

ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 11

Ноябрь 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

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



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 11, 2023

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Управление потенциалом плазмы в осесимметричной многопробочной ловушке ГОЛ-NB

*И. А. Иванов, П. А. Полозова, В. И. Баткин, К. Н. Куклин, В. В. Куркучев,
Н. А. Мельников, С. В. Полосаткин, В. В. Поступаев, А. Ф. Ровенских,
Е. Н. Сидоров, Д. И. Сквородин*

1059

СТЕЛЛАРАТОРЫ

2D- и 3D-моделирование потоков нейтральных частиц из плазмы, регистрируемых анализатором нейтральных частиц на стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, С. Е. Гребенщиков, И. А. Гришина

1070

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

Нелинейное развитие тиринг-неустойчивости тонкого токового слоя

С. Ф. Гаранин, Е. М. Кравец

1078

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Исследование динамики нейтральной компоненты плазмы токового слоя по уширению спектральной линии гелия He I 5876 Å

Н. П. Кирий, Д. Е. Харлачев, К. В. Шпаков

1092

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Динамика плазменного облака, формируемого компактной коаксиальной пушкой, при разлете в вакуум и фоновую плазму большого объема во внешнем магнитном поле

*А. С. Николенко, М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, И. Ю. Зудин, Н. А. Айдакина,
А. В. Стриковский, К. Н. Лоскутов*

1101

Численное моделирование истечения в вакуум высокоскоростных плазменных струй

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

1118

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Дисперсионные характеристики низкочастотных электронных волн в магнитоактивной плазме произвольной плотности

Н. С. Артеха, Д. Р. Шкляр

1127

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

Особенности плазмохимической коррозии железа в электронно-пучковой воздушной плазме

*В. Н. Бабичев, Д. В. Высоцкий, К. Э. Галеева, А. Н. Кириченко, А. А. Некрасов,
А. В. Угодчикова, Н. И. Трушкин, А. В. Филиппов, Ю. В. Черепанова, В. Е. Черковец*

1140

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Гибридная гидродинамическая модель расчета транспорта электронов в воздухе в сильных электрических полях

Е. И. Бочков

1151

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Активация водных растворов с помощью многоискрового кольцевого разряда с инъекцией газа в разрядных промежутках

В. В. Гудкова, Д. А. Разволяева, И. В. Моряков, А. М. Анпилов

1160

Кинетическая модель вакуумного расширения плазмы в цилиндрическом промежутке

В. Ю. Кожевников, А. В. Козырев, А. О. Коковин, Н. С. Семенюк

1170

Преимущества струи холодной атмосферной плазмы, генерируемой положительным импульсным напряжением в противораковой терапии

И. В. Швейгерт, Д. Э. Закревский, Е. В. Милахина, А. Л. Александров, М. М. Бирюков, О. А. Коваль

1178

Динамика изменения состава отрицательных ионов вокруг гидрометеоров в грозовом облаке

Н. Л. Александров, А. А. Пономарев, А. А. Сысоев, Д. И. Иудин

1186

К вопросу о формировании тока молнии

Э. М. Базелян

1205

О воздействии кольцевого периодического поверхностного барьерного разряда в воздухе на структуру течения

В. А. Битюрин, А. Н. Бочаров, Н. А. Попов

1213

Генерация убегающих электронов вблизи микронеоднородностей на поверхности катода в субнаносекундных самостоятельных разрядах в широком диапазоне высоких давлений

С. Н. Иванов, В. В. Лисенков

1222

Формирование распыла проводящей жидкости в присутствии высокого напряжения и плазмы электрического разряда

А. С. Савельев

1237

УПРАВЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЛАЗМЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ МНОГОПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-NB

© 2023 г. И. А. Иванов^{а,*}, П. А. Полозова^а, В. И. Баткин^а, К. Н. Куклин^а,
В. В. Куркучиков^а, Н. А. Мельников^а, С. В. Полосаткин^а, В. В. Поступаев^{а,**},
А. Ф. Ровенских^а, Е. Н. Сидоров^а, Д. И. Сковородин^а

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

*e-mail: I.A.Ivanov@inp.nsk.su

**e-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 31.07.2023 г.

После доработки 25.09.2023 г.

Принята к публикации 25.09.2023 г.

Представлены результаты работ по реализации метода вихревого удержания плазмы на установке ГОЛ-NB. Первые эксперименты по оптимизации подачи потенциалов на внутрикамерные электроды показали улучшение динамики захвата инжектируемых быстрых атомов водорода, а также уменьшение флуктуаций локальных параметров плазмы в центральной секции ловушки и увеличение времени распада плазмы. Геометрия расположения внутрикамерных электродов, полярности и величины приложенных потенциалов соответствует теории вихревого удержания и аналогичны работам на других открытых ловушках.

Ключевые слова: открытая ловушка, многопробочная ловушка, ГОЛ-NB, стабилизация плазмы, вихревое удержание

DOI: 10.31857/S0367292123601030, EDN: AGNZEC

1. ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение устойчивого удержания плазмы в магнитной ловушке является ключевой задачей, от решения которой зависит успех физической программы исследований. Наиболее известным методом обеспечения магнитогидродинамической (МГД) устойчивости является создание магнитных конфигураций, удовлетворяющих принципу “среднего минимума B ” [1]. На практике, возможные технические решения фактически ограничены осесимметричными системами из-за того, что в ловушках с мультипольными компонентами магнитного поля возникает быстрая неоклассическая радиальная диффузия [2]. Наряду с МГД-устойчивыми магнитными конфигурациями, используются и другие методы стабилизации плазмы в осесимметричных открытых ловушках (см., напр., обзор [3]). В данной статье мы будем рассматривать систему внутрикамерных электродов многопробочной ловушки ГОЛ-NB, предназначенную для принудительного формирования слоя с дифференциальным вращением плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, и результаты оптимизации режимов ее работы.

Многопробочные магнитные системы были предложены в [4, 5] как способ увеличения вре-

мени жизни плазмы в открытых ловушках. В такой системе магнитное поле является гофрированным (периодически модулированным вдоль оси). При расширении плазмы вдоль магнитного поля, взаимодействие популяций пролетных и локально-запертых частиц в каждой элементарной ячейке многопробочной системы приводит к появлению силы трения, тормозящей плазменный поток. Более подробно физика многопробочного удержания и состояние работ в этой области обсуждается в обзорах [6, 7]. В настоящее время многопробочные секции рассматриваются как элементы магнитной системы открытой ловушки нового поколения ГДМЛ, на которой в полной проектной конфигурации возможно получение плазмы с субреакторными параметрами [8, 9].

Установка ГОЛ-NB представляет собой масштабную модель ГДМЛ с более скромными техническими характеристиками и более скромными достижимыми параметрами плазмы [10, 11]. Задачей работ на установке является демонстрация улучшения параметров плазмы в ловушке при активации многопробочного режима удержания и изучение основных закономерностей течения плазмы в многопробочном магнитном поле. Магнитная система установки не обеспечивает

МГД-устойчивость плазмы по критерию [1]. Поэтому в физическом проекте установки [12] предполагалось, что для МГД-стабилизации плазмы в ловушке и ограничения поперечных потерь будут использоваться два метода. На этапе первоначального заполнения ловушки низкотемпературной стартовой плазмой достаточно эффективной является стабилизация в замороженностью силовых линий магнитного поля в хорошо проводящий торец [13, 14], которым является дуговой источник стартовой плазмы. Эксперименты [15] подтвердили в целом данное предположение с некоторыми особенностями в радиальных размерах стабилизируемой области.

Стабилизация плазмы на основной стадии эксперимента ГОЛ-NB во время ее нагрева методом инъекции нейтральных пучков должна осуществляться при помощи дифференциального вращения вокруг оси. Шир полоидального вращения является известным механизмом, который обеспечивает декорреляцию турбулентного переноса в тороидальных ловушках [16, 17], что в итоге приводит к формированию транспортных барьеров в токамаках [18, 19]. Несколько разновидностей техники дифференциального вращения используется в экспериментах на открытых ловушках: неоднородный по радиусу нагрев на частоте электронно-циклотронного резонанса в амбиополярной ловушке GAMMA 10 [20], подача потенциала на лимитеры в амбиополярных ловушках Phaedrus [21] и HIEI [22] и в газодинамической ловушке ГДЛ [23], вынос потенциала из плазменной пушки в установке с конфигурацией обращенного поля (FRC) C-2 [24], подача потенциала на лимитеры и секционированные плазмодриемники на установке с геликоидальным полем СМОЛА [25]. Теоретическое описание физики подавления радиальных переносов при дифференциальном вращении в открытых ловушках исследовалось в [26] в модели с принудительным формированием радиального профиля электрического поля при контакте плазмы с электродами, и в [27] в замкнутой модели, в которой электрическая связь с торцами отсутствует. Для установки ГОЛ-NB была выбрана технологически более простая схема “вихревого удержания” [23, 26]. Необходимо сделать специальную оговорку относительно использования термина “стабилизация” применительно к технике вихревого удержания в данной работе. С формальной точки зрения, более корректно было бы говорить о технике ограничения поперечных потерь при помощи дифференциального вращения. Дифференциальное вращение не устраняет причины для возникновения конвективных неустойчивостей, оно лишь помогает ограничить поперечные потери на приемлемом уровне. Далее в тексте мы будем использовать термин “стабилизация” с этим пониманием.

На установке ГОЛ-NB была разработана и введена в эксплуатацию система, позволяющая управлять радиальным электрическим полем в плазме путем подачи потенциалов на различные осесимметричные электроды, установленные внутри вакуумной камеры установки и контактирующие с плазмой. Текст статьи организован следующим образом. В разделе 2 будет кратко приведено описание установки ГОЛ-NB. В следующем разделе будет описана система внутрикамерных электродов и алгоритмы подачи потенциалов на них. Основные экспериментальные результаты излагаются в разделе 4. Статья завершается обобщением результатов и заключением.

2. УСТАНОВКА ГОЛ-NB

Установка ГОЛ-NB была создана в ИЯФ СО РАН с целью дальнейшего развития линейных систем с магнитным удержанием, использующих метод многопробочного удержания плазмы [12]. Это осесимметричная система, состоящая из центральной ловушки газодинамического типа длиной 2.5 м, двух прилегающих к ней секций с сильным магнитным полем длиной около 3 м и концевых баков расширителей плазменного потока, см. рис. 1. Секции с сильным полем состоят из 28 катушек каждая и могут включаться в двух режимах. При одинаковой запитке катушек секция сильного поля формирует соленоидальное магнитное поле, которое фактически является длинной магнитной пробкой. В многопробочной конфигурации катушки включаются через одну, при этом формируется гофрированное магнитное поле с 13 элементарными пробкотронами, периодом гофрировки 22 см и глубиной гофрировки (пробочным отношением многопробочной секции) $R_{\text{mm}} = B_{\text{max}}/B_{\text{min}} = 1.4$. Программа работ на установке предусматривает решение некоторых первоочередных задач (накопление стартовой плазмы в центральной ловушке, стабилизация плазмы, отработка технологии нагрева плазмы нейтральными пучками) при соленоидальном включении секций сильного поля. Поэтому в данной работе установка работала только с магнитной конфигурацией, показанной в нижней части рис. 1. Магнитная система расширителей создает постепенно уменьшающееся поле с коэффициентом расширения $K = B_{\text{max}}/B_{\text{gun}} = 36$, где индекс gun соответствует координате анода плазменной пушки.

В описываемых экспериментах секции сильного поля включались в соленоидальной конфигурации с $B = 4.5$ Тл. Поле в средней плоскости центральной ловушки имело величину $B = 0.3$ Тл, таким образом, пробочное отношение равнялось 15. В типичном сценарии эксперимента центральная ловушка сначала заполняется низкотемпературной стартовой плазмой, которая гене-

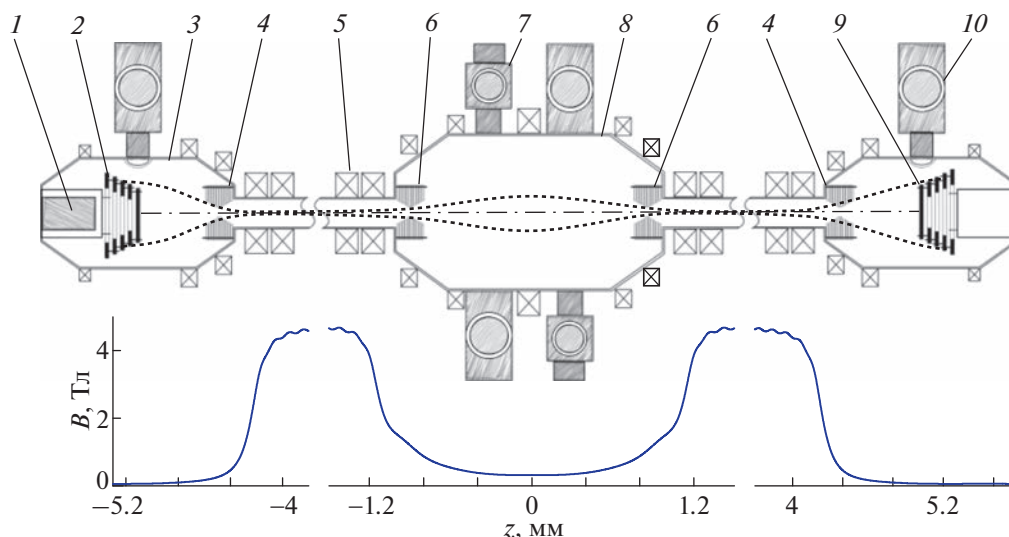


Рис. 1. Схема расположения внутрикамерных электродов в установке ГОЛ-NB (вид сверху) и профиль магнитной индукции вдоль оси: 1 — плазменная пушка, 2 — входной радиально-секционированный плазмодиод, 3 — бак расширителя, 4 — лимитерные сборки в расширителях, 5 — катушка секции сильного поля, 6 — лимитерные сборки в центральной ловушке, 7 — инжектор быстрых атомов водорода, 8 — центральная ловушка, 9 — выходной радиально-секционированный плазмодиод, 10 — модуль системы откачки. Пунктирной линией условно обозначена силовая линия, касающаяся внутренней апертуры всех лимитеров. Секции сильного поля, состоящие из 28 катушек каждая, показаны частично.

рируется дуговой плазменной пушкой [15]. При этом происходит постепенное уширение плазменного шнура в ловушке; к концу работы плазменной пушки плотность на оси достигает величины $n = 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. [28]). Электронная температура стартовой плазмы в ловушке по данным зондовых измерений постепенно уменьшается от $T_e = 8\text{--}10 \text{ эВ}$ в начале разряда до $T_e = 5\text{--}6 \text{ эВ}$ к концу работы пушки. Два нейтральных пучка с $E = 25 \text{ кэВ}$ и суммарной мощностью до 1.1 МВт [29] инжектируются в плазму на $z = \pm 0.4 \text{ м}$ (продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки). Особенностью сценария описываемых экспериментов было практически одновременное включение плазменной пушки и нагревных нейтральных пучков. Это не является оптимальным с точки зрения эффективности захвата быстрых частиц плазмой, однако позволяет использовать нейтральные пучки в качестве диагностики плотности в течение всей длительности плазменного разряда.

Помимо использования нейтральных пучков для измерения плотности, изучение параметров плазмы производилось при помощи подвижного четырехэлектродного ленгмюровского зонда [30], расположенного вне зоны существования быстрых ионов на $z = 0.89 \text{ м}$ и позволяющего одновременно проводить измерения ионной плотности, электронной температуры и радиального электрического поля. Использовались также электрические зонды на $z = -0.89 \text{ м}$ и магнитные зонды

на $z = -0.4 \text{ м}$, спектроскопическая диагностика [31] на $z = 0.4 \text{ м}$, а также анализатор быстрых нейтралов перезарядки на $z = -0.4 \text{ м}$, подобный изготовленным для установок С-2 и MST [32].

Длительность существования плазмы до 5 мс ограничивается длительностью протекания тока в катушках сильного поля. Более подробное описание различных технических систем установки ГОЛ-NB приведено в [28].

3. СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЛАЗМЫ

Система управления потенциалом плазмы установки ГОЛ-NB состоит из нескольких групп внутрикамерных электродов, которые показаны на рис. 1. Во время работы плазменной пушки существенный вклад в конфигурацию электрического поля в плазме вносит также катод пушки, потенциал которого выносится в плазму в приосевой области. Торцевые плазмодиоды (2 и 9 на рис. 1) представляют собой набор из пяти электродов с увеличивающимся радиусом. В левом из них сделано отверстие по оси, через которое проходит поток плазмы из пушки. Диаметр плазменного шнура ограничивается четырьмя сборками лимитеров (4 и 6 на рис. 1), расположенными в спадающем магнитном поле вблизи магнитных пробок вне области, в которой существует популяция быстрых ионов. Все внутрикамерные электроды изготовлены из молибдена для

Таблица 1. Основные параметры внутрикамерных электродов ГОЛ-NB

Наименование	z , м	B , Тл	D , мм	R	$D_z = 0$, мм
Отверстие анода пушки	-5.29	0.122	45	36	29
Отверстие в центральном плазмодриемнике	-5.11	0.082	180	55	95
Среднее кольцо левого плазмодриемника	-5.14	0.089	500	50	276
Лимитеры расширителей	± 4.31	0.96	145	4.7	263
Лимитеры центральной ловушки	± 1.02	1.71	110	2.6	266
Среднее кольцо правого плазмодриемника	5.14	0.062	560	73	260

уменьшения вероятности образования униполярных электрических дуг. В качестве изоляторов используется керамика высокой плотности Al_2O_3 .

Форма и расположение торцевых пластин плазмодриемников, находящихся в расширителях магнитного поля и принимающих на себя вытекающую из ловушки плазму, а также геометрия плазменной пушки детально описаны в [15, 33]. Основными особенностями плазмодриемных пластин является их радиальная секционированность с непрерывным увеличением диаметров электрически изолированных дисков, к которым возможна индивидуальная подача потенциала. Лимитерные сборки установлены по обе стороны секций сильного поля. Они представляют собой наборы из 10 колец толщиной 0.5 мм с постепенно увеличивающимся диаметром внутреннего отверстия от центра сборки к ее краям. Два средних кольца электрически соединены. На них либо может подаваться потенциал от внешнего источника питания, либо эти электроды могут оставаться под плавающим потенциалом. Остальные электроды лимитерных сборок являются защитными. Во время работы установки они приобретают плавающий потенциал. Лимитерные сборки располагаются в магнитном поле масштаба 1 Тл. Из-за того, что катушки секции сильного поля включаются импульсно со временем нарастания тока около 13 мс, кольцевые электроды лимитерных сборок имеют радиальные разрезы для исключения возможности их разрушения в результате возбуждения вихревых токов.

Схема электрического подключения внутрикамерных электродов является компромиссом между задачей обеспечения устойчивости плазмы и задачей формирования максимального потока частиц стартовой плазмы из пушки в центральную ловушку. В табл. 1 приведены некоторые геометрические параметры внутрикамерных электродов: продольная координата, локальное магнитное поле B , локальное пробочное отношение $R = B_{\max}/B$, диаметр проекции силовой трубки на центр ловушки $z = 0$. Как видно, все лимитерные сборки установлены практически на одной магнитной поверхности с небольшим отклонением, магнитные потоки согласованы с точностью луч-

ше 2% (из-за разного времени нарастания токов в различных катушках магнитной системы и возникновения значительных вихревых токов по вакуумной камере абсолютно точное согласование в течение всей длительности эксперимента невозможно).

Внутренние лимитеры (расположенные в центральной ловушке) находятся в тени внешних (расположенных в расширителях) для исключения прямой электрической связи вдоль магнитного поля с торцевыми плазмодриемниками. Это связано с тем, что принятая для установки ГОЛ-NB техника вихревого удержания [23, 26] предполагает подачу разнополярных потенциалов на плазмодриемники и лимитеры центральной секции. Поэтому лимитеры в расширителях, имеющие плавающий потенциал, препятствуют протеканию прямого тока между плазмодриемниками и внутренними лимитерами. В свою очередь, только радиальная компонента тока, протекающего от лимитеров в центральной ячейке к плазмодриемникам, раскрывает плазму за счет силы Ампера. Радиальный шаг электродов лимитерных сборок в $\Delta r = 2$ мм выбран таким, чтобы ларморовский радиус ионов тепловой компоненты плазмы, имеющей в перспективе температуру в несколько десятков электронвольт, был в несколько раз меньше.

В настоящее время на установке реализована следующая схема коммутации питания к внутрикамерным электродам. Плазмодриемные пластины левого расширителя заземлены через резистивный делитель с равномерным шагом с сопротивлениями $R = 0.32$ Ом. Такая мера снижает вероятность переключения сильноточного разряда в плазменной пушке на корпус вакуумной камеры и улучшает эффективность генерации и транспортировки плазмы вдоль длинного солениоида. Потенциалы электродов плазмодриемника увеличиваются от края к оси. В настоящее время подключение пластин левого плазмодриемника является пассивным, потенциалы пластин определяются плазменными процессами. Конструкция установки позволяет при необходимости изменять распределение их потенциалов при помощи внешних источников питания. На пла-

стины правого плазмоприемника возможна подача независимо регулируемых отрицательных потенциалов в пределах 0–250 В. Обычно данные напряжения выставлялись с равномерным шагом с увеличением амплитуды к центральному диску. Подача положительных потенциалов в пределах 0–200 В на средние электроды внутренних лимитеров происходит синхронно до старта генератора плазмы и остается постоянной в течение разряда. Характерные диаграммы токов на все активные внутрикамерные электроды показаны на рис. 2. Как видно, амплитуды токов не превышают 100 А. Они сопоставимы по плотностям тока с токами ионного или электронного насыщения ленгмюровских зондов (в соответствии с полярностью приложенных потенциалов).

Система питания внутрикамерных электродов использует управляемые АС-DC источники мощностью до 1.5 кВт с гальванически-изолированными выходами, которые позволяют изменять выходное напряжение в пределах 15–55 В. Последовательное соединение пяти таких источников позволяет создавать полное напряжение на центральном электроде плазмоприемника системы от ± 15 до ± 275 В. Выходы всех источников подключены к конденсаторам емкостью 6.8 мФ для увеличения импульсной токоотдачи. Коммутация на нагрузку осуществляется IGBT-ключами, имеющими достаточный запас по коммутируемому току. Для управления выходным напряжением источника и таймингом включения транзисторов была создана схема на основе платы с 32-разрядным микроконтроллером STM32F407, имеющим архитектуру Cortex M4. В первую очередь она управляет выходными напряжениями АС-DC источников через гальванически изолированные каналы цифро-аналоговых преобразователей. Микроконтроллер также управляет включением/выключением и контролем состояния АС-DC источников. Измерение аналоговых сигналов, соответствующих величине выходного напряжения и протекающего тока, реализовано на базе этой же платы. Это позволило сделать самодостаточную систему с уменьшенными наводками на измерительные каналы. Связь с системой управления и сбора данных установки осуществляется по сети Ethernet 1000base-T.

4. ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

Положительное влияние отрицательного потенциала плазмоприемника на эффективность транспортировки плазмы вдоль секции сильного поля ранее уже было показано в экспериментах на стартовой конфигурации ГОЛ-NB [33]. Поэтому основной задачей представленных экспериментов было определение оптимального режима работы всей системы внутрикамерных электро-

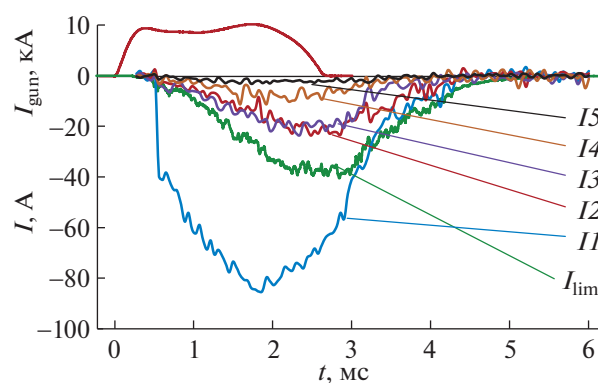


Рис. 2. Подборка типичных сигналов, характеризующих работу систем питания внутрикамерных электродов. Ток плазменной пушки приведен в качестве масштаба по времени, радиальные сегменты плазмоприемника пронумерованы от центра к краю 11–15. Токи плазменной пушки I_{gun} и лимитеров I_{lim} для наглядности показаны с обратной полярностью.

дов, в первую очередь лимитеров. На рис. 3 приведены типичные сигналы при разных потенциалах лимитеров. Во всех случаях потенциал правых торцевых плазмоприемников был равным $U_r = -200$ В. Здесь и далее для обозначения режима работы установки мы будем использовать величину напряжения, задаваемого источником питания. Реальный потенциал, вводимый в плазму, изменяется в течение длительности разряда из-за падения части потенциала на защитном резисторе, ограничивающим ток при пробое, а также из-за изменения падения потенциала в ленгмюровском слое из-за изменения параметров приповерхностной плазмы со временем. На верхней части рисунка приведены ток разряда плазменной пушки и суммарный ток на лимитеры центральной секции. На рисунке показаны эволюция тока на правый выходной плазмоприемник, а также токи прошедших быстрых атомов, регистрируемые по центральной хорде. Видно, что с ростом величины положительного потенциала лимитеров происходит улучшение захвата нагревных пучков. Это показывает, что в ловушке происходит более значительное накопление плотности стартовой плазмы при подаче положительного потенциала на лимитеры. Заметная разница в токах на лимитеры при потенциалах $U_{\text{lim}} = +100$ и $+200$ В не приводит к дополнительному увеличению захвата пучков, несмотря на увеличение тока на лимитеры. Необходимо заметить, что вводимая электрическая мощность через лимитеры $U_{\text{lim}} I_{\text{lim}} \approx 5\text{--}10$ кВт является достаточно малой, чтобы существенно повлиять на параметры плазмы в ловушке.

Сигналы, показанные на рис. 3д показывают динамику выхода быстрых атомов, получающих

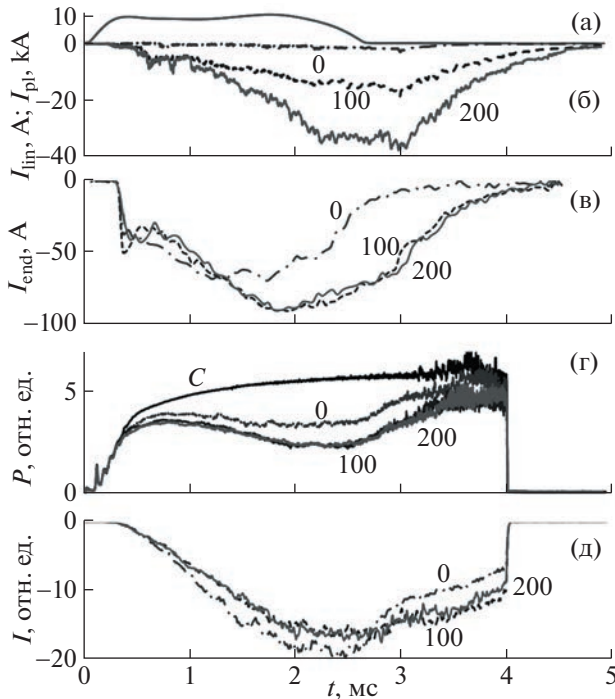


Рис. 3. Сигналы при различных потенциалах лимитеров в центральной ловушке (метки у кривых соответствуют потенциалу в вольтах): ток разряда в плазменной пушке (а), суммарный ток двух лимитеров в центральной ловушке (б), ток центральной секции выходного плазмоприемника (в), плотность тока нагретого нейтрального пучка, прошедшего сквозь вакуумную камеру (г) (C — сигнал в контрольном эксперименте без плазмы; чем меньше сигнал с плазмой, тем лучше коэффициент захвата пучка), поток нейтралов перезарядки в канале 25 кэВ (д).

ся при перезарядных потерях захваченных быстрых протонов (канал анализатора с энергией 25 кэВ). Данная величина пропорциональна трем параметрам плазменного образования в точке инжекции:

$$P \propto I_b n_g \int n dr,$$

где I_b — эквивалентный ток инжектируемого пучка, n_g — плотность газа в области удержания быстрых протонов, интегрирование ведется вдоль хорды наблюдения. Из рисунка видно следующее. При заземленных лимитерах наблюдается более высокая плотность нейтрального газа по сравнению с режимом, при котором на лимитер подается положительный потенциал. Кроме этого, распад плазмы после выключения плазменной пушки при заземленном лимитере происходит быстрее, чем при отрицательном потенциале лимитеров.

Радиальное распределение потенциала в плазме центральной ловушки измерялось при помощи обычного цилиндрического электрического

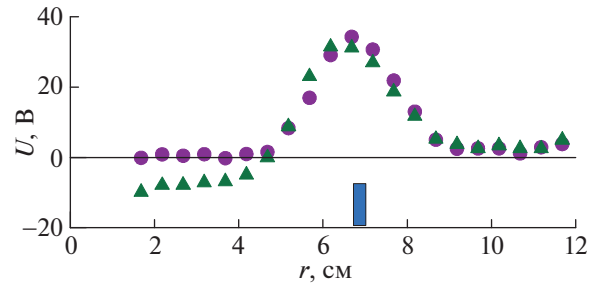


Рис. 4. Потенциал электростатического зонда на $z = 0.89$ м относительно корпуса установки, приведенный для моментов времени $t = 2$ мс (кружки) и $t = 3$ мс (треугольники). Прямоугольник на координатах 6.7–7 см условно показывает проекцию радиального положения кольца лимитера, на которое подается потенциал.

зонда длиной 4 мм. Зонд мог перемещаться по радиусу на отрезке длиной 102 мм. Измерялся плавающий потенциал зонда, который, как известно, отличается от потенциала плазмы на величину перепада потенциала в лэнгмюровском слое. На рис. 4 показаны радиальные профили при потенциале лимитеров $U_{\text{lim}} = 100$ В, соответствующие двум типичным моментам времени: стадии накопления плазмы (2 мс) и стадии распада (3 мс). Видно, что вблизи лимитера действительно формируется слой с изменяющимся электрическим полем, в котором должно происходить дифференциальное вращения плазмы из-за $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейфа. Непосредственного измерения скорости вращения плазмы в этой точке в настоящее время нет, однако ее можно оценить по измеренной величине радиального электрического поля. В данном режиме работы установки величина $E_r \approx 20$ В/см на $r \approx 5.5$ см, что дает скорость $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейфа на этом радиусе $v_\phi \approx 1.7 \times 10^5$ см/с и угловую скорость вращения плазмы $\omega \approx 3 \times 10^4$ с $^{-1}$. При удалении от области максимального градиента потенциала электрическое поле и скорость дрейфовой вращения уменьшаются, в залимитерной области плазмы — вращается в противоположную сторону.

Потенциал в залимитерной области формируется самосогласованно в результате того, что редкая залимитерная плазма опирается на радиально-секционированные защитные электроды лимитерной сборки, которые приобретают плавающий потенциал. Поведение потенциала в центральной части плазменного шнура отличается на стадии распада от стадии накопления плазмы. Как видно из рис. 4, потенциал приосевой области в центральной ловушке близок к нулю во время работы плазменной пушки. Он определяется хорошим электрическим контактом плазмы с эмитирующей плотной прианодной плазмой

сильноточного разряда в пушке. После прекращения разряда в плазменной пушке и ухудшения проводимости на этот торец установки, потенциал плазмы в ловушке начинает определяться трансляцией потенциала со стороны выходного плазмоприемника. При этом центральная область плазмы приобретает отрицательный потенциал и зона дифференциального вращения расширяется. Заметим, что в данном режиме падение напряжения на защитных резисторах в цепи питания находится в пределах 5–10 В. Падение потенциала в ленгмюровском слое у электродов и у зонда можно оценить как $\Delta\phi \approx 3.3 T_e / e \approx 20$ В. Таким образом, можно говорить о разумном согласии измеренного потенциала в максимуме кривых на рис. 4 с величиной напряжения, задаваемого источником питания.

Детальное рассмотрение поведения токов на лимитеры и плазмоприемники дает возможность количественно охарактеризовать время существования плазмы в ловушке после выключения плазменной пушки. В этот период времени плотность плазмы быстро снижается и диагностика плотности по ослаблению нейтральных пучков становится крайне неточной. Внутрикамерные электроды можно рассматривать как макроскопические ленгмюровские зонды. Тогда ионный ток собирается плазмоприемником, а электронный — лимитерами, в пределах соответствующих магнитных поверхностей. В этой связи, для уменьшения влияния вольт-амперной характеристики, на рис. 5 представлены сигналы этих токов, нормированные на максимальное их значение в конкретном эксперименте. Как видно из рис. 5а, после выключения разряда плазменной пушки в $t_0 = 2.7$ мс ток на лимитеры экспоненциально спадает. При этом показатель экспоненты в области $t = 2.7$ –4 мс существенно зависит от величины потенциалов плазмоприемника и лимитеров. Такое поведение тока на лимитеры можно интерпретировать как увеличение времени удержания плазмы в центральной ловушке.

Зависимость времени спада тока на лимитеры от величины потенциала плазмоприемника показана на рис. 6а. В заданном режиме потенциал лимитеров был в пределах $U_{\text{lim}} = 100$ –150 В. Приведенные погрешности соответствуют дисперсии измеренных значений в серии выстрелов. Как видно, данное время, в оптимальных условиях подачи потенциалов, уже по порядку величины сопоставимо с оценкой времени газодинамического удержания: $\tau \sim RL/2c_s \sim 0.5$ мс, где $R = 15$ — пробочное отношение, L — длина ловушки, c_s — звуковая скорость. На рис. 6б представлено поведение величины отношения амплитуды тока плазмоприемника в $t = 4$ мс к максимальному току. Чем выше данный показатель, тем более эффективно удерживается плазма в ловушке после

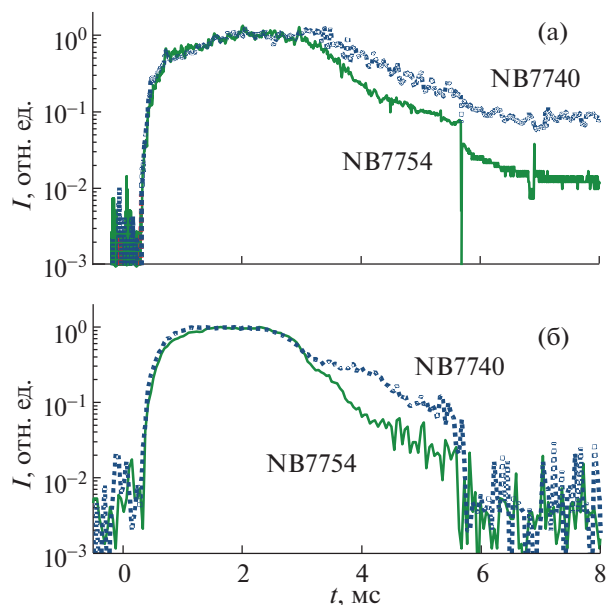


Рис. 5. Нормированные на максимальную амплитуду суммарный ток лимитеров (а) и правого центрального плазмоприемника (б) при различных установленных потенциалах: эксперимент NB7754 — $U_{\text{lim}} = +50$ В, $U_r = -250$ В; эксперимент NB7740 — $U_{\text{lim}} = +100$ В, $U_r = -120$ В. Скачок сигналов в области $t = 5.7$ мс соответствует выключению подачи потенциалов на плазмоприемник.

отключения тока разряда в плазменной пушке и исчезновения стабилизирующего влияния в замороженности силовых линий в плазменную пушку.

Результатом данной серии экспериментов стало определение оптимальных значений потенциалов лимитеров $U_{\text{lim}} = 100$ В и плазмоприемников $U_r = -120$ В. Именно в сравнении с данным оптимальным режимом работы были проведены дальнейшие эксперименты по выявлению влияния подачи напряжения на поведение локальных параметров плазмы.

В первую очередь была проведена серия экспериментов по измерению локальных флуктуаций плотности плазмы в сечении центральной ловушки в области между точкой остановки быстрых протонов и лимитерами. В данное сечение был установлен подвижный двойной ленгмюровский зонд, перемещавшийся по радиусу в паузах между экспериментами. Зависимость тока насыщения зонда, находившегося на оси плазмы, от потенциала лимитера показана на рис. 7. В данных экспериментах потенциал плазмоприемников был $U_r = -150$ В. Как видно из приведенных сигналов, подача положительного потенциала на лимитеры приводит к увеличению плотности плазмы и длительности ее удержания. Сигналы токов насыщения зонда являются достаточно шумными, амплитуда шумов также зависит от приложенного

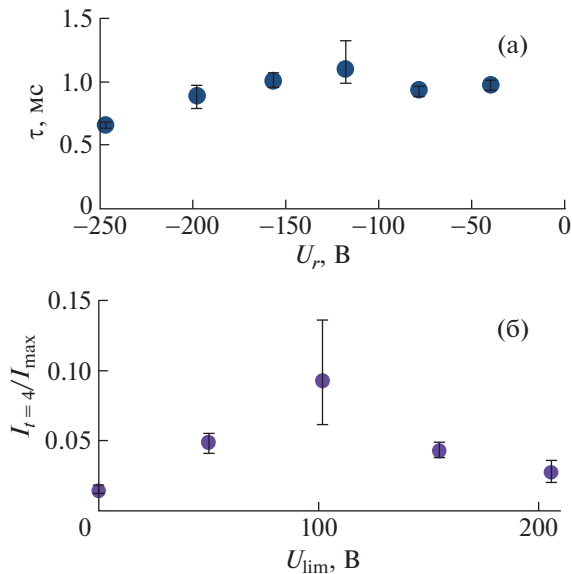


Рис. 6. Зависимость времени экспоненциального затухания тока на лимитеры после выключения плазменной пушки от амплитуды напряжения на плазмодриемнике (а); зависимость отношения величины тока на плазмодриемнике в $t = 4$ мс к максимальному току от величины напряжения на лимитере (б). Погрешности соответствуют дисперсии измеренных значений в серии экспериментов.

потенциала. На рис. 7б и в приведена спектрограмма Фурье по бегущему окну длительностью 0.25 мс. Из данных диаграмм видно два факта. Во-первых, наблюдается снижение амплитуды высокочастотных мод при подаче положительного потенциала на лимитеры. Во-вторых, на сигналах при выключении тока разряда плазменной пушки в области $t \approx 2.5$ –3 мс проявляются квазигармонические осцилляции на частоте $f \approx 13$ кГц и ее гармониках. При заземленных лимитерах $U_{\lim} = 0$ данные колебания периодически возникают даже в течение разряда пушки, а после ее выключения – несколько раньше, чем при положительном потенциале лимитеров. Это косвенно свидетельствует о более сильной МГД-активности, приводящей к быстрой потере вещества поперек магнитного поля в отсутствии потенциала на лимитерах.

Для дальнейшей диагностики поведения заливочной плазмы использовался электростатический зонд, позволяющий регистрировать разность плавающих потенциалов между двумя электродами, смещенными по азимуту на 1 см. Измерительная головка зонда располагалась глубоко в тени диафрагм на $z = -0.89$ м и $r = 115$ мм, что соответствует расстоянию до последней магнитной поверхности, проходящей через лимитеры, $\Delta r = 100$ мм в пересчете на величину магнитного поля в средней плоскости центральной

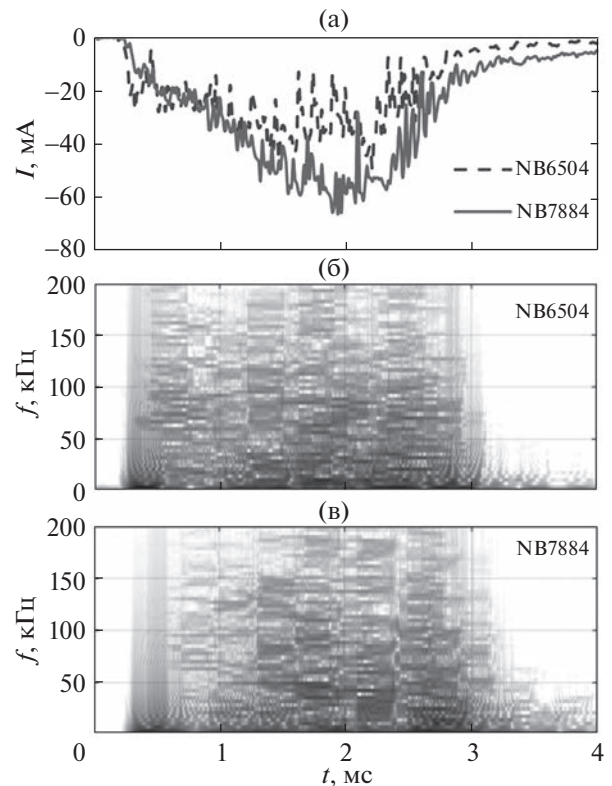


Рис. 7. Сигналы двойного ленгмюровского зонда (а), расположенного в центральной ловушке на $z = 0.89$ м при потенциалах лимитеров 0 (NB6504) и +100 В (NB7884) в экспериментах без инъекции нейтральных пучков; спектрограммы сигналов тока ленгмюровского зонда для экспериментов NB6504 и NB7884 (интенсивность цвета соответствует амплитуде гармоник; масштаб логарифмический) (б, в).

ловушки. Механически электроды зонда представляют собой проволочки из торированного вольфрама диаметром 0.1 мм и длиной 4 мм. Измерение разности потенциалов производится через подавляющий синфазные наводки дифференциальный усилитель с аналоговой полосой $f < 13$ МГц. Сигналы зонда, пересчитанные в азимутальное электрическое поле, приведены на рис. 8 для случаев оптимального режима подачи потенциалов на внутрикамерные электроды (эксперимент NB7444) и при заземленных лимитерах (эксперимент NB7442). Там же показан модовый состав колебаний азимутального поля. Спектрограммы вычислялись при помощи быстрого преобразования Фурье в бегущем окне длительностью 0.25 мс. Основным выводом из приведенных спектрограмм является то, что в вылетающей поперек магнитного поля плазме заметная амплитуда флуктуаций наблюдается только в низкочастотной области. Так же, как и на диаграммах сигналов Ленгмюровского зонда на рис. 7, присутствуют флуктуации в области частоты

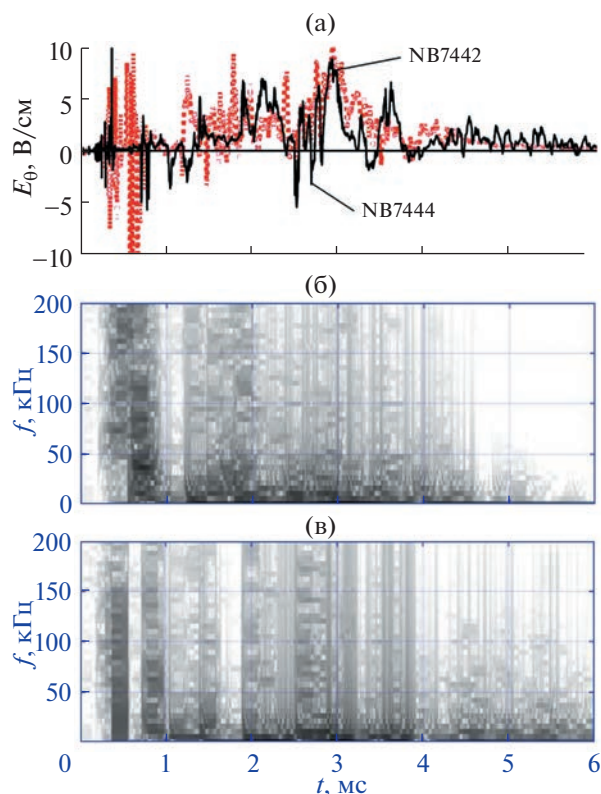


Рис. 8. Напряженность азимутального электрического поля E_0 в тени лимитера (проекция радиуса в центральную плоскость $R = 23$ см) при разных потенциалах $U_{\text{lim}} = 0$ (NB7442) и $U_{\text{lim}} = 100$ В (NB7444) (а); модовый состав колебаний азимутального электрического поля по сигналам рисунка а в эксперименте NB7442 (чем темнее, тем выше амплитуда гармоники; масштаб логарифмический) (б); эксперимент NB7444 (в).

$f = 10$ кГц и ее ближайших гармоник. В дополнение можно заметить, что при подаче оптимального потенциала на лимитеры, амплитуда азимутального электрического поля несколько меньше, спектр колебаний уже, а длительность сигнала дольше. Это свидетельствует о меньшей МГД-активности плазмы в периферийной области. Средняя амплитуда напряженности азимутального электрического поля для приведенных выстрелов, в случае с оптимальными потенциалами на лимитерах, на $\sim 30\%$ меньше, чем при заземленных. Это качественно согласуется с увеличением захвата пучков, показанным на рис. 3.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке ГОЛ-NB была создана, протестирована и введена в эксплуатацию система создания радиального электрического поля в плазме, которое необходимо для формирования слоя дифференциального вращения вокруг оси в ре-

зультате дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Это необходимо для ограничения амплитуды перестановочных неустойчивостей по технологии вихревого удержания [23, 26], которые в противном случае приводят к большим поперечным потерям плазмы. Система состоит из пятиэлектродных радиально-секционированных торцевых плазмодриемников, двух сборов лимитеров в центральной ловушке, двух сборов лимитеров в баках расширителей, управляемых источников питания и средств измерения величины токов и подаваемых потенциалов. Проведены первые эксперименты по оптимизации подачи потенциалов на данные системы. Экспериментально показано улучшение динамики захвата инжектируемых быстрых атомов водорода, а также уменьшение флуктуаций локальных параметров плазмы в центральной секции ловушки при подаче оптимальных напряжений на внутрикамерные электроды. Важно, что наибольшие улучшения в параметрах плазмы наблюдаются после прекращения работы плазменной пушки, когда исчезает стабилизация в замороженностью силовых линий магнитного поля в проводящий торец сильнотокового разряда в пушке.

В представленных экспериментах геометрия электродов, полярности и величины потенциалов соответствуют ожидавшимся из теории вихревого удержания и экспериментов на установке ГДЛ [26], на которые авторы опирались при проектировании установки ГОЛ-NB. Оптимум по потенциалам электродов является достаточно плавным (см. рис. 5), однако улучшение времени жизни плазмы в ловушке после прекращения стабилизации в замороженностью силовых линий является значимым. При увеличении напряжения выше оптимального наблюдается деградация удержания, которая прогнозируется в теории [23, 26] из-за растущей дестабилизирующей роли неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Отметим, что в теории вихревого удержания важную стабилизирующую роль играет популяция быстрых ионов, образующаяся при захвате нейтральных частиц нагретых пучков. В первых экспериментах с нейтральной инжекцией на ГОЛ-NB [34], наблюдались потери быстрых ионов из-за перезарядки, в результате чего плотность популяции быстрых ионов и температура плазмы были ниже расчетных. По мере увеличения температуры плазмы и плотности популяции быстрых ионов величины потенциалов для оптимума по удержанию должны увеличиваться, поэтому имеющийся резерв систем питания по напряжению может быть восстановлен.

В заключение отметим еще одно обстоятельство. Любой реальный эксперимент является достаточно сложной системой, в которой одновременно происходят различные процессы. Часто изменение одного из параметров эксперимента

приводит к изменению сразу нескольких процессов, причем вклад каждого из них в изменение итогового результата трудно либо невозможно вычлениить. Одним из таких процессов является продольный ток, протекающий по плазме. Величина этого тока зависит от приложенных напряжений — см. рис. 3. Ранее мы уже упоминали омическую мощность, выделяемую протекающим током и несколько модифицирующую параметры плазмы. Другим эффектом протекающего тока является появление глобального азимутального магнитного поля. Как хорошо известно, в линейной системе предельная величина продольного тока по критерию [35, 36] определяется выражением (в единицах системы СИ):

$$q = \frac{2\pi a B_z}{L B_\theta} = \frac{(2\pi a)^2 B_z}{\mu_0 L I} > 1,$$

где q — запас устойчивости, B_z и B_θ — аксиальная и азимутальная компоненты магнитного поля, a и L — радиус и длина плазмы, μ_0 — магнитная постоянная, I — полный ток по плазме. Для параметров установки ГОЛ-NB предельно допустимый продольный ток превышает 15 кА, что многократно превосходит величину тока в данном эксперименте. В этой работе мы изучали работу системы внутрикамерных электродов при симметричном подключении. Возможно также несимметричное подключение, при котором на лимитеры будут подаваться разные потенциалы и между ними будет дополнительно формироваться продольный ток. Тогда, помимо шира вращения, будет возникать и шир магнитного поля, который также является стабилизирующим фактором [37]. Поскольку потенциалы лимитеров и плазмоприемников устанавливаются независимо и имеют разную полярность, то в принципе возможна ситуация, при которой направления тока вблизи оси плазмы и на периферии будут противоположными. Ранее в экспериментах на установке ГОЛ-3 было показано [38], что подобная конфигурация может обеспечивать МГД-стабилизацию неустойчивой по критерию [1] конфигурации даже при $q < 1$ на оси системы. Ток, протекающий по периферии системы с низкой плотностью, будет также служить дополнительным источником омического нагрева в этой области. Подобный режим сильноточной работы кольцевых электродов используется в экспериментах на установке C-2W [39].

Во время рецензирования этой статьи вышла из печати статья о физическом базисе установки WHAM [40], в которой описана система электродов, предназначенных для такого же способа стабилизации плазмы за счет формирования слоя дифференциального вращения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Сооружение и эксплуатация установки ГОЛ-NB финансируется Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Изучение устойчивости плазмы в ГОЛ-NB проводится при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-12-00133; <https://rscf.ru/en/project/21-12-00133/>.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rosenbluth M.N., Longmire C.L. // Ann. Phys. 1957. V. 1. P. 120. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(57\)90055-6](https://doi.org/10.1016/0003-4916(57)90055-6)
2. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. // Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 186.
3. Ryutov D.D., Berk H.L., Cohen B.I., Molvik A.W., Simonen T.C. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 092301. <https://doi.org/10.1063/1.3624763>
4. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 320.
5. Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Makhlisani A. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 144. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.144>
6. Mirnov V.V., Lichtenberg A.J. // Rev. Plasma Physics. V. 19 / Ed. B.B. Kadomtsev. New York, 1996. P. 53.
7. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 651. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038342>
8. Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162. <https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
9. Сковородин Д.И., Черноштанов И.С., Амиров В.Х., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В., Горбовский А.И., Котельников И.А., Магомедов Э.М., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Приходько В.В., Савкин В.Я., Солдаткина Е.И., Соломахи А.Л., Сорокин А.В., Судников А.В., Христо М.С., Шиянков С.В., Яковлев Д.В., Щербаков В.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 831. <https://doi.org/10.31857/S0367292123600322>
10. Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2015. V. 68. P. 92. <https://doi.org/10.13182/FST14-846>
11. Поступаев В.В., Юров Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 966. <https://doi.org/10.7868/S036729211611007X>
12. Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
13. Prater R. // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 193. <https://doi.org/10.1063/1.1694587>
14. Molvik A.W., Breun R.A., Golovato S.N., Hershkowitz N., McVey B., Post R.S., Smatlak D., Yujiri L. //

- Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 2711.
<https://doi.org/10.1063/1.864575>
15. Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 856.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121090031>
 16. Shaing K.C., Crume Jr E.C. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 2369.
 17. Biglari H., Diamond P.H., Terry P.W. // Phys. Fluids B. 1990. V. 2. P. 1.
<https://doi.org/10.1063/1.859529>
 18. Taylor T.S. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. P. B47.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/12B/005>
 19. Burrell K.H. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 1499.
<https://doi.org/10.1063/1.872367>
 20. Cho T., Yoshida M., Kohagura J., Hirata M., Numakura T., Higaki H., Hojo H., Ichimura M., Ishii K., Islam K.Md., Itakura A., Katanuma I., Nakashima Y., Saito T., Tatematsu Y., Yoshikawa M., Kojima Y., Tokio-ka S., Yokoyama N., Tomii Y., Imai T., Pastukhov V.P., Miyoshi S., and GAMMA 10 Group // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 085002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.085002>
 21. Severn G.D., Hershkowitz N., Breun R.A., Ferron J.R. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 114.
<https://doi.org/10.1063/1.859948>
 22. Sakai O., Yasaka Y., Itatani R. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 4071.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.4071>
 23. Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Soldatkina E.I. // Fusion Sci. Technol. 2010. V. 57. P. 351.
<https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>
 24. Schmitz L., Fulton D., Ruskov E., Lau C., Deng B.H., Tajima T., Binderbauer M.W., Holod I., Lin Z., Gota H., Tuszewski M., Dettrick S.A., Steinhauer L.C. // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 13860.
<https://doi.org/10.1038/ncomms13860>
 25. 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 Eng. Design. 2017. V. 122. P. 86.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.09.005>
 26. Beklemishev A.D. // AIP Conf. Proc. 2008. V. 1069. P. 3.
<https://doi.org/10.1063/1.3033729>
 27. Pastukhov V.P., Chudin V.N. // Fusion Sci. Technol. 2011. V. 59 (1T). P. 84.
<https://doi.org/10.13182/FST11-A11580>
 28. 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., Skovorodin D.I. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 086003.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
 29. Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., Voskoboinikov R.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 030010.
<https://doi.org/10.1063/1.4964166>
 30. Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F. // J. Instrum. 2021. V. 16. P. T11006.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/11/T11006>
 31. Никишин А.В., Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 212.
<https://doi.org/10.31857/S036729212203012X>
 32. Polosatkin S., Belykh V., Davydenko V., Clary R., Fiksel G., Ivanov A., Kapitonov V., Liu D., Mishagin V., Titunov M., Voskoboinikov R. // Nucl. Instr. Meth. A. 2013. V. 720. P. 42.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.039>
 33. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
 34. Поступаев В.В., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Куклин К.Н., Лыкова Ю.А., Меклер К.И., Мельников Н.А., Никишин А.В., Полосаткин С.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Скляров В.Ф., Сквородин Д.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1005.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600340>
 35. Шафранов В.Д. // Атомная энергия. 1956. Т. 1. С. 38.
 36. Kruskal M.D., Johnson J.L., Gottlieb M.B., Goldman L.M. // Phys. Fluids. 1958. V. 1. P. 421.
<https://doi.org/10.1063/1.1724359>
 37. Suydam B.R. // Proc. Second U. N. Internat. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1958). 1958. V. 31. P. 354.
 38. Burdakov A.V., Postupaev V.V., and Sudnikov A.V. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 052507.
<https://doi.org/10.1063/1.4876745>
 39. Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Putvinski S., Tuszewski M., Deng B.H., Dettrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M., Roche T., Romero J.A., Smirnov A., Sokolov V., Song Y., Steinhauer L.C., Thompson M.C., Trask E., Van Drie A.D., Yang X., Yushmanov P., Zhai K., Alfrey I., Andow R., Barraza E., Beall M., Bolte N.G., Bomgardner E., Ceccherini F., Chirumamilla A., Clary R., DeHaas T., Douglass J.D., DuBois A.M., Dunaevsky A., Fallah D., Feng P., Finucane C., Fulton D.P., Galeotti L., Galvin K., Granstedt E.M., Griswold M.E., Guerrero U., Gupta S., Hubbard K., Isakov I., Kinley J.S., Korepanov A., Krause S., Lau C.K., Leinweber D., Leuenberger J., Lieurance D., Madrid M., Madura D., Matsumoto T., Matvienko V., Meekins M., Mendoza R., Michel R., Mok Y., Morehouse M., Nations M., Necas A., Onofri M., Osin D., Ottaviano A., Parke E., Schindler T.M., Schroeder J.H., Sevier L., Sheftman D., Sibley A., Signorelli M., Smith R.J., Slepchenkov M., Snitchler G., Titus J.B., Ufnal J., Valentine T., Waggoner W., Walters J.K., Weixel C., Wollenberg M., Ziaei S., Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Baltz E.A., Platt J.C., and the TAE Team // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 112009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0be9>
 40. Endrizzi D., Anderson J.K., Brown M., Egedal J., Geiger B., Harvey R.W., Ialovega M., Kirch J., Peterson E., Petrov Yu.V., Pizzo J., Qian T., Sanwalka K., Schmitz O., Wallace J., Yakovlev D., Yu M., Forest C.B. // J. Plasma Phys. 2023. V. 89. P. 975890501.
<https://doi.org/10.1017/S0022377823000806>

УДК 533.9

2D- И 3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ АНАЛИЗАТОРОМ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2023 г. А. И. Мещеряков^{а,*}, И. Ю. Вафин^а, С. Е. Гребенщиков^а, И. А. Гришина^а^аФИЦ “Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН”, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 08.06.2023 г.

После доработки 05.09.2023 г.

Принята к публикации 15.09.2023 г.

Выполнено 2D- и 3D-моделирование проникновения нейтральных частиц в плазму с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М, и проведено сравнение результатов моделирования. Получены радиальные распределения плотности нейтралов в плазменном шнуре и модельные энергетические спектры потока атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. Для условий омического нагрева в стеллараторе Л-2М определены значения плотностей плазмы, выше которых необходимо учитывать при моделировании процессы рекомбинации. Сравнение модельных энергетических спектров потока атомов перезарядки, вылетающих из плазмы, с экспериментальными данными позволило построить радиальные распределения плотности нейтралов в абсолютных единицах. При этом расчетное значение плотности нейтралов в центре плазменного шнура составило около 10^{15} м^{-3} , что на четыре порядка меньше плотности заряженных частиц 10^{19} м^{-3} .

Ключевые слова: компьютерное моделирование, проникновение нейтральных частиц в плазму, энергетические спектры потока нейтралов, стелларатор Л-2М

DOI: 10.31857/S0367292123600693, **EDN:** HIZQRT

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализаторы нейтральных частиц (NPA, Neutral Particle Analyzers) часто используются на термоядерных установках для определения температуры ионов плазмы по энергетическим спектрам быстрых атомов, возникших в результате процессов перезарядки горячих ионов на медленных нейтральных частицах, поступающих в плазму со стенки вакуумной камеры. При этом в результате перезарядки быстрые атомы, вылетающие из плазмы, сохраняют импульс и энергию исходных ионов. Достоинством диагностики является ее достаточно высокое энергетическое разрешение. С помощью NPA-диагностики можно получать как локальные данные, так и усредненные по хорде измерения, в зависимости от выбранной схемы измерений: активной [1–4] или пассивной [5–7]. На стеллараторе Л-2М анализатор нейтральных частиц работает в пассивном режиме: измеряются энергетические спектры атомов перезарядки, усредненные по хордам тороидального плазменного шнура. Имеется также возможность сканирования плазмы анализатором нейтральных частиц по радиальным хордам плазмы.

Если плотность плазмы является достаточно низкой, то энергетический спектр атомов перезарядки практически совпадает со спектром ионов плазмы. На современных термоядерных установках, работающих с высокими плотностями плазмы порядка 10^{20} м^{-3} , интерпретация результатов пассивной NPA-диагностики начинает сталкиваться с некоторыми трудностями. С ростом плотности плазма становится все менее “прозрачной” для атомов перезарядки, вылетающих из центральных областей плазмы. В этих условиях до детекторов NPA-диагностики сможет долететь лишь небольшое количество атомов перезарядки из центральных областей плазмы. Этот эффект называют эффектом экранировки. Он осложняет интерпретацию спектров атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. В частности, прямое определение ионной температуры в центральных областях плазмы становится возможным только по высокоэнергетичным “хвостам” спектра атомов перезарядки. Кроме того, с увеличением плотности плазмы возрастает роль процессов рекомбинации в формировании радиального распределения плотности нейтралов в центральных областях плазмы, и эти процессы

необходимо учитывать при интерпретации спектров атомов перезарядки.

В этих условиях возрастает роль моделирования процессов проникновения нейтралов в плазму. В ходе моделирования можно получить такие параметры, как радиальный профиль концентрации нейтралов и величину потока атомов перезарядки из плазмы, которые необходимы для корректной интерпретации спектров атомов перезарядки, измеренных с помощью NRA-диагностики. Сравнивая спектры атомов перезарядки, измеренные NRA-диагностикой, с расчетными спектрами, полученными в результате моделирования процессов поступления в горячую плазму холодных нейтралов со стенки вакуумной камеры, можно определить абсолютную концентрацию нейтралов в центральных областях плазменного шнура и вычислить энергетические потери за счет потока атомов перезарядки вылетающих из плазмы.

Таким образом, измерения энергетических спектров атомов перезарядки с помощью NRA диагностики должны сопровождаться моделированием процессов проникновения в плазму нейтральных частиц, поступающих со стенки вакуумной камеры.

В настоящее время разработаны транспортные коды, которые включают в себя и перенос нейтральных частиц. Эти коды можно использовать для расчета потока атомов перезарядки, выходящих из плазмы, а также энергии, выносимой этими атомами [8]. Транспортные коды представляют собой сложные компьютерные программы, требующие большого времени вычислений. При этом они, как правило, не дают информации о спектре атомов перезарядки, вылетающих из плазмы, поскольку изначально нацелены на расчет глобального баланса и переноса энергии и частиц в плазме. Поэтому для интерпретации экспериментальных данных NRA-диагностики разрабатывают специальные компьютерные программы. Например, в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для интерпретации результатов NRA-диагностики разработан плазмозфизический код DOUBLE-MS [9]. Особенностью этого кода является возможность трехмерной постановки задачи и учет большого числа процессов взаимодействия между частицами плазмы. При этом распределения частиц в пространстве скоростей считаются двумерными. Код Double-MS успешно используется на многих экспериментальных установках [10–12].

Стелларатор Л-2М является установкой с небольшим поперечным размером (средний радиус плазмы 0.115 м), работающей в диапазоне небольших значений плотности плазмы ($1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) [13]. Считается, что для таких установок эффект экранировки выражен слабее,

и можно оценивать температуру ионов в центральных областях плазмы, исключая низкие энергии из рассмотрения при анализе энергетических распределений атомов перезарядки, поскольку низкоэнергетическая часть спектра атомов перезарядки формируется преимущественно благодаря периферийной плазме [14]. Кроме того, в стеллараторе Л-2М перед проведением экспериментов для подготовки стенки вакуумной камеры проводится ее боронизация – покрытие стенки бороуглеродной пленкой в тлеющем разряде в гелии [15]. Эта процедура приводит к существенному уменьшению количества примесей, поступающих со стенок камеры в плазму. При этом эффективный заряд плазмы оказывается в интервале значений 1.2–1.5, а спектральные диагностики примесей регистрируют в основном линии ионов бора, входящих в состав защитной пленки. По мнению авторов, для стелларатора Л-2М при интерпретации спектров NRA-диагностики нет необходимости учитывать большое число атомных процессов с участием примесей, как это делается в расчетах с использованием кода DOUBLE-MS. Поэтому в данной работе проведено моделирование процесса проникновения нейтралов, поступающих со стенки камеры, в центральные области плазмы с использованием двух простых моделей. Сравнение результатов такого моделирования с экспериментом позволит, в частности, определить вклад периферийных областей плазменного шнура в энергетический спектр атомов перезарядки, и оценить связанную с этим вкладом ошибку, вносимую в измерение центральной ионной температуры плазмы стелларатора Л-2М.

Одной из использованных моделей является плоскостойкая модель, в которой используются одномерные функции распределения нейтралов и ионов в пространстве скоростей [16]. Такое моделирование с одной пространственной координатой и одномерной функцией распределения по скоростям будем называть 2D-моделированием. При использовании плоско-слоистой модели считается, что все частицы плазмы движутся только вдоль одной пространственной координаты. Очевидно, что такое описание плазмы в тороидальной установке далеко от реальности.

Более адекватно взаимодействие частиц в тороидальной плазме описывается моделью, в которой распределения частиц по скоростям являются двумерными, а для описания тороидальной плазмы используется одномерная цилиндрическая модель. При этом предполагается, что тороидальность не вносит существенный вклад в измерение спектра и потока атомов перезарядки при использовании узконаправленных коллиматоров на входе NRA-диагностики. Такое моделирование будем называть 3D-моделированием. При 3D-моделировании расчеты усложняются,

но обеспечивают более точное моделирование экспериментальных данных о потоке атомов перезарядки в тороидальной плазме.

В данной работе проведено 2D- и 3D-моделирование проникновения нейтральных частиц в плазму с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Получены радиальные распределения нейтральных частиц в плазме и модельные энергетические спектры атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. Проведено сравнение результатов 2D- и 3D-моделирования, и в обоих случаях оценена плотность плазмы, начиная с которой возникает необходимость учета вклада рекомбинации в формирование радиального распределения нейтралов.

Статья включает в себя следующие разделы. В разд. 2 дано описание моделей, использованных в расчетах. В разд. 3 приведены результаты 2D- и 3D-расчетов и проведено их сравнение. В разд. 4 модельные энергетические спектры атомов перезарядки сравниваются со спектром, измеренным ранее НРА-диагностикой в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. В разд. 5 приведены основные выводы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОНИКНОВЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМУ

Плотность нейтралов, поступающих в плазму со стенки вакуумной камеры, можно найти, решая следующее кинетическое уравнение, учитывающее взаимные превращения нейтралов и ионов в результате перезарядки, ионизации и рекомбинации [16]

$$\mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + sf = (s_1 N + s_2 n) f_i, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость нейтралов, N — плотность нейтралов, n — плотность ионов, f — функция распределения нейтралов по скоростям, f_i — нормализованное на единицу максвелловское распределение ионов, $s_1 = \langle \sigma_{cx} u \rangle n$ — скорость процесса перезарядки, $s_2 = \langle \sigma_r u \rangle n$ — скорость процесса рекомбинации, $s_3 = (\langle \sigma_i u \rangle + \langle \sigma_e u \rangle) n$ — скорости ионизации ионным и электронным ударом, $s = s_1 + s_3$, u — относительная скорость частиц, σ_{cx} — сечение перезарядки, σ_r — сечение рекомбинации, σ_i и σ_e — сечения ионизации ионным и электронным ударом, а угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению ионов или электронов. Интегрируя это уравнение вдоль прямых траекторий нейтралов и по скоростям, можно получить следующее интегральное урав-

нение второго рода относительно плотности нейтралов:

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

где $K(\rho, \xi)$ — ядро уравнения (2), которое определяется формулами (4.101) и (4.102) из [16], которые мы не будем приводить по причине их громоздкости. Здесь введены цилиндрические координаты ρ , ϕ и z , а ξ — переменная интегрирования, которая изменяется от 0 до малого радиуса плазмы a . В формуле (2) $N_0(\rho) = N_1(\rho) + N_2(\rho)$, где $N_1(\rho)$ — плотность первичных нейтралов, которые поступают через границу плазмы и достигают слоя плазмы с координатой ρ без единого акта ионизации или перезарядки, а $N_2(\rho)$ — плотность нейтралов, образующихся в результате рекомбинации, которую можно рассчитать по следующей формуле:

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

Для плоско-слоистой модели (2D-моделирование), предполагающей движение ионов и нейтралов, имеющих одномерное распределение в пространстве скоростей ($v = v_x$), вдоль лишь одной пространственной координаты x , ядро уравнения (2) имеет следующий вид:

$$K(x, \xi) = \frac{1}{2v_i(\xi)} \{ \Phi(x, \xi, v_i(\xi)) + \Phi(x, 0, v_i(\xi)) \Phi(0, \xi, v_i(\xi)) \}, \quad (4)$$

где $\Phi(x, \xi, v_i) = \exp \left(-\frac{1}{v_i} \int_{\xi}^x s(\eta) d\eta \right)$. При выводе

формулы (4) считалось, что функции распределения по скоростям ионов и нейтралов, проникающих снаружи через границу плазмы, являются δ -функциями. Это означает, что в расчетах предполагалось, что все ионы плазмы имеют скорость v_i , равную тепловой, а все входящие нейтралы имеют одинаковую энергию.

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

Очевидно, что геометрия плоскостной модели неадекватно описывает геометрию тороидальной магнитной ловушки. Рассмотрим более сложную модель (3D), которая будет более приближена к условиям реального эксперимента в

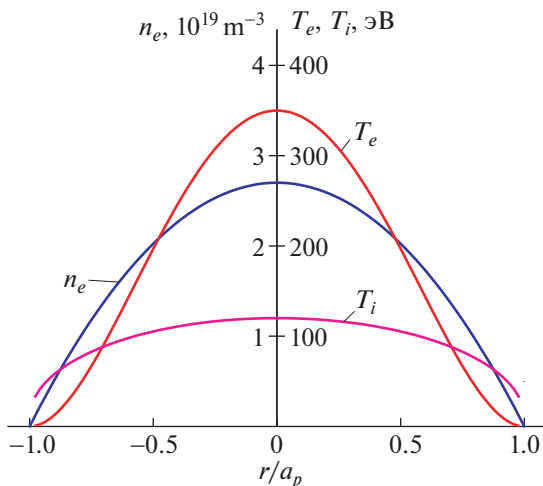


Рис. 1. Профили плотности плазмы, а также электронной и ионной температуры, использованные при моделировании.

тороидальной магнитной ловушке. Будем считать, что ионы и нейтралы имеют двумерную функцию распределения в пространстве скоростей и одномерную функцию распределения по координате (по радиусу плазменного шнура). При этом для упрощения расчетов полагаем, что плазма является цилиндрической, и по азимутальному углу все ее параметры распределены однородно. По-прежнему будем считать, что функции распределения ионов и входящих на границе плазмы нейтралов по скоростям являются δ -функциями. Тогда можно численно решить уравнение (2) с ядром, имеющим существенно более сложный вид, описываемый формулами (4.101) и (4.102) из [16]. Мы не приводим явный вид этих формул, потому что для решения уравнения (2) была разработана специальная эквивалентная процедура проведения интегрирования, которая позволила избежать прямого использования этих громоздких формул.

Сравним результаты моделирования проникновения нейтралов в плазму, полученные с использованием 2D- и 3D-моделей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ 2D- И 3D-МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ СРАВНЕНИЕ

Интегральное уравнение (2) решалось численно с использованием метода последовательных приближений. При этом искомая плотность нейтралов записывалась в виде следующего ряда:

$$N(\rho) = \sum_{k=0}^{\infty} N^{[k]}(\rho)$$

За нулевое приближение $N^{[0]}(x)$ (2D) (или $N^{[0]}(\rho)$ (3D)) принималась плотность нейтралов, поступающих в плазму со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Первое приближение $N^{[1]}(x)$ (или $N^{[1]}(\rho)$ в случае 3D-моделирования), представляющее собой плотность однократно перезарядившихся нейтралов, вычислялось по формуле

$$N^{[1]}(x) = \int_0^a K(\rho, \xi) s_1(\xi) N^{[0]}(\xi) d\xi.$$

Аналогично находились второе и последующие приближения. Для высоких плотностей плазмы $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ выполнялось до десяти итераций, а для низких плотностей $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ оказалось достаточным выполнить три итерации.

В формирование популяции нейтральных частиц в плазме вносят вклад три процесса: проникновение со стенки, перезарядка и рекомбинация. Все эти процессы были учтены при проведении моделирования. Основываясь на данных работ [17, 18], в расчетах энергия атомов водорода, поступающих в плазму, считалась равной 2 эВ, а энергия атомов перезарядки определялась температурой ионной компоненты в точке перезарядки. Значения сечений ионизации и перезарядки брались из работ [19, 20]. Профили концентрации атомов, возникших в результате рекомбинации, вычислялись по формуле (3).

Перейдем к анализу результатов, полученных в результате моделирования. На рис. 2 показаны профили концентрации атомов водорода, полученные при 2D- и 3D-моделировании при одинаковых исходных параметрах плазмы (рис. 1). Кривые 1 (2D) и 2 (3D) показывают профили плотности нейтралов, являющиеся суммой всех вычисленных приближений. Кривые 3 (2D) и 4 (3D) соответствуют нулевым приближениям профилей $N^{[0]}(x)$ (2D) и $N^{[0]}(\rho)$ (3D) плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривые 5 (2D) и 6 (3D) соответствуют профилям нейтральных частиц, возникших в результате рекомбинации. Из рисунка видно, что 3D-моделирование (более приближенное к реальным условиям) дает меньшее проникновение нейтралов со стенки вакуумной камеры (см. кривые 3 и 4) и атомов перезарядки в центр плазмы. Суммарная концентрация нейтральных частиц в центре плазмы при 3D-моделировании оказывается в 3.5 раза меньше, чем при 2D-моделировании (кривые 1 и 2), хотя 2D- и 3D-моделирование проводилось при одинаковых исходных параметрах плазмы. Кривые 5 и 6 показывают, что при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle = 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ вклад атомов, возникших в результате

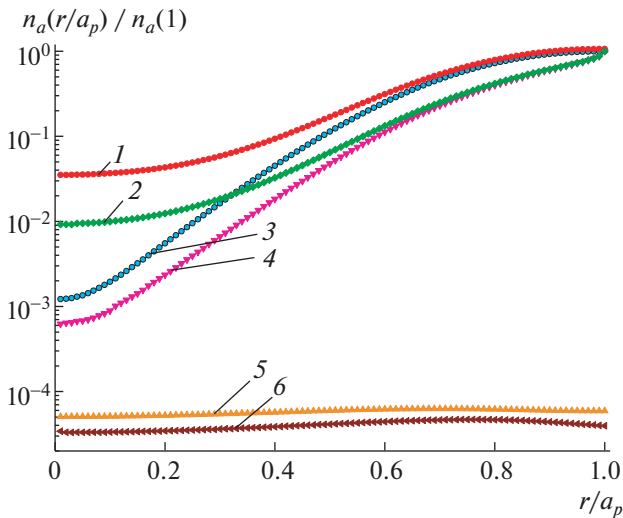


Рис. 2. Профили концентрации атомов водорода, полученные при 2D- и 3D-моделировании. Кривые 1 (2D) и 2 (3D) показывают профили суммарной концентрации нейтралов нулевых и всех последующих вычисленных приближений. Кривые 3 (2D) и 4 (3D) соответствуют плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривые 5 (2D) и 6 (3D) соответствуют профилям нейтралов, возникших в результате рекомбинации.

рекомбинации, незначителен, и его можно не учитывать при проведении моделирования.

С ростом плотности вклад атомов рекомбинации в плотность нейтральных частиц в центре плазмы возрастает, в то время как суммарный вклад нейтралов, проникающих со стенки камеры, и атомов перезарядки будут убывать. По результатам моделирования можно оценить, начиная с какой плотности плазмы вклад атомов рекомбинации становится сравнимым с суммарным вкладом нейтралов, пришедших со стенки, и атомов перезарядки. Из рис. 2 видно, что вклад рекомбинации может стать существенным, в первую очередь, в центральной области плазмы. На рис. 3 показаны модельные зависимости от плотности плазмы суммарной концентрации нейтральных частиц, возникающих за счет процессов проникновения нейтралов со стенки в плазму и их перезарядки (кривые 1 (2D) и 2 (3D)), и концентрации атомов, возникших в результате рекомбинации (кривые 3 (2D) и 4 (3D)) в центре плазмы. Видно, что в центре плазмы атомы, возникшие в результате рекомбинации, преобладают при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$, превышающей $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 2D-моделирования) или $6.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 3D-моделирования). Использование более точной 3D-модели показывает, что при расчетах концентрации нейтралов процессы рекомбинации необходимо учитывать,

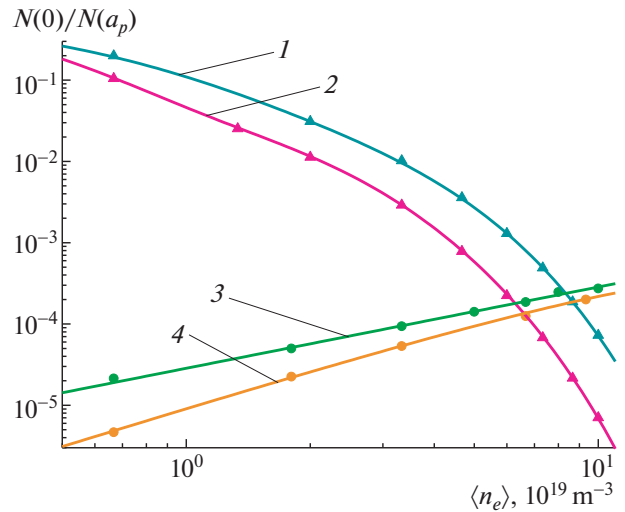


Рис. 3. Модельные зависимости от плотности плазмы суммарной концентрации нейтралов, возникающих за счет процессов проникновения со стенки и перезарядки (кривые 1 (2D) и 2 (3D)), и концентрации атомов, возникших в результате рекомбинации (кривые 3 (2D) и 4 (3D)), в центре плазмы.

начиная с меньших значений плотности плазмы, чем это получалось при 2D-моделировании. Заметим, что эксперименты на стеллараторе Л-2М проводятся при плотностях плазмы $\langle n_e \rangle < 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поэтому в этих экспериментах учет процессов рекомбинации не требуется.

4. СПЕКТРЫ ПОТОКА АТОМОВ ВОДОРОДА, ВЫЛЕТАЮЩИХ ИЗ ПЛАЗМЫ

Зная профиль концентрации нейтральных частиц в плазме, можно вычислить энергетический спектр потока нейтралов, вылетающих из плазмы, используя следующую формулу:

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

где $f_i(\xi, E)$ — функция распределения ионов по энергии, ξ — текущий радиус плазмы, $K(a_p, \xi)$ — ядро интегрального уравнения для $x = a_p$ (2D) или $\rho = a_p$ (3D), a_p — малый радиус плазмы, $s_1(\xi)$ — скорость перезарядки, $N(\xi)$ — профиль концентрации нейтралов.

На рис. 4 показаны энергетические спектры потока атомов перезарядки, полученные для профилей концентрации нейтралов, рассчитанных с использованием 2D- и 3D-моделей (кривые 1 и 2, соответственно) при параметрах плазмы, соответствующих эксперименту, проведенному ранее на стеллараторе Л-2М в режиме омического нагрева [21]. При проведении как 2D-, так и 3D-моделирования средняя плотность составляла

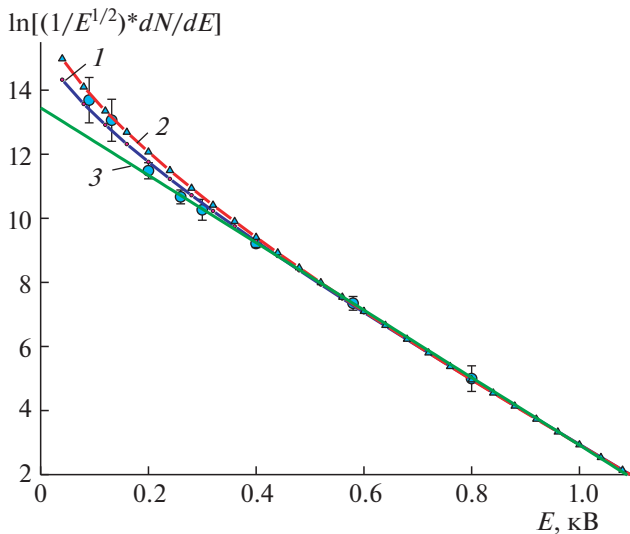


Рис. 4. Энергетические спектры потока атомов перезарядки, полученные для профилей концентрации нейтралов, рассчитанных с использованием 2D- и 3D-моделей (кривые 1 и 2 соответственно) при параметрах плазмы, соответствующих эксперименту, проведенному ранее на стеллараторе Л-2М в режиме омического нагрева. Прямая 3 проведена по точкам спектра, измеренного в том же эксперименте.

$\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, центральная температура электронов была 350 эВ, а центральная температура ионов составляла 120 эВ. Форма профилей плотности и температур соответствовала профилям, показанным на рис. 1. Прямая 3 проведена по точкам экспериментального спектра из работы [21]. Она представляет собой максвелловскую аппроксимацию высокоэнергетичной части экспериментального спектра с температурой 95 эВ. Обратите внимание, что вклад периферийных областей с более низкими ионными температурами заметно занижает температуру ионов, экспериментально измеренную по центральной хорде плазменного шнура с помощью НРА-диагностики. Для получения совпадения расчетного спектра с экспериментальным необходимо было задать в расчетах центральную температуру ионов равную 120 эВ (как для 2D-, так и для 3D-моделирования). Это указывает на то, что вклад периферийных областей плазмы достаточно велик, и его нужно учитывать при интерпретации экспериментальных спектров потоков атомов перезарядки.

Экспериментальные спектры вылетающих из плазмы атомов перезарядки, измеряемые с помощью НРА-диагностики, построены по абсолютным значениям потока атомов перезарядки. Это дает возможность привязать расчетные профили нейтралов к абсолютным экспериментальным данным. Для режима омического нагрева со сред-

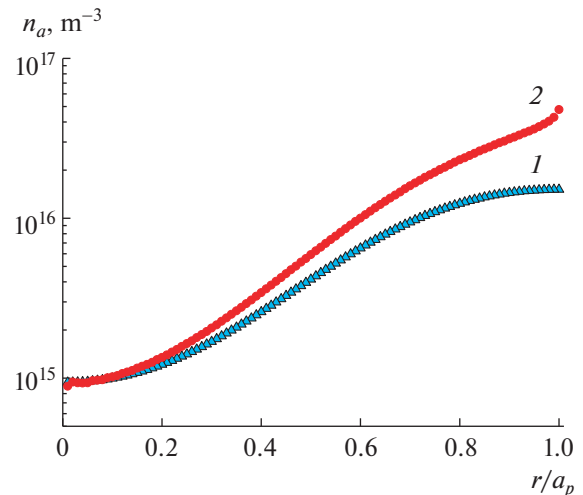


Рис. 5. Абсолютные радиальные распределения концентрации нейтралов, полученные в результате привязки к экспериментальным данным двух профилей концентрации нейтралов, использованных при моделировании энергетических спектров атомов перезарядки на рис. 4. Кривые 1 и 2 соответствуют результатам 2D- и 3D-моделирования.

ней плотностью $\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, электронной температурой в центре плазменного шнура $T_e = 350 \text{ эВ}$, магнитной индукцией на оси шнура $B_0 = 1.25 \text{ Тл}$, плазменном токе $I_p = 15\text{--}18 \text{ кА}$ были рассчитаны профили концентрации нейтралов, проникающих в плазму, с использованием 2D- и 3D-моделей. Эти два профиля концентрации нейтралов были привязаны к абсолютному экспериментальному энергетическому спектру (рис. 4, экспериментальные точки), и полученные абсолютные радиальные распределения концентрации нейтралов приведены на рис. 5. Кривые 1 и 2 соответствуют результатам 2D- и 3D-моделирования соответственно. Видно, что результаты 2D- и 3D-моделирования немного отличаются на краю плазмы ($x = a_p$), но для обеих моделей абсолютное значение концентрации нейтралов в центре плазмы составляет порядка 10^{15} м^{-3} .

5. ВЫВОДЫ

В работе проведено 2D- и 3D-моделирование проникновения потока холодных нейтральных частиц со стенок вакуумной камеры в горячую плазму с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Получены радиальные распределения концентрации нейтралов, поступающих в плазму со стенки, возникающих в результате перезарядки быстрых ионов плазмы, а также рекомбинации ионов.

Проведено сравнение результатов 2D- и 3D-моделирования, и в обоих случаях оценена плотность атомов водорода, начиная с которой возникает необходимость учета вклада рекомбинации в формирование распределения нейтралов по радиусу плазменного шнура. Показано, что в центре плазмы атомы, возникшие в результате рекомбинации, преобладают при средних значениях плотности $\langle n_e \rangle$, превышающих $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 2D-моделирования) или $6.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в случае 3D-моделирования). Сравнение результатов 2D- и 3D-моделирования показало, что в диапазоне средних плотностей $\langle n_e \rangle \approx (1-10) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ количество проникающих в центральную область плазмы нейтралов, рассчитанное с использованием 3D-модели, в 3–10 раз меньше, чем при использовании 2D-модели. Заметим, однако, что эксперименты на стеллараторе Л-2М проводятся при плотностях плазмы $\langle n_e \rangle$ менее $4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поэтому в этих экспериментах учет процессов рекомбинации не требуется.

В рамках 2D- и 3D-моделей, с использованием полученных профилей концентрации нейтралов, были рассчитаны энергетические спектры потока атомов перезарядки, вылетающих из плазмы, и проведено их сравнение между собой и с экспериментальными данными, полученными ранее с помощью NRA-диагностики. Сравнение показало, что в условиях стелларатора Л-2М вклад периферийных областей с более низкими ионными температурами заметно занижает температуру ионов, экспериментально измеренную по центральной хорде с помощью NRA-диагностики. Для получения совпадения расчетного спектра с экспериментальным (соответствующим температуре ионов плазмы 95 эВ) необходимо было задать в расчетах центральную температуру ионов 120 эВ (как для 2D, так и для 3D-моделирования). Это указывает на то, что вклад периферийных областей является существенным, и его нужно учитывать при интерпретации экспериментальных энергетических спектров потоков атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. Сравнение модельных энергетических спектров с экспериментальным спектром позволило построить радиальные распределения плотности нейтралов в плазме в абсолютных единицах. При этом абсолютное значение плотности нейтралов в центре плазмы оказалось порядка 10^{15} м^{-3} .

Полученные результаты показали, что проведение моделирования является необходимым при интерпретации данных NRA-диагностики. Оно позволяет объяснить особенности формы измеряемых энергетических спектров потока атомов перезарядки и оценить энергию, уносимую этим потоком из плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Du X.D., Van Zeeland M.A., Heidbrink W.W., Su D., Nucl. Fusion. 2018. V. 58, 082006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aac3a2>
2. Medley S.S., Roquemore A.L. Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 3625. <https://doi.org/10.1063/1.1788859>
3. Tournianski M.R., Akers R.J., Carolan P.G., Kee-ling D.L. Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 671. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/5/001>
4. Schneider P.A., Blank H., Geiger B., Mank K., Marti-nov S., Ryter F., Weiland M., Weller A., and the ASDEX Upgrade Team, Rev. Sci. Instrum. 2015, V. 86, 073508. <https://doi.org/10.1063/1.4926886>
5. Karpushov A.N., Duval B.P., Schlatter C., Afanasyev V.I., Chernyshev F.V. Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77, 033504. <https://doi.org/10.1063/1.2185151>
6. Tang V., Liptac J., Parker R.R., Bonoli P.T., Fiore C.L., Granetz R.S., Irby J.H., Lin Y., Wukitch S.J., the Alcator C-Mod Team, Frenje J.A., Leiter R., Mcduffee S., Petras-so R.D. Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77, 083501. <https://doi.org/10.1063/1.2238519>
7. Fontdecaba J.M., Petrov S.Y., Nesenevich V.G., Ros A., Chernyshev F.V., McCarthy K.J., Barcala J.M., Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85, 11E803. <https://doi.org/10.1063/1.4886434>
8. Ongena J.P.H.E., Voitsekhovitch I., Edvard M., McCune D., Fusion Sci. Technol. 2012. V. 61. P. 180. <https://doi.org/10.13182/FST12-A13505>
9. Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 29. [M.I. Mironov, F.V. Chernyshev, V.I. Afanasyev, A.D. Melnik, A.S. Navolotsky, V.G. Nesenevich, M.P. Petrov, and S.Ya. Petrov, Plasma Phys. Rep. **47**, 18 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063780X21010104> <https://doi.org/10.31857/S0367292121010108>
10. Mironov M.I., Afanasyev V.I., Murari A., Santala M., Beaumont P., and JET-EFDA contributors, Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52, 105008. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/10/105008>
11. Mitosinkova K., Melnik A., Tomes M., Stockel J., Jan-ky F., Komm M., Imrisek M., Hacek P., Varju J., and Weinzettl V., in *Proceedings of the 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics, Frascati, 2015*, P. 074. <https://doi.org/10.22323/1.240.0074>
12. Balbin R., Tabares F., Tribaldos V., Petrov S., and TJ-II Team, in *Proceedings of the 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003*, ECA. 2003. V. 27A. P-1.23.
13. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Bata-nov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Har-ris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M. et al. Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/2/I08>
14. Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 371. [M.P. Petrov, Sov. J. Plasma Phys. **2**, 201 (1976).]

15. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребеников С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496. [A.I. Meshcheryakov, D.K. Akulina, G.M. Batanov, M.S. Berezhetskii, G.S. Voronov, G.A. Gladkov, S.E. Grebenshchikov, V.A. Grinchuk, I.A. Grishina, L.V. Kolik, N.F. Lariova, A.A. Letunov, V.P. Logvinenko, A.E. Petrov, A.A. Pshenichnikov et al., Plasma Phys. Rep. **31**, 452 (2005)]; <https://doi.org/10.1134/1.1947330>
16. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы (Наука, Москва, 1993). [Y.N. Dnestrovskij and D.P. Kostomarov, *Numerical Simulation of Plasmas* (Springer-Verlag, Berlin, 1985; Nauka, Moscow, 1993)].
17. Извозчиков А.Б., Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 212. [A.B. Izvozchikov and M.P. Petrov, Sov. J. Plasma Phys. **2**, 117 (1976).]
18. Мирнов С.В., Семенов И.Б., Атомная энергия. 1970. Т. 28. С. 129. [S.V. Mirnov and I.B. Semenov, Sov. At. Energy **28**, 160 (1970). <https://doi.org/10.1007/BF01162614>]
19. Freeman R.L., Jones E.M., Report CIM-R-137 (Culham Laboratory, Abingdon, 1974).
20. Гордеев Ю.С., Зиновьев А.Н., Петров М.П. Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. Вып. 4. С. 223–227. [Yu.S. Gordееv, A.N. Zinov'ev, and M.P. Petrov, JETP. Lett. **25**, 204 (1977).]
21. Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гребеников С.Е., Извозчиков А.Б., Нечаев Ю.И., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Худолеев А.В., Шпигель И.С., Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 251. [M.S. Berezhetskii, G.S. Voronov, S.E. Grebenshchikov, A.B. Izvozchikov, Yu.I. Nechaev, I.S. Sbitnikova, O.I. Fedyanin, Yu.V. Khol'nov, A.V. Khudoleev, and I.S. Shpigel, Sov. J. Plasma Phys. **4**, 138 (1978).]

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

НЕЛИНЕЙНОЕ РАЗВИТИЕ ТИРИНГ-НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

© 2023 г. С. Ф. Гаранин^{а,*}, Е. М. Кравец^{а,**}

^аВсероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Саров, Нижегородская обл., Россия

*e-mail: SFGaranin@vniief.ru

**e-mail: EMKravets@vniief.ru

Поступила в редакцию 12.05.2023 г.

После доработки 20.08.2023 г.

Принята к публикации 20.08.2023 г.

В плоских токовых слоях (фольгах или лайнерах), тонких по сравнению с их скин-слоем, может развиваться неустойчивость, связанная с тем, что параллельные токи на разных участках этих слоев притягиваются, что будет вызывать сжатие этих участков и разбиение токового слоя на нити. В работе исследуется нелинейное развитие тиринг-неустойчивости для одномерной постановки задачи, когда все основные величины (поверхностные плотности тока и массы, скорость и нормальная к плоскости слоя компонента магнитного поля) зависят только от координаты, перпендикулярной вектору плотности тока. Получена система одномерных уравнений, описывающая динамику магнитного поля и движение вещества в токовых слоях, и разработана численная методика решения одномерных задач магнитной гидродинамики, основанная на лагранжевой дискретизации массы. Показано, что при рассмотрении тиринг-неустойчивости малые возмущения токов, скоростей и плотности массы растут в соответствии с полученными ранее инкрементами роста малых возмущений, а затем, когда возмущения перестают быть малыми, наступает нелинейная стадия роста. В этой стадии возмущения поверхностной плотности тока j и поверхностной плотности массы μ за конечное время неограниченно возрастают (по-видимому, по степенным законам $j \sim (t_s - t)^{-\alpha}$, $\mu \sim (t_s - t)^{-\gamma}$, t_s — момент времени, в который эти величины обращаются в бесконечность), однако ширина пиков плотности тока и массы стремится к нулю так, что полный ток и полная масса, вовлеченные в пики плотности тока и поверхностной плотности массы, уменьшаются, стремясь к нулю.

Ключевые слова: токовый слой, филаментация, тиринг-неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292123600474, **EDN:** FRMJGK

1. ВВЕДЕНИЕ

Тиринг (tearing)-неустойчивость — это неустойчивость, которая вызывается притяжением параллельных токов в плоских токовых слоях [1]. Она связана с наличием конечного сопротивления у токовых слоев или лайнеров, поэтому при возмущениях может появляться магнитное поле, перпендикулярное поверхности этих слоев. Тогда параллельные токи на разных участках слоя будут притягиваться, что будет вызывать стягивание этих участков и разбиение слоя на отдельные токовые шнуры (филаментация, разрывание слоя, тиринг).

Эта неустойчивость, наряду с рэлей-тейлоровской (РТ) неустойчивостью, может существенно сказываться на имплозии лайнеров, препятствуя достижению высоких плотностей энергии, особенно для тонких резистивных лайнеров, в частности проволочных лайнерныхборок [2–8].

МГД-устойчивость имплозии цилиндрических проволочныхборок с учетом магнитной РТ- и тиринг-неустойчивостей изучалась в линейном приближении в ряде работ [9–12].

В работе [12] развитие малых возмущений в тонком резистивном лайнере или токовом слое было рассмотрено с учетом распределения магнитного поля и растекания токов, а также движения вещества. Было получено, что для любых длин волн в ускоряемом лайнере возникает неустойчивость, причем инкремент этой неустойчивости оказывается порядка $\sqrt{kg}$ (g — ускорение лайнера) для любых волновых чисел и направлений волнового вектора. Учет сопротивления лайнера несколько увеличивает инкременты, а минимальные инкременты соответствуют случаю идеально проводящего лайнера. Максимально возможные инкременты равны $\sqrt{kg}$ и соответ-

ствуют возмущениям, волновой вектор которых направлен вдоль тока, или возмущениям, волновой вектор которых направлен вдоль магнитного поля, что соответствует тиринг-неустойчивости. Однако для лайнеров, ускоряющихся магнитным давлением, действующим на одну их поверхность, магнитная РТ- и тиринг-неустойчивости оказываются смешанными и развиваются одновременно. Для изучения тиринг-неустойчивости в чистом виде удобнее рассматривать токовый слой, находящийся первоначально в равновесии, когда магнитные поля с обеих сторон слоя равны. В этом случае линейный анализ [12] показывает, что неустойчивость имеет место для любых длин волн, причем инкремент этой неустойчивости растет с ростом волнового числа k . Для коротковолновых возмущений (больших волновых чисел k или большого сопротивления слоя) инкремент неустойчивости токового слоя становится $\sim \sqrt{k}g$ (если g определять, как для лайнера, через поверхностную плотность тока и поверхностную плотность слоя), т.е. порядка инкремента неустойчивости лайнера в этом же пределе, так как физика явления, обусловленная притяжением параллельных токов, в обоих случаях одинакова и дает инкременты порядка инкрементов РТ-неустойчивости. Сама же РТ-неустойчивость, играющая важную роль для лайнеров, не сказывается на неустойчивости плоского токового слоя.

Представляет интерес рассмотрение развития тиринг-неустойчивости в нелинейном случае для качественного (а иногда и количественного) понимания того, что будет происходить после экспоненциального роста возмущений, когда в игру вступят нелинейные эффекты. При учете нелинейных эффектов важно понять, как будет происходить концентрация и шнурование тока на финальной стадии. Для понимания качественных особенностей нелинейного развития тиринг-неустойчивости можно рассмотреть упрощенную постановку задачи — одномерную задачу с модельным описанием проводимости. Понимание физики тиринг-неустойчивости должно помочь в выяснении роли этой неустойчивости в лайнерной имплозии. Кроме того, методика, описывающая динамику магнитного поля и движения вещества, может быть полезна для анализа экспериментов с плоскими проводниками (см., например, [13]), а также для учета поправок на конечную ширину флаеров в экспериментах по изучению ударных адиабат и изэнтроп материалов (см., например, [14–17]).

Следует отметить, что существует обширная литература, посвященная изучению тиринг-неустойчивости (разрывной неустойчивости) с приложениями для стационарных конфигураций магнитного поля и космической плазмы, в том числе магнитосферы, см., например, [18–21]. Эти

исследования зачастую относятся к изучению развития неустойчивости в малоплотной плазме и потому для них важную роль играют кинетические явления и процессы внутри самого слоя, а также явления и масштабы, соответствующие конкретным экспериментам и наблюдениям. Есть важное отличие рассматриваемой нами задачи от задачи о классической тиринг-модели. В нашей задаче предполагается, что токовый слой (плазменная оболочка или лайнер) находится в вакууме, тогда как при рассмотрении классической тиринг-модели этот слой находится в плазме. При этом окружающая плазма препятствует перестройке магнитной топологии и необходим учет не только сопротивления и плотности слоя, но и сопротивления и массы окружающей плазмы. Отсутствие окружающей плазмы (или ее малая плотность или малая проводимость) позволяет упростить задачу и для тонкого слоя свести ее к одномерной. Мы будем использовать МГД-подход, считая слой бесконечно тонким и не интересуясь его структурой. При этом задача содержит только два размерных параметра: отношение магнитного давления к поверхностной плотности слоя (размерность ускорения) и поверхностная проводимость слоя (размерность скорости), поэтому результаты будут обладать большой общностью и, при использовании соотношений подобия, могут быть применимы к различным МГД-задачам.

Результатом нашей нелинейной задачи является филаментация токов, нарастающая неограниченно за конечное время. Надо сказать, что филаментация токов возможна также за счет других, отличных от тиринг-моды, механизмов. В качестве одного из примеров можно привести задачи о так называемой электротепловой неустойчивости [22, 23], когда для возрастающей с ростом температуры проводимости (как для классической $T^{3/2}$ зависимости плазменной проводимости) ток перебрасывается в зоны с повышенной температурой, что приводит к увеличению там джоулева тепловыделения, дальнейшему росту температуры и филаментации тока. В качестве другого примера можно указать образование волокнистой структуры токовой оболочки в разрядах в газе на начальной стадии Z-пинча [24] из-за неустойчивости процессов ионизации первоначально холодного газа. При этом волокнистая структура токовой оболочки может в Z-пинче сохраняться и на более поздних стадиях [25], вплоть до фокусировки. На этих поздних стадиях при больших токах тиринг-неустойчивость может уже существенно сказываться на волокнистой структуре токовой оболочки.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоский и бесконечно тонкий токовый слой, ось y направим перпендикулярно его плоскости (рис. 1а). Поверхностную плотность тока в нем $\mathbf{j}$ (ниже для краткости поверхностную плотность тока будем называть плотностью тока) будем считать зависящей от x и направленной вдоль z : $\mathbf{j} = j(x)\mathbf{e}_z$. Будем рассматривать одномерную задачу, считая, что все величины в слое зависят только от x (рис. 1б).

Определим магнитное поле на поверхности, т.е. при $y = 0$. По закону Био–Савара плотность тока и создаваемое им магнитное поле связаны соотношением

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}(\mathbf{r}'), \mathbf{r} - \mathbf{r}']}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^2\mathbf{r}'. \quad (1)$$

Из (1) видно, что поскольку при $y = 0$ вектор $\mathbf{r}$ будет лежать в плоскости (x, z) , то вектор $\mathbf{B}$ будет перпендикулярен этой плоскости: $\mathbf{B} = B(x)\mathbf{e}_y$. Величина B равна

$$\begin{aligned} B(x) &= -\frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j(x')(x' - x)}{((x' - x)^2 + (z' - z)^2)^{3/2}} dz' dx' = \\ &= -\frac{2}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j(x')}{x' - x} dx'. \end{aligned} \quad (2)$$

Применим к (2) преобразование Гильберта, как это сделано в [26], и выразим плотность тока через интеграл от магнитного поля

$$j(x) = j_0 - \frac{c}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B(x')}{x - x'} dx' \quad (3)$$

(мы включили в $j(x)$ для общности постоянный член j_0 , который не дает нормальной компоненты магнитного поля). Таким образом, в рассматриваемой одномерной задаче для определения полей и токов можно не обращаться к уравнениям в перпендикулярном слою направлении y , а использовать уравнения (2) и (3), связывающие токи и поля, заданные на самом слое y -компонента магнитного поля вызывает лоренцеву силу, толкающую вещество в x -направлении. Обозначим $\mathbf{v} = v(x)\mathbf{e}_x$ — скорость точки слоя, ρ и Δ — плотность и толщину слоя (поверхностная плотность слоя при этом равна $\mu = \rho\Delta$). Уравнение движения

$$\mu \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

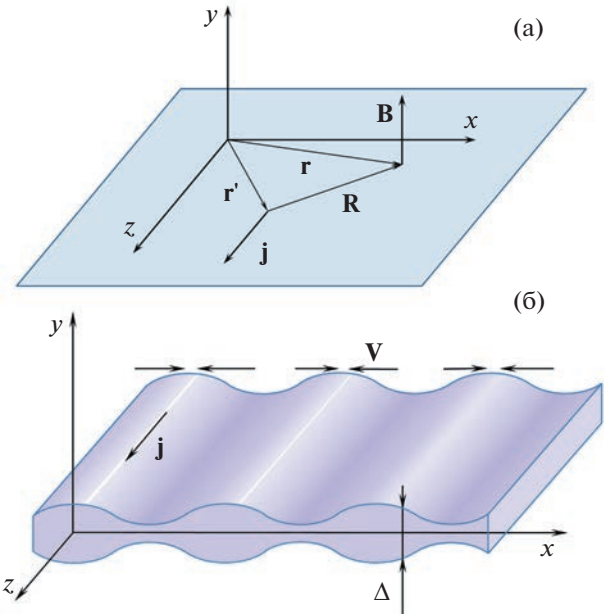


Рис. 1. Геометрия задачи: плоский токовый слой в отсутствие возмущений (а), развитие тиринг-неустойчивости (б).

($\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla)$ — субстанциональная производная) в рассматриваемой задаче запишется в виде

$$\mu \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{c} jB. \quad (4)$$

Уравнение движения (4) не содержит слагаемого с градиентом давления, хотя газокINETическое давление внутри слоя определяется магнитным давлением $B^2/8\pi$ и по порядку величины равно ему. Однако, если оценить силу, вызванную градиентом давления и вносящую вклад в правую часть уравнения (4), то можно увидеть, что она $\sim \Delta \frac{\partial p}{\partial x} \sim \Delta \frac{\partial (B^2/8\pi)}{\partial x} \sim \frac{\Delta jB}{L c}$ (L — характерные рассматриваемые масштабы, напомним, что j — поверхностная плотность тока, $j \sim cB/4\pi$) и пропорциональна толщине слоя. Поскольку мы считаем малой толщину слоя, вкладом градиента давления в уравнение движения можно пренебречь.

Наличие скорости v будет приводить к перераспределению вещества слоя и изменению его поверхностной плотности. Ее величина будет определяться уравнением непрерывности

$$\frac{d\mu}{dt} + \mu \nabla \cdot \mathbf{v} = 0,$$

которое в нашем одномерном случае принимает вид

$$\frac{d\mu}{dt} + \mu \frac{\partial v}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Закон Ома с учетом вклада в электрическое поле члена $\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$ имеет вид

$$\mathbf{j} = \sigma \Delta \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right)_\tau$$

(σ — проводимость материала слоя, величина $\sigma \Delta$ является поверхностной проводимостью слоя), и в нашем случае он записывается в виде

$$j = \sigma \Delta \left(E + \frac{v}{c} B \right). \quad (6)$$

Из (6) и уравнения Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E},$$

которое в нашей задаче запишется как

$$\frac{\partial B}{\partial t} = c \frac{\partial E}{\partial x},$$

получаем

$$\frac{1}{c} \frac{dB}{dt} + \frac{1}{c} B \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j}{\sigma \Delta} \right). \quad (7)$$

Используя (5), перепишем (7) в виде

$$\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{B}{\mu} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j}{\sigma \Delta} \right). \quad (8)$$

Если предположить, что плотность слоя пропорциональна его проводимости, например, плотность слоя и проводимость постоянны, то уравнение (8) можно переписать в виде

$$\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{B}{\mu} \right) = \frac{1}{\sigma \Delta} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j}{\mu} \right). \quad (9)$$

Система уравнений (3), (4), (5) и (9) определяет нелинейное развитие тиринг-неустойчивости токового слоя.

В качестве исходного равновесия системы предположим, что невозмущенные магнитные поля с обеих сторон слоя равны по модулю

$$B_0 = \frac{2\pi}{c} j_0$$

и имеют противоположные направления. Невозмущенная поверхностная плотность тока в слое $j(x) = j_0$ постоянна по пространству. Слой предполагается бесконечно тонким, структурой слоя в этом приближении мы не интересуемся. Поскольку магнитные давления с обеих сторон слоя равны, система в начальный момент времени находится в динамическом равновесии. Правая часть уравнения (9) обращается в нуль и магнитное поле остается постоянным.

Для полноты рассмотрим линейный предел системы уравнений (3), (4), (5) и (9). Индексом 0 будем обозначать невозмущенные величины, а индексом 1 — возмущения. Введем обозначения

$$g = \frac{2\pi j_0^2}{\mu_0 c^2} \equiv \frac{B_0^2}{2\pi \mu_0}, \quad u_0 = \frac{c^2}{4\pi \sigma \Delta_0}$$

(g имеет размерность ускорения и характеризует силовое действие магнитного поля, а u_0 имеет размерность скорости и характеризует скорость растекания возмущений магнитного поля [12]) и линеаризуем рассматриваемую систему:

$$\begin{cases} \frac{dv_1}{dt} = -g \frac{B_1}{B_0}, \\ \frac{d\mu_1}{dt} + \mu_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0, \\ \frac{d(B_1/B_0)}{dt} = 2u_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_1}{j_0} - \frac{\mu_1}{\mu_0} \right), \\ \frac{j_1(x)}{j_0} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B_1(x')/B_0}{x' - x} dx'. \end{cases} \quad (10)$$

Рассмотрим гармонические возмущения, зависящие от x пропорционально $\exp(ikx)$. В этом случае все величины будут зависеть от координаты x и времени как $\sim \exp(ikx + \gamma t)$, поэтому из (10) получаем

$$\begin{cases} \gamma v_1 = -g \frac{B_1}{B_0}, \\ \gamma \frac{\mu_1}{\mu_0} + ikv_1 = 0, \\ \gamma \frac{B_1}{B_0} = 2iu_0 k \left(\frac{j_1}{j_0} - \frac{\mu_1}{\mu_0} \right), \\ \frac{j_1}{j_0} = i \frac{B_1}{B_0}. \end{cases} \quad (11)$$

Из системы (11) получается дисперсионное соотношение для нахождения инкрементов γ [12]

$$\gamma^3 + 2u_0 k \gamma^2 - 2u_0 g k^2 = 0.$$

Это уравнение всегда имеет один корень γ_1 , соответствующий неустойчивости ($\text{Re } \gamma_1 > 0$), причем при больших k (когда токи успевают растекаться в соответствии с перераспределением массы) $\gamma_1 \approx \sqrt{kg}$.

В нелинейной задаче мы исследовали развитие неустойчивости для периодической по координате x системы. При этом, если даже вначале возмущения были гармоническими $\sim \exp(ikx)$, со временем их развитие приведет к отличию от гармонических, но они останутся периодическими. Поэтому будем считать, что возмущения всех величин, в том числе и плотности тока $j_1(x)$, пери-

одические с периодом a . В периодической задаче можно перейти от интегрирования по бесконечной прямой в (3) к интегрированию по конечному отрезку, просуммировав вклады всех периодов [27]. Тогда уравнение (3) можно переписать как

$$j(x) = j_0 + \frac{c}{2\pi^2} \int_{-1/2}^{1/2} B(x + a\zeta) \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta} d\zeta, \quad (12)$$

где $\zeta = (x' - x)/a$, $\varphi(\zeta) = 1 - (\psi(1 + \zeta) - \psi(1 - \zeta))\zeta = = \pi\zeta \operatorname{ctg} \pi\zeta$, а ψ — пси-функция Эйлера. Вид функции $\varphi(\zeta)$ показан на рис. 2.

Решение нашей нелинейной задачи будет зависеть от безразмерного времени $\tau = tu_0/a$, безразмерной координаты $\xi = x/a$ и одного безразмерного параметра $\tilde{g} = ga/u_0^2$, характеризующего силу токовой концентрации. Динамику развития неустойчивости мы будем описывать с помощью безразмерной плотности тока $\tilde{j} = j/j_0 \equiv 1 + \tilde{j}_1$, безразмерного магнитного поля $\tilde{B} = B/B_0$, безразмерной плотности слоя $\tilde{\mu} = \mu/\mu_0 \equiv 1 + \tilde{\mu}_1$ и безразмерной скорости $\tilde{v} = v/u_0$.

Система уравнений (4), (5), (9) и (12) в безразмерном виде запишется следующим образом:

$$\begin{cases} \tilde{\mu} \frac{d\tilde{v}}{d\tau} = -\tilde{g}\tilde{j}\tilde{B}, \\ \frac{d\tilde{\mu}}{d\tau} + \tilde{\mu} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \xi} = 0, \\ \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\tilde{B}}{\tilde{\mu}} \right) = \frac{2}{\tilde{\mu}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\tilde{j}}{\tilde{\mu}} \right), \\ \tilde{j}(\xi) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_{-1/2}^{1/2} \tilde{B}(\xi + \zeta) \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta} d\zeta. \end{cases} \quad (13)$$

Перепишем систему уравнений (13), введя переменную Лагранжа

$$m = \int_0^{\xi} \tilde{\mu}(\xi') d\xi'$$

и магнитный поток

$$d\Phi = \tilde{B} d\xi.$$

В этом случае

$$dm = \tilde{\mu}(\xi) d\xi.$$

Поскольку второе уравнение (13) было использовано при выводе третьего уравнения этой систе-

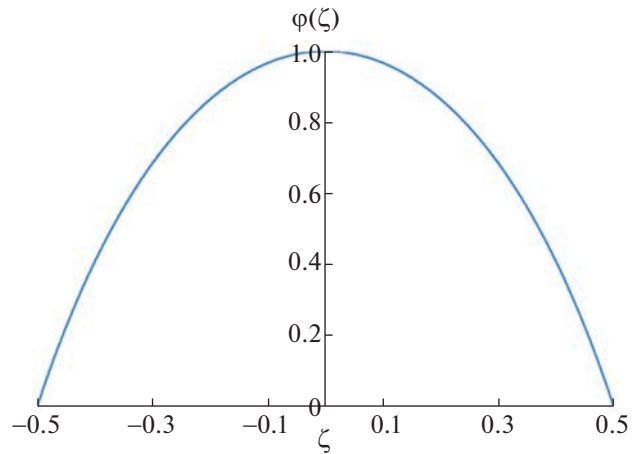


Рис. 2. График функции $\varphi(\zeta)$.

мы, то его можно больше не учитывать, и в лагранжевых координатах (13) примет вид

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{v}}{d\tau} = -\tilde{g}\tilde{j} \frac{d\Phi}{dm}, \\ \tilde{v} = \frac{d\xi}{d\tau}, \\ \tilde{\mu} = \frac{dm}{d\xi}, \\ \frac{d^2\Phi}{d\tau dm} = 2 \frac{d}{dm} \left(\frac{\tilde{j}}{\tilde{\mu}} \right), \\ \tilde{j}(\xi) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_{m(\xi=-1/2)}^{m(\xi=1/2)} \frac{d\Phi(\xi + \zeta)}{dm'} \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta} dm'. \end{cases} \quad (14)$$

В качестве начальных условий для исследуемой задачи мы выбрали следующие: в начальный момент времени токовый слой имеет постоянную поверхностную плотность $\mu_0 = \text{const}$, плотность тока в нем равна $j(x) = j_0 + j_1(x)$, начальная скорость равна нулю $v_0 = 0$.

В безразмерных переменных начальные условия мы будем считать следующими: возмущения начальной плотности тока

$$\tilde{j}_1(\xi) = j_1^{(0)} \cos(2\pi\xi), \quad (15)$$

а начальные возмущения плотности и скорости $\tilde{\mu}_1 = \tilde{v} = 0$.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Перейдем от эйлеровой сетки с узлами ξ_i ($i = 0, 1, \dots, N$) к лагранжевой с узлами

$$m_i = \int_0^{\xi_i(\tau=0)} \tilde{\mu}(\xi') d\xi'$$

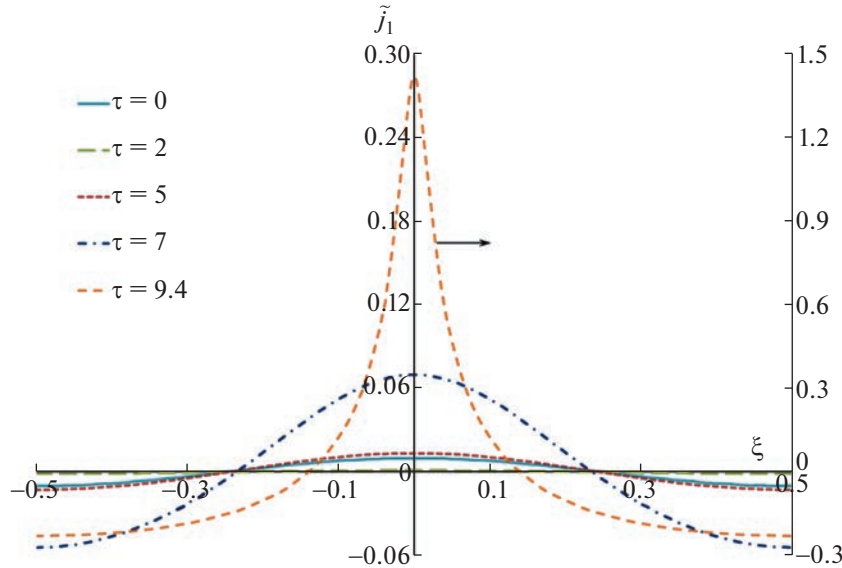


Рис. 3. Плотность тока $\tilde{j}_1(\xi)$ для $\tilde{g} = 0.1$. У функции, отмеченной стрелочкой, значения отложены по правой оси.

(материальная точка с координатой m_i в момент времени $\tau = 0$ имеет пространственную координату $\xi_i(\tau = 0)$). Масса i -й ячейки будет равна $\Delta m_i = \tilde{\mu}_i \Delta \xi_i$, где $\Delta \xi_i = \xi_i - \xi_{i-1}$. Магнитный поток в ячейке $\Delta \xi$ будет равен

$$\Delta \Phi = \tilde{B} \Delta \xi.$$

Последнее уравнение в (14) переписывается как

$$\begin{aligned} \tilde{j}(\xi_i) &= 1 + \frac{1}{\pi} \int_{m(\xi=-1/2)}^{m(\xi=1/2)} \frac{\tilde{B}(\xi_i + \zeta) \phi(\zeta)}{\tilde{\mu}(\zeta) \zeta} dm' = \\ &= 1 + \frac{1}{\pi} \int_{m(\xi=-1/2)}^{m(\xi=1/2)} \frac{\Delta \Phi(\xi_i + \zeta) \phi(\zeta)}{\Delta m' \zeta} dm', \end{aligned} \quad (16)$$

а уравнение для скорости i -й ячейки так

$$\frac{d\tilde{v}_i}{d\tau} = -\tilde{g} \tilde{j}_i \frac{\tilde{B}_i \Delta \xi_i}{\tilde{\mu}_i \Delta \xi_i} = -\tilde{g} \tilde{j}_i \frac{\Delta \Phi_i}{\Delta m_i}. \quad (17)$$

Перепишем четвертое уравнение в (14)

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\Delta \Phi_i}{\Delta m_i} \right) = 2 \left(\frac{d}{dm} \left(\frac{\tilde{j}}{\tilde{\mu}} \right) \right)_i$$

и проинтегрируем его по i -й ячейке

$$\frac{d}{d\tau} (\Delta \Phi_i) = 2 \left[\tilde{j} \right]_{m_{i-1}}^{m_i}. \quad (18)$$

Таким образом, от системы уравнений (14) мы перешли к системе уравнений (16)–(18) для дискретной системы переменных в лагранжевой системе координат.

Чтобы узнать, как развиваются возмущения в токовом слое, мы задавали на отрезке $\xi =$

$[-0.5; 0.5]$ возмущения магнитного потока, соответствующие начальной плотности тока (15) с амплитудой $|j_1^{(0)}| \ll 1$, а затем решали систему (16)–(18). Величина $\tilde{g}$ выступала в качестве параметра.

Счетная сетка по координате ξ в момент времени $\tau = 0$ была равномерной с числом шагов $N = 100$. В начале временного шага (в момент времени τ_i) из уравнения (16) находилась плотность тока $\tilde{j}(\xi_i)$, соответствующая текущему распределению магнитного потока $\Delta \Phi_i$. Затем узлы сетки перемещались в соответствии с (17). После этого из (18) по явной схеме вычислялось распределение магнитного потока в момент времени $\tau_{i+1} = \tau_i + \Delta \tau$. Шаг по времени $\Delta \tau$ был постоянным в каждом отдельном расчете и определялся значением параметра $\tilde{g}$. Для $\tilde{g} = 0.01$ величина $\Delta \tau$ была равна $\Delta \tau = 0.001$, для $\tilde{g} = 0.1$ и $\tilde{g} = 1$ задавалось $\Delta \tau = 0.0001$, а для $\tilde{g} = 10$ — $\Delta \tau = 0.00001$. Масса каждой ячейки $\Delta \tilde{m}_i$ оставалась постоянной и равной $\Delta \tilde{m}_i = 1/N$. Амплитуда начальных возмущений плотности тока была равна $j_1^{(0)} = 0.01$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве примера эволюции плотности тока на рис. 3 приведены значения плотности тока $\tilde{j}_1$ на различные моменты времени для значения параметра $\tilde{g} = 0.1$.

Из рис. 3 видно, что амплитуда возмущений тока сначала уменьшается, а затем начинает возрастать. Форма возмущений долгое время остается почти неизменной, хотя постепенно величина

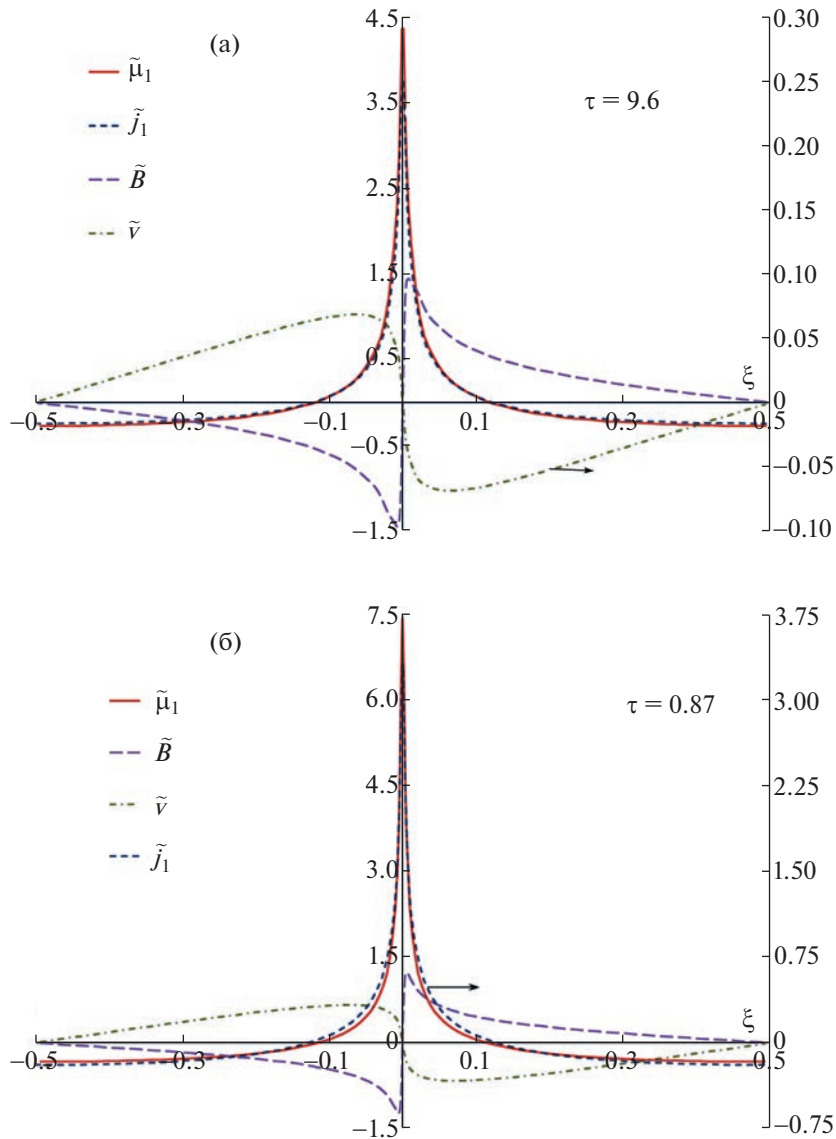


Рис. 4. Величины $\tilde{\mu}_1$, $\tilde{j}_1(\xi)$, $\tilde{B}(\xi)$ и $\tilde{v}(\xi)$ для $\tilde{g} = 0.1$ при $\tau = 9.6$ (а), $\tilde{g} = 10$ при $\tau = 0.87$ (б). У функций, отмеченных стрелочкой ($\tilde{v}$ или $\tilde{j}_1$), значения отложены по правой оси.

$\tilde{j}_1(\xi = 0)$ становится несколько больше величины $|\tilde{j}_1(\xi = \pm 0.5)|$, а нули функции $\tilde{j}_1(\xi)$ смещаются к точке $\xi = 0$. При достаточно больших временах искажение формы становится заметным, плотность тока при $\xi = 0$ резко возрастает. Плотность тока в точке $\xi = 0$ к некоторому моменту времени τ_s (моменту образования сингулярности) стремится к бесконечности (см. также рис. 4, на котором показаны величины $\tilde{j}_1(\xi)$, $\tilde{\mu}_1$, $\tilde{B}(\xi)$ и $\tilde{v}(\xi)$ незадолго до момента времени τ_s). Аналогичные результаты были получены в расчетах с другими $\tilde{g}$.

Таким образом, развитие тиринг-неустойчивости за конечное время приводит к образованию сингулярности, где плотности тока и массы обра-

щаются в бесконечность. Если сравнить развитие тиринг-неустойчивости тонкого слоя с развитием периодических возмущений РТ-неустойчивости тонкой оболочки [28], то можно отметить, что для тонкой оболочки развитие РТ-неустойчивости также приводит за конечное время к потере аналитичности решения, однако для РТ-неустойчивости в некоторый момент времени происходит лишь излом формы оболочки, а для тиринг-неустойчивости в некоторый момент времени характерные величины обращаются в некоторой точке в бесконечность.

Обращаем внимание, что для наших решений, хотя мы свели задачу к одномерной, фактически конфигурация магнитных полей является дву-

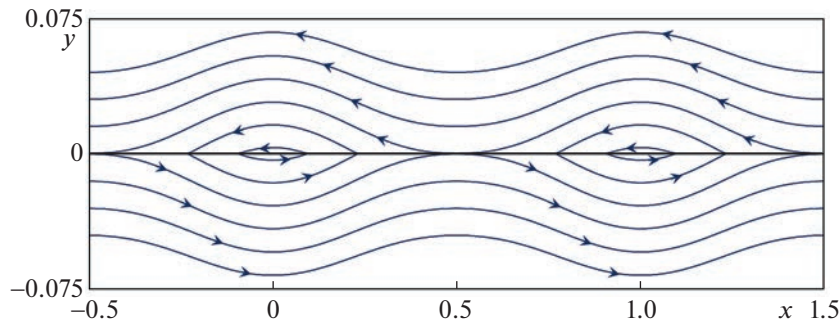


Рис. 5. Конфигурация магнитных силовых линий, соответствующая распределению тока в задаче с $\tilde{g} = 0.1$ в момент времени $\tau = 7.6$.

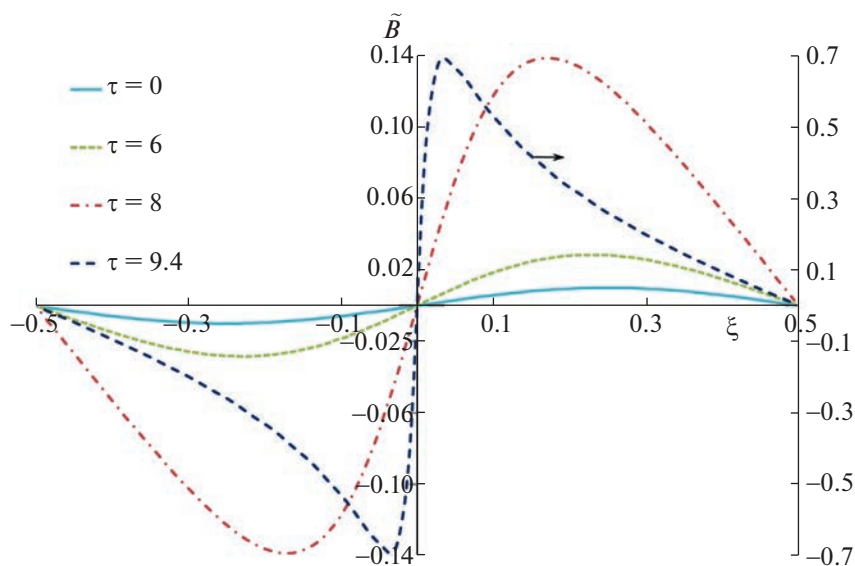


Рис. 6. Магнитное поле $\tilde{B}(\xi)$ для $\tilde{g} = 0.1$ на различные моменты времени. У функции, отмеченной стрелочкой, значения отложены по правой оси.

мерной и образует магнитные “острова”. Для иллюстрации на рис. 5 показана конфигурация магнитных силовых линий, соответствующая распределению тока в задаче с $\tilde{g} = 0.1$ в момент времени $\tau = 7.6$ (см. рис. 3).

На рис. 6 показано магнитное поле $\tilde{B}$ для $\tilde{g} = 0.1$ на различные моменты времени. Видно, что на больших временах начальная синусоида искажается, и координаты точек с максимальными значениями $|\tilde{B}|$ смещаются к $\xi = 0$, сама же величина магнитного поля также стремится к бесконечности при приближении к моменту времени τ_s .

На рис. 7 представлена скорость $\tilde{v}(\xi)$ для $\tilde{g} = 0.1$ на различные моменты времени. Видно, что вещество движется к точке $\xi = 0$ с обеих сто-

рон, причем скорость движения со временем возрастает. Координаты, в которых величина $|\tilde{v}(\xi)|$ достигает максимума, находятся заметно дальше от $\xi = 0$, чем аналогичные координаты для $|\tilde{B}(\xi)|$.

На рис. 8 представлена величина $\tilde{\mu}_1$, характеризующая отклонение поверхностной плотности от начальной, для $\tilde{g} = 0.1$ на различные моменты времени. Видно, что на больших временах эта величина напоминает по форме плотность тока $\tilde{j}_1$ и также стремится к бесконечности в точке $\xi = 0$ при приближении к моменту времени τ_s . Расчеты, проведенные для разных значений $\tilde{g}$, показывают, что при малых $\tilde{g}$ формы $\tilde{\mu}_1$ и $\tilde{j}_1(\xi)$ почти совпадают (см. рис. 4), а с ростом $\tilde{g}$ пик плотности тока становится несколько шире, чем пик $\tilde{\mu}_1$.

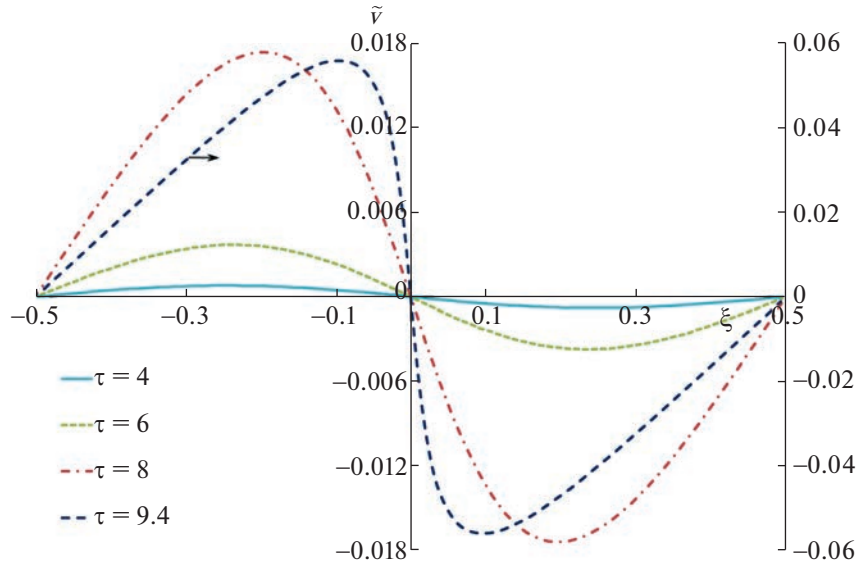


Рис. 7. Скорость $\tilde{v}(\xi)$ для $\tilde{g} = 0.1$ на различные моменты времени. У функции, отмеченной стрелочкой, значения отложены по правой оси.

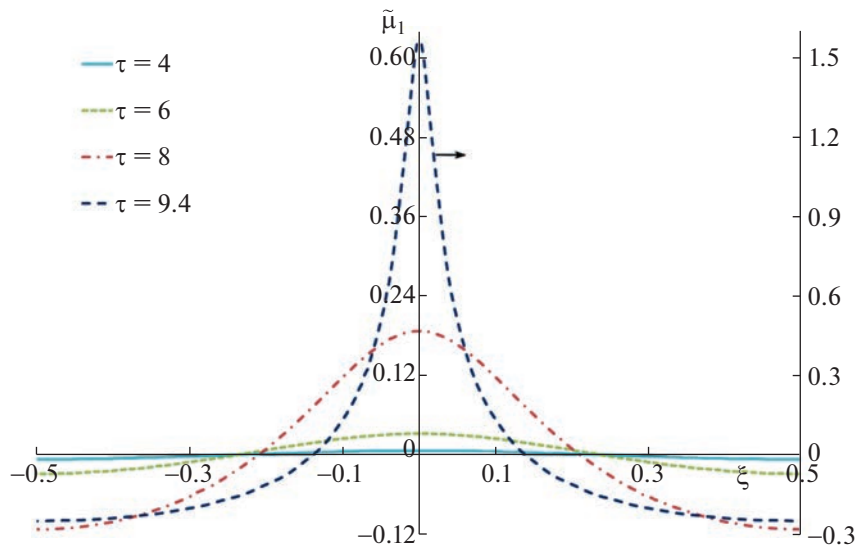


Рис. 8. Величина $\tilde{\mu}_1$ для $\tilde{g} = 0.1$ на различные моменты времени. У функции, отмеченной стрелочкой, значения отложены по правой оси.

В [12] было показано, что на линейной стадии возмущения в тиринг-слое растут со временем как

$$\begin{aligned} \tilde{j}_1 &= (C_1 e^{\gamma_1 t} + C_2 e^{\gamma_2 t} + C_3 e^{\gamma_3 t}) \exp(ikx) \equiv \\ &\equiv (C_1 e^{\tilde{\gamma}_1 \tau} + C_2 e^{\tilde{\gamma}_2 \tau} + C_3 e^{\tilde{\gamma}_3 \tau}) \exp(2\pi i \xi), \end{aligned} \quad (19)$$

где безразмерные инкременты неустойчивости $\tilde{\gamma} = \gamma a / u_0$ являются корнями кубического уравнения

$$\tilde{\gamma}^3 + 2\tilde{k}\tilde{g}\tilde{\gamma}^2 - 2\tilde{k}^2\tilde{g}^3 = 0. \quad (20)$$

В (20) $\tilde{k}$ – безразмерное волновое число $\tilde{k} = k u_0^2 / g$; в нашем случае $k = 2\pi/a$ и, значит, $\tilde{k} = 2\pi/\tilde{g}$. В частности, для $\tilde{k} \gg 1$ инкременты равны

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma}_{1,2} &= \pm \sqrt{2\pi\tilde{g}} - \frac{1}{4}\tilde{g}, \\ \tilde{\gamma}_3 &= -4\pi + \frac{1}{2}\tilde{g}. \end{aligned}$$

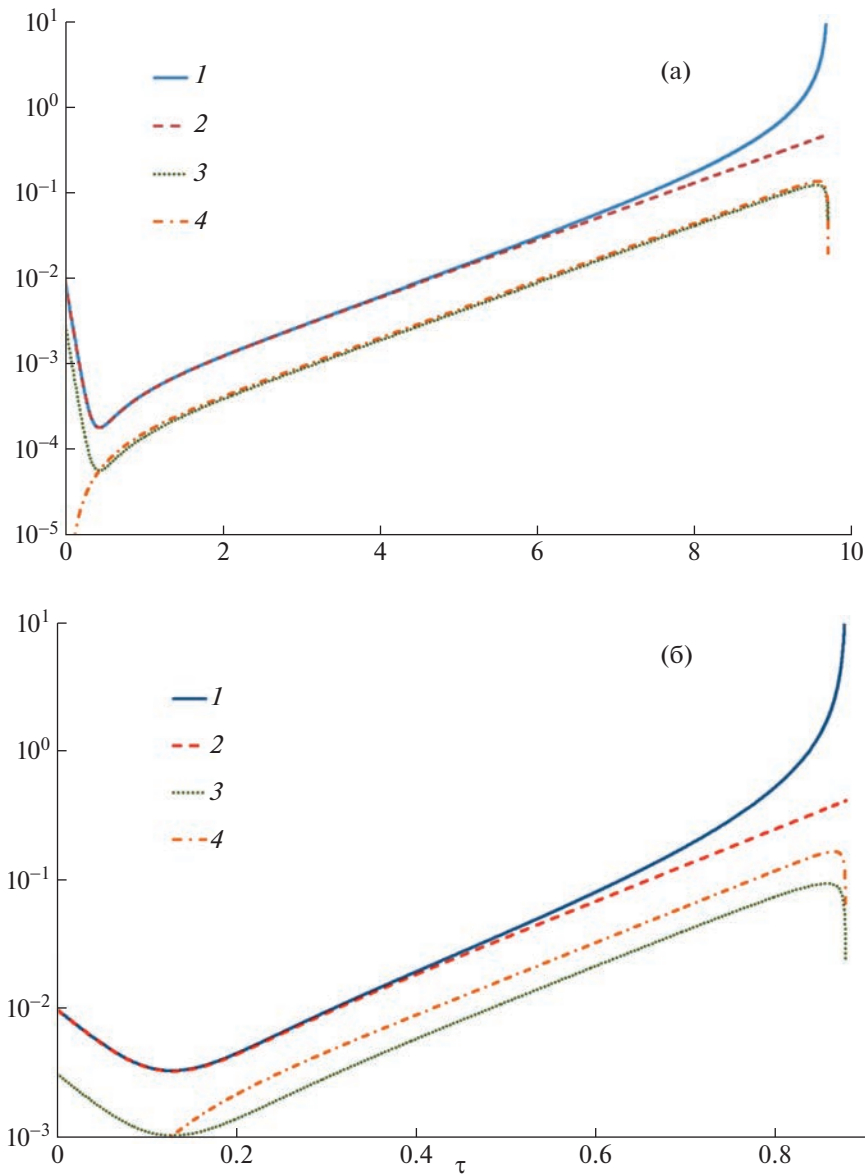


Рис. 9. Зависимость плотности тока $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ от времени, полученная в расчетах (1), 2 – эта же величина, вычисленная по формуле (19), 3 – $J_p(\tau)$, 4 – $M_p(\tau)$, для значений параметра $\tilde{g}$: $\tilde{g} = 0.1$ (а), $\tilde{g} = 10$ (б).

Используя начальные условия

$$\begin{aligned} \tilde{j}_1(\tau = 0) &= j_1^{(0)} \cos(2\pi\xi), \\ \tilde{v}(\tau = 0) &= 0, \quad \tilde{\mu}(\tau = 0) = 1, \end{aligned}$$

легко составить систему уравнений для коэффициентов C_1, C_2, C_3 и найти их.

На рис. 9 приведены зависимости от времени плотности тока $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ для значений параметра $\tilde{g} = 0.1$ и $\tilde{g} = 10$, полученные в расчетах и вычис-

ленные по формуле (19). Также на этом рисунке представлены величины

$$J_p = \int_{-\xi_{10}}^{\xi_{10}} \tilde{j}_1(\xi) d\xi$$

и

$$M_p = \int_{-\xi_{10}}^{\xi_{10}} \tilde{\mu}_1(\xi) d\xi,$$

где ξ_{10} – координата, в которой $\tilde{j}_1(\xi_{10}) = 0.1\tilde{j}_1(\xi = 0)$ (величина, характеризующая ширину токового

пика). $J_p(\tau)$ и $M_p(\tau)$ — интегралы от возмущений плотности тока и поверхностной плотности около максимума плотности тока.

Из рис. 9 видно, что амплитуда возмущений вначале падает по закону $\tilde{j}_1 \sim e^{\tilde{\gamma}_1 \tau}$ (при малых τ основной вклад в (19) вносит это слагаемое), а затем возрастает, поскольку в тиринг-неустойчивости всегда есть положительный инкремент $\tilde{\gamma}_1$. Расчеты с различными $\tilde{g}$ показывают, что, как и следовало ожидать, при малых $\tilde{g}$ начальное падение амплитуды гораздо сильнее, чем при больших $\tilde{g}$, а зависимость $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ от времени согласуется с (19) несколько дольше.

Когда возмущения плотности тока $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ становятся порядка 1, скорость роста возмущений превышает экспоненциальную, и плотность тока уходит в бесконечность за конечное время. Время, за которое возмущения плотности тока вырастают до бесконечности, примерно пропорционально $1/\sqrt{\tilde{g}}$. В табл. 1 представлены τ_s — время наступления сингулярности, τ_{10} — время, в которое отклонение $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ от (19) превысило 10%, и j_{10} — величина $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ в момент времени τ_{10} для различных $\tilde{g}$. Из табл. 1 видно, что возмущения плотности тока становятся нелинейными (на 10% превышают значения, вычисленные по формуле (19)), начиная с величины, примерно равной $j_{10} \sim 0.04$.

Зависимости $J_p(\tau)$ и $M_p(\tau)$ на стадии роста возмущений возрастают экспоненциально заметно дольше, чем $\tilde{j}_1(\xi = 0)$, а затем начинают уменьшаться незадолго до разрушения слоя. Макси-

Таблица 1. Величины τ_s , τ_{10} и j_{10} для различных $\tilde{g}$

$\tilde{g}$	τ_s	τ_{10}	j_{10}
0.01	34.284	23.86	0.0394
0.1	9.689	6.524	0.0467
1	2.8173	1.788	0.0487
10	0.8788	0.515	0.0441

мальная амплитуда возмущений $\tilde{j}_1(\xi = 0)$ вблизи τ_s ведет себя степенным образом: $\tilde{j}_1(\xi = 0) \sim (\tau_s - \tau)^{-\alpha}$, $\alpha \sim 0.6-0.7$.

На рис. 10 представлена характеристика ширины пика плотности тока, ξ_{10} , в зависимости от величины $\tau_r = (\tau_s - \tau)/\tau_s$ для нескольких значений $\tilde{g}$. На временах $\tau_r < 0.005$ ширина пика $\xi_{10}(\tau_r)$ стремится к нулю довольно быстро, по крайней мере, по линейному закону.

На рис. 11 представлены величины J_p и M_p в зависимости от τ_r для нескольких значений $\tilde{g}$. Видно, что незадолго до разрушения слоя после прекращения экспоненциального роста, показанного на рис. 9, зависимости J_p и M_p убывают до нуля по закону $\sim \tau_r^\beta$, $\beta = 0.3-0.4$. Таким образом, и ток, и вещество концентрируются вблизи точки $\xi = 0$, но со временем в пике концентрируется все меньшая масса и ток.

На рис. 12 представлено отношение M_p/J_p в зависимости от величины τ_r для нескольких значений $\tilde{g}$.

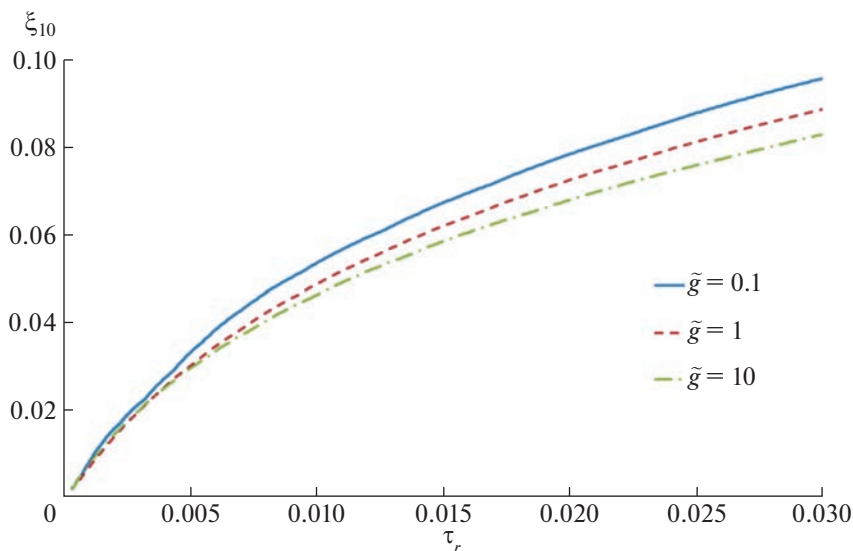


Рис. 10. Зависимость ξ_{10} от величины τ_r .

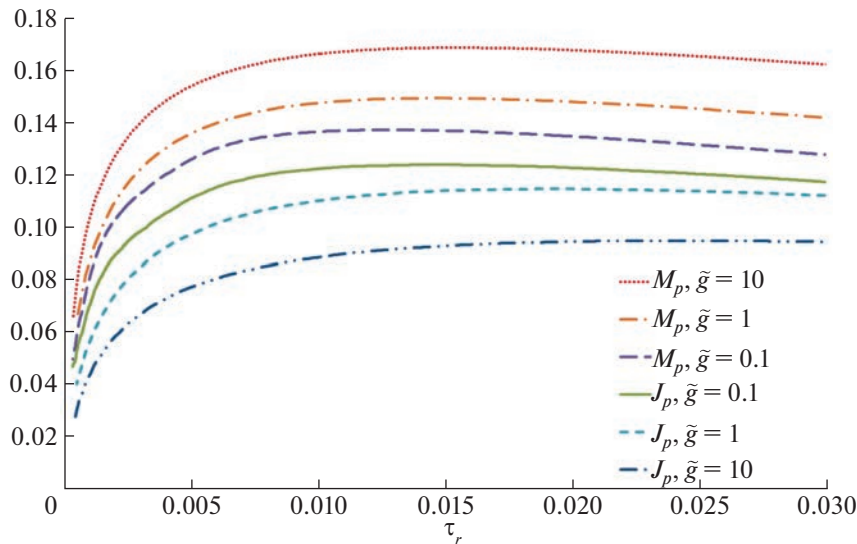


Рис. 11. J_p и M_p в зависимости от величины τ_r .

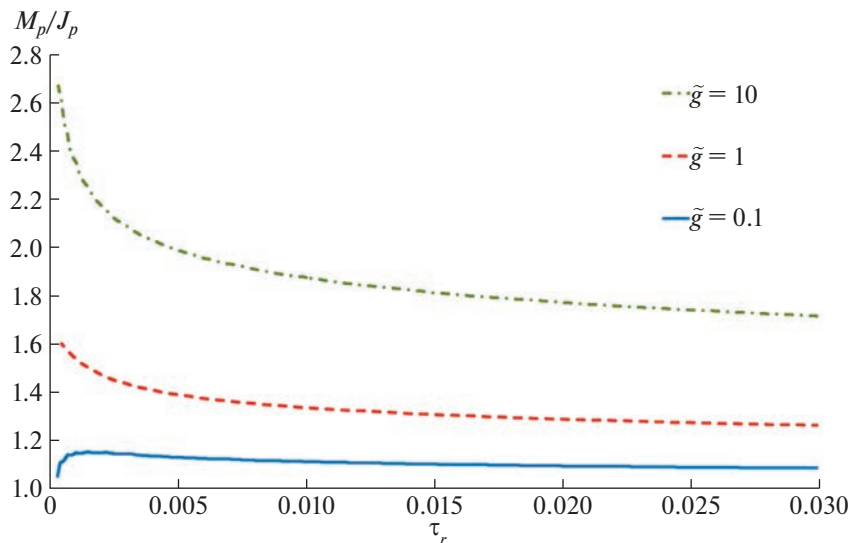


Рис. 12. Отношение M_p/J_p в зависимости от величины τ_r .

Рисунок 12 показывает, что для малых $\tilde{g}$ отношение M_p/J_p остается примерно равным 1, а для $\tilde{g} = 10$ и $\tilde{g} = 1$ это отношение возрастает при $\tau_r \rightarrow 0$. Это объясняется тем, что для малых $\tilde{g}$ движение более медленное и ток успевает растекаться по массе, а при больших $\tilde{g}$ только часть тока успевает переброситься в район сингулярности.

5. ОЦЕНКИ ПОВЕДЕНИЯ ВЕЛИЧИН ВБЛИЗИ СИНГУЛЯРНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ТОКА

Рассмотрим возможное поведение величин при $\tau_r \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow 0$, исходя из системы уравнений

(3)–(5), (9), причем в уравнении (5) считалось, что $\sigma\Delta \sim \mu$, а величиной j_0 в уравнении (3) пренебрегалось. Будем предполагать, что концентрация плотности тока со временем в этой области происходит по закону

$$j \sim \tau_r^{-\alpha} \quad (21)$$

(в этих оценках, поскольку речь идет об основных зависимостях, мы не будем делать различия между безразмерными и размерными величинами, обозначая их буквами без тильды, а для размерного времени под τ_r будем подразумевать $\tau_r = t_s - t$,

где t_s — момент времени образования сингулярности). Из уравнения (3) следует, что

$$B \sim j, \quad (22)$$

а из уравнения непрерывности (5)

$$x \sim v\tau_r. \quad (23)$$

Согласно рис. 12 ток может немного не успевать за концентрацией массы. Для оценки концентрации тока и массы будем теперь использовать уравнение (9), которое дает

$$\mu \sim \tau_r/x, \quad (24)$$

что с учетом уравнения движения (4) и связи (22) дает

$$v \sim \frac{j^2 \tau_r}{\mu} \sim x \tau_r^{-2\alpha} \quad (25)$$

и, в результате, с учетом (23), получим $\alpha = 0.5$. Будем считать, что концентрация плотности массы со временем при приближении к сингулярности происходит по закону

$$\mu \sim \tau_r^{-\gamma},$$

где $\gamma > \alpha$, т.е. $\gamma > 0.5$. Тогда из (25) и (23) получаем, что

$$v \sim \tau_r^\gamma, \quad x \sim \tau_r^{1+\gamma}. \quad (26)$$

При этом имеем некоторое несоответствие рис. 9, на котором $\alpha \approx 0.6-0.7$, и рис. 10, где ширина пика плотности ведет себя при малых τ_r ближе к линейному закону $x \sim \tau_r$. Это несоответствие, вероятно, связано с неточностями расчетов при малых τ_r , поскольку очень трудно проводить расчеты в малой области, где необходимо добиваться хорошего разрешения, да еще в условиях неустойчивости. Для интегральных же тока и массы $J_p(\tau)$, $M_p(\tau)$ получаем в соответствии с (21), (24), (26), что они убывают при приближении к сингулярности как $J_p \sim \tau_r^{0.5+\gamma}$, $M_p \sim \tau_r$. Сравнивая эти степени со степенями, полученными в численных расчетах (рис. 11), также представляется, что численные расчеты завышают α и занижают степень убывания $x(\tau_r)$.

В реальных физических системах возрастание концентрации тока и массы не будет происходить неограниченно и прекратится из-за наличия ряда факторов и явлений, не учитываемых в нашей модели. На самом деле, начиная с каких-то моментов времени необходимо будет учитывать, что слой не является тонким, учитывать неоднородность задачи, давление вещества и т.д. Однако в некоторых задачах полученное в работе возрастание концентрации тока и массы может до определенного момента времени реализоваться.

Обратим внимание на одну особенность концентрации тока и массы вблизи точек сингулярности при тиринг-неустойчивости. Поскольку масса вблизи этих точек концентрируется быстрее чем ток, ($\gamma > \alpha$), джоулево тепловыделение на единицу массы должно в этой модели вблизи этих точек уменьшаться, т.е. в местах концентрации вещество должно быть более холодным. Поэтому, например, вряд ли можно объяснить свечение, наблюдаемое в работе [13] в середине фольги, концентрацией тока и массы в результате нелинейного развития тиринг-неустойчивости.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получена система одномерных уравнений, описывающая динамику магнитного поля и движение вещества в плоских тонких токовых слоях, с учетом нелинейного взаимодействия токов. Эта система может быть применена для анализа экспериментов с плоскими проводниками при рассмотрении явлений, происходящих вдоль ширины проводников (токовых листов, фольг и флаэров конечной ширины).

Разработана численная методика для решения одномерных (вдоль ширины слоев или фольг) задач магнитной гидродинамики, основанная на лагранжевой дискретизации массы вдоль этой ширины. Эта методика используется для изучения нелинейного развития тиринг-неустойчивости.

Показано, что при рассмотрении тиринг-неустойчивости, начиная с малых возмущений, возмущения токов, скоростей и плотности массы растут в соответствии с полученными ранее инкрементами роста малых возмущений, пока возмущения токов не достигают примерно 4% от начальной плотности тока токового слоя. Далее благодаря нелинейному взаимодействию токов возмущения поверхностной плотности тока и поверхностной плотности массы за конечное время неограниченно возрастают. Полученные в расчетах зависимости от времени для неограниченного роста поверхностной плотности тока можно описать зависимостью $j \sim \tau_r^{-\alpha}$, где $\tau_r \sim t_s - t$, а t_s — момент времени обращения плотности тока и плотности массы в бесконечность (момент времени образования сингулярности). В расчетах получено $\alpha \sim 0.6-0.7$, однако теоретические оценки дают меньшее значение этой величины $\alpha = 0.5$. Возможно, в расчетах из-за неточностей не удастся приблизиться к точному значению α . В расчетах получено также, что ширина пиков плотности тока и массы стремится к нулю при $\tau_r \rightarrow 0$ так, что полные ток J_p и масса M_p , вовлеченные в эти пики, также стремятся к нулю. Теоретические оценки для $x(\tau_r)$, $J_p(\tau)$ и $M_p(\tau)$ дают

более быстрое стремление к нулю по сравнению с расчетами, что можно также связать с неточностями численных расчетов при малых τ_r и малых массах. Тем не менее в рамках принятых в работе приближений качественное поведение тиринг-неустойчивости с неограниченным ростом поверхностной плотности тока и поверхностной плотности массы представляется надежно установленным.

Следует заметить, что исторически [1, 10] неустойчивость тонкого токового слоя в вакууме получила название тиринг (разрывная). Наше рассмотрение показывает, что фактически развитие неустойчивости в этой конфигурации не приводит к каким-либо разрывам, а приводит к образованию токовых шнуров (филаментации), куда стягивается и вещество. Поэтому может быть лучше называть эту неустойчивость филаментацией токового слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459.
2. Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никандров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 197.
3. 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. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2105.
4. Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федюлов М.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 99.
5. Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Kwek K.H., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 3734.
6. Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Zukakishvili G.G. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2002. V. 30. P. 559.
7. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 046406.
8. Yu E.P., Oliver B.V., Sinars D.B., Mehlhorn T.A., Cuneo M.E., Sasorov P.V., Haines M.G., Lebedev S.V. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 022705.
9. Felber F.S., Rostoker N. // Phys. Fluids. 1981. V. 24. P. 1049.
10. Самохин А.А. // ПМТФ. 1988. Т. 2. С. 89.
11. Hammer J.H., Ryutov D.D. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 3302.
12. Garanin S.F., Kravets E.M., Dolinskiy V.Yu. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48. P. 4279. <https://doi.org/10.1109/TPS.2020.3034933>
13. Чайковский С.А., Орешкин В.И., Лабеецкая Н.А., Дацко И.М., Рыбка Д.В., Ванькевич В.А., Ратахин Н.А. // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. С. 130.
14. Knudson M.D., Lemke R.W., Hayes D.B., Hall C.A., Deeney C., Asay J.R. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 4420. <https://doi.org/10.1063/1.1604967>
15. Lemke R.W., Knudson M.D., Hall C.A., Haill T.A., Desjarlais M.P., Asay J.R., Mehlhorn T.A. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 1092.
16. Deng J., Xie W., Feng Sh., Wang M., Li H., Song Sh., Xia M., Ce J., He A., Tian Q., Gu Y., Guan Y., Wei B., Huang X., Ren X., Dan J., Li J., Zhou Sh., Cai H., Zhang S., Wang K., Xu Q., Wang Y., Zhang Zh., Wang G., Guo Sh., He Y., Zhou Y., Zhang Zh., Yang L., Zou W. // Matter and Radiation at Extremes. 2016. V. 1. P. 48.
17. Kuznetsov S.D., Garanin S.F. // Proc. 2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC), Brighton, 2017. P. 362. <https://doi.org/10.1109/PPC.2017.8291230>.
18. Зеленый Л.М., Тактакишвили А.Л. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 1064.
19. Зеленый Л.М., Тактакишвили А.Л. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 50.
20. Zeleny L.M., Taktakishvili A.L. // Astrophys. Space Sci. 1987. V. 134. P. 185.
21. Zeleny L.M., Taktakishvili A.L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1988. V. 30. P. 663.
22. Haines M. // J. Plasma Phys. 1974. V. 12. P. 1.
23. Haines M. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 917.
24. Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. Вып. 10 / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. С. 243.
25. Sadowski M.J. // Proc. 12-th Symposium on High Current Electronics. V. 2 / Ed. G. Mesyats, B. Kovalchuk, G. Remnev. Tomsk: Institute of High Current Electronics SD RAS, 2000. P. 185.
26. Кингсен А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. // Вопросы теории плазмы. Вып. 16 / Под ред. акад. Б.Б. Кадомцева М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 209.
27. Гаранин С.Ф., Кравец Е.М. // ПМТФ. 2022. Т. 63. С. 48.
28. Ott E. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1429.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ ПО УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I 5876 Å

© 2023 г. Н. П. Кирий^{a,*}, Д. Е. Харлачев^{a,**}, К. В. Шпаков^{b,***}

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

^bФизический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: natalya.kyrie@yandex.ru

**e-mail: harlachdanila@gmail.com

***e-mail: konstantine.shpakov@gmail.com

Поступила в редакцию 04.08.2023 г.

После доработки 09.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

Методами спектроскопии исследована динамика нейтральной компоненты плазмы токового слоя, сформированного в двумерной (2D) и трехмерной (3D) магнитных конфигурациях при разряде в гелии. Установлено, что при формировании в 2D магнитном поле в токовом слое появляются потоки быстрых сверхтепловых атомов гелия, направленных вдоль ширины токового слоя (бóльшего из поперечных размеров слоя). Показано, что атомы гелия могут приобретать направленную энергию W_x вследствие резонансной перезарядки ускоренных ионов в плазме токового слоя. Энергия направленного движения атомов гелия достигает величины $W_x \approx (480 \pm 120)$ эВ, что в ~ 20 раз превышает температуру атомов гелия $T_a \approx (20 \pm 2)$ эВ в те же моменты времени. При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации быстрые атомы гелия не наблюдались.

Ключевые слова: плазма, токовый слой, спектроскопия, уширение спектральной линии, температура и энергия направленного движения атомов гелия, сечение резонансной перезарядки

DOI: 10.31857/S0367292123601194, **EDN:** FOKMZO

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторное моделирование, наряду со спутниковыми наблюдениями, является важным инструментом изучения физики космической плазмы. Лабораторные эксперименты проводятся в хорошо контролируемых условиях с применением современных методов диагностики плазмы и способствуют пониманию таких явлений, как солнечные и звездные вспышки, суббури в магнитосфере Земли и других планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков. Согласно современным представлениям, эти явления связаны с образованием в космической и лабораторной плазме токовых слоев и магнитным пересоединением в токовых слоях [1–3]. Лабораторные эксперименты по изучению физики токовых слоев и магнитного пересоединения, проводятся на протяжении нескольких десятков лет [4–13]. В процессе пересоединения магнитная энергия трансформируется, в частности, в энергию потоков плазмы, распространяющихся из области пересоединения. Такие плазменные потоки наблюдаются как в магнитосфере Земли [14–18], так и в

лабораторной плазме [19–25]. В работе [18] проведено сравнение основных характеристик плазменных джетов, генерируемых в магнитосфере и лабораторном эксперименте (ИОФ РАН), делается вывод о возможном сходстве механизмов их торможения.

В лабораторных экспериментах, которые проводятся в Институте общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, генерация быстрых потоков плазмы исследовалась в основном методами спектроскопии. Были измерены температуры и энергии направленного движения ионов гелия He II [21–23], аргона Ar II, Ar III, Ar IV [20, 23, 24] и криптона Kr II, Kr III [25]. Показано, что ускорение ионов в токовом слое происходит под действием сил Ампера.

Целью данной работы было исследование динамики атомов гелия в токовых слоях, сформированных в гелиевой плазме. Исследование проводилось методами классической спектроскопии, измерялись полуширины спектральной линии атомарного гелия He I 5876 Å в разные моменты времени. С помощью доплеровского уширения

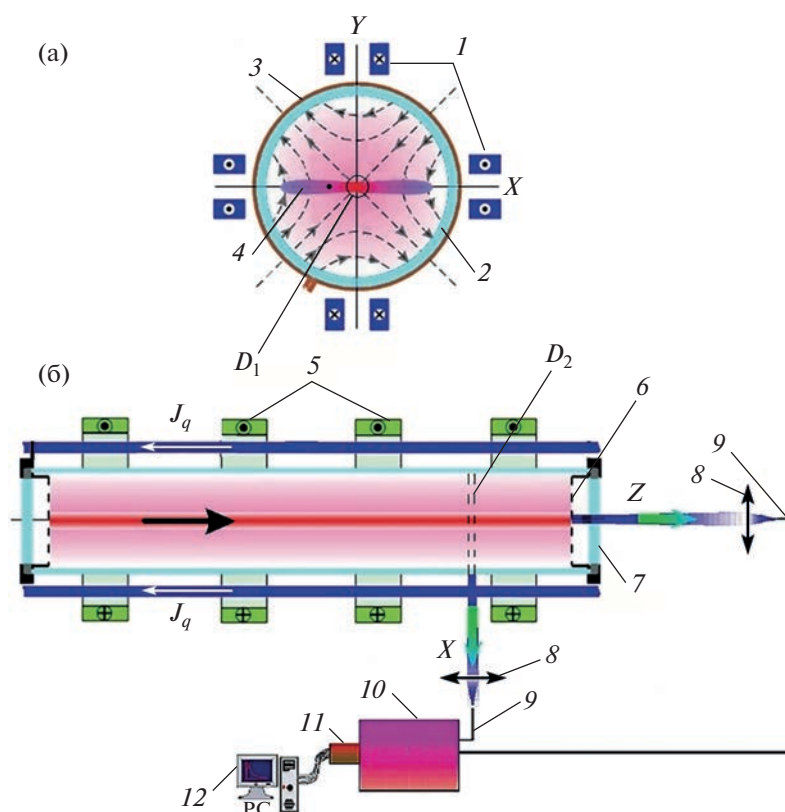


Рис. 1. Схемы экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН) и спектральных измерений: поперечное сечение (а), вид сбоку (б). 1 – система прямых проводников для создания 2D магнитного поля с особой линией X-типа; 2 – вакуумная камера; 3 – витки θ -разряда; 4 – токовый слой; 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля B_z^0 ; 6 – сетчатые электроды; 7 – кварцевые окна; 8 – кварцевые линзы; 9 – кварцевые световоды; 10 – монохроматор МДР-3; 11 – цифровая камера Nanogate-1UF; 12 – персональный компьютер; D_1 , D_2 – области плазмы токового слоя, из которых принималось излучение в z - и x -каналах.

этой линии были рассчитаны температура и энергия направленного движения атомов гелия во времени [26]. В расчетах делались поправки на штарковское уширение линии He I 5876 Å с помощью других линий нейтрального гелия: He I 4471 Å и 4922 Å с запрещенными компонентами, которые более чувствительны к Штарк-эффекту [27]. Было установлено, что атомы гелия также вовлекаются в направленное движение плазмы вдоль ширины токового слоя – наибольшего из поперечных размеров слоя, и приобретают энергию, сравнимую с энергией быстрых ионов гелия [21–23].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ТС-3D И СХЕМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки ТС-3D: а) – поперечное сечение, б) – вид сбоку и схема спектральных измерений [19, 21–23]. Токовые слои создавались в сильно неод-

нородных магнитных полях с особой линией X типа на оси z

$$B = \{B_x^0; B_y^0; B_z^0\} = \{-hy; -hx; B_z^0\}, \quad (1)$$

где B_x^0 , B_y^0 – компоненты поперечного квадрупольного магнитного поля, B_z^0 – компонента продольного магнитного поля. В данных экспериментах градиент поперечного магнитного поля в плоскости (x, y) составлял $h = 0.5$ кГс/см. Продольное магнитное поле B_z^0 в экспериментах имело два возможных значения: $B_z^0 = 0$, в этом случае магнитная конфигурация 1 была двумерной (2D), или $B_z^0 = 2.9$ кГс в случае трехмерной (3D) магнитной конфигурации.

X-линия магнитного поля (1) совмещалась с осью вакуумной камеры диаметром $2R_c = 18$ см и длиной 100 см. Предварительно откачанная до 10^{-6} Торр камера заполнялась гелием, начальное давление газа составляло $p = 320$ мТорр. Началь-

ная плазма создавалась с помощью тэта-разряда с сильной предварительной ионизацией, осуществляемой четырьмя искровыми инжекторами [19]. Затем, с помощью электрического поля, приложенного вдоль оси z , в плазме возбуждался электрический ток J_z . Ток инициировал 2D-течения плазмы, которые приводили к сжатию плазмы и формированию токового слоя [2, 3]. Ток изменялся во времени по синусоидальному закону, амплитудная величина тока равнялась 45 кА, полупериод тока — $T/2 \approx 6$ мкс.

Спектральные измерения проводились с помощью двухканальной оптической схемы, также представленной на рис. 1б. Излучение плазмы регистрировалось одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к токовому слою. В z -канале излучение плазмы собиралось из центральной квазицилиндрической области, вытянутой вдоль направления тока в слое (ось z), что позволило повысить чувствительность спектральных измерений. В этом канале из уширений спектральной линии He I 5876 Å определялась температура атомов гелия, поскольку все направленные движения плазмы входят преимущественно в плоскости (x, y).

В x -канале излучение плазмы собиралось вдоль ширины слоя, большего из поперечных размеров слоя, ось x , рис. 1а. Из уширения линии гелия He I 5876 Å в этом канале определялась усредненная вдоль оси x энергия атомов гелия, подробнее см. ниже.

В каждом из каналов кварцевая линза отображала выделенную часть плазменного слоя на торец кварцевого световода, который располагался почти в фокусе кварцевой линзы. Диаметры световодов составляли 0.36 и 1 мм, длины ~ 10 и 15 м, (в z - и x -каналах соответственно). Поперечное уменьшение оптической системы равнялось ~ 35 –25, а продольное ~ 1200 –600 в z - и x -каналах соответственно. Пространственное разрешение z -канала составляло ~ 1.5 см, а x -канала ~ 2.5 см. Излучение плазмы по световодам передавалось на входную щель монохроматора МДР-3 с фокусным расстоянием объектива 600 мм и дифракционной решеткой 1200 штрихов/мм, обратная линейная дисперсия монохроматора равнялась 13 Å/мм. Профили спектральной линии He I 5876 Å регистрировались в плоскости выходной щели монохроматора с помощью программируемой цифровой камеры “Nanogate 1-UF”, которая представляет собой электронно-оптический преобразователь с усилителем яркости на основе МКП, приемником излучения служила CCD-матрица [28]. Камера позволяет регистрировать кадры с экспозицией 0.1–10 мкс, в данных экспериментах экспозиция составляла 0.8 мкс.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ НА ОСНОВЕ УШИРЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I 5876 Å

Анализ полученных данных показал, что экспериментальные профили спектральной линии He I 5876 Å описываются функцией Фойгта — сверткой функций Гаусса и Лоренца [29, 30]. Гауссова функция в условиях настоящего эксперимента описывает суммарный вклад в уширение линии He I 5876 Å эффекта Доплера, обусловленного тепловым движением атомов гелия в плазме токового слоя, и аппаратной функции, также имеющей в условиях настоящего эксперимента гауссов профиль. Функция Лоренца описывает вклад в уширение эффекта Штарка, обусловленного электронным ударным уширением. На основе доплеровского уширения линии He I 5876 Å рассчитывались температура и энергия направленного движения атомов гелия в зависимости от времени. В расчетах делались поправки на штарковское уширение линии He I 5876 Å по известной плотности электронов в плазме токового слоя, измеренной ранее [27] с помощью других линий атомарного гелия: He I 4471 Å и He I 4922 Å с запрещенными компонентами, которые более чувствительны к штарк-эффекту.

Ниже приведена схема расчетов параметров плазмы токового слоя на основе данных об уширениях спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированных в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к токовому слою.

3.1. Первый этап расчетов

На первом этапе из уширений линии He I 5876 Å, наблюдаемых в z -направлении, определялась температура атомов гелия в центральной области токового слоя, из которой принималось излучение плазмы в z -канале.

3.1.1. Для этого, во-первых, вводилась поправка на штарковское уширение спектральной линии He I 5876 Å. Например, известно, что при $t \approx 3.2$ мкс (когда протекающий в плазме ток максимален), плотность электронов в центральной области токового слоя равна $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$ [27]. Согласно таблицам Грима [30], при плотности электронов $N_e = 10^{16}$ см $^{-3}$ электронная ударная полуширина линии He I 5876 Å составляет $\Delta\lambda_{st} = 0.354$ Å, что приводит к штарковскому уширению линии He I 5876 Å в z -канале при $t \approx 3.2$ мкс равному $\Delta\lambda_{zst} = 0.177$ Å, поскольку в условиях данного эксперимента штарковское уширение линии He I 5876 Å зависит от плотности электронов N_e линейно [29, 30].

3.1.2. Затем по “закону 3/2” определялось гауссово уширение спектральной линии He I 5876 Å в z -канале:

$$\Delta\lambda_{zG} = \left(\Delta\lambda_z^{3/2} - \Delta\lambda_{zSt}^{3/2} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_z$ — уширения линии He I 5876 Å, зарегистрированные при наблюдении вдоль оси z в разные моменты эволюции токового слоя; $\Delta\lambda_{zSt}$ — соответствующие штарковские уширения линии. Отметим, что вычисление гауссовой составляющей профиля Фойгта по “закону 3/2” приводит в условиях нашего эксперимента к ошибке менее 10%, сравнимой с экспериментальными ошибками; подробнее см. в работе [21].

3.1.3. Далее определялось доплеровское уширение линии He I 5876 Å, согласно правилу вычитания полуширин гауссовых контуров:

$$\Delta\lambda_{zD}^2 = \Delta\lambda_{zG}^2 - \Delta\lambda_{zApp}^2, \quad (3)$$

где $\Delta\lambda_{zApp}$ — полуширина аппаратной функции монохроматора МДР-3 в z -канале. В z -канале полуширина аппаратной функции равнялась 0.8 Å, в x -канале — 0.6 Å.

3.1.4. Доплеровское уширение спектральной линии He I 5876 Å связано с температурой атомов гелия T_a известным соотношением [29, 30]:

$$\Delta\lambda_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{v_{Ta}}{c} \lambda_0 = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{c} \sqrt{\frac{2kT_a}{\mu}} \lambda_0, \quad (4)$$

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T_a}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4a)$$

где $\lambda_0 = 5876$ Å — длина волны спектральной линии He I 5876 Å, $\mu = 4$ — атомный вес гелия. Откуда получаем расчетную формулу для температуры атомов гелия

$$T_a = 19.6 \times \Delta\lambda_{zD}^2 \quad (5)$$

Таким образом, на первом этапе расчетов определялась температура атомов гелия T_a в разные моменты времени в центральной области токового слоя.

3.2. Второй этап расчетов

На втором этапе цикл вычислений повторялся для спектральных данных, полученных в x -направлении. Оказалось, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемой в x -направлении, в отдельные моменты времени может быть больше, чем в z -направлении. На рис. 2 приведены профили спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированные одновременно в x - (а, в) и z -направлении (б, г) в момент времени $t \approx 3.2$ мкс. Токовый слой создавался в 2D (а, б)

или 3D (в, г) магнитных конфигурациях. Видно, что в 2D магнитной конфигурации при $t \approx 3.2$ мкс полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемой в x -направлении, существенно (в ~ 7 раз) больше, чем в z -направлении.

Это можно объяснить тем, что в x -направлении, помимо нагрева, на атомы гелия действует дополнительный фактор, приводящий к увеличению ширины спектральной линии He I 5876 Å. Это дополнительное уширение естественно связать с направленным движением атомов гелия вдоль ширины токового слоя, т.е. вдоль оси x , по аналогии с направленным движением ионов гелия (а также ионов аргона и криптона), которые наблюдались ранее [20–25]. Тогда с помощью уширения линии He I 5876 Å, измеренного вдоль оси x , по формулам (4–5) можно определить характерную полную энергию атомов гелия, равную сумме тепловой энергии и энергии направленного движения атомов гелия:

$$W_x^{tot} = 19.6 \times \Delta\lambda_{xD}^2 \quad (6)$$

Для того, чтобы определить энергию направленного движения атомов гелия вдоль оси x нужно вычесть из полной энергии атомов W_x^{tot} тепловую энергию:

$$W_x = W_x^{tot} - T_a \quad (7)$$

Очевидно, что с помощью формулы (6), (7) можно получить лишь оценочные значения энергии направленного движения атомов гелия, поскольку формулы (4)–(6) справедливы для максвелловского распределения.

Отметим, что для данных, полученных в x -канале, также делалась поправка на штарковское уширение с помощью результатов работы [27]. При этом, если в приведенном выше примере (п. 4) плотность электронов в центральной области токового слоя в 2D магнитной конфигурации составляла $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$ при $t \approx 3.2$ мкс, то плотность электронов на боковых концах слоя в те же моменты времени согласно [27] была в ~ 30 раз больше: $N_e^x = 1.6 \times 10^{17}$ см $^{-3}$. Соответственно, штарковская составляющая уширения линии He I 5876 Å равнялась $\Delta\lambda_{xSt} = 5.664$ Å.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 и в табл. 1 и 2 представлены полуширины спектральной линии He I 5876 Å в зависимости от времени, зарегистрированные в x - и z -направлениях при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Видно, что в начальный момент времени, при $t \approx 1.2$ мкс, все уширения в пределах экспериментальных погрешностей практически одинаковы: $\Delta\lambda_z \approx \Delta\lambda_x \approx (1.3–1.4)$ Å. Затем, при формировании токового

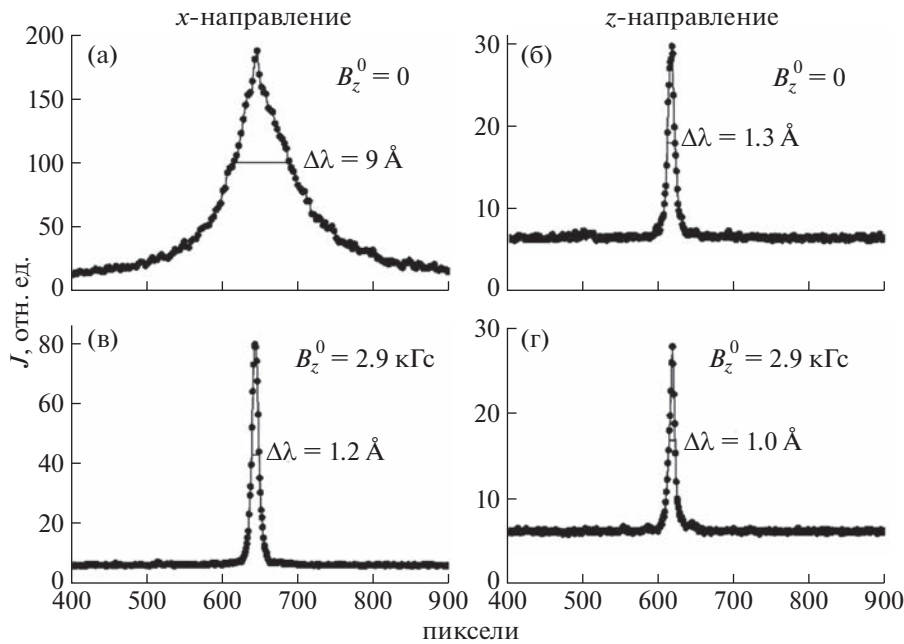


Рис. 2. Профили спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированные в x (а, в) и z -направлениях (б, г) по отношению к токовому слою, сформированному в 2D и 3D магнитных конфигурациях. 100 пикселей составляют 12.5 Å. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГс, $t \approx 3.2$ мкс.

слоя в 2D магнитной конфигурации, полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемая в x -направлении, начинает расти, сначала довольно медленно и составляет $\Delta\lambda_x \approx 2.3$ Å к моменту времени $t \approx 2.3$ мкс. В следующие моменты времени, при $t > 2.3$ мкс, уширение $\Delta\lambda_x$ увеличивается значительно быстрее и достигает максимальной величины $\Delta\lambda_x = (8.6 \pm 0.4)$ Å к моменту времени $t \approx 3.2$ мкс. Уширение линии в z -направлении при этом практически не меняется и составляет $\Delta\lambda_z = (1.4 \pm 0.1)$ Å. Далее, при $t > 3.2$ мкс, уширение линии He I 5876 Å, регистрируемое в x -направлении, уменьшается, а в z -направлении практически не меняется, рис. 3, табл. 1. При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации уширения линии He I 5876 Å в обоих направлениях со временем практически не меняются, $\Delta\lambda_z \approx \Delta\lambda_x \approx (1.2-1.4)$ Å, рис. 3, табл. 2.

С помощью изложенной выше методики (п. 3), используя полуширины спектральной линии He I 5876 Å (рис. 3, табл. 1 и 2), были определены температура и энергия направленного движения атомов гелия в зависимости от времени при формировании токового слоя в 2D и 3D магнитных конфигурациях; результаты расчетов представлены на рис. 4, а также в табл. 1 и 2. На рис. 4 показана также плотность электронов в зависимости от времени в центре токового слоя: $N_e^0(t)$ и на боковых краях слоя: $N_e^x(t)$. Эти данные были получены в работе [27] на основе анализа

профилей линий нейтрального гелия He I 4471 и He I 4922 Å с запрещенными компонентами, зарегистрированными в тех же экспериментальных условиях.

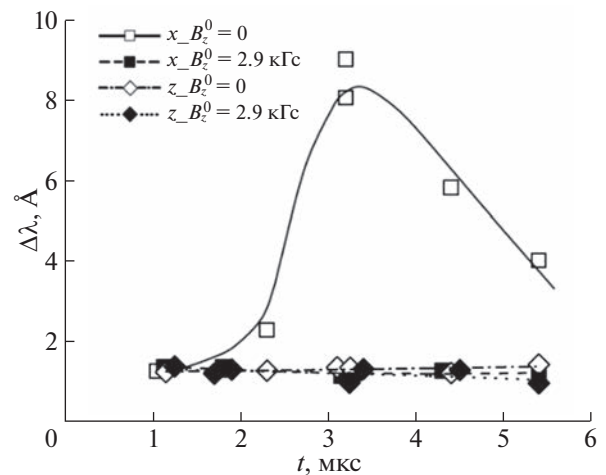


Рис. 3. Полуширины спектральной линии He I 5876 Å в зависимости от времени, зарегистрированные в x - и z -каналах при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГс.

Таблица 1. Полуширины спектральной линии He I 5876 Å и параметры плазмы токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации: температура T_a , суммарная энергия W_x^{tot} и энергия направленного движения W_x атомов гелия в зависимости от времени. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 2

$t \pm 0.4$, мкс	$\Delta\lambda_z$, Å	$\Delta\lambda_x$, Å	T_a , эВ	W_x^{tot} , эВ	W_x , эВ
1.2	1.30 ± 0.07	1.30 ± 0.07	15 ± 2	20 ± 5	5 ± 1
2.3	1.30 ± 0.07	2.30 ± 0.12	18 ± 2	60 ± 15	40 ± 10
3.2	1.35 ± 0.07	8.60 ± 0.43	20 ± 2	500 ± 120	480 ± 120
4.4	1.20 ± 0.06	5.80 ± 0.30	16 ± 2	490 ± 120	470 ± 120
5.4	1.50 ± 0.08	4.0 ± 0.2	26 ± 3	250 ± 60	220 ± 60

Таблица 2. Полуширины спектральной линии He I 5876 Å и параметры плазмы токового слоя, сформированного в 3D магнитной конфигурации: температура T_a , суммарная энергия W_x^{tot} и энергия направленного движения W_x атомов гелия в зависимости от времени. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 2.9$ кГс

$t \pm 0.4$, мкс	$\Delta\lambda_z$, Å	$\Delta\lambda_x$, Å	T_a , эВ	W_x^{tot} , эВ	W_x , эВ
1.15	1.40 ± 0.07	1.40 ± 0.07	23 ± 2	28 ± 7	5 ± 2
1.8	1.20 ± 0.06	1.40 ± 0.07	16 ± 2	24 ± 6	8 ± 3
2.05	1.30 ± 0.07	1.30 ± 0.07	20 ± 2	21 ± 5	0
3.2	1.15 ± 0.06	1.20 ± 0.06	12 ± 7	12.0 ± 0.7	0
4.4	1.30 ± 0.07	1.30 ± 0.07	20 ± 2	16 ± 4	0
5.4	1.00 ± 0.05	1.20 ± 0.06	2.0 ± 0.4	9 ± 2	7 ± 3

Из рис. 4а следует, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации температура атомов гелия в центральной области то-

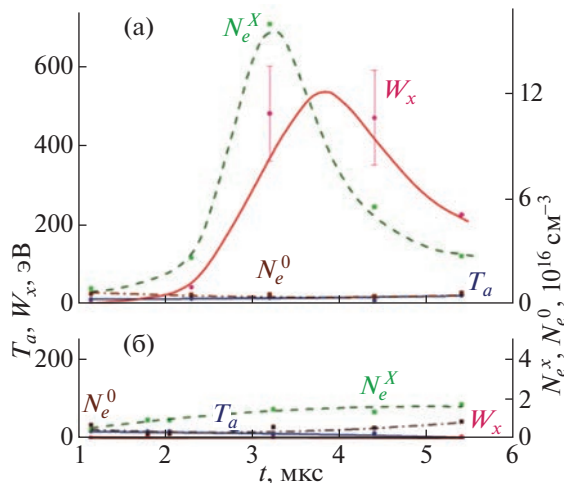


Рис. 4 (а, б). Зависимости от времени температуры и энергии направленного движения атомов гелия в токовых слоях, сформированных в 2D (а) и 3D (б) магнитных конфигурациях. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГс.

кового слоя в начальные моменты времени, при $t \approx 1.2$ мкс, составляет $T_a \approx 15$ эВ, плотность электронов — $N_e^0 = 0.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а направленное движение атомов гелия практически отсутствует.

К моменту времени $t \approx 2.3$ мкс температура атомов гелия медленно увеличивается до $T_a \approx 18$ эВ, а энергия направленного движения — до $W_x \approx 40$ эВ. Затем, при $t > 2.3$ мкс, происходит стремительный рост энергии направленного движения атомов гелия до величины $W_x = (480 \pm 120)$ эВ при $t \approx 3.2$ мкс, что в ~ 20 раз превышает тепловую энергию атомов в эти моменты времени: $T_a = (20 \pm 2)$ эВ, табл. 1. Далее, в интервале $t \approx (3.2 - 4.4)$ мкс, энергия направленного движения атомов гелия меняется мало, рис. 4а, табл. 1.

Одновременно с ростом энергии направленного движения атомов гелия при $t > 2.3$ мкс происходит значительное увеличение плотности электронов вблизи боковых краев слоя, которая к моменту времени $t \approx 3.2$ мкс достигает максимальной величины $N_e^x = 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [27], тогда как в центральной области токового слоя плотность электронов, напротив, несколько уменьшается, до $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [27].

Далее, в моменты времени $t > 4.4$ мкс, энергия направленного движения атомов гелия уменьша-

ется, падает и плотность электронов на боковых концах слоя, у стенок вакуумной камеры.

При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации ситуация существенно иная: направленное движение атомов гелия не наблюдается, плотность электронов на концах токового слоя практически не меняется, рис. 4б, табл. 2.

Температура атомов гелия в центре токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации, слабо меняется со временем: в ранние моменты, при $t \approx 1.2$ мкс, температура атомов составляет $T_a = 15 \pm 2$ эВ. К моменту времени $t \approx 3.2$ мкс температура увеличивается до $T_a = 20 \pm 2$ эВ, и затем уменьшается (табл. 1). При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации температура атомов гелия практически не меняется — рис. 4б и табл. 2.

Отметим, что приведенные выше величины энергии направленного движения атомов гелия $W_x(t)$ являются усредненными вдоль луча зрения — по оси x . Кроме того, как уже отмечалось выше, значения энергии $W_x(t)$, представленные на рис. 4 и в табл. 1 и 2, являются оценочными, поскольку получены с помощью формул (6), (7), которые справедливы для максвелловского распределения излучающих атомов по энергиям.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, согласно полученным данным, в токовом слое, сформированном в 2D магнитной конфигурации, атомы гелия, также как и ионы гелия [21–23], по всей видимости, участвуют в ускоренном движении плазмы вдоль ширины слоя (бóльшего из поперечных размеров слоя) — ось x . Энергия направленного движения атомов гелия достигает величины: $W_x \approx 480 \pm 120$ эВ при $t \approx 3.2 - 4.4$ мкс, что в пределах ошибки измерений, совпадает с максимальной энергией направленного движения ионов гелия: $W_x \approx 400 \pm 200$ эВ в тех же экспериментальных условиях [21–23]. Движение плазмы из центральной области токового слоя к его боковым краям приводит к росту плотности электронов на краях слоя до величины: $N_e^x = 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [27] при $t \approx 3.2$ мкс, которая в ~ 30 раз превышает плотность электронов в центральной области слоя и начальную плотность электронов на краях слоя [27].

Как известно, ускорение ионов гелия в токовом слое происходит под действием сил Ампера [21–23], а атомы гелия могут приобретать энергию, по всей видимости, вследствие перезарядки быстрых ионов гелия на атомах гелия. Оценим эффективность процесса резонансной перезарядки в гелиевой плазме токового слоя. Сечение

перезарядки ионов гелия He II с энергией $E \approx 400$ эВ на собственных атомах согласно [31] составляет: $\sigma_{\text{rez}} \approx 1.24 \times 10^{-15} \text{ см}^2$. Характерная плотность плазмы токового слоя равняется величине $N_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [19, 21]. Предположим, что концентрация нейтралов He I в слое составляет $\sim 10\%$ от плотности плазмы, т.е. $N_a \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда характерное время перезарядки

$$\tau \approx (N_a \sigma_{\text{rez}} V_x)^{-1} \approx (10^{15} \times 1.24 \times 10^{-15} \times 1.4 \times 10^7)^{-1} \approx 0.06 \text{ мкс}, \quad (8)$$

где V_x — скорость ионов гелия с энергией $E = 400$ эВ, $V_x = 1.4 \times 10^7 \text{ см/с}$.

Длина перезарядки

$$L = \tau V_x = 0.06 \times 10^{-6} \times 1.4 \times 10^7 \approx 0.8 \text{ см}. \quad (9)$$

Таким образом, согласно этим оценкам, характерное время перезарядки ионов гелия на собственных атомах составляет $\tau \approx 0.06$ мкс, что в $\sim 10^2$ раз меньше времени жизни токового слоя. Длина перезарядки: $L \approx 0.8$ см, что в ~ 10 раз меньше радиуса вакуумной камеры. Это означает, что резонансная перезарядка ионов гелия в плазме токового слоя может быть достаточно эффективной.

Предположим, что атомов гелия в слое менее 10%, но учтем, что перезарядка происходит, по всей видимости, не в центральной области токового слоя, а ближе к боковым краям, где плотность плазмы существенно больше, чем 10^{16} см^{-3} . Тогда оценки характерного времени τ и длины L перезарядки скорее всего по порядку величины не изменятся. Следовательно, и в этом случае можно сделать вывод об эффективности процесса резонансной перезарядки ионов гелия в плазме токового слоя.

На рис. 5 представлены для сравнения сечения ион-атомных столкновений (кривая 1) и резонансной перезарядки ионов гелия 2 в зависимости от энергии ионов [31–37]. Видно, что при энергии ионов гелия $E \approx 400$ эВ [21, 22] сечение ион-атомных столкновений на порядок меньше сечения резонансной перезарядки ионов гелия.

Следовательно, при плотности нейтралов $N_a \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ характерные столкновительные параметры на порядок больше: $\tau_{\text{st}} \geq 0.6$ мкс, $L \geq R_k$, т.е. ионы гелия практически бесстолкновительные. Эта ситуация может измениться в плотной холодной плазме вблизи стенок вакуумной камеры, где $N_a > 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Однако при этом следует учитывать, что если наблюдаемая передача энергии от ионов к атомам связана со столкновениями, то это должны быть центральные удары. Частота таких соударений, как известно, очень мала, что не учитывают приведенные выше простые оценки. Все прочие соударения должны приво-

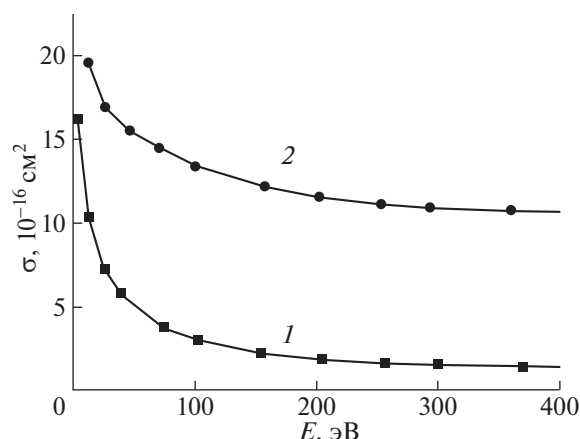


Рис. 5. Сечения ион-атомных столкновений в гелии 1 и резонансной перезарядки 2 ионов гелия в зависимости от энергии ионов.

дить к рассеянию энергии ионов, что в эксперименте не наблюдается. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях данного эксперимента процесс резонансной перезарядки ионов гелия эффективнее ион-атомных столкновений, вклад которых в наблюдаемую трансформацию частиц, по всей видимости, очень мал.

6. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1) Измерены уширения спектральной линии атомарного гелия He I 5876 Å, излучаемой плазмой токового слоя, сформированного в 2D и 3D магнитных конфигурациях.

2) Обнаружено, что в 2D магнитной конфигурации уширения линии He I 5876 Å, наблюдаемые в x -направлении, в отдельные моменты времени значительно больше уширений той же линии в z -направлении. Так, полуширина линии He I 5876 Å в z -направлении при $t \approx 3.2$ мкс составила $\Delta\lambda_z = 1.3$ Å, а в x -направлении в те же моменты времени достигла максимальной величины $\Delta\lambda_x = 9.0$ Å, т.е. была в ~ 7 раз больше.

3) На основе полученных экспериментальных данных был сделан вывод о том, что в плазме токового слоя, формируемого в 2D магнитной конфигурации, генерируются потоки быстрых сверхтепловых атомов гелия, наряду с потоками энергичных ионов гелия, которые наблюдались ранее. Энергия направленного движения атомов гелия быстро увеличивается в процессе эволюции токового слоя и к моментам времени $t \approx 3.2$ –4.4 мкс достигает величины $W_x = 480 \pm 120$ эВ, что в ~ 20 раз превосходит температуру атомов гелия в те же моменты времени, $T_a = 20 \pm 2$ эВ.

4) Оценки показали, что появление быстрых атомов гелия в токовом слое, сформированном в

2D магнитной конфигурации, можно связать с резонансной перезарядкой обнаруженных ранее [21, 22] быстрых ионов гелия. Известно, что ионы гелия ускоряются в токовом слое под действием сил Ампера от центра слоя к его боковым краям.

5) Установлено, что при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации, быстрые атомы гелия не наблюдаются, как не наблюдаются и ускоренные ионы гелия, что было показано ранее [21, 22].

Авторы благодарят В.А. Иванова за полезные обсуждения и С.Н. Сатунину за помощь в обработке данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Syrovatskii S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. Кадомцев Б.Б. // УФН 1981. Т. 151. С. 3.
3. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. — М.: Физматлит. 2005. 592 с.
4. Франк А.Г. // УФН 2010. Т. 180. С. 982.
5. Yamada M., Kulsrud R., Ji H. // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82 (1). P. 603.
6. Yamada M., Yoo J., Myers C.E. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23 (5). P. 055402(1).
7. Yamada M. Magnetic reconnection: a modern synthesis of theory, experiment, and observations. — Princeton University Press. Princeton Series in Astrophysics. 2022. V. 47. 312 p.
8. Gekelman W., De Haas T., Daughton W., Van Compernelle B., Intrator T., Vincena S. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 235101 (1).
9. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18 (11). P. 111209 (1).
10. Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Vasko I.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789 (1).
11. Zelenyi L.M., Frank A.G., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R. // Plasma Phys. & Controlled Fusion 2016. V. 58. P. 054002 (1).
12. Frank A.G., Artemyev A.V., Zelenyi L.M. // J. Exp. Theor. Phys. 2016. V. 123. P. 699.
13. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N., Savinov S.A. // Universe 2021. V. 7 (11). P. 400 (1).
14. Nakamura R., Baumjohann W., Mouikis C., Kistler L.M., Runov A., Volwerk M., Asano Y., Voros Z., Zhang T.L., Klecker B., Reme H., Balogh A. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31 (9). P. 9804.
15. Juusola L., Hoilijoki S., Pfau-Kempf Y., Ganse U., Jarvinen R., Battarbee M., Kilpua E., Turc L., Palmroth M. // Ann. Geophys. 2018. V. 36 (5). P. 1183.
16. Hoshino M., Mukai T., Shinohara I., Saito Y., Kokubun S. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 337.
17. Walia N.K., Seki K., Amano T. // J. Geophys. Res. 2022. V. 127 (5). P. 30066.
18. Frank A.G., Artemyev A.V., San Lu, Xiao-Jia Zhang, Kyrie N.P. // Plasma Phys. Control. Fusion 2023. V. 65. P. 095006(1).

19. Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том III-2. М: Янус-К. 2008. С. 335.
20. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36 (4). С. 387.
21. Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
22. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
23. Frank A.G., Kyrie N.P. // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 696.
24. Кирий Н.П., Франк А.Г., Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2019. Т. 45 (4). С. 313.
25. Kyrie N.P., Savinov S.A. // PPHR. 2021. V. 47 (6). P. 611.
26. Харлачев Д.Е., Кирий Н.П. // Сборник научных статей VI Международной научно-практической конференции “Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем” Радиоинфоком-2022. Москва 2022. С. 266.
27. Кирий Н.П., Франк А.Г., Мингалеев А.Р., Мавлюдов Т.Б., Шпаков К.В., Байдин И.С. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1035.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122601102>
28. www.nanoscan.su
29. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат. 1969.
30. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир. 1978.
31. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН 2007. Т. 34 (2). С. 26.
32. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2012. Т. 39 (2). С. 31.
33. Голятина Р.И., Майоров С.А. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 22.
34. Королев Ю.Д. Элементарные и кинетические процессы в газоразрядной плазме. Издательство Томского политехнического университета. 2008.
35. Смирнов Б.М. Введение в физику атомных столкновений. М.: Атомиздат. 1973.
36. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат. 1974.
37. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987.

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА, ФОРМИРУЕМОГО КОМПАКТНОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ПУШКОЙ, ПРИ РАЗЛЕТЕ В ВАКУУМ И ФОНОВУЮ ПЛАЗМУ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. А. С. Николенко^{а,*}, М. Е. Гушин^а, С. В. Коробков^а, И. Ю. Зудин^а,
Н. А. Айдакина^а, А. В. Стриковский^а, К. Н. Лоскутов^а

^аФедеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”, Нижний Новгород, Россия

*e-mail: nikolenko@ipfran.ru

Поступила в редакцию 13.06.2023 г.

После доработки 21.07.2023 г.

Принята к публикации 20.08.2023 г.

Представлены результаты экспериментов по инъекции плотных плазменных облаков, создаваемых малогабаритным коаксиальным генератором, в вакуум и в фоновую плазму большого объема при наличии внешнего магнитного поля. На установке “Крот” реализован режим “безграничной” фоновой среды, позволяющий изучать динамику плазменного облака на масштабе порядка одного метра поперек и вдоль квазиоднородного магнитного поля. Изучены динамика диамагнитной каверны, возникающей при вытеснении магнитного поля сгустком плазмы; электромагнитные шумы, возникающие в каверне; эволюция структуры плазмы облака во время инъекции и на стадии его распада. Показано, что ключевые особенности динамики облака, характерные для активных космических и высокоэнергетических лабораторных экспериментов, включая полное вытеснение магнитного поля из объема облака и развитие желобковой неустойчивости на его границе, воспроизводятся при невысоких скоростях инъекции (менее 30 км/с) и малых энергиях плазмы (порядка 0.1 Дж).

Ключевые слова: плазменное облако, коаксиальный ускоритель, диамагнитная каверна, нижнегибридная неустойчивость, желобковая неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292123600723, **EDN:** HZPPAT

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача о разлете облака плотной плазмы при наличии внешнего магнитного поля и фоновой среды возникает в различных областях экспериментальной физики плазмы, геофизики и астрофизики, включая разработку систем инъекции ионизированного вещества в установки магнитного управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1, 2], исследования процессов взрывного типа в околоземном космическом пространстве [3, 4] и в дальнем космосе [5, 6]. Аналогичные задачи решаются при разработке схем магнито-инерциального УТС [7] и в высокоэнергетических лазерно-плазменных экспериментах, моделирующих мощные астрофизические события [8].

Много важной информации о разлете плазменных облаков и струй в фоновую среду дали активные эксперименты, проводившиеся с конца 1960-х гг. в ионосфере и магнитосфере Земли [9]. За полвека исследований отработаны различные сценарии создания в космосе искусственных

плазменных образований, включая использование взрывных генераторов, инжектирующих струи плазмы (эксперименты “Флаккус” [10], “North Star” [11]) или легкоионизируемых веществ, таких как барий, литий или цезий (эксперименты “Всполох” [12], “Trigger” [13], AMPTE [14], CRIT [15]), а также включение электроразрядных генераторов, размещаемых на борту космических аппаратов (эксперименты АПЭКС [16], “Porcupine” [17]). В настоящее время обсуждаются новые активные эксперименты, ориентированные, в частности, на высокоэнергетическое воздействие на ионосферу [18] и генерацию низкочастотных волн сериями космических взрывов [19].

Активные космические эксперименты позволили существенно продвинуться в понимании физических процессов в околоземной плазменной среде, характеристик ее реакции на внешнее воздействие, трассирования естественных электрических и магнитных полей. В то же время, такие эксперименты обладают рядом принципи-

альных недостатков, к которым можно отнести низкую воспроизводимость результатов и сложность интерпретации экспериментальных данных, получаемых в неконтролируемых внешних условиях. Сохраняют актуальность вопросы, связанные с геометрией разлета плазмы, временем жизни диамагнитных каверн и корпускулярных остатков облака, механизмами торможения ионов облака и природой развивающихся в нем неустойчивостей.

Весьма перспективным подходом считается проведение экспериментальных исследований процессов разлета плазменных струй и облаков в лаборатории, включая целенаправленное моделирование космических эффектов с использованием преобразований подобия. Такие эксперименты были начаты на рубеже 60-х гг. XX в. с коаксиальными плазменными пушками [20] и тета-пинчами [21]. В принципе, высоковольтные устройства на основе коаксиальных ускорителей типа пушки Маршалла [1] позволяют получать плазменные струи с начальной скоростью до 400 км/с и плотностью до 10^{16} см⁻³ [22]. Вместе с тем, плазменные пушки обычно представляют собой достаточно громоздкие устройства, стационарно размещаемые на внешних фланцах вакуумных камер. В результате в большинстве описанных в литературе экспериментов геометрия разлета плазмы в значительной степени задается стенками камеры, находящимися в непосредственной близости от источника плазмы. В такой постановке космический эксперимент моделируется не в полной мере; в частности, затруднена возможность моделирования квазиизотропного (квазисферического) разлета плазменного облака.

Сегодня модельные эксперименты проводятся преимущественно с облаками лазерной плазмы, расширяющимися в вакуум или в замагниченную фоновую ионизированную среду [23–25]. Лазерная абляция твердотельной мишени, установленной в центральной части достаточно большой вакуумной камеры с источниками магнитного поля и фоновой плазмы, позволяет максимально приблизить постановку модельного эксперимента к космическим условиям, что упрощает задачу верификации разрабатываемых моделей и расчетных средств. Дополнительными преимуществами лазерной схемы эксперимента являются возможности создания плазменных облаков высокой плотности ($n_e > 10^{17}$ см⁻³ в теле облака на стадии расширения), с высокой температурой ($T_e \sim 100$ эВ) и большой скоростью разлета (до 1000 км/с). Однако нельзя забывать о том, что мощные импульсные лазеры дороги, сложны в эксплуатации и не работают с высокой частотой повторения. Для лабораторного исследования импульсных плазменных процессов важны как высокая воспроизводимость параметров плазмы

от одного цикла работы к другому, так и высокая частота повторения импульсов создания плазмы, позволяющие накапливать большие массивы экспериментальных данных со сканированием по параметрам. С одной стороны, в настоящее время созданы и уже используются для моделирования космической плазмы лазеры с частотой повторения импульсов порядка 1 Гц [26]. С другой стороны, оправданным выглядит и возврат к более простым и дешевым генераторам — плазменным пушкам. В 1990-х гг. с помощью коаксиальных ускорителей успешно моделировались плазменные струи активных экспериментов “Флаккус” и “North Star” [10, 11], в последнее время наблюдается тенденция к более активному применению плазменных пушек и в лабораторной астрофизике [27, 28]. Электродинамические ускорители коаксиальной геометрии позволяют воспроизводить в лабораторных условиях явления, подобные астрофизическим джетам [29, 30].

Коаксиальный генератор плазмы, пригодный для моделирования расширения плазменного облака в квазиоднородную замагниченную фоновую среду в режиме “безграничного” разлета, должен удовлетворять ряду требований. В частности, специфика задачи лабораторного моделирования разлета плазменных облаков в фоновую плазму предполагает минимум возмущений фоновой среды (нейтральной и ионизированной) деталями генератора, что приводит к требованию миниатюризации источника плазмы. Для реализации такого преимущества модельного лабораторного эксперимента, как получение больших массивов экспериментальных данных со сканированием по параметрам, плазменная пушка должна иметь высокий ресурс и обеспечивать высокую воспроизводимость параметров плазмы от одного “выстрела” к другому. Подобное простое и высокоресурсное устройство может быть реализовано как компактный коаксиальный генератор на основе эрозионного разряда. Устройства эрозионного типа, в которых рабочее вещество поступает в область ускорения в результате испарения электродов [2, 31] или изолятора [32], достаточно широко распространены, поскольку не требуют использования импульсных газовых линий, и при этом позволяют получать плазму с высоким энергосодержанием. Существуют различные варианты исполнения эрозионных плазменных пушек, в частности — на плексигласе [34] или полиэтилене [35], которые определяются их назначением. Нами был предложен эрозионный генератор плазмы простой конструкции, изготавливаемый на торцевом срезе коаксиального кабеля с полиэтиленовым изолятором [36, 37]. В настоящей работе представлены результаты модельных экспериментов по разлету облаков углеродно-водородной плазмы, сформированной таким генератором, которые выполнены на круп-

номасштабном плазменном стенде “Крот”. За счет больших размеров камеры стенда удается реализовать приближение “безграничной” фоновой среды, необходимое для моделирования космических условий. Приводятся данные по динамике плазменного облака, параметрам образующихся диамагнитных каверн и развивающихся неустойчивостей. В данной работе мы ограничились результатами, полученными при продольной инжекции плазмы относительно направления внешнего магнитного поля. Некоторые результаты, полученные при поперечной инжекции, можно найти в работах [38, 39].

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования выполнялись на крупномасштабном плазменном стенде “Крот” [40], схема которого приведена на рис. 1. Установка представляет собой цилиндрическую камеру диаметром 3 м, откачиваемую до давления остаточных газов около 10^{-6} Торр. Магнитная система стенда представляет собой мегаджоульный емкостной накопитель энергии, коммутируемый на соленоид, установленный внутри плазменной камеры, который обеспечивает генерацию аксиального поля индукцией до 1000 Гс в центральном сечении, диаметр соленоида составляет 1.5 м. Камера заполняется фоновой плазмой, создаваемой импульсным высокочастотным индукционным разрядом при давлении 10^{-5} – 10^{-3} Торр в режиме непрерывного напуска рабочего газа. Для создания фоновой плазмы применяется система из двух высокочастотных генераторов максимальной мощностью 1 МВт и рабочей частотой 5 МГц каждый, работающих в импульсе длительностью порядка 1 мс. Размеры квазиоднородного плазменного столба составляют около 4 м в длину и более 1 м в диаметре. Максимальная концентрация фоновой плазмы $n_e \sim 10^{13}$ см $^{-3}$, температура электронов T_e достигает значений порядка 10 эВ, ионная температура T_i не превышает 1 эВ. Характерное время диффузионного распада фоновой плазмы составляет около 3 мс в широком диапазоне индукций магнитного поля и давлений. Частота следования импульсов создания плазмы — 1 раз в 20 с, разброс параметров фоновой плазмы от “выстрела” к “выстрелу” менее 1%.

Для создания плотного плазменного облака применялись коаксиальные генераторы, конструкция и особенности работы которых подробно описаны в [37]. Плазменные пушки были выполнены как отрезки коаксиального кабеля типа РК с изолятором из полиэтилена низкой плотности (ПНП), при этом кабель одновременно играл роль линии импульсного высоковольтного питания и основного элемента конструкции пушки. Экран кабеля на рабочем конце, около среза изо-

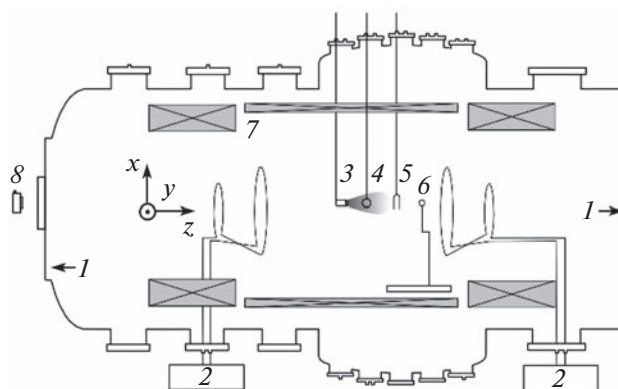


Рис. 1. Схема установки “Крот”: 1 — система вакуумной откачки, 2 — генераторы фоновой плазмы, 3 — плазменная пушка, 4 — магнитный зонд, 5 — двойной электрический зонд, 6 — магнитный зонд на двухкоординатной подвижной платформе, 7 — соленоид, 8 — фотокамера.

лятора, наращивался отрезком медной трубки, формирующим пространство ускорения плазмы. Для облегчения пробоя в срез изолятора внедрялась графитовая пыль. Кабели пушек помещались в штанги из нержавеющей стали длиной около 3 м, которые вводились в камеру через вакуумное уплотнение. Использовались коаксиальные пушки с различными вариантами исполнения внешней электрической цепи, изготовленные из кабелей разных марок. В описанных в данной работе экспериментах применялись плазменные пушки в двух исполнениях: из кабеля РК-75-4-11 внешним диаметром 4 мм, запитываемая через тиристорный ключ от конденсаторной батареи емкостью 50 мкФ (исполнение КП1), и из кабеля РК-50-7-12 внешним диаметром 7 мм, подключаемая к конденсаторной батарее емкостью 5 мкФ (исполнение КП2). Максимальное рабочее напряжение пушки в исполнении КП1 составляло 3.5 кВ, длительность импульса тока составляла 60 мкс по основанию. Рабочее напряжение пушки исполнения КП2 было повышено до 6 кВ, при этом длительность импульса тока была сокращена до 15 мкс. Из обеих пушек плазма выходила со скоростью порядка 30 км/с. В отсутствие магнитного поля в вакууме плазма разлеталась в конус с углом между осью и образующей около 20 градусов.

В описанных в работе экспериментах значения индукции фонового магнитного поля составляли $B_0 = 45$ – 450 Гс, инжекция ионизированного вещества производилась вдоль магнитного поля в вакуум при давлении $p_0 \sim 10^{-5}$ Торр или в фоновую плазму. В последнем случае в качестве плазмообразующих газов использовались аргон при давлении $p \simeq 3 \times 10^{-4}$ Торр и гелий при давлении $p \simeq 5 \times 10^{-3}$ Торр.

Исследование возмущений магнитного поля, создаваемых плазменным облаком при его инжекции, проводилось двумя подвижными магнитными зондами. Один из них (4 на рис. 1) был установлен на штанге, вводимой в камеру по радиусу. Другой зонд был установлен внутри вакуумной камеры на подвижной платформе с электромеханическим приводом (6 на рис. 1), управляемой дистанционно. В проведенных экспериментах при инжекции плазмы вдоль поля (в направлении оси z декартовой системы координат, показанной на рис. 1) первым зондом исследовалось поперечное относительно направления инжекции распределение возмущений магнитного поля, вторым зондом могли быть получены как продольное (плоскости x – z , y – z той же системы координат), так и поперечное (плоскость x – y) распределения. Магнитные зонды представляли собой шестивитковые катушки диаметром 2 см в электростатических экранах с разрезом, они обладали чувствительностью на уровне 5×10^6 [Гс/(В · с)]. Измерения температуры и концентрации электронов проводились двойным электрическим зондом, представлявшим собой пару параллельных молибденовых электродов диаметром 0.7 мм и длиной 10 мм, запаянных в трубку из кварцевого стекла; расстояние между электродами зонда составляло 5 мм. Для фотосъемки облака в его динамике применялась ICCD-камера с быстрым затвором 4Picos, позволявшая получать снимки с наносекундными выдержками.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2а приведены типичные осциллограммы тока и напряжения для пушки исполнения КП1. При прикладываемом напряжении 3.5 кВ ток разряда достигает величины 4 кА. Соответствующие этому режиму параметры плазмы, измеренные на расстоянии 30 см от пушки, таковы: максимальная электронная концентрация $n_e \approx 3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, электронная температура достигает $T_e \approx 4$ эВ (рис. 2б). Вольтамперные характеристики двойного электрического зонда, из которых были получены эти параметры плазмы, приводятся на рис. 2в. Для пушки исполнения КП2 характерна более высокая плотность инжектируемой плазмы; в теле облака на расстоянии $z = 10$ см от среза пушки она оценивается как $n_e \approx 10^{14}$ см $^{-3}$.

При инжекции плазменных облаков в вакуум или в фоновую плазму наблюдается диамагнитный эффект: внешнее магнитное поле в объеме облака может ослабляться вплоть до полного вытеснения. На рис. 3 представлены интегрированные сигналы с магнитных зондов, отражающие возмущения магнитного поля при инжекции плазмы из пушек исполнений КП1 и КП2 в полях

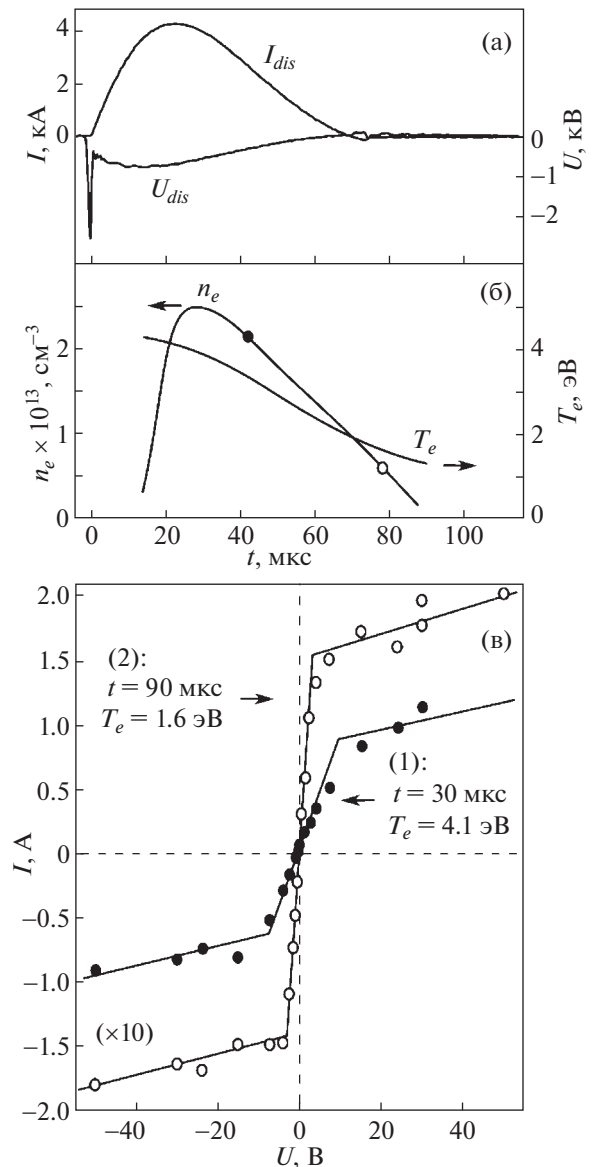


Рис. 2. Зависимости тока разряда и напряжения для пушки исполнения КП1 от времени (а); зависимости концентрации электронов n_e и электронной температуры T_e от времени (б); ВАХ двойного электрического зонда в моменты времени 30 мкс (кривая 1) и 90 мкс (кривая 2, увеличенная в 10 раз) после начала импульса тока пушки (в).

уровня 50 Гс и 200 Гс, полученные на расстоянии $z = 10$ см от точки инжекции. При расширении плазмы в одном и том же поле более короткоимпульсная пушка исполнения КП2 формирует более глубокую диамагнитную каверну. С пушкой КП1 полное вытеснение магнитного поля наблюдается при индукциях не более 50 Гс, тогда как при использовании пушки КП2 максимальный уровень полностью вытесняемого магнитного поля B_0 превышает 200 Гс. Также на рис. 3 хорошо

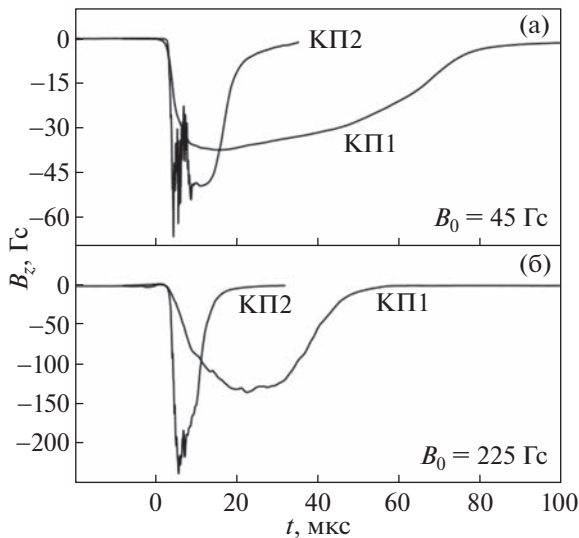


Рис. 3. Записи возмущения фонового магнитного поля уровня 50 Гс (а) и уровня 200 Гс (б) при инъекции облака плазмы пушками исполнения КП1 и КП2, полученные магнитными зондами на расстоянии $z = 10$ см от точки инъекции.

видна электромагнитная неустойчивость, развивающаяся в процессе инъекции плазмы из пушки исполнения КП2, имеющая на осциллограммах вид интенсивных пульсаций сигнала. При использовании пушки исполнения КП1 неустойчивость также развивается, но имеет меньшую амплитуду и практически не видна на интегрированных сигналах с магнитных зондов.

При использовании электродинамических ускорителей для моделирования эффектов разлета плазменных облаков в космосе нельзя забывать о том, что часть тока, протекающего в ускоряющем зазоре пушки, выносится вместе с плазмой и порождает магнитные поля, которые, вообще говоря, искажают картину взаимодействия расширяющегося облака с внешним магнитным полем. Добавочные магнитные поля, порождаемые током выноса коаксиальных генераторов [41], необходимо контролировать для оценки их вклада во взаимодействие плазмы с фоновой средой. На рис. 4а–в приведены результаты измерений компонент магнитного поля B_z и B_x , полученные магнитным зондом, установленным в сечении $z = 10$ см; выбор измеряемой компоненты осуществлялся поворотом штанги зонда. Инъекция плазмы проводилась из пушки исполнения КП2 в поле $B_0 = 56$ –225 Гс. Из графиков видно, что поперечная компонента B_x , связанная с током выноса, по абсолютной величине не превышает 50 Гс во всем диапазоне изменения B_0 и меняет свой знак вблизи оси инъекции ($x = 0$). Величина компоненты B_x , судя по измерениям, слабо зави-

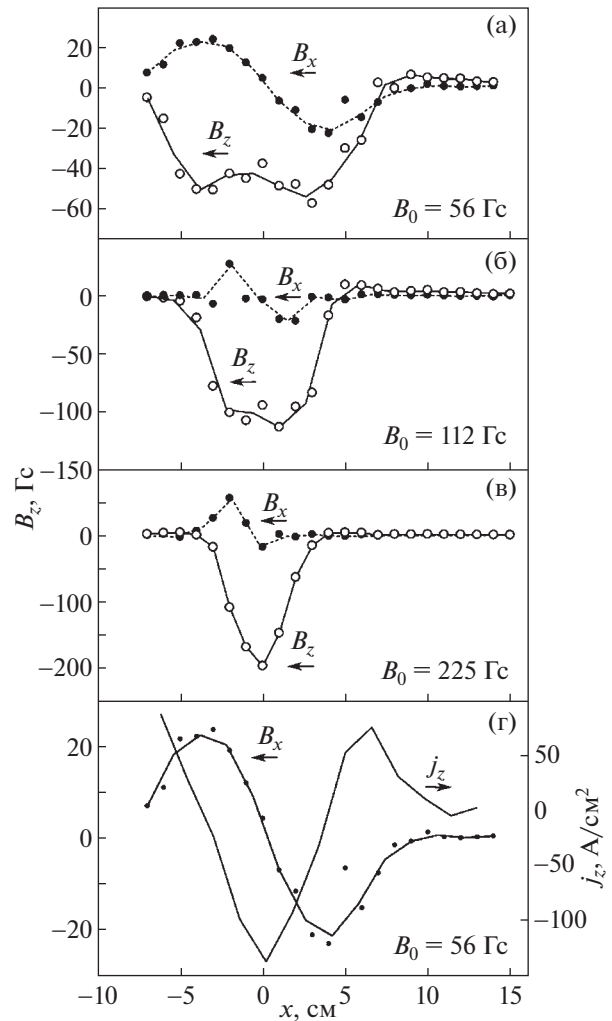


Рис. 4. Компоненты B_z (сплошные кривые) и B_x (пунктирные кривые) магнитного поля при инъекции плазмы из пушки исполнения КП2 в точке $z = 10$ см в поле индукцией $B_0 = 56$ –225 Гс (а)–(в); профиль B_x и соответствующий профиль плотности тока выноса j_z при инъекции во внешнее поле $B_0 = 56$ Гс (г).

сит от индукции внешнего магнитного поля, причем $B_x < B_z$ во всем диапазоне B_0 . Также на рис. 4г представлен вычисленный из квазистатического закона Ампера профиль плотности тока выноса j_z для исходного профиля компоненты B_x в предположении о цилиндрической симметрии задачи. На оси инъекции ($x = 0$) ток выноса протекает против направления движения плазменного потока, на периферии ($x > 5$ см) ток протекает в противоположную сторону. Эта картина соответствует протеканию тока от внешнего электрода пушки к центральному электроду и его замыканию через расширяющуюся плазму. Величина тока, протекающего через пушку при создании плазмы, составляет 4 кА. Ток выноса из пушки

оценивается в пределах 200–400 А, т.е. с потоком плазмы выносятся менее 10% полного тока.

При магнитных полях уровня 50–100 Гс измеренная компонента B_x хотя и меньше B_z , но сравнима с ним. При полях $B_0 > 200$ Гс компонента B_x заведомо меньше, чем B_z . В частности, при исследовании диамагнитного эффекта, полное вытеснение поля наблюдается до индукций $B_0 \sim 200$ Гс. Можно считать, что влияние тока выноса на формирование диамагнитной каверны не существенно при исследовании диамагнитного эффекта при магнитных полях $B_0 > 200$ Гс (рис. 4).

Важным вопросом для понимания динамики разлета плазмы в экспериментах является сопоставление профилей диамагнитной каверны, полученных из магнитных измерений, с видимыми изображениями облака, получаемыми камерой с быстрым затвором. На рис. 5 представлены результаты экспериментальной серии, в которой производились фотосъемка облака и измерения создаваемых им магнитных возмущений; инъекция плазмы осуществлялась из пушки КП2 вдоль поля индукцией 45–450 Гс в вакууме. Фотосъемка выполнялась с выдержкой 1 мкс. Фотографии приведены на рис. 5а, в, д, ж для момента времени $t = 7$ мкс после начала инъекции плазмы, приблизительно соответствующего максимуму тока пушки. На расстоянии $z = 10$ см от среза пушки был установлен магнитный зонд, которым снимались профили диамагнитной каверны (черные кривые на рис. 5б, г, е, з); сечение, в котором перемещался зонд, отмечено на фотографиях белой штриховой линией. По фотографиям были определены профили яркости свечения плазмы в видимом диапазоне в том же сечении; на рис. 5б, г, е, з, они показаны красными кривыми. В целом, профили каверны $B_z(x)$ и яркости $I(x)$ схожи, однако ширина профилей по половинной высоте отличается. Видимый поперечный размер облака на фотографиях превышает поперечный размер диамагнитной каверны, по крайней мере, в полтора раза.

Структура инжектируемого облака и его динамика зависят от индукции внешнего магнитного поля B_0 . В целом, эту зависимость можно охарактеризовать следующим образом. С увеличением поля наблюдается уменьшение поперечного размера облака — проявляется эффект коллимации плазмы, причем увеличение яркости свечения плазмы происходит практически обратно пропорционально уменьшению площади поперечного сечения облака. Характерный размер инжектируемого облака вдоль магнитного поля 50–200 Гс составляет от 30 см для пушки исполнения КП2 до 50 см для пушки исполнения КП1. Поперечный размер (диаметр) облака составляет от 2 см ($B_0 = 450$ Гс) до 16 см ($B_0 = 56$ Гс) для пушки исполнения КП2. При переходе от низких полей

уровня 50 Гс к умеренным и выше (>200 Гс), наблюдается изменение формы облака. При малых магнитных полях облако на фотографиях имеет форму вытянутого вдоль поля эллипсоида вращения с нечеткой внешней границей в направлении движения плазмы. При магнитных полях более 100 Гс облако приобретает форму веретена со сходящимся на конус, заостренным передним краем в направлении движения плазмы (см. рис. 5).

Динамика расширения плазменного облака в вакуум и фоновую плазму заметно отличается. На рис. 6 представлены мгновенные профили диамагнитных каверн при продольной инъекции плазмы из пушки исполнения КП1 в полях 90 и 225 Гс в фоновую плазму (сплошные кривые) и в вакуум (пунктирные кривые). Цифрами у кривых отмечены моменты времени после начала инъекции, для которых приведены распределения. При инъекции в фоновую плазму диамагнитная каверна в целом появляется раньше, чем в вакууме, и ее размер несколько больше. Объяснить это явление можно эффектом “сгребания” более плотным плазменным облаком менее плотной фоновой плазмы, который обуславливает больший объем диамагнитной каверны по сравнению со случаем расширения в вакуум. Толщина слоя сгребаемой фоновой зависит от B_0 : для низких индукций толщина переходного слоя составляет величину порядка 1 см; для полей больше 200 Гс, при которых поток плазмы коллимирован, продольный масштаб переходной области достигает 10 см, т.е. увеличивается на порядок (рис. 6). Отметим, что в наших экспериментах реализуется субальфвеновский режим разлета плазменного потока в фоновую плазму, альфвеновское число Маха $M_A \sim 0.1$ –1, число Альфвена $Al > 1$ во всех режимах инъекции.

В натурном и лабораторном эксперименте инъекция плазмы в пространство с магнитным полем, как правило, сопровождается развитием различных неустойчивостей. В экспериментах на стенде “Крот” наблюдаются, во-первых, электромагнитная неустойчивость, во-вторых, структурная неустойчивость границы облака желобкового типа.

Электромагнитная неустойчивость облака проявляется в виде пульсаций магнитного поля в каверне. Для пушек обоих исполнений переменная (пульсирующая) составляющая магнитного поля хорошо видна на осциллограммах с индуктивных зондов до интегрирования сигналов. На рис. 7 показаны характерные осциллограммы сигналов с магнитных зондов до интегрирования при работе с пушками исполнения КП1 и КП2 в экспериментах с полями уровня 50 и 200 Гс без фоновой плазмы. При инъекции плазмы из пушки КП1 электромагнитная неустойчивость достаточно слаба; она, однако, наблюдается практиче-

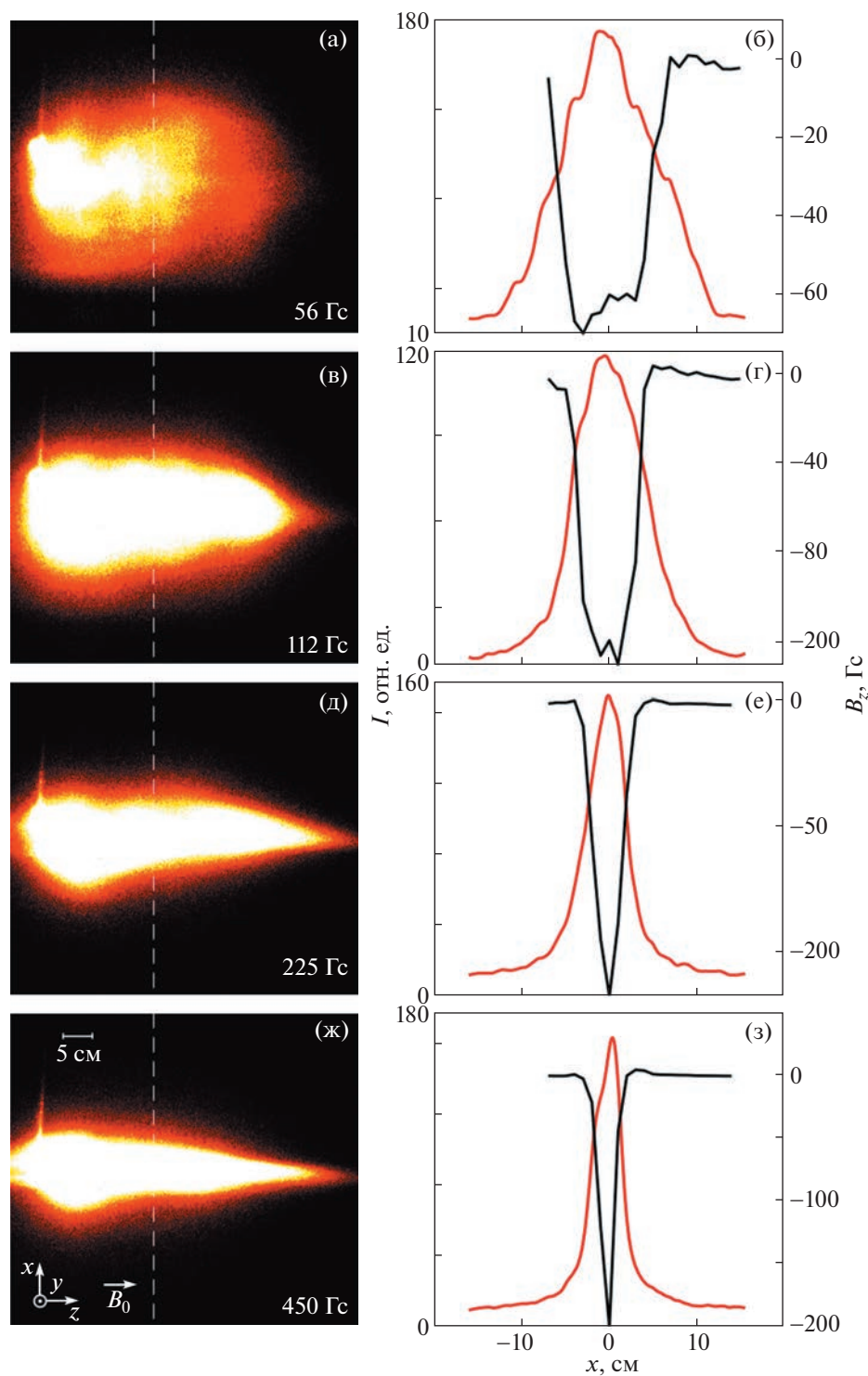


Рис. 5. Фотографии (а, в, д, ж), соответствующие им профили светимости плазмы $I(x)$ (красные кривые) и профили диамагнитной каверны B_z (б, г, е, з) (черные кривые) в сечении $z = 10$ см при инъекции облаков плазмы с пушкой КП2 в различные магнитные поля B_0 . Сечение отмечено на фотографиях белой штриховой линией.

ски в течение всего времени инъекции плазмы, которое составляет 70 мкс. Амплитуда пульсаций составляет около 5% от величины диамагнитного

сигнала, причем неустойчивость более выражена в сильных магнитных полях. Доминирующие периоды пульсаций лежат в диапазоне 1–3 мкс, в

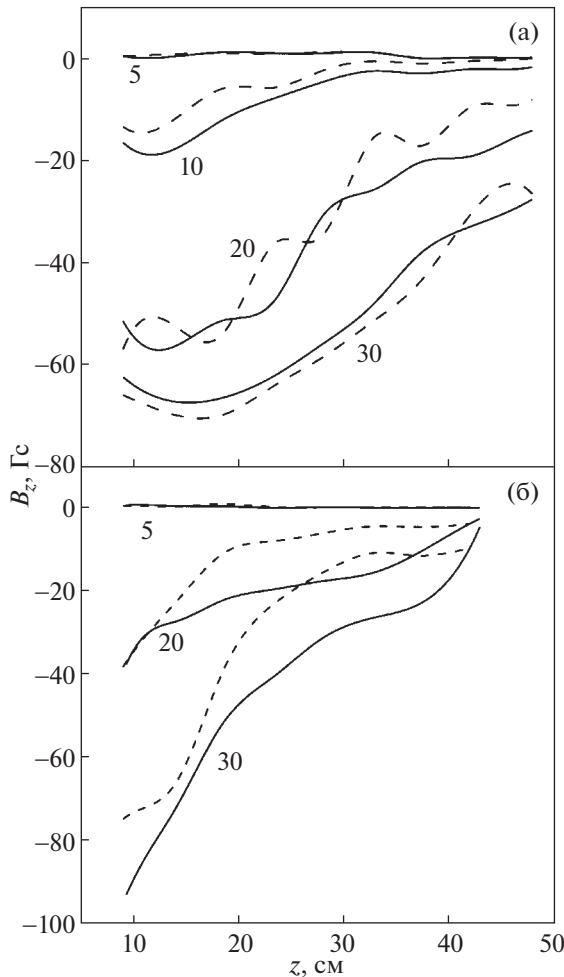


Рис. 6. Мгновенные профили возмущения магнитного поля при продольной инжекции в фоновую плазму (сплошные кривые) и в вакуум (штриховые кривые), использована пушка исполнения КП1; $B_0 = 90$ Гс (а), 225 Гс (б). Цифрами у кривых отмечены моменты времени после начала инжекции в мкс.

частотной области спектр колебаний доходит до 1 МГц. При использовании пушки исполнения КП2 неустойчивость возникает на стадии расширения облака и практически прекращается к моменту достижения облаком максимального размера в максимуме тока пушки. Амплитуда пульсаций в этом случае относительно велика и достигает 20% от пиковой величины диамагнитного сигнала. Пульсации оказываются более высокочастотными, чем для пушки исполнения КП1, их частотный спектр простирается почти до 10 МГц.

Исследование пространственной структуры неустойчивости, предпринятое в экспериментах с пушкой исполнения КП1, показало, что шумы имеют определенную локализацию по оси z вдоль направления инжекции. Вблизи пушки шумов

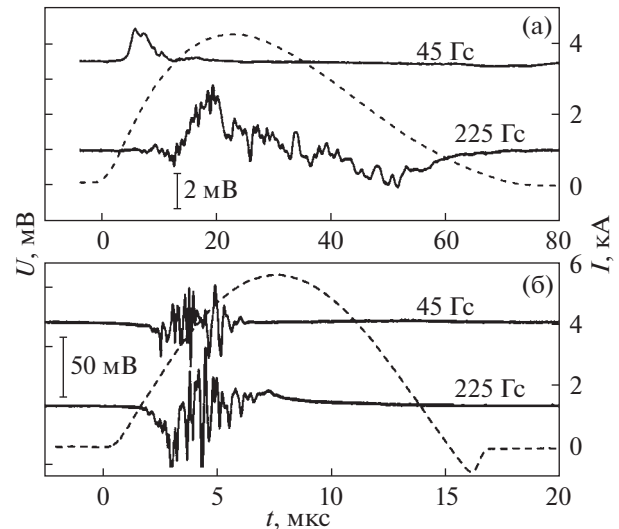


Рис. 7. Сплошные кривые: осциллограммы с магнитного зонда, установленного на расстоянии 10 см от пушки при инжекции во внешнее поле индукцией $B_0 = 45$ и 225 Гс, демонстрирующие электромагнитную неустойчивость в камере; штриховые кривые — осциллограммы тока: для пушки исполнения КП1 (а), для пушки исполнения для КП2 (б).

практически нет, они появляются начиная с расстояний $z \sim 5$ см. Область локализации наиболее интенсивных шумов зависит от величины B_0 , для магнитных полей уровня 50 Гс она составляет $z = 15\text{--}20$ см, для индукций $B_0 > 100$ Гс характерное расстояние от пушки до максимума амплитуды шумов составляет $z = 5\text{--}10$ см. Можно утверждать, что при разлете плазмы из пушки область наиболее интенсивных шумов соответствует положению “стенки” диамагнитной каверны в направлении инжекции (см. рис. 3).

На стадии торможения облака на его боковой границе развивается неустойчивость желобкового типа. В случае малых магнитных полей (уровня 50 Гс) желобковая структура выражена не четко, при больших полях (уровня 300–500 Гс) проанализировать свойства желобков мешает малый поперечный размер облака. Наибольшей информативностью о временной эволюции желобков обладает серия экспериментов с полем $B_0 = 90$ Гс. На рис. 8 представлены фотографии плазменной струи из пушки исполнения КП2, расширяющейся на наблюдателя для трех моментов времени; выдержка при съемке составляла 1 мкс. Количество параметров желобков определялись из фотографий по распределению интенсивности свечения вдоль окружности, концентрической облаку, и пересекающей желобки. Таким способом определялись число максимумов — количество желобков, их ширина (азимутальный размер) и расстояние между желобками. Методика

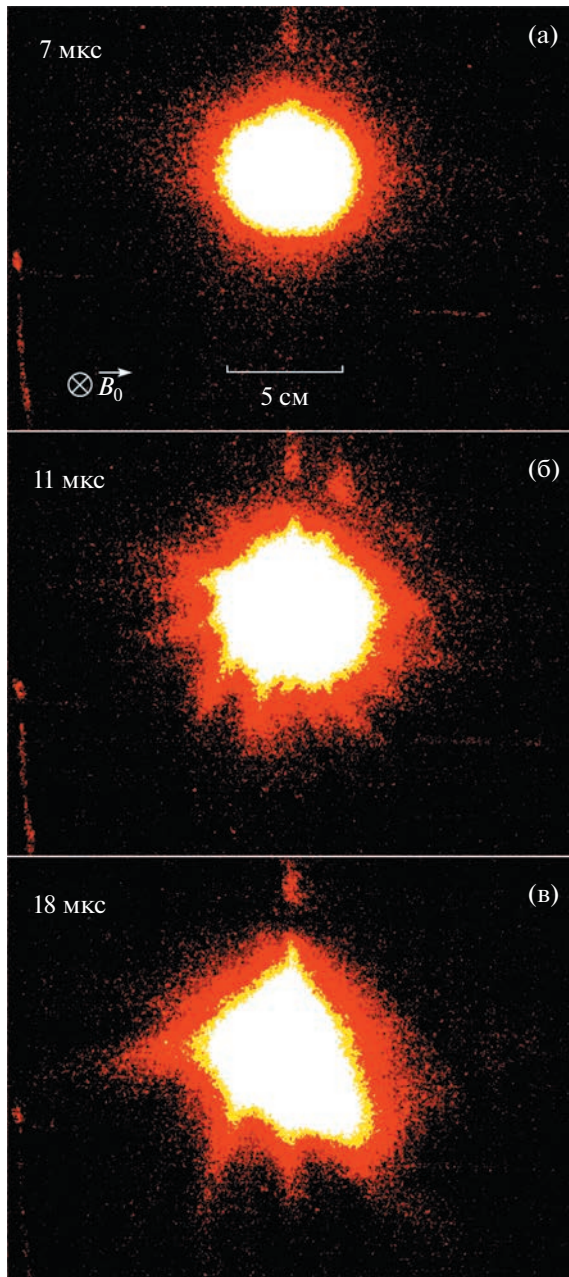


Рис. 8. Фотографии плазменного облака, расширяющегося в фоновое магнитное поле $B_0 = 90$ Гс в различные моменты времени: 7 мкс после начала инжекции, что соответствует фазе расширения облака (а); 11 мкс — образование желобков на стадии торможения облака (б); 18 мкс — желобки сливаются в более крупные (в).

иллюстрируется на рис. 9. Желобки не видны на начальной стадии расширения облака (рис. 8а). Они появляются после достижения облаком максимальных размеров на временах, близких к максимуму тока пушки (рис. 8б). На начальном этапе желобки в радиальном направлении имеют длину

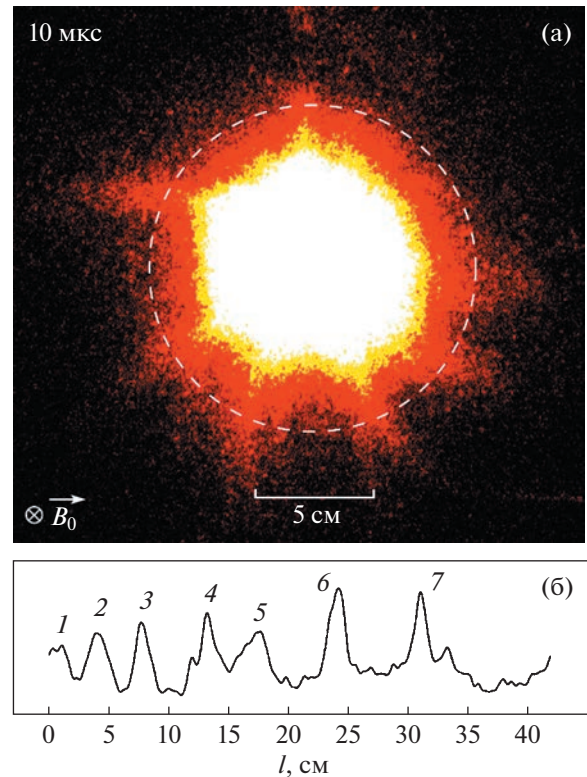


Рис. 9. Фотография плазменного облака в поле $B_0 = 90$ Гс в момент времени $t = 10$ мкс после начала инжекции (а); профиль интенсивности свечения, полученный вдоль окружности (штриховая линия на (а)), по которому определяется количество желобков ($K = 7$) и их характерный азимутальный размер по полувысоте (1–2 см) (б).

около 3 см. Поперечный (азимутальный) размер составляет около 2 см, расстояние между желобками по азимуту — около 3 см. Обычно на начальном этапе различается порядка 10 желобков. В течение дальнейших 10 мкс желобки отрастают в радиальном направлении и укрупняются в азимутальном — сливаются (рис. 8в). По радиусу желобки вытягиваются приблизительно до 6 см, азимутальный размер желобков увеличивается до 3 см, а их число уменьшается до 3–5 в зависимости от реализации. Видна тенденция желобков к закручиванию по азимуту. В начале оно проявляется не так ярко, но на поздних временах желобки закручиваются в одну сторону — против часовой стрелки, что соответствует направлению циклотронного вращения ионов облака для заданного направления внешнего магнитного поля. Закручивание желобков иллюстрируется рис. 10, на котором приведены фотографии облака на поздней стадии расширения в магнитных полях индукцией 315 и 450 Гс.

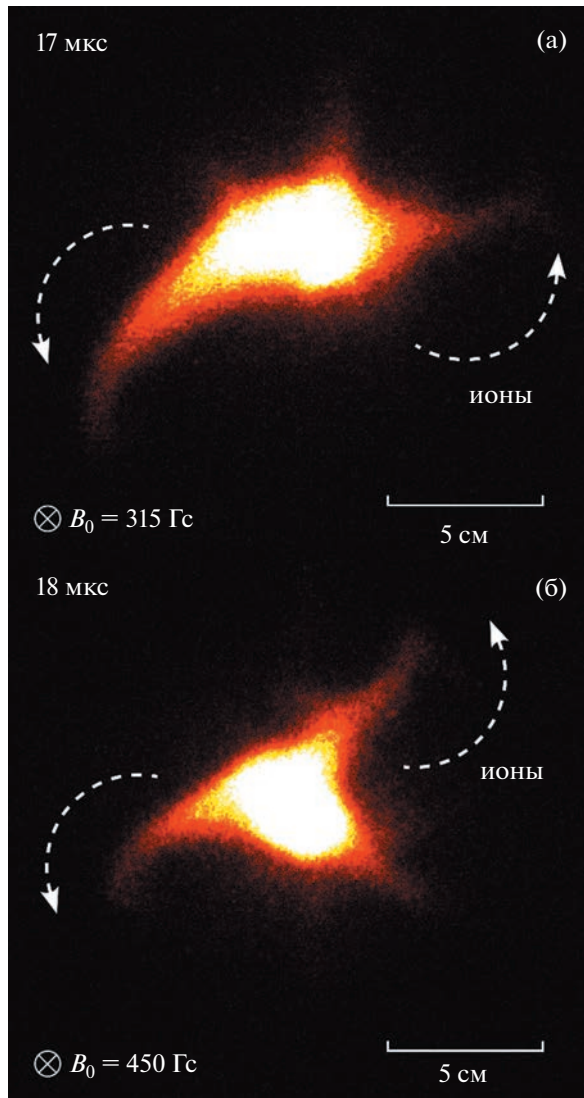


Рис. 10. Фотографии плазменного облака в полях $B_0 = 315$ Гс (а) и 450 Гс (б) на поздней стадии инъекции облака, демонстрирующие закручивание желобков в направлении циклотронного вращения ионов (отмечено стрелкой).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Общая характеристика экспериментов по моделированию динамики космической плазмы

Лабораторному моделированию явлений при разлете плазмы в магнитное поле применительно к решению задач физики астрофизической и околоземной плазмы посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Для обсуждения полученных результатов сравним параметры экспериментов на плазменном стенде “Крот” с параметрами экспериментов, проводимых на других плазменных установках, используемых для лабораторного моделирования космической плазмы.

Установки, в которых для моделирования космических плазменных облаков используется лазер, испаряющий твердотельную мишень, условно можно разделить на два класса — по величине плотности потока энергии лазерного излучения, и, соответственно, по масштабам области взаимодействия плазмы с магнитным полем.

В первую категорию входят установки, такие как PEARL [42], MLPD [43], OMEGA [44], LULI [45], в которых пучок лазерного излучения фокусируется на мишени диаметром порядка 1 мм. Типичная длительность лазерного импульса в таких установках порядка 1 нс. Получаемая лазерная плазма обладает высокой плотностью (порядка 10^{18} см $^{-3}$ в теле облака), высокой электронной температурой ($T_e \sim 50$ эВ) и высокой начальной скоростью, достигающей значений уровня 1000 км/с. Для экспериментов с такой плазмой используются компактные источники внешнего магнитного поля уровня 10^5 Гс (10 Тл), начальная энергия облака лазерной плазмы составляет величину порядка 10 Дж. В результате характерный размер области взаимодействия лазерной плазмы с магнитным полем невелик, и лежит в диапазоне от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров.

Во вторую категорию входят установки с меньшей плотностью потока энергии лазерного излучения, но большей длительностью (10 – 1000 нс) и большей полной энергией лазерного импульса (до 1 кДж), формирующего плазменные облака относительно большого размера. Начальная энергия плазменного облака при использовании мощных лазеров может достигать нескольких сотен джоулей [46]. Размер пятна фокусировки лазерного луча составляет порядка 1 см, соответственно, область взаимодействия плазмы с магнитным полем имеет размеры от нескольких сантиметров до 1 м. В установках такого типа, включая стенд КИ-1 [23, 46], установку в Naval Research Laboratory [47], LAPD [48, 49], получается достаточно плотная плазма с концентрацией уровня 10^{14} см $^{-3}$ и выше в теле облака, расширяющегося с начальной скоростью $V_0 \approx 100$ – 600 км/с; температура электронов в облаке достигает величин порядка и более 10 эВ. Для моделирования космических явлений используются внешние магнитные поля уровня 100 – 1000 Гс.

Отметим, что при использовании лазерно-плазменных установок обеих категорий преобразование материала мишени в плазменный поток происходит за время, существенно меньшее характерного времени расширения созданной плазмы во внешнюю среду, т.е. практически мгновенно, что приближает режим взаимодействия облака с фоном к условиям, реализуемым, например, в активных космических экспериментах взрывного типа.

Параметры плазменных облаков, получаемых в эксперименте на стенде “Крот”, заметно скромнее, чем на лазерных установках. Хотя максимальная концентрация заряженных частиц в теле облака и температура электронов на стадии расширения не отличаются радикально от значений, используемых в некоторых лазерно-плазменных экспериментах, выделяются малая начальная скорость облака $V_0 \sim 10\text{--}30$ км/с и его существенно более низкая начальная энергия. Еще одно существенное отличие состоит в том, что время инжекции плазмы достаточно велико и приближается к характерному времени ее разлета, составляющему величину порядка 10 мкс. В результате имеет место не “взрывное”, практически мгновенное создание облака плазмы, но продолжительная инжекция плазменной струи. Тем не менее на стенде “Крот” наблюдается приблизительно тот же комплекс эффектов, что и в лабораторных экспериментах с облаками лазерной плазмы, и в активных экспериментах в космосе, включая формирование глубоких диамагнитных каверн с полным вытеснением магнитного поля и развитие желобковой неустойчивости границы облака.

Энергетические характеристики плазменного облака

Для оценки эффективности взаимодействия плазменного облака с магнитным полем важнейшим параметром является начальная энергия плазмы. Стоит сразу отметить, что из энергии, запасаемой в источнике питания коаксиальных пушек — емкостном накопителе, собственно в энергию плазмы уходит лишь малая доля; значительная часть энергии уходит на испарение изолятора (полиэтилена) и его ионизацию в разрядном промежутке.

Энергия плазменного облака может быть определена несколькими способами. Во-первых, ее можно оценить исходя из концентрации плазмы, энергий теплового и направленного движения электронов и ионов в облаке по диагностическим данным,

$$E_0 = (n_e T_e + n_{i1} T_{i1} + n_{i2} T_{i2} + n_{i1} m_{i1} V_0^2 / 2 + n_{i2} m_{i2} V_0^2 / 2) V, \quad (1)$$

где индексы обозначают различные сорта частиц: e — электроны, i_1 , i_2 — ионы сорта 1 и 2, в нашем случае это H^+ и C^+ соответственно; n_e , n_{i1} , n_{i2} — концентрации электронов и ионов сорта 1 и 2 плазмы облака соответственно, T_e , T_{i1} , T_{i2} — температуры соответствующих компонент, m_{i1} и m_{i2} — массы ионов первого или второго сорта, V_0 — скорость инжекции плазмы, V — объем плазменного облака. Предварительные данные оптической диагностики, приводимые в [38], показывают,

что углерод в облаке плазмы присутствует, в основном, в виде однозарядных ионов C^+ .

Здесь и далее мы при оценках будем рассматривать случай инжекции плазмы в магнитное поле $B_0 \simeq 200$ Гс, который характеризуется полным вытеснением поля из облака (см. рис. 5е). Для оценок используем следующие параметры: концентрация электронов в облаке $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, начальная скорость облака $V_0 \sim 20$ км/с, температуры электронов и ионов $T_e = T_i = 1$ эВ. Для оценки объема плазменного облака положим, что оно представляет каплевидную фигуру вращения (рис. 5д), в этом случае графическое интегрирование по контурам изображений облака дает $V \sim 500$ см 3 . В результате выражение (1) дает оценку $E_0 \sim 0.04\text{--}0.2$ Дж для различных пропорций ионов водорода и углерода в облаке с составом от полностью водородной плазмы ($n_e = n_{H^+}$) до полностью углеродной ($n_e = n_{C^+}$).

Другую оценку энергии плазмы можно получить из энергии вытесненного облаком магнитного поля. Энергия магнитного поля E_B в объеме V записывается как

$$E_B = \frac{B_0^2}{8\pi} V, \quad (2)$$

что для $B_0 = 200$ Гс и $V = 500$ см 3 дает оценку $E_B \sim 0.1$ Дж. Поскольку энергия облака E_0 , оцененная по формуле (1), имеет тот же порядок величины, что и оценка (2), можно заключить, что на вытеснение магнитного поля пошла значительная часть начальной энергии облака.

Наконец, оценим энергию плазмы исходя из элементарной теории электродинамических ускорителей. Сосчитав работу силы Ампера, действующей на плазму, заполняющую зону электродинамического ускорения в коаксиальной пушке [1] за время протекания импульса тока (2τ), для известной скорости плазмы V_0 можно оценить массу вылетающего из пушки ионизированного вещества m :

$$m = \int_0^{2\tau} \frac{f_A}{V_0} dt = \frac{\ln(r_1/r_0)}{V_0 c^2} \int_0^{2\tau} I^2(t) dt, \quad (3)$$

где f_A — плотность силы Ампера, $I(t)$ — зависимость тока от времени, c — скорость света, r_0 и r_1 — радиусы внутреннего и внешнего проводников пушки соответственно. Для расчета были взяты следующие параметры: $I = I_0 \sin(\pi t / 2\tau)$ на отрезке времени $[0, 2\tau]$, $I_0 = 4$ кА, $2\tau = 15$ мкс, $c = 3 \times 10^{10}$ см/с, $r_1/r_0 = 3.5$, $V_0 = 20$ км/с. Оценка (3) дает массу инжектируемой плазмы за один выстрел $m \sim 1$ мкг. Эта масса соответствует полному количеству ионов углерода около 5×10^{16} . Это количество частиц, распределенное в объеме облака V

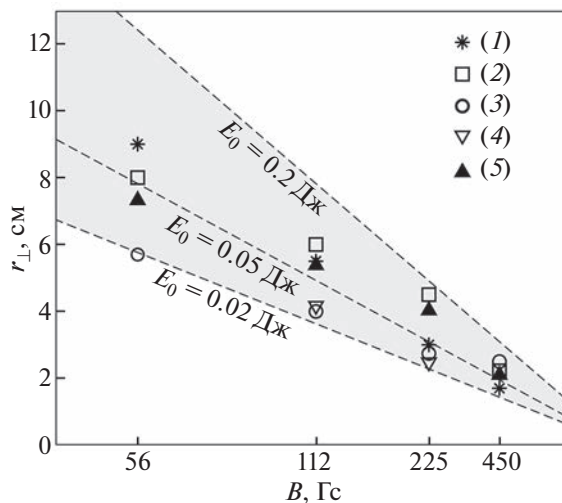


Рис. 11. Зависимости радиуса облака $r_{\perp}$ от индукции внешнего магнитного поля B_0 (точки) из эксперимента и построенные по [49] R_B для начальной энергии облака 0.02–0.2 Дж (пунктир); экспериментальные кривые включают данные с магнитного зонда $B(t)$ (1) и данные полученные скоростной фотокамерой $I(t)$ из разных экспериментальных серий (2–5).

($\sim 500 \text{ см}^3$), дает оценку средней концентрации в облаке порядка 10^{14} см^{-3} , что сходится с диагностическими данными. Используя оценку массы, можно определить кинетическую энергию плазмы

$$E_0 = \frac{mV_0^2}{2} \sim 0.1 \text{ Дж}. \quad (4)$$

Таким образом, независимые оценки (1)–(4) дают близкие по порядку величины значения энергии порядка 0.1 Дж при использовании коаксиальной пушки в исполнении КП2. Для этой пушки энергия, запасенная в емкостном накопителе источника питания, составляет $E = 40 \text{ Дж}$ при типичном рабочем напряжении $U = 4.5 \text{ кВ}$. Таким образом, КПД генератора плазмы составляет заметно меньше 1%. Отметим, что в лазерно-плазменных установках в начальную энергию разлетающейся плазмы может преобразовываться до половины энергии лазерного импульса [48, 49].

Динамика магнитного поля и плазмы

Зная начальную энергию плазменного облака, можно оценить пространственный масштаб, на котором кинетическая энергия облака расходуется на полное вытеснение магнитного поля, или классический радиус торможения плазмы R_B [50]. Классический радиус торможения для сферического облака идеальной плазмы с энергией E_0 , расширяющегося в однородном магнитном поле индукцией B_0 , определяется следующим образом:

$$R_B \approx \sqrt[3]{3E_0/B_0^2}. \quad (5)$$

Хотя выражение (5) получено в приближении квазисферического разлета плазмы, данные некоторых экспериментов с лазерной плазмой [51] говорят о том, что при продольной инжекции плазмы во внешнее магнитное поле поперечный размер облака оказывается порядка радиуса торможения R_B , что дает возможность использовать (5) и для оценок поперечных масштабов облака в нашем случае. Действительно, для начальной энергии облака $E_0 = 0.1 \text{ Дж}$ при инжекции в поле $B_0 = 200 \text{ Гс}$ классический радиус торможения составляет согласно (5) $R_B = 4 \text{ см}$; экспериментально полученный радиус облака поперек поля $r_{\perp} = 3.5 \text{ см}$, что близко. Далее, имея массив накопленных экспериментальных данных о поперечных размерах плазменного облака, полученных разными методами (включая зондовые измерения и фотосъемку), можно построить зависимость поперечного размера плазменного облака от индукции магнитного поля и сопоставить с теоретической зависимостью $R_B(E_0)$ для различных значений E_0 . Эти зависимости приведены на рис. 11; для наглядности масштаб по оси абсцисс выбран неоднородным — таким образом, чтобы теоретическая зависимость $r_{\perp}(R_B)$ отображалась на графике как прямая. Из рис. 11 видно, что все экспериментальные данные о поперечном размере облака ложатся в область энергий от 0.02 до 0.2 Дж, по порядку величины соответствующих оценкам (1)–(4).

Размер облака вдоль внешнего поля в случае $B_0 = 200 \text{ Гс}$ составляет $l_{\parallel} \approx 30 \text{ см}$ при использовании пушки исполнения КП2 как по данным скоростной фотосъемки, так и по измерениям магнитных возмущений в пространстве. При использовании пушки КП1 продольный размер облака по данным диамагнитных измерений $l_{\parallel} \approx 50 \text{ см}$. Полученные величины значительно (на порядок) отличаются от оценки классического радиуса торможения $R_B = 4 \text{ см}$ (5) для начальной энергии облака $E_0 = 0.1 \text{ Дж}$ и индукции магнитного поля $B_0 = 200 \text{ Гс}$. Таким образом, размер облака вдоль направления инжекции не определяется величиной R_B , и, скорее всего, связан с продолжительной инжекцией плазмы. Зная скорость выхода плазмы из коаксиальной пушки V_0 , можно получить простую оценку размера облака вдоль B_0 в виде $l_{\parallel} = V_0\tau$, где τ — время истечения плазмы, принимаемое равным времени нарастания импульса тока до максимального значения. Для пушки исполнения КП1, такая оценка дает $l_{\parallel} = 50 \text{ см}$ ($V_0 = 20 \text{ км/с}$, $\tau = 25 \text{ мкс}$), для пушки КП2 $l_{\parallel} = 14 \text{ см}$ ($V_0 = 20 \text{ км/с}$, $\tau = 7 \text{ мкс}$). Эти оценки близки к экспериментально наблюдаемым продольным размерам облака. Таким образом, про-

дольный размер облака определяется длительностью инъекции плазмы и ее начальной скоростью. Подобный характер зависимости длины плазменной струи от времени инъекции наблюдался и в лазерно-плазменных экспериментах, см., например, [52].

После расширения плазмы до максимальных размеров магнитное поле проникает обратно в облако, что видно из динамики профилей диамагнитной каверны. Время восстановления магнитного поля в объеме облака можно оценить на основе механизма классической диффузии за счет электронной проводимости плазмы, обусловленной кулоновскими столкновениями, следующим образом: $t_{diff} = r_{\perp}^2 / D_B$, где $D_B = (c / \omega_{pe})^2 \nu_{ei} = 4.5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент диффузии, $\omega_{pe} \sim 6 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ — электронная плазменная частота для концентрации $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\nu_{ei} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ — частота электрон-ионных столкновений для типичных параметров эксперимента. Получаемое время диффузии $t_{diff} \approx 5 \text{ мкс}$ оказывается одного порядка величины как со временем инъекции облака, так и с экспериментально измеренным временем релаксации каверны (рис. 3). Таким образом, механизм диффузии магнитного поля в облако можно считать классическим.

В лазерно-плазменных экспериментах часто реализуется иная ситуация, в которой время релаксации диамагнитной каверны оказывается на порядок меньше, чем время классической диффузии магнитного поля, по причине развития неустойчивостей, обеспечивающих более высокую эффективную (или аномальную) частоту столкновений электронов, формирующих ток проводимости [46].

При инъекции плазменных облаков в фоновую аргоновую или гелиевую плазму наблюдается эффект “плуга” — сгребание слоя фоновой плазмы фронтом ионизированного вещества (рис. 6). Чтобы понять механизм взаимодействия вещества облака с ионами фона, оценим длины свободного пробега заряженных частиц облака со всеми типами частиц фоновой среды. Длины свободного пробега тепловых электронов облака, рассеивающихся на всех сортах ионов фоновой плазмы и плазмы облака, составляют менее 1 см. Длины свободного пробега ионов облака (как H^+ , так и C^+) относительно столкновений с нейтральными частицами остаточных и рабочих газов (O_2 , N_2 , Ar , He) превышают размеры установки. Наконец, длины свободного пробега ионов облака относительно ионов плазмы существенно меньше. В случае инъекции облака плазмы в фоновую аргоновую или гелиевую плазму с концентрацией $n_b = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, длину свободного пробега можно оценить как $l = 1/n_b \sigma$. Транспортное сече-

Таблица 1. Длины свободного пробега ионов облака (H^+ , C^+) относительно ионов фоновой плазмы (Ar^+ , He^+)

V_0 , км/с	$l_{\text{H}^+-\text{Ar}^+}$, см	$l_{\text{H}^+-\text{He}^+}$, см	$l_{\text{C}^+-\text{Ar}^+}$, см	$l_{\text{C}^+-\text{He}^+}$, см
10	0.05	0.03	5	0.5
20	0.8	0.5	72	8
30	4	2.7	360	38

ние рассеяния для кулоновских столкновений имеет вид $\sigma = 4\pi(e^2 / (\mu V_0^2))^2 \ln \Lambda$, где e — элементарный заряд, $\mu = m_{i1}m_{i2}/(m_{i1} + m_{i2})$ — приведенная масса взаимодействующих ионов, $\ln \Lambda \approx 8$ — кулоновский логарифм. Оценки длин свободного пробега для диапазона начальных скоростей облака $V_0 = 10\text{--}30 \text{ км/с}$ сведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что различие в длинах свободного пробега для разных скоростей ионов облака и сортов ионов фона доходит до четырех порядков величины. Это обусловлено тем, что длина свободного пробега сильно зависит как от скоростей ионов облака ($l \propto V_0^4$), так и от масс взаимодействующих ионов ($l \propto \mu^2$). Меньшие длины свободного пробега, от долей миллиметров до нескольких сантиметров, характерны для легких ионов; длины свободного пробега в диапазоне от десятков сантиметров до нескольких метров имеют тяжелые, быстрые ионы. В целом, приведенные в табл. 1 длины свободного пробега оказываются одного порядка, либо меньше (много меньше) характерных масштабов плазмы облака и плазмы. С учетом этого и того, что длины электрон-ионных столкновений между облаком и фоном также менее или одного порядка величины с $l_{\parallel}$ и $r_{\perp}$, режим взаимодействия плазмы облака с фоновой плазмой следует характеризовать как столкновительный.

Эффект торможения плазменной струи исследовался магнитными зондами — скорость облака определялась по основанию (дну) каверны и по переднему склону (фронту) каверны. Торможение облака фоновой плазмой наблюдается при магнитных полях менее 100 Гс — скорость облака уменьшается в среднем на 10–20% при инъекции в плазму по сравнению с разлетом в вакуум [37], причем снижается как скорость центральной части облака, так и фронта диамагнитной каверны. При высоких магнитных полях (>100 Гс) при продольной инъекции эффект торможения облака фоновой плазмой не выражен, скорости движения каверны в вакууме и в фоновой плазме по центральной части облака практически не отличаются. Более того, за счет эффекта “плуга” передний край (фронт) диамагнитной каверны в

Таблица 2. Параметр замагниченности ϵ_b для $V_0 = 20$ км/с при различных B_0

B_0 , Гс	45		90		112		225		450	
Сорт ионов	H^+	C^+	H^+	C^+	H^+	C^+	H^+	C^+	H^+	C^+
ϵ_b	0.4	4.5	0.32	3.83	0.31	3.7	0.23	2.8	0.2	2.4

высоких магнитных полях движется в фоновой плазме даже быстрее, чем в вакууме.

Существенное — до порядка величины — увеличение толщины слоя фоновой плазмы Δ , сгребаемой расширяющимся облаком, может быть обусловлено, во-первых, увеличением плотности потока энергии и импульса за счет коллимации потока и изменения его геометрии в сильном магнитном поле, во-вторых, увеличением скорости плазмы в режиме коллимации вблизи оси инъекции. Для экспериментов с пушкой исполнения КП2 такое увеличение скорости заметно по результатам фотосъемки (рис. 5).

Неустойчивости плазменного облака

Наконец, обсудим неустойчивости, наблюдаемые при расширении плотных облаков плазмы, на основании более подробных данных, полученных с пушкой исполнения КП2. Электромагнитные шумы появляются после начала инъекции, и наблюдаются вплоть до расширения облака до максимального размера, что соответствует интервалу времени протекания тока от его начала до максимума. Подобные неустойчивости наблюдались в экспериментах с расширяющимися плазменными облаками в нижегибридном диапазоне [53, 54]. Оценим нижегибридную частоту в многокомпонентной плазме, включающей электроны и ионы двух сортов с различными массами: протоны H^+ и однократно ионизованный углерод C^+ . Пользуясь приближением $f_{ce} \ll f_{pe}$ (f_{pe} — электронная плазменная частота, f_{ce} — электронная гирочастота), реализуемом в нашем эксперименте в объеме облака, нижегибридную частоту можно записать в виде [55]

$$f_{LH} = f_{ce} \sqrt{(n_{i1} m_e / n_e m_{i1} + n_{i2} m_e / n_e m_{i2})}, \quad (6)$$

где m_e — масса электронов. Полученная оценка дает широкий диапазон частот от 0.1 до 10 МГц в зависимости от соотношения между n_{i1} и n_{i2} и величины внешнего магнитного поля. При типичных параметрах эксперимента ($B_0 \sim 200$ Гс, $n_{i1} = n_{i2} = 10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$), в предположении о приблизительно равных пропорциях водорода и углерода в смеси, нижегибридная частота составляет $f_{LH} \sim 5 - 10$ МГц для диапазона значений магнитного поля на стенке каверны от 100 до 200 Гс.

Электрон-ионная частота столкновений в облаке для типичных параметров эксперимента ($n \sim$

$\sim 10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$, $T_e \sim 1$ эВ) оценивается как $\nu_{ei} \sim \sim 10^8 - 10^9$ с $^{-1}$ и оказывается больше (много больше), чем оценка нижегибридной частоты (6), $\nu_{ei} / 2\pi f_{LH} > (\gg) 1$. Из этого следует, что возбуждаемая нижегибридная неустойчивость не играет существенной роли в процессе проникновения магнитного поля в каверну. Иными словами, не возникает явления аномальной проводимости за счет развития нижегибридной неустойчивости, присущего, например, лазерно-плазменным экспериментам.

После прохождения максимума тока, на стадии торможения плазменного облака, развивается желобковая неустойчивость, которой сопровождается распад плазмы. Желобковая неустойчивость подробно описана в литературе [56–58]. Сопоставим результаты нашего эксперимента с данными по разлету облаков лазерной плазмы, полученными на установке КИ-1 [56]. Согласно [56], ключевым безразмерным параметром, определяющим эффективность взаимодействия плазмы с магнитным полем и режим желобковой неустойчивости, является параметр замагниченности — отношение ларморовского радиуса ионов облака к классическому радиусу торможения облака $\epsilon_b = r_{Li} / R_B$. В табл. 2 приведены оценки параметра ϵ_b для начальной скорости $V_0 = 20$ км/с для ионов двух сортов, составляющих облако. Получается, что ионы водорода на масштабе R_B — замагничены, и для них $\epsilon_b < 1$ во всем диапазоне индукций магнитного поля. Для ионов углерода, которые не замагничены, $\epsilon_b > 1$. Согласно [56], при $\epsilon_b > 1$ желобковая неустойчивость обеспечивает расширение облака за пределы теоретической оценки R_B . Действительно, замагниченные протоны облака остаются на масштабах R_B поперек поля, а ионы углерода могут уходить дальше на периферию облака. Возможно, наблюдаемая желобковая структура формируется именно ионами углерода: такая картина наблюдается, в частности, в численном моделировании разлета лазерной плазмы с теми же сортами ионов [59]. Отчасти это подтверждается и оценкой количества желобков. Согласно [53], $K \sim 8\pi / \epsilon_b$, и для полей уровня 100–200 Гс оценка по ионам C^+ дает $K \sim 7 - 8$, что близко к фактически наблюдаемому числу желобков ($K \sim 10$). Для H^+ водорода оценка числа желобков дает $K \sim 100$, что не соответствует действительности. Определение конкретного типа

желобковой неустойчивости (Кельвина—Гельмгольца [60] или модифицированная Релея—Тейлора [56]) является задачей дальнейших исследований.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На крупномасштабном стенде “Крот” исследована динамика плазменных облаков, формируемых коаксиальными генераторами простой конструкции и расширяющихся в магнитное поле индукцией до 450 Гс, в том числе — при наличии фоновой плазмы плотностью до 10^{12} см $^{-3}$. Для проводимых экспериментов характерны относительно низкая скорость ($V_0 < 30$ км/с) и энергия ($E_0 \sim 0.1$ Дж) плазменного облака. При этом, тем не менее, наблюдается ряд неустойчивостей облака: электромагнитная нижнегибридная и структурная желобкового типа, которые исследуются и в высокоэнергетических лабораторных и натурных экспериментах, а также регистрируются глубокие (80–100%) диамагнитные каверны.

Поперечный размер облака достаточно близок к величине классического радиуса торможения, оцениваемого для начальной энергии облака несколькими независимыми способами; продольный размер облака определяется, по сути, временем инъекции плазмы. Динамика магнитного поля определяется двумя конкурирующими механизмами: вытеснением за счет диамагнетизма плазменного потока и обратным проникновением за счет конечной электронной проводимости, обусловленной кулоновскими столкновениями. Соответственно, глубина формируемой диамагнитной каверны определяется фронтом нарастания тока коаксиального ускорителя: чем короче импульс тока, тем глубже каверна при той же величине магнитного поля.

Результаты косвенно указывают на то, что пространственная динамика ионов C^+ и H^+ , образующих облако, различна. В частности, замагниченные ионы углерода могут выходить из облака дальше протонов (которые замагничены), и, соответственно, отвечают за формирование структуры желобков. На это косвенно указывает поперечный размер свечения облака, превышающий размер диамагнитной каверны до начала развития желобковой неустойчивости.

Особо следует отметить то обстоятельство, что наблюдаемые в проводимых экспериментах электромагнитная неустойчивость и желобковая неустойчивость четко разделены во времени. Нижнегибридная неустойчивость развивается на стадии расширения облака, желобковая неустойчивость на стадии его торможения и распада.

Коаксиальные генераторы используемой конструкции, позволяющие получать плазменные облака с хорошо воспроизводимыми параметра-

ми — удобные инструменты, дополняющие лазерно-плазменное направление моделирования. Дальнейшие, более детальные, исследования режимов взаимодействия плазменных потоков с замагниченной ионизированной фоновой средой требуют применения спектральных оптических диагностик, которые позволят лучше понять динамику различных ионов, а также синхронной многокадровой фотосъемки с разных ракурсов.

Эксперименты проведены с использованием уникальной научной установки “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН” (УНУ ККГС). Работа была поддержана в рамках 10 проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” и госзадания № 0030-2021-0028 “Лабораторное и численное моделирование нестационарных плазменных процессов в атмосфере и космосе”. Авторы выражают признательность за разработку и изготовление высоковольтного оборудования В.И. Гундору.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marshall J. // Phys. Fluids. 1960. V. 3. P. 134.
2. Блинов П.И., Черемных П.А. // ТВТ. 1967. Т. 5. С. 388.
3. Oboyashi T. // Planet. Space Sci. 1963. V. 10. P. 47.
4. Albee P.R., Kanellakos D.P. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. № 3. P. 1039.
5. Burrows A. // Nature. 2000. V. 403. P. 727.
6. De Young D.S. // Science. 1991. V. 252. P. 389.
7. Wurden G.A., Hsu S.C., Intrator T.P., Grabowski T.C., Degnan J.H., Domonkos M., Turchi P.J., Campbell E.M., Sinars D.B., Herrmann M.C., Betti R., Bauer B.S., Lindemuth I.R., Siemon R.E., Miller R.L., Laberge M., Delage M. // J. Fusion Energ. 2016. V. 35. P. 69.
8. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Béard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S.N., Cowan T.E., Herrmannsdörfer T., Higginson D.P., Kroll F., Pikuz S.A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.P., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya., Soloviev A.,uarte-Espinosa M., Frank A., Portugall O., Pépin H., Fuchs J. // Science. 2014. V. 346. P. 325.
9. Haerendel G. // Front. Astron. Space Sci. 2019. V. 6. A. 29.
10. Gavrilov B.G., Podgorny A.I., Podgorny I.M., Sobyannin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R.E., Meng C.I., Stoyanov B.J. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. P. 1549.
11. Erlandson R.E., Meng C.I., Swaminathan P.K., Kumar C.K., Dogra V.K., Stoyanov B.J., Gavrilov B.G., Kiselev Y., Zetzer J.I., Stenbaek-Nielsen H.C., Lynch K.A., Pfaff R.F., Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. // J. Spacecr. Rockets. 2004. V. 41. P. 483.

12. Dzubenko N.I., Zhilinsky A.P., Zhulin I.A., Ivchenko I.S., Molotai A.A., Rozhansky V.A., Ruzhin Yu.Ya., Skomarovsky V.S., Tsendin L.D. // *Planet. Space Sci.* 1983. V. 31. P. 849.
13. Holmgren G., Bostrom R., Kelley M.C., Kintner P.M., Lundin R., Fahleson U.V., Bering E.A., Sheldon W.R. // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. P. 5043.
14. Bernhardt P.A., Roussel-Dupre R.A., Pongratz M.B., Haerendel G., Valenzuela A., Gurnett D.A., Anderson R.R. // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 5777.
15. Torbert R.B., Kletzing C.A., Liou K., Rau D. // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 973.
16. Prech L., Ruzhin Y.Y., Dokukin V.S., Nemecek Z., Safrankova J. // *Front. Astron. Space Sci.* 2018. V. 5. A. 46.
17. Haerendel G., Sagdeev R.Z. // *Adv. Space Res.* 1981. V. 1. P. 29.
18. Баннов С.Г., Житлухин А.М., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л., Холодов А.С., Черковец В.Е. // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2019. Т. 59. С. 340.
19. Белов А.С., Вдовиченко И.А., Курина Л.Е. // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2017. Т. 57. С. 635.
20. Friedman H.W., Patrick R.M. // *Phys. Fluids*. 1971. V. 14. P. 1889.
21. Morse D.L., Destler W.W. // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 7417.
22. Гаркуша И.Е., Соляков Д.Г., Чеботарев В.В., Махлай В.А., Кулик Н.В. // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. С. 179.
23. Zakharov Y.P. // *IEEE Trans Plasma Sci.* 2003. V. 31. P. 1243.
24. Gekelman W., Van Zeeland M., Vincena S., Pribyl P. // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1281.
25. Mostovych A.N., Ripin B.H., Stamper J.A. // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 2837.
26. Schaeffer D.B., Hofer L.R., Knall E.N., Heuer P.V., Constantin C.G., Niemann C. // *High Power Laser Sci. Eng.* 2018. V. 6. E. 17.
27. Underwood T.C., Loebner K.T., Miller V.A., Cappelli M.A. // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 1.
28. Zhang Y., Fisher D.M., Gilmore M., Hsu S.C., Lynn A.G. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 055709.
29. Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А. // *УФН*. 2022. Т. 193. С. 345.
30. Bellan P.M. // *J. Plasma Phys.* 2018. V. 84. P. 755840501.
31. De la Fuente H., Forsen H.K. // *Rev. Sci. Instrum.* 1971. V. 42. P. 1453.
32. Mendel C.W. Jr., Zagar D.M., Mills G.S., Humphries S., Goldstein S.A. // *Rev. Sci. Instrum.* 1980. V. 51. P. 1641.
33. Жерлицын А.А., Ковальчук Б.М., Педин Н.Н. // *ПТЭ*. 2014. Т. 4. С. 83.
34. Гаврилов Б.Г., Кожухов С.А., Собянин Д.Б. // *ЖТФ*. 1994. Т. 64. С. 6.
35. Witherspoon F.D., Case A., Messer S.J., Bomgardner R., Phillips M.W., Brockington S., Elton R. // *Rev. Sci. Instrum.* 2009. V. 80. P. 083506.
36. Гуцин М.Е., Коробков С.В., Терехин В.А., Стриковский А.В., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Николенко А.С. // *Письма ЖЭТФ*. 2018. Т. 108. С. 416.
37. Коробков С.В., Гуцин М.Е., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Стриковский А.В., Николенко А.С. // *Письма ЖТФ*. 2019. Т. 45. С. 45.
38. Коробков С.В., Николенко А.С., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Шайхисламов И.Ф., Руменских М.С., Земсков Р.С., Стародубцев М.В. // *Астрон. ж.* 2023. Т. 100. С. 107.
39. Burdonov K., Bonito R., Giannini T., Aidakina N., Argiroffi C., Beard J., Chen S.N., Ciardi A., Ginzburg V., Gubskiy K., Gundorin V., Gushchin M., Kochetkov A., Korobkov S., Kuzmin A., Kuznetsov A., Pikuz S., Revet G., Ryazantsev S., Shaykin A., Shaykin I., Soloviev A., Starodubtsev M., Strikovskiy A., Yao W., Yakovlev I., Zemskov R., Zudin I., Khazanov E., Orlando S., Fuchs J. // *Astron. Astrophys.* 2021. V. 648. P. A81.
40. Айдакина Н.А., Галка А.Г., Гундорин В.И., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Лоскутов К.Н., Могилевский М.М., Привер С.Э., Стриковский А.В., Чугунин Д.В., Янин Д.В. // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2018. Т. 58. С. 331.
41. Леонов С.Б., Лукьянов Г.А. // *ПМТФ*. 1994. № 5. С. 13.
42. Соловьев А.А., Бурдонов К.Ф., Котов А.В., Перевалов С.Е., Земсков Р.С., Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А., Яковлев И.В., Лучинин А.Г., Морозкин М.В., Прохвин М.Д., Глявин М.Ю., Фукс Ж., Стародубцев М.В. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2020. Т. 63. С. 973.
43. Tang H.B., Hu G.Y., Liang Y.H., Tao T., Wang Y.L., Hu P., Zhao B., Zheng, J. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2018. V. 60. P. 055005.
44. Levesque J.M., Liao A.S., Hartigan P., Young R.P., Trantham M., Klein S., Gray W., Manuel M., Fiksel G., Katz J., Li C., Birkel A., Tzeferacos P., Hansen E.C., Khair B., Foster J.M., Kuranz C.C. // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 012106.
45. Revet G., Chen S.N., Bonito R., Khair B., Filippov E., Argiroffi C., Higginson D.P., Orlando S., Béard J., Blecher M., Borghesi M., Burdonov K., Khaghani D., Naughton K., Pépin H., Portugall O., Riquier R., Rodriguez R., Ryazantsev S.N., Yu Skobelev I., Soloviev A., Willi O., Pikuz S., Ciardi A., Fuchs J. // *Sci. Adv.* 2017. V. 3. P. E1700982.
46. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г. // *Физика плазмы*. 1986. Т. 12. С. 1170.
47. Ripin B.H., Huba J.D., McLean E.A., Manka C.K., Peyser T., Burris H.R., Grun J. // *Phys. Fluids B*. 1993. V. 5. № 10. P. 3491.
48. Bonde J., Vincena S., Gekelman W. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 042110.
49. VanZeeland M., Gekelman W. // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. 320.
50. Райзер Ю.П. // *ПМТФ*. 1963. Т. 6. С. 19.

51. *Pisarczyk T., Bryunetkin B.A., Faenov A.Ya., Faryński A., Fiedorowicz H., Koshevoy M., Miklaszewski R., Mroczkowski M., Osipov M.V., Parys P., Skobelev I., Szczurek M.* // *Physica Scripta*. 1994. V. 50. P. 72.
52. *Okada S., Sato K., Sekiguchi T.* // *J. Phys. Soc. Japan*. 1979. V. 46. P. 355.
53. *Colette A., Gekelman W.* // *Phys. Plasmas*. 2011. V. 18. P. 055705.
54. *Hurtig T., Brenning N., Raadu M.* // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. L33.
55. *Smith R.L., Brice N.* // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. P. 5029.
56. *Захаров Ю.П., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Посух В.Г., Шайхисламов И.Ф., Пикалов В.В.* // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. С. 207.
57. *Winske D.* // *Phys. Fluids B1*. 1989. V. 9. P. 1900.
58. *Dimonte G., Wiley L.* // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 1755.
59. *Парамоник И.П., Дивин А.В., Шайхисламов И.Ф., Семенов В.С.* // Сб. тез. 18-й ежегодной конференции “Физика плазмы в солнечной системе”. М., 2023. С. 202.
60. *Huba J.D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. P. 2033.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ В ВАКУУМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

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

^aВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

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

^cНИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^dИнститут прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: urvachevyegor@gmail.com

Поступила в редакцию 01.09.2023 г.

После доработки 15.09.2023 г.

Принята к публикации 16.09.2023 г.

Представлены результаты численного трехмерного моделирования динамики высокоскоростных струй алюминиевой плазмы при их инжекции в сильно разреженную ионосферу Земли, которую можно считать вакуумом. Приведено описание модификации стандартного гидродинамического подхода, позволяющей учитывать режим сверхзвукового истечения плазмы в вакуум. Рассмотрены сценарии одиночной и встречной инжекций. Определены газодинамические параметры плазменных образований и их оптические характеристики, полученные при использовании стандартного и модифицированного подходов.

Ключевые слова: высокоскоростная алюминиевая струя, активный ракетный эксперимент в ионосфере, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292123601145, **EDN:** FWTOEU

1. ВВЕДЕНИЕ

Активные геофизические ракетные эксперименты (АГРЭ) используются для изучения взаимодействия плазменных струй с ионосферой и атмосферой Земли [1–3]. Среди наиболее интересных процессов при этом можно выделить обмен импульсом между заряженной и нейтральной компонентной среды, генерацию альфвеновских волн, перенос излучения и ионизацию среды. Проведение же перспективных экспериментов на высотах выше 400 км позволит максимально приблизить условия к астрофизическим. Это значительно расширит цели АГРЭ и позволит изучать еще и процессы в астрофизических джетах [4–7].

Планирование будущих экспериментов требует проведения большого объема численного моделирования для выбора регистрирующей аппаратуры и поиска оптимальных параметров инжекции струи. При этом из-за своей эффективности наиболее привлекательно использование гидродинамического приближения [8], как и в предыдущих работах [9, 10]. На больших же высотах над поверхностью Земли длина свободного пробега частиц может значительно превышать характерные размеры плазменного образования. Такая ситуация находится на границе применимости гидродинамического подхода. В самой го-

рячей плотной плазме струи пробег частиц при этом может быть малым, поэтому прямое применение развитых методов для бесстолкновительной плазмы [11–14] не представляется возможным. Подобный сценарий может также реализовываться и в лабораторных экспериментах с плазменными джетами [15–20].

Прямое моделирование процесса разлета плазмы в вакуум является крайне ресурсоемкой задачей [21–25]. Гидродинамическое приближение же может быть дополнено алгоритмом отслеживания границы вещество–вакуум [26, 27], что позволит применять его для описания такого процесса. В настоящей работе предлагается модификация схемы [27], позволяющая учесть сверхзвуковой режим истечения плазмы в вакуум. Приводятся результаты расчетов модифицированной версии кода FRONT [28–30] истечения высокоскоростных алюминиевых струй на больших высотах над поверхностью Земли.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Часть многомерных численных кодов, используемых для исследований в области физики плазмы, основаны на эйлеровой гидродинамике (см., например, MARPLE [31, 32], HERACLES

[33], FORNAX [34]). Уравнения эйлеровой гидродинамики при этом удобно записать в дивергентном виде

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_i \mathbf{F}_i = 0, \quad (1)$$

где вектора $\mathbf{U} = [\rho, \rho v_j, \rho(e + v^2/2)]^T$ и $\mathbf{F}_i = [\rho v_i, \rho v_i v_j + p \delta_{ij}, (\rho e + \rho v^2/2 + p)v_i]^T$, а ρ , v , p и e — плотность, скорость, давление и удельная внутренняя энергия вещества соответственно, δ_{ij} — дельта-символ Кронекера, T — означает транспонирование. Для замыкания системы уравнений (1) используются зависимости давления и удельной внутренней энергии от плотности и температуры $p = p(\rho, T)$ и $e = e(\rho, T)$, совокупность которых называется уравнением состояния. Для проведения численного моделирования система уравнений должна быть дискретизирована на вычислительной сетке, состоящей из отдельных ячеек. Одним из возможных подходов при этом является использование схем конечного объема годуновского типа [35, 36]

$$\frac{\mathbf{U}_k^{n+1} - \mathbf{U}_k^n}{\Delta t} + \frac{1}{V_k} \sum_{m \in \text{faces}} \mathbf{F}_m \mathbf{n}_m S_m = 0, \quad (2)$$

где индексы n и $n+1$ соответствуют двум последовательным временным шагам через интервал времени Δt , k — номеру ячейки, а m — номеру грани ячейки, V_k — объем соответствующей ячейки, S_m — площадь грани, единичный вектор нормали к которой равняется $\mathbf{n}_m$. Поток $\mathbf{F}_m$ через грань ячейки находится с помощью так называемого римановского решателя [36].

Для учета расширения в вакуум в работе [27] предлагается следующий подход. Вводится граничное значение плотности ρ_{th} , ниже которой среду уже можно считать вакуумом. На каждом гидродинамическом шаге все ячейки вычислительной сетки делятся на 3 типа: газовые ($\rho \geq \rho_{th}$), вакуумные ($\rho < \rho_{th}$ и нет общих граней с газовыми ячейками) и смешанные ($\rho < \rho_{th}$ и хотя бы одна общая грань с газовой ячейкой). Для грани между двумя газовыми ячейками поток $\mathbf{F}_m$ находится с помощью стандартного римановского решателя Хартена—Лакса—ван Лира (HLL) [36, 37]. Для грани между двумя вакуумными ячейками или между вакуумной ячейкой и смешанной $\mathbf{F}_m = \mathbf{F}_{vac} \equiv 0$. Для поиска же $\mathbf{F}_m$ для грани между газовой ячейкой и смешанной и используется модифицированный решатель. Плотность ρ_{th} при таком подходе является параметром схемы и находится с помощью калибровки по решению тестовой задачи об истечении газа в вакуум.

Опишем идею построения модифицированного решателя для поиска потока между газовой и смешанной ячейками. В стандартном подходе

HLL автомодельная задача Римана [8] решается в предположении наличия двух волн (разрежения или ударных), распространяющихся в разные стороны от области начального разрыва. В таком приближении решение записывается следующим образом [36, 37]:

$$\mathbf{F}_m = \begin{cases} \mathbf{F}_L, & S_L \geq 0, \\ \mathbf{F}_R, & S_R \leq 0, \\ \mathbf{F}_{HLL}, & S_R < 0 < S_L, \end{cases} \quad (3)$$

где $\mathbf{F}_L$, $\mathbf{F}_R$ — потоки, определяемые по реконструированным величинам $\mathbf{U}_L$ и $\mathbf{U}_R$ слева и справа от грани соответственно, а S_L и S_R — оценки минимальной и максимальной скоростей распространения возмущения. Поток $\mathbf{F}_{HLL}$ определяется как [36]

$$\mathbf{F}_{HLL} = \frac{S_R \mathbf{F}_L - S_L \mathbf{F}_R + S_R S_L (\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L)}{S_R - S_L}. \quad (4)$$

Если обе ячейки газовые, то скорости распространения возмущения можно оценить как $S_L = \min(u^L - c_s^L, u^R - c_s^R)$ и $S_R = \max(u^L + c_s^L, u^R + c_s^R)$, где c_s — скорость звука [38]. Отметим, что задача оценки S_L и S_R является предметом отдельного направления исследований [39–41].

Предположим, что газовая ячейка находится слева, а смешанная — справа. В этом случае структура решения задачи Римана меняется [26] — одна из волн может уйти в зону вакуума, что не учитывается в стандартных римановских решателях. В результате в области переднего края течения при использовании подходов без модификации будет наблюдаться резкий рост температуры из-за образования ударной волны [26, 27, 42]. Для учета области вакуума скорости S_L и S_R предлагается оценивать как $S_L = u^L - c_s^L$, $S_R = u^L + 2c_s^L/(\gamma - 1)$, где γ — показатель адиабаты [27]. Для сложных уравнений состояния γ может быть определен из биномиального разложения [43]. Подставив $F_R \equiv 0$ и $U_R \equiv 0$ в (4), получим [27]

$$\mathbf{F}^* = \frac{S_R \mathbf{F}_L - S_R S_L \mathbf{U}_L}{S_R - S_L}, \quad (5)$$

а общий решатель при этом имеет вид

$$\mathbf{F}_m^* = \begin{cases} \mathbf{F}_L, & S_L \geq 0, \\ 0, & S_R \leq 0, \\ \mathbf{F}^*, & S_R < 0 < S_L. \end{cases} \quad (6)$$

Отметим, что в работе [27] не учитывается случай, когда $S_R \leq 0$. В случае же сверхзвукового истечения газа может возникнуть ситуация, когда $|v| > 2c_s/(\gamma - 1)$. В этом случае предлагаемая в [27] схема приведет к ненулевому потоку из области

вакуума, что является нефизичным. Дополненная схема (6) позволяет избежать таких ситуаций.

Кроме этого, полезно рассмотреть не описанный в [27] случай, когда газовая ячейка находится справа, а смешанная — слева. В этом варианте: $S_L = u^R - 2c_s^R/(\gamma - 1)$, $S_R = u^R + c_s^R$, $F_L \equiv 0$ и $U_L \equiv 0$. Решатель в этом случае выглядит следующим образом:

$$\mathbf{F}_m^{**} = \begin{cases} 0, & S_L \geq 0, \\ \mathbf{F}_R, & S_R \leq 0, \\ \mathbf{F}^{**}, & S_R < 0 < S_L, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\mathbf{F}^{**} = \frac{S_L \mathbf{F}_R - S_R S_L \mathbf{U}_R}{S_L - S_R}. \quad (8)$$

Описанная схема была реализована в коде FRONT. Стоит отметить, что рассмотренный подход может быть применен [27] и к трехволновому решателю HLLC с учетом контактного разрыва [36].

3. ТЕСТОВАЯ ЗАДАЧА ОБ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА В ВАКУУМ

Для верификации и описания особенностей схемы рассмотрим аналогичную работе [27] тестовую задачу об истечении в вакуум. В области с размерами $x \in [-L, L]$, где $L = 10$ см, левая половина заполнена $x \leq 0$ покоящимся ($v_l = 0$) идеальным газом ($\gamma = 1.4$, $\mu = 2$) с плотностью $\rho_l = 6 \times 10^{-7}$ г/см³ и давлением $p_l = 5 \times 10^4$ Па. В правой части $x > 0$ задается вакуум с $\rho = 0$ и $p = 0$.

Аналитическое решение на момент времени t может быть записано следующим образом [26, 36]:

$$[\rho, v, p] = \begin{cases} [\rho_l, v_l, p_l], & x/t < s_l, \\ [\rho_0, v_0, p_0], & s_l \leq x/t \leq s_r, \\ [0, 0, 0], & s_r < x/t, \end{cases} \quad (9)$$

где $s_l = v_l - c_l$, $s_r = v_l + 2c_l/(\gamma - 1)$, $c_l = (\gamma p_l / \rho_l)^{1/2}$,

$$v_0 = \frac{(\gamma - 1)v_l + 2(x/t + c_l)}{\gamma - 1},$$

$$\rho_0 = \left(\frac{(v_0 - x/t)^2 \rho_l^\gamma}{\gamma p_l} \right)^{1/(\gamma - 1)},$$

$p_0 = (\rho_0 / \rho_l)^\gamma p_l$, а температура определяется через уравнение состояния: $T = \mu p / (\rho R_g)$, где R_g — универсальная газовая постоянная.

Рассмотрим, также как и в работе [27], вариант с использованием стандартного решателя, когда правая область заполнена веществом с $p_r = 10^{-2}$ Па и $\rho_l = 8 \times 10^{-12}$ г/см³. Таким образом за-

дается область низкого давления и плотности для имитации вакуума. Результаты моделирования изображены на рис. 1. Хорошо видно, что вблизи области истечения ($x = 0$) результаты, полученные с помощью обоих подходов, согласуются с аналитическим решением. Серьезные отличия начинаются возле переднего края течения. Вариант с использованием стандартного решателя характерен наличием резкого пика температуры. Модифицированный решатель позволяет избежать такой проблемы, тем не менее, и он приводит к образованию плато в профиле температуры. Такая особенность наблюдается и в результатах [27], однако при этом никак не отмечается в работе. Отличие от аналитического решения связано с приближенностью используемого подхода [27]. Точное положение границы вещество–вакуум не определяется в каждой из ячеек, как предложено в работе [26]. Вместо этого лишь определяются ячейки, через которые она проходит. Подобное упрощение делает возможным проведение многомерных расчетов, поскольку в этом случае разделение границы на подсеточном уровне является крайне ресурсоемкой задачей [27].

Положение переднего края крайне сильно зависит от параметра схемы ρ_{th} (см. рис. 2). Именно поэтому метод требует проведения калибровки — если занижить плотность ρ_{th} , то передний край течения будет опережать аналитическое решение, а если завysить — запаздывать. В работе [27] откалиброванное значение используется в дальнейшем и для проведения многомерных расчетов. Важно отметить, что для сложных геометрий такой подход не является полностью обоснованным. Кроме этого, калибровочная плотность ρ_{th} должна зависеть от уравнения состояния.

На рис. 2 приведем профили, полученные в расчете стандартным решателем при заполнении правой части веществом с крайне низкими плотностью $\rho_r = 10^{-15}$ г/см³ и давлением $p_r = 10^{-20}$ Па. Аналогичный подход используется в астрофизических расчетах для моделирования разлета в вакуум [42]. Такой перепад более сильный, чем предлагаемый в [27]. Заметим, что динамика движения большей части вещества не зависит от метода — за передним краем течения профили величин согласуются между собой. Поэтому, если в задаче интересуют общие законы движения, то можно пользоваться любым из методов со значительной долей достоверности.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИСТЕЧЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СТРУЙ

На больших высотах над поверхностью Земли ($H > 400$ км) длина свободного пробега частиц составляет несколько километров, что значитель-

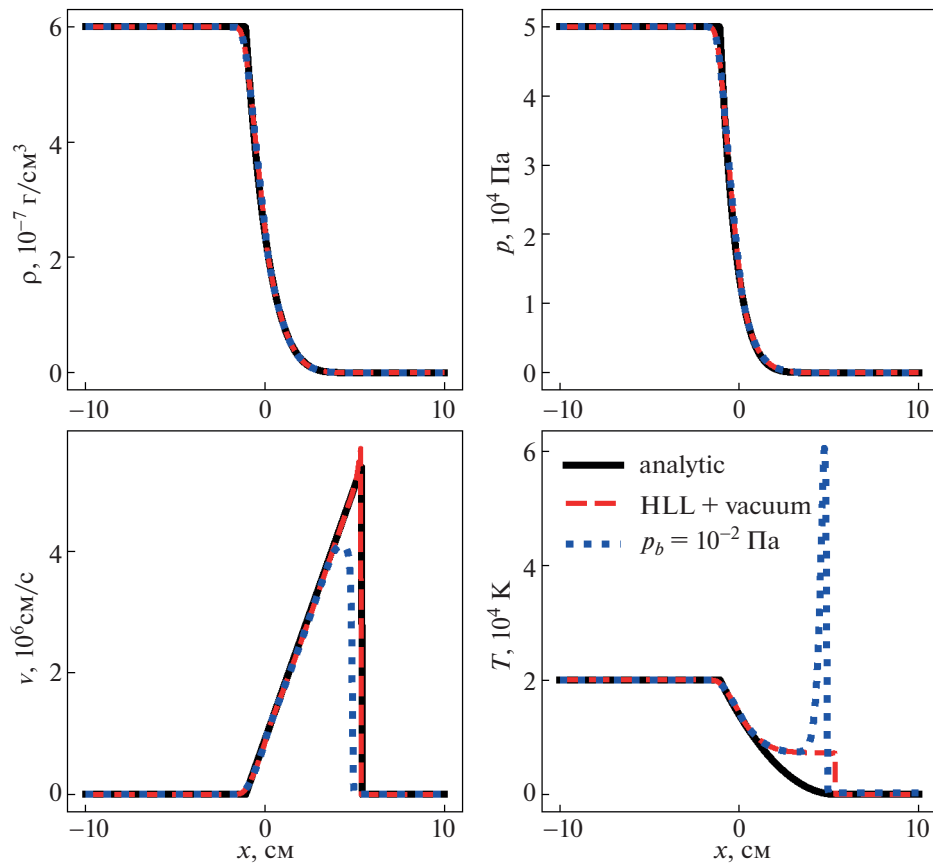


Рис. 1. Профили плотности ρ , давления p , скорости v и температуры T вещества на момент времени $t = 1$ мкс для тестовой задачи об истечении в вакуум. Аналитическое решение изображено сплошными линиями. Штриховые линии соответствуют результатам, полученным с помощью модифицированного решателя, а пунктирные — стандартного.

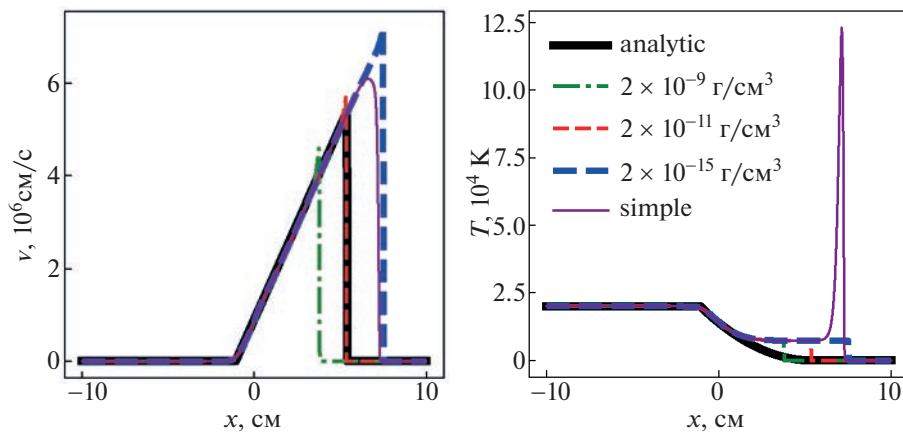


Рис. 2. Профили скорости v и температуры T вещества для тестовой задачи об истечении в вакуум при различных калибровочных значениях $\rho_{th} = 2 \times 10^{-9}, 2 \times 10^{-11}, 2 \times 10^{-15}$ г/см³. Также приведены профили аналитического решения (analytic) и подхода [42] с областью низкой плотности (simple).

но превышает область начальной инъекции размером в несколько сантиметров. Давление фоновой среды при этом на много порядков меньше,

чем в инжектируемой плазме. Поэтому динамика движения струи не должна зависеть от высоты проведения эксперимента.

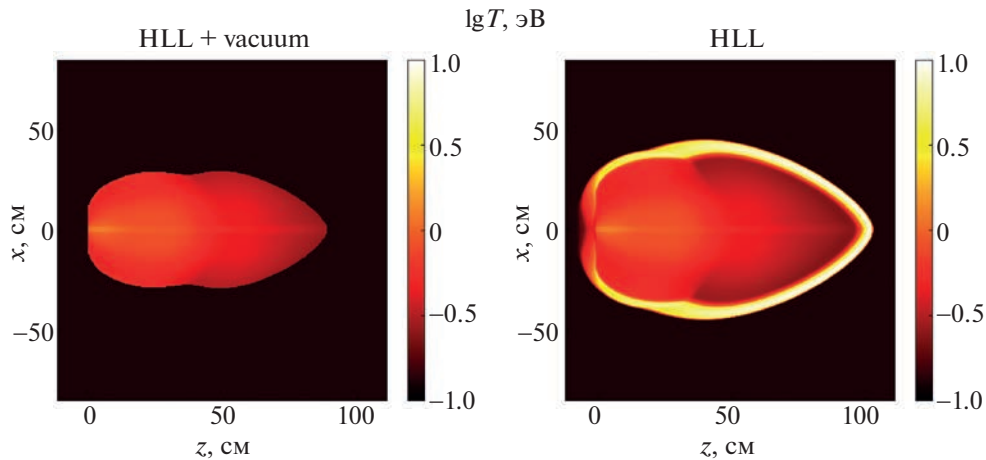


Рис. 3. Профили температуры (двумерный xz срез относительно плоскости $y = 0$) на момент времени $t = 15$ мкс при истечении высокоскоростной алюминиевой струи. Результаты получены с помощью кода FRONT с помощью модифицированного решателя с учетом разлета в вакуум (слева) и с помощью стандартного решателя (справа).

Для начала применим подход с реализованным в коде FRONT модифицированным решателем для расчета истечения высокоскоростной алюминиевой струи на высоте $H = 400$ км над поверхностью Земли. Для сравнения, используем также подход с использованием стандартного римановского решателя, как и в работах [10, 42].

В расчете используется фоновая плотность $\rho_0 = 1.19 \times 10^{-16}$ г/см³ и температура $T_0 = 1474$ К, что соответствует параметрам атмосферы на высоте $H = 400$ км. Инжекция алюминиевой плазмы задается с помощью сценария, соответствующего процессу истечения плазмы из сопла взрывного кумялтивного генератора ВГПС-400. Временные зависимости плотности, скорости и температуры инжекции $\rho_{in}(t)$, $v_{in}(t)$ и $T_{in}(t)$ приведены в [9]. В ячейках, попадающих в область $R \leq R_{in} = 1$ см, с суммарным объемом V_a , задается поток массы, импульса и энергии через площадь $S_{in} = \pi R_{in}^2$, так, чтобы [44]

$$\rho^{n+1} V_a = \rho^n V_a + \rho_{in} S_{in} v_{in} \Delta t, \quad (10)$$

$$\rho^{n+1} v^{n+1} = \rho^n v^n + \rho_{in} S_{in} v_{in}^2 \Delta t, \quad (11)$$

$$\rho^{n+1} V_a e^{n+1} = \rho^n V_a e^n + \rho_{in} S_{in} v_{in} e(\rho_{in}, T_{in}) \Delta t. \quad (12)$$

Центр области инжекции при этом находится в начале координат трехмерной расчетной области с xuz -декартовой геометрией ($x = y = z = 0$), а граничные условия – свободные.

Уравнение состояния алюминиевой плазмы $p = p(\rho, T)$ и $e = e(\rho, T)$ находится на основе ионизационного состояния, определяемого с помощью приближения Саха [45, 46]. Результаты трехмерных расчетов кодом FRONT с помощью обоих подходов изображены на рис. 3. Все расче-

ты проводились на равномерной прямоугольной сетке с разрешением по каждой из осей $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1$ см и соответствующим числом ячеек $N_x = N_y = 512$ и $N_z = 140$. Временной шаг определялся из условий Куранта с соответствующим числом $C = 0.25$. Из-за малого вклада в общую динамику движения в гидродинамических расчетах не учитывались перенос излучения и давление магнитного поля [9, 10].

Хорошо видно, что динамика основного плазменного образования идентична в расчетах с помощью различных методов. Разница наблюдается лишь на краях, где проходит граница с фоновой областью низкой плотности.

В работе [42] путем сравнения одномерных эйлерового и лагранжевого подходов было показано, что повышение температуры на внешнем крае плазмы не приводит к различию в полных болометрических потоках излучения. Вывод может измениться для узких спектральных диапазонов за счет сложной зависимости непрозрачности среды от ее параметров. В этом случае будет необходимо учитывать такой эффект при оценке показаний на измерительных датчиках при моделировании реальных экспериментов.

Поскольку на начальной стадии вклад излучения в динамику движения крайне мал, наблюдаемые плотности потоков излучения q на датчиках можно оценить на этапе постобработки результатов многомерных гидродинамических расчетов [10]. Для этого проведем интегрирование уравнения переноса излучения

$$\partial_s I_d = \kappa_d (B_d - I_d) \quad (13)$$

вдоль большого числа проходящих через область лучей, попадающих в точку наблюдения. Здесь

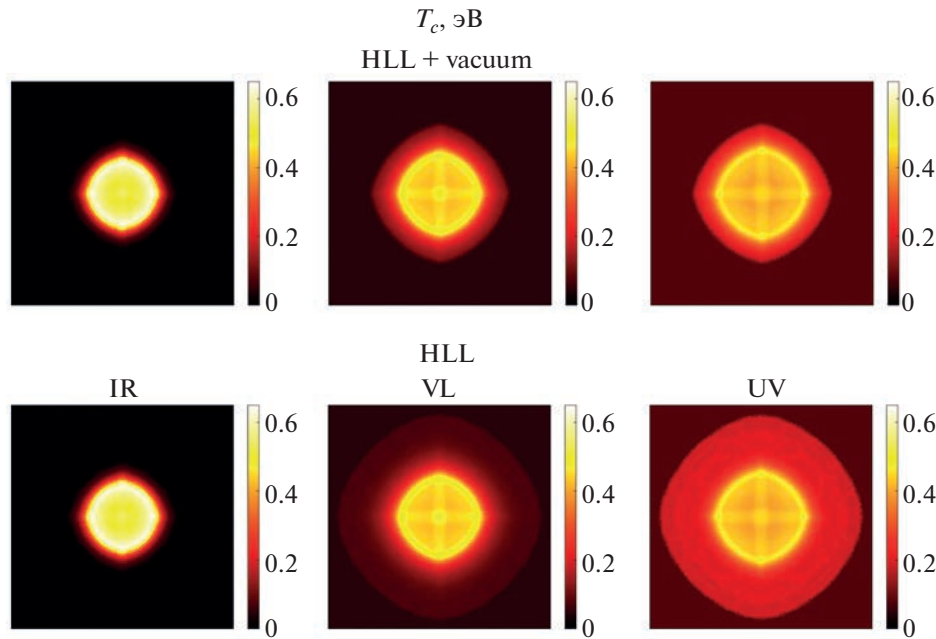


Рис. 4. Рассчитанные наблюдаемые яркостные температуры T_c на датчиках в различных спектральных диапазонах при инъекции одной струи: инфракрасный (IR) — слева, видимый (VL) — по центру и ультрафиолетовый (UV) — справа. Изображения для модифицированного подхода расположены сверху, а для стандартного — снизу.

s — пройденное расстояние вдоль луча, I_d — интенсивность излучения в рассматриваемом спектральном диапазоне $[v_1, v_2]$, $B_d = \int_{v_1}^{v_2} B_v dv$, B_v — равновесная (планковская) интенсивность излучения, а κ_d — усредненный по Планку [46] коэффициент поглощения в заданном диапазоне. При этом использовались рассчитанные оптические свойства алюминиевой плазмы с учетом свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных электронных переходов [46]. Направление каждого луча параметризуется двумя углами θ и ϕ , а для расчета используется сетка с $N_\theta = N_\phi = 192$, общее число лучей при этом составляет величину порядка 40 тысяч.

Поскольку наиболее сильное различие в температуре находится на переднем крае, то поместим точку наблюдения на ось z ($x = y = 0$) на расстоянии $L = 250$ см от центра области инъекции. На рис. 4 для обоих подходов изображены наблюдаемые яркостные температуры T_c на датчиках в трех спектральных диапазонах: ультрафиолетовый ($\lambda = 0.1–0.38$ мкм), видимый ($\lambda = 0.38–0.8$ мкм) и инфракрасный ($\lambda = 0.8–124$ мкм), где λ — длина волны. Яркостные температуры при этом определяются из соотношения
$$I_d = \int_{v_1}^{v_2} B_v(T_c) dv.$$

Хорошо видно, что результаты, полученные с помощью модифицированного и стандартного

подходов, хорошо согласуются. Численное повышение температуры на фронте ударной волны в стандартном подходе приводит к большему ореолу вблизи области максимальной яркостной температуры. Самая яркая область в центре при этом практически не отличается. Кроме того, яркостная температура T_c в ней ниже, чем температура вещества T на крае плазменного образования. Из этого можно сделать вывод, что она определяется излучением внутренних областей плазмы, и на нее никак не влияет внешний край. Поэтому оценки наблюдаемых величин, полученные с помощью стандартного подхода, являются достоверными.

Наконец, рассмотрим встречную инъекцию двух плазменных струй, как и в работе [10]. Для моделирования такой ситуации поместим еще одну область инъекции на расстоянии $L_2 = 100$ см от первой на оси z ($x = y = 0$). Остальные параметры моделирования аналогичны случаю с одной струей. Результаты расчета кодом FRONT столкновения двух алюминиевых струй изображены на рис. 5. Как и в случае одной струи общая динамика струй и области их столкновения совпадают при обоих подходах. Разница опять наблюдается лишь на внешнем крае плазменного образования. Из-за меньшей скорости движения в направлении, перпендикулярном инъекции, разница на границе в случае двух струй оказывается более выраженной.

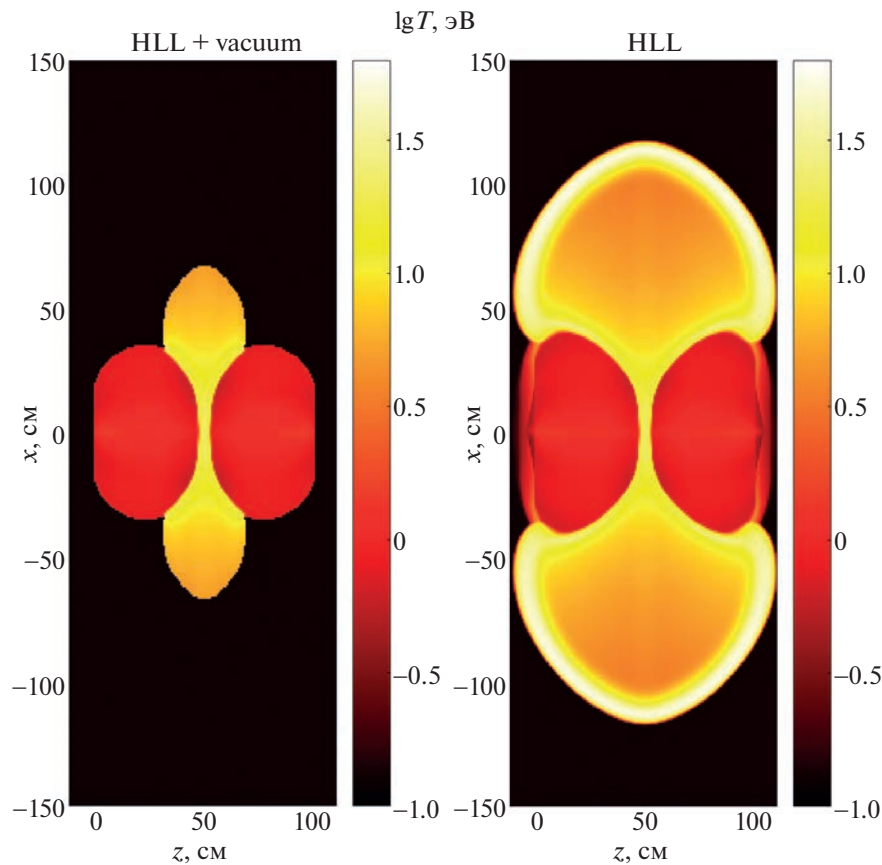


Рис. 5. Профили температуры (двумерный xz срез относительно плоскости $y = 0$) на момент времени $t = 15$ мкс при встречной инъекции двух высокоскоростных алюминиевых струй. Результаты получены с помощью кода FRONT с помощью модифицированного решателя с учетом разлета в вакуум (слева) и с помощью стандартного решателя (справа).

Более заметным становится и ореол в яркостных температурах в видимом и ультрафиолетовом диапазонах (см. рис. 6). Поскольку основное различие наблюдается при малых значениях яркостной температуры, для построения был выбран логарифмический масштаб. В этом случае датчик был помещен сбоку от плазменного образования ($z = 50$ см, $x = 200$ см, $y = 0$). Яркостная температура области столкновения двух струй совпадает в результатах расчетов обоими методами. При этом максимальная температура оказывается выше, чем в случае одной струи, что подтверждает ранее сделанные выводы [10]. Плотности потоков излучения q , найденные постобработкой по результатам обоих методов, отличаются не более чем на 1% как в случае одной струи, так и в случае встречной инъекции (см. таблицу 1). При этом в сценарии встречной инъекции максимальным из трех диапазонов оказывается поток в ультрафиолете.

Модифицированный подход [27] также может быть использован для расчетов течения плазмы в магнитном поле. Однако в текущем варианте он применим только при движении плазмы вдоль направления напряженности магнитного поля B .

При наличии перпендикулярной компоненты магнитного поля решение задачи Римана будет содержать альфвеновские волны [27]. В этом случае скорости распространения возмущений уже нельзя оценивать как $S_L = u - c$ и $S_R = u + 2c/(\gamma - 1)$. Такое приближение существенно ограничивает возможный класс задач. Например, при исследовании длительной эволюции облака плазмы в атмосфере Земли в ракетных экспериментах необходимо учитывать расширение образования во

Таблица 1. Рассчитанные плотности потоков излучения q на датчиках в различных спектральных диапазонах (ИК, ВИ и УФ) для модифицированного (с учетом разлета в вакуум) и стандартного подходов

	ИК	ВИ	УФ
1 струя, Вт/см ²			
HLL + vacuum	70.0	57.2	7.0
HLL	71.1	57.8	7.2
2 струи, кВт/см ²			
HLL + vacuum	2.3	11.5	305.1
HLL	2.3	11.5	307.3

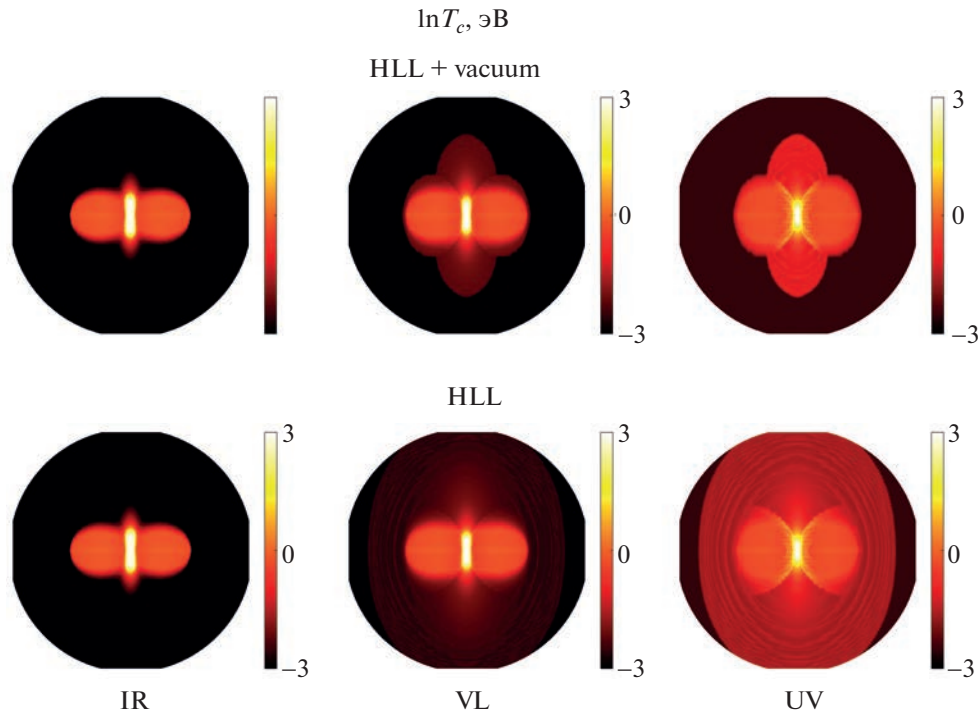


Рис. 6. Рассчитанные наблюдаемые яркостные температуры T_c на датчиках в различных спектральных диапазонах при встречной инжекции двух струй: инфракрасный (IR) — слева, видимый (VL) — по центру и ультрафиолетовый (UV) — справа. Изображения для модифицированного подхода расположены сверху, а для стандартного — снизу.

все стороны. Полученное же согласие подходов со стандартным и модифицированным решателем позволит полагаться при планировании возможных будущих экспериментов (в том числе и с учетом множественной инжекции) на результаты расчетов с использованием учитывающих магнитное давление стандартных пятиволновых решателей, например, HLLD [47].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматриваются вопросы истечения достаточно плотной плазмы в сильно разреженную среду. Особенность такого режима движения заключается в том, что на границе плотной плазмы и близкого к вакууму фоновому вещества не должна возникать обычная столкновительная ударная волна. Использование же годуновских схем со стандартными римановскими решателями для описания такого процесса приводит к возникновению ударной волны и, как следствие, резкому повышению температуры на ее фронте.

В настоящей статье рассмотрен подход, предложенный в работе [27], для более корректного описания разлета в вакуум в римановском решателе. Для возможности учета режима сверхзвукового истечения плазмы была проведена дополнительная модификация метода. На основе расчета тестовой задачи с известным аналитическим решением была проведена верификация реализа-

ции метода в многомерном коде FRONT. Кроме этого, была отмечена не описанная в [27] особенность метода — профиль температуры пусть и не имеет резкий пик, но все еще сильно отличается от аналитического решения из-за наличия плато.

Также в работе проведено сравнительное трехмерное моделирование сверхзвукового истечения струй алюминия в ионосферу Земли на высоте $H = 400$ км с использованием модифицированного и стандартного решателей. При этом рассматривался как сценарий с одной струей, так случай встречной инжекции двух струй. Показано, что динамика движения плазменных образований совпадает при ее описании с помощью обоих подходов. Также показано, что рассчитанные по результатам, полученным с помощью обоих методов, плотности потоков излучения на датчиках в инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазонах различаются не более чем на 1%. Яркостные температуры в рассмотренных диапазонах оказываются значительно ниже, чем температуры на краю плазменного образования. Таким образом, возникающая в стандартном подходе численная ударная волна никак не влияет на расчетные наблюдаемые параметры плазмы. Сделанный вывод позволяет полагаться на расчеты с учетом магнитного поля, выполненные с использованием стандартных решателей [47], при

планировании ракетных экспериментов в ионосфере Земли.

Работа Урвачева Е.М. по модификации римановского решателя и гидродинамическому моделированию поддержана грантом РФФ № 21-11-00362. Моделирование переноса излучения выполнено в рамках государственного задания № FMWN-2022-0021. Авторы благодарны Глазырину С.И. за плодотворное обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Erlandson R.E., Meng C., Zetzer J.I.* // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. P. 481.
2. *Erlandson R., Meng C., Swaminathan P., Kumar C., Dogra V., Stoyanov B., Gavrilov B., Kiselev Y., Zetzer J., Stenbaek-Nielsen H. et al.* // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. P. 483.
3. *Zetser J., Poklad Y.V., Erlandson R.* // Izvestiya, Phys. Solid Earth. 2021. V. 57. P. 745.
4. *Underwood T.C., Loebner K.T., Miller V.A., Cappelli M.A.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 2588.
5. *Komissarov S., Porth O.* // New Astron. Rev. 2021. V. 92. P. 101610.
6. *Beskin V.* // Astron. Rep. 2023. V. 67. P. 27.
7. *Бескин В., Крауз В., Ламзин С.* // УФН. 2023. Т. 193. С. 345.
8. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Fluid Mechanics: Landau and Lifshitz: Course of Theoretical Physics, Volume 6. V. 6. Elsevier, 2013.
9. *Лосева Т., Косарев И., Поклад Ю., Ляхов А., Зецер Ю., Урвачев Е.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 956.
10. *Лосева Т., Урвачев Е., Зецер Ю., Ляхов А., Косарев И., Поклад Ю.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 797.
11. *Denavit J.* // Phys. Fluids. 1979. V. 22. № 7. P. 1384.
12. *Werner G.R., Uzdensky D.A., Begelman M.C., Cerutti B., Nalewajko K.* // Monthly Notices Royal Astron. Soc. 2018. V. 473. P. 4840.
13. *Lobok M., Brantov A., Bychenkov V.Y.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. № 12.
14. *Lobok M., Andriyash I.A., Vais O., Malka V., Bychenkov V.Y.* // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. L053201.
15. *Suzuki-Vidal F., Lebedev S., Krishnan M., Skidmore J., Swadling G., Bocchi M., Harvey-Thompson A., Patankar S., Burdiak G., de Grouchy P. et al.* // High Energy Density Phys. 2013. V. 9. P. 141.
16. *Hsu S., Moser A., Merritt E., Adams C., Dunn J., Brockington S., Case A., Gilmore M., Lynn A., Messer S., et al.* // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. P. 345810201.
17. *Kuzenov V., Ryzhkov S., Frolko P.* // J. Phys.: Confer. Ser. V. 830. IOP Publishing. 2017. P. 012049.
18. *Roussikh A.G., Artyomov A.P., Zhigalin A.S., Fedyunin A.V., Oreshkin V.I.* // IEEE Transac. Plasma Science. 2018. V. 46. P. 3487.
19. *Крауз В., Харрасов А., Ламзин С., Додин А., Мялтон В., Ильичев И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 506.
20. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Y.* // Aerospace. 2023. V. 10. P. 662.
21. *Bird G.A.* // Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. 1994.
22. *Titarev V.* // Communications Computational Phys. 2012. V. 12. P. 162.
23. *Podryga V., Polyakov S.* // Keldysh Institute Preprints. 2016. № 81. P. 1.
24. *Rana A.S., Struchtrup H.* // Phys. Fluids. 2016. V. 28.
25. *Keenan B.D., Le A., Winske D., Stanier A., Wetherton B., Cowee M., Guo F.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29.
26. *Munz C.-D.* // Mathematical methods in the appl. sci. 1994. V. 17. P. 597.
27. *Subramaniam V., Raja L.L.* // J. Computational Phys. 2018. V. 366. P. 207.
28. *Glazyrin S.* // Astron. Lett. 2013. V. 39. P. 221.
29. *Urvachev E., Shidlovski D., Tominaga N., Glazyrin S., Blinnikov S.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2021. V. 256. № 1. P. 8.
30. *Glazyrin S., Lykov V., Karpov S., Karlykhanov N., Gryaznykh D., Bychenkov V.Y.* // JETP Lett. 2022. V. 116. P. 83.
31. *Gasilov V., Boldarev A., Dyachenko S., Olkhovskaya O., Kartasheva E., Bagdasarov G., Boldyrev S., Gasilova I., Shmyrov V., Tkachenko S. et al.* Towards an application of high-performance computer systems to 3D simulations of high energy density plasmas in Z-pinch // Applications, Tools and Techniques on the Road to Exascale Computing. IOS Press, 2012. P. 235.
32. *Gasilov V.A., Boldarev A.S., Olkhovskaya O.G., Boykov D.S., Sharova Y.S., Savenko N.O., Kotelnikov A.M.* // Preprints of the Keldysh Institute of Applied Mathematics. 2023. P. 37.
33. *Gonzalez M., Audit E., Huynh P.* // Astron. Astrophys. 2007. V. 464. № 2. P. 429.
34. *Skinner M.A., Dolence J.C., Burrows A., Radice D., Vartanyan D.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2019. V. 241. № 1. P. 7.
35. *Godunov S.K., Bohachevsky I.* // Matematičeskij sbornik. 1959. V. 47. P. 271.
36. *Toro E.F.* Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction. Springer Science & Business Media, 2013.
37. *Harten A., Lax P.D., Leer B. v.* // SIAM review. 1983. V. 25. P. 35.
38. *Davis S.* // SIAM J. Scientific and Statistical Computing. 1988. V. 9. P. 445.
39. *Batten P., Clarke N., Lambert C., Causton D.M.* // SIAM J. Scientific Computing. 1997. V. 18. P. 1553.
40. *Sun M., Takayama K.* // J. Computational Phys. 2003. V. 189. P. 305.
41. *Fleischmann N., Adami S., Adams N.A.* // J. Computational Phys.: X. 2020. V. 8. P. 100077.
42. *Urvachev E., Blinnikov S., Glazyrin S., Baklanov P.* // Astron. Lett. 2022. V. 48. № 1. P. 20.
43. *Ma W., Zhao Z., Ni G.* // Appl. Numerical Mathematics. 2021. V. 167. P. 92.
44. *Weinberger R., Ehlert K., Pfrommer C., Pakmor R., Springel V.* // Monthly Notices Royal Astron. Soc. 2017. V. 470. P. 4530.
45. *Saha M.N.* // Proceed. Royal Society London. Ser. A. 1921. V. 99. P. 135.
46. *Zeldovich Y.B., Raizer Y.P.* Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. V. 2. Academic Press, 1968.
47. *Miyoshi T., Kusano K.* // J. Computational Phys. 2005. V. 208. P. 315.

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

УДК 533.951

ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ

© 2023 г. Н. С. Артеха^{a,b,*}, Д. Р. Шкляр^{a,**}

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 28.06.2023 г.

После доработки 17.09.2023 г.

Принята к публикации 18.09.2023 г.

Исследуются волны в бесстолкновительной магнитоактивной плазме, с частотами много ниже электронной циклотронной частоты, при произвольном соотношении между электронной плазменной и циклотронной частотами. Получено общее дисперсионное уравнение для частоты волны как функции волнового вектора и отношения плазменной частоты к циклотронной. Это соотношение представляет собой бикубическое уравнение относительно частоты. На основе этого уравнения исследованы области существования различных волновых мод в зависимости от указанного параметра, их групповая скорость, поляризация и плотность энергии. Особое внимание уделено исследованию низкочастотных свистовых волн в разреженной плазме, поскольку среди распространяющихся волновых мод, которые существуют в указанной области параметров, свистовые волны имеют наибольший показатель преломления и играют важную роль в процессах резонансного взаимодействия волн и частиц.

Ключевые слова: разреженная плазма, низкочастотные волны, дисперсионные соотношения, поляризация волновых мод, плотность энергии свистовой волны, угол Жандрэна

DOI: 10.31857/S0367292123600838, **EDN:** HIZYRY

1. ВВЕДЕНИЕ

Дисперсионные и поляризационные свойства волн лежат в основе исследований волновых процессов в плазме, таких как генерация и распространение волн, резонансное взаимодействие волн и частиц, нелинейное взаимодействие волн. Настоящая работа посвящена исследованию дисперсионных свойств и поляризационных характеристик волн в бесстолкновительной плазме в диапазоне частот $\omega_{LH} \ll \omega \ll \omega_c$, где ω_{LH} и ω_c — нижнегибридная и электронная циклотронная частоты соответственно. Поскольку ионы не влияют на дисперсию волн в указанном частотном диапазоне [1, 2], то в данной работе они названы электронными волнами. В случае, когда электронная плазменная частота ω_p существенно превышает электронную гирочастоту, указанный частотный диапазон отвечает низкочастотным свистовым волнам, исследованным наиболее полно. В противоположном предельном случае разреженной плазмы, когда выполнено условие

$\omega_p^2 \ll \omega_c^2$, в данный частотный диапазон помимо свистовых волн также частично попадают так называемая z -мода и обыкновенная волна (o -мода). Именно исследованию этого случая уделено основное внимание в настоящей работе, хотя полученное дисперсионное соотношение, которое представляет собой бикубическое уравнение для частоты волны, справедливо при произвольном соотношении между ω_p и ω_c .

Низкочастотные электронные волны, распространяющиеся в ионосфере и магнитосфере Земли и других планет, являются распространенным волновым явлением в космической плазме [3, 4]. Такие волны возникают в результате развития циклотронной неустойчивости в радиационных поясах Земли [5], генерируются молниевыми разрядами и навигационным оборудованием и могут регистрироваться на больших удалениях от источника своего возникновения, в том числе, на спутниках. Низкочастотные волны, принадлежащие свистовой моде, существенно влияют на динамику космической плазмы [6–8], в частности,

играют важную роль в процессах ускорения и высыпания частиц в радиационных поясах [9–11], поэтому их исследование остается актуальной задачей на протяжении многих десятилетий вплоть до настоящего времени [12–17]. Как отмечено выше, дисперсионные характеристики свистовых волн в основном исследовались для случая плотной плазмы, когда электронная плазменная частота много больше циклотронной частоты [18]. При данном условии в явном виде известны закон дисперсии для волн свистовой моды, выражения для показателя преломления волны, поляризационных коэффициентов, а также в теории свистовых волн в магнитосфере имеется несколько известных фундаментальных результатов, касающихся угла Стори [19], угла Жандрэна [20], плотности энергии, явления нижнегибридного отражения, приводящего к формированию магнитосферно-отраженных свистов [21–23].

Однако при наличии достаточно сильного магнитного поля в околопланетном космическом пространстве может наблюдаться противоположный случай, когда $\omega_p < \omega_c$, что имеет место, в частности, в авроральной области магнитосферы Земли. По данным миссий Voyager 1 и 2 [24] такая область была обнаружена также у Юпитера на расстояниях $18.5R_{J_u} < R < 22.5R_{J_u}$. Современные данные миссий Juno в магнитосфере Юпитера [25–28] и Cassini в магнитосфере Сатурна [29, 30] свидетельствуют о наличии областей с $\omega_p < \omega_c$: это авроральные области, где плотность мала, а магнитные поля Юпитера и Сатурна очень сильные, и лобы магнитодиска Юпитера. Поэтому изучение волн в разреженной плазме, помимо теоретического интереса, имеет и свои приложения к волновым процессам в космической плазме [31–34]. Представляет интерес исследовать, как видоизменяются известные фундаментальные результаты в этом случае.

Основные цели данной работы следующие:

- вывести и проанализировать дисперсионное соотношение для частоты волны как функции волнового вектора и параметров плазмы в диапазоне частот $\omega_{LH} \ll \omega \ll \omega_c$ при произвольном соотношении между ω_p и ω_c , в частности при $\omega_p < \omega_c$;
- вычислив частоты отсечки показателя преломления и резонансные частоты, при которых в заданной области параметров показатель преломления обращается в бесконечность, определить моды колебаний;
- получить аналитическое выражение для угла Жандрэна и найти область его существования;
- рассчитать значения угла Стори для свистовых волн в разреженной магнитоактивной плазме при различных значениях параметров плазмы;

– исследовать поляризацию электрического и магнитного поля и определить плотность энергии волн.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем исходить из общего уравнения для показателя преломления $N = kc/\omega$ электромагнитных волн в магнитоактивной плазме [1, 2]

$$AN^4 + BN^2 + C = 0. \quad (1)$$

Коэффициенты этого уравнения даются следующими выражениями [1, 2]

$$\begin{aligned} A &= \varepsilon_1 \sin^2 \theta + \varepsilon_3 \cos^2 \theta, \\ B &= -\varepsilon_1 \varepsilon_3 (1 + \cos^2 \theta) - (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \sin^2 \theta, \\ C &= \varepsilon_3 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega)$

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

которые в рассматриваемом диапазоне частот $\omega \ll \omega_c$ имеют вид

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}, \quad \varepsilon_2 = -\frac{\omega_p^2}{\omega \omega_c}, \quad \varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (4)$$

и θ – угол волновой нормали. Здесь и далее мы, как обычно, считаем, что внешнее магнитное поле B_0 направлено вдоль оси z декартовой системы координат, а волновой вектор k лежит в плоскости (x, z) , так что $k_z = k_{\parallel}$ и $k_x = k_{\perp}$.

Введем безразмерную частоту $F = \omega/\omega_p$, безразмерный параметр $p = \omega_p/\omega_c$, а также квадраты безразмерных перпендикулярного волнового вектора $q_1 = k_{\perp}^2 c^2 / \omega_p^2$ и продольного волнового вектора $q_2 = k_{\parallel}^2 c^2 / \omega_p^2$. В этих переменных уравнение (1) принимает вид бикубического уравнения для безразмерной частоты F

$$\begin{aligned} \Phi \equiv & F^6(1 + p^2)^2 - F^4[(1 + p^2)^2 + p^2 + \\ & + 2(q_1 + q_2)(1 + p^2) + q_1 p^2(1 + p^2)] + \\ & + F^2[(q_1 + q_2)^2 + p^2 q_1(q_1 + q_2) + \\ & + (q_1 + q_2)(1 + 2p^2) + q_2 + p^2] - q_2(q_1 + q_2) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

(Напомним, что в общем случае уравнение (1) представляет собой уравнение пятой степени относительно квадрата частоты, если считать волновой вектор $\mathbf{k}$ заданным [1].) Уравнение (5) справедливо в диапазоне нормированных частот

$F \ll 1/p$ ($\omega \ll \omega_c$ в размерных переменных) при произвольных значениях параметра p . Однако, поскольку для случая $p \gg 1$ дисперсионные свойства и поляризационные характеристики свистовой моды — единственной, которая существует в этом случае в рассматриваемом диапазоне частот — хорошо известны, основное внимание в данной работе будет уделено случаю $p < 1$. При проведении численных расчетов и их графическом представлении мы, естественно, используем безразмерные переменные. Однако аналитические соотношения приводятся в более привычных размерных переменных, сохраняя, однако, обозначение p для введенного выше основного безразмерного параметра.

Из условия $A = 0$ следует выражение для резонансной частоты свистовых волн, при которой показатель преломления N обращается в бесконечность

$$\omega_{res} = \sqrt{\frac{\omega_p^2 \cos^2 \theta}{1 + p^2 \sin^2 \theta}}, \quad (6)$$

а из условия $C = 0$ получаем две частоты отсечки ω_1 и ω_2 , выше которых оба возможных значения квадрата показателя преломления являются положительными, и существуют две распространяющиеся моды

$$\omega_1 = \omega_p \frac{p}{1 + p^2}; \quad \omega_2 = \omega_p. \quad (7)$$

Приведенное выражение для частоты отсечки ω_1 справедливо при $\omega_1 \ll \omega_c$, что выполняется только при $p^2 \ll 1$. Подчеркнем, что в рассматриваемый частотный диапазон $\omega_{LH} \ll \omega \ll \omega_c$ попадают не все резонансные частоты и частоты отсечки показателя преломления. Кроме того, условие $\omega \gg \omega_{LH}$ накладывает ограничение на угол распространения свистовой волны, которое следует из (6)

$$\frac{\omega |\cos \theta|}{\sqrt{1 + p^2 \sin^2 \theta}} \gg \omega_{LH},$$

в частности, угол распространения θ не может быть слишком близок к $\pi/2$.

Обсудим более подробно указанную выше область частот, в которой применимо наше рассмотрение. Поскольку речь идет в первую очередь о численных расчетах и их графическом представлении, в обсуждении этого вопроса мы используем безразмерную частоту F . В безразмерных переменных в электрон-протонной плазме нижнегибридная частота $F_{LH} = 1/(43\sqrt{1 + p^2})$. В качестве нижней границы частотного диапазона

мы выберем величину $2F_{LH}$. Верхнюю же границу частотного диапазона, в котором применимо наше рассмотрение, мы определим значением $F_{max} = 1/2p$, что соответствует $\omega_{max} = \omega_c/2$. В этих же границах будут приведены все результаты численных расчетов. Обратим внимание, что как минимальная, так и максимальная частоты в наших расчетах зависят от параметра p .

Нетрудно видеть, что в области применимости уравнения (5), указанной выше, а именно, $2\omega_{LH} < \omega < \omega_c/2$, все три частоты ω_{res} , ω_1 и ω_2 оказываются меньше $\omega_c/2$ при $p < 1/2$. Если при этом $\omega_{res} > \omega_1$, что выполняется при достаточно малых углах волновой нормали θ , то между ω_1 и ω_{res} существуют две распространяющиеся моды: свистовая мода и так называемая z -мода. Наличие двух распространяющихся мод в указанном частотном диапазоне в разреженной плазме является существенным отличием от случая плотной плазмы, где в свистовом диапазоне существует только одна распространяющаяся — свистовая — мода, а между резонансной частотой свистовой волны и частотой отсечки z -моды имеется интервал частот, в котором в приближении холодной плазмы нет распространяющихся волновых мод. В случае же $\omega_{res} < \omega_1$, что имеет место, в частности, при достаточно больших углах волновой нормали θ , диапазон частот между ω_{res} и ω_1 оказывается “пустым”, как и в случае плотной плазмы. При достаточно малом значении параметра p частота ω_2 также лежит в области применимости уравнения (5), и при частотах больше ω_2 и вплоть до максимальной частоты применимости уравнения (5), а именно, $\omega \lesssim \omega_c/2$, наряду с z -модой может также распространяться обыкновенная волна, называемая o -модой. Все эти особенности распространения волн, наряду с их поляризационными характеристиками, будут проиллюстрированы ниже на основе решения уравнения (5).

3. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН

Отыскание дисперсионных уравнений для распространяющихся мод является фундаментальной задачей теории электромагнитных волн в бесстолкновительной магнитоактивной плазме. Эта задача исследовалась в большом количестве работ (см, например, [1, 2] и имеющиеся там ссылки). Классическим и хорошо известным результатом является построение квадрата показателя преломления как функции частоты при фиксированном угле распространения, а также зависимости частоты от модуля волнового вектора при фиксированном угле распространения, в частности, при продольном и поперечном рас-

пространении, когда имеются и явные выражения для квадрата показателя преломления волн. Указанные результаты схематически представлены, в частности, в [1, 2].

Однако для ряда задач распространения волн, а также их нелинейного взаимодействия и резонансного взаимодействия с частицами необходимо иметь не графические, а явные численные дисперсионные уравнения, т.е. зависимости частоты от волнового вектора и параметров плазмы. Такая задача для низкочастотных электронных волн и решается ниже: дается алгоритм получения численных дисперсионных уравнений и приводится их трехмерное графическое представление.

Для любых значений волнового вектора $(k_{\perp}, k_{\parallel})$ а, следовательно, и величин q_1, q_2 , уравнение (5) имеет три решения для величины F^2 , которые дают три значения квадрата частоты ω^2 . В среде MATLAB, например, три корня уравнения (5) находятся с помощью одной команды *roots*. Сортировка этих решений по волновым модам, которая и составляет суть построения численных дисперсионных уравнений, зависит от соотношения между ω_1 и ω_{res} , которое помимо параметра p зависит также от угла распространения θ . Если $\omega_1 < \omega_{res}$, то все частоты больше нижнегибридной частоты ω_{LH} и меньше ω_1 принадлежат свистовой моде. Частоты в интервале $\omega_1 < \omega < \omega_{res}$ принадлежат либо свистовой моде, если соответствующий показатель преломления $kc/\omega > 1$, либо z -моде, если $kc/\omega < 1$. Все частоты в интервале $\omega_{res} < \omega < \omega_p$ принадлежат z -моде, а частоты $\omega_p < \omega < \omega_{max}$ принадлежат либо z -моде, если $kc/\omega > 1$, либо o -моде, если $kc/\omega < 1$. Если же $\omega_1 > \omega_{res}$, то все частоты в интервале $\omega_{LH} < \omega < \omega_{res}$ принадлежат свистовой моде, частоты в интервале $\omega_1 < \omega < \omega_p$ принадлежат z -моде, а частоты в интервале $\omega_p < \omega < \omega_{max}$, также как и в предыдущем случае, принадлежат z -моде, если $kc/\omega > 1$, и o -моде, если $kc/\omega < 1$. Рассортированные таким образом частоты, представляющие собой решения уравнения (5), формируют три матрицы частот на плоскости $(k_{\perp}, k_{\parallel})$, которые и задают в численном виде три дисперсионных уравнения для трех волновых мод. На рис. 1 показаны найденные из этих дисперсионных уравнений изолинии постоянной нормированной частоты для трех волновых мод на плоскости $(k_{\perp}c/\omega_p, k_{\parallel}c/\omega_p)$, где $k_{\perp}$ и $k_{\parallel}$, как и выше, значения поперечной и продольной компонент волнового вектора.

Рисунок 1 отвечает значению параметра $p = 0.3$, для которого в рамках применимости уравнения (5) существуют три волновых моды —

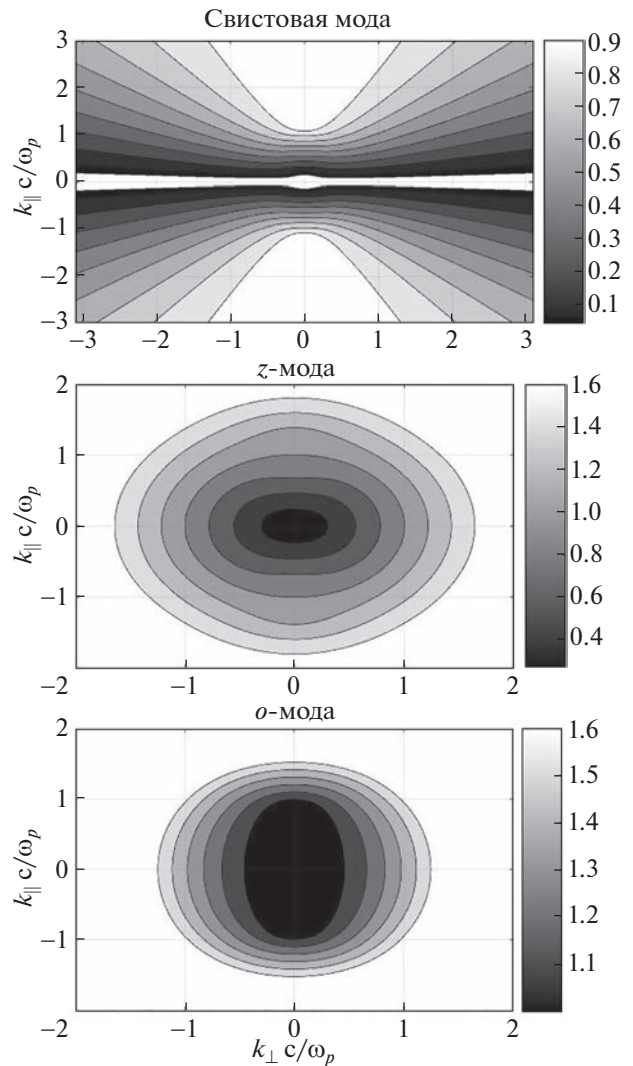


Рис. 1. Изолинии постоянной частоты $F(k_{\perp}c/\omega_p, k_{\parallel}c/\omega_p)$ при $p = 0.3$: свистовая мода, z -мода, обыкновенная волна (o -мода).

свисты в диапазоне частот выше нижнегибридной частоты до $\omega = \omega_p$; z -мода в диапазоне частот от ω_2 вплоть до максимальной частоты применимости уравнения (5), определенной как $\omega_c/2$; и обыкновенная волна (o -мода) в диапазоне частот $\omega_p < \omega < \omega_c/2$. Контуры постоянной частоты для параметра $p = 0.7$, когда в области применимости уравнения (5) существуют только две распространяющиеся моды, показаны на рис. 2. Поскольку с ростом параметра p от 0 до 1 частота отсечки z -моды возрастает, то интервал частот $\omega_1 < \omega < \omega_p$, в котором одновременно существуют свистовая и z -моды, уменьшается с ростом p : при $p = 0.3$ частота отсечки z -моды $\omega_1 = 0.275\omega_p$, а при $p = 0.7$ частота $\omega_1 = 0.47\omega_p$. Подчеркнем,

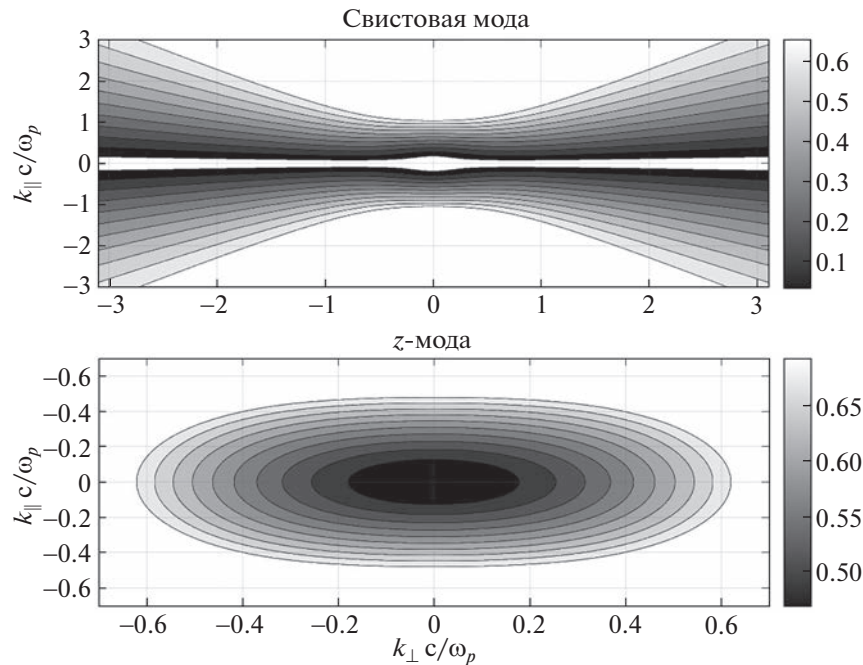


Рис. 2. Изолинии постоянной частоты $F(k_{\perp}c/\omega_p, k_{\parallel}c/\omega_p)$ при $p = 0.7$: свистовая мода, z -мода.

что этот интервал, помимо параметра p , зависит также от угла распространения θ свистовой волны, а приведенные выше максимальные интервалы отвечают углу $\theta = 0$. На рис. 3, также для значений параметра $p = 0.3$ и $p = 0.7$, показаны зависимости нормированных частот распространяющихся мод от нормированной продольной компоненты волнового вектора при фиксированной перпендикулярной компоненте (левые панели) и зависимости от нормированной перпендикулярной компоненты при фиксированной продольной компоненте волнового вектора (правые панели). Соответствующие значения $k_{\perp}c/\omega_p$ и $k_{\parallel}c/\omega_p$, также как и параметра p , указаны на рисунках. Свистовой моде отвечает сплошная линия, z -моду отвечает штриховая линия, а o -мода изображена штрихпунктирной линией. Отметим, что при фиксированных значениях $k_{\perp}$ или $k_{\parallel}$ частоты отсечки z -моды и o -моды оказываются выше значений ω_1 и ω_2 , которые являются частотами отсечки при фиксированном угле распространения и соответствуют значениям волнового вектора $k \rightarrow 0$. Зависимость показателя преломления от частоты при фиксированных углах распространения $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ для трех волновых мод показана на рис. 4 для разреженной плазмы ($p = 0.3$). Эти зависимости хорошо известны [1, 2] и приведены лишь для полноты картины. Верхняя панель иллюстрирует высказанное выше утверждение, что в разреженной плазме, в отличие от плотной плазмы, диапазоны частот, где су-

ществует свистовая мода и z -мода перекрываются. Нижняя панель иллюстрирует особенности зависимостей показателя преломления волновых мод от частоты при продольном распространении, которые заключаются в том, что для $\theta = 0^\circ$ свистовая мода после $\omega = \omega_p$ продолжается z -модой, z -мода продолжается o -модой, а показатель преломления z -моды испытывает скачок. Это связано с тем, что точка $\theta = 0^\circ$, $\omega = \omega_p$ является вырожденной точкой уравнения (1) для показателя преломления, в которой все коэффициенты A, B, C обращаются в ноль. В то же время, при $\theta = 0^\circ$, то есть при $q_1 = 0$, $\omega = \omega_p$ является решением уравнения (5) при любых значениях p и q_2 .

Перейдем теперь к анализу дисперсионных и поляризационных характеристик свистовых волн, которые играют важную роль в динамике заряженных частиц космической плазмы. Поскольку для плотной плазмы, когда $p \gg 1$, эти характеристики хорошо известны, то основное внимание при анализе свистовых волн будет уделено случаю разреженной плазмы $p < 1$. На рис. 5 показаны контуры постоянной безразмерной частоты F на плоскости $(k_{\perp}c/\omega_p, k_{\parallel}c/\omega_p)$, так называемые поверхности показателя преломления [3], для $p = 0.5$. Как известно [3], направление групповой скорости волны совпадает с нормалью к поверхности показателя преломления. Как видно из рис. 5, при углах распространения $\theta = 0^\circ$, когда $k_{\perp} = 0$, групповая скорость волны всегда направ-

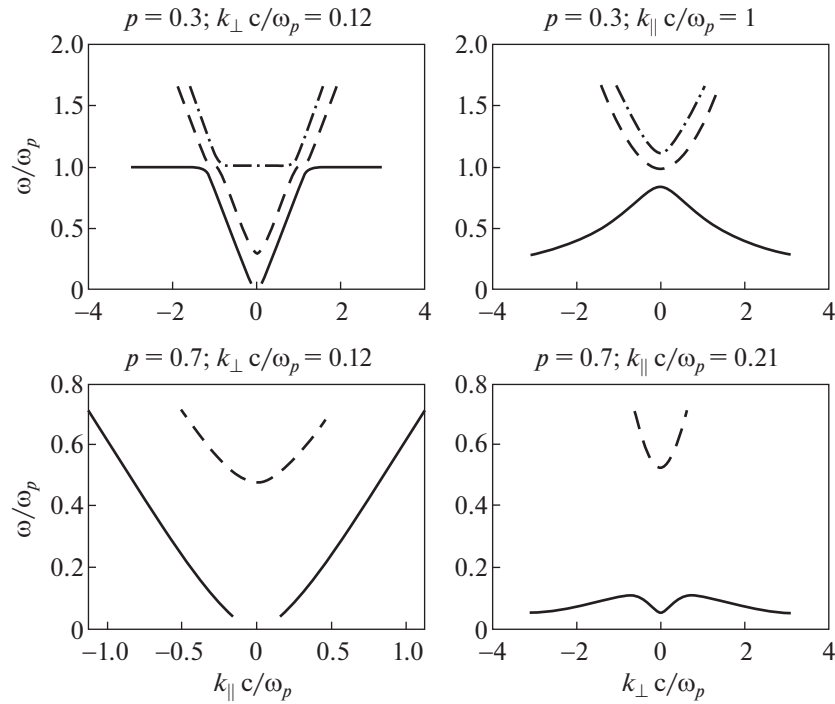


Рис. 3. Зависимость частот распространяющихся мод от продольной компоненты волнового вектора при фиксированной перпендикулярной компоненте (левые панели) и зависимость частот распространяющихся мод от перпендикулярной компоненты при фиксированной продольной (правые панели) при $p = 0.3$ и $p = 0.7$.

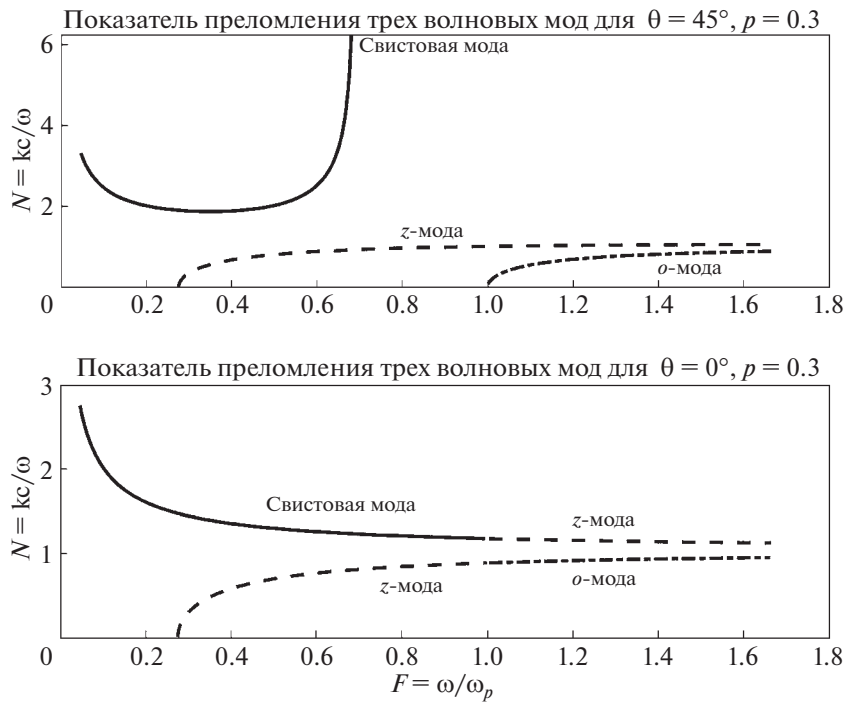


Рис. 4. Зависимость показателя преломления от частоты при фиксированных углах распространения $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ для трех волновых мод.

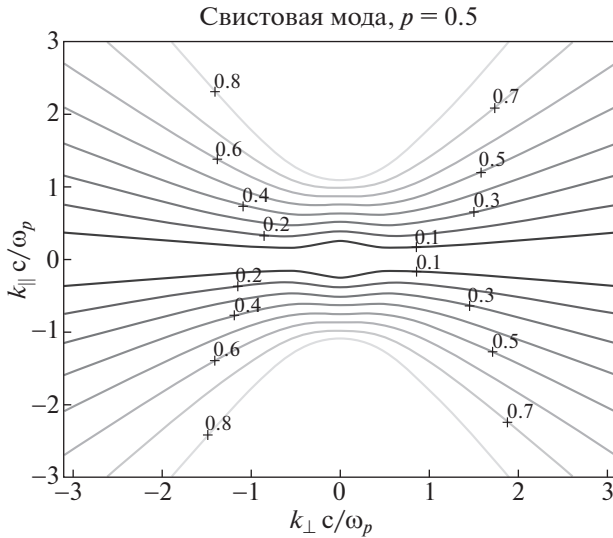


Рис. 5. Контуры постоянной безразмерной частоты F на плоскости $(k_{\perp}c/\omega_p, k_{\parallel}c/\omega_p)$ при $p = 0.5$.

лена вдоль оси z , т.е. вдоль направления внешнего магнитного поля. Из данного рисунка также можно понять такие важные характеристики свистовых волн, как угол Жандрэна и угол Стори. Напомним, что угол Жандрэна — это, отличный от нуля и $\pi/2$, угол между волновым вектором и

внешним магнитным полем B_0 , при котором групповая скорость волны коллинеарна B_0 . Угол Стори — это угол максимального отклонения групповой скорости от направления внешнего магнитного поля в области очень низких частот. Для плотной плазмы из теории свистовых волн известно, что для частот $\omega < \omega_c/2$ групповая скорость коллинеарна внешнему магнитному полю, когда угол волновой нормали равен $\theta_G = \arccos(2\omega/\omega_c)$, который, очевидно, существует только для частот $\omega < \omega_c/2$ и называется углом Жандрэна. Для нахождения угла Жандрэна при произвольном p и значений частот ω , удовлетворяющих условию $\omega \ll \omega_c$, которое, строго говоря, является условием применимости всех результатов, основанных на уравнении (5), мы сначала находим перпендикулярную компоненту групповой скорости из соотношения (5) как производную неявной функции и приравниваем ее к нулю

$$v_{g\perp} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k_{\perp}} = -\frac{\partial \Phi / \partial k_{\perp}}{\partial \Phi / \partial \omega} = 0. \quad (8)$$

Далее мы решаем совместно два уравнения: уравнение (8) и уравнение (5) относительно k^2 и $\cos^2 \theta$. Решение этой системы не является единственным. То решение для угла Жандрэна, которое соответствует свистовой моде, для которой $\omega < \omega_p$, имеет вид

$$\cos^2 \theta_G = \frac{F^2}{(1 + p^2 F^2)(F^2 p^2 - p^2 + F^4(1 + p^2 - p^6) + F^6 p^2(1 + p^2)^3)} \times \\ \times \left[(1 + p^2) \left(F^2(1 + 4p^2) + 2F^4 p^4 + F^6 p^4(1 + p^2)^2 - 2p^2 \right) - \right. \\ \left. - (1 + 2p^2 - F^2(2 + 3p^2 + p^4)) \sqrt{(1 - F^2)(p^2 + p^4)(1 + F^2 p^2 + F^4 p^4)} \right], \quad (9)$$

где мы использовали нормированную частоту F , через которую записано дисперсионное уравнение (5). Поскольку формула (9) достаточно громоздкая, мы приведем асимптотические выражения для косинуса угла Жандрэна свистовых волн в двух предельных случаях

$$\cos \theta_G = \begin{cases} \left(1 + \frac{\omega_p^3}{\omega^2 \omega_c} \right)^{-1/2}, & p \ll 1, \quad \omega \ll \omega_p; \\ \frac{2\omega}{\omega_c}, & p \gg 1, \quad \omega \ll \omega_c. \end{cases} \quad (10)$$

На рис. 6 показаны зависимости косинуса угла Жандрэна от безразмерной частоты, рассчитанные по формуле (5), для трех значений параметра $p = 0.1, 0.7$ и 7 . Асимптотические зависимости для случая малых и больших значений параметра p , рассчитанные по формуле (10), показаны штриховой и штрихпунктирной линиями соот-

ветственно. Мы видим, что интервал частот, в котором существует угол Жандрэна, уменьшается с ростом p : при $p = 0.1$ жандрэновский угол существует вплоть до частоты $\omega = 0.7\omega_p$, а при $p = 0.7$ этот интервал ограничен значением частоты $\omega \simeq 0.5\omega_p$. В каждом из этих случаев $\cos \theta_G$ увеличивается с ростом частоты, следовательно сам угол Жандрэна уменьшается. Из этих соображений, приравняв косинус единице, можно найти верхнюю предельную частоту волны, до которой существует угол Жандрэна. Она дается следующей формулой:

$$\omega_{\max}^2 = \frac{4 + 3p^2 - p\sqrt{8 + 5p^2}}{2(4 + 4p^2 + p^4)} \omega_p^2. \quad (11)$$

Зависимость максимальной нормированной предельной частоты от параметра p показана на рис. 7. Штриховой линией показана зависимость

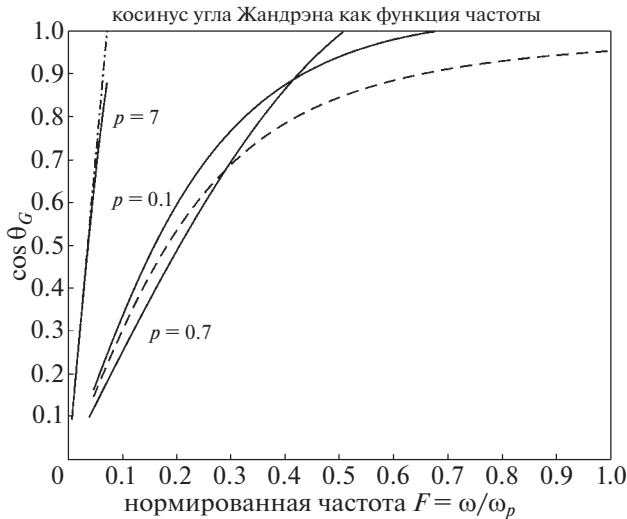


Рис. 6. Зависимости косинуса угла Жандрэна от частоты для трех значений параметра $p = 0.1, 0.7$ и 7 . Асимптотические зависимости для случая малых и больших значений параметра p показаны штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно.

$F = 1/2p$, которая представляет собой максимальную частоту, до которой существует угол Жандрэна в плотной плазме, т.е. при больших p . Поскольку это значение частоты лежит на границе применимости нашего анализа, асимптотика выражения (11) при больших p не совпадает точно с $1/2p$.

Для плотной плазмы ($p \gg 1$) Стори показал, что групповая скорость низкочастотных свистовых волн не отклоняется от направления внешнего магнитного поля на угол более 19.47° [19]. В случае, когда $\omega_p < \omega_c$ ($p < 1$), наличие угла Жандрэна является необходимым и достаточным условием существования угла Стори, т.е. максимального, не равного 90° , угла отклонения групповой скорости от направления внешнего магнитного поля. Это видно графически из рис. 5: так как при больших $k_\perp$ линии постоянной частоты загибаются вверх, то если существует угол Жандрэна, т.е. минимум на этой линии, то между ним и максимумом при $\theta = 0$ всегда существует точка, в которой перпендикуляр к линии отклонится от вертикали на максимальный угол. На рис. 8 показан трехмерный график зависимости максимального отклонения групповой скорости от направления магнитного поля в зависимости от безразмерной частоты и параметра p . Найти эту зависимость аналитически не удастся. Численно же абсолютный максимум этого угла в диапазоне частот $\omega < 0.8\omega_p$ и $p < 0.9$ равен 18.16° . Это значение можно назвать углом Стори для случая разреженной плазмы ($p < 1$).

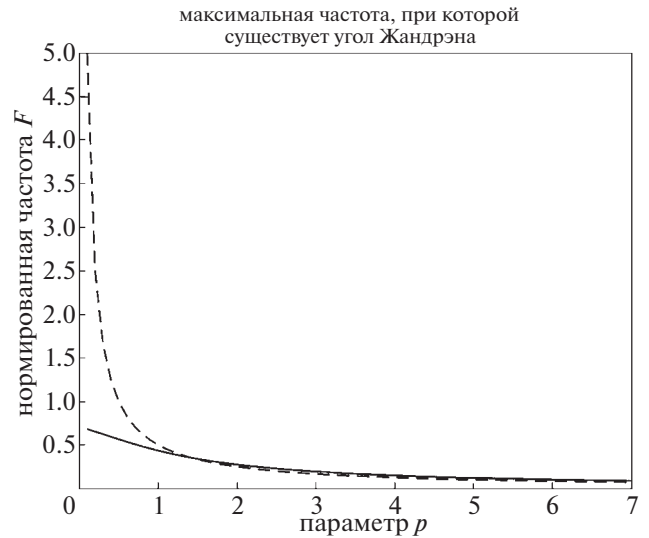


Рис. 7. Зависимость предельной частоты, до которой существует угол Жандрэна, от параметра p . Штриховой линией показана максимальная частота, до которой существует угол Жандрэна в плотной плазме.

Рассмотрим теперь поляризацию низкочастотных волн в плазме произвольной плотности, делая, как и выше, акцент на случай разреженной плазмы. Как и при выводе основных уравнений считаем, что внешнее магнитное поле B_0 направлено вдоль оси z , волновой вектор k лежит в плоскости (x, z) , а электрическое и магнитное поле волны задаются выражениями

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \text{Re}\{E \mathbf{a} \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]\}; \\ \mathcal{B} &= \text{Re}\{B \mathbf{b} \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где E, B — комплексные амплитуды, а $\mathbf{a}, \mathbf{b}$ — комплексные вектора поляризации электрического и магнитного поля волны соответственно. Компоненты вектора поляризации называют также по-

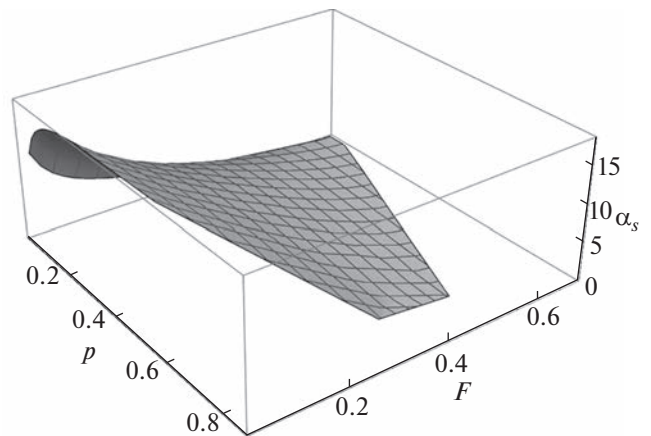


Рис. 8. Трехмерный график зависимости угла Стори в градусах от безразмерной частоты и параметра p .

ляризационными коэффициентами. Без ограничения общности можно положить $a_x = 1$. Поляризационные коэффициенты a_j выражаются через компоненты тензора диэлектрической проницаемости, показатель преломления и угол волновой нормали следующим образом (с учетом сделанного выше замечания) [2]:

$$a_x = 1, \quad a_y = -\frac{i\epsilon_2}{N^2 - \epsilon_1}, \quad a_z = \frac{N^2 \sin \theta \cos \theta}{N^2 \sin^2 \theta - \epsilon_3}. \quad (13)$$

Комплексный вектор поляризации магнитного поля $\mathbf{b}$ связан с вектором $\mathbf{a}$ соотношением, которое следует из закона индукции Фарадея

$$\begin{aligned} b_x &= -Na_y \cos \theta, \\ b_y &= N \cos \theta - Na_z \sin \theta, \quad b_z = Na_y \sin \theta. \end{aligned} \quad (14)$$

В рассматриваемой геометрии одна из полуосей эллипса поляризации электрического поля волны лежит в плоскости (x, z) , а вторая направлена по y . То же самое относится к магнитному полю волны. Эллиптичностью электрического (магнитного) поля называют отношение меньшей полуоси эллипса поляризации к большей, взятой со знаком плюс, если направление вращения поля волны соответствует направлению вращения электронов в магнитном поле, или со знаком минус если поле вращается в направлении вращения протонов. В первом случае поляризацию называют правой, во втором случае левой. Поскольку в бесстолкновительной плазме частота ω , волновое число k , а с ними и показатель преломления N являются действительными величинами, то электрическое и магнитное поле волны всегда вращаются в одном направлении, что следует из (13), (14). Поэтому знак поляризации не зависит от того, определена она по электрическому или магнитному полю. С учетом (13) нетрудно видеть, что при выборе $a_x = 1$, знак поляризации совпадает со знаком величины $-ia_y$. Резюмируя, можно записать выражения для поляризации электрического и магнитного поля волны, соответственно, L_E и L_B в виде

$$L_E = \min(\sqrt{|a_y|^2/(1+a_z^2)}, \sqrt{(1+a_z^2)/|a_y|^2}) \text{sign}(-ia_y), \quad (15)$$

$$L_B = \min(\sqrt{(|b_x|^2 + |b_z|^2)/b_y^2}, \sqrt{b_y^2/(|b_x|^2 + |b_z|^2)}) \text{sign}(-ia_y). \quad (16)$$

Как показывает анализ, знак поляризации зависит не только от волновой моды, но и в рамках одной моды может зависеть от волнового вектора, что имеет место, в частности, для z -моды. Поляризация электрического и магнитного поля для трех волновых мод в разреженной плазме показана на рис. 9 для значения параметра $p = 0.3$. Мы

видим, что свистовая волна в разреженной плазме, также как и в плотной плазме, во всем диапазоне волновых векторов имеет правую поляризацию, обыкновенная волна имеет левую поляризацию, а поляризация z -моды в зависимости от значений волнового вектора может быть как правой, так и левой. Сравнение поляризации магнитного поля свистовой волны в разреженной и плотной плазме показано на рис. 10. Мы видим, что для $p = 0.5$ поляризация свистовой волны меняется от 0.45 до 1, в то время, как в плотной плазме поляризация магнитного поля свиста близка к круговой во всей области волновых векторов. Существенное отличие поляризации магнитного поля свистовой волны от круговой при $p < 1$ может служить одним из индикаторов разреженной плазмы. Естественно что это отличие проявляется только при углах волновой нормали не равных нулю, в то время как в случае продольного распространения электромагнитные волны в магнитоактивной плазме всегда имеют круговую поляризацию [1, 2].

При исследовании генерации волн и их резонансного взаимодействия с частицами важной величиной является плотность энергии волны, которая включает энергию электромагнитного поля и кинетическую энергию колебательного движения нерезонансных частиц. Общее выражение для плотности энергии волны имеет вид [35]

$$U = \frac{1}{16\pi\omega\partial\omega} (\omega^2 \epsilon_{ij}) a_j a_i^* |E|^2, \quad (17)$$

где E — амплитуда электрического поля волны, а a_j — поляризационные коэффициенты (13). Поскольку мы полагаем $a_x = 1$, то величина E фактически представляет собой амплитуду компоненты электрического поля волны в плоскости $(\mathbf{B}_0, \mathbf{k})$, перпендикулярную $\mathbf{B}_0$. Производные тензора диэлектрической проницаемости по частоте вычисляются достаточно просто. Однако, поскольку плотность энергии зависит от поляризационных коэффициентов, которые в свою очередь зависят от показателя преломления, общее выражение для плотности энергии волны для всех частот и углов распространения в области $\omega_{LH} \ll \omega \ll \omega_c$ получается чрезвычайно громоздким. Поэтому мы приводим его графически на рис. 11 для свистовой моды для трех значений параметра p : $p = 0.3$, $p = 1$ и $p = 2$. На данном рисунке в виде “цветового” кода изображен логарифм плотности энергии волны, нормированной на $|E|^2/8\pi$, как функция угла волновой нормали θ в градусах и безразмерной частоты.

В аналитическом виде мы приведем выражение для плотности энергии волны в частном случае продольного распространения, когда показатель преломления определяется выражением

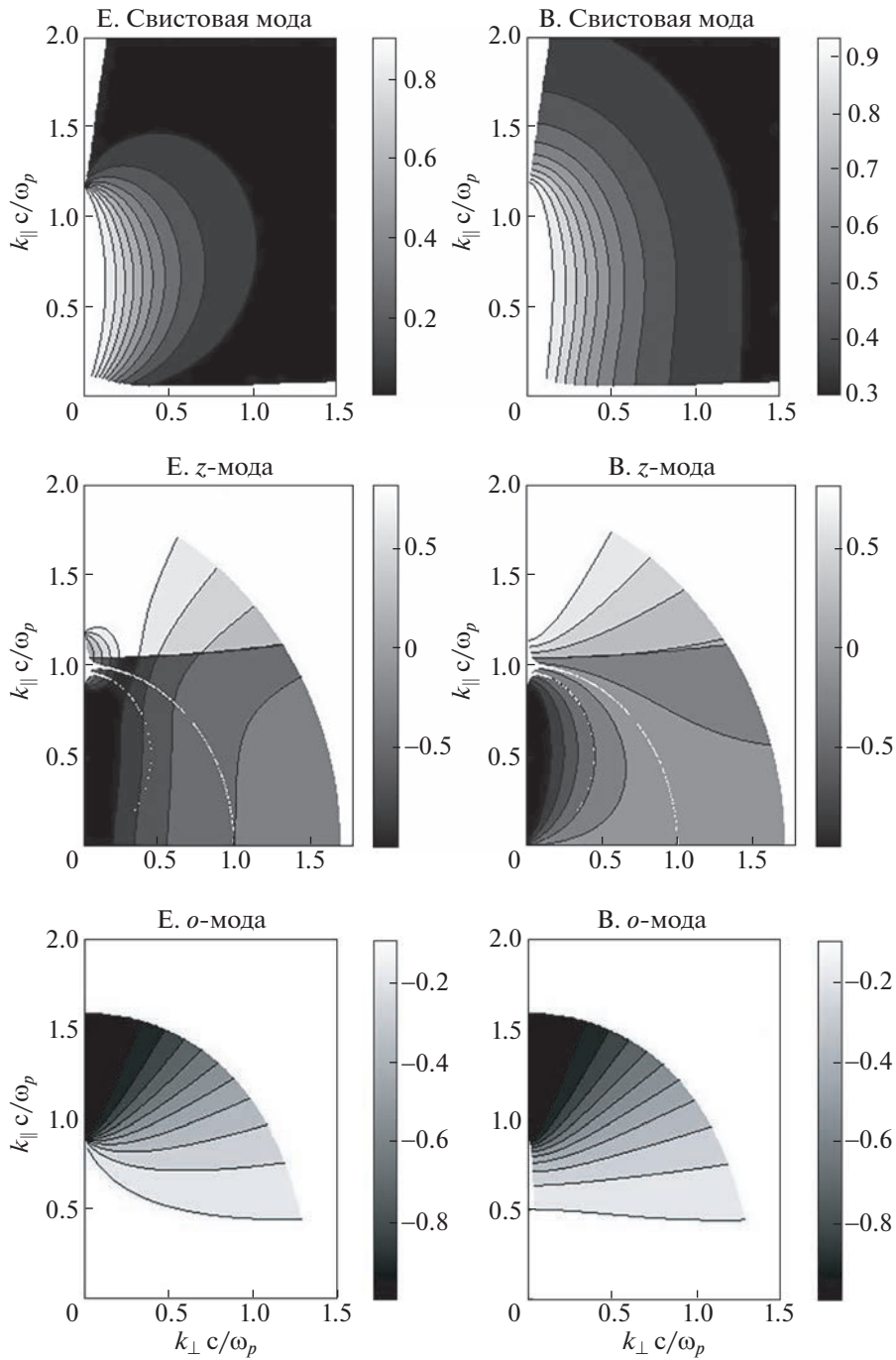


Рис. 9. Поляризация электрического (левые панели) и магнитного (правые панели) поля для трех волновых мод при $p = 0.3$.

$N^2 = \epsilon_1 \pm \epsilon_2$, а поляризация волны круговая — правая или левая [1, 2]. В этом случае из (17) получим

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{|E|^2}{8\pi} \left[2(1 + p^2) \pm \frac{\omega_p^2}{\omega\omega_c} \right] \equiv \\
 &\equiv \frac{|B|^2}{8\pi N^2} \left[2(1 + p^2) \pm \frac{\omega_p^2}{\omega\omega_c} \right], \quad (18)
 \end{aligned}$$

где знак плюс соответствует волнам с правой поляризацией, а знак минус — с левой. Подчеркнем, что в случае продольного распространения знак поляризации однозначно связан со знаком в выражении для квадрата показателя преломления N^2 (см. выше). Так, для волновой моды, для которой $N^2 = \epsilon_1 - \epsilon_2$, поляризация является пра-

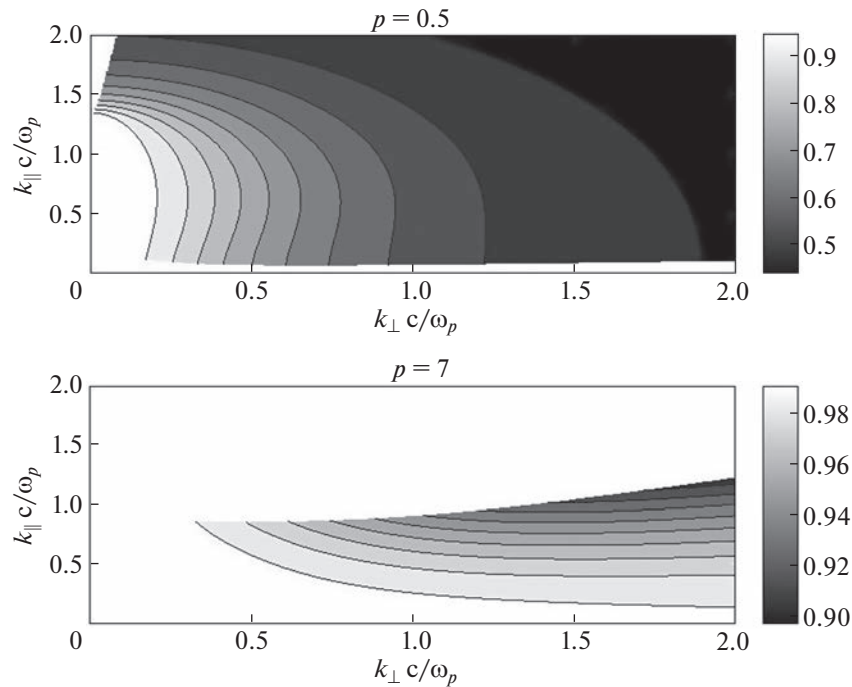


Рис. 10. Сравнение поляризации магнитного поля свистовой волны для $p = 0.5$ и для $p = 7$.

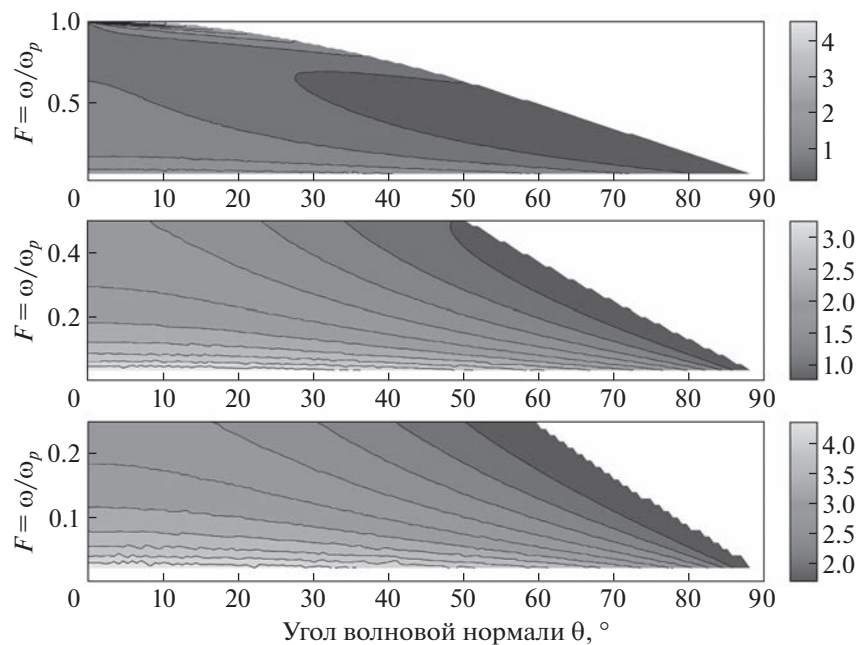


Рис. 11. Зависимость нормированной плотности энергии свистовой волны от угла волновой нормали и нормированной частоты для трех значений параметра p .

вой, а волновая мода, для которой $N^2 = \epsilon_1 + \epsilon_2$, имеет левую поляризацию. Для правополяризованной свистовой волны плотность энергии принимает вид

$$U = \frac{|B|^2}{8\pi} \left[1 + \frac{\omega(p^2 + 1)}{\omega(p^2 + 1) + p\omega_p} \right]. \quad (19)$$

Формула (19), также как и другие результаты настоящей работы, справедлива при выполнении условия $\omega \ll \omega_c$. Если при этом $p \gg 1$, то (19) переходит в хорошо известное выражение для плотности энергии низкочастотной свистовой волны в плотной плазме при продольном распространении (см., например, [17]):

$$U = \frac{|B|^2}{8\pi} \frac{\omega_c}{\omega_c - \omega}.$$

Получить явное выражение для плотности энергии свистовой волны удастся еще в одном предельном случае, а именно, в случае очень низ-

кочастотных свистов в сильно разреженной плазме, т.е. при выполнении условий

$$\omega \lesssim \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \ll \omega_p.$$

Вычисления, которые мы здесь не приводим, дают

$$U = \frac{|E|^2}{8\pi} \left[1 + \frac{2\omega_p^4 \cos^2 \theta \left(1 + \cos^2 \theta + \sqrt{\frac{4\omega_p^4}{\omega^2 \omega_c^2} \cos^2 \theta + \sin^4 \theta} \right)}{\omega^2 \omega_c^2 \left(\sin^2 \theta + \sqrt{\frac{4\omega_p^4}{\omega^2 \omega_c^2} \cos^2 \theta + \sin^4 \theta} \right)^2} \right]. \quad (20)$$

Для случая продольного распространения, т.е. при $\theta = 0$, это выражение переходит в формулу (18) с точностью до первого порядка по p . Подчеркнем, что поскольку при $\omega_p \ll \omega_c$ нижнегибридная частота близка к плазменной частоте протонов, то условие $\omega \ll \omega_p$ совместимо с условием применимости всего нашего рассмотрения $\omega \gg \omega_{LH}$.

Детальное исследование резонансного взаимодействия квазимонохроматических волн и частиц в разреженной плазме ($p < 1$) с использованием полученных выше результатов мы предполагаем выполнить в дальнейшем.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одним из базовых уравнений линейной теории волновых явлений в холодной магнитоактивной плазме является биквадратное уравнение для показателя преломления волн, которое определяет величину $N^2 = k^2 c^2 / \omega^2$ как функцию частоты и угла волновой нормали. Решение этого уравнения, однако, не является дисперсионным уравнением в строгом смысле этого слова, так как оно не определяет в явном виде зависимость частоты волны от волнового вектора при фиксированных параметрах плазмы. Такое уравнение известно лишь в ряде частных случаев, например, для волн с частотами много ниже протонной гирочастоты (как и выше, мы говорим об электрон-протонной плазме) и для свистовых волн в плотной плазме, когда $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$ [1, 2]. Поляризационные характеристики волн также известны только как функции частоты и угла волновой нормали, а не как функции волнового вектора. В то же время, зависимость частоты от волнового вектора $\mathbf{k}$, который представляет собой исходную независимую переменную для дисперсионного уравнения $\omega = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{r})$, представляет несомненный интерес, в

частности, для записи уравнений геометрической оптики

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \equiv \mathbf{v}_g; \quad \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{r}}, \quad (21)$$

где $\mathbf{v}_g$ — групповая скорость. В настоящей работе получено бикубическое уравнение для частоты волны как функции волнового вектора, а также представлен алгоритм сортировки трех его решений по волновым модам. Получаемые таким образом численные дисперсионные уравнения для трех волновых мод, которые представляют собой три матрицы на плоскости $(k_\perp, k_\parallel)$, справедливы для частот много меньше электронной гирочастоты при произвольном соотношении между ω_p^2 и ω_c^2 . Кроме того, представлены поляризационные характеристики волн для различных соотношений между ω_p^2 и ω_c^2 .

Особое внимание уделено исследованию дисперсионных и поляризационных характеристик низкочастотных свистовых волн $\omega \ll \omega_c$ для случая разреженной плазмы $\omega_p^2 < \omega_c^2$. (Как уже отмечалось, свистовые волны в плотной плазме с $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$ исследованы наиболее полно.) Получено выражение для угла Жандрэна — отличного от нуля угла волновой нормали, при котором групповая скорость свистовой волны направлена вдоль внешнего магнитного поля, и определена максимальная частота волны, для которой такой угол существует. Показано, что для частот, для которых существует угол Жандрэна, максимальный угол отклонения групповой скорости от направления внешнего магнитного поля не может превышать определенного значения, и численно определено это значение. Данное утверждение является аналогом теоремы Стори для низкочастотных свистовых волн в плотной плазме.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 22-22-00135.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А.И. (ред.), Ахиезер И.А., Половин Р.В., Сутенко А.Г., Степанов К.Н. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.
2. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
3. Helliwell R.A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford: Stanford University Press, 1965.
4. Ferencz C., Ferencz O.E., Hamar D., Lichtenberger J. (eds). Whistler phenomena. Short impulse propagation. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001.
5. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 88.
6. Matsumoto H., Kimura I. // Planetary Space Sci. 1971. V. 19. P. 567.
7. Matsumoto H. // Wave instabilities in space plasmas / Eds. Palmadesso P.J., Papadopoulos K. Hingham: D. Reidel, 1979. 163 p.
8. Omura Y., Nunn D., Matsumoto H., Rycroft M.J. // J. Atmospheric Terrestrial Phys. 1991. V. 53. P. 351.
9. Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J., Nunn D. // Geomagnetism and Aeronomy. 2006. V. 46. P. 711.
<https://doi.org/10.1134/S0016793206060053>
10. Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J., Nunn D. // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49(1). 24.
<https://doi.org/10.1134/S0016793209010034>
11. Shklyar D.R. // Planetary Space Sci. 1986. V. 34. P. 1091.
12. Thorne R.M., Kennel C.F. // J. Geophys. Res. 1971. V. 76(19). P. 4446.
<https://doi.org/10.1029/JA076i019p04446>
13. Сажин С.С. Естественные радиоизлучения в магнитосфере Земли. М.: Наука, 1982. 9 с.
14. Artemyev A., Agapitov O., Breuillard H., Krasnoselskikh V., Rolland G. // Geophys. Res. Lett. V. 39. P. L08105.
<https://doi.org/10.1029/2012GL051393>
15. Artemyev A., Agapitov O., Mourenas D., Krasnoselskikh V., Shastun V., Mozer F. // Space Sci. Rev. 2016.
<https://doi.org/10.1007/s11214-016-0252-5>
16. Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 2000. V. 62. P. 1719.
17. Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J. Whistler and Alfvén mode cyclotron masers in space. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
18. Шкляр Д.Р. // Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. 2. С. 391.
19. Storey L.R.O. // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1953. V. A246(908). P. 113.
20. Gendrin R. // Planet. Space Sci. 1961. V. 5. P. 274.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(61\)90096-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(61)90096-4)
21. Kimura I. // Radio Sci. 1966. V. 1(3). P. 269.
22. Kimura I. // Space Sci. Rev. 1985. V. 42 (3/4). P. 449.
23. Smith R.L., Angerami J.J. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73 (1). P. 1.
24. Barnhart B.L., Kurth W.S., Groene J.B., Faden J.B., Santolik O., Gurnett D.A. // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. P. A05218.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014069>
25. Tetrick S.S., Gurnett D.A., Kurth W.S., Imai M., Hospodarsky G.B., Bolton S.J., Connerney J.E.P., Levin S.M., Mauk B.H. // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 4447.
<https://doi.org/10.1002/2017GL073073>
26. Zhang X.-J., Ma Q., Artemyev A.V., Li W., Kurth W.S., Mauk B.H., Clark G., Allegrini F., Gershman D.J., Bolton S.J. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2020. V. 125. P. e2020JA027957.
<https://doi.org/10.1029/2020JA027957>
27. Kurth W.S., Mauk B.H., Elliott S.S., Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., Santolik O., Connerney J.E.P., Valek P., Allegrini F., Gladstone G.R., Bolton S.J., Levin S.M. // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 9372.
<https://doi.org/10.1029/2018GL078566>
28. Sulaiman A.H., Mauk B.H., Szalay J.R., Allegrini F., Clark G., Gladstone G.R., Kotsiaros S., Kurth W.S., Bagenal F., Bonfond B., Connerney J.E.P., Ebert R.W., Elliott S.S., Gershman D.J., Hospodarsky G.B., Hue V., Lysak R.L., Masters A., Santolik O., Saur J., Bolton S.J. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2022. V. 127. P. e2022JA030334.
<https://doi.org/10.1029/2022JA030334>
29. Persoon A.M., Kurth W.S., Gurnett D.A., Groene J.B., Sulaiman A.H., Wahlund J.-E., Morooka M.W., Haddid L.Z., Nagy A.F., Waite J.H., Jr., Cravens T.E. // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. P. 3061.
<https://doi.org/10.1029/2018GL078020>
30. Lamy L., Cecconi B., Zarka P., Canu P., Schippers P., Kurth W.S., Mutel R.L., Gurnett D.A., Menietti D., Louarn P. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2010. V. 116. P. A04212.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016195>
31. Shprits Y.Y., Menietti J.D., Gu X., Kim K.C., Horne R.B. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. P. A11216.
<https://doi.org/10.1029/2012JA018031>
32. Menietti J.D., Averkamp T.F., Imai M., Kurth W.S., Clark G.B., Allegrini F., Groene J.B., Faden J.B., Bolton S.J. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2021. V. 126. P. e2020JA028742.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028742>
33. Lamy L., Schippers P., Zarka P., Cecconi B., Arridge C.S., Dougherty M.K., Louarn P., Andre N., Kurth W.S., Mutel R.L., Gurnett D.A., Coates A.J. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L12104.
<https://doi.org/10.1029/2010GL043415>
34. Mutel R.L., Menietti J.D., Gurnett D.A., Kurth W., Schippers P., Lynch C., Lamy L., Arridge C., Cecconi B. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L19105.
<https://doi.org/10.1029/2010GL044940>
35. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

УДК 533.924

ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЙ КОРРОЗИИ ЖЕЛЕЗА В ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2023 г. В. Н. Бабичев^а, Д. В. Высоцкий^а, К. Э. Галеева^а, А. Н. Кириченко^а, А. А. Некрасов^а,
А. В. Угодчикова^а, Н. И. Трушкин^{а,*}, А. В. Филиппов^а, Ю. В. Черепанова^а, В. Е. Черковец^а

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

*e-mail: trushkin@triniti.ru

Поступила в редакцию 26.07.2023 г.

После доработки 19.09.2023 г.

Принята к публикации 20.09.2023 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния шероховатости поверхности образцов железа на скорость их коррозии в низкотемпературной плазме влажного воздуха атмосферного давления, генерируемой пучком быстрых электронов. Установлено, что процесс плазмохимической коррозии железа, инициированный воздействием плазмы влажного воздуха, имеет две характерные временные стадии: плазменную и постплазменную, которые существенно различаются по длительности, скорости коррозии и конечным продуктам. Показано, что величина шероховатости поверхности не оказывает заметного влияния на скорость коррозии на плазменной стадии, в то время как на постплазменной стадии скорость коррозии заметно увеличивается с ростом величины шероховатости.

Ключевые слова: электронно-пучковая плазма, влажный воздух, радиация, коррозия, железо

DOI: 10.31857/S0367292123601005, **EDN:** HBCVSG

1. ВВЕДЕНИЕ

Коррозия металлов, индуцированная радиоактивным облучением, является одним из видов деградации материалов под действием радиации, при котором металл переходит в окисленное (ионное) состояние [1, 2]. В отличие от других видов радиационной деградации материалов, в механизме которых определяющим процессом является воздействие радиоактивного излучения непосредственно на материал и приводящее к нарушению и изменению его кристаллической структуры, при радиационной коррозии главным эффектом радиоактивного излучения является создание агрессивной коррозионной среды (химически активной неравновесной низкотемпературной плазмы), которая контактирует и взаимодействует с поверхностью металла. Воздействие радиации непосредственно на материал, которое имеет важное значение для процесса коррозии, в данном случае, по-видимому, ограничивается его нагревом. В настоящее время радиационная плазмохимическая коррозия металлов является весьма слабоизученным явлением и его физико-химический механизм, включающий в себя как объемные процессы генерации низкотемпературной плазмы, так и гетерогенные процессы ее взаимодействия с поверхностью металла, сопровождающиеся межфазным переносом электронов и

ионов, находится в стадии формирования. Некоторые из отличительных закономерностей, характеризующих радиационную плазмохимическую коррозию железа, инициируемую пучком быстрых электронов как имитатором радиоактивного β -излучения, были установлены и описаны в работе [3]. Основываясь на полученных экспериментальных данных, в [3] было выдвинуто предположение о том, что важную роль в механизме радиационной плазмохимической коррозии могут играть кластерные гидратированные ионы обоих знаков, которые обильно образуются в плазме влажного воздуха при атмосферном давлении. Численное моделирование ионного состава плазмы и процесса плазмохимической коррозии железа подтвердило на качественном уровне это предположение, однако удовлетворительного количественного соответствия между экспериментальными данными по скорости коррозии металла и результатами численного моделирования получено не было. Эта ситуация свидетельствует о том, что изучаемый вид коррозии является сложным многопараметрическим явлением, в механизме которого могут вносить вклад различные факторы. Одним из таких факторов является состояние поверхности корродирующего металла. Следует отметить, что термин “состояние поверхности” включает в себя большое количество

самых разнообразных физических, химических, геометрических и других характеристик поверхности, которые отражают то или иное ее свойство.

Основной задачей настоящей работы является выяснение влияния шероховатости поверхности корродирующего металла (железа) на скорость его коррозии в электронно-пучковой плазме влажного воздуха, возбуждаемой стационарным пучком быстрых электронов как имитатором высокоэнергетического ионизирующего β -излучения продуктов распада радиоактивных элементов отработавшего ядерного топлива. В статье представлены результаты экспериментальных исследований скорости радиационной плазмохимической коррозии образцов железа, шероховатость поверхности которых варьировалась более чем в 40 раз, в зависимости от величины относительной влажности воздуха, облучаемого пучком быстрых электронов с энергией 115 кэВ. Шероховатость поверхности является одним из факторов, характеризующих текстуру поверхности и влияющих на свободную энергию электрохимической реакции, которая, в свою очередь, может оказывать значительное влияние на скорость коррозии металлов из-за изменения электрохимической кинетики на межфазной границе раздела металла и окружающей среды. Согласно литературным данным [4–6], именно этот параметр поверхности может оказывать наиболее существенное влияние на скорость химической и электрохимической коррозии металлов в отсутствие радиации. Однако выполненные разными авторами исследования скорости коррозии различных металлов показывают неоднозначную ее зависимость от величины шероховатости поверхности. Так, в работах [7, 8] показано, что скорость электрохимической коррозии углеродистой стали и меди в водных растворах NaCl и CaCl_2 увеличивается с ростом шероховатости поверхности, в то время как в [9] в близких экспериментальных условиях получены противоположные результаты. Взаимосвязь между состоянием поверхности и коррозионными свойствами представляет интерес при изучении механизма коррозии, а также при разработке новых, наиболее эффективных и экономически выгодных способов обработки поверхности с целью придания ей требуемых антикоррозионных свойств.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки, на которой были выполнены исследования по определению влияния шероховатости поверхности образцов железа на скорость их коррозии в плазме влажного воздуха, формируемой стационарным пучком быстрых электронов, представлена на рис. 1. Ее подробное описание приведено в [3].

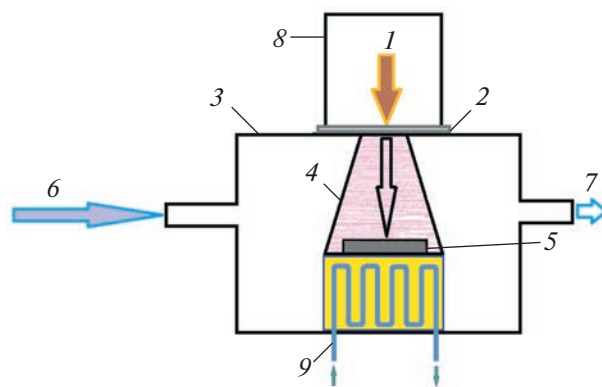


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования коррозии железа в электронно-пучковой плазме: 1 – пучок электронов с энергией 115 кэВ, 2 – выходное окно ускорителя электронов, в качестве которого выступала фольга из алюминия толщиной 14 мкм, 3 – рабочая камера, 4 – плазма, создаваемая пучком быстрых электронов во влажном воздухе, 5 – образец из железа, 6 – напуск влажного воздуха, 7 – откачка, 8 – вакуумированная камера ускорителя электронов, 9 – водяное охлаждение образца.

Здесь мы кратко напомним ее основные параметры. Стационарный пучок быстрых электронов 1 с начальной энергией 115 кэВ и поперечным сечением $S = 2 \text{ см}^2$ вводился через тонкую фольгу 2 в плазмохимический реактор 3 (ПХР), заполненный рабочим плазмообразующим газом (влажным воздухом) при атмосферном давлении. Плазмохимический реактор, в который помещался исследуемый образец железа 5, был изготовлен из оптического стекла, имел форму прямого цилиндра длиной 70 мм и внутренним диаметром, равным 175 мм. Система газоподготовки позволяла варьировать относительную влажность воздуха (RH) в плазмохимическом реакторе в диапазоне $\text{RH} = 0.05\text{--}96\%$ при температуре газа $T = 295 \text{ К}$.

Для поддержания заданного уровня влажности в ПХР в течение всего времени обработки $t = 20 \text{ мин}$ все эксперименты проводились при слабой прокачке воздуха с объемным расходом $Q = 100 \text{ см}^3/\text{с}$.

В качестве исследуемых металлических образцов, как и в [3], использовались пластинки технически чистого АРМКО железа с поперечными размерами $70 \times 70 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.5 мм, которые размещались в плазмохимическом реакторе на массивном термостате, поддерживающим температуру образцов в течение эксперимента на уровне $(300 \pm 3) \text{ К}$. В соответствии с паспортом содержание Fe в АРМКО железе составляет не менее 99.9% (по массе), оно проходит специальную термическую обработку в защитной среде, в результате которой в материале снижается коли-

чество дефектов в кристаллической решетке, уменьшается внутреннее напряжение, а также укрупняется зерно и уменьшается суммарная удельная поверхность зерен. Этот тип железа является популярным объектом при проведении модельных исследований коррозии металлов в различных условиях [1–3] ввиду его повышенной коррозионной стойкости и широкого использования в качестве базового компонента при производстве различных конструкционных сталей.

При проведении эксперимента исследуемые образцы подвергаются одновременному комбинированному плазмохимическому воздействию и бомбардировке быстрыми электронами пучка. Для определения вклада каждого из указанных факторов в изучаемое явление коррозии ряд экспериментов был проведен с экранировкой части исследуемого образца пластиной из свинца. Свинцовая пластина толщиной 5 мм закрывала половину образца и располагалась либо вплотную к нему, либо находилась на расстоянии 10 мм от его поверхности. В первом случае закрытая половина образца экранировалась как от воздействия плазмы, так и от бомбардировки быстрыми электронами. Во втором случае слаборасходящийся электронный пучок не попадал в большую часть экранированной области, в то время как нарабатанная им воздушная плазма за счет внешней прокачки и диффузии свободно затекала в эту область и взаимодействовала с поверхностью.

Существенные отличия от работы [3] в методике проведения эксперимента касаются только способов подготовки обрабатываемых образцов железа и некоторых использованных методов диагностики поверхности. Согласно ГОСТ № 2789-73 “Шероховатость поверхности” [10], морфология поверхности характеризуется несколькими параметрами, при этом наиболее универсальным и предпочтительным по рекомендации [10] является параметр R_a – среднее арифметическое отклонение профиля поверхности от средней линии. В соответствие с [10], весь диапазон чистоты обработки поверхности делится на 14 классов, для которых параметр R_a варьируется в пределах $R_a = 80–0.01$ мкм. При проведении настоящих исследований были использованы образцы железа с 4 классами механической обработки поверхности, которым соответствовали 4 различных значения параметра $R_a = 4.3$ мкм (4 класс), 0.4 мкм (8 класс), 0.15 мкм (9 класс) и 0.10 мкм (10 класс). Измерение шероховатости образцов железа выполнялись бесконтактным методом с помощью конфокального микроскопа марки Olympus LEXT OLS 5000 сразу после их механической обработки, а также после обработки радиационной плазмой. Перед установкой в плазмохимический реактор все образцы промывались ацетоном и изопропиловым спиртом.

Влияние величины шероховатости на скорость коррозии железа в плазме влажного воздуха экспериментально исследовалось с использованием гравиметрического метода по изменению (увеличению) массы корродирующего образца при различной величине относительной влажности плазмообразующего газа и разной скорости ионизации газа пучком быстрых электронов. Для повышения достоверности полученных результатов каждый эксперимент при постоянных условиях повторялся 3 раза. После плазменной обработки и взвешивания образцы железа хранились либо в комнате при контролируемой постоянной температуре и влажности, либо помещались в специальные камеры с регулируемой газовой атмосферой, влажностью и уровнем освещения. Во всех случаях наряду с образцами, обработанными в плазме, в комнате и в камерах находились контрольные (необработанные в плазме) аналогичные образцы. В течение всего срока хранения (около 10 дней) все образцы периодически взвешивались. Для идентификации и качественного анализа состава продуктов коррозии использовался метод Рамановской спектроскопии (спектроскопии комбинационного рассеяния света). Этот метод в последнее время широко используется при проведении исследований процессов коррозии [11, 12].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлена пространственная картина распределения интенсивности ионизации воздуха в плазмохимическом реакторе вдоль направления распространения пучка быстрых электронов, полученная численным моделированием процессов распространения быстрых электронов в газе. Расчет выполнен по модели, которая подробно описана в [3] (см. также [13, 14]), с учетом конкретных параметров данного эксперимента. Тестирование результатов численного моделирования проводилось путем сравнения модельных распределений плотности тока пучка электронов в поперечных сечениях с экспериментальными данными. Видно, что при фиксированной величине полного тока пучка электронов в пространстве ПХР реализуется широкий диапазон интенсивности ионизации газа. Однако в случае, когда при проведении исследований требуется варьировать скорость ионизации газа в небольших пределах (~10 раз), в эксперименте удобнее изменять скорость ионизации газа путем варьирования величины полного тока пучка, используя ее линейную связь со скоростью ионизации [3, 13–15]. Именно такой способ был использован в настоящих исследованиях.

На рис. 3 приведены фотографии поверхности двух образцов железа, обработанных в электрон-

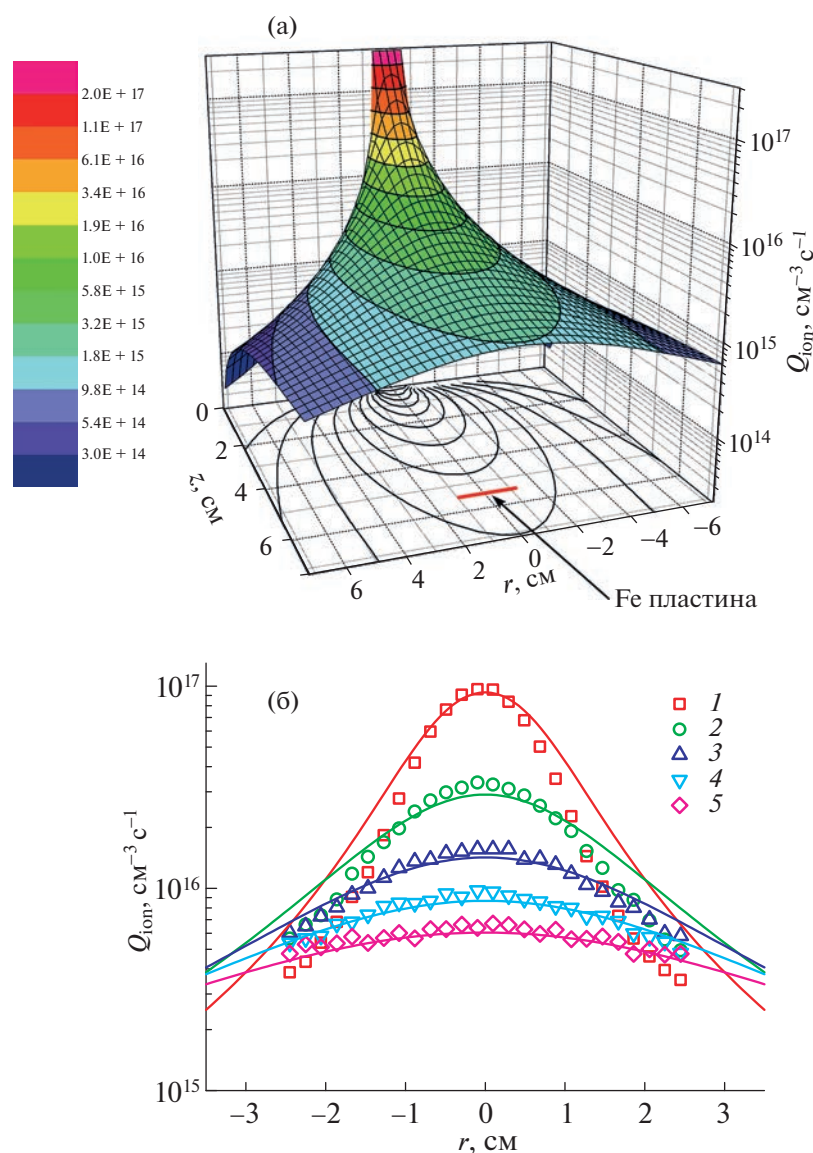


Рис. 2. Пространственное распределение (а) скорости ионизации воздуха пучком быстрых электронов в плазмохимическом реакторе и распределение скорости ионизации газа в поперечном сечении на разных расстояниях от входа пучка в ПХР (б): 1 – $z = 1$ см, 2 – 2 см, 3 – 3 см, 4 – 4 см и 5 – 5 см. Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ.

но-пучковой воздушной плазме с использованием экранирующей свинцовой пластины. Основная цель данного эксперимента состояла в установлении вклада непосредственной бомбардировки пучком быстрых электронов обрабатываемого образца в механизм радиационной коррозии железа. На рис. 3а свинцовая пластина вплотную лежала на левой половине поверхности образца железа и защищала эту половину как от бомбардировки быстрыми электронами пучка, так и от воздействия плазмы, в то время как на рис. 3б экранирующая пластина находилась на расстоянии 10 мм от поверхности образца и защищала левую половину образца только от бомбар-

дировки быстрыми электронами, а рассеянные электроны пучка создавали в этой области плазму, а также генерируемая воздушная плазма внешним потоком газа и за счет диффузии затекала под свинцовую пластину, контактировала со всей поверхностью образца, инициируя ее коррозию.

Из представленных рисунков наглядно видно, что при одновременном отсутствии электронно-пучковой плазмы и бомбардировки быстрыми электронами поверхности исследуемого образца коррозия поверхности не происходит (рис. 3а), в то время как при наличии электронно-пучковой

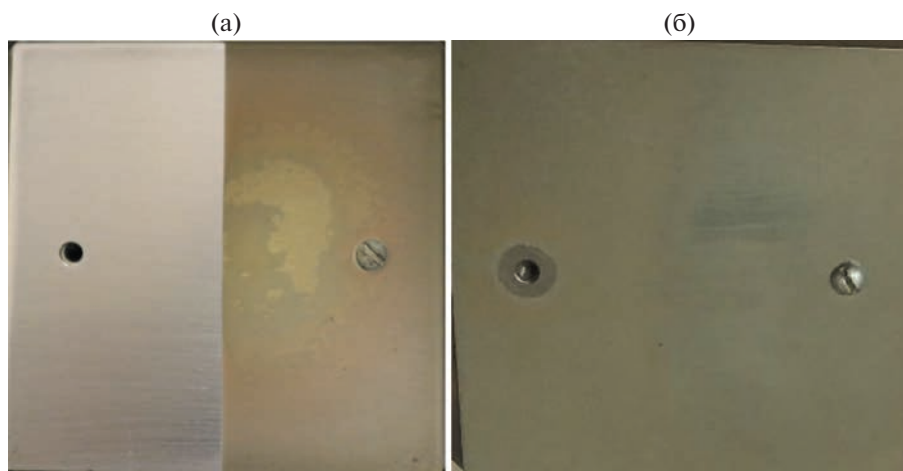


Рис. 3. Внешняя картина коррозии двух образцов железа, обработанных в электронно-пучковой плазме с использованием свинцовой пластины, экранирующей левую половину каждого образца: экранирующая свинцовая пластина находилась на поверхности образца (а), экранирующая свинцовая пластина находилась на расстоянии 10 мм от поверхности образца (б). Относительная влажность воздуха $RH = 80\%$ (а), $RH = 25\%$ (б). Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин.

плазмы отсутствие электронной бомбардировки поверхности образца не оказывает заметного влияния на процесс коррозии железа (рис. 3б). Полученные результаты показывают, что механизм коррозии железа в электронно-пучковой плазме имеет плазмохимическую природу, в котором непосредственная бомбардировка быстрыми электронами исследуемого образца не является существенным фактором. Эти выводы соответствуют современным представлениям о действии ядерных излучений на структуру вещества [16].

При прохождении заряженных частиц через вещество основную роль в механизмах потери их энергии играют электромагнитные взаимодействия, при этом основные потери энергии легких заряженных частиц (электронов) происходят за счет ионизации и возбуждения атомных электронов вещества. В случае прохождения быстрых электронов через металл, в котором изначально имеется большое количество свободных электронов (электронов проводимости), генерация дополнительных электронов не оказывает заметного влияния на свойства металла, в том числе на его коррозионную стойкость. Отметим, однако, что в конечном итоге энергия, затраченная на ионизацию и возбуждение электронов вещества, переходит в тепло и приводит к нагреву вещества, что может повлиять на скорость его коррозии при недостаточном охлаждении. При упругих столкновениях электронов с ядрами атомов вещества атомы могут выбиваться из своих положений в кристаллической решетке в другие узлы или в междоузлия. В этом случае возникают изменения структуры вещества, которые называются радиационными повреждениями (дефектами). Возни-

кающие дефекты решетки могут оказывать значительное влияние на различные физико-химические свойства вещества, в том числе и на его коррозионную стойкость. Для того, чтобы в упругом соударении выбить атом из узла кристаллической решетки, ему необходимо передать энергию выше некоторой пороговой величины E_t , равной разности энергии связи в исходном положении и в междоузлии. Экспериментально установлено, что для железа эта пороговая величина равна $E_t = 24$ эВ. Максимальная энергия E_m , которую налетающий электрон с энергией E и массой m может передать атому массы M в нерелятивистском случае равна

$$E_m = 4E \frac{mM}{(m + M)^2}.$$

Для того, чтобы передаваемая электроном атому железа энергия E_m превысила пороговую $E_t = 24$ эВ, энергия налетающего электрона E должна быть больше $E \geq 600$ кэВ. В настоящих экспериментах использовался пучок электронов с энергией $E = 115$ кэВ, поэтому дефекты кристаллической решетки металла при бомбардировке такими электронами не возникают. В этом случае роль быстрых электронов в механизме коррозии железа заключается в генерации химически активной неравновесной низкотемпературной плазмы.

На рис. 4а, в для примера, приведены фотографии поверхности двух исходных образцов железа с сильно различающимися параметрами шероховатости $R_a = 4.3$ мкм и 0.10 мкм, полученные с помощью конфокального микроскопа Olympus. Здесь же, на рис. 4б, г представлены фотографии

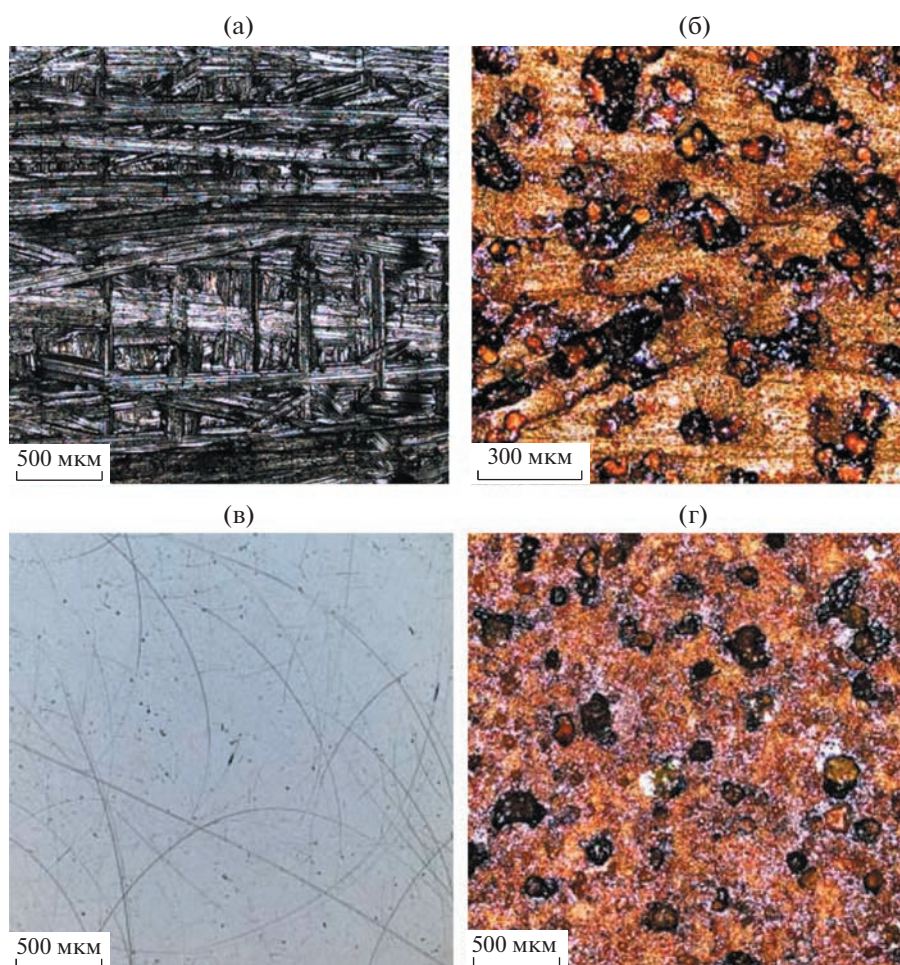


Рис. 4. Фотографии (изображения конфокального микроскопа) исходных (после механической обработки) образцов железа (а, в) и после воздействия плазмы влажного воздуха (б, г). На рисунках (а, б) – параметр шероховатости $R_a = 4.3$ мкм; (в, г) – параметр шероховатости $R_a = 0.10$ мкм. Относительная влажность воздуха $RH = 91\%$, ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин.

поверхности этих образцов после плазменной обработки при относительной влажности воздуха $RH = 91\%$. Параметр шероховатости R_a поверхности образцов после плазменной обработки также измерялся. Интересно отметить, что после воздействия радиационной плазмы при относительной влажности воздуха $RH = 91\%$ параметр шероховатости существенно увеличился и стал примерно одинаковым для всех образцов $R_a = 6–8$ мкм, т.е. наибольший рост шероховатости наблюдается для исходно гладких поверхностей с малым $R_a = 0.10$ мкм. Отметим, что значительный рост шероховатости наблюдается только при высоких значениях относительной влажности воздуха. Как видно из рис. 4б, г, на поверхности обработанных в плазме образцов отсутствуют предпочтительные области коррозии, связанные с исходной морфологией поверхности.

Интересно отметить, что в работе [8] при исследовании электрохимической коррозии меди было установлено, что шероховатость поверхности существенно уменьшается в процессе коррозии.

Как показали проведенные исследования, процесс радиационной коррозии железа, инициированный воздействием плазмы влажного воздуха, имеет две характерные временные стадии: плазменную и постплазменную, в течение которых происходит заметное увеличение массы образца. Плазменная стадия коррозии протекает в течение времени воздействия на образец созданной химически активной электронно-пучковой плазмы. В условиях выполненных экспериментов длительность этой стадии оставалась неизменной и равной $t_0 = 20$ мин. Увеличение массы образца, достигнутое в течение плазменной стадии, далее

называется начальным увеличением и обозначается как ΔM_0 .

Постплазменная стадия радиационной коррозии начинается после окончания плазменного воздействия и извлечения образца из плазмохимического реактора наружу. Конкретные количественные показатели этой стадии существенно зависят как от параметров предшествующей плазменной обработки, так и условий хранения обработанного образца, однако общие закономерности не зависят от условий хранения и остаются неизменными. Представленные в статье экспериментальные результаты получены при хранении образцов в открытом комнатном воздухе, относительная влажность и температура которого варьировалась в пределах $RH = 50\text{--}65\%$ и $T = 290\text{--}295\text{ K}$ соответственно. Постплазменную стадию радиационной коррозии, в свою очередь, можно также условно разбить на 2 этапа: быстрый и медленный. Быстрый этап, который начинается сразу после извлечения образца из ПХР, имеет характерную длительность 2–4 ч, в течение которых происходит заметный (сравнимый с ΔM_0) прирост массы образца. Медленный этап, который наступает вслед за быстрым, протекает в течение нескольких дней (обычно, 5–7 дней), в течение которых также наблюдается заметный прирост массы образца (как правило, сравнимый с ΔM_0). Общее увеличение массы образца, которое произошло в течение плазменной и постплазменной стадий, далее называется конечным приростом массы и обозначается ΔM_f . Отметим еще раз, что во всех экспериментах, наряду с обработанными в плазме образцами, исследовались и контрольные (необработанные в плазме) образцы, которые за все время наблюдения не показывали заметных признаков коррозии.

На рис. 5 для примера приведены фотографии образцов железа, демонстрирующие изменения внешнего вида поверхности после первой, плазменной, стадии коррозии, и через 5 дней, к моменту окончания второй, постплазменной стадии. Из представленных фотографий наглядно видно, что при выбранных экспериментальных параметрах коррозия имеет существенно неоднородный характер — на поверхности каждого образца видны области, которые заметно различаются по цвету. Детальный анализ показывает, что границы этих областей на поверхности образца в течение второй, постплазменной стадии, в основном совпадают с границами на первой, плазменной стадии, т.е. пространственная структура областей в значительной степени формируется в течение первой стадии. В то же время следует отметить, что цвет указанных областей изменяется в течение второй, постплазменной стадии, и их конечный цвет значительно отличается от первоначального, существующего после плазменной

стадии (это хорошо видно на цветных фотографиях). Известно [17], что в состав продуктов коррозии чистого железа (ржавчины) входит более 10 различных соединений (оксидов, гидроксидов с разной кристаллической структурой), каждый из которых характеризуется своим цветом. В этой связи указанная выше эволюция цветов поверхности свидетельствует о протекании процессов коррозии после прекращения пучково-плазменного воздействия на образец.

Детальный количественный анализ элементного состава исходных образцов железа и продуктов коррозии железа с идентификацией химического состояния обнаруженных элементов, выполненный методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) послойно по всей толщине коррозионного слоя, будет представлен в следующей статье. Здесь мы приведем результаты качественного анализа состава продуктов коррозии после плазменной и постплазменной стадий, полученные методом рамановской спектроскопии (комбинационного рассеяния света). На рис. 6 для примера приведены образцы спектров комбинационного рассеяния света, полученные из фиксированной области поверхности образца железа после первой и после второй стадий плазмохимической коррозии. Как видно из представленных рисунков, спектры после первой и второй стадий коррозии заметно отличаются друг от друга.

Обработка аналогичных спектров, полученных при различных экспериментальных условиях, позволила провести идентификацию индивидуальных продуктов коррозии железа, присутствующих на поверхности образцов как после первой, плазменной стадии, так и после второй, постплазменной стадии коррозии. Установлено, что состав продуктов коррозии заметно изменяется в течение второй, постплазменной стадии.

Типичная временная динамика увеличения массы корродирующего образца (скорости коррозии) в течение плазменной и постплазменной стадий представлена на рис. 7. Видно, что скорость коррозии в течение плазменной стадии в десятки раз выше, чем в начале постплазменной стадии (быстрый этап). В дальнейшем различие в скоростях коррозии составляет сотни раз. Вместе с тем следует отметить, что средняя скорость (за 100 часов наблюдения) радиационной плазмохимической коррозии на постплазменной стадии в сотни раз превышает скорость атмосферной коррозии железа в отсутствие радиации [18].

На рис. 8 представлены результаты экспериментальных измерений скорости коррозии (увеличения массы) образцов железа, обработанных в радиационной плазме влажного воздуха, в зависимости от параметра шероховатости поверхности R_a при фиксированной величине относитель-

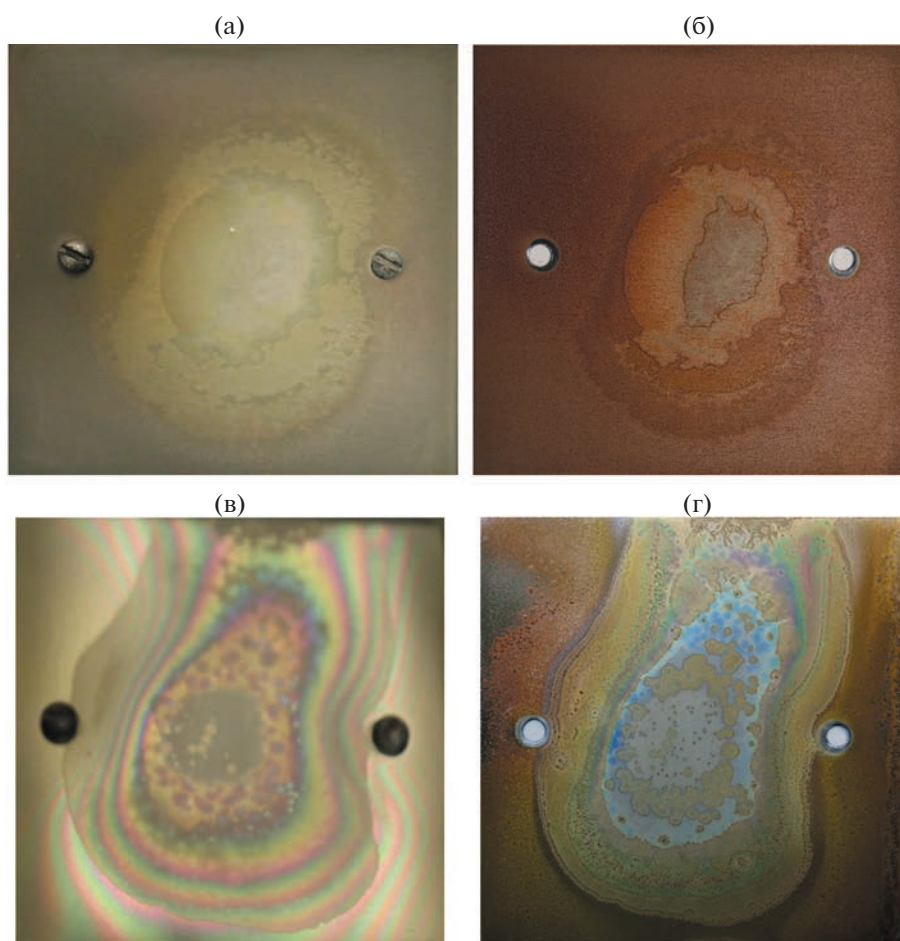


Рис. 5. Внешний вид образцов железа после разрядной стадии (а, в) и в конце постразрядной стадии коррозии (б, г). На рисунках (а, б) — относительная влажность воздуха $RH = 85\%$; (г, в) — $RH = 46\%$. Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин, $R_a = 0.10$ мкм.

ной влажности воздуха $RH = 85\%$ и постоянном токе пучка $I = 0.5$ мА. На рисунке приведены данные по начальному увеличению массы обработанных образцов ΔM_0 , полученные при их взвешивании через 10 мин после окончания плазменной обработки, и данные по конечному приросту массы, полученные при взвешивании образцов через 7 дней после обработки ΔM_f . Видно, что шероховатость поверхности не оказывает заметного влияния на скорость коррозии на плазменной стадии, но существенно повышает ее на пост-плазменной стадии. Аналогичные измерения были проведены и при других величинах относительной влажности воздуха в диапазоне $RH = 0.05\text{--}96\%$ и токе пучка быстрых электронов $I = 0.1\text{--}1.0$ мА, результаты которых полностью соответствуют установленной тенденции.

Описанные закономерности в поведении скорости коррозии наиболее отчетливо проявляются на рис. 9 и 10, на которых представлены экспериментальные данные по начальному и конечному

приросту массы обработанных образцов (рис. 9), а также их отношения (рис. 10) в зависимости от величины относительной влажности воздуха для двух образцов железа с сильно различающимися параметрами шероховатости $R_a = 4.3$ и 0.15 мкм. Из представленных результатов наглядно видно, что независимо от величины относительной влажности воздуха, при которой проводилась плазменная обработка, величина шероховатости R_a не оказывает заметного влияния на скорость коррозии железа в радиационной плазме влажного воздуха в течение плазменной стадии, т.е. когда образец находится под воздействием плазмы. В то же время на пост-плазменной стадии скорость коррозии железа, инициированная воздействием радиационной воздушной плазмы, возрастает с ростом величины шероховатости R_a . При этом особенно сильно эта тенденция проявляется при невысоких значениях относительной влажности воздуха $RH \leq 40\%$.

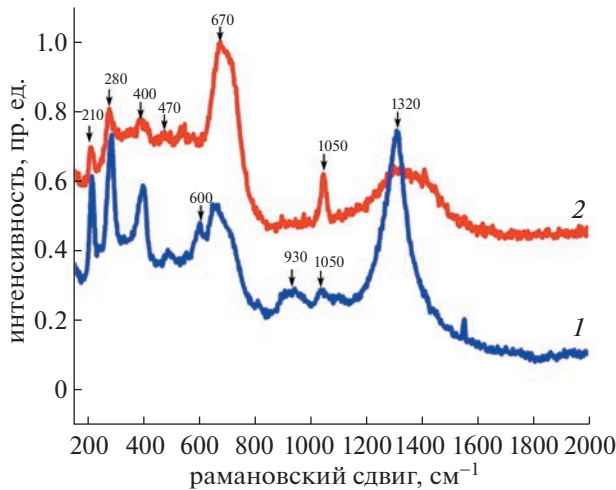


Рис. 6. Спектры комбинационного рассеяния света продуктов коррозии железа после первой, плазменной стадии (1) и после второй, постплазменной стадии коррозии (2). Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин, относительная влажность воздуха $RH = 75\%$. Цифры над стрелками указывают положение пиков спектра, характеризующие индивидуальные соединения (оксиды и гидроксиды железа).

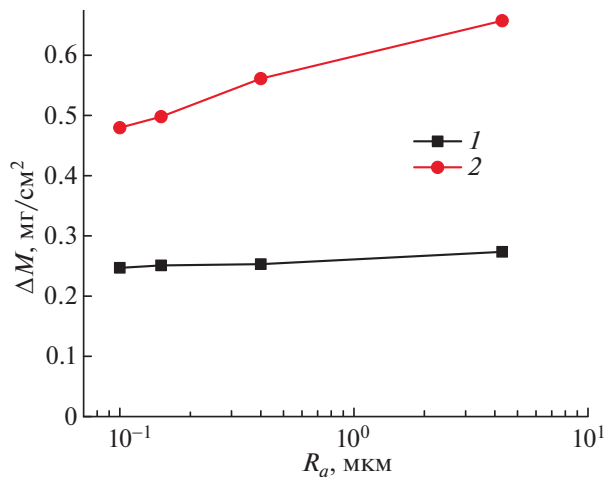


Рис. 8. Начальное ΔM_0 (1) и конечное ΔM_f (2) увеличение массы обработанных в плазме влажного воздуха образцов железа в зависимости от параметра шероховатости R_a . Относительная влажность воздуха $RH = 85\%$, ток пучка электронов $I = 0.5$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин.

Полученные экспериментальные результаты явно свидетельствуют о том, что физико-химические процессы коррозии, протекающие на плазменной и постплазменной стадиях, существенно различаются, т.е. механизмы радиационной кор-

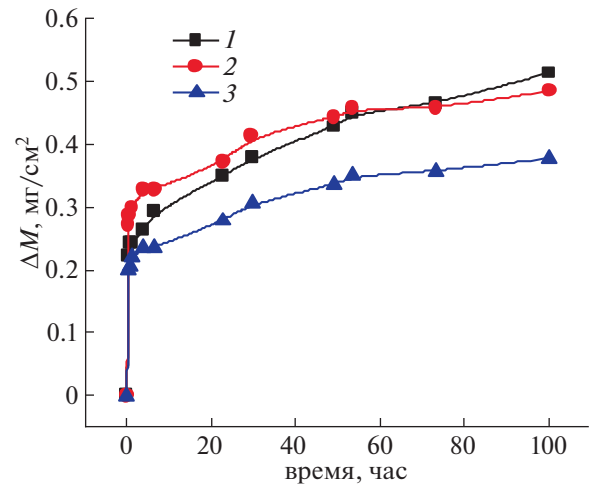


Рис. 7. Удельное увеличение массы (скорость коррозии) обработанных в плазме влажного воздуха образцов железа в течение первой и второй стадий коррозии. Ток пучка электронов $I = 0.5$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин, относительная влажность воздуха $RH = 85\%$. Пластины 1, 2 — периферия пучка, пластина 3 — центр пучка.

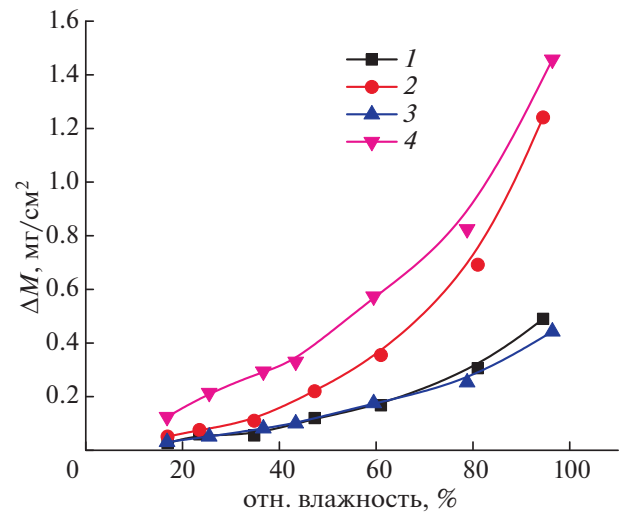


Рис. 9. Начальное ΔM_0 (1, 3) и конечное ΔM_f (2, 4) увеличение массы обработанных в плазме влажного воздуха образцов железа в зависимости от относительной влажности воздуха при двух значениях параметра R_a : 1, 2 — образец с $R_a = 0.15$ мкм, 3, 4 — образец с $R_a = 4.3$ мкм. Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин.

розии на этих стадиях различны. В течение первой стадии в плазме присутствуют кластерные гидратированные ионы обоих знаков. Ионно-молекулярные гетерогенные процессы с участием этих ионов, как показано в [3, 19], вносят суще-

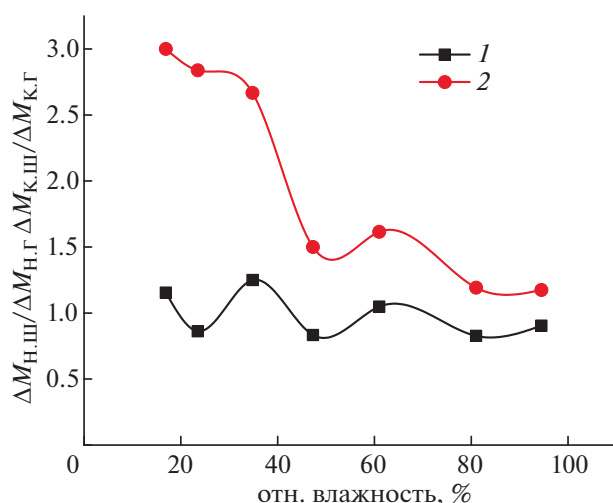


Рис. 10. Отношение начальных (1) и конечных (2) приростов массы образцов железа, обработанных в плазме влажного воздуха, в зависимости от относительной влажности воздуха при двух значениях параметра $R_d = 0.15$ мкм и 4.3 мкм. Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин.

ственный вклад в механизм плазмохимического окисления железа, скорость которого не зависит от величины шероховатости поверхности образца. В течение второй, постплазменной стадии и положительные, и отрицательные плазменные ионы отсутствуют, и механизм коррозии имеет другую природу. Принимая во внимание достаточно высокую скорость коррозии на этой стадии (по сравнению с атмосферной), можно предположить, что здесь имеет место электрохимическая коррозия со смещенной вниз границей “критической влажности” $RH_{cr} = 10\%$ [3]. Относительная влажность воздуха, при которой хранились образцы после плазменной обработки, находилась в пределах $RH = 50\text{--}65\%$, т.е. вблизи хорошо известной границы “критической влажности” для атмосферной коррозии $RH_{cr}^a = 60\%$ [18]. В этих условиях (вблизи порога) скорость атмосферной коррозии, которая пропорциональна $\Delta = RH - RH_{cr}^a$, пренебрежимо мала, в то же время при смещенной критической влажности” $RH_{cr} = 10\%$ превышение над порогом $\Delta = RH - RH_{cr}$ становится значительным и скорость коррозии существенно увеличивается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены экспериментальные исследования по установлению влияния шероховатости поверхности образцов железа на скорость их коррозии в низкотемпературной плазме влажного воздуха атмосферного давления, гене-

рируемой пучком быстрых электронов. Обнаружено, что процесс плазмохимической коррозии железа, инициированный воздействием плазмы влажного воздуха, имеет две характерные временные стадии: плазменную, протекающую в течение времени воздействия на образец созданной химически активной плазмы, и постплазменную, которая начинается после окончания плазменного воздействия и протекает в последующие 5–7 дней. Указанные стадии существенно различаются по длительности, внешней картине, скорости и конечным продуктам коррозии.

Установлено, что величина шероховатости поверхности не оказывает заметного влияния на скорость коррозии на плазменной стадии, в то время как на постплазменной стадии скорость коррозии заметно увеличивается с ростом величины шероховатости. Показано, что влияние величины шероховатости на скорость коррозии на постплазменной стадии особенно сильно проявляется при невысоких значениях относительной влажности воздуха $RH \leq 40\%$. Установленные в работе закономерности радиационной плазмохимической коррозии свидетельствуют о существенно различных механизмах коррозии железа на плазменной и постплазменной стадиях. В механизм коррозии на плазменной стадии значительный вклад вносят ионно-молекулярные гетерогенные процессы с участием кластерных гидратированных ионов обоих знаков [3], скорость которых не зависит от величины шероховатости поверхности образца. На постплазменной стадии плазменные ионы отсутствуют и механизм окисления железа имеет другую природу. Высказано предположение, что здесь имеет место электрохимическая коррозия со смещенной границей “критической влажности” $RH \sim 10\%$ [3]. Количественные экспериментальные данные, полученные в данной работе в различных условиях, важны для создания и верификации полной кинетической модели радиационной плазмохимической коррозии железа, учитывающей роль как кластерных гидратированных ионов обоих знаков, так и возбужденных атомов, молекул и радикалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации “Росатом” (государственный контракт от 20 апреля 2021 г. № Н.4ч.241.09.21.1074).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бялобжевский А.В. Радиационная коррозия. М.: Наука, 1967.
2. Lapuerta S., Bererd N., Moncoffre N., Millard-Pinard N., Jaffrezic H., Crusset D., Feron D. // J. Nucl. Mater. 2008. V. 375. P. 80.
3. Бабичев В.Н., Галеева К.Э., Кириченко А.Н., Некрасов А.А., Угодчикова А.В., Трушкин Н.И., Филип-

- нов А.В., Черепанова Ю.В., Черковец В.Е. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 412.
4. Dwiedi D., Lepkova K., Becker T. // RSC Advances. 2017. V. 7. P. 4580.
 5. Dillmann P., Mazaudier F., Hørle S. // Corrosion Science. 2004. V. 46. P. 1401.
 6. Graedel T.E., Frankenthal R.P. // J. Electrochem. Soc. 1990. V. 137. P. 2385.
 7. Kim S.K., Park I.J., Lee D.Y., Kim J.G. // J. Appl. Electrochem. 2013. V. 4. P. 507.
 8. Li W., Li D.Y. // Acta Materialia. 2006. V. 54. P. 445.
 9. Kandeil A.Y. // Surf. Coat. Technol. 1989. V. 37. P. 237.
 10. ГОСТ 2783-73. Шероховатость поверхности. Параметры и характеристики. М.: Госстандарт СССР, 14.
 11. Hanesch M. // Geophys. J. Int. 2009. V. 177. P. 941.
 12. Dwivedi D., Lepkova K., Becker T. // RSC Advances. 2017. V. 7. P. 4580.
 13. Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Дятко Н.А., Паль А.Ф., Старостин А.Н., Таран М.Д., Фортон В.Е. // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 386.
 14. Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Паль А.Ф., Старостин А.Н., Черковец В.Е., Рерих В.К., Таран М.Д. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 969.
 15. Cason C., Perkins J., Werkheiser A., Duderstadt J. // AIAA Journal. 1977. V. 15. P. 1079.
 16. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1972.
 17. Семенова И.В., Флорианович Г.М., Хорошилова А.В. Коррозия и защита от коррозии. М.: Физматлит, 2002.
 18. Улиг Г., Ревы Р. Коррозия и борьба с ней. Введение в коррозионную науку и технику. Пер. с англ. / Под ред. А.М. Сухотина. Л.: Химия, 1989.
 19. Филиппов А.В., Дербенев И.Н., Дятко Н.А., Куркин С.А., Лопанцева Г.Б., Паль А.Ф., Старостин А.Н. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 293.

ГИБРИДНАЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ В ВОЗДУХЕ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

© 2023 г. Е. И. Бочков^{а,*}

^аРоссийский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская область, Россия

*e-mail: e_i_bochkov@mail.ru

Поступила в редакцию 07.08.2023 г.

После доработки 31.08.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

Представлена гибридная гидродинамическая модель расчета транспорта электронов в воздухе. В рамках модели транспорт электронов с энергией меньше 300 эВ рассчитывается исходя из диффузионно-дрейфового уравнения, а в области больших энергий с помощью системы многогрупповых уравнений для двух первых моментов функции распределения электронов: баланса концентраций и плотности потока электронов. Представленная гибридная модель предназначена для численного моделирования электроразрядных процессов, протекающих с участием убегающих электронов в воздухе. Выполнено сравнение результатов численных расчетов транспорта электронов в воздухе в однородном и неоднородном электрическом поле, выполненных по гибридной модели, с результатами расчетов методом Монте-Карло.

Ключевые слова: электрическое поле, транспорт электронов, многогрупповые уравнения, гибридная модель

DOI: 10.31857/S0367292123601078, **EDN:** XNWNOL

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия вновь возник интерес к лабораторным исследованиям генерации рентгеновского излучения искровыми и стримерными разрядами в открытой атмосфере [1–9]. Во многом это вызвано тем, что было зарегистрировано излучение рентгеновского и гамма-диапазонов от разрядов искусственных и естественных молний [10, 11]. Также с борта космических спутников, регистрирующих вспышки гамма-излучения из космоса, неожиданно были зарегистрированы вспышки гамма-излучения, источники которых находятся в земной атмосфере (terrestrial gamma-ray flashes — TGF) [12]. В дальнейшем гамма-вспышки наблюдались не только с борта космических спутников, но и с самолетов, а также в высокогорных условиях и на уровне моря (см. литературу, цитируемую в обзоре [13]). В настоящее время наиболее популярной является гипотеза, согласно которой источником TGF является разряд молнии. Таким образом, лабораторные исследования по генерации рентгеновского излучения в газовом разряде позволяют глубже понять как механизм развития молнии, так и процессы генерации высокоэнергетического излучения в земной атмосфере.

В основе существующих теоретических моделей генерации рентгеновского излучения лабораторными разрядами или разрядами молнии лежит идея о том, что излучение является тормозным излучением высокоэнергетических электронов. Предполагается, что электроны набирают большую энергию в процессе убегания: если при движении электрона в сильном поле электрическая сила, действующая на него, превосходит силу трения за счет потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов среды, то электрон непрерывно ускоряется (убегает от столкновений [14]). Основная трудность данного механизма состоит в том, что необходимые для убегания электронов сильные электрические поля не могут существовать длительное время, поскольку вследствие интенсивной ионизации среды внешнее поле ослабляется полем пространственных зарядов нарабатываемой плазмы. С целью преодоления данной трудности выдвинуты различные гипотезы [15–24], однако ни одна из предложенных гипотез не является на настоящий момент достаточно обоснованной. Одна из трудностей здесь заключается в том, что отсутствует численная модель, которая за разумное счетное время, позволяла бы моделировать транспорт и кинетику электронов во всем

диапазоне энергий от нуля до сотен килоэлектронвольт (кэВ).

Как известно наиболее полная информация, необходимая для описания плазменных процессов может быть получена из функции распределения электронов (ФРЭ), которая может быть рассчитана решением кинетического уравнения (КУ) или методом Монте-Карло (МК). Однако численное моделирование газового разряда непосредственно на основе КУ или метода МК требует больших вычислительных ресурсов. Чаще всего при моделировании газовых разрядов транспорт электронов рассчитывается на основе уравнения баланса концентрации электронов в рамках диффузионно-дрейфового приближения. Однако в сильных электрических полях диффузионно-дрейфовое приближение для концентрации электронов становится неприменимым в связи с появлением большого числа быстрых электронов. Так результаты МК-расчетов развития в однородном электрическом поле лавины электронов показывают, что в гелии диффузионно-дрейфовое приближение для концентрации электронов становится неприменимым в полях больших ≈ 150 Тд [25], а в неоне ≈ 500 Тд [26].

С целью сокращения требования к вычислительным ресурсам с одной стороны и необходимостью учета кинетики быстрых электронов с другой развиваются гибридные модели расчета транспорта электронов в газах [27–34]. В рамках гибридных стохастических моделей (hybrid-particle model) [28, 30, 32–34] транспорт электронов низких энергий описывается с помощью диффузионно-дрейфового уравнения, а электронов более высоких энергий — методом МК. Но, как говорилось выше, стохастические расчеты методом МК требуют больших вычислительных ресурсов, зачастую нереальных. Поэтому в задачах по численному моделированию разрядов, развивающихся в режиме генерации лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) [35], описание кинетики УЭ ведется в детерминистическом приближении в терминах кинетического уравнения в многогрупповом приближении [36, 37]. В рамках данного подхода интересующий диапазон энергий электрона разбивается на отдельные группы, для каждой группы записываются уравнения, определяющие концентрацию электронов в данной группе, и полученная система уравнений решается численно. В работе [38] многогрупповая модель для описания кинетики убегающих электронов была расширена на область энергий электронов порядка 100 эВ.

Цель данной работы — построить гибридную модель расчета транспорта электронов, в рамках которой транспорт электронов низких энергий описывается с помощью диффузионно-дрейфового уравнения, а кинетика электронов высоких

энергий, рассчитывается из системы многогрупповых уравнений. Данную гибридную модель мы будем называть гидродинамической в противоположность стохастическим моделям, в которых кинетика электронов высоких энергий рассчитывается методом МК. Предложенная модель развита для расчета транспорта электронов в воздухе, но она также может быть обобщена и на другие газы.

2. ГИБРИДНАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ

Чаще всего при численном моделировании газовых разрядов эволюция концентрации электронов n_e в пространстве и времени описывается уравнением непрерывности в рамках диффузионно-дрейфового приближения. В данной работе мы будем рассматривать одномерную задачу: полагается, что вектор напряженности электрического поля E направлен против оси OZ и плазма является однородной в направлении, перпендикулярном данной оси. Также нас будет интересовать случай сильных электрических полей, поэтому потерями электронов в реакциях рекомбинации и прилипания мы пренебрегаем. С учетом этих предположений диффузионно-дрейфовое уравнение для величины n_e имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e E n_e - D_L \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) = k_{\text{ion}} N n_e, \quad (1)$$

где μ_e и D_L — коэффициенты подвижности и продольной диффузии электронов, k_{ion} — коэффициент ионизации, N — концентрация молекул воздуха. В рамках приближения локального поля (the local field approximation) полагается, что коэффициенты μ_e , D_L и k_{ion} являются функциями приведенной напряженности поля E/N . Зависимости $\mu_e(E/N)$, $D_L(E/N)$, $k_{\text{ion}}(E/N)$ для воздуха (смесь 80% N_2 и 20% O_2) в диапазоне значений E/N от 200 до 900 Тд были рассчитаны методом МК по программе, описанной в [39], с использованием сечений из [40]. Формулы для вычисления данных величин приведены в [25], расчеты были выполнены в той же постановке, что и в работах [25, 26]. Рассчитанные зависимости представлены в табл. 1, там же приведены значения средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$. С целью верификации нашей МК-модели на рис. 1 вычисленные нами зависимости средней энергии и коэффициента ионизации сравниваются с рассчитанными в работе [41], наблюдается хорошее согласие данных между собой.

Как уже отмечалось во Введении, из результатов МК-расчетов развития лавины электронов в однородном поле следует, что диффузионно-дрейфовое приближение для расчета транспорта электронов становится неприменимым в гелии в

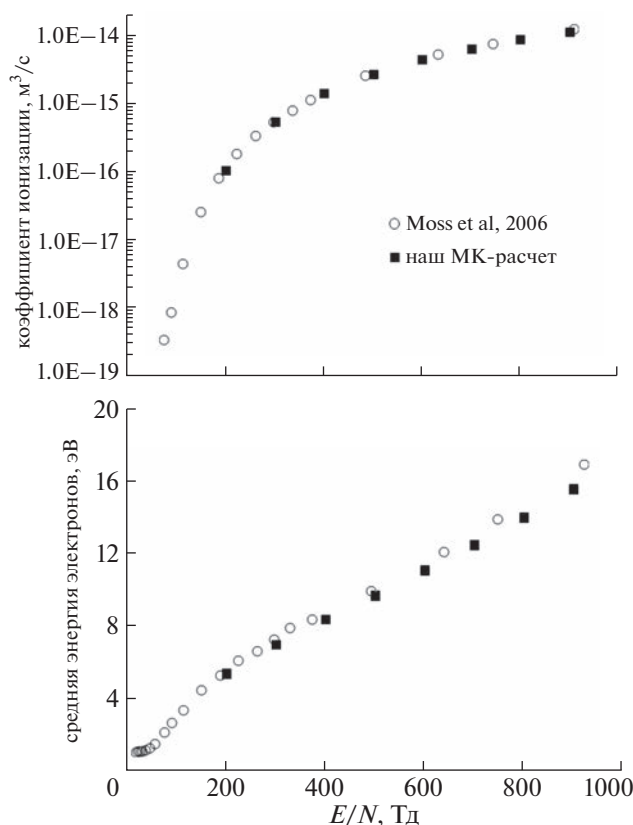


Рис. 1. Зависимости коэффициента ионизации (сверху) и средней энергии электронов (снизу) от приведенной напряженности поля.

полях больших ≈ 150 Тд, в неоне ≈ 500 Тд. Для воздуха МК-расчеты, выполненные по нашей МК-модели, показали, что в полях больших 1000 Тд диффузионно-дрейфовое приближение также нарушается. Это проявляется в том, что пространственное распределение электронов вдоль оси OZ становится ассиметричным и вытянутом вдоль направления действия электрической силы (см. рисунки в разд. 3). Причину этого

легко понять, если рассмотреть величину средних энергетических потерь электрона на единице пути F_D :

$$F_D \equiv F_{el} + F_{ex} + F_{ion},$$

$$F_{el}(p) = Np^2 \sum_{l=1}^L d_l \frac{\sigma_{tr}^{(l)}(p)}{M_l},$$

$$F_{ex}(p) = N \sum_{l=1}^L d_l \sum_i \epsilon_{ex}^{(l,i)} q_{ex}^{(l,i)}(p),$$

$$F_{ion}(p) = N \sum_{l=1}^L d_l \sum_i (\epsilon_{ion}^{(l,i)} + \langle \epsilon_s \rangle^{(l,i)}) q_{ion}^{(l,i)}(p),$$

здесь p — импульс электрона; F_{el} , F_{ex} , F_{ion} — потери энергии электронов в упругих столкновениях, в процессах возбуждения и ионизации молекул соответственно; d_l и M_l — относительная доля молекул типа l и масса молекул (в нашем случае $L = 2$); $\epsilon_{ex}^{(l,i)}$ — энергия возбуждения уровня i молекулы типа l ; $\epsilon_{ion}^{(l,i)}$ — пороговая энергия ионизации i -й оболочки молекулы типа l , а $\langle \epsilon_s \rangle^{(l,i)}$ — средняя энергия вторичных электронов, рождаемых в результате ионизации соответствующей оболочки; $\sigma_{tr}^{(l,i)}$, $q_{ex}^{(l,i)}$, $q_{ion}^{(l,i)}$ — транспортное сечение и полные сечения возбуждения и ионизации. Рассчитанная по формуле (2), с использованием данных из [40], зависимость от энергии величины F_D/q_e показана на рис. 2 (q_e — элементарный заряд). В дальнейшем мы будем пренебрегать упругими потерями, поскольку эта величина крайне мала (максимальное значение ≈ 0.02 кэВ/см). Как можно видеть максимум величины F_D/q_e равен примерно 255 кэВ/см при значении энергии $\epsilon_m \approx 135$ эВ, в области больших энергий величина F_D/q_e монотонно уменьшается. Соответственно в электрических полях больших 255 кВ/см часть электронов может преодолеть максимум энергетических потерь и перейти в режим непрерывного ускорения, т.е. убегания. Эти электроны опережают основную

Таблица 1. Расчетные зависимости транспортных и кинетических коэффициентов электронов в воздухе

E/N , Тд	$\bar{\epsilon}$, эВ	$\mu_e N$, 10^{24} (В · м · с) $^{-1}$	$D_L N$, 10^{24} (м · с) $^{-1}$	k_{ion} , м 3 · с $^{-1}$
200	5.4	1.06	3.4	1.1×10^{-16}
300	7.0	1.04	4.4	5.5×10^{-16}
400	8.4	1.04	5.4	1.4×10^{-15}
500	9.7	1.05	6.7	2.7×10^{-15}
600	11.1	1.07	8.5	4.4×10^{-15}
700	12.5	1.09	9.9	6.5×10^{-15}
800	14.0	1.12	13	8.8×10^{-15}
900	15.6	1.13	16	1.1×10^{-14}

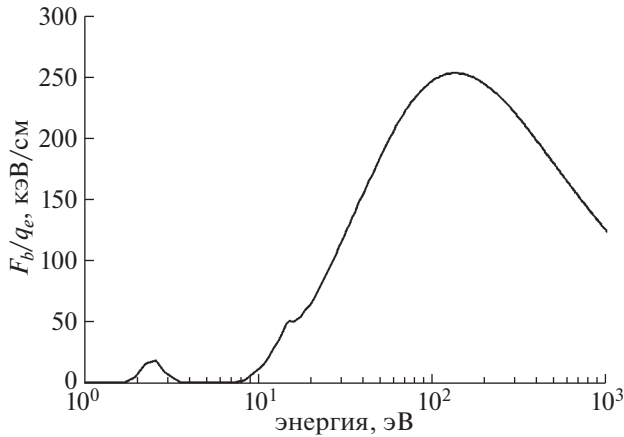


Рис. 2. Средние энергетические потери электрона на единице пути для воздуха (смесь 80% N₂ и 20% O₂).

массу электронов, также они предионизуют среду, порождая электроны низких энергий, что приводит к нарушению локального равновесия и соответственно нарушению диффузионно-дрейфового приближения для расчета транспорта электронов. Таким образом, в полях больших примерно 1000 Тд (≈ 270 кВ/см) при расчете транспорта электронов встает необходимость описывать кинетику быстрых электронов. На рис. 3 для иллюстрации приведена зависимость от E/N доли электронов с энергией большей ϵ_m , полученная в МК-расчетах. Видно, что эта величина начинает быстро расти, начиная со значения $E/N \approx 1000$ Тд.

В работе [38] получена система одномерных многогрупповых уравнений для трех первых моментов ФРЭ: уравнений баланса концентрации, плотности потока и плотности потока импульса электронов. Система справедлива в области энергий электрона $\epsilon \gg \epsilon_{\text{ion}}$. В той же работе получена упрощенная система групповых уравнений, состоящая только из уравнений баланса концентрации и плотности потока электронов

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{\partial j_k}{\partial z} &= \frac{\langle \mu \rangle_{k-1/2} q_e E - F_D(p_{k-1/2})}{p_k - p_{k-1}} n_{k-1/2} - \\ &- \frac{\langle \mu \rangle_{k+1/2} q_e E - F_D(p_{k+1/2})}{p_{k+1} - p_k} n_{k+1/2} + \sum_{m=m_k}^K s_{mk} v_m n_m, \\ \frac{\partial j_k}{\partial t} + \frac{\partial (u_k j_k)}{\partial z} &= \frac{\langle \mu \rangle_{k-1/2} q_e E - F_D(p_{k-1/2})}{p_k - p_{k-1}} j_{k-1/2} - \\ &- \frac{\langle \mu \rangle_{k+1/2} q_e E - F_D(p_{k+1/2})}{p_{k+1} - p_k} j_{k+1/2} - \end{aligned} \quad (3)$$

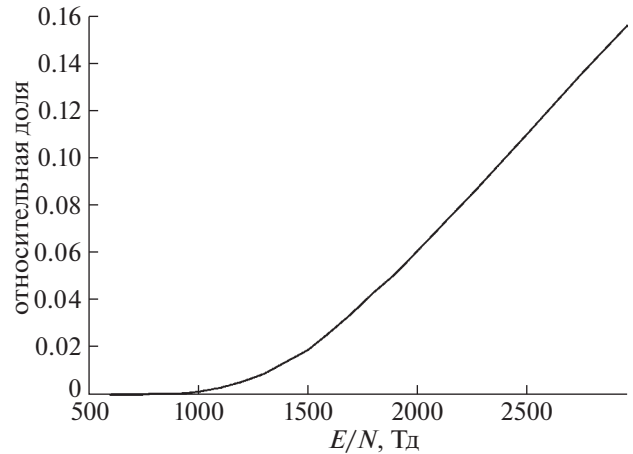


Рис. 3. Относительная доля электронов в лавине с энергией большей ϵ_m в зависимости от приведенной напряженности поля.

$$\begin{aligned} &- \left(\frac{F_D(p_k) + \gamma_k F_{\text{ion}}(p_k)}{\gamma_k^2 p_k} + v_{tr,k} \right) j_k + \\ &+ \left(v_k n_k - \frac{\gamma_k^2 - 1}{\gamma_k^2} \langle \mu \rangle_k j_k \right) \frac{q_e E}{p_k} + \sum_{m=m_k}^K s_{mk} \mu_0(\epsilon_m, \epsilon_k) v_k j_m, \end{aligned}$$

где $s_{mk} = N v_k \Delta p_{k+1/2, k-1/2} \sum_{l=1}^L d_l \sum_i \sigma_{\text{ion}}^{(l,i)}(\epsilon_m, \epsilon_k)$, $k = 1, \dots, K$. Здесь K — число разбиений рассматриваемого интервала в пространстве импульсов $[p_{\min}, p_{\max}]$, границы которого определены ниже; k — номер группы, ширина которой $[p_{k-1/2}, p_{k+1/2}]$ в общем случае произвольна; n_k и j_k — концентрация и плотность потока электронов в k -й группе; v_k и $u_k = j_k/n_k$ — скорость и направленная скорость электронов k -й группы; $\langle \mu \rangle_k = u_k/v_k$ — косинус угла между направленной скоростью и полной скоростью электронов; $\gamma_k = \sqrt{1 - (v_k/c)^2}$ — Лоренц-фактор, где c — скорость света в вакууме; $\sigma_{\text{ion}}^{(l,i)}$ — дифференциальное сечение ионизации; $v_{tr,k} = N v_k \sum_{l=1}^L d_l \sigma_{\text{tr}}^{(l)}(p_k)$ — эффективная частота упругих столкновений; $\mu_0 = \frac{\epsilon_k (\epsilon_m + 2m_e c^2)}{\epsilon_m (\epsilon_k + 2m_e c^2)}$ — косинус угла рассеяния электрона в процессе ионизации, где m_e — масса электрона; m_k — это номер интервала $[p_{m-1/2}, p_{m+1/2}]$ в котором лежит значение $p(2\epsilon_k + \min\{\epsilon_{\text{ion}}^{(l,i)}\})$.

МК-расчеты развития лавины электронов в полях с напряженностью от 1000 до 3000 Тд, показали, что если в расчетах ограничить энергию электрона значением 300 эВ (при достижении данной энергии электроны исключаются из рас-

Таблица 2. Расчетные зависимости транспортных и кинетических коэффициентов электронов с энергией меньшей $\epsilon_{th} = 300$ эВ

E/N , Тд	$\mu_e N$, $10^{24} (\text{В} \cdot \text{м} \cdot \text{с})^{-1}$	$D_L N$, $10^{25} (\text{м} \cdot \text{с})^{-1}$	k_{he} , $\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	k_{ion} , $\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$
1000	1.17	1.8	2.0×10^{-18}	1.4×10^{-14}
1100	1.18	2.1	7.5×10^{-18}	1.7×10^{-14}
1200	1.21	2.5	1.9×10^{-17}	2.0×10^{-14}
1300	1.23	2.8	4.3×10^{-17}	2.3×10^{-14}
1400	1.22	2.8	8.3×10^{-17}	2.6×10^{-14}
1500	1.21	2.9	1.5×10^{-16}	2.9×10^{-14}
1600	1.19	3.0	2.3×10^{-16}	3.1×10^{-14}
1700	1.19	3.0	3.6×10^{-16}	3.4×10^{-14}
1800	1.16	2.8	5.1×10^{-16}	3.7×10^{-14}
1900	1.12	2.6	7.0×10^{-16}	3.9×10^{-14}
2000	1.10	2.5	9.3×10^{-16}	4.2×10^{-14}
2250	1.03	2.4	1.7×10^{-15}	4.7×10^{-14}
2500	0.97	2.1	2.7×10^{-15}	5.1×10^{-14}
2750	0.91	2.1	3.9×10^{-15}	5.5×10^{-14}
3000	0.85	1.8	5.3×10^{-15}	5.7×10^{-14}

смотрения), то тогда транспорт электронов можно описать диффузионно-дрейфовым уравнением. Значение энергии 300 эВ мы выбираем в качестве порогового значения ϵ_{th} , выше которого транспорт электронов описывается системой (3), а ниже диффузионно-дрейфовым уравнением (1). Рассчитанные значения транспортных коэффициентов приведены в табл. 2. Расчеты выполнялись в той же самой постановке, подробно описанной в работах [25, 26], что и при расчете параметров лавины, приведенных в табл. 1. В табл. 2 также приведены значения коэффициента k_{he} , который является скоростью генерации электронов с энергией большей ϵ_{th} . Он рассчитывается из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dN_{le}}{dt} &= (k_{ion}N)N_{le} - (k_{he}N)N_{le}, \\ \frac{dN_{he}}{dt} &= (k_{he}N)N_{le}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$N_{le}(0) = N_{le}^0, \quad N_{he}(0) = 0,$$

где N_{le} — это число электронов с энергией меньше порогового значения, N_{he} — число электронов преодолевших порог. Решая уравнение (4), получаем следующую формулу для вычисления коэффициента k_{he} :

$$k_{he} = \frac{N_{he}(t)}{N_{le}(t) + N_{he}(t) - N_{le}^0} k_{ion}. \quad (5)$$

В процессе расчетов коэффициент k_{he} достигает стационарных значений, которые и приведены в табл. 2. Отметим, что в расчетах равновесие электронов с полем достигается за времена порядка 5–6 τ_{ion} , где $\tau_{ion} = 1/(k_{ion}N)$, при этом расчеты велись до момента времени $t_{run} = 8 \tau_{ion}$, чтобы равновесие гарантировано достигалось.

Выпишем теперь полную систему уравнений, описывающую транспорт электронов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{le}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e E n_{le} - D_L \frac{\partial n_{le}}{\partial z} \right) &= k_{ion} N n_{le} + S_{ion}^{he} + \\ &+ v_{br} n_k \delta_{lk} - k_{he} N n_{le}, \\ \frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{\partial j_k}{\partial z} &= \frac{\langle \mu \rangle_{k-1/2} q_e E - F_D(p_{k-1/2})}{p_k - p_{k-1}} n_{k-1/2} - \\ &- \frac{\langle \mu \rangle_{k+1/2} q_e E - F_D(p_{k+1/2})}{p_{k+1} - p_k} n_{k+1/2} + \sum_{m=m_k}^K s_{mk} v_m n_m + \\ &+ (k_{he} N n_{le} - v_{br} n_k) \delta_{lk}, \\ \frac{\partial j_k}{\partial t} + \frac{\partial (u_k j_k)}{\partial z} &= \frac{\langle \mu \rangle_{k-1/2} q_e E - F_D(p_{k-1/2})}{p_k - p_{k-1}} j_{k-1/2} - \\ &- \frac{\langle \mu \rangle_{k+1/2} q_e E - F_D(p_{k+1/2})}{p_{k+1} - p_k} j_{k+1/2} - \end{aligned} \quad (6)$$

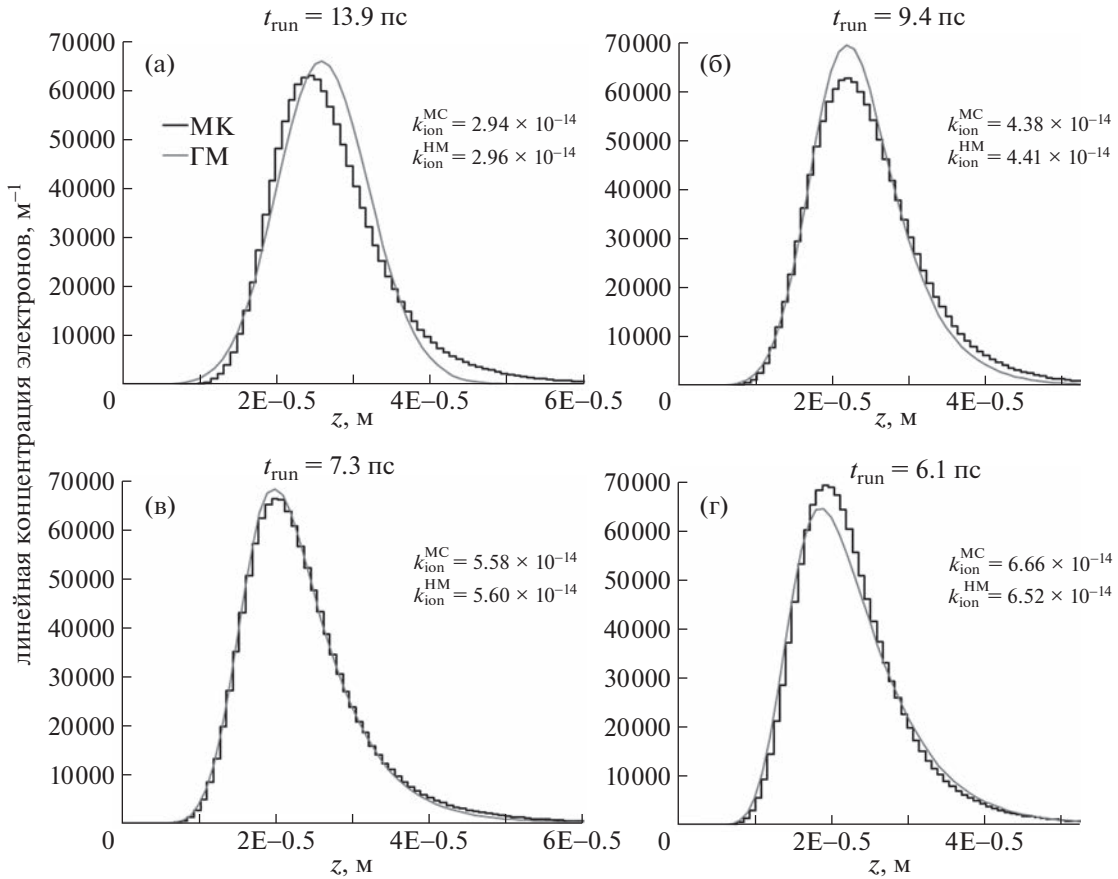


Рис. 4. Пространственные распределения электронов вдоль оси OZ в однородных полях: $E/N = 1500$ Тд (а), 2000 Тд (б), 2500 Тд (в), 3000 Тд (г). МК-расчет и решение по гибридной модели (ГМ).

$$- \left(\frac{F_D(p_k) + \gamma_k F_{\text{ion}}(p_k)}{\gamma_k^2 p_k} + v_{\text{tr},k} \right) j_k + \left(v_k n_k - \frac{\gamma_k^2 - 1}{\gamma_k^2} \langle \mu \rangle_k j_k \right) \frac{q_e E}{p_k} + \sum_{m=m_k}^K s_{mk} \mu_0(\epsilon_m, \epsilon_k) v_k j_m + (k_{\text{he}} N n_{\text{le}} v_k - v_{\text{br}} j_k) \delta_{lk}.$$

где δ_{lk} — символ Кронекера; $S_{\text{ion}}^{\text{he}} = \left(\sum_{m=m_k}^K v_m n_m \sum_{l=1}^L N d_l \sum_i \int_0^{p(\epsilon_{\text{th}})} \sigma_{\text{ion}}^{(l,i)}(\epsilon_m, \epsilon) v p^2 dp \right)$ — источник электронов низких энергий, рождаемых электронами высоких энергий; v_{br} — частота ухода электронов из области высоких энергий в подпороговую область в полях с напряженностью, меньшей максимума величины F_D :

$$v_{\text{br}} = \begin{cases} \frac{q_e E - F_D(p(\epsilon_{\text{th}}))}{(p_{3/2} - p_{1/2})}, & (q_e E - F_D(p(\epsilon_{\text{th}}))) < 0, \\ 0, & (q_e E - F_D(p(\epsilon_{\text{th}}))) \geq 0. \end{cases} \quad (7)$$

При решении системы уравнений (6) необходимо вычислять величины $n_{k-1/2}$ и $n_{k+1/2}$, для этого используется следующая процедура:

$$n_{k+1/2} = \begin{cases} n_k, & [\langle \mu \rangle_{k+1/2} eE - F_D(p_{k+1/2})] > 0, \\ n_{k+1}, & [\langle \mu \rangle_{k+1/2} eE - F_D(p_{k+1/2})] < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Аналогично рассчитывается величина $j_{k-1/2}$, $j_{k+1/2}$. Величина $\langle \mu \rangle_{k+1/2}$ вычисляется путем линейной интерполяции величин $\langle \mu \rangle_k$ и $\langle \mu \rangle_{k+1}$.

3. РАСЧЕТ ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ В ВОЗДУХЕ. СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Для того чтобы верифицировать предложенную гибридную модель были выполнены расчеты транспорта электронов в воздухе при нормальных условиях ($N_0 = 2.69 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$) в однородных и неоднородных электрических полях. Система уравнений (6) решалась численно. Рассматривался диапазон импульса электронов высоких энергий от $p(\epsilon_{\text{th}})$ до $p(\epsilon_{\text{max}})$, где $\epsilon_{\text{max}} = 5 \text{ кэВ}$. Данный диапазон был разбит на $N_\epsilon = 50$ групп, таким образом, что все интервалы $\Delta p_{k+1/2, k-1/2}$ равны.

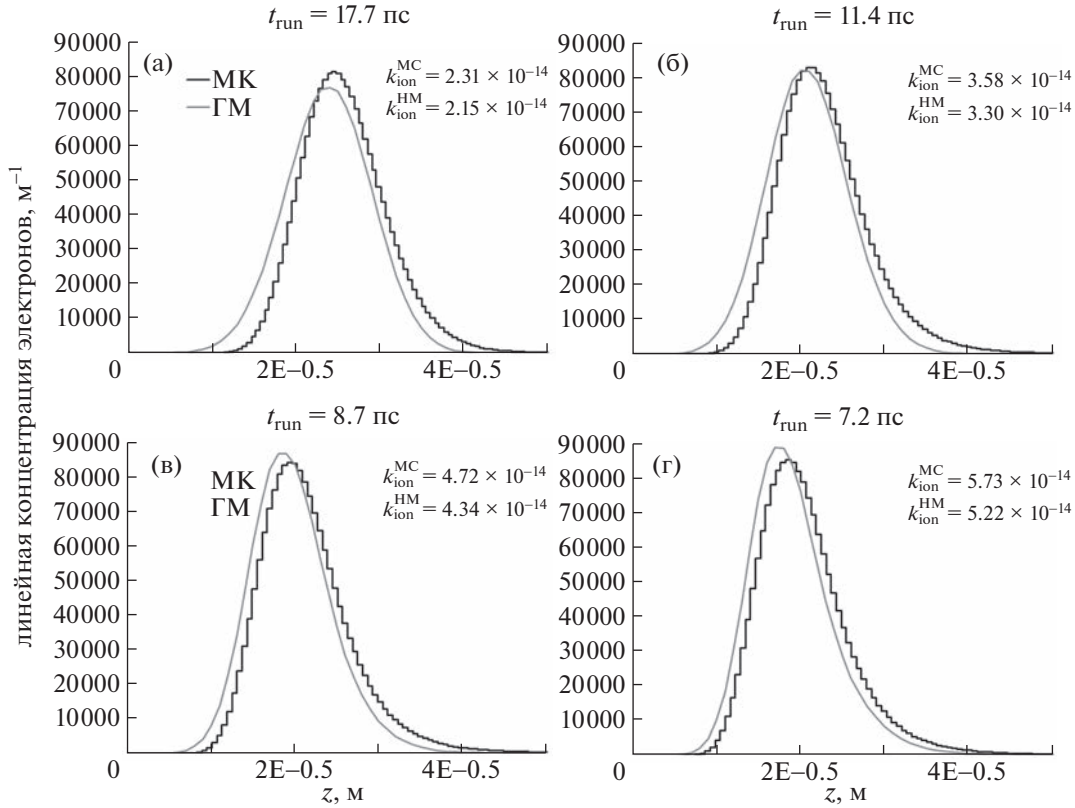


Рис. 5. Пространственные распределения электронов вдоль оси OZ в неоднородных полях: $E_{\max}/N = 1500$ Тд (а), 2000 Тд (б), 2500 Тд (в), 3000 Тд (г). МК-расчет и решение по гибридной модели.

Расчеты выполнялись в следующей постановке: в начальный момент времени в точке $z = 0$ задавался точечный источник электронов

$$\begin{aligned} n_e(z, t = 0) &= \delta_D(z), \\ n_k(z, t = 0) &= 0, \\ j_k(z, t = 0) &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где δ_D — дельта-функция Дирака. Данная постановка задачи близка к постановке принятой в численном моделировании лавины электронов методом МК [40], что позволяет выполнять прямое сравнение результатов.

На рис. 4 представлены нормированные на единицу пространственные распределения электронов в однородном электрическом поле, рассчитанные по гибридной модели (ГМ) и методом МК, в моменты времени t_{run} , когда число электронов в МК-расчетах увеличивалось в $\exp(11)$ раз. Видно, что наблюдается хорошее согласие между собой пространственных распределений. На рис. 4 также приведены значения коэффициента ионизации k_{ion} в единицах $\text{м}^3/\text{с}$. Относительная разница значений коэффициента k_{ion} , рассчитан-

ных методом МК и по гибридной модели, не превышает 2%.

На рис. 5 приведены нормированные на единицу пространственные распределения электронов в неоднородном электрическом поле, с экспоненциально убывающим профилем поля

$$E(z) = \begin{cases} E_{\max}, & z < 0, \\ E_{\max} \exp(-z/l_z), & \\ l_z = l_0 / \ln(E_{\max}/E_{\min}), & z \geq 0. \end{cases} \quad (10)$$

Расчеты выполнены для четырех значений величины $E_{\max}/N = 1500, 2000, 2500, 3000$ Тд. Во всех расчетах $E_{\min}/N = 500$ Тд, $l_0 = 0.1$ мм. Видно, что пространственные распределения в этом случае также согласуются между собой. Относительная разница значений коэффициента ионизации не превышает 9%.

Также на рис. 6 для примера отдельно показаны пространственные распределения концентрации электронов низких и высоких энергий для случая однородного ($E/N = 3000$ Тд) и неоднородного ($E_{\max}/N = 3000$ Тд) поля.

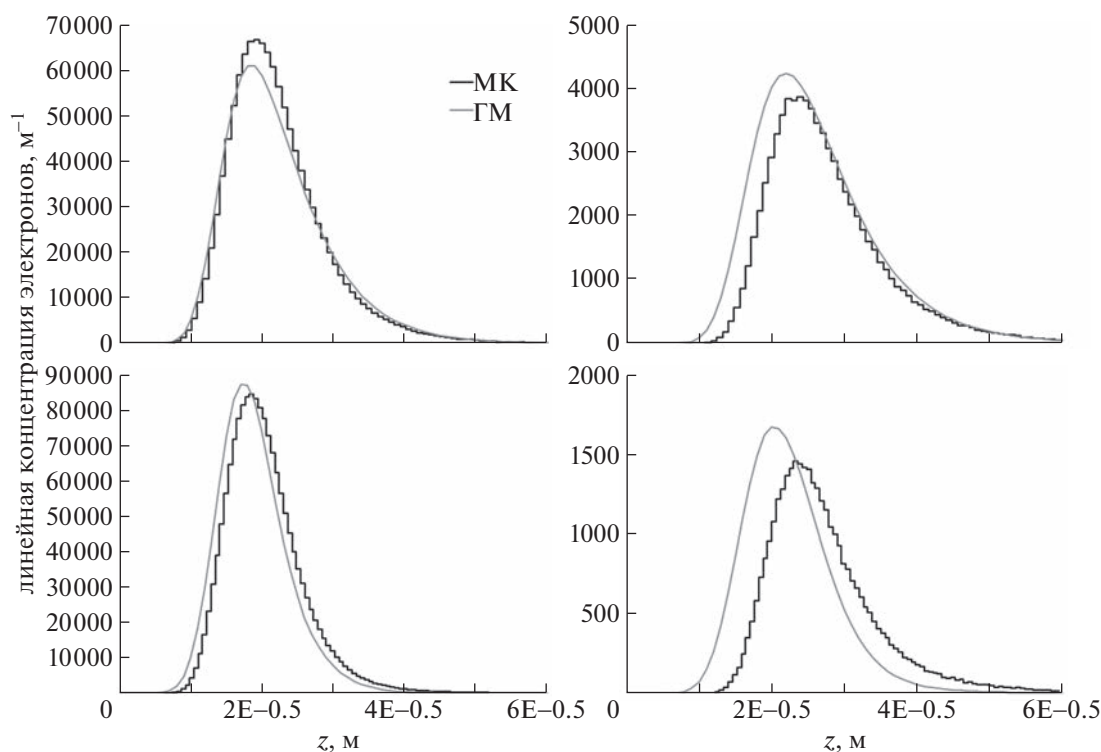


Рис. 6. Пространственные распределения вдоль оси OZ электронов низких (слева) и высоких (справа) энергий. Сверху результаты расчетов в однородно поле $E/N = 3000$ Тд, снизу в неоднородном $E_{\max}/N = 3000$ Тд.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита гибридная модель расчета транспорта электронов в воздухе в сильных электрических полях, в которых необходимо учитывать кинетику электронов высоких энергий. В рамках данной модели транспорт электронов с энергией меньше порога 300 эВ рассчитывается исходя из диффузионно-дрейфового уравнения, а в области больших энергий с помощью системы одномерных многогрупповых уравнений. Методом МК рассчитаны транспортные (подвижность и диффузия) и кинетические (скорость ионизации) коэффициенты ансамбля электронов с энергией меньше порогового значения, которые используются в диффузионно-дрейфовом уравнении. Вычислен коэффициент генерации электронов с энергией выше порога в диапазоне полей от 1000 до 3000 Тд. Выполнено сравнение результатов численных расчетов транспорта электронов в воздухе в однородных и неоднородных электрических полях. Рассчитанные по гибридной модели пространственные распределения электронов вдоль оси симметрии лавины хорошо согласуются с результатами расчетов методом МК. Представленная гибридная модель может быть использована для численного моделирования газовых разрядов, развивающихся с участием убегающих электронов в воздухе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Saleh Z., Uman M.A., Jerauld J., Plumer J.A. // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L20809.
2. Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A. // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D23207.
3. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Ebert U. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. P. 234012.
4. Rahman M., Cooray V., Ahmad N.A., Nyberg J., Rakov V.A., Sharma S. // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. P. L06805.
5. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., van Heesch E.J.M., Winands G.J.J., Pemen A.J.M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. P. 025202.
6. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Rybka D.V., Kostyrya I.D., Kozyrev A.V., Yan P., Kozhevnikov V.Yu. // *New J. Phys.* 2011. V. 13. P. 113035.
7. Рыбка Д.В., Андроников И.В., Евтушенко Г.С., Козырев А.В., Кожевников В.Ю., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Тригуб М.В., Шутько Ю.В. // *Оптика атмосферы и океана*. 2013. Т. 26. С. 85.
8. Kochkin P.O., Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Ebert U. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. P. 425202.
9. Ostgaard N., Carlson B.E., Nisi R.S., Gjesteland T., Grondahl O., Skeltved A., Lehtinen N.G., Mezentssev A., Marisaldi M., Kochkin P. // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2016. V. 121. P. 2939.

10. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Wright B., Chrest A., Uman M.A., Rakov V.A., Rambo K.J., Jordan D.M., Jerauld J., Smyth C. // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. L05119.
11. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A., Jordan D.M., Rambo K.J. // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L01803.
12. Fishman G.J., Bhat P.N., Mallozzi R., Horack J.M., Koshut T., Kouveliotou C., Pendleton G.N., Meegan C.A., Wilson R.B., Paciesas W.S., Goodman S.J., Christinan H.J. // *Science*. 1994. V. 264. P. 1313.
13. Бабич Л.П. // *УФН*. 2019. Т. 189. С. 1044.
14. Babich L.P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Arlington, Virginia, USA: Futurepast Inc., 2003.
15. Celestin S., Pasko V.P. // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A03315.
16. Бабич Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М. // *Письма в ЖЭТФ*. 2014. Т. 99 (7). С. 452. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M. // *JETP Lett.* 2014. V. 99 (7). P. 386.
17. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Neubert T., Chanrion O. // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. V. 120. P. 5087.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020923>
18. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Neubert T., Chanrion O. // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. V. 122. P. 8974.
<https://doi.org/10.1002/2017JA023917>
19. Kohn C., Chanrion O., Babich L.P., Neubert T. // *Plasma Sourc. Sci. Technol.* 2018. V. 27. P. 015017.
20. Kohn C., Chanrion O., Neubert T. // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 5194.
21. Cooray V., Arevalo L., Rahman M., Dwyer J., Rassoul H. // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2009. V. 71. P. 1890.
22. Babich L., Bochkov E. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 455202.
23. Kohn C., Chanrion O., Nishikawa K., Babich L., Neubert T. // *Plasma Sourc. Sci. Technol.* 2020. V. 29. 035023.
24. Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L., Shneider M.N. // *J. Appl. Phys.* 2021. V. 129. P. 063301.
25. Бочков Е.И., Бабич Л.П. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 276.
26. Бочков Е.И. // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 381.
27. Sommerer T.J., Hitchon W.N.G., Lawler J.E. // *Phys. Rev. A*. 1989. V. 39. P. 6356.
28. Boeuf J.-P., Pitchford L.C. // *IEEE Transactions Plasma Sci.* 1991. V. 19. P. 286.
29. Hitchon W.N.G., Parker G.J., Lawler J.E. // *IEEE Transactions Plasma Sci.* 1993. V. 21. P. 228.
30. Bogaerts A., Gijbels R., Goedheer W.J. // *Anal. Chem.* 1996. V. 68. P. 2296.
31. Wichaidit C., Hitchon W.N.G. // *J. Computat. Phys.* 2005. V. 203. P. 650.
32. Donko Z., Hartmann P., Kutasi K. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2006. V. 15. P. 178.
33. Brok W.J.M., Wagenaars E., van Dijk J., van der Mullen J.J.A.M. // *IEEE Transactions Plasma Sci.* 2007. V. 35. P. 1325.
34. Derzsi A., Hartmann P., Korolov I., Karacsony J., Bano G., Donko Z. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 225204.
35. Бабич Л.П., Кудрявцев А.Ю., Кудрявцева М.Л., Куцык И.М. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008. Т. 48. С. 381.
36. Бабич Л.П., Кудрявцева М.Л. // *ЖЭТФ*. 2007. Т. 131. С. 808.
37. Бабич Л.П., Бочков Е.И. // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139. С. 568.
38. Бочков Е.И. // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 175.
39. Бочков Е.И., Бабич Л.П., Куцык И.М. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 935.
40. Babich L.P., Bochkov E.I. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V. 54. P. 465205.
41. Moss G.D., Pasko V.P., Liu N., Veronis G. // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. A02307.

АКТИВАЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ С ПОМОЩЬЮ МНОГОИСКРОВОГО КОЛЬЦЕВОГО РАЗРЯДА С ИНЖЕКЦИЕЙ ГАЗА В РАЗРЯДНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ

© 2023 г. В. В. Гудкова^{a,b}, Д. А. Разволяева^{a,b,*}, И. В. Моряков^a, А. М. Анпилов^a

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

^b Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 16.05.2023 г.

После доработки 17.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Представлены результаты исследований образования активных форм кислорода и азота в деионизированной воде Milli-Q® (электрическая проводимость ≤ 0.1 мкСм/см) под действием многоискрового импульсного разряда с инъекцией газа в межэлектродное пространство. Разряд представляет собой совокупность микроплазменных образований в многофазной среде, для которых был оценен удельный энерговклад. Проанализировано влияние инжектируемых газов (аргон, воздух) на образование плазменного разряда в межэлектродном пространстве и долгоживущих химических соединений: пероксида водорода, нитрит-ионов и нитрат-ионов. Изменение длительности воздействия на воду от 2 до 10 минут приводит к изменению ее химического состава и электропроводящих свойств, но практически не сказывается на характеристиках и длительности пробойной стадии разряда. При этом регистрировалось изменение концентраций пероксида водорода, нитрит-ионов и нитрат-ионов в течение одного часа после завершения плазменного воздействия. Обнаружено распыление электродов из нержавеющей стали, которое составило около 1 мг/минуту и приводило в ряде случаев к выпадению нерастворимого осадка. Полученные данные позволят провести оптимизацию воздействия активированной плазмой жидкости на растения и посадочный материал.

Ключевые слова: многоискровой разряд, разряд в многофазной среде, активные формы кислорода и азота, пероксид водорода, нитрит ионы, нитрат ионы, плазменно-активированная жидкость

DOI: 10.31857/S0367292123600553, **EDN:** EQIOQU

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы выполнено множество работ по взаимодействию плазмы и жидкости [1]. Данное междисциплинарное направление включает в себя физику плазмы, гидродинамику, тепломассообмен, фотолиз. Плазможидкостное взаимодействие многообразно, сопровождается сложными физико-химическими процессами. Способы генерации низкотемпературной плазмы атмосферного давления с помощью газовых разрядов [2, 3] вызывают все больший интерес благодаря широкому спектру прикладных задач, требующих образования активных форм кислорода и азота (АФК и АФА), в медицине и биологии [4–7], сельском хозяйстве [8–12], пищевой промышленности [13, 14] и экологии [15]. Плазма при контакте с жидкостью в зависимости от параметров источника питания и рабочего газа может быть источником соединений, которые являются сильными окислителями (радикалы, пероксид

водорода, окислы азота и многих других), а также наночастиц и иных комплексов.

Для решения указанных выше вопросов используют разрядные системы, которые, условно, можно разделить на три типа: разряд формируется непосредственно в жидкости, разряд реализуется над поверхностью жидкости (в эту категорию также можно отнести системы, в которых одним из электродов является жидкость) и многофазные системы – разряд возникает в газовых пузырьках, струях газа в жидкости, аэрозолях, пенообразующих жидкостях [1]. При этом в данных системах применяются различные источники питания: импульсно-периодические, ВЧ, СВЧ [16–23].

Особое внимание привлекают технические решения с возможностью воздействия на большой объем жидкости. Исследование образования АФК и АФА под действием импульсного высоковольтного электрического разряда вдоль границы жидкость–газ важно для объяснения протекающих реакций. Специфика разрядов с погружен-

ными в жидкость электродами состоит в образовании газовых пузырьков по объему жидкости, при этом образуется многофазная система [24].

Развитие импульсного электрического разряда в жидкости приводит к образованию в ней микропузырьков [25]. Радикалы, образующиеся в плазме в пузырьках, взаимодействуют с химическими компонентами в жидкости путем переноса через границу раздела газ–жидкость. Таким образом, более эффективное образование АФК и АФА в жидкостях может быть получено путем инъекции газа вблизи электродов. Это способствует образованию внутрипузырьковой плазмы в области, усиленной электрическим полем [26]. Реакция образования пероксида водорода за счет рекомбинации двух гидроксильных радикалов $\text{OH}^\bullet$ может происходить в газе, жидкости и на границе раздела двух сред [1].

Рассматриваемая в работе кольцевая импульсно-периодическая многоэлектродная искровая разрядная система [27] с максимальной суммарной мощностью до 1000 Вт с инъекцией газа в межэлектродных промежутках позволяет эффективно воздействовать на сравнительно большой объем водного раствора (до 600 мл). Особенности протекания разряда зависят в том числе и от условий его формирования: вид инжектируемого газа и приложенное напряжение. Эрозия электродов, вызванная высокой температурой искрового канала и, как следствие, катодным распылением, приводит к образованию однородных коллоидных растворов $\text{Fe}(\text{OH})_3$, либо выпадению наночастиц в осадок в зависимости от условий эксперимента (времени воздействия, рабочего газа) [28, 29]. Образование наночастиц материала электрода может быть полезно в сельскохозяйственных приложениях в зависимости от индивидуальных особенностей выращиваемых культур [30, 31].

Сложность протекающего процесса требует экспериментального установления зависимости концентраций образующихся соединений кислорода и азота в зависимости от времени воздействия, материала электродов и рабочего газа. Хотя используемая в представляемой работе разрядная система [27] с инъекцией газа в межэлектродное пространство и ее вариации [32–34] уже применялись для решения ряда прикладных задач, однако подробные измерения концентраций АФК и АФА с помощью зондовых методов и спектрофотометрии с использованием жидких счетных растворов ранее не проводились.

2. ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 приведена фотография и схема установки. Установка состоит из пяти последовательно соединенных реакторных камер, к каждой из которых подведен один канал источника пита-

ния. Объем одной камеры составлял 120 см^3 . На внутренней стенке диэлектрической трубы из оргстекла 1 крепились металлические электроды 2 размерами $8 \times 14 \times 2 \text{ мм}$ (в качестве материала использовалась пищевая нержавеющая сталь марки 12Х18Н10Т и сплав алюминия Д16). Поверхность электродов обращена к центру трубы и покрыта полимерным электроизоляционным материалом 3. Система позволяет работать как в стационарном режиме, так и с прокачкой жидкости. В промежуток между электродами через специальные патрубки 4 инжектируется газ (например, аргон или воздух). Диаметр отверстия $5 d \leq 1 \text{ мм}$. К клеммам 6 подавалось высоковольтное напряжение. Зазор между электродами составлял 2 мм. Расположение разрядных промежутков симметрично по кольцу, обеспечивает “фокусировку” УФ-излучения и гидродинамических возмущений.

Питание системы осуществлялось импульсным генератором $U_n \leq 20 \text{ кВ}$ с накопительной емкостью $C = 10^{-8} \text{ Ф}$ с тиратронной схемой запуска. Параметры источника питания в эксперименте: амплитуда импульсного тока $I \leq 250 \text{ А}$, частота следования импульсов $f = 50 \text{ Гц}$, энергия накопительного конденсатора $W = 1.6 \text{ Дж}$. Суммарная мощность установки составляла 400 Вт, мощность каждого канала — 80 Вт. Реакторная камера заполнялась деионизированной водой Milli-Q® с электрической проводимостью $\leq 0.1 \text{ мкСм/см}$ до начала работы установки. В промежуток между электродами инжектировался либо аргон, либо воздух со скоростью 2 л/мин.

Для измерения напряжения и тока использовались делитель напряжения 1 : 1000 (Tektronix P6015A), и пояс Роговского 1 : 10 (Stangenes Industries). Сигналы подавались на вход двухлучевого осциллографа (Tektronix TDS 1002B). Спектры свечения разряда регистрировались с помощью спектрографа Ava Spec 3648FT. При измерении электрической проводимости воды использовались кондуктометры HANNA DIST-5 HI 98308 и HANNA DIST-5 HI 98312.

На рис. 2 схематически представлена эквивалентная электрическая схема реакторной камеры. Система работает по принципу скользящего разряда. Эквивалентные сопротивления — это сопротивления воды между соответствующими электродами и заземленным электродом. Высокое значение сопротивления воды обеспечивает развитие скользящего разряда — последовательный пробой разрядных промежутков. Наличие границы трёх сред — газ–металл–вода ($\epsilon = 81$) снижает порог электрического пробоя, который формируется вдоль границы вода–газ. Для высоковольтного импульсного разряда с длительностью импульса около 1 мкс требуется достаточно высокая крутизна нарастания импульса напряже-

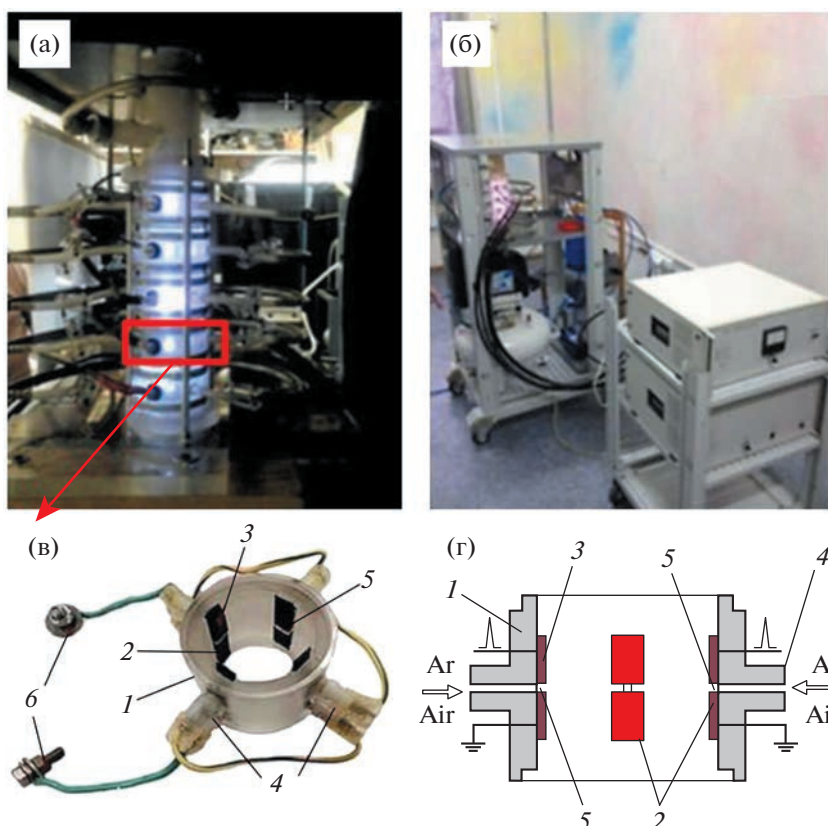


Рис. 1. а) — Фотография реактора в работе; б) — установка, в) — одна из секций реактора; г) — сечение разрядной камеры. 1 — диэлектрическая камера, 2 — электроды, 3 — электроизоляционный материал, 4 — патрубок для инъекции газа в отверстие 5, 6 — клеммы для подачи ВВ напряжения.

ния. При достижении высокой проводимости жидкости в процессе обработки значительная часть энергии импульса будет застрачиваться на нагрев жидкости до пробоя. Предлагаемая схема организации разряда позволяет значительно снизить этот эффект.

На рис. 3 представлены временные зависимости тока и напряжения, где 1 и 2 — времена предпробойной и “канальной” стадий искрового раз-

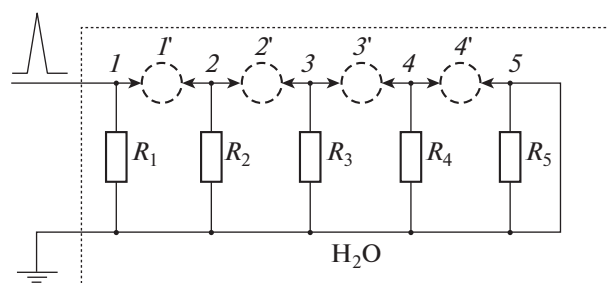


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема реакторной камеры, где 1–5 — электроды, 1'–4' — газовые полости, R_1 – R_5 — эквивалентные сопротивления между электродами и землей.

ряда соответственно. Согласно оценкам, сделанным на основе приведенных осциллограмм, в предпробойную и канальную стадии разряда вкладывается приблизительно равная энергия в 0.25 Дж. При этом вклад энергии в разряд практически не менялся в процессе эксперимента. Формирование искрового канала (стадия 1) начинается с задержкой от 0.5 мкс до 4 мкс и сопровождается резким падением напряжения и ростом разрядного тока (стадия 2). При общей длине всех разрядных промежутков $L = 8$ мм, диаметре искрового канала $d \leq (2-3) \times 10^{-2}$ см и энерговкладе в искровой канал $E = 0.5$ Дж, удельный энерговклад составляет около 1 кДж/см³ [32–34].

При подаче на разрядник высоковольтного импульса в межэлектродном пространстве в пузырьках газа, содержащих пары воды, формируются высокотемпературные искровые каналы, характеризующиеся следующими параметрами: газовая температура 4000–5000 К, температура электронов 1.0–1.5 эВ [32–34].

Рассмотрим некоторые характерные особенности взаимодействия плазмы и жидкости, которые реализованы в предлагаемой системе. Воздействие импульсного высоковольтного разряда

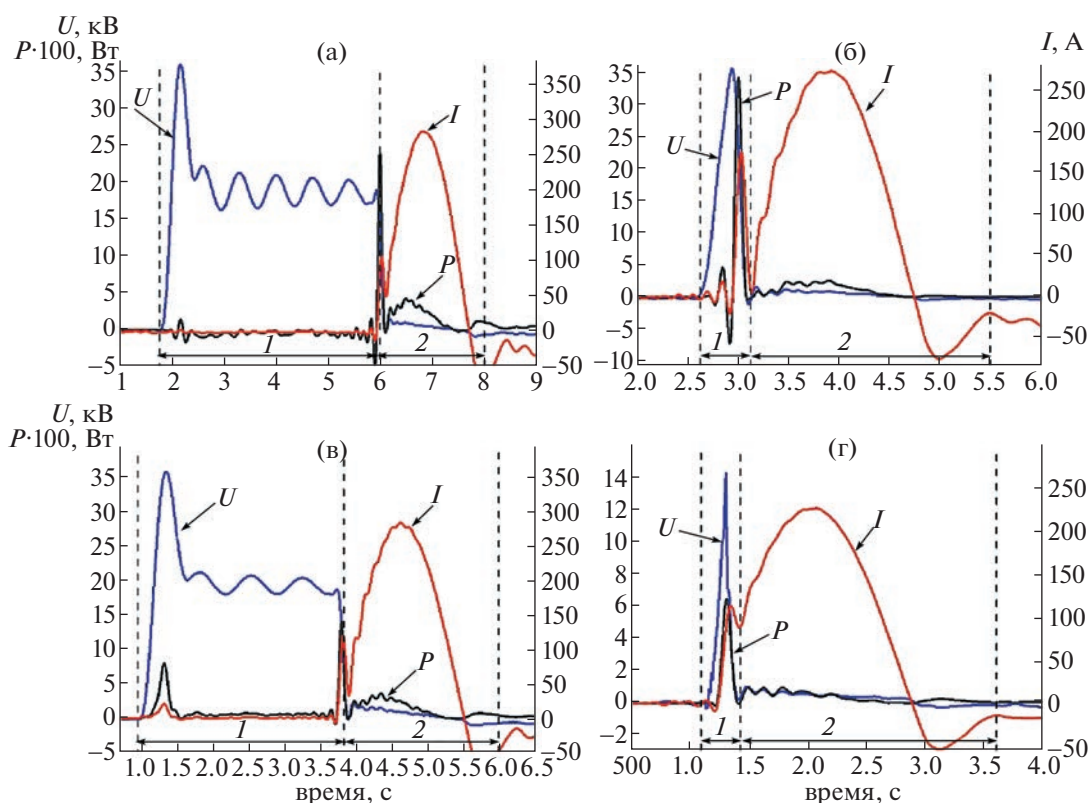


Рис. 3. Типичные временные зависимости тока и напряжения разрядной системы и рассчитанная по ним мощность, где а), б) — осциллограммы, полученные при инъекции воздуха в межэлектродное пространство, до начала и после 10 минут обработки жидкости разрядом соответственно; в), г) — осциллограммы, полученные при инъекции аргона в межэлектродное пространство, до начала и после 10 минут обработки жидкости разрядом соответственно.

на воду и водные растворы сосредоточено преимущественно в области плазменных каналов и обусловлено воздействием гидратированных электронов, ионов и активных радикалов ($O^{\bullet}$, $OH^{\bullet}$ и др., зона действия ≤ 10 мм). Также воздействие оказывают волновые процессы — механические (акустические, ударные волны) и электромагнитные — УФ-излучение. Эти процессы оказывают как прямое воздействие, так и фотолитическое, при этом воздействие УФ приводит к генерации активных радикалов на глубину проникновения УФ-излучения в воду до 40 мм. Возможно также развитие кавитационных явлений, действие которых также может оказывать влияние на изучаемые процессы.

Время обработки жидкости составляло от 2 до 10 минут. Под действием разряда вода приобретает оранжевый оттенок (в случае использования электродов из нержавеющей стали). С одинаковым интервалом в 10 минут с момента получения обработанного образца проводились измерения концентрации образовавшихся в жидкости веществ (пероксида водорода, нитрит- и нитрат-ионов), водородного показателя среды pH, окис-

лительно-восстановительного потенциала RedOx и электрической проводимости.

На рис. 4 приведен спектр свечения разрядной системы из более ранней работы [32] (условия эксперимента идентичны настоящей работе). В спектрах выделяются линии аргона $Ag(I)$, железа $Fe(I)$ (300–460 нм), триплет кислорода (777 нм) и линии водорода H_{α} и H_{β} . Наличие линий железа в спектре доказывает эрозию стальных электродов, что достаточно важно для настоящей работы и сельскохозяйственных приложений. Концентрация электронов, определенная в [32] по уширению линии водорода H_{α} , связанному с эффектом Штарка в электрическом поле плазмы, составляет $N_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Объектом исследования в данной работе была деонизированная вода Milli-Q® (вода 1 типа согласно ГОСТ 52501-2001 “Вода для лабораторного анализа”). Диагностика образующихся АФК и АФА осуществлялась с помощью спектрофотометрии (спектрофотометр Cintra 4040, разрешение 0.1 нм) с использованием жидких зондов: для

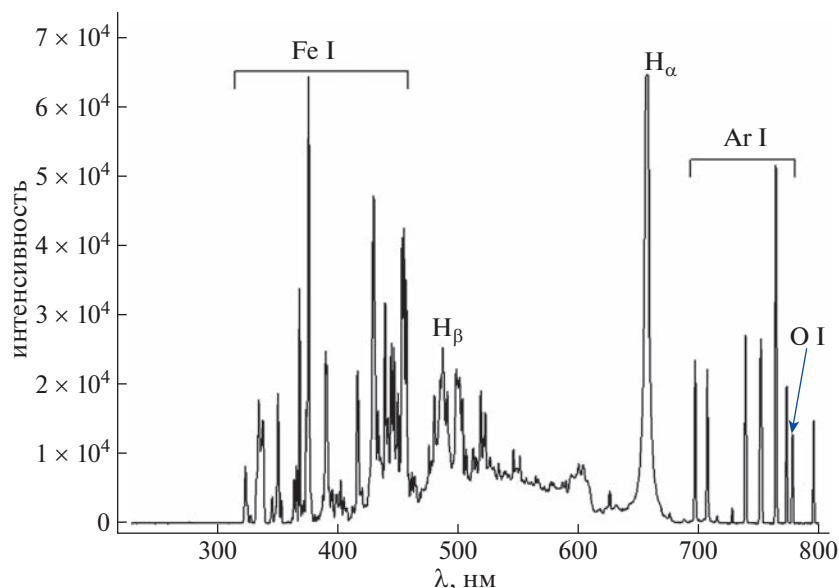


Рис. 4. Интегральный спектр излучения в пузырьках газа в жидкости.

измерения концентраций пероксида водорода использовался реактив FOX [35], для измерения нитрит-ионов—реактив на основе порошка Грисса [36]. Также с помощью плоского ионоселективного электрода LAQUAtwin проводилась оценка образующихся нитрат-ионов, pH и RedOx растворов измерялись потенциометрическим методом. Измерения концентраций АФК и АФА осуществлялись при различной продолжительности плазменного воздействия (0, 2, 4, 6, 8, 10 мин). Концентрация пероксида водорода измерялась по оптической плотности на длине волны 560 нм в растворе спустя 5 минут после добавления реактива ferrous oxidation in xylenol orange (FOX) по пику, соответствующему окислению двухвалентного железа в красителе до Fe^{3+} . Концентрация нитрит-ионов измерялась по оптической плотности на длине волны 525 нм спустя 20 мин после добавления реактива Грисса по реакции нитрования красителя. Возможное влияние нитрит-ионов на правильность измерения пероксида водорода методом FOX не оценивалось.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как отмечалось ранее, для ряда сельскохозяйственных задач необходимо образование АФК и АФА: пероксид водорода помогает бороться с патогенными микроорганизмами, ускоряет прорастание семян, нитрит- и нитрат-ионы могут служить питательными веществами для дальнейшего роста семян, результатом чего выступает увеличение урожая [37–39].

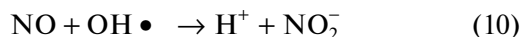
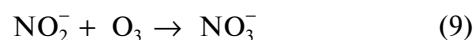
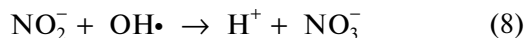
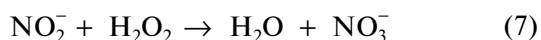
В образование пероксида водорода вносят свой вклад гидроксильные радикалы, источни-

ком кислорода для которых является воздух. Процессы описываются следующими реакциями:



Эксперимент показал, что концентрация пероксида водорода растет с увеличением времени воздействия разряда на жидкость с инъекцией обоих газов (рис. 5). При инъекции аргона концентрация пероксида водорода выше, чем при инъекции воздуха. Этот эффект можно объяснить тем, что при инъекции аргона в жидкости образуется на порядок меньшее количество нитрит-ионов, которое способствует деградации пероксида водорода согласно (7).

Известно, что газовые разряды атмосферного давления могут являться эффективным источником окислов азота [40–42]. Главными источниками окислов азота в жидкости в проведенном эксперименте являются окислы азота, образующиеся из газовой фазы:



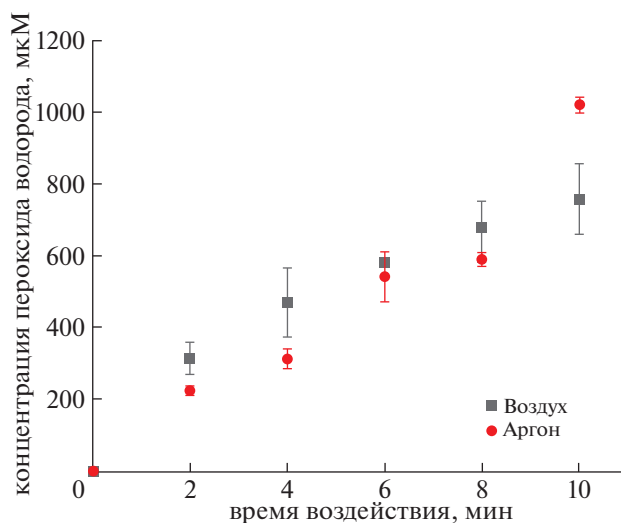


Рис. 5. Зависимость концентрации пероксида водорода от времени воздействия многоискрового разряда.

Под действием низкотемпературной плазмы атомы азота окисляются, образуя оксиды азота, нитрит- и нитрат-ионы (рис. 6). Измерения показали, что концентрация нитрит-ионов в жидкости при инъекции воздуха растет вплоть до 8 мин, после чего концентрация падает.

Необходимо измерять концентрации АФК и АФА в растворе не только сразу после обработки воды, но и спустя значительное время, поскольку большинство плазменно-активированных водных растворов транспортируют на сельскохозяйственное производство, где непосредственно происходит полив растений. Концентрация нитрат-ионов (рис. 6б) максимальна при длительности обработки 10 минут. Установлено, что для выхода концентрации нитрат-ионов на плато требу-

ется в среднем двое суток спустя время после завершения электроразрядной обработки.

Электрическая проводимость жидкости в эксперименте линейно увеличивалась со временем воздействия от начального значения 0.1 мкСм/см, достигая при 10 минутах обработки значения 250 мкСм/см. Однако такое изменение не приводило к существенному изменению пробойной стадии разряда (рис. 3), а именно в ней и происходит основное энерговыделение. Наш опыт предыдущих исследований показывает, что существенные изменения пробойной стадии разряда начинают наблюдаться при электрической проводимости порядка 1 мСм/см. Также можно отметить, что в процессе воздействия разряда на жидкость, часть энергии расходуется на ее нагрев. В то же время за счет барботации происходит охлаждение жидкости. При этом нагрев жидкости зависит от типа инжектируемого газа. Так при использовании аргона вода нагревается с 21°C до 35°C, воздуха — до 41°C. Разница связана прежде всего с кратным ростом электрической проводимости воды при использовании воздуха.

Водородный показатель среды — количественная характеристика кислотности водных растворов, влияющая на доступность питательных веществ для растений. При инъекции аргона кислотность деионизированной воды зафиксирована в пределах 5; при инъекции воздуха — с увеличением длительности воздействия плазмы понижалась с 5 до 3.5 (табл. 1). Установлено, что кислотность среды сохраняется при инъекции аргона из-за отсутствия окислов азота: они не оказывают должного влияния, поскольку главным источником их образования в жидкости является воздух.

Как отмечалось ранее, вследствие эрозии электродов в растворе наблюдается образование микро- и наночастиц металлов, что является преимуществом для использования такой жидкости

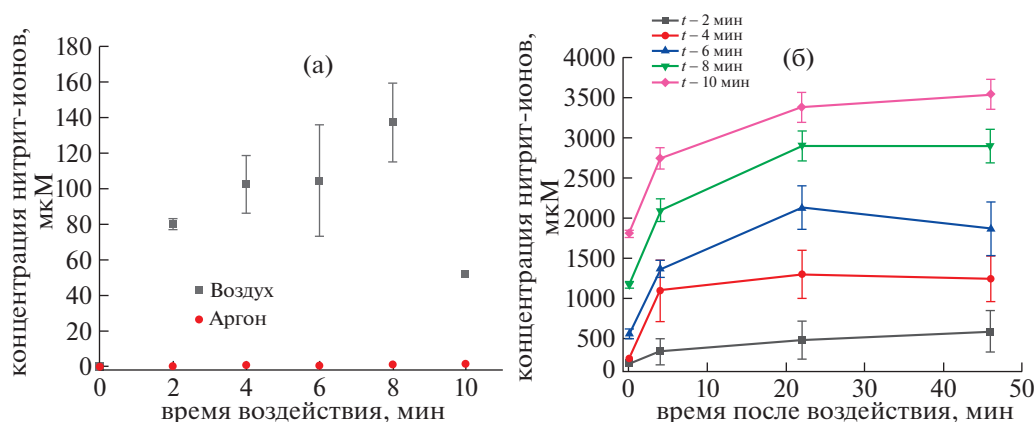


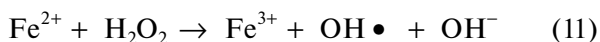
Рис. 6. Концентрация окислов азота при инъекции воздуха; а) — в зависимости от времени воздействия; б) — после прекращения воздействия.

Таблица 1. Зависимость водородного показателя среды pH и окислительно-восстановительного потенциала RedOx от времени воздействия многоискровым разрядом

Время воздействия, мин	Эксперимент с инъекцией воздуха		Эксперимент с инъекцией аргона	
	pH	RedOx, мВ	pH	RedOx, мВ
0	5.7	434	5.7	434
2	5.3	404	5.3	401
4	3.8	515	5.3	395
6	3.6	527	5.4	387
8	3.5	535	5.5	421
10	3.3	539	5.6	423

в сельскохозяйственной отрасли. Существует множество исследований, посвященных влиянию наночастиц на всхожесть и рост растений [43, 44]. Выбор материала электрода дает возможность для обогащения растений полезными веществами. В предлагаемой работе использовались электроды из нержавеющей стали: влияние наночастиц железа в малых концентрациях позволяет ускорить рост побегов [45]. В полученной активированной плазмой жидкости содержатся ионы железа, поэтому важно оценить их концентрацию. Используемый метод определения концентрации пероксида водорода основывается на реакции Фентона. Наиболее важными элементами реакции Фентона являются переходные металлы, такие как железо и медь, которые способны катализировать образование гидроксильного радикала путем взаимодействия с пероксидом водорода. Таким образом, реакция Фентона может быть проведена в присутствии переходных металлов. Эффективность реакции Фентона зависит от различных условий, таких как pH, температура, концентрация реагентов, что может значительно ограничить ее применение в ряде ситуаций.

Для установления корректности полученных результатов измерений концентраций пероксида водорода было необходимо измерить концентрации образовавшихся ионов Fe^{2+} , которые, окисляясь, способны вносить вклад в измерения концентраций пероксида водорода, участвуя в реакции:



Понижение концентрации ионов железа в эксперименте с инъекцией аргона при длительности воздействия разряда 8 и 10 минут соответствует наблюдаемому перенасыщенному коллоидному раствору: частицы выпадают в осадок, образуя конгломераты. Было установлено, что при указанных параметрах источника питания распыление электродов из нержавеющей стали составило около 1 мг/минуту, что согласуется с измеренными концентрациями с помощью жидкого зонда.

Полученные концентрации ионов железа дают пренебрежимо малый вклад в измеряемые концентрации АФК (табл. 2).

Активированная низкотемпературной плазмой вода уже показала свое положительное влияние на рост и развитие растений. Так в [46] показано, что обработка водного раствора в течение 3, 6, 9, 12, 15 минут высоковольтным разрядом (3–6 кВ, 3–10 кГц) приводит к образованию концентраций H_2O_2 до 250 мкМ и NO_2^- до 8.7 мкМ. Использование обработанной воды дало значительное улучшение в прорастании семян *Vigna mungo* и более длинные побеги и корни по сравнению с необработанными образцами. Генерация плазмы с помощью диэлектрического барьерного разряда (14 кГц, 5.85 Вт) [47] приводит к образованию в воде концентраций H_2O_2 (20 минут обработки) 200 мкМ; окислов азота (20 минут обработки) порядка 750 мкМ. Использование этих растворов приводило к увеличению длины проростков *Raphanus sativus* L. в 1.62 раза по сравнению с контролем. Также при обработке жидкостей регулярно используются разряды с помещенным электродом в воду и плазменные струи [48].

Таблица 2. Зависимость концентрации ионов железа Fe^{3+} от времени воздействия многоискровым разрядом (М – моль/л)

Время воздействия, мин	Эксперимент при инъекции воздуха Концентрация Fe^{3+} , мкМ	Эксперимент при инъекции аргона Концентрация Fe^{3+} , мкМ
2	23.5	21.3
4	29.9	37.8
6	44.2	72.5
8	71.9	24.4
10	116.6	37.7

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании воздействия многоискрового импульсного разряда на границе газ–жидкость одним из важных параметров является инжектируемый газ, влияющий как на параметры разряда, так и на образование в жидкости химических соединений.

В предлагаемой системе эффект от воздействия активных соединений возрастает в результате того, что в процессе развития разряда внутри газового пузыря возникают акустические волны, способствующие появлению пузырей и интенсификации процесса перемешивания жидкости [49]. Также при формировании разряда в жидкости и газе у границы раздела фаз возникает многофазная область, состоящая из газа, жидкости, плазмы, паров воды. В этой области интенсифицируются процессы обмена. Свой вклад в эти процессы может вносить барботация жидкости. Комплексное воздействие способствует повышению эффективности плазможидкостного взаимодействия.

Результаты проведенного эксперимента по обработке деонизированной воды многоискровым источником плазмы подтверждают, что при использовании воздуха в качестве рабочего газа наблюдается активное образование окислов азота (нитриты до 140 мкМ, нитраты до 1.9 мМ). После окончания воздействия наблюдается окисление нитрит-ионов до нитрат-ионов.

При инъекции аргона наблюдается более активная эрозия электродов, как следствие, при обработке в течение 8 и 10 минут в жидкостях сразу после воздействия появляется осадок частиц $\text{Fe}(\text{OH})_3$. Появление в воде железа в целом не влияет на правильность измерения пероксида водорода методом FOX, но может влиять на фактическое значение концентрации пероксида, например, через протекание реакции Фентона (разложение пероксида водорода переходными металлами с образованием радикалов). Поэтому в последующих работах необходимо исследовать изменение концентрации пероксида водорода в жидкости спустя время после завершения воздействия разрядом и роль распыленного материала электродов в этом процессе.

Экспериментальные результаты показывают, что под действием многоискрового кольцевого разряда с инъекцией газа (воздух, аргон) в жидкости образуются активные формы кислорода и азота. И их концентрация достаточна для того, чтобы рассматривать полученные растворы в качестве стимуляторов всхожести и роста растений. Стоит отметить, что используемый источник достаточно энергоэкономичен, поскольку для активации 1 литра воды при максимальной длительности воздействия разрядом (10 минут) в среднем расходуется 130 Вт·час.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность научному коллективу Отдела физики плазмы ИОФ РАН Борзосекову В.Д., Бережецкой Н.К. и сотруднику Центра биофотоники ИОФ РАН Кончехову Е.М. за рекомендации при подготовке эксперимента и плодотворное обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruggeman P.J., Kushner M.J., Locke B.R., Gardeniers J.G.E., Graham W.G., Graves D.B., Hofman-Caris R.C.H.M., Maric D., Reid J.P., Ceriani E., Fernandez Rivas D., Foster J.E., Garrick S.C., Gorbanev Y., Hamaguchi S., Iza F., Jablonowski H., Klimova E., Kolb J., Krcma F., Lukes P., Machala Z., Marinov I., Mariotti D., Mededovic Thagard S., Minakata D., Neyts E.C., Pawlat J., Lj Petrovic Z., Pflieger R., Reuter S., Schram D.C., Schröter S., Shiraiwa M., Tarabová B., Tsai P.A., Verlet J.R.R., von Woedtk T., Wilson K.R., Yasui K., Zvereva G. // *Plasma Sources Science and Technology*. 2016. P. 1. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/5/053002>
2. Bruggeman P.J., Iza F., Brandenburg R. // *Plasma Sources Science and Technology*. 2017. V. 26. № 12. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa97af>
3. Artem'ev K.V., Bogachev N.N., Gusein-zade N.G., Dolmatov T.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Andreev S.E. // *Russian Physics Journal*. 2020. V. 62. P. 2073. <https://doi.org/10.1007/s11182-020-01948-1>
4. Pavlik T., Gudkova V., Razvolyaeva D., Pavlova M., Kostukova N., Miloykovich L., Kolik L., Konchekov E., Shimanovskii N. // *IJMS*. 2023. V. 24. P. 1. <https://doi.org/10.3390/ijms24065100>
5. Akopdzhanov A.G., Sveshnikova E.D., Guseyn-zade N.G., Kolik L.V., Konchekov E.M., Shimanovskiy N.L. // *Pharmaceutical Chemistry Journal*. 2021. V. 55. P. 11. <https://doi.org/10.1007/s11094-021-02363-7>
6. Konchekov E.M., Gusein-Zade N.G., Kolik L.V., Artem'ev K.V., Pulish A.V. // In *Proceedings of the IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, Institute of Physics Publishing. 2020. V. 848. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/848/1/012037>
7. Akopdzhanov A.G., Shimanovskii N.L., Stepanova D.S., Fedotcheva T.A., Pulish A.V., Gusein-zade N.G., Kolik L.V., Konchekov E.M. // *Biophysics (Russian Federation)*. 2019. V. 64. P. 926. <https://doi.org/10.1134/S0006350919060034>
8. Kuzin A., Solovchenko A., Khort D., Filippov R., Lukina V., Lukina N., Astashev M., Konchekov E. // *Plants*. 2023. V. 12. P. 385. <https://doi.org/10.3390/plants12020385>
9. Ashurov M.Kh., Ashurov E.M., Astashev M.E., Baimler I.V., Gudkov S.V., Konchekov E.M., Lednev V.N., Lukina N.A., Matveeva T.A., Markendudis A.G., Onegov A.V., Rashidova D.K., Sarimov R.M., Sergeichev K.F., Sharipov S.T., Simakin A.V., Smirnov I.G., Smolentsev S.Y., Yakubov M.M., Yanykin D.V., Shcherbakov I.A. // *ChemEngineering* 2022. V. 6. P. 91. <https://doi.org/10.3390/chemengineering6060091>

10. Konchekov E.M., Kolik L.V., Danilejko Y.K., Belov S.V., Artem'ev K.V., Astashev M.E., Pavlik T.I., Lukanin V.I., Kutyrev A.I., Smirnov I.G., Gudkov S.V. // *Plants* (Basel). 2022. V. 11. P. 1373.
<https://doi.org/10.3390/plants11101373>
11. Konchekov E.M., Glinushkin A.P., Kalinitchenko V.P., Artem'ev K.V., Burmistrov D.E., Kozlov V.A., Kolik L.V. // *Frontiers in Physics*. 2021. V. 8.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2020.616385>
12. Astashev M.E., Konchekov E.M., Kolik L.V., Gudkov S.V. // *Sensors* 2022. V. 22. 8310.
<https://doi.org/10.3390/s22218310>
13. Belov S.V., Danileiko Y.K., Egorov A.B., Lukanin V.I., Semenova A.A., Lisitsyn A.B., Revutskaya N.M., Nasonova V.V., Yushina Y.K., Tolordava E.R., Nasyrov N.A., Sinichkina A.I., Konchekov E.M., Matveeva T.A., Gudkov S.V. // *Processes*. 2022. V. 10. P. 1536.
<https://doi.org/10.3390/pr10081536>
14. Takaki K., Takahashi K., Hayashi N., Wang D., Ohshima T. // *Reviews of Modern Plasma Physics*. 2021. V. 5. № 12.
<https://doi.org/10.1007/s41614-021-00059-9>
15. Smirnov B.M., Babaeva N.Y., Naidis G.V., Panov V.A., Son E.E., Tereshonok D.V. // *Bubble Method of Water Purification*. High Temp. 2019. V. 57. P. 286–288.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X19020202>
16. Bruggeman P., Leys C. // *Journal of Physics D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 1.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/5/053001>
17. Samukawa S., Hori M., Rauf S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J.C., Murphy A.B., Guiso A.F., Starikovskaia S., Kortshagen U., Boeuf J.-P., Sommerer T.J., Kushner M.J., Czarnetzki U., Mason N. // *Journal of Physics D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. P. 1.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/25/253001>
18. Лебедев Ю.А. // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 6. С. 685.
<https://doi.org/10.7868/S0367292117060105>
19. Babaeva N.Yu., Berry R.S., Najdis G.V., Smirnov B.M., Son É.E., Tereshonok D.V. // *High Temperature*. 2016. № 54. P. 745.
<https://doi.org/10.7868/S0040364416050057>
20. Akishev Yu.S., Grushin M.E., Karal'nik V.B., Monich A.E., Pan'kin M.V., Trushkin N.I., Kholodenko V.P., Chugunov V.A., Zhirkova N.A., Irkhina I.A., Kobzev E.N. // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. № 12. С. 1142.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X06120087>
21. Akishev Yu.S., Grushin M., Karal'nik V., Trushkin N., Kholodenko V., Chugunov V., Kobzev E., Zhirkova N., Irkhina I., Kireev G. // *Pure Appl. Chem.* 2008. V. 80. № 9. P. 1953.
<https://doi.org/10.1351/pac200880091953>
22. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Давыдов А.М., Козлов Ю.Н., Косый И.А., Мисакян М.А., Темчин С.М., Ральченко В.Г., Гуцин П.А., Иванов Е.В. // *ЖТФ*. 2011. Т. 81. С. 48.
<https://doi.org/10.1134/S1063784211110028>
23. Barkhudarov E.M., Kossyi I.A., Kozlov Yu.N., Temchin S.M., Taktakishvili M.I., Christofi N. // *Journal of Atomic and Molecular Physics*. 2013. P. 12.
<https://doi.org/10.1155/2013/429189>
24. Anpilov A.M., Barkhudarov E.M., Bark Yu.B., Zadira-ka Yu.V., Christofi M., Kozlov Yu.N., Kossyi I.A., Kop'ev V.A., Silakov V.P., Taktakishvili M.I., Temchin S.M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. 993.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/6/322>
25. Panov V.A., Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Pecherkin V.Ya., Saveliev A.S. // *Plasma Phys. Rep.* 44, 882–885 (2018).
<https://doi.org/10.1134/S1063780X1809009X>
26. Babaeva N.Yu., Kushner M.J. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/13/132003>
27. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Двоенко А.В., Козлов Ю.Н., Косый И.А., Моряков И.В., Тактакишвили М.И., Темчин С.М. // *Успехи прикладной физики*. 2016. Т. 4. № 3. С. 265–271.
28. Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. *Pulsed Gas Lasers*. Washington: SPIE Press, 1995.
29. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Физика импульсного пробоя газов*. М.: Наука, 1991.
30. Iqbal T. // *International Journal of Plant Research*. 2017. V. 30. P. 93–100.
<https://doi.org/10.5958/2229-4473.2017.00042.8>
31. Panakkal H., Gupta I., Bhagat R., Ingle A.P. // *Nanotechnology in Plant Growth Promotion and Protection*. 2021. P. 259.
<https://doi.org/10.1002/9781119745884.ch13>
32. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Косый И.А., Мисакян М.А., Моряков И.В., Смирнов М.Г., Тактакишвили М.И. // *ЖТФ*. 2021. Т. 91. № 5. С. 772.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.05.50688.311-20>
33. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Козлов Ю.Н., Косый И.А., Мисакян М.А., Моряков И.В., Тактакишвили М.И., Тарасова Н.М., Темчин С.М. // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. № 3. С. 268.
<https://doi.org/10.1134/S036729211902001X>
34. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Гусейн-заде Н.Г.О., Косый И.А., Мисакян М.А., Моряков И.В., Смирнов М.Г., Тактакишвили М.И., Темчин С.М. *Устройство для плазмохимической обработки жидкостей*. Патент на полезную модель 201546 U1, 21.12.2020.
35. Wolff S.P. // *Methods in Enzymology*. 1994. V. 233. P. 182.
[https://doi.org/10.1016/S0076-6879\(94\)33021-2](https://doi.org/10.1016/S0076-6879(94)33021-2)
36. Tsikas D. // *J Chromatogr B Analyt Technol Biomed Life Sci*. 2007. V. 851. P. 51.
<https://doi.org/10.1016/j.jchromb.2006.07.054>
37. Shin R., Schachtman D.P. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2004. V. 101. P. 8827.
<https://doi.org/10.1073/pnas.0401707101>
38. Belov S.V., Danyleiko Y.K., Glinushkin A.P., Kalinitchenko V.P., Egorov A.V., Sidorov V.A., Konchekov E.M., Gudkov S.V., Dorokhov A.S., Lobachevsky Y.P., Izmailov A.Yu. // *Frontiers in Physics*. 2021. V. 8.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2020.618320>
39. Chen B., Wang Z., Li S.-X., Wang G.-X., Song H., Wang X. // *Plant Science*. 2004. V. 167.
<https://doi.org/10.1016/j.plantsci.2004.05.01>
40. Kossyi I.A., Kostynsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992. V. 1. P. 207.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/1/3/011>

41. *Shakhatov V.A., Gritsinin S.I., Borzosekov V.D.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 5. С. 441.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121050085>
42. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Gritsinin S.I., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Lebedev Y.A., Moryakov I.V., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D., Kharchev N.K., Shakhatov V.A.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 3. С. 264.
<https://doi.org/10.31857/S0367292120030014>
43. *Ahmad A., Hashmi S., Palma J., Corpa F.* // Chemosphere. 2022. V. 290.
<https://doi.org/10.1016/j.chemosphere.2021.133329>
44. *Adhikari T., Kundu S., Rao A.S.* // Int. J. Agric. Food Sci. Technol. 2013. V. 4. P. 809.
45. *Shah V., Belozeroва I.* // Water Air Soil Pollut. 2009. V. 197. P. 143.
<https://doi.org/10.1007/s11270-008-9797-6>
46. *Sajib S.A., Billah M., Mahmud S., Miah M., Hossain F., Omar F.B., Roy N.C., Hoque K.M.F., Talukder M.R., Kabir A.H., Reza M.A.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2020. V. 40. P. 119.
<https://doi.org/10.1007/s11090-019-10028-3>
47. *Sarinont T., Katayama R., Wada Y., Koga K., Shiratani M.* // MRS Adv. 2017. V. 2. P. 995.
<https://doi.org/10.1557/adv.2017.178>
48. *Attri P., Ishikawa K., Okumura T., Koga K., Shiratani M.* // Processes. 2020. V. 8. P. 1002.
<https://doi.org/10.3390/pr8081002>
49. *Шмелев В. М., Анпилов А.М., Бархударов Э.М.* // Прикладная физика. 2005. № 5. С. 55–59.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВАКУУМНОГО РАСШИРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПРОМЕЖУТКЕ

© 2023 г. В. Ю. Кожевников^а, А. В. Козырев^{а,*}, А. О. Коковин^а, Н. С. Семенюк^а

^аИнститут сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 21.05.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 01.09.2023 г.

Представлены результаты теоретического описания бесстолкновительной кинетики радиального разлета двухкомпонентной (электрон-ионной) плазмы в одномерной цилиндрической постановке задачи. Продемонстрирован электрополевой механизм сверхзвукового расширения плазменного факела, обусловленный движением электрон-ионного ансамбля и самосогласованного электрического поля в диоде с приложенной к нему разностью потенциалов. Показана пространственно-временная эволюция функции распределения ионов по энергиям, электрического потенциала и скорости расширения эмиссионной границы плазменного факела. Полученные в расчете скорости расширения факела на медном катоде ($\sim 1.5 \times 10^6$ см/с) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: кинетика разреженной плазмы, бесстолкновительная плазма, катодный факел, вакуумный разряд

DOI: 10.31857/S0367292123600607, **EDN:** HAWJYO

ВВЕДЕНИЕ

Пробой вакуумного промежутка широко исследуется и используется в технических устройствах с уникальными характеристиками [1, 2]. Возбуждение вакуумного пробоя плазмой происходит за счет взрывов микроскопических неровностей катода, после чего плазма катодного факела расширяется в межэлектродный промежуток. Одной из ключевых проблем вакуумной электроники является процесс расширения инициированной прикатодной плазмы, для которого характерны “сверхтепловые” скорости расширения и “аномальный” перенос ионов на анод в вакуумном разряде [3–5]. Скорость расширения плазмы, зарегистрированная в вакуумных разрядах с разными катодными материалами, составляет $(1–4) \times 10^6$ см/с [6], что соответствует кинетической энергии ионов в десятки, а подчас и в сотни электрон-вольт [7–9]. Энергии прилетающих на анод ионов могут превосходить напряжение горения (умноженное на элементарный заряд) дуговой стадии разряда, которая формируется в результате переключения плазмой промежутка. Из-за этого свойства быстрые анодоуправленные потоки ионов иногда называют “аномальными”.

Природа и механизм формирования таких потоков до сих пор не получили общепринятого объяснения и являются предметом многочислен-

ных и многолетних дискуссий в среде специалистов по вакуумному разряду. В основном, дискуссии идут в рамках трех заметно различающихся подходов к объяснению анодоуправленных потоков ионов: 1) гидродинамическая модель ускорения плазмы за счет высокого градиента давления вещества, истекающего из взрывоэмиссионного центра микрометрового размера [10, 11]; 2) модель “электронного ветра”, которая объясняет ускорение ионов за счет столкновений с электронным потоком очень высокой плотности, имеющим место в области опять-таки компактного взрывоэмиссионного центра [12, 13]; 3) модель полевого ускорения ионов за счет немонотонного распределения электрического потенциала (“горба потенциала”), которое может иметь место в близкой окрестности взрывоэмиссионного центра [14, 15]. Во всех этих моделях ключевую роль играет компактный взрывоэмиссионный центр, следы которого ассоциируются с микрометровыми кратерами на поверхности катода вакуумного разряда.

Не подвергая сомнению возможность реализации трех вышеупомянутых механизмов, мы обращаем внимание специалистов по физике плазмы на принципиальную возможность иного (электрополевого) фундаментального механизма расширения бесстолкновительной плазмы в ва-

куумном промежутке, к которому приложено электрическое напряжение. Здесь термин “фундаментальный” используется в своем буквальном значении как наиболее “общий и/или простой”, т.е. не отягощенный физической сложностью процесса инициирования взрывоэмиссионного центра и формирования атомно-ионного состава плазмы.

Здесь мы формулируем предельно упрощенную (двухкомпонентность и бесстолкновительность плазмы, одномерность движения) физикоматематическую задачу и решаем ее в терминах физической кинетики. Естественно, что более простой одномерной задачей являлась бы плоская геометрия, но радиально-расходящийся разлет плазмы, не усложняя математические уравнения, дополнительно позволяет исследовать влияние степени пространственной неоднородности задачи на характеристики процесса.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗЛЕТА

Эволюция двухкомпонентной плазмы, состоящей из электронов и однократно заряженных ионов, в вакуумном цилиндрическом зазоре описывается двумя уравнениями Власова, в которых учтены центробежные силы F_e и F_i , обусловленные начальным разбросом азимутальных импульсов частиц

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{mr} \frac{\partial}{\partial r}(rf) + \frac{\partial}{\partial p}[(-qE + F_e)f] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p}{Mr} \frac{\partial}{\partial r}(rF) + \frac{\partial}{\partial p}[(qE + F_i)F] = 0, \quad (2)$$

где $f(r, p, t)$, $F(r, p, t)$ — функции распределения электронов и ионов по координатам r и радиальным импульсам p , m , M — массы электрона и иона соответственно, q — элементарный заряд, $E(r, t)$ — напряженность электрического поля.

Дополнительный член $F_{e,i} = p_\phi^2/mr$ в уравнениях (1), (2) учитывает действие центробежных сил при наличии у частиц поперечного (азимутального) импульса. Хотя мы решаем задачу радиального расширения плазмы в вакуумном промежутке, в ансамбле частиц инициирующей плазмы могут присутствовать ненулевые моменты импульса, которые будут сохраняться в процессе радиального расширения ансамблей частиц и влиять на динамику электрического поля. Эти импульсы p_ϕ можно сразу усреднить, воспользо-

вавшись законом сохранения азимутального момента $r_C p_{\phi C} = r p_\phi$:

$$\begin{aligned} \langle p_\phi^2 \rangle &= \frac{r_C^2}{r^2} \langle p_{\phi C}^2 \rangle = \frac{r_C^2}{r^2} \int_{-\infty}^{\infty} p_{\phi C}^2 f_{\phi C} dp_{\phi C}, \\ f_{\phi C} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi m T}} \exp\left(-\frac{p_{\phi C}^2}{2m T}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

где r_C — радиус плазменного катода (параметр задачи), $p_{\phi C}$ — угловая компонента импульса частицы на катоде, $f_{\phi C}$ — максвелловская функция распределения азимутальных импульсов на катоде, T — термодинамическая температура катодного ансамбля. В результате центробежные силы для электронов и ионов будут иметь вид

$$F_e = \frac{T_e r_C^2}{r^3}, \quad F_i = \frac{T_i r_C^2}{r^3}. \quad (4)$$

Мы добавили в расчетную модель азимутальные импульсы, поскольку они создают центробежную псевдосилу инерции, которая может существенно влиять на перенос потока частиц в областях, заполненных квазинейтральной плазмой, где напряженность электрического поля близка к нулевым значениям.

Уравнения (1), (2) дополняются уравнением Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{q(n_i - n_e)}{\epsilon_0}, \quad (5)$$

где $\phi(r, t)$ — электрический потенциал, $\rho(r, t)$ — объемная плотность заряда, ϵ_0 — электрическая постоянная, $n_e(r, t)$, $n_i(r, t)$ — концентрации электронов и ионов, которые определяются как моменты функций распределения

$$n_e = \int_0^\infty f dp, \quad n_i = \int_0^\infty F dp. \quad (6)$$

Уравнение Пуассона с учетом граничных условий на катоде r_C и аноде r_A : $\phi(r_C, t) = 0$, $\phi(r_A, t) = U(t)$ — имеет точное решение в квадратурах

$$\begin{aligned} \phi = & \left[U + \int_{r_C}^{r_A} \frac{1}{r''} \left\{ \int_{r_C}^{r''} r' \frac{\rho}{\epsilon_0} dr' \right\} dr'' \right] \frac{\ln r/r_C}{\ln r_A/r_C} - \\ & - \int_{r_C}^r \frac{1}{r''} \left\{ \int_{r_C}^{r''} r' \frac{\rho}{\epsilon_0} dr' \right\} dr''. \end{aligned} \quad (7)$$

Напряженность электрического поля

$$E = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} = -\left[U + \int_{r_c}^{r_A} \frac{1}{r''} \left\{ \int_{r_c}^{r''} r' \frac{\rho}{\epsilon_0} dr' \right\} dr'' \right] \times \\ \times \frac{1}{r \ln r_A/r_c} + \frac{1}{r} \left\{ \int_{r_c}^r r' \frac{\rho}{\epsilon_0} dr' \right\}. \quad (8)$$

Далее, мы предполагаем, что последовательная электрическая цепь состоит из источника напряжения $U_{source}(t)$, балластного сопротивления $R_{ballast}$ и разрядного промежутка. Тогда напряжение на электродах, U , описывается уравнением цепи

$$U = U_{source} - j_{total} R_{ballast} S, \quad (9)$$

где $S(r) = 2\pi rL$ — площадь текущей цилиндрической поверхности, L — осевая протяженность разряда. Плотность полного тока $j_{total}(r, t)$ включает в себя плотность тока смещения и конвективные плотности электронного $j_e(r, t)$ и ионного $j_i(r, t)$ токов

$$j_{total} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j_e + j_i. \quad (10)$$

Конвективные плотности токов определяются через моменты функций распределения

$$j_e(r, t) = -q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho}{m} f dp, \quad j_i(r, t) = q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho}{M} F dp. \quad (11)$$

Усредним уравнение (10) по радиусу промежутка и получим уравнение для полного тока

$$j_{total}(t) = -\frac{\epsilon_0}{r_A - r_c} \frac{dU}{dt} + J(t), \quad (12)$$

$$J(t) = \frac{1}{r_A - r_c} \int_{r_c}^{r_A} (j_e + j_i) dr.$$

Напряжение U из (9) подставим в (12) и получим уравнение для тока разряда

$$\frac{dj_{total}}{dt} = \frac{1}{\tau_R} \left(j_{total}(t) + \frac{\epsilon_0}{r_A - r_c} \frac{dU_{source}}{dt} - J(t) \right), \quad (13)$$

$$\tau_R = \frac{\epsilon_0 R_{ballast} S}{r_A - r_c}.$$

Интегрируя (13), получим явное выражение для плотности тока в разрядном промежутке

$$j_{total} = \frac{e^{t/\tau_R}}{\tau_R} \int_0^t \left[\frac{\epsilon_0}{r_A - r_c} \frac{dU_{source}}{dt} - J(t') \right] e^{-t'/\tau_R} dt'. \quad (14)$$

В итоге, математическая модель разряда должна быть дополнена заданием функции внешнего источника напряжения $U_{source}(t)$ и граничными условиями на катоде.

Мы полагаем, что поверхность катода представляет собой неравновесную электрон-ионную квазинейтральную плазму с заданной концентрацией n_0 , ансамбли которой характеризуются максвелловскими распределениями с различными термодинамическими температурами T_e , T_i и ненулевым средним импульсом:

$$f_0 dp = n_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi m T_e}} \exp \left(-\frac{(p - \sqrt{m T_e})^2}{2m T_e} \right) dp, \quad (15)$$

$$F_0 dp = n_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi M T_i}} \exp \left(-\frac{(p - \sqrt{M T_i})^2}{2M T_i} \right) dp.$$

Начальные функции распределения (15) были заданы со смещенным импульсом чтобы избежать искусственного разрыва в потоке частиц на границе области вычислений (при $r = r_c$ он был бы нулевым по определению при несмещенном распределении) и радиальном потоке вне этой границы (при $r > r_c$). Этот прием генерирует гладкие решения в окрестности катодной границы ($r = r_c + 0$).

Система пяти уравнений (1), (2), (8), (9), (14) совместно с граничными условиями (15) образует замкнутую математическую модель одномерного вакуумного диода с плазменной эмиссией частиц на катоде. Данная система уравнений решается численно полулагранжевыми методами. Для расчетного фазового пространства (r, t) , используется неоднородная сетка размерностью 4000 на 5000 элементов для дискретизации каждого уравнения (1), (2).

РАЗЛЕТ ПЛАЗМЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПРОМЕЖУТКЕ

Вычисления показали, что механизм разлета практически не меняется при разумных вариациях начальных параметров ($r_c = 20$ – 1000 мкм, $U_{source} = 100$ – 2000 В, $n_0 = 10^{12}$ – 10^{16} см⁻³), поэтому мы приводим количественные результаты только для некоторого типичного случая. Выбор приложенного напряжения U_{source} и балластного сопротивления $R_{ballast}$ обычно был обусловлен тем, чтобы по мере приближения плазмы к анодному радиусу ток в цепи обеспечивал заметное снижение анодного напряжения.

Ниже представлены расчеты динамики плазмы в цилиндрическом вакуумном промежутке с радиусами катода $r_c = 1$ мм, анода $r_A = 10$ мм и продольной длиной $L = 10$ мм. Источник напряжения генерирует импульс $U_{source}(t)$ амплитудой 2 кВ с коротким временем нарастания $t_{rise} = 0.1$ нс, который подключается через балластное сопротивление $R_{ballast} = 100$ Ом к промежутку. На катодном радиусе фиксировалось состояние квазинейтральной плазмы

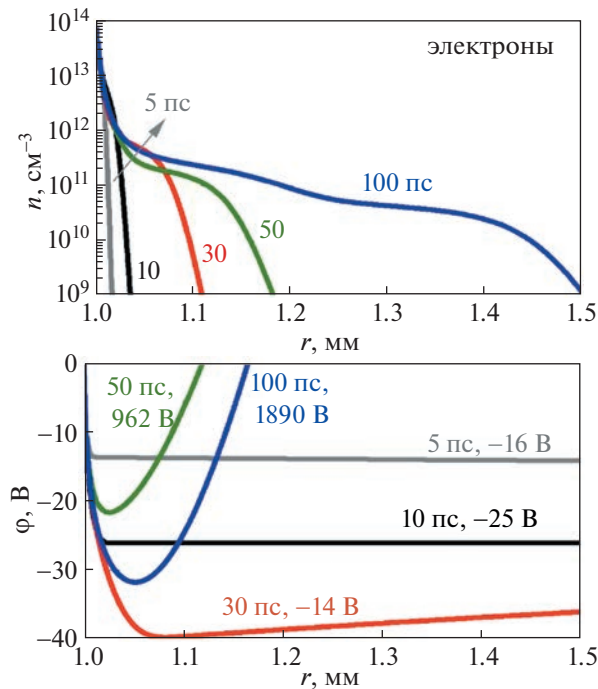


Рис. 1. Концентрация электронов n и распределение электрического потенциала ϕ вблизи катода в первые моменты времени (рядом с временем показаны анодные напряжения).

мы с концентрацией $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ электронов и однозарядных ионов меди Cu^+ . Эта концентрация с большим запасом обеспечивает бесстолкновительный режим движения заряженных частиц в сантиметровом зазоре. Температуры электронов $T_e = 3 \text{ эВ}$, ионов $T_i = 1 \text{ эВ}$. При этих параметрах плотность теплового тока электронной эмиссии ($\sim 464 \text{ А/см}^2$) на порядок превосходит плотность тока Чайлда—Ленгмюра $j_{CL} \approx (4\epsilon_0/9)\sqrt{2q/m}(U^{3/2}/r_c r_A)$ [16] на катоде цилиндрического диода ($\sim 2 \text{ А/см}^2$), работающего в режиме ограничения тока пространственным зарядом электронов.

Начальный этап расширения — формирование виртуального катода. В первые пикосекунды, когда напряжение на источнике еще мало, электроны уже продвигаются к аноду, генерируя ток в цепи и формируя область отрицательного потенциала (виртуального катода). Этот отрицательный потенциал отражает большую часть электронов катодной плазмы, пропуская к аноду лишь небольшое их количество. Глубина потенциальной ямы через 30 пс достигает -40 В , и по мере изменения приложенного анодного напряжения она тоже меняется. Динамика этого процесса во времени показана на рис. 1. Этот стартовый этап движения электронов является ключевым для понимания электрополевого механизма расшире-

ния плазмы. Поэтому мы столь подробно демонстрируем распределение электронного облака и электрического потенциала, пока ионы на границе катодной плазмы остаются практически неподвижными. Отметим, что первые электроны достигают анода лишь к моменту времени 480 пс.

Сразу отметим, стартовая стадия разлета была просчитана нами в разных начальных условиях. Например, концентрация плазмы могла плавно “включаться” от нуля $n_0(t)$, или быть экспоненциально размазанной в пространстве $f_0(r_c + x, v) = f_0(v)\exp(-x^2/l^2)$. Были проведены также тестовые расчеты этого этапа методом крупных частиц (PIC). Все эти приемы качественно не изменили показанную выше картину формирования виртуального катода.

Продвижение эмиссионной границы квазинейтральной плазмы. Отрицательный потенциал виртуального катода вблизи границы плазмы является ускоряющим для ионов. Поэтому ионы начинают естественное движение к аноду, по пути компенсируя пространственный заряд электронного облака и формируя внешнюю эмиссионную границу катодного факела, как это показано на рис. 2. Под эмиссионной границей плазмы понимается сечение, где концентрации электронов и ионов начинают заметно расходиться (на рис. 2 эта расходимость заметна, когда $\Delta n/n_0 \sim 20\%$). Ионы набирают энергию в ускоряющем поле и продвигаются к аноду, смещая как границу квазинейтральной плазмы, так и сечение виртуального катода к аноду.

По мере продвижения эмиссионной границы факела к аноду, нарастает ток в электрической цепи, что приводит к снижению напряжения на аноде, как это следует из (9). Обращаем внимание на тот факт, что концентрация плазмы в окрестности эмиссионной границы остается примерно на одном уровне $\sim 6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что на три порядка величины ниже концентрации катодной плазмы.

На рис. 3 показаны зависимости положения и скорости движения сечения виртуального катода и эмиссионной границы плазмы от времени. Видно, что эмиссионная граница постепенно отрывается от сечения минимального потенциала (виртуального катода), и движутся они с различной скоростью. Движение виртуального катода обеспечивает ускорение ионов к аноду. В результате средняя энергия ионов в промежутке достигает десятков эВ, что значительно превосходит их тепловую энергию в катодной плазме ($\sim 1 \text{ эВ}$).

Энергетические спектры ионов в расширяющейся плазме. На рис. 4 на фазовой плоскости (радиус—энергия) представлены функции распределения ионов в разные моменты времени и мгновенные спектры в сечении $r = 5 \text{ мм}$ (этому сечению отвечает штриховая линия на фазовых портретах). Снижение энергии ионов в правой ветви фа-

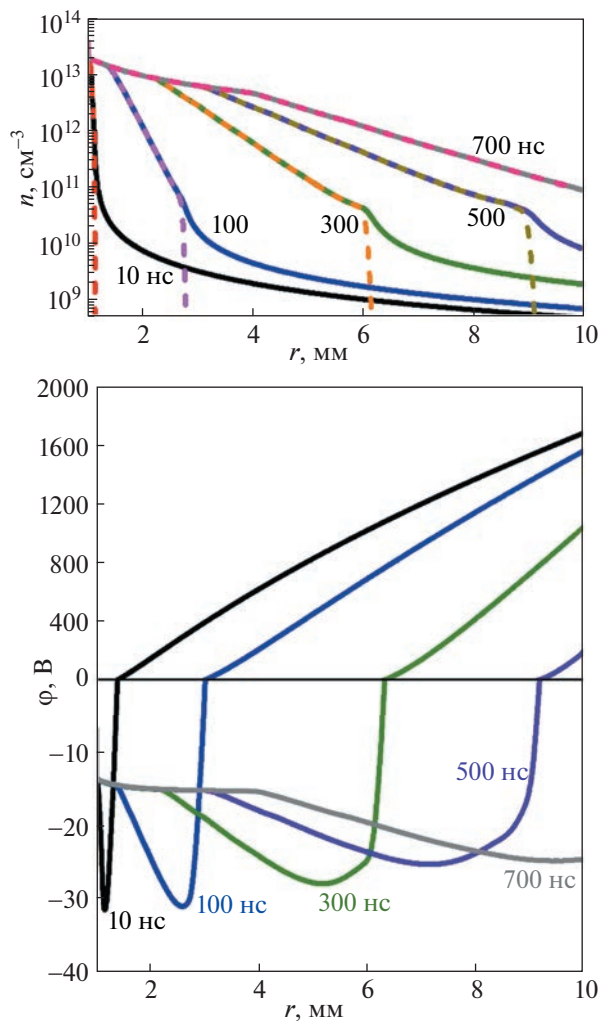


Рис. 2. Распределение концентрации частиц (сплошная — электроны, штриховая — ионы) и распределение электрического потенциала (здесь масштаб отрицательных и положительных значений разный).

зового портрета обусловлено отражением ионного потока от прианодного потенциального барьера. Обратим внимание на то, что анодный потенциал снижается по мере приближения плазмы к аноду (видно на правом рис. 2), и может стать близким к нулю и даже отрицательным, обеспечивая физическое попадание ионов на анод.

Обращаем внимание на логарифмический масштаб оси ординат, чтобы правильно оценивать ширину мгновенных спектральных распределений. На этом же рисунке показан суммарный спектр ионов в средней части промежутка, максимуму которого отвечает энергия 40 эВ (здесь масштаб оси ординат линейный), а ширина на полувысоте примерно равна 15 эВ. Это свидетельствует не только о формировании направленного потока быстрых ионов, но и о высоком среднем

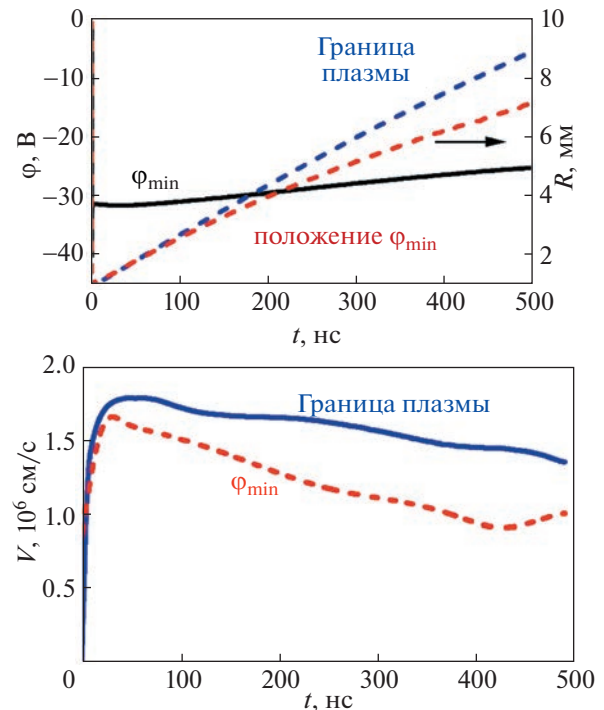


Рис. 3. Временные зависимости положения и глубины потенциальной ямы, эмиссионной границы плазмы (слева). Скорости движения границы плазмы и точки минимума потенциала V (справа).

тепловом разбросе скоростей. Фактически, речь идет об очень горячем потоке вещества.

ВАРИАЦИЯ РАДИУСА КАТОДА И ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Для исследования влияния начальных параметров задачи на процесс расширения плазмы мы провели сравнительные расчеты с вариацией радиуса катода. При этом остальные параметры (приложенное напряжение, сопротивление цепи и плотность катодной плазмы) оставили неизменными. Изменение радиуса катода при неизменной концентрации приведет к изменению плотности тока Чайлда—Ленгмюра на катоде. Для радиуса катода 0.05, 0.1, 0.5 и 1.0 мм плотность тока Чайлда—Ленгмюра принимает значения 41.7, 20.8, 4.2 и 2.1 А/см² соответственно. Однако во всех случаях плотность тока эмиссии (464 А/см²) более чем на порядок превосходит плотность тока Чайлда—Ленгмюра.

Качественно механизм расширения плазмы в промежутке не меняется при изменении радиуса катода. Однако изменяется глубина потенциальной ямы, и, как следствие, скорость продвижения плазмы к аноду, как это показано на рис. 5.

Аналогичная ситуация сохранения механизма расширения имеет место и при вариации прило-

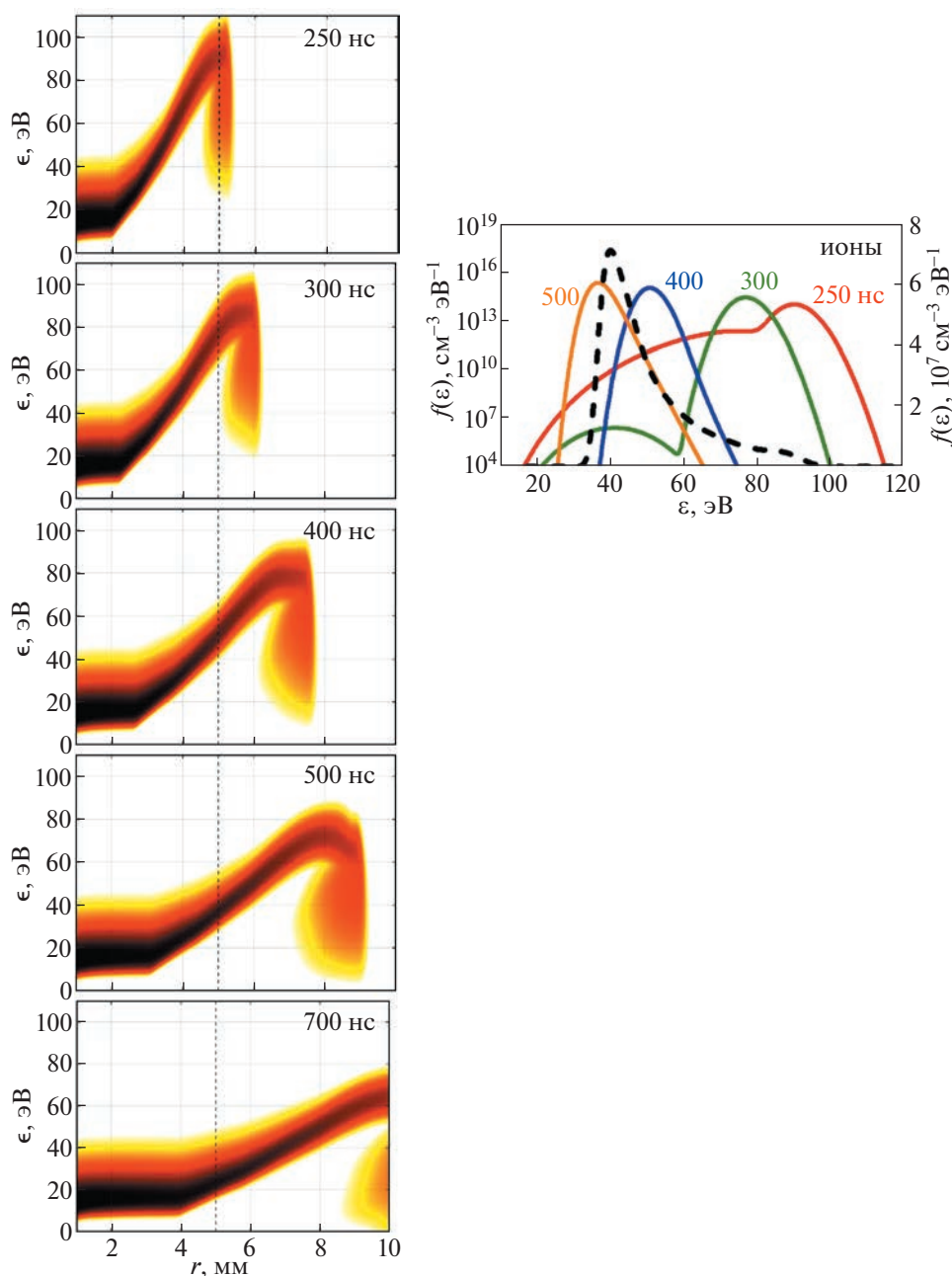


Рис. 4. Фазовые портреты функции распределения ионов $f(\epsilon)$ по энергиям в разные моменты времени (слева) и мгновенные спектры ионов $f(\epsilon)$ в радиальном сечении, отмеченном штриховой линией (справа).

женного напряжения, что демонстрируют рис. 6. Так, при уменьшении приложенного потенциала увеличивается глубина потенциальной ямы, расширение плазмы происходит заметно быстрее.

Таким образом, вариация двух ключевых параметров задачи приводит к заметной количественной вариации характеристик процесса расширения плазмы, но сам физический механизм остается качественно таким же, что говорит о его фундаментальной достоверности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом физической кинетики удастся математически корректно (в виде гладких функций без разрывов непрерывности) описать поведение расширяющейся продольно неоднородной плазмы, с поверхности которой идет отбор электронного тока эмиссии.

В рамках кинетического расчета движения электронной и ионной компонент в самосогласованном электрическом поле детально описан

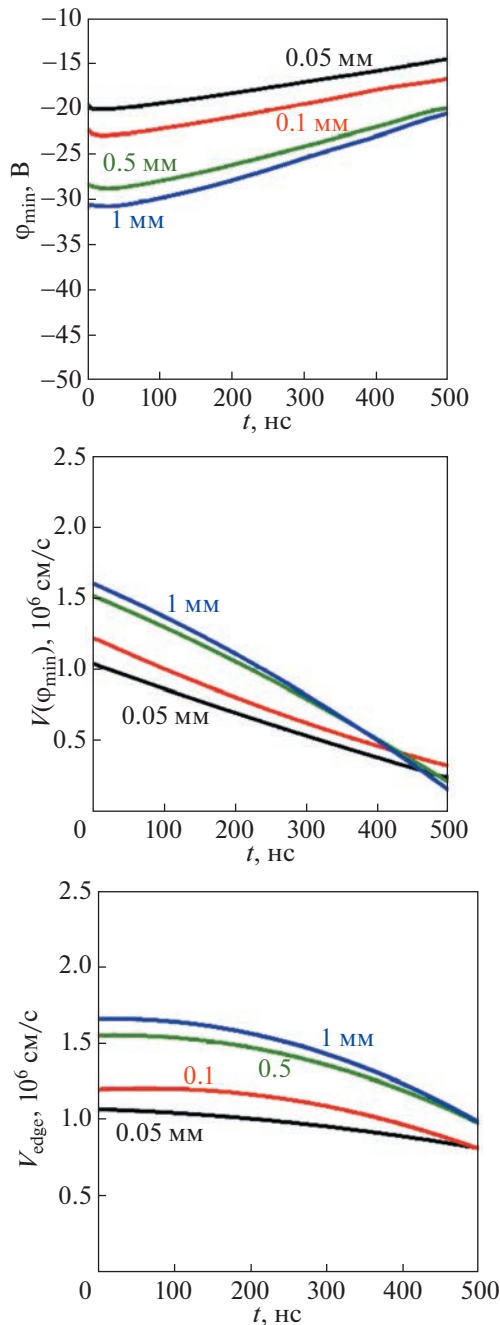


Рис. 5. Минимум потенциала $\varphi_{\min}$, скорость его смещения $V(\varphi_{\min})$ и скорость эмиссионной границы плазмы V_{edge} в различные моменты времени для катодов радиусом 0.05, 0.1, 0.5 и 1.0 мм при приложенном напряжении 2.0 кВ.

электрополевым механизмом расширения катодной плазмы в коаксиальном вакуумном промежутке. Отмечен ключевой фактор, влияющий на динамику бесстолкновительной плазмы — это формирование виртуального катода с глубиной падения

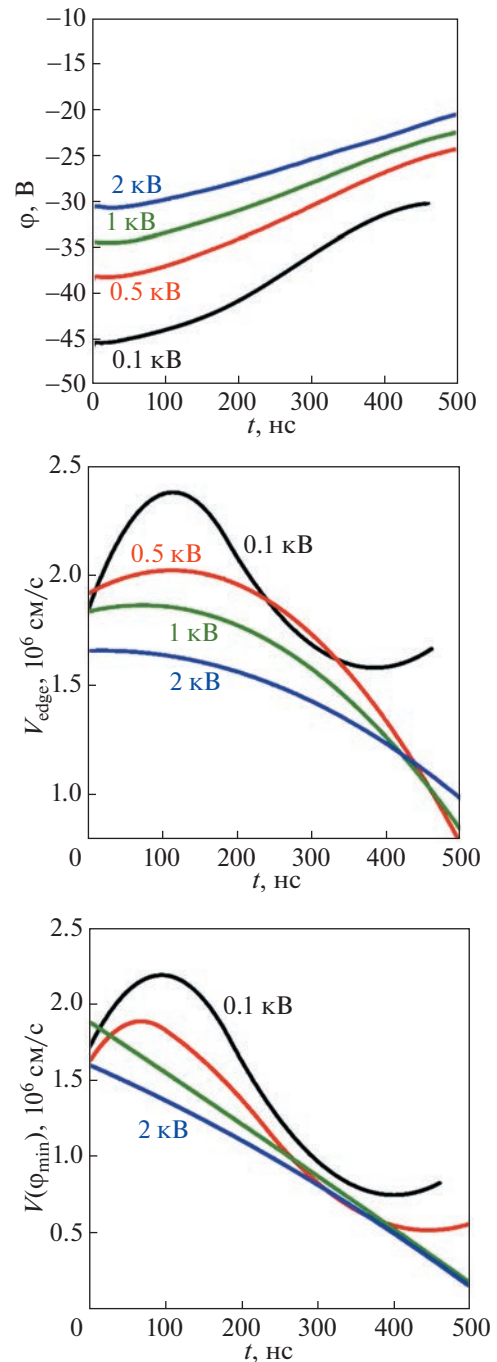


Рис. 6. Минимум потенциала, скорость его смещения и скорость границы плазмы в различные моменты времени для катода радиусом 1 мм и приложенным потенциалом в 0.1, 0.5, 1.0 и 2.0 кВ.

потенциала в десятки вольт из-за быстрого ухода электронов на анод. Дальнейшее движение ионов в ускоряющем электрическом поле приводит к быстрому продвижению границы плазмы и формированию потока ионов с энергиями в десятки эВ.

Представленный здесь физический механизм расширения плазмы остается в силе, пока плотность тока Чайлда—Ленгмюра будет существенно ниже плотности теплового тока электронов в катодной плазме. Если такое отношение нарушено, то очень вероятно смена механизма разлета бесстолкновительной плазмы, изучение которого будет предметом дальнейших исследований. Некоторое свидетельство этому можно увидеть на рис. 6, где случай низкого напряжения (100 В) заметно выпадает из общей тенденции.

Конечно, эта сильно упрощенная модель разлета плазмы не может быть прямо применена к реальным вакуумным дуговым разрядам, в которых существенную роль играют локально неоднородные и нестационарные взрывоэмиссионные процессы, быстрые плазменные струи и т.п. Но если отвлечься от деталей “микротурбулентности” на поверхности катода вакуумной дуги, а считать протяженный катод дуги источником плотной и в среднем однородной плазмы, из которой происходит эмиссия электронов, то наши расчеты убедительно свидетельствуют о неизбежном появлении экспериментально наблюдаемых скоростей ионного потока [7, 8, 12].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-29-00239).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boxman R.L., Sanders D., Martin P.* Vacuum Arc Science and Technology. Noyes, Park Ridge, NJ, 1995.
2. *Brown I.G., Galvin J.E., MacGill R.A.* // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 358.
3. *Anders A.* Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. New York: Springer, 2008.
4. *Beilis I.I.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2001. V. 29. P. 657.
5. *Chapelle P., Bellot J.P., Duval H., Jardy A., Ablitzer D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 35. P. 137.
6. *Hantzsche E.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 799.
7. *Davis W. D., Miller H. C.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 2212.
8. *Brown I., Oks E.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 1931.
9. *Anders A.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 969.
10. *Volkov N.B., Nemirovsky A.Z.* // J. Phys. D: Applied Phys. 1991. V. 24. P. 693.
11. *McClure G.W.* // J. Applied Phys. 1974. V. 45. P. 2078.
12. *Yushkov G.Y., Bugaev A.S., Krinberg I.A., Oks E.M.* // Doklady Phys. 2001. V. 46. P. 307.
13. *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1227.
14. *Плютто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 494.
15. *Болотов А.В., Козырев А.В., Королев Ю.Д.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 709.
16. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

ПРЕИМУЩЕСТВА СТРУИ ХОЛОДНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ В ПРОТИВОРАКОВОЙ ТЕРАПИИ

© 2023 г. И. В. Швейгер^{a,*}, Д. Э. Закревский^{a,b,c}, Е. В. Милахина^{a,b,c},
А. Л. Александров^a, М. М. Бирюков^{a,d}, О. А. Коваль^{a,d}

^aИнститут теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

^bИнститут физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

^cНовосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

^dИнститут химической биологии и фундаментальной медицины СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: ivschweigert@gmail.com

Поступила в редакцию 01.08.2023 г.

После доработки 17.08.2023 г.

Принята к публикации 20.08.2023 г.

В эксперименте и численном моделировании проводится сравнение интенсивности взаимодействия гелиевой холодной плазменной струи (ХПС) с диэлектрической поверхностью и с кожей животных. ХПС при атмосферном давлении генерируется синусоидальным или положительным импульсным напряжением с различной длительностью импульса в оптимальных режимах. Эффект воздействия оценивается на основе измеренных и рассчитанных токов, интенсивностей линий в спектре ХПС и температурных полей. Измеренные характеристики ХПС показывают, что импульсный характер возбуждения ХПС является предпочтительным по сравнению с синусоидальным режимом. Варьирование длительности импульсов периодического импульсного напряжения позволяет получить максимальные ток и напряженность электрического поля у поверхности в рамках допустимой температуры в зоне контакта ХПС с кожей мышей (<42°C). Показано, что результаты исследования ХПС полученные в физических экспериментах с использованием диэлектрической пластины применимы для воздействия на мышей-опухоленосителей.

Ключевые слова: холодная плазменная струя, импульсное напряжение, длительность импульса, температура поверхности, оптимизация режимов

DOI: 10.31857/S0367292123601042, **EDN:** FYKBFD

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно изучается биофизическое воздействие низкотемпературной плазмы на онкологические образования с использованием барьерного разряда и плазменной струи при атмосферном давлении (см. например, обзоры [1, 2] и ссылки в них). Начиная с пионерских работ [3–6] по применению низкотемпературной плазмы для подавления жизнеспособности раковых клеток получены многообещающие результаты в фундаментальных исследованиях и клинических испытаниях [7, 8].

Практически все плазменные источники, разработанные для медицинских приложений и экспериментальных исследований, генерируют низкотемпературную плазму с использованием синусоидального напряжения (см. например, [9]). Различный дизайн и входные параметры плазменных устройств затрудняют выработку единых критериев эффективного воздействия холодной

плазменной струи (ХПС) на онкологические образования. Однако установлено, что слабое воздействие ХПС стимулирует регенерацию тканей при хронических ранах, а при повышенном энергокладе ХПС подавляет жизнеспособность раковых клеток, практически не влияя на здоровые клетки [10].

Целью данных исследований является оптимизация условий воздействия ХПС генерируемой в струе гелия на биологические объекты при повышенном энергокладе для увеличения интенсивности генерации активных радикалов и увеличения напряженности электрического поля у поверхности для активации раковых клеток [11] в рамках безопасного электрофизического и теплового воздействия на живые ткани.

Преимуществом ХПС с периодическим импульсным напряжением по сравнению с синусоидальным является возможность оптимизировать характеристики ХПС, изменяя длительность им-

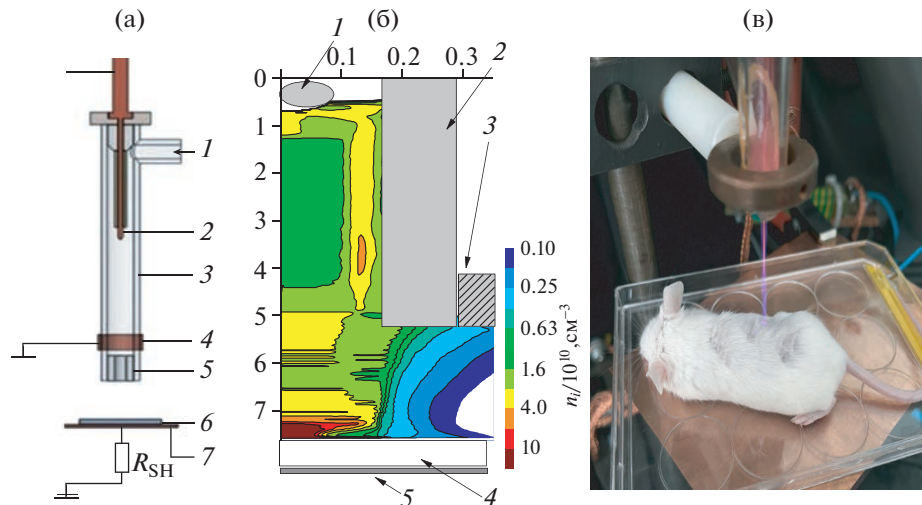


Рис. 1. Схема экспериментального устройства: (а) 1 – подача газа, 2 – электрод под напряжением, 3 – диэлектрический канал, 4 – заземленное кольцо, 5 – капиллярная вставка, 6 – объект, 7 – заземленная металлическая пластина; (б) – модельный плазменный источник с расчетным распределением концентрации ионов H_2^+ в момент касания стримером поверхности, $U = 4.2 \text{ кВ}$, $f = 30 \text{ кГц}$, импульсное напряжение с $\tau_U = 7 \text{ мкс}$, 1 – электрод под напряжением, 2 – диэлектрический канал, 3 – заземленное кольцо, 4 – объект, 5 – заземленная металлическая пластина; (в) – фотография мыши во время воздействия ХПС.

пульсов при постоянной амплитуде и частоте рабочего напряжения. Стримерный пробой и распространение стримеров по потоку инертного газа в окружающей атмосфере зависит от установления концентрации плазмы во временных интервалах между импульсами напряжения. Недостаточная фоновая концентрация плазмы не позволяет стримеру достичь обрабатываемой поверхности, так же как и избыточная концентрация фоновой плазмы является препятствием для прохождения стримера от диэлектрического канала к поверхности воздействия. Варьирование длительности импульса позволяет менять режимы распространения стримера от нагруженного электрода до объекта воздействия. Сравнение электрофизических и тепловых характеристик на диэлектрической пластине и коже мышей проводится при воздействии ХПС, генерируемой в оптимальных режимах. Эти режимы были выявлены ранее по результатам физических и биологических экспериментов и численного моделирования [12, 13]. Как было показано ранее [14] ток разряда является одной из основных измеряемых характеристик взаимодействия ХПС с поверхностью.

При работе с синусоидальным напряжением максимальный эффект воздействия ХПС наблюдался при амплитуде $U = 3.3 \text{ кВ}$ и частоте $f_U = 50 \text{ кГц}$ с частотой тока $f_I = 50/4 \text{ кГц}$, а для импульсного напряжения при амплитуде $U = 3.8\text{--}4.2 \text{ кВ}$ и частоте рабочего напряжения $f_U = 30 \text{ кГц}$. Отметим, что для синусоидальной ХПС при не-

значительном повышении U и f характерно несовпадение частоты прикладываемого напряжения и частоты касания тока подложки $f_I \neq f_U$ [15].

2. ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК, ГЕНЕРИРУЮЩИЙ ПЛАЗМЕННУЮ СТРУЮ И ОПИСАНИЕ РАССЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

2.1. Эксперимент

Источник плазменной струи, представленный на рис.1 (а), это разрядная ячейка в виде коаксиального диэлектрического канала длиной 7 см, с внутренним диаметром 1 см. В центре канала расположен медный электрод в виде стержня длиной 5 см и диаметром 0.2 см, к которому прикладывается напряжение $U(t)$. В конце канала размещено сопло – диэлектрический капилляр с диаметром отверстия 0.26 см и длиной 0.5 см. Разрядная зона формируется между внутренним высоковольтным U -электродом и кольцевым заземленным электродом, расположенным снаружи у сопла диэлектрического канала.

Эксперименты проводились с гелием He (марка А с объемной долей 99.995%). Для инициации плазменной струи использовались генератор синусоидального напряжения на фиксированной частоте $f_U = 50 \text{ кГц}$, генератор однополярных положительных импульсов с регулируемой частотой следования $f = 1\text{--}40 \text{ кГц}$, который формировал импульсы длительностью (по основанию) $\tau_U = 6\text{--}20 \text{ мкс}$. Амплитуда напряже-

ния U ограничивалась для обеспечения безопасных условий воздействия ХПС на живые объекты. Для инициирования ХПС использовалось синусоидальное напряжение с амплитудой $U < 3.3$ кВ и импульсное напряжение с амплитудой $U < 4.2$ кВ. Для измерения напряжения использовался омический высокоомный делитель. Измерения тока проводились датчиком, расположенным на расстоянии z от сопла перпендикулярно оси распространения плазменной струи и представлявший собою коллектор — плоский металлический электрод. Заземление коллектора через шунт — малоиндуктивное сопротивление — позволяло регистрировать частоту и амплитуду импульса тока I , достигающего коллектора. Заземленный металлический коллектор, на котором помещался объект воздействия, позволял увеличить напряженность электрического поля у поверхности объекта и скорость генерации активных радикалов в зоне контакта струи с объектом воздействия [16]. В экспериментах использовались два вида мишеней: в качестве тестовой применялась керамическая пластина из оксида алюминия Al_2O_3 толщиной 0.1 см; в биофизических экспериментах — лабораторные мыши с выбритой зоной контакта. Расстояние от сопла до объекта выбиралось равным 2.5 см.

Для спектральных измерений использовался спектрометр “Колибри-2” [17], настроенный на диапазон длин волн $\lambda = 190\text{--}360$ нм с оптическим разрешением 0.17 нм. Регистрация оптического излучения в области контакта плазменной струи с мишенью осуществлялась на расстоянии 3 мм от мишени под углом 30° градусов от вертикали, при этом излучение передавалось на спектрометр через многомодовый кварцевый световод.

Все эксперименты сопровождалось измерением температуры области взаимодействия плазменной струи с объектом при помощи тепловизора Testo 872 с точностью измерений $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

2.2. Моделирование

Численный расчет динамики стримерного пробоя проводился для условий эксперимента с использованием гидродинамического приближения и физической модели, представленной в работе [18]. В модельной плазменной ячейке (рис. 1 б)) расстояние между U -электродом и кольцевым заземленным электродом равняется 4.5 см, и расстояние между соплом и диэлектрической пластиной — 2.5 см. Радиус U -электрод под напряжением расположенном в диэлектрическом канале — 0.1 см. Размеры расчетной области по $r = 7$ см и по $z = 7.8$ см.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования интенсивности взаимодействия ХПС с поверхностью объекта проводились на основе измерения тока на шунте, спектральных характеристик и тепловых полей. ХПС зажигалась с использованием синусоидального напряжения с амплитудой $U = 3.3$ кВ и частотой $f_U = 50$ кГц и положительного импульсного напряжения с величиной импульса 4.2 кВ и частотой 30 кГц. Все эксперименты проводились при подаче через канал рабочего газа гелия с расходом $v = 9$ л/мин (скорость газа 7.4 м/с), и расстояние между соплом плазменного устройства и поверхностью равнялось 2.5 см. Ранее в работе [13] было показано, что данные режимы являются оптимальными при синусоидальном и импульсном напряжениях для диэлектрической мишени. При этом интенсивность взаимодействия плазма—объект была максимальна при инициировании плазменной струи импульсным напряжением с длительностью импульсов $\tau_U = 7$ мкс ($U = 4.2$ кВ и $f_U = 30$ кГц), а температура поверхности T не превышала 42°C . Измеренная интенсивность линии гидроксидов ОН на $\lambda \approx 309$ нм возрастала при уменьшении длительности импульса. Расчетная полная ионизация у поверхности мишени также имела максимальное значение для $\tau_U \approx 7$ мкс ($U = 4.2$ кВ и $f_U = 30$ кГц). Там же было показано, что жизнеспособность раковых клеток аденокарциномы легкого человека A549 через 24 часа после обработки плазмой была существенно меньше для более короткого импульса с $\tau_U \approx 7$ мкс относительно импульса с $\tau_U \approx 15$ мкс.

В настоящей работе эксперименты по воздействию плазменной струи на животных проводились с импульсным напряжением с двумя длительностями импульсов, с $\tau_U \approx 7$ и $\tau_U \approx 14$ мкс. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов напряжения и тока при $U = 3.8$ кВ, $f_U = 30$ кГц и двух значений длительности импульса, — короткого $\tau_U \approx 7$ и длинного 14 мкс. В качестве объекта воздействия использовались диэлектрическая пластина и живые мыши, лежащие на диэлектрической пластине из полистирола. В обоих случаях заземленный электрод располагался под диэлектрической пластиной для усиления воздействия. Видно из рис. 2а, б, что на диэлектрической пластине ток для “короткого” импульса достигает $I \approx 5$ мА и в 2 раза превышает ток для “длинного” импульса $I \approx 2.5$ мА, что согласуется с результатами работы [19]. В случае подопытных животных (рис. 2в, г) измеренный ток примерно совпадает с током на диэлектрической пластине. Кроме того, ток для “короткого” импульса превышает ток для “длинного” импульса примерно в два раза, аналогично случаю с диэлектрической поверхностью. Отметим, что как для диэлектрика, так и для живого объекта воздействия частота касания

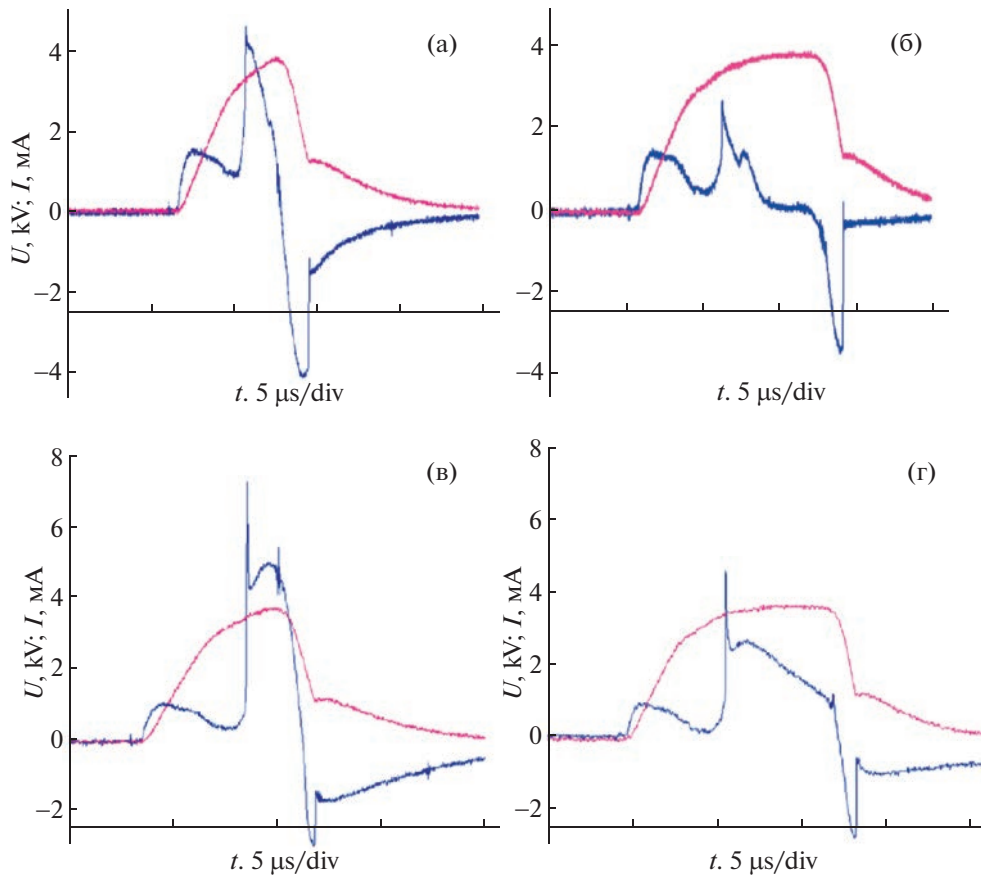


Рис. 2. Осциллограммы импульсов напряжения (красный) и тока у поверхности (синий) при воздействии плазменной струей на диэлектрическую мишень (а, б) и на кожу животных (в, г) для $U = 3.8$ кВ, $f = 30$ кГц и двух значений длительности импульса напряжения $\tau_U \approx 7$ (а, в) и $\tau_U \approx 14$ мкс (б, г).

стримером поверхности совпадала с частотой напряжения для $\tau_U \approx 7$ мкс и уменьшалась в 2 раза для $\tau_U = 14$ мкс, то есть, $f_I = f_U/2 \approx 15$ кГц. Данные результаты важны для трансляции результатов физических исследований с диэлектрической пластиной на животных-опухоленосителях.

На рис. 3 приведены фрагменты спектра плазменной струи в диапазоне $\lambda = 305\text{--}316$ нм и зависимость интенсивности линии ОН от напряжения. Спектры регистрировались в области контакта плазменной струи с бритой кожей мыши для $\tau_U \approx 7$ мкс и $\tau_U \approx 14$ мкс при различных напряжениях. В выбранном диапазоне присутствуют линии гидроксида ОН ($\lambda \approx 309$ нм, переход $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) и молекулярного азота N_2 . Из сравнения спектров видно, что интенсивность линии ОН для обеих длительностей импульса увеличивается с ростом U , при этом для импульса $\tau_U \approx 7$ мкс при прочих равных условиях интенсивность больше, чем для импульса $\tau_U \approx 14$ мкс. Интенсивность спектра линии ОН для $\tau_U \approx 7$ мкс (рис. 3(б)), полученная усреднением данных по нескольким животным, показывает существенный рост при

$U > 3.5$ кВ. Данное наблюдение коррелирует с измерениями тока, приведенными на рис. 4. Ток возрастает с увеличением напряжения U и по абсолютной величине больше для короткого импульса напряжения.

На рис. 4 показано также относительное изменение температуры у поверхности для синусоидального и импульсного напряжений с $\tau_U = 7$ мкс и $\tau_U = 14$ мкс. Нормальная температура кожи спящей мыши равняется $35\text{--}36^\circ\text{C}$, поэтому допустимое повышение температуры в зоне контакта около 9°C при обработке в течение 1–2 мин. Для случая синусоидального напряжения данное ограничение по температуре допускает напряжение не больше 3.3 кВ при $f_U = 50$ кГц, при котором ток достигает 4.3 мА. Недостатком данного режима является его неустойчивость, в результате которой режим с частотой тока $f_I = 50/4$ кГц стохастически переходит в режим с $f_I = f_U/2$ (50/2 кГц) или $f_I = f_U$ (50 кГц), что сопровождается резким повышением тока и температуры. Режимы с импульсным напряжением обеспечивают одновременно достаточно большой ток и незна-

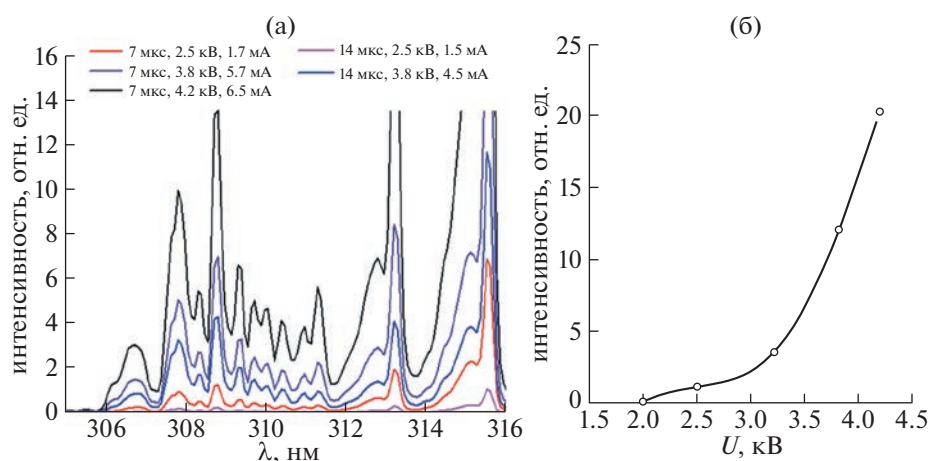


Рис. 3. Фрагменты спектра свечения плазменной струи в диапазоне длин волн $\lambda = 305\text{--}316$ нм, в области контакта плазменной струи с побритой кожей мыши для импульсов $\tau_U \approx 7$ мкс и $\tau_U \approx 14$ мкс (а), и интенсивность спектра линии гидроксила ОН для различных значений напряжения для коротких импульсов $\tau_U \approx 7$ мкс (усредненные данные по нескольким животным) (б).

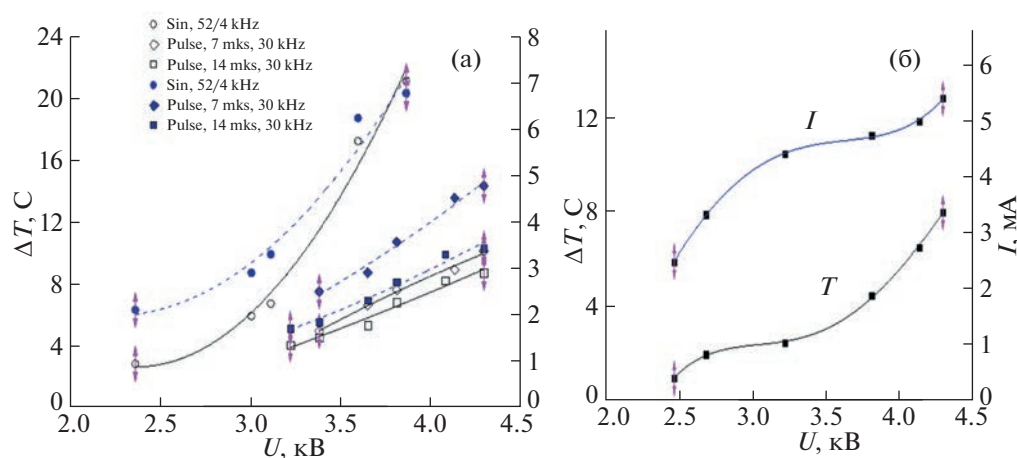


Рис. 4. Амплитуда тока (пунктир) и относительное повышение температуры ΔT (сплошные линии) у диэлектрической пластины от амплитуды напряжения для синусоидального и импульсного напряжения (а), те же данные на коже мыши для импульсного напряжения с длительностью импульса 7 мкс (б).

чительное повышение температуры поверхности. Наилучшим вариантом является импульсный режим с $f = 30$ кГц, $U = 3.8\text{--}4.2$ кВ и $\tau_U \approx 7$ мкс.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численные расчеты формирования и распространения стримеров проводились в течение 10–15 периодов напряжения для установления периодичности движения стримеров к поверхности диэлектрической пластины на заземленном электроде. Получено, что при генерации стримерного пробоя с использованием положительного импульсного напряжения с амплитудой 4.2 кВ и ча-

стойкой 30 кГц каждый стример достигает поверхности диэлектрической пластины для длительности импульса 7 мкс и только каждый второй стример для $\tau_U = 14$ мкс, что согласуется с данными эксперимента. Z-координата головки стримера от времени для $\tau_U = 7$ мкс (рис. 5 (а)) демонстрирует регулярное движение стримера от U-электрода до поверхности диэлектрической пластины в каждый период напряжения. Профили концентрации ионов по оси симметрии в различные моменты времени: до образования стримера, в момент прохождения стримером диэлектрического канала и после касания стримером диэлектрической поверхности даны на рис. 5 (б). Концентрация плазмы в квазинейтральном стол-

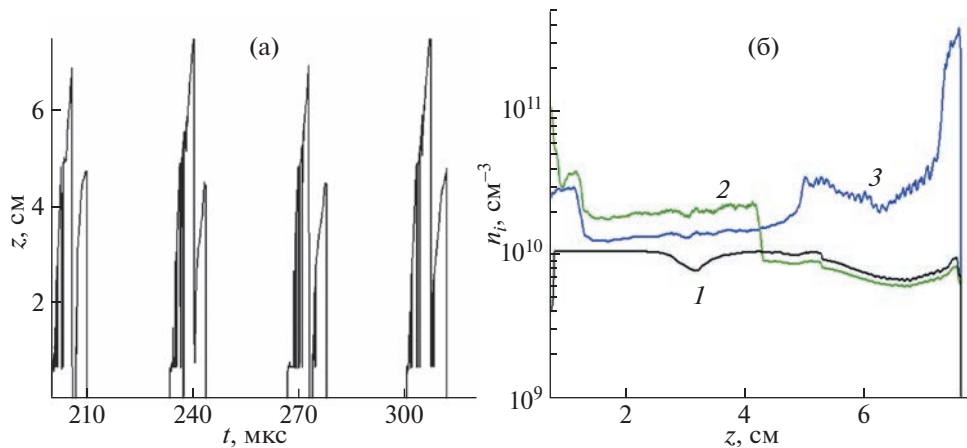


Рис. 5. Z-координата головки стримера от времени в течение 4 периодов напряжения (а) и распределение концентрации двухзарядных ионов гелий He^{2+} в различные моменты времени: 1 — до образования стримера, 2 — в момент прохождения стримером диэлектрического канала и 3 после касания стримером диэлектрической поверхности (б), 4.2 кВ, 30 кГц, длина импульса напряжения $\tau_U = 7$ мкс.

бе варьируется на порядок до и после прохождения стримера. Для более короткого импульса напряжения, когда напряжение на U -электроре начинает падать, стример из катодо-направленного может перейти в анодо-направленный режим, когда потенциал плазмы в голове стримера и плавающий потенциал заряженной диэлектрической поверхности становятся выше потенциала на U -электроре.

Отметим, что для успешного распространения стримера необходима начальная фоновая концентрация, но она не должна превышать критическое значение, которое определяется соотношением концентрации плазмы в голове стримера к фоновой концентрации. Подобный эффект взаимодействия стримеров с фоновой плазмой наблюдался в численном моделировании в работе [20]. В нашей работе при импульсном напряжении с длинным импульсом ($\tau_U = 14$ мкс) процесс ионизации продолжается дольше, чем для случая с $\tau_U = 7$ мкс, и концентрация квазинейтральной плазмы примерно в 1.5–2 два раза больше. При $\tau_U = 14$ мкс, только каждый второй стример достигает поверхности объекта, так как требуется большее время для понижения концентрации плазмы за счет рекомбинации и диффузионно-дрейфового ухода плазмы.

Токи, рассчитанные у поверхности объекта в зависимости от времени показаны на рис. 6 для двух последовательных импульсов. Движение стримеров установившееся и квазипериодическое: при $\tau_U = 7$ мкс каждый стример достигает поверхности, а при $\tau_U = 14$ мкс только каждый второй. Ток смещения рассчитывался по изменению по времени напряженности электрического поля у поверхности объекта. Для наших рабочих

параметров ток смещения меньше тока проводимости. Ток проводимости в случае, когда стримеры приближаются к поверхности (рис. 6 (а)) в 2–3 раза больше для случая с $\tau_U = 7$ мкс по сравнению током при “длинных” импульсах. В следующем цикле напряжения стример с $\tau_U = 14$ мкс распадается при $z = 5.9$ см, и расчетный ток у поверхности в десятки раз меньше (рис. 6 (б)), чем при $\tau_U = 7$ мкс.

Изменение концентрации и температуры электронов у диэлектрической поверхности для двух периодов напряжения показаны на рис. 7 для импульсного напряжения с $\tau_U = 7$ мкс и $\tau_U = 14$ мкс. Видно, что концентрация и температура электронов у поверхности меньше для импульса с $\tau_U = 14$ мкс, что объясняет уменьшение интенсивности излучения плазменной струи, наблюдаемой экспериментально.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное и расчетно-теоретическое исследование взаимодействия гелиевой холодной плазменной струи (ХПС) в воздухе с модельной диэлектрической пластиной и с кожей животных для верификации идентичности результатов. Данное сравнение необходимо для дальнейшей трансляции на животных-опухоленосителях оптимальных режимов ХПС, полученных на диэлектрической пластине. ХПС инициировалась синусоидальным напряжением с $U = 3.3$ кВ, $f_U = 50$ кГц с частотой тока $f_I = 50/4$ кГц и импульсным напряжением с $U = 3.8$ –4.2 кВ, $f_U = 30$ кГц с длительностью импульсов 7 и 14 мкс. Взаимодействие ХПС с диэлектрической поверхностью и биологическим объектом характеризо-

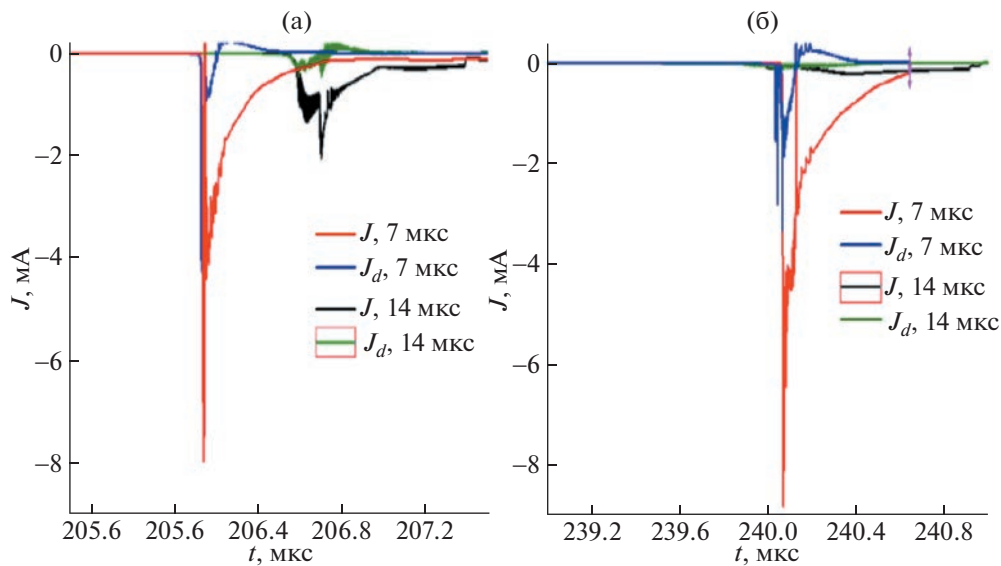


Рис. 6. Ток проводимости J и ток смещения J_d в зависимости от времени для двух периодов напряжения в момент приближения стримеров к поверхности для двух длин импульса напряжения $\tau_U = 7$ мкс и $\tau_U = 14$ мкс и $U = 4.2$ кВ, $f = 30$ кГц. (а) стримеры для $\tau_U = 7$ мкс и $\tau_U = 14$ мкс касаются поверхности и (б) только стример для $\tau_U = 7$ мкс касается поверхности, а при $\tau_U = 14$ мкс затухает при $z = 5.9$ см.

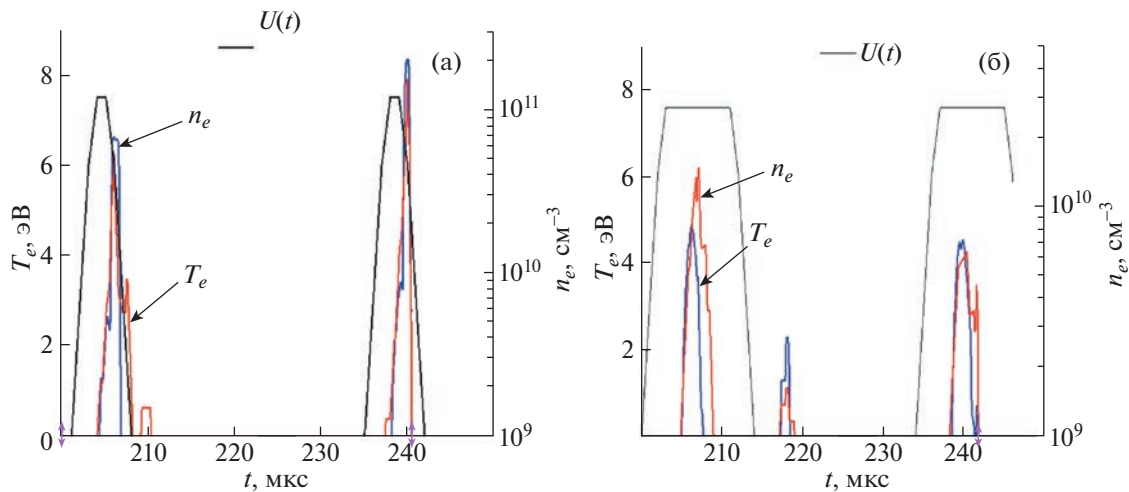


Рис. 7. Концентрации и температура электронов в поверхности для двух периодов импульсного напряжения с $\tau_U = 7$ мкс (а) и $\tau_U = 14$ мкс (б), 4.2 кВ, 30 кГц.

валось на основе анализа токов, интенсивности спектров ХПС и температурных полей у поверхности контакта. Показано, что диэлектрическая пластина является приемлемой моделью для проведения экспериментов по оптимизации ХПС без участия животных. С использованием численного моделирования показано, что ток проводимости у диэлектрической заряженной поверхности больше тока смещения по величине возрастает с уменьшением длительности импульса от 7 до 14 мкс, что согласуется с экспериментальными

данными. Рассчитанные концентрация и энергия электронов в случае с $\tau_U = 7$ мкс больше, чем при $\tau_U = 14$ мкс, что объясняет более высокую эффективность воздействия ХПС с короткими импульсами напряжения.

Необходимо отметить, что полученные выводы о тенденциях для оптимизации режимов работы плазменных источников генерирующих ХПС являются общими и не зависят от геометрических характеристик конкретного устройства. Основным преимуществом импульсного режима по от-

ношению к синусоидальному, является возможность регулирования длительности импульса для максимального тока на обрабатываемой поверхности при меньшем нагреве и для генерации более высоких электрических полей на поверхности, так как импульсное напряжение позволяет работать с большими напряжениями.

Показано, что импульсный режим с более короткими импульсами напряжения обеспечивает более интенсивное взаимодействие ХПС с диэлектрической поверхностью и кожей мышей, при меньшем термическом эффекте, по сравнению с синусоидальным режимом. С увеличением длительности импульса, ток в головке стримера, достигающего поверхности и интенсивность спектров излучения, уменьшаются. Максимальные значения тока, концентрации и температуры электронов в зоне контакта струи с поверхностью также существенно меньше для напряжения с импульсами длительностью 14 мкс, по сравнению с импульсами длительностью 7 мкс.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку Российскому научному фонду, грант № 22-49-08003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Živani M., Espona-Noguera A., Lin A., Canal C. // *Adv. Sci.* 2023. V. 10 (8). P. 2205803. <https://doi.org/10.1002/advs.202205803>
2. Keidar M., Shashurin A., Volotskova O., Stepp M., Srinivasan P., Sandler A., Trink B. // *Phys. Plasmas* 2013. V. 20 (5). P. 057101. <https://doi.org/10.1063/1.4801516>
3. Fridman G., Fridman G., Gutsol A., Shekhter A., Vasilets V., Fridman A. // *Plasma Process. Polym.* 2008. V. 5. P. 503–533. <https://doi.org/10.1002/ppap.200700154>
4. Huang J., Li H., Chen W., Lv G., Wang X., Zhang G., Ostrikov K., Wang P., Yang S. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. P. 253701. <https://doi.org/10.1063/1.3666819>
5. Keidar M., Walk R., Shashurin A., Srinivasan P., Sandler A., Dasgupta S., Ravi R., Guerrero-Preston R., Trink B. // *Brit. J. Cancer*. 2011. V. 105. P. 1295. <https://doi.org/10.1038/bjc.2011.386>
6. Graves D. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45 (26). P. 263001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/26/263001>
7. Lya L., Chenga X., Murthya S., Zhuang T., Jones O., Basadonna G., Keidar M., Canady J. // *Clinical Plasma Medicine*, 2023, in press.
8. <https://www.shebaonline.org/canady-helios-cold-plasma-scalpel-for-breast-cancer-treatment> (Применение Canady Helios™ Cold Plasma).
9. Bekeschus S., Schmidt A., Weltmann K., von Woedtke T. // *Clinical Plasma Medicine*, 2016. V. 4 (1). P. 19. <https://doi.org/10.1016/j.cpm.2016.01.001>
10. Kim S., Chung T. // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 20332. <https://doi.org/10.1038/srep20332>
11. Yan D., Xu W., Yao X., Lin L., Sherman J., Keidar M. // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 15418. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-33914-w>
12. Schweigert I.V., Zakrevsky D.E., Gugin P.P., Milakhina E.V., Biryukov M.M., Keidar M., Koval O.A. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2022. V. 31. P. 114004. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aca120>
13. Швейгерт И.В., Закревский Д.Э., Милахина Е.В., Гугин П.П., Бирюков М.М., Патракова Е.А., Троицкая О.С., Коваль О.А. // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. № 5. С. 447. <https://doi.org/10.31857/S0367292122601400>
14. Akishev Yu.S., Karalnik V.B., Medvedev M.A., Petryakov A.V., Trushkin N.I., Shafikov A.G. // *Journal of Physics: Conf. Series*. 2017. V. 927. P. 012040. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/927/1/012040>
15. Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky D.E. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. P. 12LT02. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abc93f>
16. Schweigert I., Zakrevsky Dm., Gugin P., Yelak E., Golubitskaya E., Troitskaya O., Koval O. // *Applied Sciences*, 2019. V. 9. P. 4528. Schweigert I., Zakrevsky D., Milakhina E., Gugin P., Biryukov M., Patrakova E., Koval O. // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2022. V. 64. P. 044015. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac53f1> <https://doi.org/10.3390/app9214528>
17. Зарубин И.А., Лабузов В.А., Бабин С.А. // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 2019. Т. 85. № 1 (II). С. 117. <https://doi.org/>
18. Schweigert I., Vagapov S., Lin L., Keidar M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. V. 52 (29). P. 295201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab1319>
19. Боровикова А.С., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Милахина Е.В., Швейгерт И.В. // *Письма в ЖТФ*, 2022. Т. 48. № 19. С. 8. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2022.19.53587.19308>
20. Babaeva N.Y. and Naidis G.V. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2018. V. 27. P. 075018. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aad0d9>

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ
ВОКРУГ ГИДРОМЕТЕОРОВ В ГРОЗОВОМ ОБЛАКЕ© 2023 г. Н. Л. Александров^{a,b}, А. А. Пономарев^{b,c}, А. А. Сысоев^{b,d}, Д. И. Иудин^{b,d}^aМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия^bИнститут прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Н. Новгород, Россия^cВысшая школа экономики, Москва, Россия^dПриволжский исследовательский медицинский университет, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 01.08.2023 г.

После доработки 04.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

В последнее время обсуждается новый механизм зарождения молниевых разрядов в грозовом облаке, который основан на индуцированном шумом кинетическом переходе, заключающемся в росте концентрации атмосферных ионов во внутриоблачной среде под воздействием стохастического электрического поля движущихся в турбулентном воздушном потоке заряженных и поляризованных гидрометеоров (капли, снежинки, крупа, град). Источником шума являются всплески электрического поля, которые происходят при столкновениях или сближениях гидрометеоров и сопровождаются зажиганием бесстримерной короны. Ключевым моментом в этом сценарии является эстафетный процесс, в котором новые центры ионизации при зажигании коронного разряда возникают на фоне пятен отрицательного ионного заряда, оставшихся от расплывающихся старых центров. Это приводит к постепенному росту концентрации отрицательных ионов, которые могли бы служить источником свободных электронов при новом усилении электрического поля. В данной работе теоретически исследуется возможность отрыва электронов от отрицательных ионов, образованных в бесстримерной отрицательной короне около гидрометеоров в условиях грозового облака. Показано, что в этом случае доминирующими отрицательными ионами около коронирующих гидрометеоров являются кластерные ионы $O_2^-(H_2O)_k$ и O_4^- . Из расчетов следует, что при наложении сильного электрического поля электроны освобождаются не за счет прямого отрыва от кластерных ионов, а многоступенчато в последовательности, обратной той, что наблюдается в отсутствие поля при образовании кластерных ионов. В итоге для отрыва электронов от ионов типа $O_2^-(H_2O)_k$ требуются достаточно умеренные допробойные приведенные электрические поля на уровне 65 Тд.

Ключевые слова: зарождение молниевых разрядов, бесстримерный коронный разряд, гидратированные отрицательные ионы, столкновительный отрыв электронов, ионно-молекулярные реакции

DOI: 10.31857/S0367292123601054, EDN: ZXWWLN

1. ВВЕДЕНИЕ

Измеренные в грозовых облаках электрические поля имеют пиковые значения, на порядок уступающие электрической прочности атмосферного воздуха [1, 2]. Этот факт делает вопрос инициации молниевых разрядов одной из самых интригующих проблем атмосферного электричества [3]. Для объяснения процесса возникновения молниевых разрядов в разное время было предложено несколько концепций, среди которых выделяются две: гипотеза о зарождении молнии вследствие инициации положительного стримера с поверхности гидрометеора [4, 5] и сценарий возникновения молнии в результате развития пробоя на убегающих электронах [6–8]. Од-

нако ни один из этих подходов, в силу тех или иных трудностей, не стал общепризнанным [3, 9].

Недавно был предложен новый механизм зарождения молниевых разрядов в грозовом облаке, основанный на индуцированном шумом кинетическом переходе — росте концентрации атмосферных ионов во внутриоблачной среде, происходящем в стохастическом поле заряженных гидрометеоров — движущихся в турбулентном воздушном потоке частиц воды в жидком и твердом состояниях (капли, снежинки, крупа, град и т.д.) [10–16]. Источником шума являются надкритические (выше порога, при котором частоты ионизации и прилипания электронов равны) всплески электрического поля, которые происходят при столкновении или сближении гидроме-

теоров и сопровождаются зажиганием бесстримерной короны. Данные всплески поля приводят к формированию центров ионизации с масштабами порядка нескольких миллиметров (размеры крупных гидрометеоров) и временами жизни порядка 0.1–1 мс (время, за которое гидрометеор пролетает расстояние порядка своего размера). Эти центры становятся дополнительным источником ионизации в грозовом облаке [10, 11]. Относительно невысокие “гидродинамические” скорости изменения локальных электрических полей в грозовом облаке обеспечивают реализацию медленных (по сравнению с прилипанием электронов) реакций диссоциации сложных отрицательных ионов и отлипания электронов от них. Ключевым моментом в этом сценарии является эстафетный процесс, когда новые центры ионизации (если пространственно-временная частота их возникновения достаточно велика) возникают на фоне пятен отрицательного ионного заряда, оставшихся от распадающихся старых центров, что приводит к постепенному росту концентрации отрицательных ионов, которые могли бы служить источником свободных электронов даже в допробойных электрических полях. При этом скорость отлипания электронов от нагреваемых в электрическом поле отрицательных ионов существенно зависит от сорта этих ионов. При достаточно высоких концентрациях разносортное сообщество отрицательных ионов выступает в роли своеобразного “депозитария” свободных электронов, необходимого для генерации стримеров и зарождения молнии в грозовом облаке [10, 11]. Соответствующий сценарий инициации подробно изложен в работах авторов [10–16].

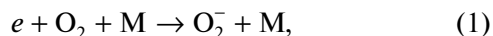
Исследование состава отрицательных ионов в воздухе при возникновении бесстримерного коронного разряда имеет долгую историю. В большинстве экспериментальных работ с использованием различных ионизаторов (прежде всего бесстримерной короны) ионный состав измерялся с помощью масс-спектрометрии (см. [17–23] и ссылки в этих работах). Также строились кинетические схемы в этих условиях, и производились расчеты состава генерируемых в разряде отрицательных ионов и его эволюции во времени [23–25]. Наконец, состав отрицательных ионов численно моделировался в воздухе при генерации и в других условиях: в плазме стримерного разряда [26] и под действием внешнего ионизатора [27, 28]. Общий вывод состоит в том, что состав отрицательных ионов, рожденных в воздухе под действием сильного электрического поля или какого-либо ионизатора, меняется со временем и зависит как от параметров ионизатора (тип ионизатора, электрический ток разряда), так и от свойств газовой среды (давление и температура воздуха, наличие и состав нейтральных примесей). В большинстве случаев первичными ионами

являются ионы O_2^- , которые потом в ионно-молекулярных реакциях превращаются в другие ионы (O_3^- , CO_3^- , CO_4^- , NO_3^- и некоторые другие сорта ионов). При наличии в воздухе паров воды простых молекулярных ионов не остается, поскольку все они становятся гидратированными, присоединяя к себе несколько (до пяти, а в некоторых случаях и более) молекул H_2O . Особенно чувствителен состав отрицательных ионов оказывается к некоторым нейтральным примесям, которые не только присутствуют в невозмущенном воздухе, но и могут образоваться в разрядной плазме (например, O_3 и окислы азота). Эволюция отрицательных ионов во времени происходит таким образом, что энергия связи внешнего электрона в ионе монотонно растет в ходе этих преобразований. Поэтому возникает вопрос о том, насколько отрицательные ионы, образованные в коронном разряде около гидрометеоров внутри грозового облака, могут служить источником электронов, как это необходимо в описанном выше механизме инициации молнии. Действительно, в слабоионизованных газах и плазме ионы нагреваются внешним электрическим полем гораздо хуже, чем электроны, из-за эффективной потери энергии ионов в упругих столкновениях с нейтральными частицами. Поэтому отрыв электронов от отрицательных ионов за счет их нагрева в электрическом поле затруднен. Вопрос особенно важен, поскольку в литературе имеются оценки, показывающие, что для отрыва электронов от отрицательных ионов нужны аномально большие, существенно выше пробойных, приведенные поля E/N (N – концентрация нейтральных частиц): 330 Тд в случае ионов O_2^- , 497 Тд в случае ионов O_3^- и 703 Тд в случае ионов NO_3^- [25] (1 Тд = $= 10^{-17}$ В см²).

Целью данной работы является расчетно-теоретическое исследование возможности отрыва электронов в сильных электрических полях от отрицательных ионов, образованных в бесстримерной отрицательной короне около гидрометеоров в условиях грозового облака. Это позволит проверить возможность описанного в [10, 11] процесса роста ионной концентрации в результате серии коронных разрядов, названного авторами “размножением с депонированием”. Для моделирования эволюции отрицательных ионов в этом случае необходимо знать константы скорости для ряда ионно-молекулярных процессов и их зависимости от электрического поля. Эти константы были вычислены для разных значений электрического поля в рамках предложенного в работе приближенного подхода.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Коронный разряд обычно возникает вблизи проводящих объектов, на поверхности которых имеются элементы с малым радиусом кривизны (концы электродов, капли, провода и т.д.) [29, 30]. В зависимости от полярности приложенного напряжения, корона является положительной или отрицательной. При развитии бесстримерной короны в воздухе отрицательные ионы играют заметную роль только в случае отрицательной полярности. При этом весь межэлектродный промежуток можно разбить на две части — ионизационную зону вблизи катода и дрейфовую область вне его [30]. На границе этих областей электрическое поле близко к критической величине, при которой скорость ионизации равна скорости прилипания электронов к молекулам O_2 . В ионизационной зоне электрическое поле больше критического, и здесь преобладают электроны и положительные ионы. Электроны движутся от поверхности электрода и при выходе в дрейфовую зону, характеризующуюся низкими электрическими полями, быстро охлаждаются в столкновениях с молекулами и в воздухе гибнут в процессах трехчастичного прилипания к молекулам O_2 (см., например, [31, 32]):



где M — третье тело. В сухом воздухе обычно $M = O_2$, а при наличии паров воды может быть и реакция с $M = H_2O$. Молекулы N_2 в качестве третьего тела в реакции (1) неэффективны [33]. Образующиеся в реакции ионы O_2^- являются практически холодными (термализованными), поскольку электрическое поле в дрейфовой зоне недостаточно для их нагрева. В дальнейшем при своем дрейфе от катода ионы O_2^- благодаря различным ионно-молекулярным процессам превращаются в другие, более сложные, типы отрицательных ионов. Эволюция отрицательных ионов существенно зависит не только от температуры и давления воздуха, но и от концентрации малых примесей в нем [17–23]. Эти примеси могут присутствовать в невозмущенном воздухе или образовываться в ионизационной зоне, где присутствуют высокоэнергичные электроны, способные приводить к возбуждению и диссоциации молекул.

В данной работе рассматривается ситуация, к которой приводит бесстримерная корона, возникающая в грозном облаке около заряженного гидрометеора. Корона может возникать вследствие усиления внешнего электрического поля и/или при приближении другого заряженного гидрометеора [11]. В данной работе рассматривается эволюция термализованных отрицательных ионов, образованных в бесстримерной короне, во время их движения в дрейфовой зоне. Моделиро-

вание выполняется для разных высот над земной поверхностью, что сказывается как на давлении и температуре воздуха, так и на присутствующих в нем нейтральных примесях. Считается, что по прошествии определенного времени отрицательные ионы оказываются в высоком электрическом поле, которое может быть ниже критического, когда частота ионизации молекул электронным ударом меньше частоты прилипания электронов. Это поле может возникнуть, например, если ионы оказываются вблизи другого заряженного гидрометеора. В результате происходит быстрый нагрев ионов, приводящий к изменению скоростей различных ионно-молекулярных процессов и, следовательно, к изменению состава отрицательных ионов вплоть до отрыва от них электронов. Основная цель данного исследования состоит в определении электрических полей, при которых отрицательные ионы могут служить источником свободных электронов, несмотря на существенное изменение состава ионов, происходящее в отсутствие электрического поля.

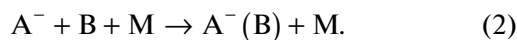
3. ИСПОЛЬЗУЕМАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГРОЗОВОМ ОБЛАКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В качестве основы для описания эволюции отрицательных ионов взята кинетическая схема ионно-молекулярных процессов и соответствующие константы скорости, которые приведены в [26], где численно моделировалась эволюция термализованных отрицательных ионов в воздухе при нормальных условиях после развития в нем стримерного разряда. Эта схема позволила описать на временах 10^{-8} – 10^{-2} с изменение ионного состава от начальных ионов O_2^- до ионов O^- , O_3^- и NO_3^- в отсутствие молекул CO_2 и H_2O в исходном воздухе и образование кластерных ионов при наличии CO_2 и H_2O в газе. В данном численном моделировании учитывались следующие ионы: O_2^- , O_3^- , O_4^- , CO_3^- , CO_4^- , NO_2^- , NO_3^- , $O_2^-(H_2O)_k$ ($k = 1-5$), $O_3^-(H_2O)_k$ ($k = 1-3$), $CO_3^-(H_2O)_k$ ($k = 1-3$), $CO_4^-(H_2O)_k$ ($k = 1, 2$), $NO_2^-(H_2O)_k$ ($k = 1-4$) и $NO_3^-(H_2O)_k$ ($k = 1-4$). Кинетическая схема и константы скорости ионно-молекулярных реакций приведены в Приложении в табл. 2. Скорости тройных процессов и обратных реакций могут зависеть от давления газа. В Приложении константы скорости для этих процессов даны в пределе низких давлений.

При наложении достаточно сильного электрического поля ионы нагреваются в нем, что приво-

дит к изменению констант скорости ионно-молекулярных реакций. Это касается, прежде всего, пороговых процессов, скорости которых увеличиваются. Кроме того, уменьшаются скорости образования кластерных ионов. Данный эффект особенно велик в случае гидратированных ионов, содержащих несколько молекул H_2O [34]. Как будет видно из дальнейшего, без сильного электрического поля в условиях грозового облака отрицательные ионы быстро превращаются в гидратированные за счет присоединения нескольких молекул H_2O . Поэтому в данной работе основное внимание было уделено влиянию электрического поля на скорости образования и разрушения именно гидратированных ионов. Константы скорости этих ионно-молекулярных процессов для нагретых ионов не известны. В данной работе для их вычисления был использован подход, ранее предложенный в [34] для определения констант скорости образования и разрушения положительных гидратированных ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$ в зависимости от приведенного электрического поля E/N . (Именно величина E/N определяет нагрев заряженных частиц в слабоионизованных газах и плазме [29].) Основанием для аналогии между процессами с положительными и отрицательными гидратированными ионами является то, что свойства этих ионов в значительной степени определяются большим постоянным дипольным моментом молекул H_2O , что приводит к образованию гидратированных ионов с несколькими молекулами H_2O , независимо от знака заряда иона. В частности, энергии диссоциации ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$ и $\text{A}^-(\text{H}_2\text{O})_k$ достаточно близки друг к другу. Например, энтальпии кластеризации положительных ионов (на одну частицу) типа $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_{k-1} + \text{H}_2\text{O} \leftrightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$ равны 0.95, 0.72 и 0.66 эВ для $k = 1, 2$ и 3 соответственно. Аналогичные величины для кластеризации отрицательных ионов типа $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_{k-1} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ для $k = 1, 2$ и 3 равны соответственно, 0.80, 0.75 и 0.67 эВ [35].

По аналогии с положительными ионами, образование отрицательных гидратированных и других кластерных ионов происходит в тройных реакциях ассоциации



Реакции такого типа, как и обратные реакции, идут в два этапа с образованием промежуточного нестабильного комплекса $[\text{A}^-(\text{B})]^*$ (см., например, [34, 35]). В этом случае константа скорости процесса (2), определенная как

$$\frac{d[\text{A}^-(\text{B})]}{dt} = k_2[\text{A}^-][\text{B}][\text{M}], \quad (3)$$

в общем случае оказывается зависящей от концентрации частиц M . (Здесь квадратными скобками обозначены концентрации соответствующих частиц.) В пределе низких давлений (и концентраций $[\text{M}]$) константа скорости k_2 стремится к k_0 , которая не зависит от $[\text{M}]$. В пределе высоких давлений реализуется ситуация, когда процесс (2) ведет себя как квазипарный. При этом вместо уравнения (3) удобнее использовать уравнение

$$\frac{d[\text{A}^-(\text{B})]}{dt} = k_\infty[\text{A}^-][\text{B}], \quad (4)$$

где константа скорости k_∞ в этом пределе также не зависит от $[\text{M}]$. При промежуточных давлениях можно вводить константу скорости на основе уравнения (3), но ее величина должна зависеть от $[\text{M}]$.

Переход от предела низких давлений для реакции (2) к пределу высоких давлений зависит от величины k_0 . Характерные концентрации $[\text{M}]$, при которых происходит переход от предела низких давлений к пределу высоких давлений, можно оценить из соотношения $[\text{M}]_{\text{cr}} \sim k_\infty/k_0$. Величины k_∞ и k_0 могут меняться от реакции к реакции, а также при нагреве ионов и нейтральных частиц, от которого поэтому должна зависеть и величина $[\text{M}]_{\text{cr}}$.

Значения k_0 , как правило, определяются экспериментально, или для них строятся модели на основе имеющихся экспериментальных данных. Для k_∞ экспериментальная информация практически отсутствует. В этом случае, если частицы B являются неполярными, то величина k_∞ обычно считается равной константе скорости поляризационного захвата (при столкновении частицы B с ионом A^-), которая определяется формулой Ланжевена [34, 35]

$$k_L = 2\pi e \sqrt{\frac{\alpha}{\mu}}, \quad (5)$$

где e — элементарный заряд, α — поляризуемость частицы B , μ — приведенная масса сталкивающихся частиц A^- и B . (Формула (5) записана в системе СГСЭ.) Если частица B имеет постоянный дипольный момент μ_D (например, случай молекулы H_2O), то вместо k_L должен использоваться коэффициент k_C , который превышает k_L в случае молекулы H_2O в несколько раз. В общем виде коэффициент k_C зависит от температуры газа T и определяется из соотношения [34]

$$\frac{k_C(T)}{k_L} = K_C(T), \quad (6)$$

где $K_C(T)$ для $B = H_2O$ находится из аппроксимационной формулы

$$K_C = 2.54 \sqrt{\frac{300}{T}} + 0.62, \quad (7)$$

где T — температура в градусах Кельвина.

Зная константы скорости реакции (2) в пределах низких и высоких давлений (k_0 и k_∞ соответственно), можно определить константу скорости этой реакции в промежуточной области давлений. При этом обычно используется подход, развитый для химических реакций между нейтральными частицами (см., например, [36]). В рамках данного подхода эффективная константа скорости реакции (2) при произвольных давлениях газа (и концентрациях $[M]$) записывается в виде [34]

$$k_2(T) = \frac{k_0[M]}{1 + k_0[M]/k_\infty} F, \quad (8)$$

где F — “фактор уширения”, равный

$$\log F \approx \frac{\log F_c}{1 + [\log(k_0[M]/k_\infty)]^2}. \quad (9)$$

Параметр F_c слабо зависит от типа реакции и температуры T и в хорошем приближении полагается равным 0.6.

В условиях, близких к термодинамическому равновесию, константа скорости разрушения кластерного иона $A^-(B)$ (процесс, обратный реакции (2))



может быть найдена из соотношения [34]

$$k_{10} = k_2 N_0 / K_{eq}, \quad (11)$$

где k_{10} и k_2 — константы скорости реакций (10) и (2), соответственно, N_0 — концентрация нейтральных частиц при нормальных условиях, K_{eq} — константа равновесия реакции $A^- + B \leftrightarrow A^-(B)$, равная

$$K_{eq} = \exp[(-\Delta H - T\Delta S)/RT]. \quad (12)$$

Здесь ΔH и ΔS — энтальпия и энтропия кластеризации в процессе $A^- + B \leftrightarrow A^-(B)$, а R — универсальная газовая постоянная.

Описанный выше подход был обобщен в [34] на случай процессов образования и развала положительных кластерных ионов (процессов типа (2) и (10), в том числе — ионов $H_3O^+(H_2O)_k$) в слабоионизованной плазме (и газе) под действием сильного электрического поля, когда не только средняя энергия ионов превышает среднюю энергию нейтральных частиц, но и энергетическое распределение ионов является неравновесным. При этом вместо температуры T в неравновесных условиях предложено использовать эф-

фективную температуру T_{eff} , которая должна быть своей для каждой индивидуальной ионно-молекулярной реакции. Если в равновесных условиях константа скорости зависела от T , то в неравновесных условиях предполагалась та же зависимость при замене T на T_{eff} . Эффективную температуру T_{eff} было предложено определять по кинетической энергии сталкивающихся частиц в системе центра инерции E_{cm} :

$$T_{eff} = 2E_{cm}/3k_B, \quad (13)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Энергию E_{cm} можно найти из уравнения [34, 37]

$$E_{cm} = \frac{M_B}{m + M_B} \left(E_i - \frac{3k_B T}{2} \right) + \frac{3k_B T}{2}, \quad (14)$$

где m — масса иона, M_B — масса частицы B , E_i — средняя энергия иона. В [34] энергия $E_i = 3k_B T_i/2$ вычислялась согласно теории Ванье [37]

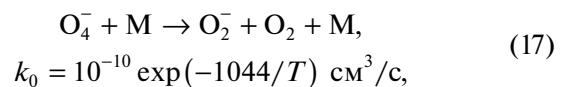
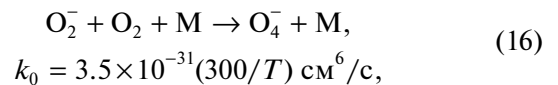
$$E_i = \frac{(m + M_m)w^2}{2} + \frac{3k_B T}{2}, \quad (15)$$

где M_m — масса нейтральных частиц M , T_i — температура ионов, определенная по их средней энергии, w — скорость дрейфа ионов.

В данной работе описанный выше подход, предложенный в [34] для описания образования и разрушения положительных кластерных ионов, был использован для нахождения констант скорости аналогичных процессов в случае отрицательных кластерных ионов.

Как будет видно из дальнейшего, расчеты в нулевом электрическом поле показывают, что в рассматриваемых условиях из кластерных ионов заметную роль играют только ионы O_2^- , O_4^- и $O_2^-(H_2O)_k$ ($k = 1-5$). Именно для них и вычислялись константы скорости для воздуха в сильном электрическом поле.

Для реакций образования и разрушения ионов O_4^- известны константы скорости их образования и разрушения в равновесных условиях в зависимости от температуры T в пределе низких давлений [38]:



где $M = O_2$, N_2 , а температура T в градусах К. В данной работе, следуя подходу [34], эти константы вычислялись для различных электрических полей с использованием формул (16) и (17), где вместо T подставлялись значения T_{eff} , определен-

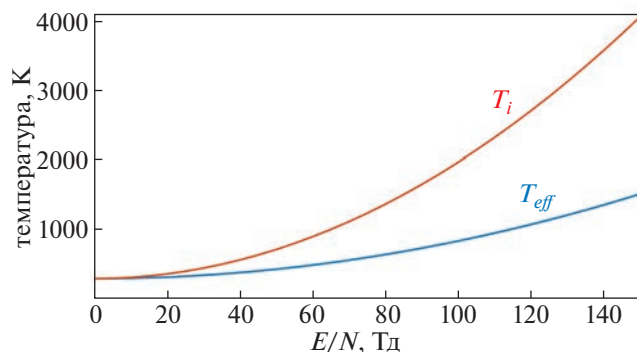


Рис. 1. Температура T_i ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})$, определенная по их средней энергии, и эффективная температура этих ионов T_{eff} для реакции их разрушения на молекулах O_2 в зависимости от приведенного электрического поля E/N в воздухе при $T = 288$ К.

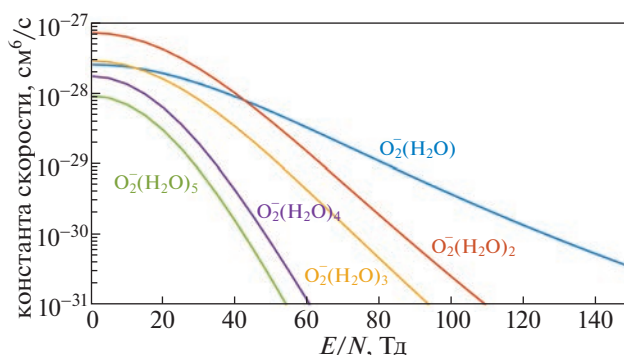
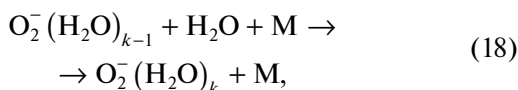


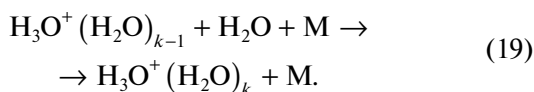
Рис. 2. Константы скорости образования ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ в тройных процессах (18) в зависимости от приведенного электрического поля E/N . Расчеты для воздуха в пределе низкого давления при $T = 288$ К.

ные по формулам (13)–(15), а скорость дрейфа ионов O_4^- в воздухе вычислялась в модели поляризационного потенциала взаимодействия (см., например, [35]). Зависимости констант скорости реакций (16) и (17) от концентрации $[M]$ определялись по формулам (5), (8) и (9).

Для реакций образования ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ ($k = 1-5$)



и обратных реакций разрушения этих ионов использовался подход [34], развитый для аналогичных реакций в отношении ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$ ($k = 1-5$)



Для реакции (19) имеются измерения констант скорости в пределе низких давлений в зависимости от температуры газа T в равновесных условиях, когда ионы термализованы (то есть, имеют температуру T). Эти данные можно представить в виде

$$k_0(T) = k_0(T = 300 \text{ K}) \left(\frac{T}{300} \right)^{-n}, \quad (20)$$

Таблица 1. Показатели степени в формуле (20) для реакции (19) [34]

k	1	2	3	4	5
n	4	7.5	8.1	14	15.3

где T — температура в градусах Кельвина, а показатели степени n в формуле (20) приведены в табл. 1. В данной работе температурная зависимость (20) со значениями n из табл. 1 была использована для описания констант скорости реакций (18) в пределе малых давлений. Величины k_0 ($T = 300$ К) для реакций (18) брались из экспериментальных данных (см. Приложение). Как и в [34], зависимость скоростей этих реакций от электрического поля при нагреве ионов в нем получалась при замене в формуле (20) T на T_{eff} (см. формулы (13)–(15)). Подвижность ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ в воздухе находилась в рамках модели поляризационного потенциала взаимодействия (см., например, [35]). Зависимость констант скорости реакций (18) от давления определялись по формулам (5)–(9). Константы скорости обратных процессов определялись по формулам (11) и (12). При этом значения энтальпии и энтропии кластеризации ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ ($k = 1-5$) брались из экспериментальных данных [39–41].

Аналогичным образом вычислялись константы скорости образования и разрушения ионов $\text{CO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_k$ ($k = 1-3$) и $\text{CO}_4^-(\text{H}_2\text{O})_k$ ($k = 1-3$) при различных давлениях воздуха в отсутствие электрического поля.

В качестве примера на рис. 1 приведены температура T_i ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})$, определенная по их средней энергии (см. формулу (15)), и эффективная температура этих ионов T_{eff} для реакции их разрушения на молекулах O_2 (см. формулу (13)) в зависимости от E/N . Величины T_i и T_{eff} совпадают только при $E/N = 0$. С ростом электрического поля T_i увеличивается быстрее, чем T_{eff} , и различие между ними достигает нескольких раз. Согласно формуле (14), это различие определяется соотно-

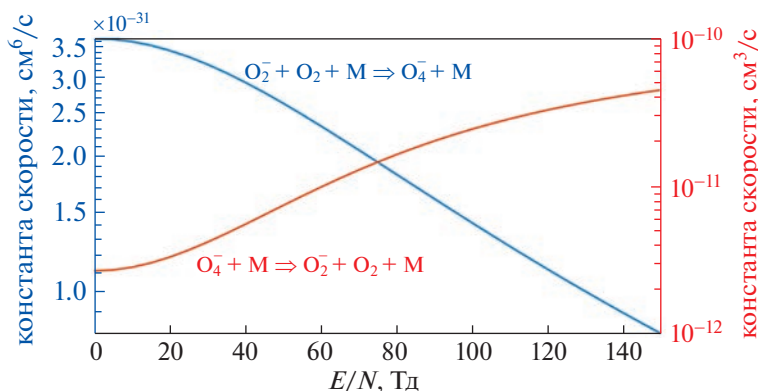


Рис. 3. Константы скорости образования и разрушения ионов O_4^- в тройных процессах (2) в зависимости от приведенного электрического поля E/N . Расчеты в пределе низкого давления при $T = 288$ К.

шением между массами иона и молекулы H_2O . Таким образом, энергия нагрева иона в электрическом поле лишь частично может быть “использована” в ионно-молекулярных реакциях.

На рис. 2 представлены вычисленные константы скорости образования ионов $O_2^-(H_2O)_k$ в реакции (18) в зависимости от приведенного электрического поля E/N . Аналогичные данные для константы скорости образования ионов O_4^- приведены на рис. 3. Расчеты выполнены в пределе низкого давления при $T = 288$ К. Из расчетов следует, что скорость образования ионов существенно снижается с ростом поля, причем эффект гораздо более выражен для гидратированных ионов $O_2^-(H_2O)_k$.

Из рис. 2 также следует немонотонная зависимость констант скорости образования ионов $O_2^-(H_2O)_k$ в пределе нулевого поля от k : константа для $k = 2$ больше константы для $k = 1$, но при $k > 2$ эти константы уменьшаются с ростом k . Эти данные в пределе нулевого поля взяты для $k = 1-3$ из экспериментов [42, 43], а для $k = 4$ и 5 – из оценок [44]. Следует заметить, что точность измерения скоростей образования ионов $O_2^-(H_2O)_k$ невелика, и разброс между данными из разных работ достигает 50% [43]. Поэтому вопрос о существовании этой немонотонной зависимости остается открытым. Возможно, ее присутствие на рис. 2 связано просто с недостаточно точными измерениями скоростей гидратации ионов.

Константы скорости разрушения ионов O_4^- и $O_2^-(H_2O)_k$ ($k = 1-3$) в зависимости от E/N приведены, соответственно, на рис. 3 и 4. Аналогичные величины для ионов $O_2^-(H_2O)_4$ и $O_2^-(H_2O)_5$ значительно меньше величин, приведенных на рис. 3 и 4. Скорости разрушения кластерных ионов растут

с увеличением поля и в случае гидратированных ионов проходят через максимум. Для этих ионов скорость роста констант разрушения с увеличением поля значительно больше, чем для ионов O_4^- .

На рис. 5 приведена зависимость констант скорости образования ионов $O_2^-(H_2O)_k$ от давления газа в отсутствие электрического поля при $T = 288$ К. Влияние давления здесь наиболее выражено, когда константы скорости образования кластерных ионов максимальны. Это имеет место для ионов $O_2^-(H_2O)_k$, $CO_3^-(H_2O)_k$ и $CO_4^-(H_2O)_k$ без электрического поля, а для ионов O_4^- этот эффект мал при давлениях порядка и меньше атмосферного, поскольку константа скорости образования этих ионов невелика. Из рис. 5 следует, что при вычислении констант скорости образования и разрушения ионов $O_2^-(H_2O)_k$ в условиях грозового

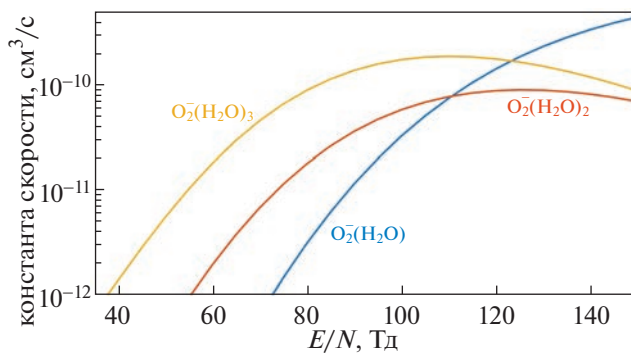


Рис. 4. Константы скорости разрушения ионов $O_2^-(H_2O)_k$ в процессах (11) в зависимости от приведенного электрического поля E/N . Расчеты для воздуха в пределе низкого давления при $T = 288$ К.

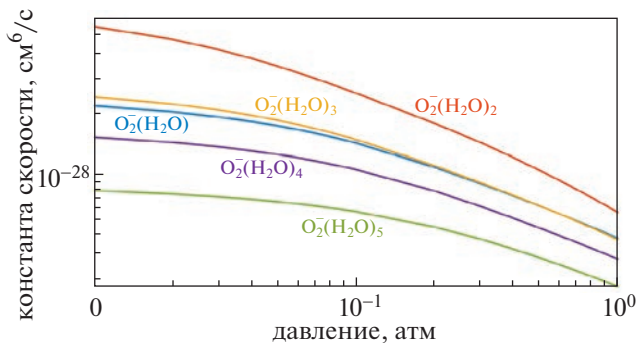


Рис. 5. Константы скорости образования ионов $O_2^-(H_2O)_k$ в зависимости от давления воздуха. Расчеты для воздуха в отсутствие электрического поля при $T = 288$ К.

облака необходимо учитывать эффект давления газа, который может приводить к уменьшению скоростей реакций до нескольких раз. Аналогичный эффект имеет место и в отношении скорости образования и разрушения ионов $CO_3^-(H_2O)_k$ и $CO_4^-(H_2O)_k$.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ПРИ БЕССТРИМЕРНОЙ КОРОНЕ ОКОЛО ГИДРОМЕТЕОРА

При численном моделировании предполагалось, что около находящегося в грозовом облаке сферического гидрометеора зажигается бесстримерная отрицательная корона. Для гидрометеора и коронного разряда выбраны следующие типичные параметры [45]: радиус гидрометеора $r_0 = 4$ мм, электрический ток короны $I = 1$ мкА, а время поддержания короны $\tau = 10^{-4}$ с. При переходе из ионизационной зоны короны в дрейфовую электроны в воздухе прилипают в процессах (1) к молекулам O_2 с образованием ионов O_2^- , которые продолжают дрейфовать от центра гидрометеора, вступая в различные ионно-молекулярные реакции. В результате со временем меняется сорт отрицательных ионов. По прошествии времени $T_{imp} = 10^{-3}$ с накладывается прямоугольный импульс сильного электрического поля, которое нагревает ионы и меняет скорости ионно-молекулярных реакций. В результате в области вокруг гидрометеора меняется состав отрицательных ионов, и при развале ионов могут освободиться электроны. Расчеты выполнены для разных полей и высот с целью определить минимальные поля, при которых возможно освобождение электронов. При этом учтено изменение с высотой давления, полной концентрации ней-

тральных частиц и температуры воздуха [46], а также концентрации малых составляющих (H_2O [46], CO_2 [47], O [48], O_3 [49], NO [47], NO_2 [50], N_2O [51]), которые могут повлиять на ионный состав. Во всех расчетах использовано нульмерное приближение, в котором пренебрегалось неоднородностями в пространстве.

Оценки показывают, что в рассматриваемых условиях концентрация ионов оказывается в диапазоне 10^6 – 10^7 см $^{-3}$. Для определенности положим ее равной 10^7 см $^{-3}$. В модели однородной среды и в отсутствие объемных процессов гибели отрицательных ионов (ион-ионная рекомбинация, даже при наличии положительных ионов, не успевает на данных временах происходить, а отлипание электронов в отсутствие электрического поля не важно) полная концентрация ионов остается постоянной.

На рис. 6 приведена динамика изменения состава отрицательных ионов в отсутствие электрического поля на высотах $h = 6$ и 9 км, на которых полная концентрация нейтральных частиц невозмущенной атмосферы равна, соответственно, $N = 1.37 \times 10^{19}$ и 9.72×10^{18} см $^{-3}$. Для сравнения приведены результаты расчета и для $h = 0$. При всех h на временах от 10^{-10} до 10^{-7} с происходит гидратация ионов O_2^- с образованием в конце концов ионов $O_2^-(H_2O)_5$. С ростом высоты до 9 км этот переход в несколько раз по времени замедляется из-за снижения концентрации нейтральных частиц воздуха, что наиболее важно для тройных процессов гидратации ионов. Концентрации других ионов в процессе перехода достигают не более нескольких процентов и на больших временах существенно уменьшаются. Гидратация ионов должна приводить к увеличению энергии связи электронов в ионах и, следовательно, к уменьшению вероятности отрыва электронов от ионов при наложении электрического поля.

Чтобы определить электрическое поле, необходимое для отрыва электронов от отрицательных ионов, образованных в дрейфовой зоне бесстримерной короны, были проведены расчеты для разных электрических полей и разных высот. В качестве начального сорта ионов, согласно рис. 6, выбирались ионы $O_2^-(H_2O)_5$. Процессы прямого отрыва электронов от гидратированных ионов $O_2^-(H_2O)_k$ ранее не исследовались, в отличие от процесса отрыва электронов от иона O_2^- (см. [52] и указанные там ссылки), имеющих гораздо более низкий (0.44 эВ) энергетический порог. Можно ожидать, что в сильном электрическом поле будет происходить не прямое отлипание электронов от ионов $O_2^-(H_2O)_5$ с одновременной их диссоциацией, а последовательность процессов, обратная последовательности реакций

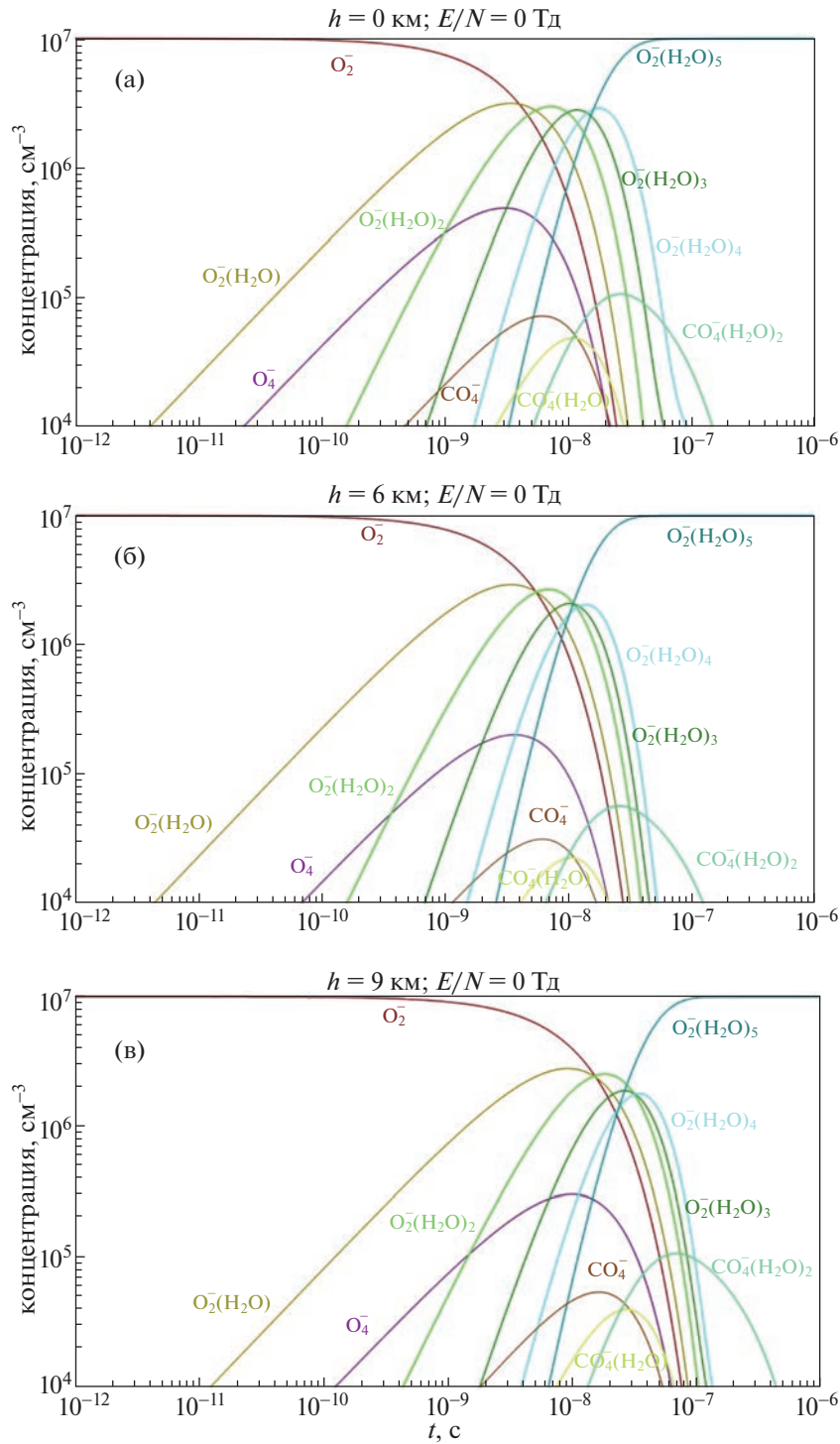


Рис. 6. Динамика изменения концентрации отрицательных ионов в отсутствие электрического поля после образования ионов O_2^- в бесстримерной короне. Расчеты проведены для высот $h = 0$ (а), 6 (б) и 9 км (в).

при образовании ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$ в отсутствие электрического поля. То есть, от ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$ будут последовательно отрываться молекулы H_2O , а потом после образования ионов O_2^- про-

изойдет отлипание электронов от них. (Впервые на такой механизм отрыва электронов от ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$ в сильном электрическом поле было указано в [53].) Именно такая ситуация и модели-

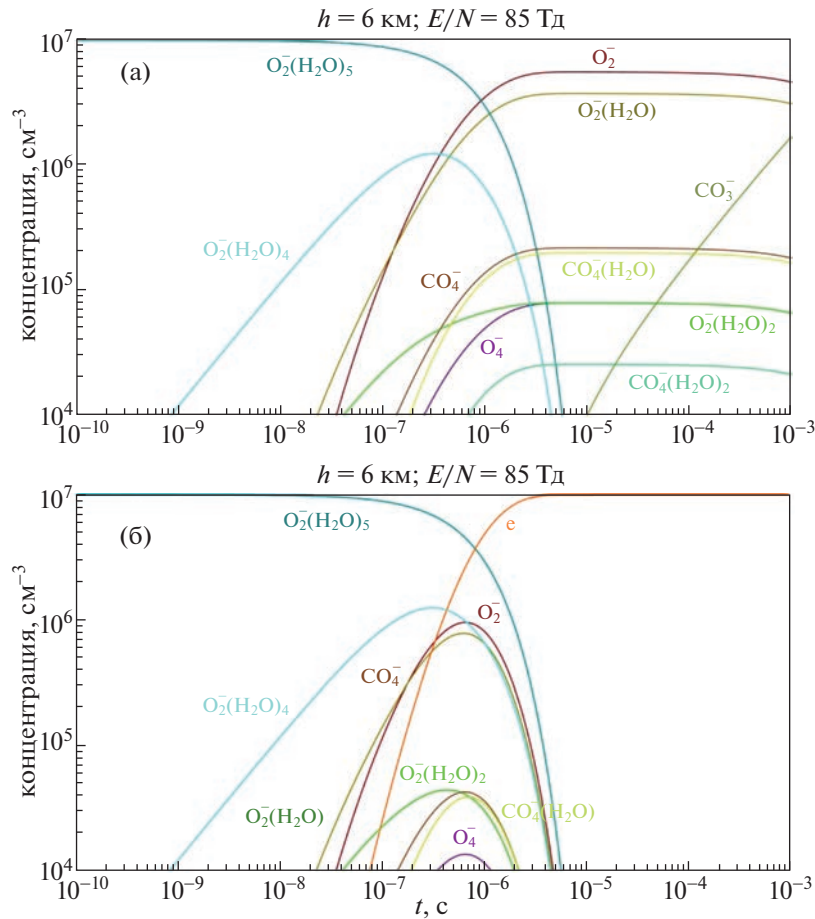


Рис. 7. Эволюция концентрации ионов под действием приведенного электрического поля 85 Тд без учета отлипания электронов от ионов O_2^- (а) и при его учете (б). Расчеты для условий на высоте $h = 6$ км без учета прилипания электронов к O_2 .

ровалась здесь в различных электрических полях. При этом, чтобы проследить за последовательностью развала ионов, вначале расчеты выполнялись без учета отлипания электронов от них и других процессов с участием электронов. Поскольку концентрации всех других сортов отрицательных ионов, кроме $O_2^-(H_2O)_k$, O_4^- и O_2^- , оказались незначительными при рассмотрении случая без электрического поля, то при наложении поля учитывалось влияние электрического поля на скорости реакций только для данных кластерных ионов. Константы скорости образования и разрушения ионов $O_2^-(H_2O)_k$, O_4^- и O_2^- в электрическом поле определялись согласно подходу, изложенному в разделе 3. Для процессов с другими отрицательными ионами влиянием электрического поля пренебрегалось.

Из расчетов следует, что с ростом электрического поля на временах диапазона 10^{-6} – 10^{-5} с происходит переход от ионов $O_2^-(H_2O)_5$ к более

простым ионам $O_2^-(H_2O)_k$ с $k < 5$, причем чем больше электрическое поле, тем проще ионы, образующиеся в результате перехода. На рис. 7а показано, что сравнимые концентрации ионов O_2^- и гидратированных ионов достигаются при 85 Тд. Можно было бы ожидать, что при включении отлипания электронов от ионов O_2^- в этом случае данные ионы распадутся с освобождением электронов, а концентрация гидратированных ионов останется неизменной. Иными словами, для полного распада всех отрицательных ионов следовало бы дальше повышать электрическое поле.

На рис. 7б приведены результаты расчета, аналогичные результатам на рис. 7а, но с учетом отлипания электронов от ионов O_2^- . Для константы этого процесса в зависимости от E/N в воздухе использовались данные моделирования Монте-Карло [52], которые ранее были протестированы на различных экспериментах по измерению скорости отлипания от O_2^- . Результаты расчета с уче-

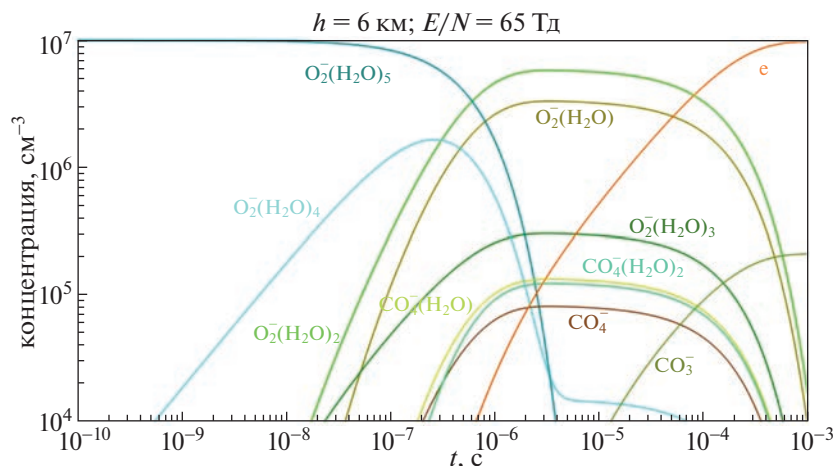


Рис. 8. Эволюция концентрации ионов под действием приведенного электрического поля 65 Тд при учете отлипания электронов от ионов O_2^- . Расчеты для условий на высоте $h = 6$ км без учета прилипания электронов к O_2 .

том отлипания электронов (но без учета их возможного прилипания к молекулам O_2) оказались несколько другими по сравнению с ожиданиями. Из данных на рис. 7б следует, что в рассматриваемых условиях практически все отрицательные ионы, включая гидратированные, разваливаются с образованием свободных электронов на временах в интервале 10^{-6} – 10^{-5} с. Это можно объяснить следующим образом. На указанных временах устанавливается динамическое равновесие между гидратированными ионами $O_2^-(H_2O)_k$ с разными k и ионами O_2^- . С ростом электрического поля это равновесие смещается в сторону более простых ионов вплоть до ионов O_2^- . При включении отлипания электронов от них появляется сток этих ионов. В результате на тех же временах порядка 10^{-6} – 10^{-5} с гидратированные ионы разваливаются, стремясь восполнить убыль ионов O_2^- , что приводит практически к полному распаду всех отрицательных ионов и освобождению электронов уже при $E/N = 85$ Тд. Таким образом, можно ожидать, что для полного распада отрицательных ионов, образованных в результате зажигания бесстримерной короны, к моменту времени $t = 10^{-3}$ с нужны заметно меньшие электрические поля. Из данных, приведенных на рис. 8, следует, что для этого достаточно приложить поле 65 Тд. Этот вывод практически не зависит от высоты.

В выполненных расчетах с электрическим полем специально пренебрегалось прилипанием электронов к молекулам O_2 , чтобы явно показать разрушение отрицательных ионов, образованных при зажигании бесстримерной короны. На рис. 9 приведены результаты, аналогичные представ-

ленным на рис. 8, но с учетом диссоциативного прилипания электронов



и тройного прилипания к O_2 (реакция (1)), константы скорости которых в зависимости от E/N взяты из [38]. Видно, что уже при 65 Тд электроны, образованные при отлипании от отрицательных ионов, при учете реакции (21) превращаются в основном в ионы CO_3^- . Эти ионы образуются в результате конверсии ионов O^- , рожденных в реакции (21), в тройных процессах в ионы O_3^- (реакция (17) в табл. П1 в Приложении) и последующей реакции этих ионов с CO_2 (реакция (60) в табл. П1 в Приложении).

Для отрыва электронов от ионов O_2^- и CO_3^- требуются, видимо, более высокие электрические поля, для определения которых нужны дополнительные исследования с учетом изменения скорости образования и разрушения этих ионов в сильных полях. При наложении импульсов с амплитудами, превышающими критические величины, когда суммарная скорость ионизации молекул и отлипания электронов от отрицательных ионов превышает скорость их прилипания, должно происходить размножение электронов, поскольку процесс (21) будет не важен на фоне быстрой ионизации. При этом могут стать важными электроны, освобождаемые при разрушении ионов O_2^- и $O_2^-(H_2O)_k$. Это произойдет либо в полях, достигающих величин, при которых разваливаются ионы O_3^- и CO_3^- , либо при коротком фронте импульса с надкритическими амплитудами, когда электроны, освобожденные из ионов O_2^- и $O_2^-(H_2O)_k$, не успевают прилипнуть к O_2 в процессе (21). При

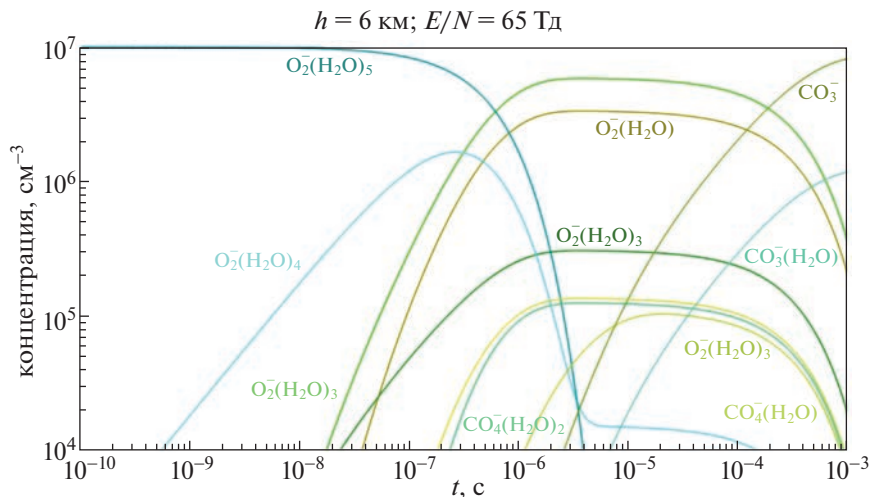


Рис. 9. Эволюция концентрации ионов под действием приведенного электрического поля 65 Тд при учете отлипания электронов от ионов O_2^- и прилипания электронов к O_2^- . Расчеты для условий на высоте $h = 6$ км.

этом размножение электронов в надкритических полях тем эффективнее, чем больше концентрация электронов, освобожденных из ионов O_2^- и $O_2^-(H_2O)_k$, и чем больше время поддержания надкритических электрических полей. Размножение электронов будет заканчиваться образованием отрицательных ионов при покидании электронами зоны сильного поля или при снижении поля ниже критической величины. Важно, что эта величина падает с ростом высоты: согласно расчетам [54] с учетом отрыва электронов от отрицательных ионов и других ионно-молекулярных процессов она снижается до 87 Тд на высоте 11 км.

В данном исследовании использовался модельный прямоугольный импульс электрического поля. В реальности в грозовом облаке это поле создается при столкновении или сближении двух заряженных гидрометеоров. При этом импульс по форме является совсем не прямоугольным, а его амплитуда может быть гораздо больше не только 65 Тд, но и критической величины. То, какие при этом образуются отрицательные ионы, и когда возможен отрыв электронов от них, зависит от многих параметров, в том числе от скорости изменения электрического поля и его величины. Этот вопрос требует дополнительного исследования с учетом влияния электрического поля на скорость ионно-молекулярных процессов и находится вне рамок данной работы.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ

Полученные в данной работе результаты существенно отличаются от оценки [25] электрическо-

го поля, необходимого для отрыва электронов от отрицательных ионов в воздухе. Согласно [25] электрон эффективно отлипает от иона O_2^- только начиная с полей 330 Тд. Из расчетов данной работы следует, что отрыв электронов от более “крепких” ионов $O_2^-(H_2O)_5$, для которых полная энергия диссоциации и отрыва электрона равна 3.5 эВ [35, 55], на временах ~ 1 мкс происходит уже в полях 65 Тд. Такое различие объясняется следующими причинами. Во-первых, распад ионов $(H_2O)_5$ происходит последовательно в несколько стадий, на каждой из которых требуется энергия иона не более 0.8 эВ [35]. Характерное время каждой стадии мало, на порядки величины меньше изучаемого интервала длиной 1 мс. Во-вторых, в [25] предполагалось, что для эффективного отрыва электронов от отрицательных ионов их средняя энергия в электрическом поле должна быть сравнима с энергией связи внешнего электрона в отрицательном ионе. На самом деле эффективный отрыв происходит при гораздо меньших средних энергиях, по аналогии с ионизацией в равновесной плазме, в которой концентрации заряженных и нейтральных частиц становятся сравнимыми уже при нагреве газа до температур, на порядок величины меньше потенциала ионизации нейтральных частиц [56].

В проведенных расчетах учитывалось влияние на состав отрицательных ионов малых нейтральных компонентов, присутствующих в невозмущенной атмосфере. В то же время могут оказаться важными не только эти нейтральные примеси, но и те, которые нарабатываются во время разряда. Этот эффект для стримерного разряда в воздухе атмосферного давления был продемонстрирован,

например, в [26] для молекул O_3 и NO . В этом отношении случай бесстримерной короны принципиально отличается от случая стримерного разряда. В стримерном разряде наработка нейтральных активных частиц (прежде всего — атомов O и N) происходит в области сильного поля в головке стримера, и потом эти частицы оказываются в канале стримера, где и происходит образование отрицательных ионов. Здесь на состав ионов могут влиять нейтральные компоненты типа O_3 и NO , образованные из атомов O и N . В бесстримерной отрицательной короне в воздухе области наработки атомов и отрицательных ионов разнесены в пространстве: атомы рождаются в ионизационной зоне короны, где поле сильное, а основные отрицательные ионы рождаются в дрейфовой зоне, где оно слабое. Поэтому наработанные в бесстримерной короне нейтральные компоненты не должны прямо влиять на состав отрицательных ионов.

Можно представить ситуацию, когда за счет конвективных потоков происходит вынос образованных в ионизационной зоне нейтральных компонентов в дрейфовую область. Оценим из энергетических соображений, какая при этом должна получиться концентрация O_3 и NO , считая, что эти молекулы равномерно распределены в области, занимаемой отрицательными ионами. Для оценок гидрометеор радиусом $r_0 = 4$ мм уподобим сферическому электроду того же радиуса, к которому мгновенно подведено напряжение, необходимое для зажигания бесстримерной короны. Считаем, что облако ионов, инжектированных коронным разрядом в воздух, расширяется в радиальном направлении при сохранении сферической формы фронта объемного заряда. При этом, естественно, разряд развивается в нестационарном режиме. Согласно эмпирической формуле, приведенной в [57] для порогового электрического поля вблизи коронирующей поверхности электрода в воздухе, это поле при нормальных условиях равно $E_{ign} \approx 52$ кВ/см для $r_0 = 4$ мм и приблизительно пропорционально концентрации нейтральных частиц N . Для высот $h = 6–11$ км получаем $E_{ign} \approx 20–28$ кВ/см. Для его создания напряжение на сферическом электроде должно быть на уровне $U \sim E_{ign} r_0 \sim 10$ кВ. При токе $I \sim 10^{-6}$ А и времени разряда $\tau \sim 10^{-4}$ с энерговклад в разряд составляет $\sim U I \tau \sim 6 \times 10^{12}$ эВ. Как следует из расчетов [58], энергия, необходимая для генерации одной молекулы O_3 в бесстримерной отрицательной короне, оказывается не меньше 50 эВ. Тогда для полного количества наработанных в короне молекул O_3 получаем оценку $\sim 10^{11}$ частиц. Молекулы O_3 и NO образуются в результате диссоциации молекул O_2 и N_2 соответственно. Из численного моделирования [59] положительного стримера следует, что эффективность диссоциа-

ции N_2 в стримерном разряде примерно на порядок величины меньше, чем эффективность диссоциации O_2 . Энергия диссоциации N_2 примерно в два раза больше энергии диссоциации O_2 , а электрическое поле в головке стримера больше электрического поля в ионизационной зоне бесстримерной короны. Поэтому можно ожидать, что отношение эффективности наработки NO к эффективности наработки O_3 будет меньше в бесстримерной короне по сравнению со стримерным разрядом. Тогда оценка сверху на наработку полного количества молекул NO в рассматриваемых условиях будет $\sim 10^{10}$ частиц.

Оценим объем, в котором должны распределиться наработанные молекулы O_3 и NO . Радиус сферического ионного облака, расширяющегося от сферического электрода в условиях бесстримерной короны, можно оценить по формуле [60]

$$r_f = \sqrt[3]{r_0^3 + 3\mu \left(r_0^2 E_{ign} t + \frac{I t^2}{8\pi\epsilon_0} \right)}, \quad (22)$$

где μ — подвижность ионов, t — текущее время, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Полагая для подвижности ионов типичную величину $\mu = 2.5$ см²/(В · с) при нормальных условиях (и учитывая зависимость $\mu \sim 1/N$), $r_0 = 4$ мм, $E_{ign} \approx 28$ кВ/см, $t = \tau \sim 10^{-4}$ с, получаем $r_f \approx 1.9$ см и объем ионного облака $V \approx 4\pi r_f^3/3 \approx 26$ см³. В этом случае концентрация наработанных в короне молекул O_3 , распределенных по ионному облаку, оказывается равной $\sim 4 \times 10^9$ см⁻³, что на два порядка величины меньше фоновой концентрации O_3 в невозмущенной атмосфере на высотах 6–9 км [49]. Аналогичная величина для наработанных в разряде молекул NO получается равной $\sim 4 \times 10^8$ см⁻³, что близко к фоновой концентрации NO в невозмущенной атмосфере на данных высотах [47]. Таким образом, как показывают оценки, наработка в ионизационной зоне атомов O и N , приводящая к образованию O_3 и NO , не влияет на результаты данной работы даже при наличии механизма выноса образованных в ионизационной зоне молекул O_3 и NO в дрейфовую область.

Одно из главных приближений в данной работе, которое было предложено ранее в [34] для описания кинетики положительных гидратированных ионов, состоит в том, что зависимость констант скорости k_0 образования ионов $O_2^-(H_2O)_k$ (в пределе низких давлений) от эффективной температуры реакции T_{eff} полагалась той же, что и от газовой температуры T при равновесном нагреве как ионов, так и молекул. Зависимость констант от T бралась той же, что и для ионов $H_3O^+(H_2O)_k$. Для этих ионов она очень

сильная — степенная с показателем степени от $n = 4$ для $k = 1$ до $n = 15.3$ для $k = 5$ [34] (см. табл. 1). В отношении ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ есть измерения констант скорости их образования (в пределе низких давлений) и в неравновесных условиях, когда в приложенном электрическом поле нагреваются только ионы, а нейтральный газ остается холодным [61]. Численная обработка этих экспериментов показала [62, 63], что при нагреве только ионов показатели степени в зависимости $k_0(T_{\text{eff}})$ оказываются по модулю в несколько раз меньше: для иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ было получено $n = 2.2$ вместо $n = 7.5$ в равновесных условиях, а для иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ было получено $n = 3.0$ вместо $n = 8.1$ в равновесных условиях. Таким образом, использованное в данной работе приближение приводит при нагреве ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ в электрическом поле к значительному занижению констант скорости их образования. Такое же занижение скорости получается и для обратных процессов разрушения этих ионов, поскольку константы скорости разрушения ионов находятся по константам скорости их образования (соотношение (11)). Для оценки этого занижения для всех рассматриваемых ионов данных недостаточно. Но это приближение не должно прямо сказываться на конечных выводах данной работы, поскольку динамическое равновесие между ионами $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_{k-1}$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ определяется отношением констант скорости образования и разрушения ионов. При одновременном занижении скоростей образования и разрушения ионов в одинаковое число раз соотношения между квазистационарными концентрациями ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_{k-1}$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ должно оставаться неизменным. Изменяется только время выхода на квазистационарное состояние. Занижение констант скорости для гидратированных ионов приводит к завышению времени установления квазистационарных значений концентраций. То есть, в реальности получаемые в работе квазистационарные распределения между разными ионами должны достигаться несколько быстрее.

В данной работе не рассматривались ионы $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ с $k > 5$, хотя такие ионы известны, и в некоторых кинетических моделях они присутствуют [28]. С одной стороны, данных по скоростям их образования и разрушения практически нет. В кинетических расчетах обычно для таких величин используются грубые оценки. Следует заметить, что с ростом числа молекул H_2O в гидратированных ионах энергия их диссоциации (относительно отщепления одной молекулы H_2O) уменьшается [35]. Поэтому в сильном электрическом поле они должны быстрее разваливаться, и

учет таких ионов не должен изменить главные выводы данной работы.

6. ВЫВОДЫ

В работе построена кинетическая схема и определены константы скорости образования и гибели отрицательных ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ и O_4^- в зависимости от приведенного электрического поля, давления и температуры на воздухе. С использованием этих констант скорости проведены расчеты для различных высот в условиях грозового облака как в отсутствие электрического поля (модель дрейфовой зоны бесстримерной отрицательной короны около гидрометеора), так и при его наличии. Расчеты без электрического поля показали, что в хорошем приближении эволюцию отрицательных ионов, образованных в бесстримерной отрицательной короне около гидрометеоров в грозовом облаке, можно описывать только с учетом ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$, O_4^- и O_2^- . Последующие расчеты при наложении электрического поля позволили определить его величины, при которых возможен отрыв электронов от этих отрицательных ионов на временах, типичных для процессов в грозовом облаке.

Из полученных результатов следует, что в рассматриваемых условиях доминирующие отрицательные ионы, образованные в бесстримерной отрицательной короне около гидрометеора в грозовом облаке, меняются в последовательности $\text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O}) \rightarrow \dots \rightarrow \text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$ за счет последовательного присоединения молекул H_2O к иону. При наложении сильного электрического поля электроны освобождаются не за счет прямого отрыва от иона $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$, для чего нужна энергия ≈ 4 эВ, а многоступенчато в последовательности, обратной той, что наблюдалась в отсутствие поля: гидратированные ионы $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ по очереди теряли молекулы H_2O , и в конце концов получались слабосвязанные ионы O_2^- , от которых происходил отрыв электронов.

Если приложенное электрическое поле меньше критического, то в результате диссоциативного прилипания вновь образованных электронов к молекулам O_2 происходит цепочка ионно-молекулярных реакций, приводящая к образованию ионов O_3^- и CO_3^- . Для отрыва электронов от этих ионов требуются, видимо, более высокие электрические поля, чем для разрушения ионов O_2^- и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$. Но при наложении импульсов с резким фронтом и амплитудами, превышающими критические величины (и, быть может, поля, при которых уже становится возможен отрыв электронов

от ионов O_3^- и CO_3^-), диссоциативное прилипание становится неважным. В результате должно осуществляться размножение электронов, заканчивающееся образованием отрицательных ионов при покидании электронами зоны сильного поля. Это размножение будет тем более эффективным, чем больше концентрация электронов, освобожденных из ионов O_2^- и $O_2^-(H_2O)_k$, и чем больше время поддержания надкритических электрических полей. Таким образом, в грозовом облаке может происходить описанный в [10, 11, 15] процесс роста ионной концентрации в результате се-

рии коронных разрядов при столкновении или сближении гидрометеоров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 23-11-00245.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В выражениях для констант скорости температура T дана в градусах Кельвина, а приведенное электрическое поле E/N дано в Таунсендах ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В см}^2$). Константы скорости тройных реакций образования кластерных ионов и обрат-

Таблица 2. Список используемых в модели реакций и их константы скорости

№	Реакция	Константа, $\text{см}^3/\text{с}$ или $\text{см}^6/\text{с}$ (*)	Источник
Реакции преобразования отрицательных ионов			
1	$O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$	4.0×10^{-10}	[35, 38, 64]
2	$O_2^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O_2$	8.0×10^{-10}	[35, 38, 64]
3	$O_2^- + O_2 + M \rightarrow O_4^- + M$	$3.5 \times 10^{-31} (300/T) (*)$	[35, 38, 64]
4	$O_4^- + M \rightarrow O_2^- + O_2 + M$	$10^{-10} \exp(-1044/T)$	[35, 38, 64]
5	$O_4^- + NO \rightarrow NO_3^- + O_2$	2.5×10^{-10}	[35, 38, 64]
6	$O_4^- + O \rightarrow O_3^- + O_2$	4.0×10^{-10}	[35, 38, 64]
7	$O_3^- + NO \rightarrow NO_3^- + O$	1.0×10^{-11}	[35, 38, 64]
8	$O_3^- + NO \rightarrow NO_2^- + O_2$	2.6×10^{-12}	[35, 38, 64]
9	$O_3^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O_3$	7.0×10^{-10}	[35, 38, 64]
10	$O_3^- + NO_2 \rightarrow NO_3^- + O_2$	2.0×10^{-11}	[35, 38, 64]
11	$NO_2^- + O_3 \rightarrow NO_3^- + O_2$	1.8×10^{-11}	[35, 38, 64]
12	$NO_2^- + NO_2 \rightarrow NO_3^- + NO$	4.0×10^{-12}	[35, 38, 64]
13	$NO_3^- + NO \rightarrow NO_2^- + NO_2$	3.0×10^{-15}	[35, 38, 64]
14	$O_2^- + CO_2 + M \rightarrow CO_4^- + M$	$3.0 \times 10^{-29} (300 / T) (*)$	[34, 35]
15	$CO_4^- + M \rightarrow O_2^- + CO_2 + M$	4.0×10^{-19}	Оценка по формуле (4.30) из [35]
16	$O^- + O_2 \rightarrow O + O_2^-$	$2.7 \times 10^{-11} \times \exp(-(290/(100 + E/N))^{2.9})$	[65]
17	$O^- + O_2 + M \rightarrow O_3^- + M$	$1.1 \times 10^{-30} (300/T) (*)$	[38]
18	$O^- + NO + M \rightarrow NO_2^- + M$	$1.0 \times 10^{-29} (*)$	[38]
19	$O_2^- + O \rightarrow O^- + O_2$	3.3×10^{-10}	[38]
20	$O_2^- + N_2O \rightarrow O_3^- + N_2$	1.0×10^{-12}	[38]
21	$O^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O$	5.3×10^{-10}	[38]
22	$O^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O$	1.2×10^{-9}	[38]

Таблица 2. Продолжение

№	Реакция	Константа, см ³ /с или см ⁶ /с (*)	Источник
23	$O^- + N_2O \rightarrow NO^- + NO$	2.0×10^{-10}	[38]
24	$NO^- + O_2 \rightarrow O_2^- + NO$	5.0×10^{-10}	[38]
25	$NO^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + NO$	7.4×10^{-16}	[38]
26	$NO^- + N_2O \rightarrow NO_2^- + N_2$	2.8×10^{-14}	[38]
27	$O_4^- + O \rightarrow O^- + O_2 + O_2$	3.0×10^{-10}	[38]
28	$O_2^- + H_2O + M \rightarrow O_2^-(H_2O) + M$	$2.2 \times 10^{-28} (*)$	[42, 43]
29	$O_2^-(H_2O) + M \rightarrow O_2^- + H_2O + M$	5.3×10^{-18}	Оценка по формулам (11), (12)
30	$O_2^-(H_2O) + H_2O + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_2 + M$	$5.4 \times 10^{-28} (*)$	[42]
31	$O_2^-(H_2O)_2 + M \rightarrow O_2^-(H_2O) + H_2O + M$	1.1×10^{-14}	[42]
32	$O_2^-(H_2O)_2 + H_2O + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_3 + M$	$2.1 \times 10^{-28} (*)$	[42, 44]
33	$O_2^-(H_2O)_3 + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_2 + H_2O + M$	3.0×10^{-13}	[44]
34	$O_2^-(H_2O)_3 + H_2O + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_4 + M$	$1.0 \times 10^{-28} (*)$	[44]
35	$O_2^-(H_2O)_4 + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_3 + H_2O + M$	1.2×10^{-12}	[44]
36	$O_2^-(H_2O)_4 + H_2O + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_5 + M$	$5.0 \times 10^{-29} (*)$	[44]
37	$O_2^-(H_2O)_5 + M \rightarrow O_2^-(H_2O)_4 + H_2O + M$	4.5×10^{-12}	[44]
38	$O_4^- + H_2O \rightarrow O_2^-(H_2O) + O_2$	1.5×10^{-9}	[42]
39	$O_2^-(H_2O) + CO_2 \rightarrow CO_4^- + H_2O$	5.8×10^{-10}	[35, 44]
40	$CO_4^- + H_2O \rightarrow O_2^-(H_2O) + CO_2$	2.5×10^{-10}	[43, 44]
41	$O_2^-(H_2O)_2 + CO_2 \rightarrow CO_4^-(H_2O) + H_2O$	6.6×10^{-12}	[44]
42	$CO_4^-(H_2O) + H_2O \rightarrow O_2^-(H_2O)_2 + CO_2$	1.0×10^{-10}	[44]
43	$O_2^-(H_2O)_3 + CO_2 \rightarrow CO_4^-(H_2O)_2 + H_2O$	1.0×10^{-14}	[44]
44	$CO_4^- + H_2O + M \rightarrow CO_4^-(H_2O) + M$	$1.0 \times 10^{-28} (*)$	[44]
45	$CO_4^-(H_2O) + M \rightarrow CO_4^- + H_2O + M$	1.0×10^{-13}	Оценка по формулам (11), (12)
46	$CO_4^-(H_2O) + H_2O + M \rightarrow CO_4^-(H_2O)_2 + M$	$1.0 \times 10^{-28} (*)$	[44]
47	$CO_4^-(H_2O)_2 + M \rightarrow CO_4^-(H_2O) + H_2O + M$	1.0×10^{-13}	[44]
48	$CO_4^-(H_2O)_2 + H_2O \rightarrow O_2^-(H_2O)_3 + CO_2$	1.0×10^{-10}	[44]
49	$CO_4^- + O_3 \rightarrow O_3^- + CO_2 + O_2$	1.3×10^{-10}	[43]
50	$CO_4^-(H_2O)_n + O_3 \rightarrow O_3^-(H_2O)_n + CO_2 + O_2$	1.0×10^{-10}	[26]
51	$O_2^-(H_2O) + O_3 \rightarrow O_3^- + H_2O + O_2$	2.3×10^{-10}	[43]
52	$O_2^-(H_2O)_2 + O_3 \rightarrow O_3^-(H_2O) + H_2O + O_2$	2.6×10^{-10}	[43]

Таблица 2. Продолжение

№	Реакция	Константа, см ³ /с или см ⁶ /с (*)	Источник
53	$O_2^-(H_2O)_3 + O_3 \rightarrow O_3^-(H_2O)_2 + H_2O + O_2$	2.0×10^{-10}	[26]
54	$O_2^-(H_2O)_4 + O_3 \rightarrow O_3^-(H_2O)_3 + H_2O + O_2$	1.0×10^{-10}	[26]
55	$O_3^- + H_2O + O_2 \rightarrow O_3^-(H_2O) + O_2$	2.7×10^{-28} (*)	[43]
56	$O_3^-(H_2O) + H_2O + O_2 \rightarrow O_3^-(H_2O)_2 + O_2$	1.0×10^{-28} (*)	[44]
57	$O_3^-(H_2O)_2 + O_2 \rightarrow O_3^-(H_2O) + H_2O + O_2$	7.0×10^{-14}	[44]
58	$O_3^-(H_2O)_2 + H_2O + O_2 \rightarrow O_3^-(H_2O)_3 + O_2$	1.0×10^{-28} (*)	[44]
59	$O_3^-(H_2O)_3 + O_2 \rightarrow O_3^-(H_2O)_2 + H_2O + O_2$	1.0×10^{-12}	[44]
60	$O_3^- + CO_2 \rightarrow CO_3^- + O_2$	5.5×10^{-10}	[43]
61	$O_3^-(H_2O) + CO_2 \rightarrow CO_3^- + O_2 + H_2O$	3.5×10^{-10}	[43]
62	$O_3^-(H_2O)_2 + CO_2 \rightarrow CO_3^-(H_2O) + O_2 + H_2O$	1.0×10^{-10}	[43]
63	$O_3^-(H_2O)_3 + CO_2 \rightarrow CO_3^-(H_2O)_2 + O_2 + H_2O$	5.0×10^{-11}	[44]
64	$CO_3^- + H_2O + M \rightarrow CO_3^-(H_2O) + M$	1.0×10^{-28} (*)	[43]
65	$CO_3^-(H_2O) + M \rightarrow CO_3^- + H_2O + M$	3.5×10^{-14}	[44]
66	$CO_3^-(H_2O) + H_2O + M \rightarrow CO_3^-(H_2O)_2 + M$	1.0×10^{-28} (*)	[43]
67	$CO_3^-(H_2O)_2 + M \rightarrow CO_3^-(H_2O) + H_2O + M$	1.75×10^{-12}	[44]
68	$CO_3^-(H_2O)_2 + H_2O + M \rightarrow CO_3^-(H_2O)_3 + M$	1.0×10^{-28} (*)	[44]
69	$CO_3^-(H_2O)_3 + M \rightarrow CO_3^-(H_2O)_2 + H_2O + M$	5.0×10^{-12}	[44]
70	$CO_3^-(H_2O) + NO \rightarrow NO_2^- + H_2O + CO_2$	1.8×10^{-11}	[43]
71	$CO_3^-(H_2O) + NO_2 \rightarrow NO_3^- + H_2O + CO_2$	1.5×10^{-10}	[43]
72	$O_2^-(H_2O) + NO \rightarrow NO_3^- + H_2O$	3.1×10^{-10}	[35]
73	$O_2^-(H_2O)_2 + NO \rightarrow NO_3^-(H_2O) + H_2O + O_2$	3.0×10^{-10}	[35]
74	$O_2^-(H_2O)_3 + NO \rightarrow NO_3^-(H_2O)_2 + H_2O + O_2$	1.5×10^{-10}	[35, 43]
75	$O_2^-(H_2O)_4 + NO \rightarrow NO_3^-(H_2O)_3 + H_2O + O_2$	1.2×10^{-10}	[35]
76	$O_2^-(H_2O)_5 + NO \rightarrow NO_3^-(H_2O)_4 + H_2O + O_2$	1.2×10^{-10}	[35]
77	$O_2^-(H_2O)_n + NO_2 \rightarrow NO_2^-(H_2O)_{n-1} + H_2O + O_2$	9.0×10^{-10}	[43]
78	$NO_3^- + H_2O + O_2 \rightarrow NO_3^-(H_2O) + O_2$	7.5×10^{-29} (*)	[66]
79	$NO_3^-(H_2O) + O_2 \rightarrow NO_3^- + H_2O + O_2$	1.4×10^{-14}	[66]
80	$NO_3^-(H_2O) + H_2O + M \rightarrow NO_3^-(H_2O)_2 + M$	4.0×10^{-29} (*)	[26]
81	$NO_3^-(H_2O)_2 + M \rightarrow NO_3^-(H_2O) + H_2O + M$	1.6×10^{-13}	[26]
82	$NO_3^-(H_2O)_2 + H_2O + M \rightarrow NO_3^-(H_2O)_3 + M$	3.0×10^{-29} (*)	[26]
83	$NO_3^-(H_2O)_3 + M \rightarrow NO_3^-(H_2O)_2 + H_2O + M$	1.1×10^{-12}	[26]

Таблица 2. Окончание

№	Реакция	Константа, см ³ /с или см ⁶ /с (*)	Источник
Реакции отрыва электронов от отрицательных ионов			
84	$O^- + N_2 \rightarrow e + N_2O$	$3.8 \times 10^{-12} \exp(- (90/E/N)^{1.2})$	[65]
85	$O^- + O_2 \rightarrow e + O + O_2$	$6.0 \times 10^{-12} \exp(- (290/(E/N + 90))^{2.9})$	[65]
86	$O^- + O_2 \rightarrow e + O_3$	5.0×10^{-15}	[38]
87	$O^- + O \rightarrow e + O_2$	5.0×10^{-10}	[38]
88	$O^- + NO \rightarrow e + NO_2$	2.6×10^{-10}	[38]
89	$O_2^- + O_2 \rightarrow e + O_2 + O_2$	$4.5 \times 10^{-11} \exp(- (180/(E/N + 20))^2)$	[65]
90	$O_2^- + O \rightarrow e + O_3$	1.5×10^{-10}	[38]
91	$O_3^- + O \rightarrow e + O_2 + O_2$	3.0×10^{-10}	[38]
92	$NO_2^- + O \rightarrow e + NO_3$	1.0×10^{-12}	[38]

ных процессов даны при нулевом электрическом поле в пределе низких давлений. Кроме того, в большинстве случаев информация по константам скорости этих процессов известна только для $M = O_2$. В данной работе предполагается, что скорости этих процессов для $M = O_2$ и $M = N_2$ совпадают, поскольку серьезных физических причин для их сильного различия нет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rakov V.A., Uman M.A. Lightning: physics and effects. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
2. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
3. Dwyer J.R., Uman M.A. // Phys. Rep. 2014. V. 534. P. 147.
4. Crabb J.A., Latham J. // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1974. V. 100. P. 191.
5. Griffiths R.F., Phelps C.T. // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 3671.
6. Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
7. Gurevich A.V., Zybin K.P., Roussel-Dupre R.A. // Phys. Lett. A. 1999. V. 254. P. 79.
8. Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. С. 1177.
9. Dwyer J.R. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L20808.
10. Иудин Д.И. // Изв. вузов. Радиофиз. 2017. Т. 60. С. 418.
11. Iudin D.I., Rakov V.A., Syssoev A.A., Bulatov A.A., Hayakawa M. // NPJ Clim. Atmos. Sci. 2019. V. 2. P. 46.
12. Iudin D.I., Rakov V.A., Syssoev A.A., Bulatov A.A., Hayakawa M. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 18016.
13. Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. С. 867.
14. Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А. // Электричество. 2022. № 11. С. 13.
15. Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А. // Электричество. 2022. № 12. С. 13.
16. Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А. // Электричество. 2023. № 1. С. 16.
17. Huertas M.L., Fontan J. // Atmosph. Environment. 1982. V. 16. P. 2527.
18. Ross S.K., Bell A.J. // Int. J. Mass Spectrom. 2002. V. 218. P. L1.
19. Skalny J.D., Mikoviny T., Matejcik S., Mason N.J. // Int. J. Mass Spectrom. 2004. V. 233. P. 317.
20. Nagato K., Kim C.S., Adachi M., Okuyama K. // Aerosol Sci. 2005. V. 36. P. 1036.
21. Nagato K., Matsui Y., Miyata T., Yamauchi T. // Int. J. Mass Spectrom. 2006. V. 248. P. 142.
22. Skalny J.D., Orszagh J., Mason N.J., Rees J.A., Aranda-Gonzalvo Y., Whitmore T.D. // Int. J. Mass Spectrom. 2008. V. 272. P. 12.
23. Allers M., Kirk A.T., Timke B., Erdogan D., Wissdorf W., Benter T., Zimmermann S. // J. Am. Soc. Mass Spectrom. 2020. V. 31. P. 1861.
24. Heikes B.G., Treadaway V., McNeill A.S., Silwal I.K.C., O'Sullivan D.W. // Atmos. Meas. Tech. 2018. V. 11. P. 1851.
25. Zhang X., Guo Y., Mirpour S., Li Y., Sun A., Nijdam S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 485202.
26. Понов Н.А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 867.
27. Huertas M.L., Fontan J., Gonzales J. // Atmosph. Environment. 1978. V. 12. P. 2351.
28. Филиппов А.В., Дербенев И.Н., Дятко Н.А., Куркин С.А., Лопанцева Г.Б., Паль А.Ф., Старостин А.Н. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 293.
29. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
30. Goldman M., Goldman A., Sigmond R.S. // Pure Appl. Chem. 1985. V. 57. P. 1353.

31. Zhang J., Adamiak K. // J. Electrostat. 2007. V. 65. P. 459.
32. Yanallah K., Pontiga F. // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 045007.
33. Александров Н.Л. // УФН. 1988. Т. 154. С. 177.
34. Sieck L.W., Herron J.T., Green D.S. // Plasma Chem. Plasma Proc. 2000. V. 20. P. 235.
35. Смирнов Б.М. Комплексные ионы. М.: Наука, 1983.
36. Troe J. // Chem Rev. 2003, V. 103. P. 4565.
37. Wannier G.H. // Bell Syst. Tech. J. 1953. V. 32. P. 170.
38. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
39. Arshadi M., Kebarle P. // J. Phys. Chem. 1970. V. 74. P. 1483.
40. Keesee R.G., Castlemann A.W., Jr. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1986. V. 15. P. 1011.
41. Bork N., Kurten T., Enghoff M.B., Pedersen J.O.P., Mikelsen K.V., Svensmark H. // Atmos. Chem. Phys. 2011. V. 11. P. 7133.
42. Payzant J.D., Kebarle P. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. P. 3482.
43. Fehsenfeld F.C., Ferguson E.E. // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. P. 3181.
44. Huertas M.L., Fontan J., Gonzalez J. // Atm. Environ. 1979. V. 12. P. 2351.
45. Синькевич А.А., Довгалюк Ю.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. LVI. С. 908.
46. Thermopedia. Atmosphere (Physical Properties of). 2021. Available online: <https://www.thermopedia.com/content/570/> (accessed on 5 July 2023).
47. Зуев В.Е., Комаров В.С., Ломакина Н.Я., Михайлов С.А. // Докл. АН СССР. 1985. Т. 280. № 5. С. 1086.
48. Okabe H. Photochemistry of Small Molecules. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons Inc., 1978.
49. Andrews D.G. An Introduction to Atmospheric Physics. New York, NY, USA: Cambridge Univ. Press, 2010.
50. Melo S.M.L., Farahani E., Strong K., Bassford M.R., Preston K.E., McLinden C.A. // Adv. Space Res. 2004. V. 34. P. 786.
51. Tsai T.R., Rose R.A., Weidmann D., Wysocki G. // Appl. Opt. 2012. V. 51. P. 8779.
52. Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 035001.
53. Gallimberti I. // J. Phys. (Paris). 1979. V. 40. P. C7.
54. Syssoev A., Iudin D., Iudin F., Klimashov V., Emelyanov A. // Atmosphere. 2021. V. 12. P. 1046.
55. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
56. Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
57. Bazelyan E.M., Aleksandrov N.L., Raizer Yu.P., Konchakov A.M. // Atm. Res. 2007. V. 86. P. 126.
58. Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1992. V. 25. P. 477.
59. Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 1214.
60. Bazelyan E.M., Raizer Yu.P., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 024015.
61. Young C.E., Falconer W.E. // J. Chem. Phys. 1972. V. 57. P. 918.
62. Пономарев А.А., Александров Н.Л. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 152.
63. Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M., Ponomarev A.A., Starikovskiy A.Yu. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 383002.
64. Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I. Plasma kinetics in atmospheric gases. Springer, 2000.
65. Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020 V. 53 № 5. P. 055203.
66. Payzant J.D., Cunningham A.J., Kebarle P. // Can. J. Chem. 1972. V. 50. P. 2230.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 537.528

К ВОПРОСУ О ФОРМИРОВАНИИ ТОКА МОЛНИИ

© 2023 г. Э. М. Базелян^{а,*}

^аОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: edwardbazelyan@mail.ru

Поступила в редакцию 22.08.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.

Принята к публикации 14.09.2023 г.

На основании биполярной модели развития молнии рассмотрена зависимость потенциала, доставляемого к земле каналом нисходящего лидера. Показана сильная зависимость этого параметра от места старта молнии и от траекторий формирования ее разнополярных лидеров. Установлено, что основной причиной изменения потенциала является не потеря напряжения в канале молнии конечной проводимости, а его поляризация в электрическом поле грозового облака. Выполнена оценка диапазона вариации потенциала канала идеальной проводимости в зависимости от места старта и траектории молнии при неизменном заряде дипольной грозовой ячейки. Показано, что для вариации тока молнии в пределах двух порядков величины достаточно лишь двукратного изменения заряда грозовой ячейки. Установлено предпочтительное место старта молнии, восходящий лидер которой способен проникнуть в верхние слои тропосферы, превратившись в голубого джета.

Ключевые слова: молния, биполярная модель разряда, нисходящий лидер, восходящий лидер, потенциал канала, ток молнии, скорость роста лидеров, заряд грозовой ячейки

DOI: 10.31857/S0367292123601108, **EDN:** FZBKWH

ВВЕДЕНИЕ

Ток молнии — наиболее опасный поражающий фактор атмосферного электричества. Он определяет величину перенапряжений в силовых электрических цепях (грозовые перенапряжения), уровень электромагнитных наводок в цепях микроэлектроники, напряжения шага и прикосновения, что наиболее часто приводят к поражению людей и животных в грозовой обстановке. Накопленная статистика прямых осциллографических регистраций токов молнии [1] демонстрирует исключительно широкий диапазон их вариации. Даже в неизменных орографических условиях он занимает не менее двух порядков величины. Трудно себе представить, что основной причиной вариации тока в столь широких пределах является электрический заряд грозовой ячейки или высота ее расположения над земной поверхностью. Оба этих фактора варьируют в существенно меньших пределах [2]. Более значимым может быть вариация места рождения молнии и траектория ее полета к поверхности земли. В этом отношении особого внимания заслуживает гипотеза [3] о биполярном развитии молнии от места своего старта.

В основе гипотезы лежит представление о том, что грозовая ячейка не может быть уподоблена металлическому электроду лабораторного источника высокого напряжения, что в состоянии под-

держивать (с учетом потери проводимости на уже сформированном канале) свой потенциал у головки формирующегося от него лидера нисходящей молнии. Заряд грозовой ячейки распределен по многочисленным гидрометеорам, изолированным друг от друга. Канал молнии, даже стартовавший в объеме заряженной грозовой ячейки, гальванической связи с массой ее заряда не имеет. Равно как нет ее во время развития и с поверхностью земли. Фактически канал молнии изолирован от источника электрического поля. Ее формирование в подобных условиях возможно только при сохранении баланса заряда (в идеале нулевого). Это требует обязательного взаимосвязанного зарождения и роста в противоположных направлениях из области старта двух разнополярных лидерных каналов.

Компьютерное воспроизводство модели биполярного развития молнии показало, что потенциал, доставленный ей к поверхности земли, не определяется однозначно потенциалом места ее старта, но зависит от траектории распространения лидеров [4, 5]. Принципиально важно, что причиной изменения потенциала является отнюдь не проводимость канала. Эффект проявляется даже при идеально проводящем канале, когда поляризованный проводник приобретает средний потенциал пространства по пути своего размещения [6]. Следствием этого является зави-

симость потенциала, доставляемого молнией к земле, от траектории ее полета [7].

Задача, решаемая в статье, должна ответить на вопрос о количественных пределах изменений потенциала, доставляемого к поверхности земли нисходящим каналом молнии в зависимости от места ее старта, а также от траектории развития. Тем самым будет установлена физическая причина исключительно широких пределов вариации тока молнии. При этом будет разрешен и вопрос об оценке фактического предела вариации заряда грозовой ячейки в грозах различной интенсивности, что в дальнейшем позволит оценить возможные пределы экранирования электрического поля на земной поверхности зарядом ультракороны от локальных неоднородностей на ней. Теоретически важным вопросом является установка реально возможных мест старта молнии, которые могут располагаться не только в объеме грозовой ячейки, заполненной электрическим зарядом, но и в ее ближайшей окрестности. Последнее сможет способствовать прояснению вопроса о механизме зарождения проводящего образования, локально усиливающего электрическое поле атмосферных как минимум до порога ионизации. Практическая значимость перечисленных задач не вызывает сомнений, поскольку потенциал, доставляемый к земле, определяет начальные условия процесса перезарядки канала, предопределяющего ток молнии. Самостоятельной проблемой является вопрос о формировании сопутствующего восходящего лидера молнии, который в определенных условиях может покинуть плотные слои тропосферы, превратившись тем самым в голубого джета [8].

1. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Чтобы анализировать явление в чистом виде, компьютерное моделирование в статье выполнено для идеально проводящего плазменного канала, приобретающего одинаковый потенциал по своей длине в результате поляризации в электрическом поле грозовой ячейки. Принято, что нисходящий и восходящий лидеры молнии формируются строго вертикально, что соответствует условию транспортировки к земле максимального потенциала. Последнее важно для разрешения основной задачи работы, которая заключается в количественной оценке возможного диапазона вариации тока молнии именно за счет случайного изменения места ее старта при неизменном значении заряда грозовой ячейки. Грозовая ячейка традиционно предполагается биполярной. Ее нижний отрицательно заряженный центр в численном моделировании располагался на высоте 3000 м над уровнем земли (средняя высота для территории РФ), имел радиус 500 м с равномерным распределением электрического заряда по

объему. Соосный верхний положительный заряженный центр того же радиуса был поднят на высоту 6000 м. При заряде по 13.3 Кл такая грозовая ячейка создает электрическое поле около 20 кВ/м на плоской поверхности земли в отсутствие заряда короны от находящихся там локальных неоднородностей (достаточно типичные условия в грозовой обстановке над водной поверхностью). Предполагается, что молния стартует от некоторого “затравочного” проводящего элемента, локально усиливающего электрическое поле у своих концов. Иной возможности не предвидится, поскольку электрическое поле внутри грозовой ячейки и в ее ближайшей окрестности многократно меньше порога ионизации. Природа образования такого элемента в статье не рассматривается. Например, его причиной может быть поток космического излучения, рассмотренный в гипотезе [9]. Предварительно в наших расчетах было показано, что размеры затравочного электрода в метровом диапазоне длин мало влияют на результаты численного моделирования.

Принципиальным вопросом является скорость развития биполярных лидеров, которую определяет разность потенциалов ΔU_i поляризованного канала молнии и поля грозовой ячейки в местах текущего расположения головок нисходящего и восходящего лидеров. Здесь особую значимость приобретает проблема зависимости этой скорости от плотности воздуха, которая снижается до 0.3 атм уже на высоте около 10 км. Исследования развития многометровой искры в натуральных условиях, к сожалению, выполнены на высоте не более 3.5 км, где плотность воздуха еще не слишком значительно отличалась от нормальной и изменение скорости роста лидера там не было заметно [10]. В исследованиях в барокамере при длине разрядного промежутка стержень-плоскость до 0.5 м влияние давления воздуха также не обнаружено [11]. Этому может быть дано достаточно убедительное объяснение, основанное на результатах численного моделирования процесса шнурования канала в области лидерной головки в процессе развития перегретой неустойчивости.

Об изменении размера головки канала лидера при снижении плотности воздуха можно судить по фоторазверткам из [12] на рис. 1. Там же показаны результаты компьютерного расчета времени шнурования тока в головке. Оба этих параметра меняются в зависимости от плотности воздуха примерно в равной степени, что и сохраняет скорость. Определяемая отношением диаметра головки ко времени шнурования тока, она практически не меняется по крайней мере до относительной плотности воздуха 0.3. Это дает основания моделировать процесс роста биполярных лидеров по крайней мере до высоты вплоть до 10 км без учета зависимости их скорости от плотности воздуха. Во всех компьютерных расче-

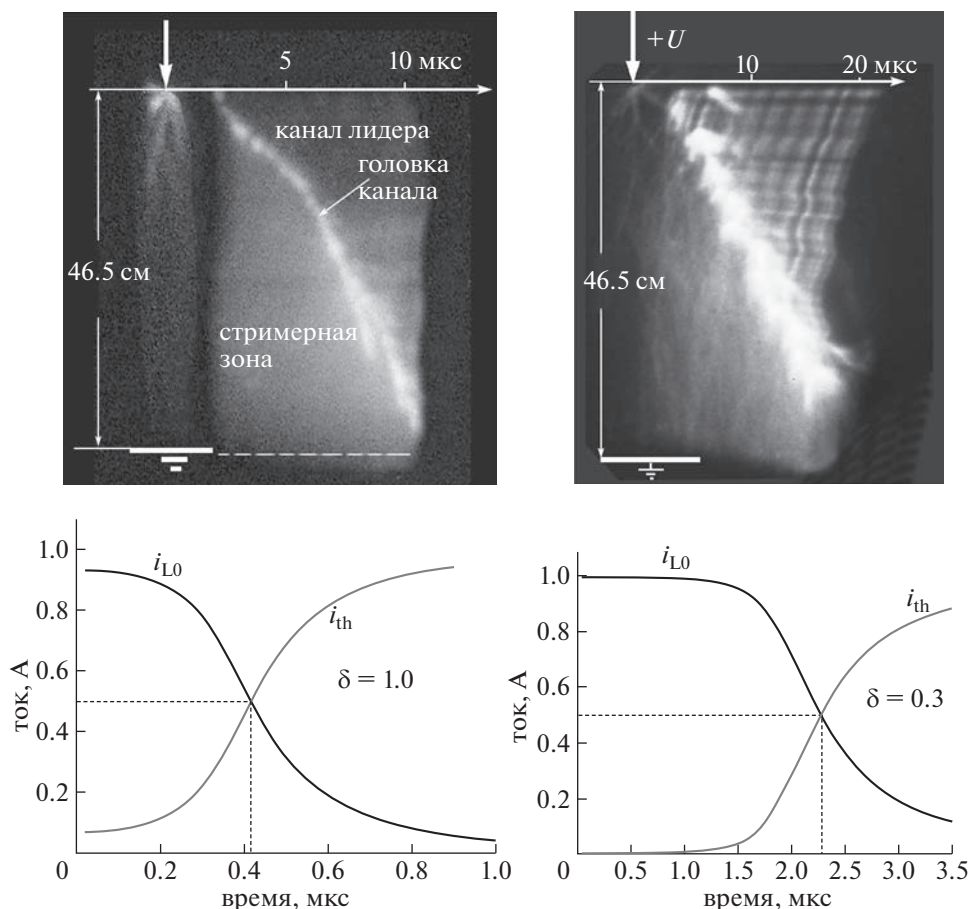


Рис. 1. К обоснованию постоянства скорости лидеров при изменении их высоты в тропосфере. На графиках развития перегретой неустойчивости i_{L0} — ток в головке канала, i_{th} — ток в перегретой области.

тах по аналогии с [5] различные по величинам скорости нисходящего и восходящего лидеров оценивались по эмпирической формуле

$$v_L = a(\Delta U_t)^{1/2}, \quad a = 15 \text{ м(с В}^{1/2})^{-1} \quad (1)$$

Следует отметить, что значение параметра a в выражении (1) практически не влияет на результаты численного моделирования, если их искомыми результатами являются только длины лидерных каналов и поставляемый ими потенциал.

Для определения параметров лидеров на каждом временном шаге расчета каждый из них разбивается на расчетные отрезки с адаптивным шагом, увеличивающим свою длину от головки к месту изменения полярности заряда. Для каждого отрезка записывается однотипное уравнение, связывающее их собственные заряды и заряды грозовой ячейки облака

$$\sum_{k=1}^N \alpha_{mk} j_k + U_m = U(t), \quad (2)$$

где $U(t)$ — искомый потенциал канала молнии в момент времени t . α_{mk} — потенциальный коэффициент, связывающий погонный заряд отрезка j_k с потенциалом отрезка m , U_m — потенциал отрезка m от заданного заряда грозовой ячейки. При разумном адаптивном шаге и типичной высоте размещения зарядов грозовой ячейки процесс описывается системой порядка 1000 уравнений, которая легко доступна решению. Расчетные данные, представленные в этой статье получены при минимальном расчетном шаге 0.1 м, который нарастает от головки к точке перемены полярности погонного заряда канала до величины 15 м.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В представленных расчетах предполагалось, что молния стартовала от идеально проводящего электрода длиной 10 м и радиусом 0.1 м при заряде нижней грозовой ячейки –13.3 Кл. В рассматриваемой безэлектродной системе до контакта молнии с землей суммарный заряд поляризован-

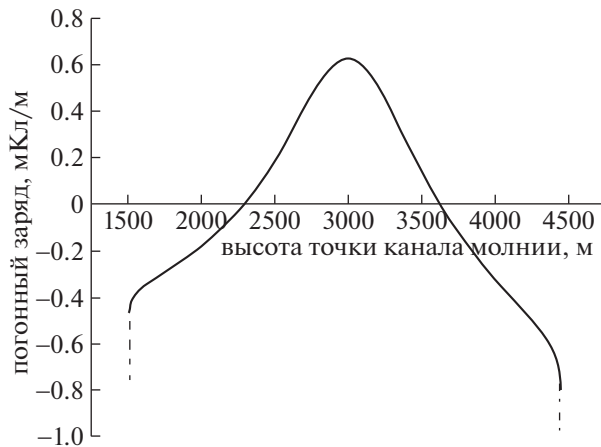


Рис. 2. Распределение погонной плотности заряда по каналу молнии в момент времени, когда головка ее нисходящего лидера опустилась до высоты 1500 м, а головка восходящего поднялась до 4440 м. Лидер стартовал с высоты 3000 м при горизонтальном смещении 510 м относительно оси диполя с зарядом по 13.3 Кл равномерно размещенном в грозовой ячейке радиусом 500 м.

ного канала не изменялся и тождественно равнялся нулю. О качестве выполнения этого условия можно судить по расчетным данным рис. 2, где представлено распределение погонного заряда по длине канала молнии в момент времени, когда ее нисходящий лидер опустился из точки старта 3000 м до высоты 1500 м. Интегрирование показало, что суммарный заряд канала составил приблизительно 1% суммы модулей заряда поляризации — результат достаточно высокой точности для элементарной расчетной модели, что использована в работе.

Типичные результаты компьютерного моделирования на рис. 3 и 4 позволяют судить о степени зависимости характера распространения лидерных каналов и транспортируемого ими потенциала от места старта молнии, которое располагалось на расстоянии 510 м в горизонтальном направлении от центра грозовых ячеек радиусом 500 м. Направление развития каналов принято строго вертикальным. Расчетные данные на рис. 3 характеризуют процесс при размещении инициирующего электрода на высоте 3000 м, что соответствует высоте центра отрицательной заряженной ячейки. Можно видеть, что нисходящий лидер, стартовав в точке с потенциалом около -190 МВ, продвигается к земле с медленно снижающейся скоростью и касается ее примерно через 17 мс, доставив на своем канале потенциал -52 МВ. При этом восходящий лидер теряет свою скорость практически до нуля, останавливаясь на высоте около 5000 м.

Условия компьютерного моделирования на рис. 4 отличаются только высотой размещения инициирующего электрода, увеличенной до 4000 м. Теперь молния стартует в точке с потенциалом около -43 МВ. По мере ее движения потенциал канала достигает -84 МВ, а затем снижается по абсолютной величине до нуля и даже меняет свою полярность. Теперь нисходящий лидер теряет свою скорость в значительно большей степени. Время его полета до земли практически удваивается, а восходящий лидер, проникнув в пространство с положительным потенциалом, напротив увеличивает скорость.

Расчетные данные на рис. 5 демонстрируют распространение молнии, стартовавшей от затравочного электрода, размещенного на высоте 6000 м, напротив центра положительного заряда грозовой ячейки. Это создает проблему для раз-

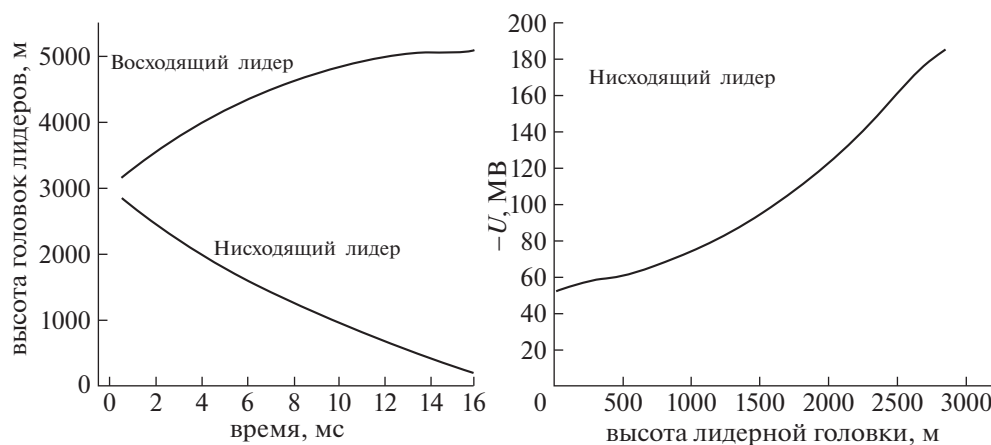


Рис. 3. Распространение биполярных лидеров в дипольной модели грозовой ячейки радиусом 500 м с зарядом -13.3 Кл при высоте точки старта молнии 3000 м и радиальном смещении 510 м относительно вертикальной оси диполя.

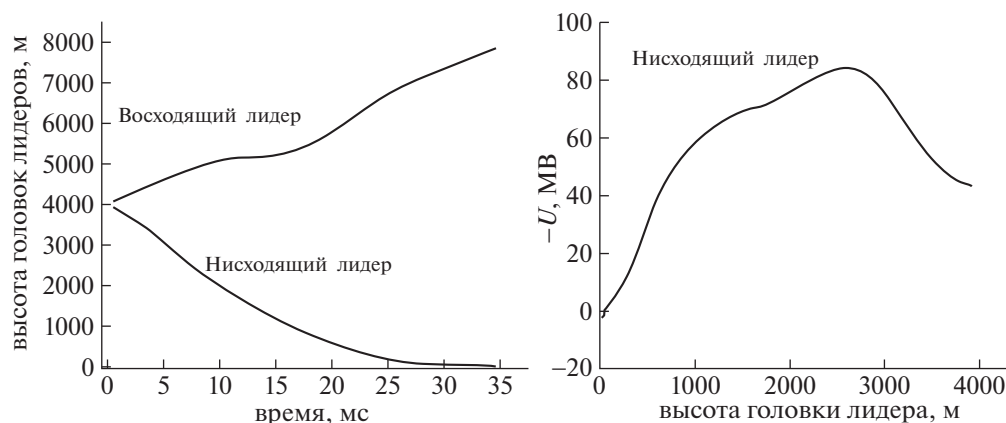


Рис. 4. Распространение биполярных лидеров при увеличении высоты старта молнии до 4000 м; остальные условия расчета аналогичны указанным на рис. 3.

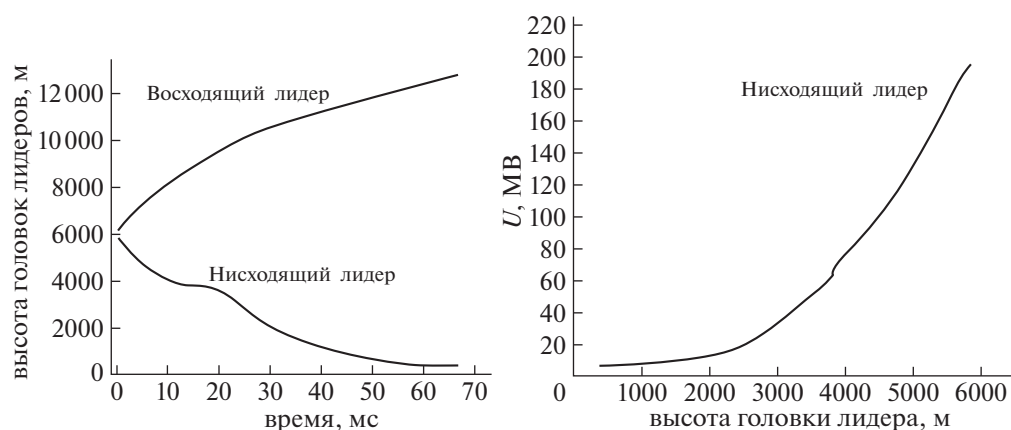


Рис. 5. Распространение биполярных лидеров при увеличении высоты старта молнии до 6000 м; остальные условия расчета аналогичны указанным на рис. 3.

вития нисходящего лидера. Стартовав в точке с положительным потенциалом около 190 МВ, он движется с быстрой потерей скорости и, так и не достигнув земли, останавливается на высоте около 400 м от ее поверхности при положительном потенциале канала 6.6 МВ. При этом восходящий лидер достигнув высоты 12000 м, продолжает подъем с практически постоянной скоростью, явно имея шанс превратиться в голубого джета.

Полезно еще раз подчеркнуть, что в расчетной модели рассматривается идеально проводящий канал молнии. Поэтому все принципиальные изменения параметров ее развития предопределяются только последствиями поляризации канала в электрическом поле грозовой ячейки. Они зависят от места старта молнии и траекторий движения ее нисходящего и восходящего лидеров. В этом отношении наибольший интерес представляет потенциал, который доставляется к земле или к заземленному сооружению нисходящим

лидером. Именно он определяет начальные условия распространения волны главной стадии, формирующей амплитуду и временные параметры тока молнии.

Расчетные кривые на рис. 6 демонстрируют зависимость от высоты точки старта потенциала, доставленного к земле каналом молнии, стартовавшей с радиальным смещением 510 и 750 м от заряженной грозовой ячейки радиусом 500 м. Нисходящий и восходящий лидеры молнии формировались строго вертикально и проходили по пространству, свободному от объемного заряда облака. Заряд грозовой ячейки принят равным — 13.3 Кл. Высоты заряженных облачных центров равнялись 3000 и 6000 м. В этих достаточно типичных условиях отрицательный потенциал, доставляемый к земле, снижался по абсолютной величине от 50–65 МВ при высоте точки старта 2000 м практически до нуля при высоте 4000 м и был даже в состоянии изменить свою полярность.

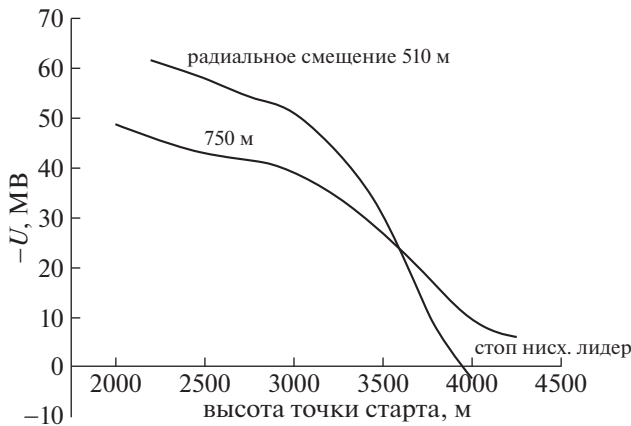


Рис. 6. Изменение потенциала, доставляемого к земле нисходящим лидером, в зависимости от высоты точки старта молнии в условиях расчета, аналогичных указанным на рис. 3.

Тенденция сохранялась и при распространении молнии через равномерно заряженную ячейку тех же параметров, когда каналы молнии прорастали строго по ее вертикальной оси (рис. 7). Здесь максимальный потенциал, доставленный к поверхности земли, по абсолютной величине был близок к 40 МВ, а в случае старта молнии на высоте более 4250 м нисходящий лидер прекращал свое развитие так и не достигнув земли, когда потенциал его канала сравнивался с потенциалом грозовой ячейки в месте расположения головки нисходящего лидера.

Таким образом, при неизменном электрическом поле грозовых ячеек, в зависимости от положения места возбуждения молнии она способна доставить потенциал, меняющийся практически от нуля до нескольких десятков мегавольт. Закономерен вопрос, к какой вариации тока молнии могут привести подобные изменения потенциала.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как известно ток молнии формируется в процессе развития ее главной стадии (return stroke в английской терминологии), которую характеризует процесс нейтрализации заряда лидеров молнии после контакта ее канала с землей. Для грубой упрощенной оценки связи тока молнии с потенциалом, доставленным к земле, можно использовать расчетную модель, в которой главная стадия представляется как волновой процесс, аналогичный перезарядке длинной линии с распределенными параметрами [5]. Волны тока и напряжения стартуют от точки контакта нисходящего лидера с поверхностью земли или наземного сооружения. Для описания волнового процесса используется система уравнений, характеризую-

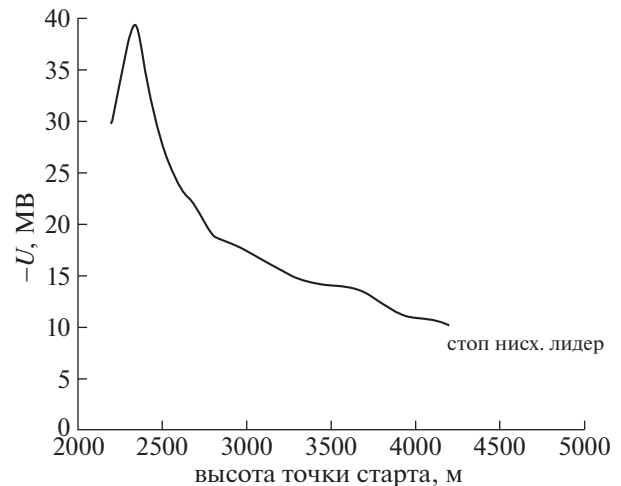


Рис. 7. Изменение потенциала, доставляемого к земле нисходящим лидером, в зависимости от высоты точки старта молнии при распространении ее лидеров по вертикальной оси грозовой ячейки с параметрами, указанными на рис. 3.

щих изменение тока во времени t и по длине каналов z

$$-\frac{\partial u}{\partial z} = L \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{i}{G(i, t)}; \quad -\frac{\partial i}{\partial z} = C \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (3)$$

В [5] дано численное решение системы в элементарном приближении. Предполагается, что величины погонной емкости C и погонной индуктивности L не меняются вдоль всего канала, а его погонная проводимость G является сильной функцией тока и времени его существования в данном отрезке лидера. Для определения начальных условий принято во внимание, что по лабораторным измерениям и теоретическим оценкам участок канала длиной искры с временем жизни порядка 1 мс и больше мало отличается от канала стационарной дуги [13]. Ориентируясь в первом приближении на ток лидера порядка 10^2 А, электрическое поле в канале можно принять равным ~ 1000 В/м, что соответствует начальной погонной проводимости канала $G(0) \sim 0.1$ м/Ом. По мере разогрева газа его проводимость многократно нарастает.

Процесс нагрева достаточно инерционен. По численным расчетам и лабораторным экспериментам с короткими искровыми промежутками он занимает десятки микросекунд, а при остывании плазмы — сотни микросекунд [14]. В [5] динамика изменения погонной проводимости в первом приближении оценивалась уравнением релаксационного типа:

$$\frac{dG}{dt} = \frac{G_{st}(i) - G(t)}{T_{term}}, \quad (4)$$

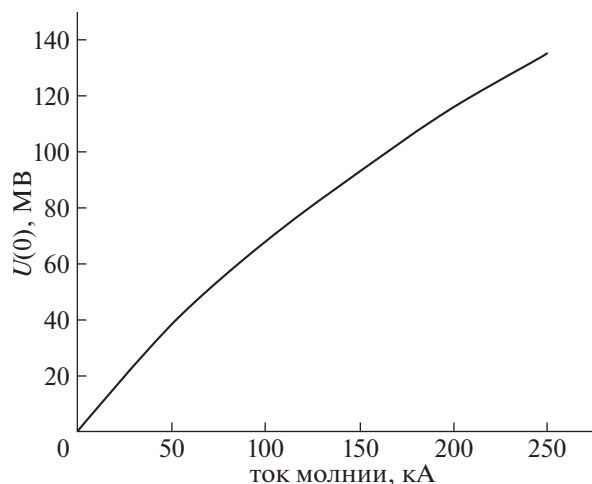


Рис. 8. Расчетное значение потенциала нисходящего лидера, достаточного для формирования тока молнии заданной величины.

где $G_{st}(i) = i/E_L$ — установившееся значение погонной проводимости канала при токе i , которое для токов порядка 100 А можно найти по стационарному полю в канале $E_L \approx 1000$ В/м, $G(t)$ — текущее значение проводимости в момент времени t , а T_{term} — постоянная времени, характеризующая процесс изменения проводимости. Опираясь на лабораторные эксперименты, в расчете [15] следом за [6] принято $T_{term} = 40$ мкс для разогрева плазмы нарастающим током и $T_{term} = 200$ мкс для ее остывания.

В целом перечисленные допущения не противоречат принципиально и задаче о качественной связи тока молнии с потенциалом $U(0)$, доставленным к земле нисходящим лидером молнии. Результат численного решения, заимствованный из [15], представлен на рис. 8.

Чтобы охватить весь диапазон токов молнии от 2 до 200 кА, нормированный СИГРЭ по результатам прямых осциллографических измерений [1], потенциал канала молнии должен варьировать едва ли не от нуля до 120 МВ. Результаты компьютерного моделирования, выполненные при заряде грозовой ячейки ~ 13 Кл, показали, что по крайней мере половина этого диапазона вообще не нуждается в изменении заряда грозовой ячейки и может быть обусловлена исключительно за счет случайной вариации места старта молнии и траектории движения ее разнополярных лидеров. В подобной ситуации для обеспечения всего наблюдаемого диапазона токов в пределах двух порядков величины столь же значительного изменения заряда грозовой ячейки естественно не требуется. Достаточно увеличить его всего лишь вдвое, доведя приблизительно до 25–27 Кл. Все

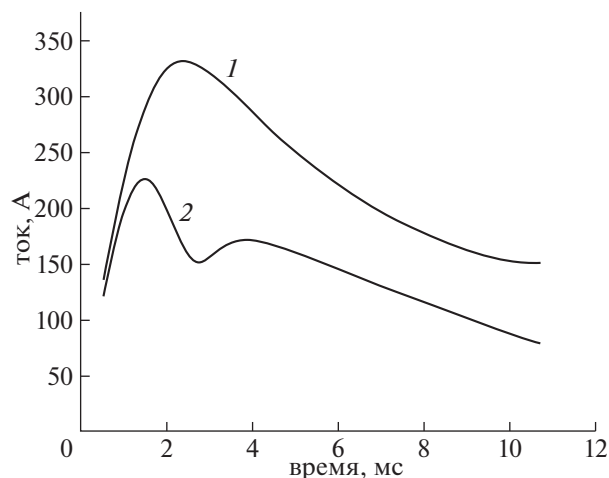


Рис. 9. Динамика изменения во времени тока в канале нисходящего лидера при развитии молнии в дипольной модели грозовой ячейки с зарядом -25 Кл. 1 — Ток в головке нисходящего канала, вычисленный с запаздыванием на 50 мкс. 2 — Ток нисходящего лидера через место перемены полярности заряда поляризации.

остальное может быть обеспечено благодаря вариации места старта молнии и ее траектории.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что в настоящей статье расчетная модель поляризации канала молнии строилась на представлении о его идеальной проводимости. Однако погрешность подобного упрощения вряд ли может быть принципиальной. Лидер нисходящей молнии развивается при достаточно сильном токе, величина которого может превысить 100 А. Например при заряде биполярной грозовой ячейки по 25 Кл, ток в головке нисходящего канала, равный

$$I_{tip} = j_{tip} v_L \quad (5)$$

при погонном заряде в области головки $j_{tip} \approx 4$ –5 мКл/м и скорости лидера $v_L \approx 2 \times 10^5$ м/с достигает 1000 А. Однако не он определяет газовую температуру канала, а следовательно и его проводимость. Уже через ~ 50 мкс ток в месте бывшего расположения головки снижается по крайней мере пятикратно (рис. 9), не успевая поднять газовую температуру до установившегося значения. К счастью дальнейшее снижение тока происходит несопоставимо медленнее. В результате ток через область перемены знака заряда поляризации канала не принципиально отличается от тока в его головной части (рис. 8). В рассматриваемых здесь условиях он удерживается на уровне порядка 100 А практически в течение всего времени полета молнии от точки старта до земли. При таком токе реальное падение напряжения на всей длине нисходящего лидера длиной в 3000 м не превысит

нескольких мегавольт — величина не слишком весомая по сравнению с потенциалом в десятки мегавольт, предельно поставляемым к земле.

Восходящий лидер молнии заслуживает внимания в связи с природой голубых джетов, способных проникать на высоту в десятки километров. Результаты численного моделирования в рамках дипольной модели грозовой ячейки показали, что его активное формирование возможно в случае зарождения молнии выше границы нулевого потенциала облачного диполя (см. рис. 5). В этих условиях восходящий лидер не испытывает задержек и способен продолжать свое движение вверх даже при полной остановке нисходящего лидера на высоте около 400 м над уровнем земли. Препятствием к анализу его дальнейшего распространения может служить только зависимость скорости от плотности воздуха. В настоящее время о подобной зависимости нет достоверной информации

4. ВЫВОДЫ

1. Потенциал, доставляемый к земле каналом нисходящего лидера молнии, в значительной степени зависит от места ее старта и траектории развития. Основной причиной этой зависимости является не падение напряжения в канале лидера от его тока, а поляризация канала, образованного биполярными нисходящим и восходящим лидерами, формирующимися в противоположных направлениях от места зарождения молнии.

2. Диапазон изменения этого потенциала за счет процесса, обозначенного в п. 1, при дипольной модели грозовой ячейки типичных размеров с зарядом, возбуждающим у земли в отсутствие короны электрическое поле ~ 20 кВ/м, варьирует в пределах 0–65 МВ, и в состоянии изменить свою полярность.

3. Вариация тока молнии в пределах двух порядков величины, регистрируемая в полевых условиях, не требует столь же значительного изменения заряда грозовой ячейки и может быть обеспечена всего двукратной вариацией ее заряда.

4. Наиболее благоприятные условия развития восходящего лидера молнии соответствуют месту ее зарождения выше границы нулевого потенциала облачного диполя. В подобных условиях восходящий лидер способен продолжать свое продвижение в верхние слои тропосферы (становясь голубым джетом) даже при полном торможении нисходящего лидера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. CIGRE 549 Lightning Parameters for Engineering Applications 2013 Working Group C4.07.
2. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning Physics and Effects. Cambridg Univ. Press. 2003.
3. *Kasemir H.W.* // J. Geophys. Res. 1960. P. 1873.
4. *Mazur V., Ruhnke L.H.* // 1998 J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № D18. P. 23299–23308.
5. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит. 2001.
6. *Гринберг Г.А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. 1948. Изд. АН СССР, 728 с.
7. *Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M., Raizer Yu.P.* // Atm. Res. 2005. V. 76. P. 307–329.
8. *Raizer Y.P., Milikh G.M., Shneider M.N.* // J. of Geoph. Res. 2010. V. 115. A00E42.
9. *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* // УФН 2001. Т. 171. № 11. С. 1177–1199.
10. *Базелян Э.М., Валамат Заде Т.Г., Шкилев А.В.* // Изв. АН СССР Энергетика и транспорт. 1975. Т. 13. С. 149
11. *Александров Д.С., Базелян Э.М., Бекжанов Б.И.* // Изв. АН СССР Энергетика и транспорт. 1984. № 2. С. 120–127.
12. *Bazelyan E.M., Raizer Yu.P., Aleksandrov N.L.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 4133–4144.
13. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука. 1992, 533 с.
14. *Тихомиров С.В.* В кн. Пробой газовой изоляции высокого напряжения. 1978. М.: Труды ЭНИН. С. 42–51.
15. *Базелян Э.М.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 3. С. 274.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

О ВОЗДЕЙСТВИИ КОЛЬЦЕВОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ

© 2023 г. В. А. Битюрин^а, А. Н. Бочаров^{а,*}, Н. А. Попов^а

^аОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 25.08.2023 г.

После доработки 28.09.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Представлены результаты численного моделирования периодического поверхностного барьерного разряда. Целью работы является исследование механизмов воздействия разряда на среду (воздух при атмосферном давлении), индуцирующее движение воздуха над диэлектрической поверхностью. Численное моделирование выполнялось с помощью компьютерной модели, которая реализует интегрирование системы двумерных уравнений Навье–Стокса для среды в целом, уравнения переноса заряженных частиц и уравнение Пуассона для электрического потенциала. Помимо объемных процессов (ионизация частиц, рекомбинация, дрейф заряженных частиц в сильном электрическом поле, концентрационная диффузия) рассматриваются процессы осаждения частиц на поверхности диэлектрика, приводящие к зарядке диэлектрика. В периодическом барьерном разряде небольшой амплитуды оба механизма, силовой и тепловой, оказывают воздействие на поле течения. Основной эффект разряда состоит в генерации вихревого течения, такого что вдоль поверхности создается струя со средней скоростью $\sim 1\text{--}2$ м/с.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, неравновесная плазма, генерация течения

DOI: 10.31857/S0367292123601121, **EDN:** HIQWAN

ВВЕДЕНИЕ

Активное управление характеристиками газовых потоков с помощью низкотемпературной плазмы представляет большой интерес [1–5]. Одним из важных достоинств плазменно-иницированного воздействия на поток является его быстрое действие. Это воздействие может быть эффективным в широком диапазоне характеристик газодинамических течений, начиная от стационарных потоков и кончая отрывными и турбулентными течениями [4, 5].

За последнее время появилось множество примеров эффективного воздействия плазмы на газовые потоки. Это касается возможности плазменного управления сверхзвуковыми потоками [1], управления отрывом потока в пограничном слое с помощью неравновесной плазмы [6–9], возбуждения газодинамических неустойчивостей с помощью локального импульсного нагрева [10, 11]. Кроме того, в ряде работ обсуждаются различные механизмы воздействия на поток (теплого, электростатического и МГД), а также их приложения для управления потоком в дозвуковых и сверхзвуковых режимах [3, 4].

Одни из первых экспериментальных исследований возможности использования наносекундных поверхностных диэлектрических барьерных разрядов (nanosecond surface dielectric barrier discharge, ns SDBD) для управления потоками в воздухе атмосферного давления представлены в [12, 13]. Во многих случаях существенное влияние SDBD на поток связано с быстрым нагревом газа, эффективность которого определяется такими характеристиками как энерговклад в разряд и приведенное электрическое поле E/n . Динамика нагрева газа связана с тем, в какие степени свободы молекул передается энергия электронов [14–16] и именно от приведенного поля E/n зависит распределение энергии электронов по степеням свободы.

В [2, 3] рассмотрены кинетические и газодинамические процессы, которые определяют взаимодействие наносекундных поверхностных разрядов с потоком. Рассмотрен ряд вопросов, связанных с управлением потоком с помощью ns SDBD, включая развитие поверхностных волн ионизации, перенос и накопление заряда на поверхности диэлектрика, контракция разрядных каналов (филаментация), анализ различных ти-

пов газодинамических возмущений, создаваемых поверхностными разрядами, а также влияние высокоскоростного потока на динамику разряда.

2D численное моделирование наносекундных поверхностных разрядов позволяет получать разумное согласие расчетных и экспериментальных данных для целого ряда интегральных разрядных характеристик: предельной длины развития разряда [17–19], энерговклада [20] и др. В [17] были представлены результаты расчетов SDBD-стримеров положительной и отрицательной полярности в воздухе атмосферного давления при амплитуде приложенного напряжения $U = \pm 24$ кВ. Расчетные данные по скорости распространения разряда, электрическим токам, по структуре излучения 2^+ положительной системы азота, а также интенсивности газодинамических возмущений сравнивались с данными измерений. Это, по-видимому, первое детальное сравнение расчетных и экспериментальных данных для столь широкого набора разрядных параметров. Кроме того, в [21] было выполнено исследование влияния тепловыделения в реакциях с участием электронно-возбужденных атомов и молекул (так называемый быстрый нагрев газа) в ns SDBD атмосферного давления для условий работы [17].

В [22] на основе результатов двумерного численного моделирования SDBD была разработана приближенная аналитическая модель разряда, чтобы объяснить на качественном уровне процессы, происходящие в плазме. Эта модель позволила получить аналитические зависимости скорости распространения и длины зоны разряда от параметров диэлектрического слоя и приложенного напряжения для одиночного разрядного импульса.

В [23] экспериментально исследовано возбуждение течения с помощью SDBD, где динамические эффекты, вероятно, преобладают над тепловыми. В [24] представлена численная модель поверхностного разряда над круглой диэлектрической поверхностью в конфигурации [25].

Целью данной работы является исследование генерации течения в изначально покоящемся воздухе с помощью периодического барьерного поверхностного разряда. Рассматривается конфигурация, соответствующая экспериментам [25]. Для анализа процессов взаимодействия неравновесной плазмы с потоком разработана двумерная вычислительная модель, являющаяся развитием моделей, описанных в [24, 26, 27]. Разработанная модель учитывает оба основных механизма воздействия разряда на поле течения, тепловой и динамический. Обсуждаются возможности обоих механизмов индуцировать течение. Предлагается “модель осредненного источника” для оценки поля течения в квазистационарном поверхностном разряде.

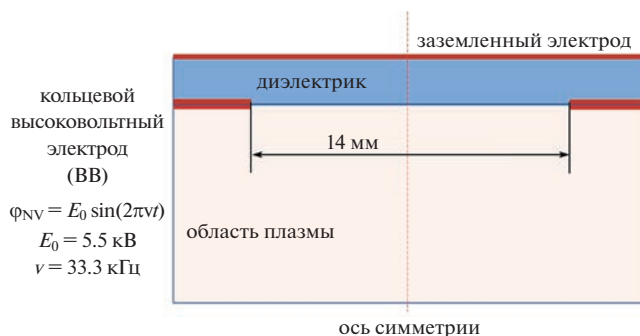


Рис. 1. Схема барьерного разряда и вид расчетной области.

ФИЗИЧЕСКАЯ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

В работе [25] рассматривается периодический барьерный разряд над плоским дисковым диэлектриком, окруженным кольцевым электродом. Схема разряда показана на рис. 1. На кольцевой электрод (в дальнейшем — высоковольтный (ВВ) электрод) подается синусоидальное напряжение амплитудой 5.5 кВ и частотой 33.3 кГц. Внутренний диаметр ВВ-электрода составляет 14 мм, внешний — 24 мм. Толщина диэлектрика принимается равной 300 мкм. Диэлектрическая проницаемость материала диэлектрика принимается равной 3. Система находится в изначально покоящемся воздухе атмосферного давления.

Как показали исследования [25], разряд является достаточно однородным в азимутальном направлении. Поэтому, предположим, что разряд развивается в плоскости рисунка и является двумерным осесимметричным. Численная модель, применяемая для описания разряда и течения, в основном была представлена в работах [24, 26, 27]. Предполагается, что характеристики разряда и течения среды описываются системой уравнений в частных производных, отражающих законы сохранения массы, импульса и полной энергии для среды в целом. Уравнения переноса заряда рассматриваются в диффузионно-дрейфовом приближении совместно с уравнением Пуассона для электрического поля.

Влияние плазмы разряда на среду отражается наличием источников членов в уравнении движения (электростатическая сила) и в уравнении полной энергии (джоулево тепловыделение от протекающих токов). Обратное влияние среды на плазму разряда заключается, в первую очередь, в изменении плотности, которая определяет одну из основных характеристик разряда — приведенное электрическое поле, E/n .

Система уравнений, определяющая движение неравновесной неквазиравновесной плазмы, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) + \nabla \tau = -\frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} + \dot{\mathbf{F}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} H) + \nabla(\mathbf{U} \tau) + \nabla \mathbf{q} = \dot{W}. \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность, $\mathbf{U} = (U_x, U_y)$ — скорость, P — давление, E — удельная полная энергия, H — удельная полная энтальпия.

$$H = E + \frac{P}{\rho}, \quad E = e + \frac{U^2}{2}, \quad (\gamma - 1)e = P/\rho, \quad P = \rho RT. \quad (4)$$

В (4) $\gamma = 1.4$ — отношение теплоемкостей, T — температура. Тензор вязких напряжений и тепловой поток определяются как:

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \eta \delta_{ij} \nabla \mathbf{U} - \eta \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad \mathbf{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}, \quad (5)$$

δ_{ij} — символ Кронеккера–Капелли, η — коэффициент динамической вязкости, λ — коэффициент теплопроводности. В (1)–(5) использованы обозначения операторов градиента и дивергенции соответственно:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y}, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{y^\xi} \frac{\partial}{\partial x} y^\xi. \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ единичные базисные вектора, $\xi = 0$ для декартовой системы координат, и $\xi = 1$ для цилиндрической.

Уравнения переноса заряженных частиц и уравнения Пуассона записываются следующим образом:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Gamma_i = \dot{Q}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e = \dot{Q}, \quad (8)$$

$$\varepsilon \nabla \mathbf{E} = \rho_e, \quad \rho_e = q(n_i - n_e). \quad (9)$$

В (7)–(9) n_i — числовая плотность ионов, n_e — числовая плотность электронов, ρ_e — плотность электрического заряда, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{E} = -\frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{r}}$, ϕ — скалярный электрический потенциал, q — заряд электрона, ε — диэлектрическая проницаемость среды, $\dot{Q}$ — источниковый член, определяемый ниже. В плазме $\varepsilon = \varepsilon_p = \varepsilon_0$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. В толще диэлектрика $\varepsilon = \varepsilon_D = 3\varepsilon_0$, плотность заряда равна нулю. В данной работе

используется небольшое упрощение в трактовке поля в диэлектрике: в толще диэлектрика уравнение Пуассона не решается, а сопряженность поля на границе диэлектрик–плазма реализуется с помощью специальных граничных условий.

Потоки ионов и электронов, Γ_i и Γ_e , определяются следующим образом:

$$\Gamma_i = n_i (\mathbf{U} + \mathbf{V}_{di}) - D_i \frac{\partial n_i}{\partial r}, \quad (10)$$

$$\Gamma_e = n_e (\mathbf{U} + \mathbf{V}_{de}) - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r}.$$

Скорости дрейфа $\mathbf{V}_{di}$ и $\mathbf{V}_{de}$ определяются как

$$V_{di} = \mu_i E, \quad V_{de} = -\mu_e E, \quad (11)$$

где μ_i и μ_e — подвижности ионов и электронов.

Коэффициенты диффузии D_i и D_e в (10) определяются следующим образом:

$$D_i = \mu_i k_B T_i / q, \quad D_e = \mu_e k_B T_e / q. \quad (12)$$

В (12) k_B — постоянная Больцмана. В данной работе рассмотрим для простоты $T_e = 2$ эв, и $T_i = T$.

Плотность электрического тока определяется как

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_e = q(\Gamma_i - \Gamma_e).$$

Источниковые члены в уравнениях (2), (3), (7) и (8) определяются следующим образом:

$$\dot{\mathbf{F}} = \rho_e \mathbf{E}, \quad \dot{W} = \eta_e \mathbf{j}_e \mathbf{E} + \eta_i \mathbf{j}_i \mathbf{E}. \quad (13)$$

В (13) $\dot{\mathbf{F}}$ — объемная сила, действующая на среду, $\dot{W}$ — плотность тепловыделения от протекающих токов. Положим $\eta_e = 1$ и $\eta_i = 1$.

$$\dot{Q} = \alpha n_e - \beta n_e n_i, \quad (14)$$

где α и β — эффективные коэффициенты ионизации и электрон-ионной рекомбинации. Скорости ионизации, возбуждения и диссоциации молекул рассчитываются из решения уравнения Больцмана в двучленном приближении с использованием программы BOLSIG+ [28]. Самосогласованные наборы сечений упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами N_2 и O_2 были взяты из работ [29] и [30, 31] соответственно.

В данной работе не учитывалось влияние процессов фотоионизации на параметры разряда. В положительных стримерах, которые вносят решающий вклад в формирование течения, высокие электрические поля (как вблизи электрода, так и в головной части стримера) приводят к слабой зависимости параметров стримеров от начального уровня ионизации. Роль фотоионизации может быть более существенной для отрицательных стримеров. Но влияние отрицательных стримеров значительно снижается в силу малых токов, являющихся следствием высокого сопротивления катодного слоя вблизи электрода.

Граничные условия для потоковых переменных задаются следующим образом. На поверхности электрода и диэлектрика ставятся условия непротекания и условие адиабатической стенки. На оси симметрии ставятся условия $U_n = 0$, $\partial/\partial n = 0$ для остальных переменных ($\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности). На остальных границах все переменные интерполируются из внутренней области.

Для характеристик плазмы (концентрации и потенциал) граничные условия определяются следующим образом. На оси симметрии задается условие нулевого нормального градиента для n_e , n_i и ϕ . На внешней границе (не включая поверхность электрода и диэлектрика) также ставится условие нулевого нормального градиента для всех переменных. На поверхности электрода и диэлектрика тип граничного условия зависит от знака нормальной к поверхности компоненты электрического поля, $E_{nw} = \mathbf{E}\mathbf{n}$. Если $E_{nw} > 0$, ставятся условия анодного типа. В противном случае ставятся условия катодного типа. Тип граничного условия определяется автоматически в процессе расчета. Условия анодного типа определяются следующим образом. Для ионной компоненты задается условие нулевой плотности, для электронов ставится условие нулевого нормального градиента. Граничное условие для потенциала зависит от типа поверхности, электродной или диэлектрической. На ВВ-электроде задается потенциал: $\phi_{HV} = E(t) = E_0 \cdot \sin(2\pi\nu t)$, где $E_0 = 5.5$ кВ, $\nu = 33.3$ кГц. На диэлектрической поверхности задаются условия (15), связывающие поле в плазме и диэлектрике с поверхностным зарядом. Катодные граничные условия задаются следующим образом. Для ионной компоненты ставится условие нулевого градиента. Для электронов ставится условие $(\Gamma_e \mathbf{n}) = -\gamma_e(\Gamma_e \mathbf{n})$, где γ_e — коэффициент вторичной эмиссии. В расчетах полагалось $\gamma_e = 0.01$. На поверхности электрода задается потенциал, как указано выше. На поверхности диэлектрика ставится условие:

$$\varepsilon_p(\mathbf{E}_p \mathbf{n}) - \varepsilon_d(\mathbf{E}_d \mathbf{n}) + (1/q) \int \mathbf{j} \mathbf{n} dt = 0. \quad (15)$$

В (15) $(\mathbf{E}_p \mathbf{n})$ — проекция вектора напряженности электрического поля на нормаль к поверхности со стороны плазмы. $(\mathbf{E}_d \mathbf{n})$ — проекция поля на нормаль со стороны диэлектрической стенки. Условие (15) представляет собой уравнение сохранения заряда вблизи диэлектрической поверхности. Последний член в (15) представляет собой аккумуляция заряда на поверхности, обусловленную потоком заряженных частиц из плазмы. Система (7)–(15) должна решаться вместе с уравнением для потенциала в толще стенки с учетом условий сопряжения (15). В данной работе используется упрощенный подход, основанный на

линейной аппроксимации потенциала в толще стенки. А именно, E_d аппроксимируется как $(\mathbf{E}_d \mathbf{n}) = -(\phi_d - \phi_G)/\Delta$, где ϕ_d — значение потенциала в рассматриваемой точке поверхности, ϕ_G — значение потенциала на заземленном электроде, $\phi_G = 0$, Δ — характерный масштаб толщины стенки, который, вообще говоря, может меняться вдоль поверхности. Но в рассматриваемом случае толщина стенки постоянна. Такой подход тем более оправдан, чем тоньше стенка. Напомним, что толщина диэлектрика составляет 0.3 мм. Таким образом, нестационарное условие 3-го рода (15) позволяет верно воспроизводить основные черты разряда в плазме и на поверхности. При таком подходе нет необходимости решать уравнение для потенциала в стенке.

Начальное состояние определяется следующим образом. В покоящемся воздухе атмосферного давления задается начальное распределение концентраций ионов и электронов. Начальная плазма задается в слое толщиной 50 мкм над поверхностью диэлектрика с концентрацией частиц $n_e = n_i = 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Как показали предварительные расчеты, поле начальной концентрации может меняться в достаточно широких пределах как по амплитуде (± 2 порядка), так и в пространстве. Начальное состояние играет роль только на первом цикле.

В данной работе предпринята попытка оценить воздействие разряда на поле течения на больших временах, в пределе — в квазистационарном разряде. С этой целью используется метод осредненного по времени источника, впервые предложенный в [24, 27]. Процедура решения состоит из двух этапов. На первом этапе осуществляется интегрирование полной системы. При этом дополнительно выполняется осреднение источниковых членов (13) по времени. На втором этапе рассчитанные осредненные источники используются при решении только уравнений Навье—Стокса, уравнения для плазмы (7)–(9) не решаются. Осреднение выполняется, как правило, на одном-двух циклах периодического разряда. Такая процедура может быть полезной, поскольку характерное время цикла составляет 30 мкс, а характерные гидродинамические времена имеют порядок нескольких мс. При оценке гидродинамических времен мы исходили из того (отчасти, предполагали), что характерный масштаб скорости имеет порядок 1 м/с, а радиус электрода 7 мм.

В заключение постановочной части скажем несколько слов о некоторых аспектах численной реализации данной задачи. Наиболее затратным по времени является интегрирование полной системы в момент прохождения стримеров (см. ниже), поскольку основное ограничение шага по времени связано с характерным “максвеллов-

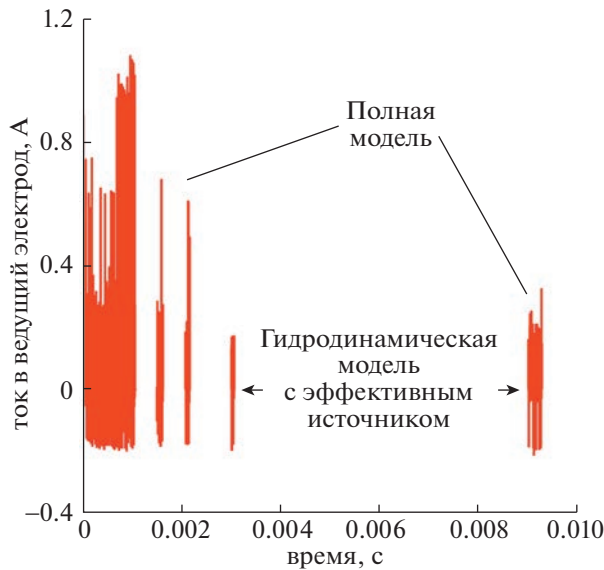


Рис. 2. Зависимость тока в ведущий электрод от времени.

ским” временем порядка ε_0/σ (σ — электропроводность). Эти характерные времена имеют порядок 10^{-12} с (иногда — ниже). После прохождения стримера проводимость заметно падает и шаги по времени возрастают примерно на два порядка. Характерные времена диффузии, дрейфа и ионизации, как правило, больше, и редко когда “управляют” шагом по времени. Структурированная ортогональная неоднородная вычислительная сетка построена таким образом, что ее разрешение вблизи кромки ВВ-электрода и диэлектрической поверхности имеет масштаб

~4 мкм. Детали о процедуре решения задачи можно найти в [24, 27].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим характеристики поверхностного барьерного разряда, полученные в соответствии с процедурой осреднения, обсуждавшейся выше. На рис. 2, 3 показана зависимость тока в ведущий электрод от времени. Рассмотрен интервал времени от 0 (начальное состояние) до ~9 мс (300 периодов). На интервале времени 0–3 мс решалась полная система уравнений. На этом интервале выполнялось осреднение источников, используемое в дальнейшем. Осредненные источники применялись в гидродинамической модели на интервале 3–9 мс при расчете поля течения. После 9-й мс выполнен расчет по полной модели еще 9 периодов.

Отметим некоторые характерные черты разряда. Временная зависимость тока выглядит почти хаотически. Однако, можно выделить несколько характерных зон. Положительные пики тока на растущей части напряжения (положительный пробой) обусловлены распространением “стримеров” вдоль диэлектрической поверхности от ведущего электрода к оси симметрии.

Под термином “стример” понимается двумерный плазменный слой. Стримеры отличаются и по размерам, и по времени жизни. Амплитуда каждого пика тока хорошо коррелирует с расстоянием, которое проходит голова стримера от электрода до центра диска. Пример распространения стримера показан на рис. 4. Здесь показаны распределения ионной плотности, начиная с момента $t = 9$ мс.

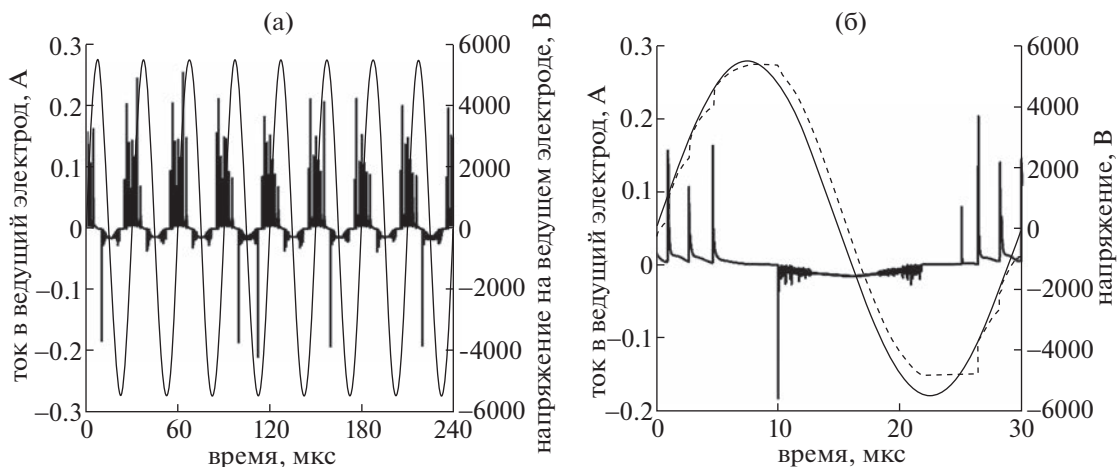


Рис. 3. Зависимость тока в ведущий электрод от времени (толстая кривая) и напряжения на электроде (тонкая кривая), среднее напряжение на диэлектрике (штрих, рис. 3б). Применялась полная модель после использования гидродинамической модели с осредненными источниками на интервале 3–9 мс.

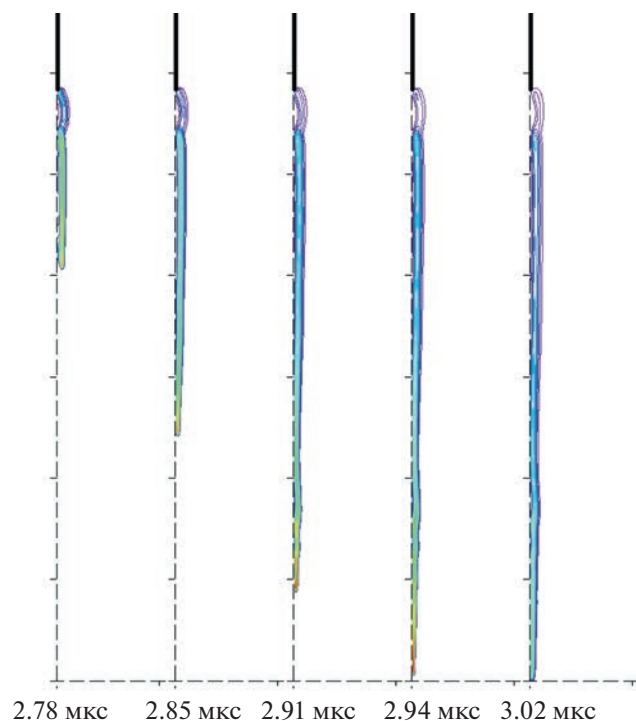


Рис. 4. Распределение ионной концентрации при прохождении одного стримера в различные моменты времени. $n_{i,\max} = 1.47 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Часть ВВ-электрода обозначена толстой черной линией, вертикальный пунктир — поверхность диэлектрика, горизонтальный пунктир — ось симметрии. Одно деление — 1.2 мм.

Из рис. 2 можно заметить, что амплитуда тока на начальной стадии несколько выше, чем в более поздний период. Мы связываем это с тем, что нагрев газа, проявляющийся на больших временах, меняет поле плотности, особенно вблизи ВВ-электрода. Изменение плотности (а именно, понижение) приводит к увеличению одной из важнейших величин, приведенного электрического поля, E/n . Увеличение приведенного поля означает более быструю ионизацию вблизи кромки электрода и в окрестности головы стримера. Как следствие нагрева, все большее число стримеров, соответствующих растущей ветви кривой напряжения, проходят все расстояние от кромки электрода до оси симметрии. Отметим, что положительные стримеры всегда “прыгают” от кромки электрода через некоторый промежуток, непосредственно примыкающий к электроду (рис. 4 слева), а не распространяются над поверхностью диэлектрика, как на более поздних стадиях.

На рис. 3 показана та же зависимость тока в ВВ-электрод от времени, полученная на первых нескольких периодах после процедуры расчета с применением модели осредненных источников. Хорошо виден достаточно однородный характер

пробоя и распространения разряда как на растущей, так и на падающей ветви напряжения на ВВ-электроре. Некоторая “неодинаковость” в поведении тока в ВВ-электрод от цикла к циклу связана с сильной нелинейностью системы при, строго говоря, непрерывном изменении характеристик системы. На рис. 3б, являющимся фрагментом рис. 3а, показано также поведение среднего электрического потенциала поверхности диэлектрика. Видно, что когда разность потенциалов электрод—диэлектрик достигает нескольких сотен вольт, происходит “пробой”: вдоль поверхности диэлектрика пробегает стример, выравнивая потенциалы ВВ-электрода и диэлектрика. На растущей ветви ВВ-напряжения (независимо от знака!) наблюдается, как правило, 7–8 пробоев (стримеров) в каждом цикле. На падающей ветви ВВ-напряжения наблюдается, как правило, один пробой за два–три цикла. В среднем на падающей ветви, соответствующей катодному режиму ВВ-электрода (средний потенциал диэлектрика выше потенциала ВВ-электрода), ток значительно ниже, чем ток в анодном режиме.

Второй аспект — чисто технический. Ввиду большого количества информации даже регистрация интегральных характеристик разряда и течения на каждом временном шаге представляется проблематичной. Поэтому в расчетах регистрировался только каждый десятый временной шаг. Таким образом, возможны небольшие различия в токах в электрод при периодическом напряжении на ВВ-электроре. Можно сказать, что в целом разряд является квазипериодическим на фоне медленно меняющихся характеристик среды.

Существенное влияние на разряд оказывает распределение электрического поля и потенциала на поверхности диэлектрика, которые формируются находящимся на поверхности зарядом. И скорость ионизации в голове стримера, и длина стримера в значительной степени зависят от распределения приведенного электрического поля над поверхностью диэлектрика.

Приведенное поле, в свою очередь, зависит от распределения поверхностного заряда, который определяется токами на поверхность диэлектрика. Распределение поверхностного заряда сильно неоднородно по поверхности диэлектрика. Средний потенциал поверхности диэлектрика всегда отличается от потенциала ведущего электрода. Поэтому формирование и распространение стримеров возможно, в принципе, при любой полярности электрода. В частности, в примере, приведенном на рис. 4 потенциал электрода — отрицательный, однако средний потенциал поверхности диэлектрика ниже потенциала электрода.

Существенное влияние на разряд оказывает распределение электрического поля и потенциала на поверхности диэлектрика, которые форми-

руются находящимся на поверхности зарядом. И скорость ионизации в голове стримера, и длина стримера в значительной степени зависят от распределения приведенного электрического поля над поверхностью диэлектрика.

Приведенное поле, в свою очередь, зависит от распределения поверхностного заряда, который определяется токами на поверхность диэлектрика. Распределение поверхностного заряда сильно неоднородно по поверхности диэлектрика. Средний потенциал поверхности диэлектрика всегда отличается от потенциала ведущего электрода. Поэтому формирование и распространение стримеров возможно, в принципе, при любой полярности электрода. В частности, в примере, приведенном на рис. 4, потенциал электрода — отрицательный, однако средний потенциал поверхности диэлектрика ниже потенциала электрода.

Все “видимые” стримеры определяются как положительные. Как уже отмечалось, положительные стримеры возникают на растущих частях кривой напряжения, независимо от знака потенциала электрода. Каждый пик тока соответствует моменту пробоя в непосредственной окрестности кромки электрода (см. рис. 3б). По мере прохождения стримера вдоль поверхности ток падает, и остается низким до следующего пробоя. Следующий пробой, как и предыдущий, начинается с кромки электрода. Источником плазмы для положительных стримеров является высокое электрическое поле вблизи кромки (сотни таунсенд), способное достаточно быстро ионизовать молекулы воздуха даже при фоновой низкой концентрации электронов.

Стримеры противоположной (по напряжению) направленности также наблюдаются. Им соответствуют отрицательные значения тока. В целом они выглядят похожими на положительные стримеры, но их токи и длина меньше. В большинстве случаев “отрицательный” стример — это малая окрестность кромки электрода. Для отрицательных стримеров ток, как правило, значительно меньше, чем для положительных. Радикальное отличие характеристик положительных и отрицательных стримеров объясняется отличием в интегральном сопротивлении цепи тока, основной вклад в которое вносит приэлектродная область. При положительном стримере это — анодный слой, сопротивление которого существенно меньше, чем сопротивление катодного слоя, который организуется при отрицательном стримере.

Основной вопрос, рассматриваемый в работе, вопрос о влиянии разряда на поле течения. Основное влияние на генерацию течения в начальном покое воздуха оказывает *ближайшая окрестность* кромки электрода: здесь локализованы как сила, обусловленная разделением заряда, так и тепловыделение от протекающих токов.

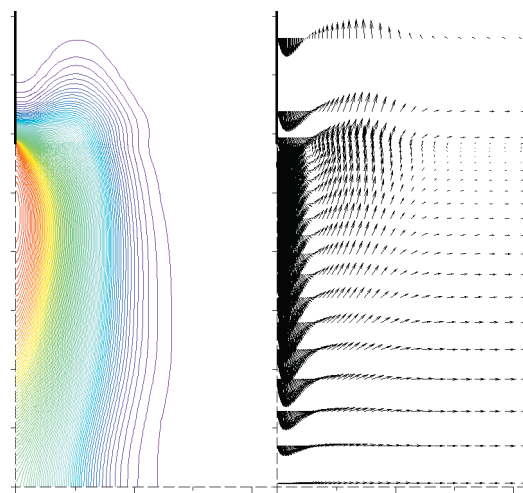


Рис. 5. Распределение температуры (слева) и скорости (справа) после 9 мс. $T_{\min} = 300$ К, $T_{\max} = 1144$ К, $U_{\max} = 1.46$ м/с, одно деление 1.2 мм.

Область сильных источников может смещаться от кромки в сторону диэлектрика или электрода, что зависит от режима работы электрода, катодного или анодного. И тот, и другой тип воздействия разряда на среду порождает вихревое течение над поверхностью.

Пример поля течения приведен на рис. 5. Слева — поле температуры, справа — скорости. Показано состояние после $t = 9$ мс (300 периодов). На рис. 6 представлены поля мощности тепловыделения и силы. На рис. 5 видно, что имеет место течение газа над поверхностью диэлектрика от электрода к оси симметрии в области ~ 0.5 мм над поверхностью. Выше этой области располагается область обратного течения. Видно также, что вблизи оси симметрии газ движется от поверхности вдоль оси. Такое течение можно квалифицировать как вихревое. Большая “плотность” стрелок на рис. 6 означает, что высокая плотность силы локализована в ближайшей окрестности кромки электрода. Характерный масштаб сетки вблизи кромки электрода составляет 4 мкм, поэтому векторы силы выглядят исходящими из одной точки. В действительности показаны профили вектора силы (как и на рис. 5).

Импульсное прохождение стримеров вдоль поверхности диэлектрика также оказывает некоторое влияние на течение, но периодический источник на кромке оказывает определяющее воздействие на поле течения. Электростатическая сила вблизи кромки всегда индуцирует вихревое течение. Прохождение стримеров вдоль поверхности диэлектрика также сопровождается действием силы и тепловыделением, преимущественно в голове стримера. В квазистационарном разряде влияние этих источников возможно, но,

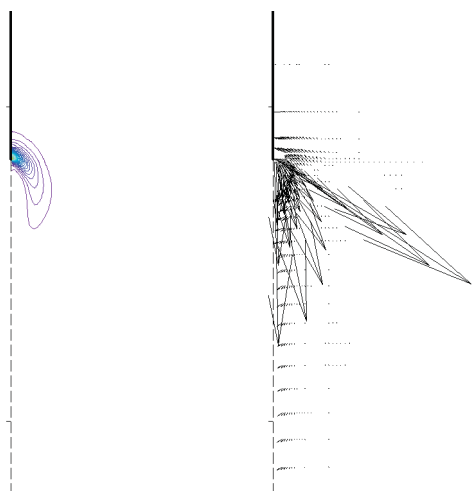


Рис. 6. Распределение плотности тепловыделения (слева) и силы (справа) после 9 мс. $W_{\max} = 3.7 \times 10^{10}$ Вт/м³, $F_{\max} = 5.5 \times 10^5$ Н/м³.

вероятно, невелико. Отметим также, что на стадии распада плазмы положительных стримеров сила действует в катодном слое над поверхностью и всегда направлена к стенке. Порождаемый этой силой градиент давления индуцирует заметную вертикальную составляющую скорости. Наличие силы в ограниченной части пространства также стимулирует развитие вихревого течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В периодическом поверхностном барьерном разряде небольшой амплитуды оба механизма, силовой и тепловой, оказывают воздействие на поле течения. Напомним, что под силовым механизмом мы понимаем действие источника в уравнении движения, обусловленного разделением заряда. Под тепловым механизмом мы понимаем нагрев газа от протекающих токов, учитываемый в виде источника в уравнении энергии. Основной эффект разряда состоит в генерации вихревого течения, такого что вдоль поверхности создается струя со скоростью ~ 1 м/с.

Основное влияние на среду исходит из области вблизи кромки ВВ электрода (вне зависимости от полярности этого электрода), где локализованы большие электрические поля. Как следствие, в этой области локализованы максимальные источники энерговыделения и импульса. При прохождении положительных стримеров вдоль поверхности диэлектрика дополнительным источником движения среды являются две области: головная часть стримера и область между плазменным слоем и поверхностью диэлектрика (аналог катодного слоя). Последняя представляется

более важной, поскольку ее время жизни существенно больше. В этой области сила, обусловленная разделением заряда в катодном слое, всегда направлена к стенке. Наличие силы в ограниченной части пространства также стимулирует развитие вихревого течения. Качественно обе модели (полная модель и гидродинамическая модель с осредненными источниками силы и энергии) дают схожий результат — генерацию пристенной струи.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (гос. контракт № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bletzinger P., Ganguly B.N., VanWie D., and Garscaden A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. R33–R57.
2. Leonov S.B., Petrishchev V., Adamovich I.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 465201.
3. Leonov S.B., Adamovich I.V., Soloviev V.R. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 063001.
4. Starikovskiy A. // Encyclopedia of Plasma Technology / Ed. J.L. Shohet. Taylor & Francis, 2016.
5. Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126–192.
6. Zouzou N., Moreau E., and Touchard G. // J. Electrostat. 2006. V. 64. P. 537–42.
7. Thomas F.O., Corke T.C., Iqbal M., Kozlov A., and Schatzman D. // AIAA Journal. 2009. V. 47. P. 9.
8. Corke T.C., Post M.L., Orlov D.M. // Exp. Fluids. 2009. V. 46. P. 1.
9. Corke T.C., Enloe C.L., and Wilkinson S.P. // Annual Review of Fluid Mechanics. 2010. V. 42. № 11. P. 505–529.
10. Adamovich I.V., Leonov S.B., Frederickson K., Zheng J.G., Cui Y.D., and Khoo B.C. // 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 9–13 January 2017, Grapevine, Texas. Paper AIAA 2017-1339.
11. Samimy M., Webb N., Esfahani A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 354002.
12. Starikovskiy A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupasov D.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034015.
13. Roupasov D.V., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Starikovskiy A.Yu. // AIAA Journal. 2009. V. 47. P. 168.
14. Aleksandrov N.L., Kindusheva S.V., Nudnova M.M. and Starikovskii A.Yu. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 255201.
15. Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. 285201 (16 pp).
16. Popov N.A., Starikovskaia S.M. // Progress in Energy and Combustion Science. 2022. V. 91. P. 100928.
17. Zhu Y., Shcherbanev S., Baron B., Starikovskaia S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 125004.
18. Soloviev V.R., Anokhin E.M., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035006.
19. Babaeva N.Y., Tereshonok D.V. and Naidis G.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 044008.

20. *Soloviev V.R., Krivtsov V.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 114001.
21. *Zhu Y., Starikovskaia S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 124007.
22. *Соловьев В.Р.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 997
23. *Moralev I., Boytsov S., Kazansky P. and Bityurin V.* // Exp. Fluids 2014. V. 55. P. 1747.
24. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 249 (2017) 012008 <https://doi.org/10.1088/1757-899X/249/1/012008>.
25. *Taglioli M., Shaw A., Wright A., FitzPatrick B., Neretti G., Seri P., Borghi C.A. and Iza F.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 06LT01. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/06LT01e>
26. *Bityurin V., Bocharov A. and Popov N.* // AIAA Paper 2007–0223, Proc. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 5–8 January 2007, Reno, NV.
27. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., and Popov N.A.* // High Temperature. 2011. V. 49. № 5. P. 758–761.
28. *Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* // Plasma Sources Sci Technol. 2005. V. 14. P. 722–33.
29. *Phelps A.V., Pitchford L.C.* // Phys Rev A. 1985. V. 31. P. 2932–49.
30. *Braginskiy O.V., Vasilieva A.N., Klopovskiy K.S., Lopaev D.V., Proshina O.V.* // J Phys D: Appl Phys. 2005. V. 38. P. 3609–25.
31. *Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimova T.V., Poroykov A.Y.* // J Phys D: Appl Phys. 2005. V. 38. P. 2360–70.

**ГЕНЕРАЦИЯ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ
МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА
В СУБНАНОСЕКУНДНЫХ САМОСТОЯТЕЛЬНЫХ РАЗРЯДАХ
В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ**© 2023 г. С. Н. Иванов^{а,*}, В. В. Лисенков^а^аИнститут электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*e-mail: stivan@ier.uran.ru

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 01.09.2023 г.

Представлены результаты численного 3D-моделирования развития электронной лавины, инициированной автоэмиссионным электроном, в небольшой по размеру области усиленного электрического поля вблизи микронеоднородности на катоде. Моделирование проводилось для разрядных промежутков с изначально однородным распределением электрического поля с приведенной напряженностью существенно меньшей, чем требуется по критерию убегания электронов. Исследовалась возможность перехода автоэмиссионных электронов, инициирующих лавины, и электронов в этих лавинах в режим убегания. Были рассмотрены микронеоднородности в виде конуса, капли металла, границы между порами или микрократерами. Расчеты проведены для азота в диапазоне давлений от атмосферного до 40 атм. Показано, что полученная вблизи микронеоднородности начальная энергия может существенно облегчить уход электрона в режим убегания. И электрон продолжит убегать в слабом, по критерию убегания, электрическом поле разрядного промежутка. Показано, что этот эффект особенно заметен при давлениях газа свыше 10 атм. Проведен сравнительный анализ результатов моделирования с полученными нами экспериментальными данными по коммутационным характеристикам разрядного промежутка, заполненного азотом, при воздействии на него импульсами напряжения с субнаносекундными фронтами различной крутизны. Это позволило разделить диапазоны экспериментальных условий на те, когда для убегания электронов достаточно только усиления электрического поля вблизи микронеоднородности, и когда для убегания дополнительно необходимо электрическое поле лавины критического или близкого к критическому размера.

DOI: 10.31857/S0367292123600796, EDN: FXTBRM

1. ВВЕДЕНИЕ

В многочисленных экспериментах по пробоев газов под воздействием импульсного напряжения проведенных в микро- и наносекундном диапазонах, обобщенных в монографиях [1, 2], было показано, что характер инициирования начальных электронов определяющим образом влияет на весь процесс развития разряда, определяя пространственную структуру разряда, динамику развития разряда и его коммутационные характеристики (напряжение импульсного пробоя, время запаздывания пробоя, время коммутации). Известно также, что в электрических полях с напряженностью $E > 300$ кВ/см при самопроизвольном инициировании разряда начальные электроны возникают, как правило, на катоде за счет автоэлектронной эмиссии с микровыступов на его поверхности [1, 2]. В этом случае развивается ла-

винно-стримерный разряд [1–3] или, если автоэлектронная эмиссия начинается практически одновременно с нескольких микровыступов, формируется многоканальный разряд.

В разрядах, развивающихся с участием убегających электронов, присутствует объемная или диффузная стадия [1, 2, 4–7]. В этом случае смена механизмов инициирования и дальнейшего развития разряда приводит к существенному изменению коммутационных характеристик разрядного газового промежутка, что было показано в работе [8]. Поэтому исследования режима убегания электронов в настоящее время являются одним из ключевых моментов при изучении субнаносекундных газовых разрядов. Понятие “убегające электроны” (УЭ) подробно разъяснено в [1, 2, 4–7]. Здесь мы отметим только основные моменты. При достаточно высоких приведенных напряженностях электрического поля E/p (где p –

давление газа) дрейфующий в газе в электрическом поле свободный электрон может перейти в режим убегания. При дрейфе электрон получает от электрического поля энергию направленного движения, которую тратит на ионизацию и возбуждение молекул газа в неупругих столкновениях. Процесс потери части энергии носит статистический характер. В результате при превышении ею некоторого порогового значения (определяемого давлением и типом газа) часть электронов начинает в среднем набирать энергию превышающую неупругие потери. Эти электроны перейдут из режима дрейфа в режим убегания. Режим убегания иногда также называют режимом “непрерывного ускорения электронов”, а убегающие электроны — “непрерывно ускоренными”. Убегающие электроны, пересекая межэлектродный промежуток за времена, сравнимые с их пролетом в вакууме, создают предварительную ионизацию газовой среды, что приводит к развитию многоэлектронного разряда. Это может существенно ускорить дальнейшее протекание ионизационных процессов, приводящих к пробое промежутка. Интенсивные исследования режима убегания электронов были начаты в конце 1960-х гг. В работах [4, 9–13] был экспериментально установлен факт существования убегающих электронов для давлений газа порядка атмосферного. Была разработана теория перехода электронов в режим убегания и сформулированы критерии убегания электронов [14–17]. Согласно этому критерию, для реализации режима убегания необходимо, чтобы напряженность электрического поля превышала критическое значение E_{cr} . Результаты исследований были обобщены в монографиях и обзорах [1, 2, 4–6]. Следует отметить, что упомянутый выше критерий убегания электронов был получен при анализе баланса энергии дрейфующего в электрическом поле электрона, в котором потери полученной от поля энергии определялись силой трения электрона в газе (описывается формулой Бете [18]). Полученное значение приведенной критической напряженности электрического поля (воздух, азот) (E_{cr}/p) составляло около 590 В/(см·Торр). В дальнейшем были проведены самосогласованные численные расчеты для кинетики электронов (в том числе убегающих) с учетом динамики электромагнитного поля в газоразрядном промежутке [19, 20]. Согласно этим расчетам, единичные убегающие электроны в атмосферном воздухе начинают появляться уже при E/p в интервале 290–315 В/(см·Торр).

В условиях однородного (имеется ввиду конфигурация электрического поля в разрядном промежутке, определяемая формой его электродов) электрического поля в случае миллиметровых зазоров катод–анод можно реализовать $E/p > E_{cr}/p$ при давлениях азота примерно до 3 атм

[21]. Это связано с конечной электрической прочностью разрядного газового промежутка: при более высоких давлениях электрический пробой промежутка произойдет раньше, чем мы достигнем требуемого по критерию убегания значения E_{cr}/p , поскольку E_{cr} пропорционально увеличивается с ростом p [2, 6]. Это объясняет тот факт, что до недавнего времени практически все экспериментальные исследования режима убегания электронов проводились в разряженных газах или при давлениях порядка атмосферного, где согласно теории режим убегания имеет место. Был также проведен ряд исследований режима убегания в различных газах при давлениях до 12 атм [22–25]. В этих работах катод разрядного промежутка имел геометрию (игольчатые катоды, катоды с острой кромкой и др.), обеспечивающую значительное усиление электрического поля в прикатодной области (и, соответственно, рост E/p в прикатодной области до значений превышающих E_{cr}/p), а длина разрядного промежутка была 1 см и более. Область усиления электрического поля в этих экспериментах имела достаточно протяженный размер. Следует отметить, что такие катоды практически не используются в высокоточной электрофизической аппаратуре из-за их быстрого разрушения [26].

Известно также, что электрон с высокой начальной энергией, инжектированный в разрядный промежуток в котором $E/p < E_{cr}/p$, может начать убегать в этом слабом электрическом поле. Данный факт позволил объяснить механизм образования молнии [27–31].

В работе [32] было показано, что УЭ экспериментально регистрируются при субнаносекундном разряде в азоте при давлениях, вплоть до 40 атм, а не только в разряженных газах и при давлениях в несколько атмосфер. В этих экспериментах пробой газа происходил в однородном электрическом поле (катод разрядного промежутка имел радиус 1 см, а анод был плоским) на фронте прикладываемого к разрядному промежутку субнаносекундного импульса напряжения. Приведенная напряженность среднего электрического поля E/p оценивалась из напряжения пробоя (то есть по самому верхнему пределу) и равнялась 35–60 В/(см · Торр) в зависимости от давления. В этих условиях критерий убегания [1, 2, 5, 6] в среднем электрическом поле обеспечиваемого геометрией разрядного промежутка не выполнялся: E/p было существенно меньше E_{cr}/p . В работе [33] были аналитически проанализированы эксперименты описанные в [21, 32, 34] и предложен новый механизм убегания электронов, реализующийся при давлениях газа от 10 до 40 атм для этих условий. Согласно этому механизму, электроны переходят в режим убегания в зоне усиленного электрического поля, возникающей

между микровыступом на катоде, источником автоэмиссионных электронов, и областью накапливаемого у катода не скомпенсированного объемного заряда положительных ионов, остающихся в хвосте развивающихся электронных лавин. В результате с задержкой во времени, необходимой для формирования зоны усиленного поля, будет происходить ионизация в объеме газа убегающими электронами. Было также качественно аналитически показано, что для давлений до 10 атм в экспериментах, описанных в [21, 32, 34], убежание электронов также может происходить вблизи микровыступов на катоде или вблизи головки электронной лавины.

Целью настоящей работы является дальнейший анализ возможных механизмов генерации убегающих электронов при формировании нано- и субнаносекундного газовых разрядов при высоких и сверхвысоких давлениях. Полученные результаты будут полезны для разработчиков газовых коммутаторов нано- и субнаносекундного диапазона, поскольку, как было показано в [8], участие УЭ в инициировании разряда в итоге коренным образом определяет коммутационные характеристики разряда. Очевидно, что аналитические модели, использованные в [33], обладают не высокой точностью описания ионизационных процессов в сравнении с современными методами численного счета [35–38]. Методом достижения поставленной цели будет численное 3D-моделирование процесса набора энергии автоэмиссионным электроном в небольшой по размеру (микронного масштаба) области усиленного поля вблизи микронеоднородности на катоде. Такие микронеоднородности (микроострия, капли металла, границы пор или кратеров в металле и т.д.) всегда есть на поверхности даже хорошо отполированных, а затем тренированных сотнями приложенных импульсов высокого напряжения катодов. Следует отметить, что наличие микронеоднородностей на поверхности катода не искажает общей конфигурации электрического поля в разрядном промежутке, определяемой формой его электродов. Полученная вблизи микронеоднородности начальная энергия может существенно облегчить уход электрона в режим убегания, в том числе и при напряженностях среднего электрического поля в разрядном промежутке E/p существенно меньших E_{cr}/p . Полученные в численных расчетах значения E для различных по форме и размерам микронеоднородностей, при которых происходит убегание электронов, планируется сравнить с экспериментально полученными значениями E для различных p . Это сравнение позволит точно определить границу применимости аналитически разработанных в [33] механизмов убегания в зависимости от давления газа и степени шероховатости поверхности катода.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах использовалась ранее разработанная установка позволяющая выполнять широкий спектр исследований по импульсным разрядам в газе. Ее конструкция и конструкция разрядной камеры подробно описаны в работах [8, 39]. Разрядный промежуток был выполнен в виде зазора в центральном электроде коаксиального диода, заполненного газом. Катод и анод были изготовлены из нержавеющей стали и имели радиус закругления вершины 1 см. Такой большой радиус закругления электродов был выбран для формирования в разрядном промежутке достаточно однородного электрического поля, что существенно облегчает интерпретацию полученных экспериментальных данных [2]. Кроме того, в этом случае инициирующие автоэмиссионные электроны возникали не в областях усиления поля, возникающих из-за макрогеометрии катода, а именно у микровыступов на поверхности катода. Поверхность электродов была отполирована до зеркального блеска на полировальном круге. Внешний узел регулировки с микрометрическим винтом позволял прецизионно передвигать анод без разгерметизации экспериментальной камеры. В качестве исследуемого газа в экспериментах использовался особо чистый азот (99.996%). Отметим, что при такой конфигурации разрядного газового промежутка разряд со 100% вероятностью происходит именно в газе. Ранее в ряде экспериментов по импульсному электрическому пробое в газах, систематизированных позднее в монографиях [1, 2, 26], стенки разрядника изготавливались из диэлектрических материалов (например, капролона) и разряд мог инициироваться из тройной точки: газ–диэлектрик–металлический катод. И развиваться, в том числе, и по поверхности изолятора. Измерения проводились методом рефлектометрии: с помощью широкополосного делителя напряжения (рис. 1) регистрировались субнаносекундные импульсы напряжения отраженные от разрядного промежутка в режимах отсутствия пробоя (режим холостого хода) $U_{im}(t)$ и в случае пробоя $U(t)$.

Режим работы разрядного газового промежутка G иллюстрируется рис. 1 и 2. Формирующая линия генератора импульсов (ГИ) L_{pg} заряжается до напряжения U_0 . При срабатывании коммутатора S на выходе ГИ импульс напряжения $U_1(t)$ с амплитудой $U_0/2$ распространяется по согласованному по волновому сопротивлению с выходным сопротивлением ГИ коаксиальному тракту L_1 в сторону разрядного промежутка G . На предпробойной стадии амплитуда импульса $U_1(t)$ удваивается на катоде промежутка G . Если бы пробой промежутка не происходил (режим холостого хода), то напряжение на разрядном газовом промежутке $U(t)$ соответствовало бы пунктирной

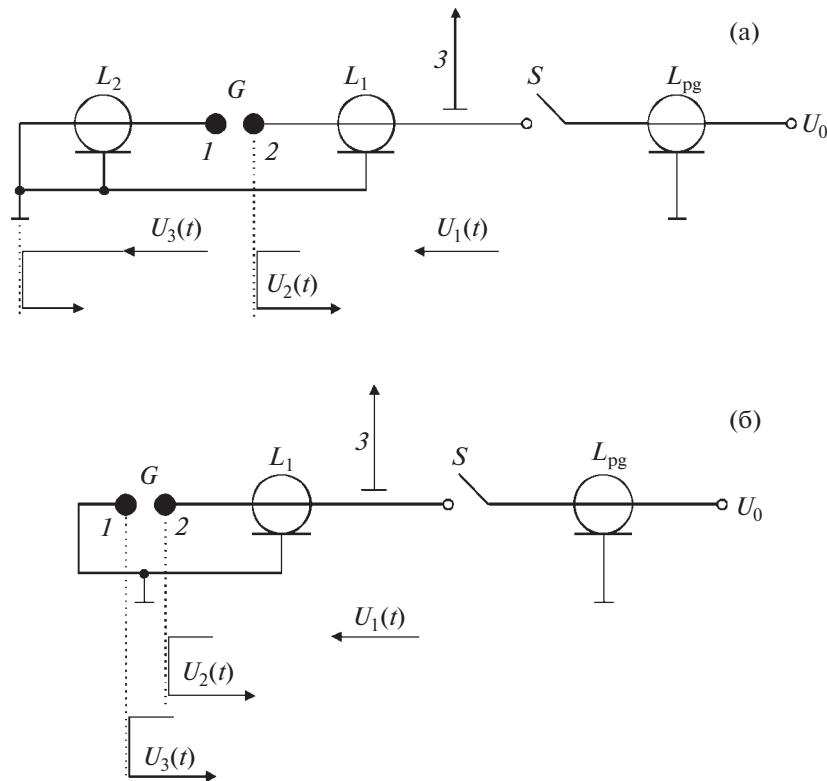


Рис. 1. Эквивалентные схемы разрядного контура: L_{pg} — формирующая линия ГИ; S — ключ; L_1 — передающая 50 Ом коаксиальная линия; L_2 — нагрузочная 50 Ом коаксиальная линия; G — разрядный газовый промежуток; 1 — подвижный анод; 2 — катод; 3 — емкостной делитель напряжения; U_0 — напряжение зарядки ГИ; $U_1(t)$ — падающая на разрядный промежуток волна напряжения; $U_2(t)$ — волна напряжения отраженная от разрядного промежутка на стадии запаздывания пробоя; $U_3(t)$ — волна напряжения в нагрузочной линии L_2 .

линии $U_{im}(t)$ и достигло бы в итоге напряжения зарядки ГИ U_0 . При пробое промежутка G , отраженная от него на предпробойной стадии волна напряжения U_2 с амплитудой $U_{pbr}/2$ распространяется обратно в сторону ГИ. После пробоя в нагрузочной линии L_2 начинается распространяться волна напряжения $U_3(t)$, которая, достигая короткозамкнутого конца коаксиального тракта, отражается от него, и начинает распространяться обратно в сторону разрядного промежутка. Линия L_2 обеспечивает временную развязку падающей на разрядный промежуток волны напряжения $U_1(t)$ и отраженной от короткозамкнутого конца коаксиального тракта волны напряжения $U_3(t)$. Наличие нагрузочной линии L_2 в экспериментах по исследованию коммутационных характеристик разрядного промежутка нам представляется весьма важным. При ее отсутствии, в случае заземленного анода (схема с заземленным анодом часто применяется в экспериментах по исследованию газового разряда [см., например, ссылки 4, 9–13, 32, 40, 41]), в разрядном промежутке на стадии пробоя одновременно распространяются две

встречных волны напряжения ($U_1(t)$ и $U_3(t)$) (см. рис. 16). Это, безусловно, скажется на корректности измерений при исследовании коммутационных характеристик разрядного газового промежутка. Емкостной делитель напряжения был выполнен в виде диска фольгированного лавсана толщиной 100 мкм, наклеенного на внутреннюю поверхность корпуса коаксиальной линии L_1 . Для калибровки делителя и коаксиального измерительного тракта использовался низковольтный генератор, выполненный на ртутном герконе [42]. Полоса пропускания измерительной цепи составляет 18 ГГц. Делитель напряжения был расположен на расстоянии от разрядного промежутка G , достаточном, чтобы обеспечить временную развязку прикладываемого ($U_1(t)$) к разрядному промежутку и отраженного от него ($U_2(t)$) импульсов напряжения. Поэтому в случае пробоя промежутка реальное напряжение на нем на стадиях запаздывания пробоя и пробоя определяется как $U(t) = 2U_2(t)$.

К исследуемому разрядному промежутку прикладывался импульс высокого напряжения с субнаносекундным фронтом (кривая 1 на рис. 3).

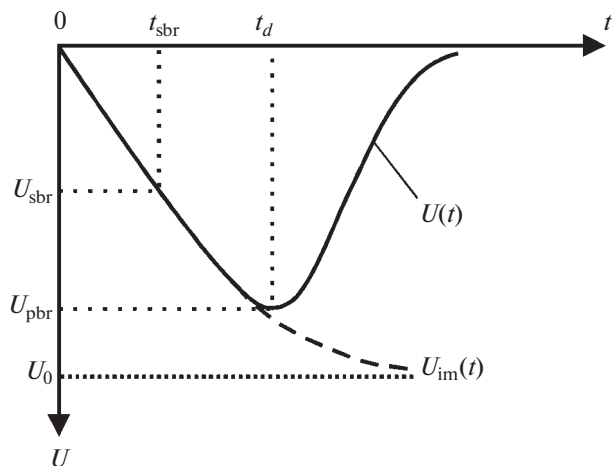


Рис. 2. Напряжение на разрядном промежутке: $U_{im}(t)$ — напряжение на разрядном промежутке при отсутствии его пробоя (режим холостого хода); $U(t)$ — напряжение на разрядном промежутке на стадиях запаздывания пробоя и пробоя; U_{pbr} — напряжение пробоя в импульсном режиме; U_{sbr} — напряжение статического пробоя; t_d — время запаздывания пробоя в режиме импульсного пробоя; t_{sbr} — время, течение которого напряжение на разрядном газовом промежутке достигает напряжения статического пробоя U_{sbr} .

Точно такой же по форме и параметрам импульс напряжения мы прикладывали к разрядному промежутку в экспериментах, в которых ранее были зарегистрированы УЭ при давлениях до 40 атм в очень слабом (при $E/p \approx E_{cr}/p$) по критерию убегающих электронов однородном электрическом поле [32]. То есть мы обеспечили в описываемом в этом разделе эксперименте для развития разряда практически идентичные условия в разрядном промежутке с условиями работы [32]. Единственным отличием было то, что в нашем эксперименте использовался анод с радиусом закругления вершины 1 см, а в работе [32] выполненный из сетки анод был плоским. Но на величины среднего электрического поля в разрядном промежутке это практически не влияет.

На поверхности даже тщательно отполированных электродов всегда есть большое количество микроарапин, частичек абразива и других микрон неоднородностей, которые становятся центрами автоэмиссии. Поэтому характеристики разряда при первых включениях коммутатора с полированными электродами будут не стабильны, поскольку возникшие при механической обработке микрон неоднородности на поверхности катода постепенно разрушаются и уже не восстанавливаются при работе разрядника. Поэтому поверхность электродов непосредственно перед каждым экспериментом тренировалась несколькими сотнями импульсов высокого напряжения,

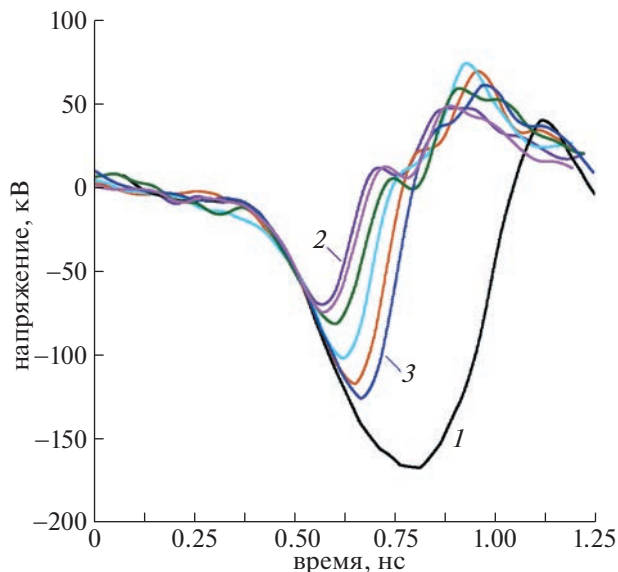


Рис. 3. Напряжение на разрядном газовом промежутке (азот, $d = 0.5$ мм). Кривая 1 — напряжение на разрядном газовом промежутке в режиме холостого хода $U_{im}(t)$; остальные кривые демонстрируют напряжение на разрядном газовом промежутке на предпробойной стадии и стадии пробоя $U(t)$ при изменении давления от 1 до 40 атм (кривые 2 и 3 получены при давлениях 1 атм и 40 атм соответственно). Не пронумерованные на рисунке кривые получены при давлениях 5, 10, 20 и 30 атм. Импульсы измерены осциллографом Tektronix TDS 6604 (полоса пропускания 6 GHz, время установления переходной характеристики 70 пс).

приложенными к газовому зазору. В результате тренировки на поверхности электродов формируются микровыступы, возникающие уже в процессе горения разряда. Именно такая поверхность электродов формируется и при работе газовых разрядников с большим ресурсом включений в различной электрофизической аппаратуре. Следовательно, результаты проведенных исследований могут быть в дальнейшем использованы при разработке субнаносекундных газовых коммутаторов высокого давления. Кроме того, тренировка электродов позволяет изучать характеристики разряда в стабильных условиях, что повышает и достоверность получаемых в экспериментах результатов. Эксперименты проводились только в режиме одиночных импульсов. Это делалось с целью исключить влияние остаточной плазмы, возникшей при предыдущем разряде, на процессы инициирования разряда. После каждой смены давления в камере электроды разводились так, чтобы газовый промежуток не пробивался. Отсутствие пробоя контролировалось визуальным методом (по отсутствию свечения между электродами) через стеклянные окна, имеющие в экспериментальной камере, и с помощью ос-

циллографа. В обстановке полной темноты контролировалось отсутствие паразитных разрядов (такие разряды, в том числе и незавершенные, могут развиваться по поверхности изоляторов; из тройных точек: металл, диэлектрик, газ). Таким образом, мы убеждались в отсутствии паразитной ультрафиолетовой подсветки разрядного промежутка, которая могла вызвать многоэлектронное инициирование разряда и привести к зажиганию объемного разряда. Кроме того, поддерживающие центральный электрод камеры изоляторы были отодвинуты максимально далеко от разрядного промежутка.

Типичные осциллограммы напряжения на разрядном промежутке при его пробое $U(t)$ приведены на рис. 3. Крутизна фронта напряжения на предпробойной стадии достигала величины в 5.3×10^{14} В/с. Такие осциллограммы были получены для зазоров с длиной разрядного промежутка d равной 0.5, 0.75 и 1.05 мм. При этом при фиксированной величине d мы постепенно повышали давление азота в диапазоне от атмосферного давления до 40 атм. Давление менялось с шагом в 5–10 атм. Параметры прикладываемого к разрядному промежутку от ГИ импульса напряжения в течение всего эксперимента не менялись. Имея такой массив экспериментального материала, мы легко можем определить напряженность среднего электрического поля E в любой момент времени как $U(t)/d$. Очевидно, что максимально возможное среднее поле в разрядном промежутке будет в момент времени t_d и определить его можно как $E_{\max} = U_{\text{pbr}}/d$.

В нашем случае разрядный промежуток работает в режиме больших перенапряжений. Это значит, что мы на предпробойной стадии обеспечиваем в нем электрическое поле, существенно превышающее поле статического пробоя. В свою очередь, в качестве внешнего параметра, характеризующего уровень электрического поля в зазоре, удобно использовать коэффициент перенапряжения K , который показывает превышение напряжения пробоя в импульсном режиме U_{pbr} над напряжением статического пробоя U_{sbr} для одного и того же разрядного промежутка:

$$K = (U_{\text{pbr}} - U_{\text{sbr}})/U_{\text{sbr}}. \quad (1)$$

В однородном электрическом поле напряжение статического пробоя будем оценивать из известного критерия [3, 43]:

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1, \quad (2)$$

где α — коэффициент ударной ионизации, γ — коэффициент, характеризующий вторичные процессы на катоде. По данным разных авторов коэффициент γ изменяется в пределах 10^{-4} – 10^{-6} . Как показали проведенные нами оценки, величина γ влияет на конечный результат с точностью

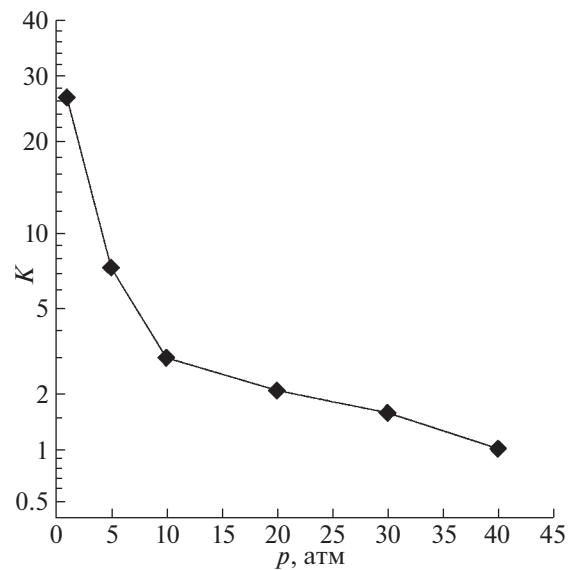


Рис. 4. Зависимость коэффициента перенапряжения K разрядного промежутка с длиной зазора катод–анод 0.5 мм от давления.

около 5%. Поэтому в оценках будем принимать коэффициент $\gamma = 10^{-4}$, такой же, как в работах [43, 44]. В оценках будем использовать часто применяемую аппроксимацию для коэффициента ударной ионизации α [2, 3, 45]

$$\frac{\alpha}{p} = 8.8 \exp\left(-\frac{275}{E/p}\right), \quad (3)$$

где размерности используемых величин, следующие: E/p [В/см · Торр], α [1/см].

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента перенапряжения K разрядного промежутка с длиной зазора катод–анод 0.5 мм от давления. Увеличение давления азота с атмосферного до 40 атм приводит к падению K в 26 раз.

Нужно отметить, что использование только осциллографических методов исследования не позволяет дать однозначную трактовку явлений, имеющих место на предпробойной стадии импульсного разряда в газе. Осциллографические измерения необходимо сочетать как с регистрацией свечения разряда, выполненной с временным и пространственным разрешением, так и с детальным численным моделированием автоэмиссионных процессов на катоде и ионизационных процессов в газе. Этот факт отмечен в ставших классическими монографиях [1, 2]. Авторами настоящей работы ранее выполнен ряд работ по исследованию субнаносекундного разряда в газах высокого и сверхвысокого давления вышеупомянутыми методиками (см., например, наши статьи в [46–56]). В этих работах было показано, что убегание электронов на фронте импульса на-

пряжения, прикладываемого к разрядному промежутку, обеспечивает предварительную ионизацию газовой среды, что приводит к объемной форме самостоятельного субнаносекундного разряда на начальной стадии его развития.

Следует упомянуть также работу [55], которая позволяет нам дать оценку для момента генерации пучка УЭ и привязать его к временной шкале импульса напряжения на разрядном промежутке. В [55] был проведен численный анализ ионизационных процессов, протекающих на предпробойной стадии самостоятельного разряда в азоте при давлении в 40 атм, развивающегося при участии убегающих электронов. В этом численном эксперименте проводились самосогласованные расчеты, учитывающие кинетику электронов, в том числе убегающих, и динамику электромагнитного поля в газоразрядном промежутке в 2D-приближении. Динамика как быстрых, так и медленных электронов рассчитывалась методом PIC MCC, реализованном в open-source коде ХООРМС с оптимизацией для решения задач по разрядам в газах [35]. Динамика электромагнитного поля в газовом диоде рассчитывалась с использованием системы уравнений Максвелла. Ранее с помощью подобной методики был решен ряд задач по моделированию развития субнаносекундного разряда с участием убегающих электронов [36–38]. Расчеты показали, что генерация пучка УЭ приводит к быстрому спаду напряжения на промежутке. В приведенных расчетах из-за вычислительных сложностей, к сожалению, не учитывались процессы в подводящей коаксиальной линии. Поэтому спад напряжения в расчетах [55] происходит, по нашим оценкам несколько раньше, чем в реальности вследствие того, что плазме необходимо время, чтобы набрать достаточное количество заряда. Тем не менее качественный вывод этих расчетов о том, что спад напряжения на промежутке может начаться уже в процессе движения аноднаправленной волны ионизации до достижения анода плазменным фронтом, нам представляется верным. Поэтому, можно говорить о том, что момент времени (обозначим его как t_{div}), в котором начинают расходиться экспериментально измеренные осциллограммы напряжения холостого хода $U_{\text{im}}(t)$ и напряжения на предпробойной стадии и стадии пробоя $U(t)$, можно считать, как оценку сверху для момента генерации пучка УЭ. Соответственно, зная межэлектродное расстояние d , мы можем определить напряженность среднего электрического поля в разрядном промежутке в этот момент времени как $E_{\text{div}} = U(t_{\text{div}})/d$.

Особый интерес представляет механизм генерации УЭ и его зависимость от давления рабочего газа в разрядном промежутке. Фактически момент генерации пучка УЭ на фронте импульса

определяет время запаздывания пробоя. И, как было показано в недавно опубликованной работе [8], при реализации в разрядном промежутке субнаносекундного самостоятельного разряда высокого и сверхвысокого давления, развивающегося при участии УЭ, происходит существенное ограничение напряжения пробоя и скорости коммутации. Поэтому для понимания механизма генерации УЭ в следующем разделе статьи мы провели для широкого диапазона давлений детальные численные расчеты ионизационных и эмиссионных явлений, имеющих место на стадии запаздывания разряда. И сравнили полученные результаты моделирования с имеющимися у нас экспериментальными данными.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Основной задачей описываемых ниже численных расчетов является исследование возможности генерации УЭ в субнаносекундных газовых разрядах высокого и сверхвысокого давления в окрестностях микровыступов на поверхности катода. Убегание электронов на фронте импульса напряжения, прикладываемого к разрядному промежутку, обеспечивает предварительную ионизацию газовой среды, что приводит к объемной форме разряда на начальной стадии его развития. Далее происходит контракция объемной стадии и образование искрового канала. Этот процесс ранее нами был подробно описан в нашей недавней работе [54]. Однако численные расчеты, описывающие развитие ионизационных процессов вблизи микровыступа на катоде, приводящих к генерации УЭ, в этой работе были проведены только для микровыступа в форме конуса (микроострия) высотой $h = 10$ мкм и только для давления азота в 6 атм. То есть только для одной точки из имеющегося у нас экспериментального массива данных. Поэтому представляет интерес провести расчеты для широкого набора микроострий различной высоты и в широком диапазоне давлений (от атмосферного до 40 атм). Полученные в численном эксперименте данные по значениям средней напряженности однородного электрического поля (E_m) при которой электрон, эмитированный с поверхности вершины микровыступа на катоде, начинает переходить в режим убегания вблизи микровыступа, и продолжит непрерывное ускорение в слабом, по критерию убегания, среднем однородном поле разрядного промежутка, мы сравним с экспериментально полученными значениями E_{div} , что позволит точно определить границу применимости аналитически разработанных в [33] механизмов убегания в зависимости от давления газа и степени шероховатости поверхности катода. В расчетах будут рассмотрены различные типы микровыступов: микроострия разной высоты, капли металла, гра-

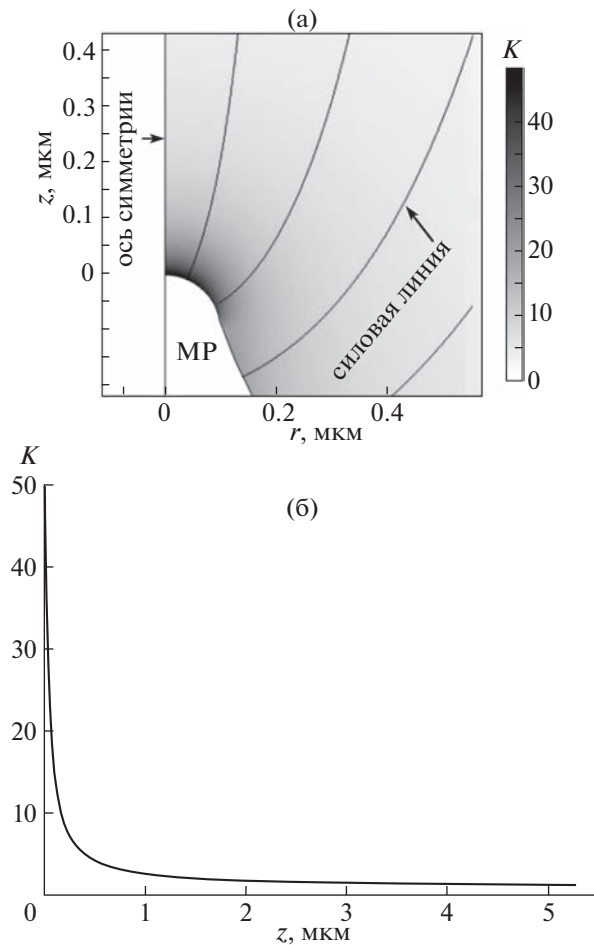


Рис. 5. Распределение коэффициента усиления электрического поля в окрестности микроострия (а) и вдоль оси симметрии (б). МР — вершина микроострия.

ницы двух соседних микропор на поверхности катода (микровыступ лезвийного типа).

При моделировании использовался подход, описанный нами ранее в [20, 54, 57]. В наших расчетах моделировалось движение электронов, эмитированных из вершины микроострия разной высоты. Столкновения электронов с молекулами газа описывались стандартным способом с помощью метода Монте-Карло. Пространственное распределение электрического поля в окрестности микроострия рассчитывалось в результате численного решения уравнения Лапласа с помощью программного пакета ANSYS. Известно, что наличие микроострия (и микронеоднородностей иного типа) на плоской поверхности катода вызывает искажение электрического поля. Поле вблизи вершины существенно усиливается по сравнению со средним значением поля в межэлектродном промежутке. В таких случаях удобно ввести понятие коэффициента усиления поля

$K = E/E_m$, где: E — локальное значение электрического поля, E_m — среднее значение электрического поля в окрестности микроострия. В случае плоских электродов (однородного поля) $E_m = U/d$, то есть среднее значение электрического поля в промежутке. В случае другой конфигурации электродов E_m — это значение электрического поля около катода в отсутствии микроострия, определяемое формой электродов и межэлектродным расстоянием.

Пример расчета пространственного распределения $K(r)$ для микроострия в виде конуса высотой $h = 10$ мкм и основанием $h/2$ приведен на рис. 5. Для избегания сингулярностей вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01h$. Очевидно, что в случае неоднородного электрического поля подобной сложной конфигурации известные аналитические критерии убегания неприменимы, и возможность убегания электрона можно определить только численным расчетом его движения в таком поле с моделированием столкновений методом Монте-Карло.

На рис. 6 показаны рассчитанные зависимости E_m от p , при которой электрон, эмитированный с поверхности вершины микроострия на катоде, может перейти в режим убегания, и продолжит убегать в слабом, по критерию убегания, среднем однородном поле разрядного промежутка. Поскольку такой переход является вероятностным процессом, то за критерий начала перехода мы принимали вероятность больше 1%. Расчеты проделаны для микроострий с высотой $h = 1, 3, 5, 10, 20, 50$ мкм с теми же пропорциями, что на рис. 5. Очевидно, что изменение формы микроострия несколько изменит полученные результаты, так как при этом будет меняться как коэффициент усиления электрического поля, так и геометрия области усиленного электрического поля вблизи микроострия.

Для сравнения на рис. 6 показана прямая линия, соответствующая приведенной напряженности поля, при которой убегание электронов имеет место с той же вероятностью в случае однородного электрического поля в разрядном промежутке, но при отсутствии микроострий на катоде (E_{m0}). Эта величина равна $E_{m0} = E_{m0p}p$, где $E_{m0p} = 220$ кВ/(см · атм) — приведенное значение однородного электрического поля, при котором происходит убегание электронов. Следует заметить, что полученное нами значение E_{m0p} несколько меньше ранее полученного в работе [19] методом Монте-Карло порога убегания (240 кВ/(см · атм)). Это различие, возможно, объясняется разными данными по зависимости сечения ионизации от энергии. Видно (рис. 6), что для давлений менее 2 атм все кривые практически совпадают. По мере увеличения давления различия становятся более заметными. В частности,

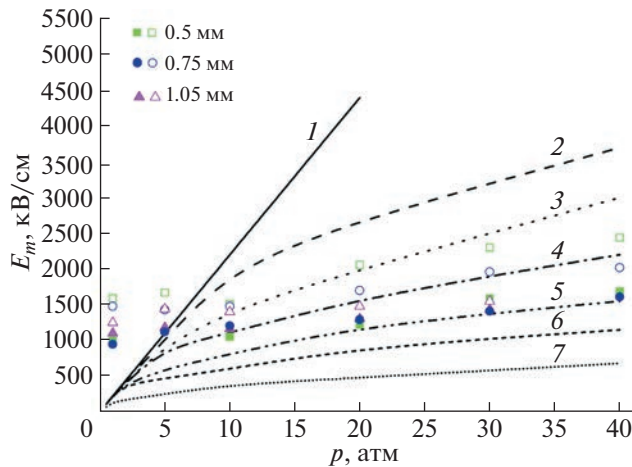


Рис. 6. Рассчитанные зависимости E_m от p , при которой электрон, эмитированный с поверхности вершины микроострия с различной высотой начинает уходить в режим убегания (1 – однородное поле (плоский катод), 2 – $h = 1$ мкм, 3 – 3 мкм, 4 – 5 мкм, 5 – 10 мкм, 6 – 20 мкм, 7 – 50 мкм). На рисунке так же показаны значения максимально возможного экспериментально измеренного среднего поля ($E_{\max}$) в разрядном промежутке (не заполненные цветом квадраты – $d = 0.5$ мм; не заполненные цветом кружки – $d = 0.75$ мм; не заполненные цветом треугольники – $d = 1.05$ мм), а также значения среднего электрического поля (E_{div}) в разрядном промежутке в момент времени, соответствующий оценке сверху для момента генерации пучка УЭ в нашем эксперименте (заполненные цветом квадраты – $d = 0.5$ мм; заполненные цветом кружки – $d = 0.75$ мм; заполненные цветом треугольники – $d = 1.05$ мм).

для давления 40 атм микроострия высотой 20, 10 и 1 мкм дают уменьшение величины порога убегания примерно в 7, 5 и 2 раз соответственно, по сравнению с однородным электрическим полем. Таким образом, наличие микроострия на поверхности катода приводит к уменьшению приведенной напряженности электрического поля, при которой начинается убегание электронов. Данный результат объясняется тем, что в случае микроострия на вероятность убегания начинает сказываться не только приведенное, но и абсолютное значение напряженности электрического поля. Электрон, эмитируя из микроострия, сразу попадает в область резко усиленного поля, быстро спадающего с расстоянием (рис. 5). Эту область он проходит практически без столкновений и приобретает при этом некоторую энергию. Далее он попадает в область меньшего усиления, но более протяженную. Проходя ее, он так же ускоряется, но уже с потерями на ионизацию. В итоге после полного прохождения области усиленного поля определяемую геометрией микроострия, энергия электрона должна превысить энергию максимума сечения ионизации (в случае убегания это основные энергетические потери),

то есть величину ~ 100 эВ [58]. Причем, чем больше это превышение, тем больше вероятность дальнейшего ускорения электрона в однородном поле разрядного промежутка с приведенной напряженностью электрического поля $E/p < E_{\text{cr}}/p$.

На рис. 6 также приведены полученные при обработке экспериментальных осциллограмм данные по E_{div} и $E_{\max}$ для разрядных промежутков различной длины d и при разных давлениях p . Экспериментально полученные значения $E_{\max}$ и E_{div} для разрядного промежутка с $d = 1.05$ мм имеют только при давлениях до 30 атм, поскольку такой промежуток при давлении в 40 атм не пробивался под действием импульса напряжения с нашими параметрами. Еще раз отметим, что $E_{\max}$ это максимально возможная величина среднего электрического поля в разрядном промежутке. Видно, что в ряде экспериментальных ситуаций мы не можем обеспечить требуемое для убегания автоэмиссионных электронов электрическое поле. Эта ситуация будет описана ниже.

Выше мы рассмотрели пороги убегания и возможность убегания непосредственно автоэмиссионных электронов. Но убегать в окрестностях микроострия могут и вторичные электроны, возникающие при ионизации молекул газа дрейфующим в электрическом поле автоэмиссионным электроном.

Определим момент эмиссии первого электрона из микроострия. Этот электрон даст старт развитию электронной лавины. Некоторые электроны из развивающейся лавины также могут при определенных условиях уйти в режим убегания. Этот момент времени (t_e) можно найти из следующего критерия:

$$\int_0^{t_e} \int_{S_{MP}} j_{FN}(E_m(t)K(r,z))dSdt = e, \quad (4)$$

где: j_{FN} – плотность тока Фаулера–Нордгейма; $E_m(t)$ – напряженность поля в окрестности катода, определяемая конфигурацией электродной системы и осциллограммой напряжения (в случае плоских электродов $E_m(t) = U(t)/d$); $K(r,z)$ – коэффициент усиления электрического поля, приведенный на рис. 5; S_{MP} – площадь поверхности полусферы на вершине микроострия; e – заряд электрона.

На рис. 7 приведено сравнение E_m при различных давлениях (кривые 1–3) и напряженностей поля $E_m(t_e)$ при которых происходит эмиссия первого электрона из вершины микроострия для фронта напряжения нарастающего со скоростью 1.45×10^{14} В/с (см. [54]) (кривая 4) и для описанного выше эксперимента (для фронта напряжения нарастающего со скоростью равной 5.3×10^{14} В/с) (кривая 5). Видно, что при давлениях

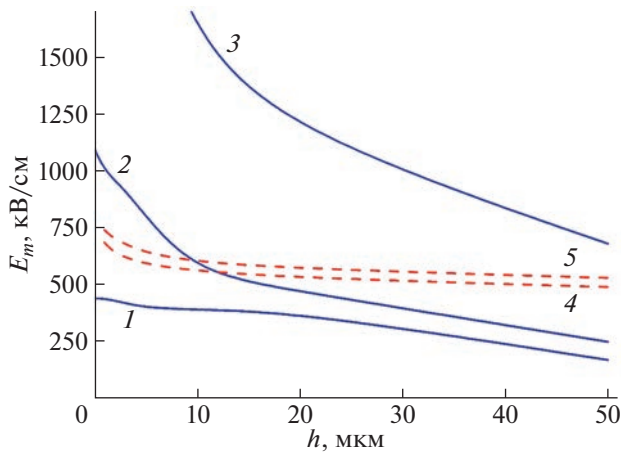


Рис. 7. Зависимости E_m от высоты микроострия h для разных давлений p (сплошные кривые): 1 — $p = 2$ атм, 2 — 5 атм, 3 — 40 атм. Штриховыми кривыми показаны значения $E(t_e)$, при которых происходит эмиссия первого электрона из вершины микроострия для наносекундного и субнаносекундного фронтов (4 — для фронта напряжения нарастающего со скоростью 1.45×10^{14} В/с (см. [54]), 5 — для фронта напряжения нарастающего со скоростью 5.3×10^{14} В/с (см. раздел 2 и [32, 53, 56]).

ниже 5 атм, E_m (смотри кривые 1, 2) практически для всех микроострий меньше $E_m(t_e)$ (смотри кривые 4, 5). Это значит, что хотя бы часть автоэмиссионных электронов уйдет в режим убегания. Учитывая зависимость напряженности поля в промежутке от времени, полученную из экспериментальных осциллограмм, эти участки указанных кривых можно использовать для оценки снизу для времени начала убегания в наших экспериментах. Для более высоких давлений имеет место обратная ситуация (кривая 3). В момент эмиссии первого электрона из микроострия, электрическое поле еще недостаточно для перехода его в режим убегания. В результате начинает развиваться электронная лавина. И электроны в этом случае могут перейти в режим убегания только из лавины, достигшей размера близкого к критическому, когда область усиления электрического поля у хвоста и головки лавины достигнет подходящих параметров. Приведенная напряженность локального электрического поля в этой области должна, во-первых, превышать критическую ($E/p > E_{cr}/p$), и во-вторых, падение потенциала на области усиленного поля должно быть достаточным, чтобы электрон, пройдя эту область, набрал необходимую энергию и продолжил убегать в слабом по критерию убегания среднем поле разрядного промежутка. Этот вывод качественно согласуется с представленной ранее аналитической моделью [33]. Пограничным случаем является си-

туация, проиллюстрированная кривой 2: для микроострия с $h \approx 10$ мкм и давлений $p = 5\text{--}6$ атм величина напряженности электрического поля, при которой происходит убегание электрона, совпадает со значением, при котором происходит эмиссия первого электрона. В этом случае могут убегать как автоэмиссионные, так и вторичные электроны. Развитие электронной лавины, уход автоэмиссионных и вторичных электронов в режим убегания и их последующее ускорение в разрядном промежутке для этого случая нами подробно рассмотрены в [54].

Нас также интересовала реальная шероховатость поверхности катода в наших экспериментах. После проведения осциллографических измерений поверхность катода была сфотографирована в электронном микроскопе. Типичные фотографии участков поверхности катода приведены на рис. 8. Видно, что поверхностный слой подвергся плавлению. Наблюдается (см. рис. 8) большое количество пор (кратеров) на поверхности. И отдельные шарики металла размерами до нескольких мкм, вероятно, образовавшиеся в результате катодного распыления, то есть микронеднородности, по форме отличающиеся от микроострий.

Перемычка, разделяющая две соседние микропоры (кратера) представляет собой микронеднородность лезвийного типа, и в расчетах ее упрощенное изображение может быть представлено в виде аппроксимации приведенной на рис. 9а. Каплю металла можно аппроксимировать шаром идеальной формы с радиусом r_s (смотри рис. 9б).

Нами так же были рассчитаны напряженности электрического поля, соответствующие началу убегания электронов, эмитировавших из вершины перемычки между кратерами, в конфигурации, изображенной на рис. 9а, и с поверхности микрокапель металла (рис. 9б). Результаты расчетов показаны на рис. 10. Кривая 1 соответствует однородному электрическому полю, то есть идеально плоскому катоду, и приведена для сравнения. Кривые 2 и 3 соответствуют перемычке между кратерами с радиусами $R_c = 1$ мкм и 10 мкм соответственно. Кривые 4 и 5 соответствуют сферам с радиусами $r_s = 1$ мкм и 10 мкм соответственно. Различия в поведении кривых полученных для кратеров и сфер обусловлены различиями в характерах распределения коэффициента усиления электрического поля вблизи сферы и перемычки между кратерами. Распределение коэффициента усиления электрического поля вдоль центральной оси для вышеуказанных случаев приведены на рис. 11.

Видно, что перемычка между кратерами (кривая 1) обеспечивает в три раза больший коэффициент усиления поля на поверхности, чем сфера

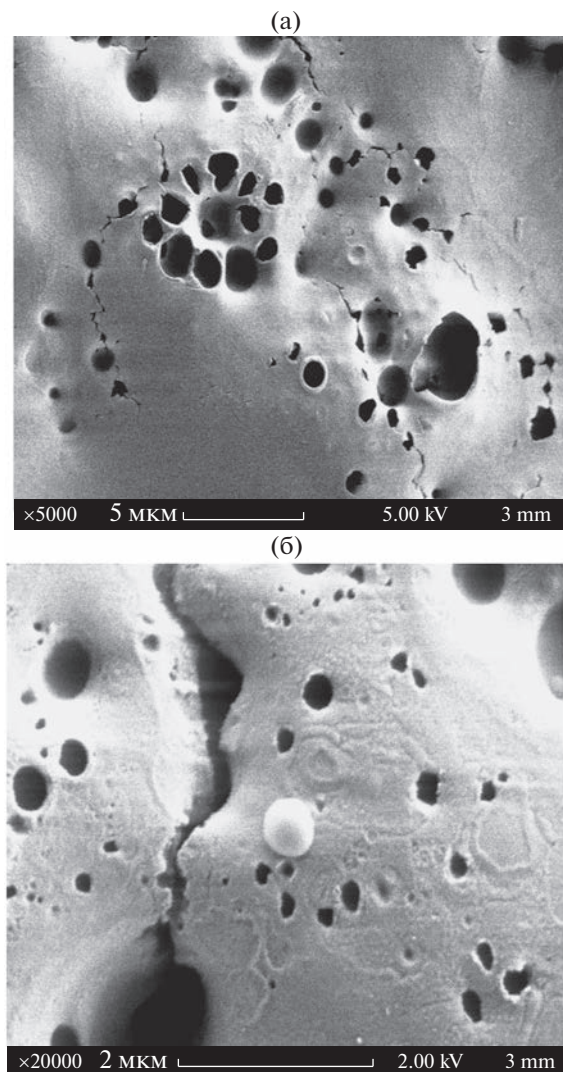


Рис. 8. Фотографии микрорельефа на поверхности катода.

того же радиуса (кривая 2). Однако спад кривой для перемычки происходит гораздо быстрее, чем для сферы. Поэтому в случае перемычки наиболее интенсивный набор энергии электроном происходит в области непосредственно около поверхности. При этом даже для кратеров радиусом 10 мкм набор энергии электроном происходит практически без потерь на столкновения. При этом электрону нужно набрать энергию больше (или даже существенно больше) энергии максимума силы торможения электрона (~ 100 эВ). В такой ситуации существенную роль играет не соотношение E/p , а именно абсолютное значение E . Поэтому для давлений ниже 10 атм значение E_m не сильно отличается от случая однородного поля (идеально плоский катод). При повышении давления и, соответственно, повышении абсолютного значения E (см. рис. 3) электрон после прохож-

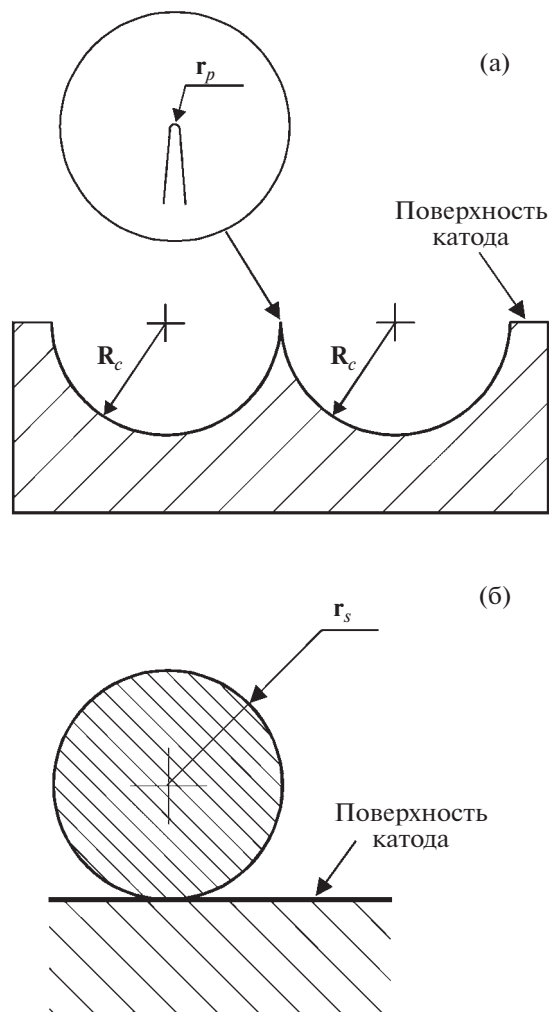


Рис. 9. Упрощенная геометрия реальной поверхности, использованная в настоящих расчетах: микронеоднородность на катоде в виде протяженного лезвия (перемычки между кратерами) с радиусом закругления вершины $r_p = 0.01 R_c$ (а); микронеоднородность в виде сферы на поверхности катода (капля металла) (б).

дения начального участка с наиболее сильным полем успевает набрать больше энергии и, следовательно, существенно увеличить вероятность своего ухода в режим убегания. Этим объясняются заметные “загибы” кривых убегания для перемычек между кратерами (кривые 2 и 3, рис. 10) при повышении давления. В случае сферы такие большие коэффициенты усиления поля как для перемычек не реализуются, однако область усиления значительно протяженнее. Поэтому основную часть энергии в случае сфер электрон набирает в столкновительном режиме, хотя бесстолкновительный набор энергии в приповерхностной области так же имеет место, и его роль так же возрастает с ростом давления. В результате, в случае сфер уменьшение E_m по сравнению с однород-

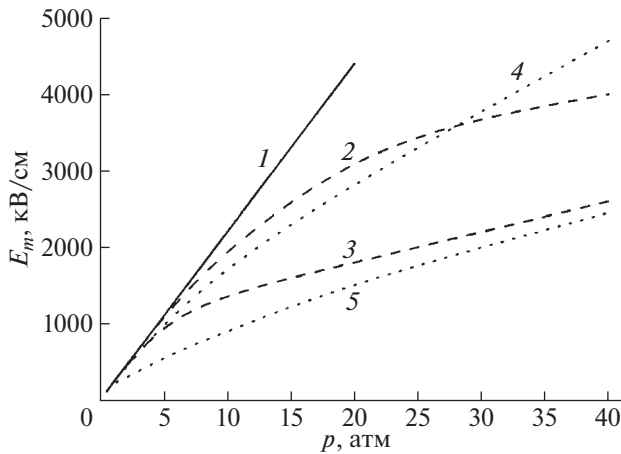


Рис. 10. Зависимости средней напряженности электрического поля (E_m), при которой электроны, эмитированные с поверхности катода, начинают уходить в режим убегания. Кривая 1 (сплошная) — однородное поле (идеально плоский катод). Кривые 2 и 3 (штриховые) — микронеровность в виде перемычки между кратерами с радиусом $R_c = 1$ мкм и 10 мкм соответственно. Кривые 4 и 5 (пунктирные) — микронеровность в виде сферы с радиусом $r_s = 1$ мкм и 10 мкм соответственно.

ным полем начинает проявляться при меньших давлениях (кривые 4 и 5, рис. 10), но с ростом давления эти расхождения не такие значительные, как для случая перемычек (кривые 2 и 3, рис. 10).

Наличие нагрузочной линии L_2 в описанных выше экспериментах не позволяет наблюдать УЭ за анодом. Но, как мы уже отмечали выше, эта линия весьма важна для корректного измерения осциллограмм напряжения на разрядном промежутке. Поэтому после фотографирования катод был аккуратно (без повреждения поверхности) установлен в экспериментальную камеру, позволяющую производить регистрацию УЭ за анодом. Устройство установки, экспериментальной камеры и методика экспериментов, которые мы повторили, подробно описаны в [32]. Камера была заполнена азотом из того же самого баллона, что и в экспериментах, описанных выше. На разрядный промежуток ($d = 1.65$ мм) подавался тот же самый по параметрам импульс высокого напряжения, что и в описанных выше экспериментах, а также в работе [32]. Единственным отличием была конфигурация анода. Он был плоский, но конфигурация электрического поля от этого сильно не изменилась и осталась близкой к однородной. Кроме того, в этом случае анод был заземлен. Режим работы разрядного газового промежутка G в этом случае иллюстрируется рис. 16. Тот факт, что на стадии пробоя в разрядном промежутке G одновременно распространяются две встречные волны напряжения ($U_1(t)$ и $U_3(t)$), не влияет на

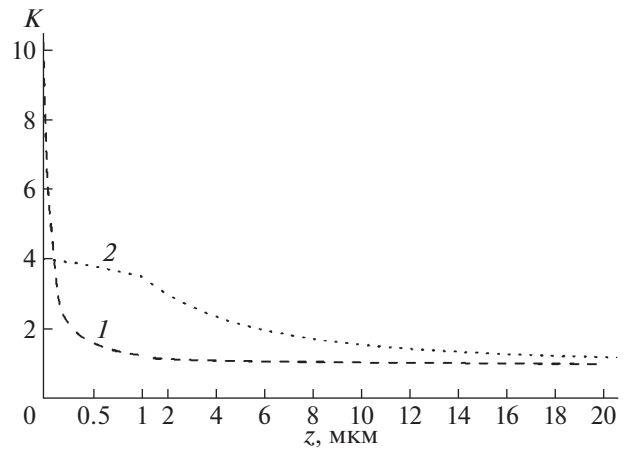


Рис. 11. Распределение коэффициента усиления электрического поля вдоль центральной оси микронеровности. Кривая 1 (штриховая) — микронеровность в виде перемычки между кратерами с радиусом $R_c = 10$ мкм, кривая 2 (пунктирная) — микронеровность в виде сферы с радиусом $r_s = 10$ мкм. Для лучшей видимости спада кривой 1 масштаб в области начала координат ($z \in 0-1$ мкм) крупнее, чем далее ($z \in 1-20$ мкм).

правильность регистрации пучка УЭ, так как генерация УЭ происходит на стадии запаздывания пробоя. А, следовательно, волна напряжения $U_3(t)$ начинает отражаться от анода в сторону ГИ уже после прохождения через разрядный промежуток пучка УЭ. Для регистрации пучка УЭ и рентгеновских квантов, образующихся при торможении части электронного пучка на аноде, за анодом (изготовлен из нержавеющей сетки) был размещен рентгеновский люминофор (слой кристаллофосфора $ZnS-CdS:Ag$ толщиной 300 мкм нанесенный на картон толщиной 270 мкм). Люминофор устанавливался картоном к сетке. Картон, с одной стороны, является твердой основой, на которую наносится достаточно хрупкий слой люминофора. С другой стороны, он является фильтром для пучка УЭ и полностью поглощает электроны с энергией до 20 кэВ. Следует отметить, что при регистрации субнаносекундных пучков электронов, используемый нами люминофор светится в основном под действием катодolumинесценции. Рентгеновское излучение, вызванное торможением пучка УЭ на аноде и, возможно, на молекулах газа, безусловно, также вызывает свечение люминофора. Но, при этом не является доминирующим (см. работы [8, 32]). Под действием пучка УЭ, генерируемого в разрядном промежутке, на люминофоре регистрируется пятно желто-зеленого цвета. Убегающие электроны были зарегистрированы в диапазоне давлений до 40 атм. Таким образом, УЭ были зарегистрированы в эксперименте с катодом, имеющим шероховатость поверхности, которую мы

рассматривали при проведенном численном моделировании.

Использование люминофора для регистрации УЭ не позволяет измерить точные токовые характеристики пучка УЭ. Регистрируется сам факт наличия пучка УЭ и энергетические характеристики пучка (см. [32]). Но нас и не интересуют точные токовые характеристики пучка УЭ. Тем более, что параметры существующих токовых коллекторов (см., например, [7]) и регистрационные возможности даже самых современных осциллографов реального времени не позволяют с точностью до нескольких электронов измерить параметры пучка. Весь цикл наших предыдущих работ (см., например, [8, 21, 34]) направлен на исследование именно конечных характеристик газового разряда (коммутируемых напряжений, быстродействия, пропускаемой в нагрузку мощности), развивающегося как с участием УЭ, так и без них. Исследования проводятся с целью выработки рекомендаций для разработки коммерческих субнаносекундных газовых коммутаторов. Поэтому нам достаточно лишь факта, что такой пучок УЭ электронов есть, или его нет. Из-за высокой скорости развития ионизационных процессов в газах высокого давления, при генерации всего одного или нескольких УЭ производящих начальную ионизацию газа в объеме разрядного промежутка, разряд на начальной стадии развития будет иметь объемную форму. Этот вопрос подробно рассмотрен нами в [54].

Следует также отметить, что и микроострия конического типа, которые мы взяли в качестве модельных микронеоднородностей при моделировании, часто наблюдаются и в эксперименте. Это типичные микроострия, образующиеся в результате горения катодного пятна (смотри, например [59–61]).

4. ВЫВОДЫ

Проведено численное 3D-моделирование процесса формирования электронной лавины, развивающейся при дрейфовом движении автоэмиссионного электрона, эмитированного с вершины микронеоднородности (микроострие в форме конуса; капля металла; граница между порами или микрократерами) на поверхности катода. Численный эксперимент проведен для азота в диапазоне давлений от атмосферного до 40 атм. Азот в настоящее время наиболее часто используется в качестве рабочего газа в газовых коммутаторах высокого давления в субнаносекундном диапазоне. Показано, что автоэмиссионные электроны, инициирующие лавину, и электроны из формирующейся лавины могут перейти в режим убегания в слабом, по критерию убегания, среднем электрическом поле разрядного промежутка. Показано, что процесс убегания облегча-

ется наличием зоны усиленного поля вблизи микронеоднородности, параметры которой определяются геометрией микронеоднородности. При прохождении этой зоны электроны получают достаточно большую начальную энергию и далее продолжают убегать в слабом, по критерию убегания, среднем электрическом поле разрядного промежутка. То есть наличие микронеоднородности на поверхности катода приводит к уменьшению приведенной напряженности электрического поля, при которой начинается убегание электронов. Этот эффект усиливается с ростом давления и становится особенно заметным при давлениях газа выше 10 атм. Проведен сравнительный анализ результатов моделирования с полученными нами экспериментальными данными по коммутационным характеристикам разрядного промежутка, заполненного азотом, при воздействии на него импульсами напряжения с субнаносекундными фронтами различной крутизны. Получены оценки сверху и снизу для момента генерации убегающих электронов применительно к нашим экспериментам. Анализ всей совокупности данных позволил разделить диапазоны экспериментальных условий на те, когда для убегания электронов достаточно только усиления электрического поля вблизи микронеоднородности, и когда для убегания дополнительно необходимо электрическое поле лавины критического или близкого к критическому размера.

Авторы благодарны академикам М.И. Яландину и В.Г. Шпаку, а также к.т.н. С.А. Шунайлову за предоставленный для экспериментов генератор РАДАН-303; к.т.н. К.А. Шарыпову и к.ф.-м.н. Ю.И. Мамонтову за помощь в работе; О.Р. Тимошенко за фотографии в сканирующем электронном микроскопе. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
2. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
3. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах / Пер. с нем. под ред. В.С. Комелькова. М.: Мир, 1968.
4. *Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В.* // УФН. 1972. Т. 107. С. 201.
5. *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. С. 49.
6. *Babich L.P.* High-energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases. Theory, Experiment and Natural Phenomena. ISTC Science and Technology Series. V. 2. Arlington, Virginia: Futurepast, 2003.

7. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: ООО "СТТ", 2015.
8. *Ivanov S.N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 055001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac6693>
9. *Frankel S., Highland V., Sloan T., Van Dyck O., Wales W.* // Nucl. Instrum. Methods. 1966. V. 44. P. 345.
10. *Станкевич Ю.Л., Калинин Н.С.* // ДАН СССР. 1967. Т. 177. С. 72.
11. *Noggle R.C., Kriger E.P., Wayland J.R.* // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 4746.
12. *Кремнев В.В., Курбатов Ю.А.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 795.
13. *Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564.
14. *Гуревич А.В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296.
15. *Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669.
16. *Станкевич Ю.Л.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1476.
17. *Павловский А.И., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В.* // ДАН СССР. 1985. Т. 281. С. 1359.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
19. *Bakhov K.I., Babich L.P., Kutsyk I.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 1254.
<https://doi.org/10.1109/27.893314>
20. *Лисенков В.В., Иванов С.Н., Мамонтов Ю.И., Тихонов И.Н.* // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 1912.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2018.12.46798.68-18>
21. *Иванов С.Н., Шарыпов К.А.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 102.
22. *Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д.Ф., Ломаев М.И.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 902.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115100091>
23. *Yatom S., Shlapakovski A., Beilin L., Stambulchik E., Tskhai S. and Krasik Ya.E.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 064001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/064001>
24. *Burachenko A.G., Tarasenko V.F., Baksht E.K.* // High Voltage. 2017. V. 2. P. 56.
<https://doi.org/10.1049/hve.2017.0016>
25. *Tarasenko V.F., Baksht E.K., Beloplotov D.V., Burachenko A.G., Sorokin D.A., Lomaev M.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 424001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aad8dc>
26. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
27. *Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
28. *Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R.* // Phys. Lett. A. 1994. V. 187. P. 197.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(94\)90062-0](https://doi.org/10.1016/0375-9601(94)90062-0)
29. *Gurevich A.V., Zybin K.P.* // Phys. Lett. A. 2004. V. 329. P. 341.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.06.094>
30. *Бабич Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. С. 1028.
31. *Бабич Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 452.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X14070066>
32. *Ivanov S.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 285201.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/28/285201>
33. *Зубарев Н.М., Иванов С.Н.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 397.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118040108>
34. *Иванов С.Н., Шарыпов К.А.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. С. 64.
35. *Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T.* // Computer Physics Communications. 1995. V. 87. P. 199.
36. *Лисенков В.В., Шкляев В.А.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 43.
37. *Lisenkov V.V., Shklyayev V.A.* // Physics of Plasmas. 2015. V. 22. P. 113507.
<https://doi.org/10.1063/1.4935398>
38. *Shklyayev V.A., Belomytsev S.Ya., Ryzhov V.V.* // J. Applied Phys. 2012. V. 112. P. 113303.
<https://doi.org/10.1063/1.4768912>
39. *Иванов С.Н., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // ПТЭ. 2000. № 5. С. 51.
40. *Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 34.
41. *Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Y. and Lomaev M.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 013001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaa072>
42. *Дядьков А.Н., Иванов С.Н., Ульмаскулов М.Р.* // ПТЭ. 1998. № 3. С. 69.
43. *Korolev Yu.D., Vykov N.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V. 40. P. 2443.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2178041>
44. *Ефремов А.М., Ковальчук Б.М., Королев Ю.Д.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 52.
45. *Мик Д., Крэгс Д.* Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
46. *Иванов С.Н.* // ДАН. 2004. Т. 399. С. 472.
47. *Иванов С.Н., Литвинов Е.А., Шпак В.Г.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 23.
48. *Королев Ю.Д., Быков Н.М., Иванов С.Н.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1104.
49. *Иванов С.Н., Лисенков В.В., Шпак В.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 62.
50. *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. С. 54.
51. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 315204.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/31/315204>
52. *Ivanov S.N., Shpak V.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2596.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2157173>

53. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V.* // Journal of Applied Physics. 2018. V. 124. P. 103304.
<https://doi.org/10.1063/1.5024974>
54. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Mamontov Y.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. P. 075021.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abf31f>
55. *Ivanov S.N., ShklyaeV V.A., Grishkov A.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 022038.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/2/022038>
56. *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 323.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118030046>
57. *Lisenkov V.V., Mamontov Y.I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1141. P. 012051.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1141/1/012051>
58. *Kieffer L.J., Dunn G.H.* // Rev. Modern Phys. 1966. V. 38. P. 1.
59. *Гаишков М.А., Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Месяц Г.А., Уйманов И.В.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 896.
<https://doi.org/10.7868/S0044451016040180>
60. *Mesyats G.A., Zubarev N.M.* // J. Applied Phys. 2015. V. 117. P. 043302.
<https://doi.org/10.1063/1.4906559>
61. *Гаишков М.А., Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Уйманов И.В.* // Письма ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 48.

ФОРМИРОВАНИЕ РАСПЫЛА ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ПРИСУТСТВИИ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

© 2023 г. А. С. Савельев^{а,*}

^аОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 21.07.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.

Принята к публикации 11.09.2023 г.

Исследовано взаимное воздействие электрического разряда и газочапельного потока проводящей жидкости, создаваемого форсункой центробежного типа. В эксперименте регистрировались электрические параметры разряда, а также проводилось измерение локальных характеристик распыла: распределения числа капель и компонент вектора их скорости по диаметру капель. Измерения проводились методом двойного теневого микрофотографирования. Исследовано влияние распыла проводящей жидкости на осредненные по времени электрические параметры разряда, а также изменение свойств распыла под действием высокого напряжения и тока. Дополнительно проведено измерение характеристик распыла при подаче высокого напряжения допробойной величины. Проведено скоростное фотографирование разряда в присутствии капель проводящей жидкости.

Ключевые слова: искровой разряд, газочапельный поток проводящей жидкости, аэрозоль

DOI: 10.31857/S0367292123600966, **EDN:** AGTPGU

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование электрического разряда в задачах производства химических соединений из веществ-реагентов представляет интерес с точки зрения промышленного применения. Примером могут служить процессы, приводящие к наработке ряда полезных веществ, включая генерирование озона с помощью электрического разряда в воздухе, наработка радикалов гидроксила OH, а также производство перекиси водорода в водной или влажной среде. Данные плазмохимические процессы могут быть применены, например, в задачах очистки и обеззараживания воды, применяемой в промышленности и в быту. При обработке воды с помощью электрического разряда в промышленной воде часто не требуется добавление химических соединений (например, при хлорировании водопроводной воды), а достаточно использование источника высокого электрического напряжения с вложением в разряд определенной электрической энергии. Кроме того, полезным свойством метода электроразрядной очистки загрязненной воды можно назвать селективность воздействия на некоторые типы соединений, которые следует избирательно удалить из раствора.

Поскольку электрический разряд происходит в газовой среде, то присутствие жидкости в мик-

родисперсной фазе в плазме приводит к более сильному воздействию на свойства разряда при большей величине удельной поверхности жидкости. Данное свойство смеси газа и жидкости достигается при диспергировании последней: либо в воде формируется пузырьковая среда, либо из жидкости создают газочапельную среду (спрей). В последнем случае отношение объема всех капель жидкости к их суммарной площади поверхности будет, при прочих равных условиях, определять производительность плазмохимического реактора. Известно, [1] что в процессе генерирования перекиси водорода из воды с помощью электрического разряда, например, с помощью искрового или коронного разряда, эффективность процесса возрастает, если жидкость находится в диспергированном состоянии — в виде аэрозоля.

Для процесса электроразрядной генерации перекиси из воды существует другое обстоятельство, при котором использование спрея оказывается более выгодным. Поскольку перекись водорода хорошо растворима в воде, то после ее производства она частично растворяется в объеме водяных капель, что препятствует последующему разрушению этого химического соединения в окружающей капли плазме разряда [2]. В работе [3] исследовался процесс обеззараживания воды

под действием перекиси водорода, которая генерировалась в низкотемпературной плазме при атмосферном давлении. Показано, что при организации разряда в непосредственной близости к границе раздела жидкость—газ с увеличением времени работы плазменного устройства скорость роста концентрации, растворенной в воде, увеличивалась.

Другим примером эффективного применения спрея в электрическом разряде является процесс обесцвечивания раствора органических красителей в воде, т.к. данные соединения зачастую являются токсичными, канцерогенными или мутагенными. Так, например, при очистке воды от красителя indigo carmine в реакторе с применением пульсирующего коронного разряда наибольшую эффективность имеет процесс, в котором загрязненная вода подается в реактор в виде спрея [4]. Под эффективностью процесса подразумевается величина, равная отношению массы удаленного загрязнителя к затраченной электроэнергии. Значительное увеличение эффективности в случае подачи воды в реактор в виде спрея может быть обусловлено тем, что реакция наработанных активных химических соединений в электрическом разряде в газе с веществами-загрязнителями происходит либо вблизи границы раздела жидкость—газ, либо в объеме жидкости. В этом случае реализуется, с одной стороны, максимальная величина удельной площади поверхности контакта, а с другой — минимальное расстояние, которое необходимо пройти реагирующим веществам до этой поверхности.

Рассмотрим следующую модель движения реагирующих веществ к границе раздела жидкость—газ в случае газокapельного потока. Введем четыре характерных времени и три характерные длины:

$\tau_{\text{ж}}$ — время жизни активных частиц, определяемое плазмохимическими процессами;

$\tau_{\text{д1}}$ — время диффузии активных частиц на длину $r_{\text{к}}$, равную расстоянию между каплями $r_{\text{к}} \approx n^{-1/3}$, т.е. $\tau_{\text{д1}} \approx 1/(6D_1n^{2/3})$, где n — объемная концентрация капель, D_1 — коэффициент диффузии активных частиц в плазмобразующем газе;

$\tau_{\text{д2}}$ — время диффузии вещества-загрязнителя к границе раздела жидкость—газ, $\tau_{\text{д2}} \approx d^2/(6D_2)$, где d — характерный размер объема жидкости (в случае аэрозоля — характерный диаметр капель), D_2 — коэффициент диффузии вещества-загрязнителя в жидкости;

$\tau_{\text{т}}$ — время транспорта активных частиц потоком плазмы из зоны разряда до поверхности водного раствора $\tau_{\text{т}} \approx d/u$, где d — характерная длина зоны разряда вдоль потока, u — характерная скорость плазменной струи.

Соотношения между временами $\tau_{\text{ж}}$, $\tau_{\text{д1}}$, $\tau_{\text{д2}}$ и $\tau_{\text{т}}$ определяют эффективность использования аэрозоля по сравнению с другими методами подготовки загрязненной жидкости к плазмохимической очистке. Поскольку $\tau_{\text{ж}}$ определяется типом таких химически активных соединений как гидроксил (ОН), перекись водорода (H_2O_2), озон (O_3) (возможно и других соединений с азотом) и параметрами плазмохимического процесса, то для выбранного типа разряда следует использовать возможность снижения величин времени $\tau_{\text{д1}}$, $\tau_{\text{д2}}$ и $\tau_{\text{т}}$. Из представленных выше соотношений следует, что одним из способов снижения $\tau_{\text{д1}}$ в случае аэрозоля является сокращение расстояния между каплями, что при заданном постоянном расходе жидкости эквивалентно уменьшению среднего размера капель и, соответственно, увеличению их концентрации n . При этом величина времени $\tau_{\text{д2}}$ будет также снижаться при уменьшении характерного диаметра капель. В случае существования электрического разряда в области нахождения газокapельной среды (аэрозоля) наработка активных частиц происходит в непосредственной близости к границе раздела жидкость—газ, а время транспорта образующихся в разряде активных компонентов в зону реакции оказывается наименьшим.

Таким образом, использование газокapельного потока в плазменных реакторах является более выгодным с точки зрения скорости процесса и его энергетической эффективности.

Целью данной работы является создание и экспериментальное исследование электрического разряда в газокapельной среде — “спрей-разряда”, включая как измерение электрических параметров самого разряда, так и определение усредненных характеристик газокapельной среды. Поскольку, по экспертной оценке, количество применений таких объектов в промышленности будет расти в виду высокой селективности и энергоэффективности процесса, необходимо экспериментально определить как сильное электрическое поле и плазма воздействуют на капли электропроводящей жидкости в газокapельном потоке, а также как аэрозоль воздействует на сам электрический разряд. Ранее [5] была проведена работа по исследованию процесса горения разряда в присутствии газокapельного потока. В настоящей статье приведены результаты дополнительных исследований, связанных со скоростным фотографированием свечения разряда в присутствии капель проводящей жидкости. При измерении электрических свойств разряда использовалась вода различной проводимости при постоянных прочих параметрах эксперимента. Следует также отметить, что в данной работе использовалась форсунка центробежного типа, которая генерирует распыл, в котором капли имеют сред-

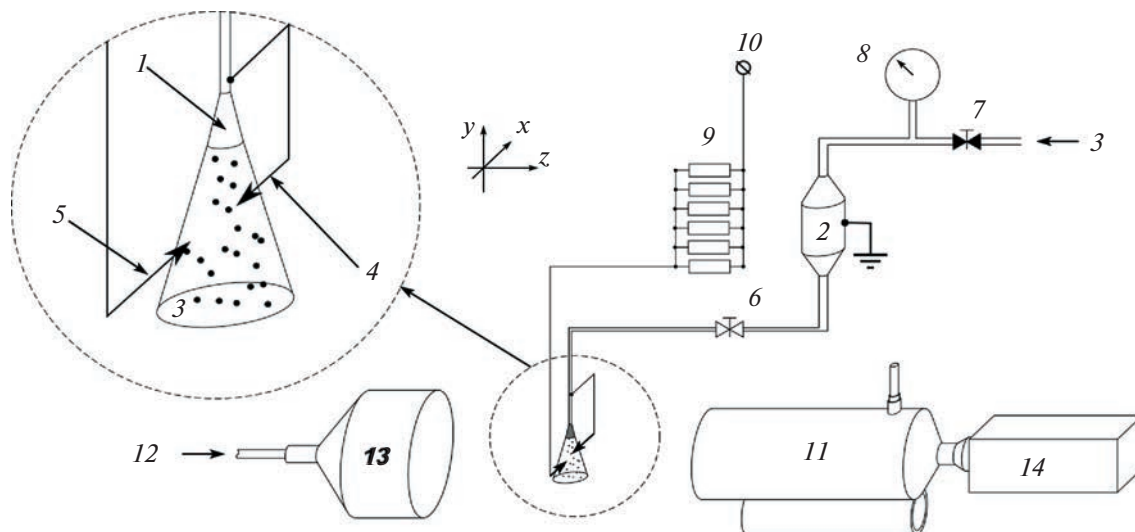


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – форсунка, 2 – сосуд высокого давления, 3 – сжатый воздух, 4 – заземленный электрод, 5 – высоковольтный электрод, 6 – кран, 7 – редуктор, 8 – манометр, 9 – балластный резистор, 10 – подключение высокого напряжения, 11 – микроскоп, 12 – лазерное излучение, 13 – оптика подсветки, 14 – видеокамера.

ний диаметр меньше, чем в предшествующей работе [5]. В данной работе исследовано воздействие допробойного электрического поля на скорость движения капель.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для выполнения поставленных задач была создана экспериментальная установка, снабженная оптическими системами диагностики: лазерной системой для двойного теневого микрофотографирования каплей потока, а также системой цифрового скоростного фотографирования электрического разряда в потоке капель проводящей жидкости. На рис. 1 представлены схема установки. Форсунка 1 формирует распыл проводящей жидкости при вытеснении ее из сосуда высокого давления 2 (нержавеющая сталь) под действием сжатого воздуха 3, поступающего в верхнюю часть сосуда через редуктор. Два электрода из меди 4 и 5 размещаются в газокapельный поток на некотором расстоянии от выходного отверстия форсунки. При подаче высокого напряжения между электродами формируется электрический разряд, который приводит к изменению свойств распыла проводящей жидкости. Измерение свойств распыла проводилось с помощью метода двойного теневого микрофотографирования [6, 7]. Дополнительно проводилась скоростная видеосъемка свечения разряда, созданного в газокapельном потоке.

2.1. Создание распыла жидкости

Как указано выше, создание распыла проводящей жидкости проводилось с помощью форсунки центробежного типа. Форсунка 1 (см. рис. 1) соединялась через кран 6 с сосудом высокого давления объемом 0.45 л, в который предварительно заливалась проводящая жидкость, а сверху (то есть над уровнем жидкости) подавался воздух под давлением. Регулировка давления производилась с помощью редуктора 7, а измерение давления проводилось при помощи манометра 8. Во всех экспериментах избыточное давление жидкости было равно 6 атм.

Форсунка размещалась на расстоянии 5 см от межэлектродного промежутка таким образом, чтобы газокapельный поток распространялся сверху вниз. Величина этого расстояния выбиралась из следующих соображений. Оно должно быть достаточно велико, чтобы обеспечить, с одной стороны, формирование распыла жидкости (т.е. окончание газодинамического дробления каплей за счет торможения в воздухе) завершилось к моменту прихода к электродам, с другой – чтобы электрический разряд не происходил на поверхность форсунки, которая заземлена. Расстояние между форсункой и электродами не должно быть слишком велико, чтобы вблизи электродов и места измерения свойств распыла концентрация капель была такой, чтобы обеспечить непрерывное и стабильное горение разряда и достаточное количество зарегистрированных капель.

Когда формирование газочапельного потока закончилось, следует ожидать, что скорость капля различного диаметра должна быть одинаковой, а ее величина должна равняться скорости воздуха, увлекаемого каплями. Скоростью газочапельного потока будем считать равной этой величине.

В качестве проводящей жидкости использовался водный раствор хлорида натрия (NaCl) с концентрацией соли 5 г/л и 50 г/л, при этом проводимость полученного раствора составляла 10 мС/см [8] и 60 мС/см [9] соответственно. Для приготовления раствора использовалась дистиллированная вода, в которой растворялась соль, взвешенная на цифровых электронных весах с точностью измерения 10 мг. Необходимое количество приготовленного раствора набиралось в шприц объемом 150 мл, с его помощью жидкость наливалась в сосуд высокого давления. Было важно контролировать количество заливаемой жидкости (150 мл), т.к. в течение эксперимента можно было регистрировать время работы форсунки, а затем рассчитать расход жидкости через нее. Оказалось, что от эксперимента к эксперименту расход жидкости через форсунку был постоянным и составлял величину около 2 г/с, что свидетельствовало о том, что благодаря использованию дистиллированной воды отверстия и каналы форсунки не забивались, а на свойства распыла мог повлиять только электрический разряд или высокое напряжение.

2.2. Электрическая схема

Инициирование электрического разряда проводилось с применением электрической схемы, показанной на рис. 1. Электрический разряд происходил между двумя проводящими медными штыревыми электродами (4, 5) диаметром 1 мм и радиусом закругления 0.5 мм. Расстояние между электродами составляло величину 1 см. Один из электродов 4 был заземлен, а второй 5 являлся высоковольтным электродом, который соединялся с балластным резистором, ограничивавшим ток разряда. Балластный резистор 9 был выполнен из пяти параллельно соединенных высоковольтных резисторов КЭВ-10 мощностью 10 Вт каждый. Второй контакт резистора соединялся с источником высокого напряжения до 15 кВ 10. Высоковольтный источник имеет цифровые индикаторы, показывающие выходное напряжение U_{PS} и ток I цепи. Кроме того, источник имеет возможность ограничения выходного напряжения и тока (независимо). Корпус высоковольтного источника был заземлен, т.е. соединен с заземленным электродом 4. Внутри корпуса расположены быстродействующие датчики выходного тока и напряжения, а их сигналы подавались на входы

цифрового осциллографа для регистрации этих параметров.

Расстояние между электродами выбиралось таким образом, чтобы электрический разряд:

- стабильно горел при напряжении менее 15 кВ и при наличии каплей проводящей жидкости,
- не возникал без подачи газочапельного потока в межэлектродный промежуток при напряжении 15 кВ,
- не возникал при напряжении 9 кВ и менее в присутствии каплей.

Для измерения разрядного тока и падения напряжения на разрядном промежутке использовались токовый датчик Tektronix TCP303 с усилителем Tektronix TCR300 и высоковольтный пробник LeCroy PPE20KV. Для записи осциллограмм сигналов этих датчиков использовался осциллограф LeCroy WaveRunner 66Zi с полосой пропускания 600 МГц и максимальной частотой дискретизации 2 ГВыб./с.

2.3. Высокоскоростная съемка

Для качественного понимания процесса формирования электрического разряда в присутствии распыла жидкости проводилось скоростное фотографирование свечения канала разряда. Для этого использовалась скоростная цветная видеокамера, способная производить съемку со скоростью 1000 к/с при разрешении 1 МПиксель. Камера была снабжена объективом (фокусное расстояние 100 мм), позволяющим проводить видеосъемку с пространственным разрешением 0.056 мм/пиксель, что соответствует увеличению около 4.7.

Дополнительно применялась монохромная скоростная видеокамера, которая благодаря лучшей светочувствительности позволяла проводить видеосъемку с меньшей экспозицией. Использовался тот же объектив, который обеспечивал то же пространственное разрешение (около 0.05 мм/пиксель).

2.4. Лазерная система для измерения свойств распыла

В исследовании проводилось теневое цифровое микрофотографирование распыла проводящей жидкости в присутствии высокого напряжения и плазмы разряда. Использовалась система с импульсной лазерной подсветкой области съемки, в которой в качестве объектива был микроскоп с большим рабочим расстоянием (11 на рис. 1). Лазерное излучение длиной волны 532 нм (12) с помощью красителя родамин 6G преобразовывалось в некогерентное излучение с длиной волны около 580 нм для того, чтобы фоновая подсветка была равномерной. Оптические элементы

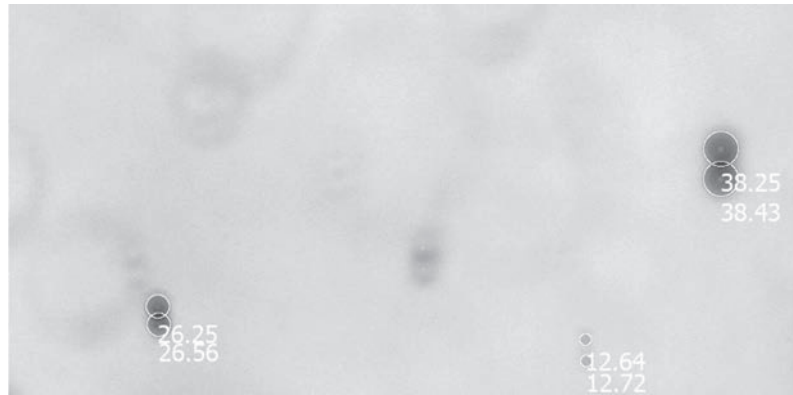


Рис. 2. Пример обработанной двойной фотографии распыла. Число вблизи изображения капли соответствует величине ее диаметра в микрометрах.

располагались таким образом, что область визуализации просвечивалась фоновой подсветкой. Съемка проводилась с применением CCD-видеокамеры (14) с двойной экспозицией, при этом лазер также был двойной. Это позволяло получать двойные теневые микрофотографии, в которых задержка между кадрами была порядка 1 мкс и более. Основные параметры системы следующие:

- пространственное разрешение 1 мкм/пиксель;
- скорость съемки 14 Гц;
- разрешение снимков: 2 МПикселей;
- размер видимой области 1 мм;
- задержка между двумя импульсами лазера 1 мкс и более.

Оптические элементы (оптика подсветки, микроскоп, видеокамера) были жестко закреплены на оптическом рельсе, который мог перемещаться в пространстве вдоль осей x , y , z (см. рис. 1), причем вдоль осей x и z это перемещение могло осуществляться с точностью 0.01 мм, а вдоль оси y с точностью 0.1 мм.

В течение одного эксперимента регистрировалось около 1000 двойных микрофотографий распыла с частотой съемки 14 Гц. После этого фотографии проходили обработку на компьютере для того, чтобы обнаружить отдельные капли, определить положение их центров и диаметры. В работах [6, 7] можно найти детальное описание алгоритмов распознавания изображений с целью определения диаметров капель и их положения. На рис. 2 представлен пример одной обработанной двойной микрофотографии (две части наложены друг на друга). Числа около окружностей – измеренные значения диаметров капель. Благодаря тому, что в результате обработки двойных фотографий удается получить не только величину диаметра капли, но также и координаты положения ее центра, измеренные в два момента време-

ни, удается построить не только распределение количества капель по диаметру, но также и распределения компонент вектора скорости (и ее модуля) капель по диаметру. На рис. 3 представлены примеры гистограмм распределений по диаметру доли капель R (а) и их модуля вектора скорости V (б). Следует отметить, что на гистограмме (б) одно значение соответствует среднему значению скорости капель, чьи диаметры лежат в диапазоне значений шириной 1 мкм.

Из полученных распределений удастся получить усредненные значения, характеризующие распыл в целом: количество обнаруженных капель N , средний диаметр (D_{10}), среднеквадратичное отклонение диаметров от D_{10} ($\text{rms}(D)$), средний диаметр по Заутеру (D_{32}), средняя скорость (или компонента скорости) капель ($\langle V_j \rangle$, $j = "x", "y"$), среднеквадратичное отклонение ($\text{rms}(V_j)$) от средней величины $\langle V_j \rangle$.

$$D_{10} = \sum_{i=1}^N \frac{D_i}{N},$$

$$\text{rms}(D) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(D_i - D_{10})^2}{N}},$$

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^N D_i^3}{\sum_{i=1}^N D_i^2},$$

$$\langle V_j \rangle = \sum_{i=1}^N \frac{V_{ji}}{N},$$

$$\text{rms}(V_j) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(\langle V_j \rangle - V_{ji})^2}{N}}.$$

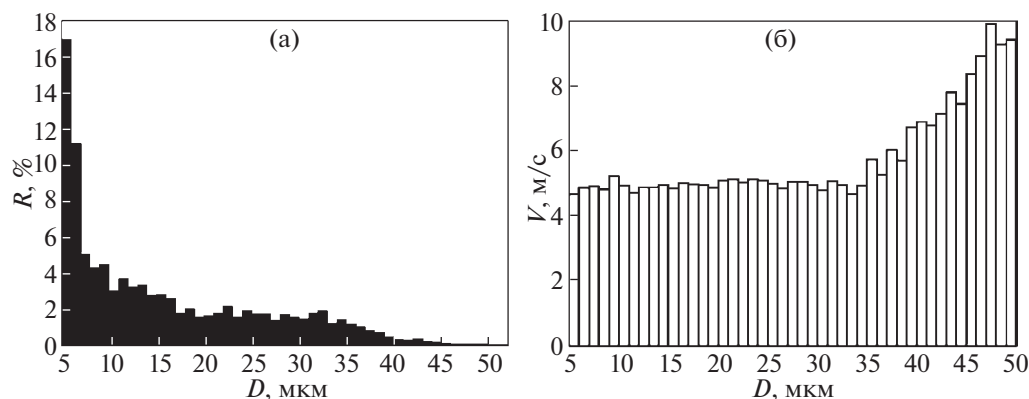


Рис. 3. Примеры распределений относительного количества капель R по диаметру капель D (а) и модуля вектора скорости капли V по диаметру D (б).

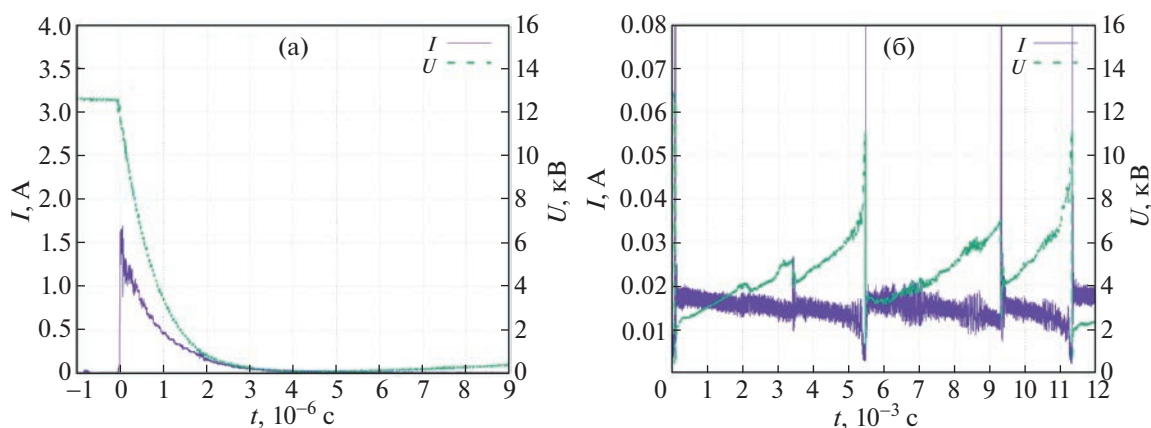


Рис. 4. Осциллограммы тока I и напряжения U в микросекундном (а) и миллисекундном диапазоне времени (б).

3. ПОЛУЧЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

3.1. Электрические параметры разряда

Первым этапом работы было измерение средних по времени электрических параметров разряда. Используемые в работе высоковольтный источник и высоковольтная схема позволяли ограничивать и, таким образом, задавать ток разряда, а также регистрировать его величину и величину выходного напряжения. В качестве проводящей жидкости, используемой для создания распыла, применялся раствор поваренной соли с концентрациями 5 г/л и 50 г/л. В качестве исходной воды использовалась вода такая, что добавление соли значительно увеличивало проводимость раствора. На рис. 5а представлены усредненные параметры разряда при концентрации соли 5 г/л.

Как будет понятно ниже (см. осциллограммы и последовательные фотографии), разряд представляет собой следующие друг за другом импульсы тока: разряд зажигается и погасает между элект-

родами в случайные моменты времени, а сам процесс определяется непостоянной проводимостью среды между электродами, т.к. нахождение капель, их размеры, количество и скорости являются также случайными величинами. На рис. 4 представлены осциллограммы тока разряда и напряжения на межэлектродном промежутке при двух характерных масштабах времени: микросекунды (а) и миллисекунды (б). Видно, что электрический ток разряда имеет сильноточную стадию (рис. 4а), слаботочную стадию (рис. 4б). Первая стадия характеризуется временем 1 мкс и амплитудой тока порядка 1 А, вторая – временем 1 мс и током 10 мА. Существуют периоды времени (см. рис. 4б, время 5.3 мс), когда ток становится равным нулю, а напряжение на промежутке относительно быстро возрастает. При достижении определенного напряжения на межэлектродном промежутке процесс повторяется (см. рис. 4б, время 5.5 мс), а в течение одного эксперимента таких повторений множество, причем время меж-

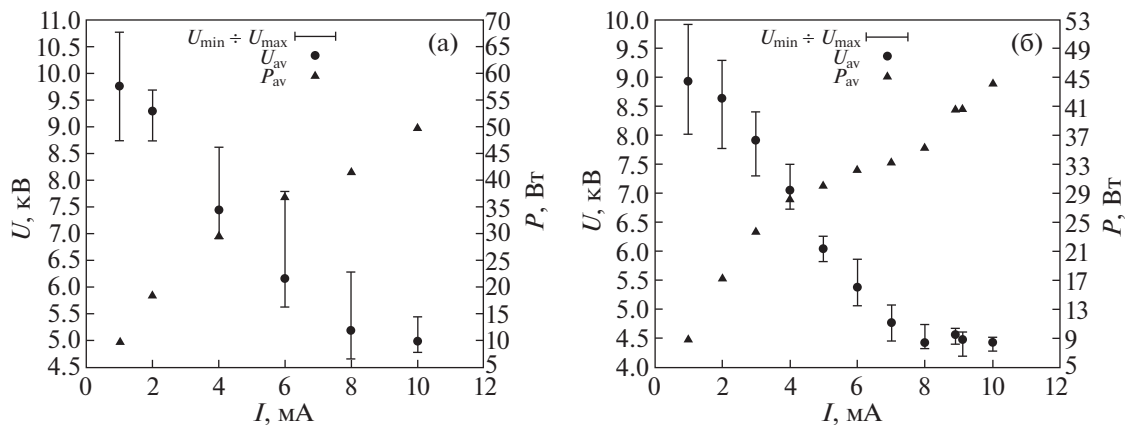


Рис. 5. Зависимости средних величин напряжения между электродами U и выделяемой электрической мощности P от среднего тока I при наличии спрея жидкости при различной концентрации хлорида натрия NaCl 5 г/л (а) и 50 г/л (б).

ду ними является случайной величиной и имеет значение порядка 1 мс.

Различные масштабы времени и тока на получаемых осциллограммах приводят к значительной ошибке при определении средних по времени значений тока, напряжения и мощности. В связи с этим данные были получены с использованием быстродействующих датчиков тока и напряжения, встроенных в высоковольтный источник напряжения, а их сигнал регистрировался с помощью цифрового осциллографа. Поскольку датчики находятся внутри источника, они подключены к выходному конденсатору, сглаживающему пульсации тока и напряжения.

После включения высоковольтного источника питания по цифровому индикатору контролировался момент времени выхода на режим, когда его показания становились равными установленному значению выходного тока. Наличие в цепи сглаживающего конденсатора и балластного сопротивления относительно большой величины ($R = 860$ кОм) обеспечивает относительно медленные изменения тока и напряжения, что позволило проводить регистрацию осциллограмм тока и напряжения с применением датчиков, встроенных в источник. Усреднение осциллограмм проводилось каждую секунду, при этом регистрировалось среднее значение I тока в цепи, среднее значение U_{PS} напряжения на выходе источника, среднее значение электрической мощности P , выделяемой в разряде. Среднее значение (за одну секунду) падение напряжения U на разрядном промежутке можно рассчитать по формуле

$$U = U_{PS} - IR$$

Таким образом, при записи выходного напряжения от времени можно получить величины минимального U_{min} , максимального U_{max} напряжения, усредненного за одну секунду, среднего за

время всего эксперимента U напряжения между электродами (см. рис. 5а).

Дополнительно было проведено измерение средних по времени электрических параметров при увеличении на порядок концентрации поваренной соли в воде (50 г/л). Оказалось, что в результате выходное напряжение источника понизилось при той же величине разрядного тока. Однако существенного изменения энерговклада в газокапельную среду не происходит (см. рис. 5б). В связи с этим, а также из-за некоторых технических особенностей проведения эксперимента, было принято решение проводить исследования с применением раствора соли с концентрацией 5 г/л. Также необходимо отметить, что при нулевой концентрации соли в воде разряд в распыле не возникал при условиях эксперимента.

3.2. Результаты фотографирования разряда

Скоростное фотографирование электрического разряда проводилось с помощью цветной видеокамеры в двух режимах:

- при скорости съемки 30 к/с и экспозиции около 16 мс,
- при скорости 1000 к/с и экспозиции 0.7 мс.

На рис. 6 представлены полученные характерные цветные фотографии разряда. Движение капля сверху вниз. Важно отметить, что на фотографиях видны не только нитевидные светящиеся структуры, характерные для искрового разряда, но также и отдельные светящиеся точки. Капли, попадая в канал тлеющего разряда, частично испаряются, что приводит к локальным изменениям проводимости и к увеличению интенсивности свечения. Цвет свечения желтый, что свидетельствует о наличии натрия в плазме разряда.

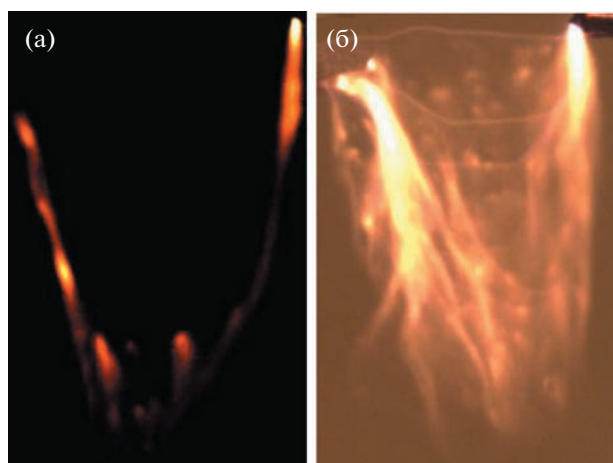


Рис. 6. Характерные кадры видеосъемки разряда при экспозиции кадров 0.7 мс (а) и 16 мс (б). Высота каждого изображения 2 см.

Фотографирование с помощью более чувствительной монохромной видеокамеры проводилось при скорости съемки 7500 к/с и при экспозиции 10 мкс. На рис. 7 представлена часть характерной кинограммы процесса горения разряда, включающая две стадии — искровой разряд и тлеющий разряд атмосферного давления. На первом кадре видно, что свечение разряда отсутствует. Это соответствует моменту времени, когда ток разряда близок к нулю (см. рис. 4б, 5.3 мс). На втором кадре виден канал минимальной длины и относительно большого свечения — это искровой разряд.

Последующие кадры соответствуют второй стадии — горению тлеющего разряда, который характеризуется меньшим значением тока и, соответственно, меньшей интенсивностью свечения. Канал разряда смещается газокпельным потоком в направлении его движения. Скорость этого смещения на данной кинограмме составляет величину около 5 м/с, что, как будет показано далее, соответствует средней скорости капель. По мере увеличения длины канала разряда его сопротивление растет, что приводит к уменьшению тока разряда и увеличению падения напряжения на электродах. Через время около 4 мс разряд гаснет, ток становится равным нулю, а напряжение на электродах возрастает. Когда разность потенциалов электродов достигает достаточного значения, процесс повторяется.

Кроме того, на кинограмме видно образование зон повышенного свечения. Это может быть объяснено тем, что капли попадают в канал разряда, испаряются, что приводит к локальному повышению концентрации соли натрия в плазме и, соответственно, к повышению интенсивности свечения в этом месте. Из-за диффузии концентрация испарившейся жидкости уменьшается, и интенсивность свечения падает, а размер области повышенной интенсивности свечения увеличивается.

Таким образом, из проведенных данных скоростной видеосъемки следует, что в одной и той же области пространства вблизи электродов электрический разряд возникает многократно, что вызывает частичное испарение капель проводя-

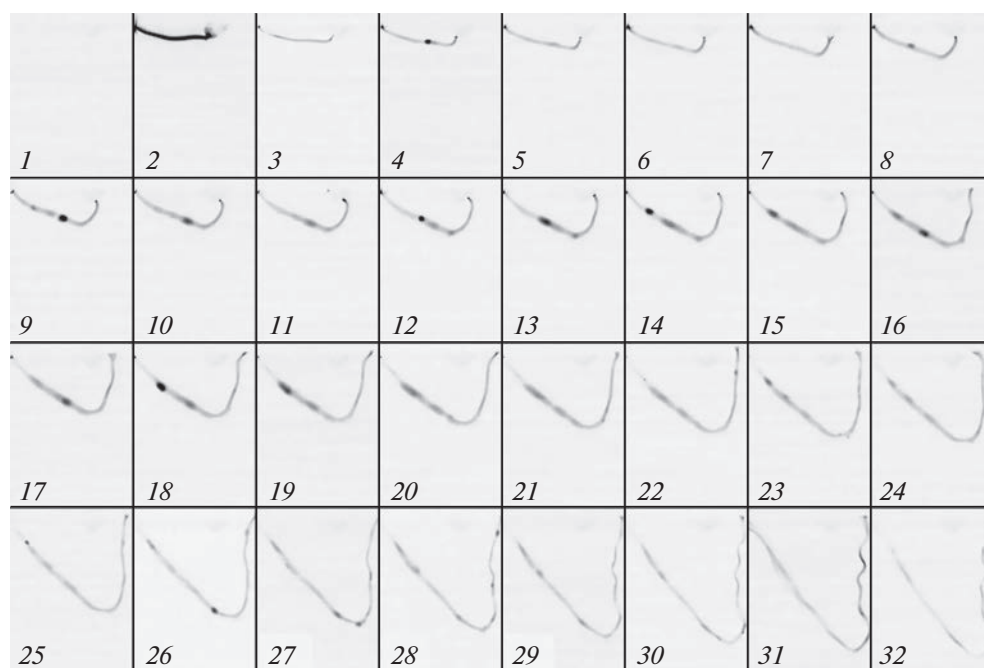


Рис. 7. Характерные последовательные кадры (негатив) видеосъемки разряда при экспозиции кадров 10 мкс и скорости 7500 к/с. Высота каждого изображения 1.5 см.

Таблица 1. Результаты измерений свойств распыла проводящей жидкости вблизи заземленного электрода разрядника

№	N	$n, 10^3$ см ⁻³	D_{10} мкм	D_{32} мкм	rms(D) мкм	$\langle V \rangle$ м/с	rms(V) м/с	$\langle V_x \rangle$ м/с	rms(V_x) м/с	$\langle V_y \rangle$ м/с	rms(V_y) м/с	I , мА	U , кВ	P , Вт
1	2974	5.1	11.16	27.19	8.29	5.85	1.12	-0.14	0.49	-5.82	1.12	10	4.9	49
2	2607	4.2	10.91	26.63	8.03	5.62	1.46	-0.11	0.54	-5.59	1.46	8	5.1	41
3	2759	4.6	10.12	22.29	7.00	6.02	1.30	-0.09	0.52	-6.00	1.31	6	6.0	36
4	2561	4.1	10.96	28.71	8.66	4.43	1.53	0.02	0.52	-4.40	1.54	4	7.5	30
5	2624	4.3	9.57	23.61	6.97	4.59	1.60	-0.09	0.51	-4.56	1.61	2	9.4	19
6	2806	4.7	9.25	20.76	6.17	5.78	1.20	-0.27	0.46	-5.76	1.21	1	9.6	10
7	3258	5.9	9.62	24.88	7.04	5.17	1.36	-0.29	0.47	-5.14	1.36	0	9	0
8	3504	6.6	9.93	23.39	7.15	6.14	1.27	-0.31	0.45	-6.11	1.28	0	6	0
9	4171	8.5	10.18	22.76	7.18	6.26	1.47	-0.21	0.50	-6.24	1.48	0	3	0
10	5638	13.0	9.79	19.24	6.05	6.72	1.11	-0.33	0.49	-6.69	1.11	0	0	0

щей жидкости. Этим и объясняется видимая вытянутая форма разряда и цвет свечения, соответствующий желтым линиям натрия в спектре излучения.

3.3. Измерение свойств распыла при наличии разряда и высокого напряжения

В связи с тем, что в объеме вблизи электродов одновременно присутствуют и область энерговыделения, и область повышенного напряжения, представляется интересным исследовать, как меняются свойства распыла при различных величинах энерговыделения в газокпельный поток. Простые оценки показывают, что если бы вся выделяемая в разряде энергия (максимальная мощность около 50 Вт) уходила на нагрев воды (расход 2 г/с), ее температура повысилась бы всего на 6°C, что не достаточно для ее испарения. С другой стороны, на кадрах скоростных кинограмм видно, что отдельные капли испытывают испарение. Испарение относительно небольшой доли капель происходит при непосредственном попадании капли в относительно тонкий канал тлеющего разряда, температура которого может достигать тысячи градусов [10].

Кроме того, наличие высокого напряжения между электродами создает локальное электрическое поле высокой напряженности, и капли распыла могут втягиваться в данную область и менять свою скорость. Для проверки этого обстоятельства были проведены эксперименты с приложенным электрическим полем (подавались разные величины напряжения между электродами), но без разряда. В таблице 1 приведены данные по измерению свойств распыла проводящей жидкости при различных значениях напряжения U_{ps} , установленного на выходе высоковольтного источника. Если в колонке I (ток разряда) значение равно 0 мА, то разряд не возникает. Измере-

ния проводились в точке, которая находится на расстоянии 5 мм ниже края заземленного электрода (направление движения капель также сверху вниз). Данные скоростного фотографирования плазмы разряда свидетельствует о том, что в этом месте присутствует энерговыделение.

Кроме того, в табл. 1 даны оценочные величины концентрации капель n , усредненной по времени, в точке, в которой проводилось измерение свойств распыла. Оценка проводилась по следующей формуле:

$$n \sim \left(\frac{N}{KS} \right)^{3/2},$$

где N — количество капель, зарегистрированных в эксперименте, K — количество кадров в эксперименте (всегда это количество было равно 1000), S — площадь видимой микроскопом области ($S = 1 \text{ мм}^2$).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

При выполнении работы оказалось, что при прочих равных условиях величина концентрации хлорида натрия NaCl слабо влияет на величину энергии, выделяемой в электрическом разряде. В этом случае варьирование концентрации происходило на один порядок от 5 г/л до 50 г/л. Следует отметить, что при нулевой концентрации соли разряд не возникал даже при максимальной величине приложенного напряжения 15 кВ. Однако разряд существовал, а его соответствующие параметры (ток, напряжение, мощность) были относительно близкими, при изменении величины проводимости на один порядок (от 5 г/л до 50 г/л). По всей видимости, процесс горения разряда определяется в данном случае количеством капель в межэлектродном промежутке.

Тот факт, что разряд не возникает при отсутствии капель в межэлектродном промежутке, го-

ворит о том, что их наличие снижает эффективное пробойное напряжение между электродами. Это может достигаться двумя способами. Искровому разряду может предшествовать стадия существования коронного разряда относительно небольшого тока ~ 100 мкА [10], выделение энергии в этом разряде может частично увеличивать проводимость газа между электродами, снижая необходимую для возникновения искрового разряда величину напряжения. После того, как искровой разряд завершился, по его каналу начинает протекать относительно небольшой ток величиной порядка 10 мА, что соответствует стадии тлеющего разряда атмосферного давления [10]. Этот разряд существует в течение нескольких миллисекунд, и в течение этого времени в канал могут попадать капли распыла жидкости и испаряться, что может увеличивать проводимость в канале и вызывать локальное повышение интенсивности свечения за счет увеличенной концентрации соли натрия. По мере движения вниз по потоку область пара расширяется, а канал сдувается газокпельным потоком. Поскольку капли с паром продолжают двигаться от электродов, длина искры разряда существенно удлиняется. Этим объясняется вытянутая вниз форма разряда. В определенный момент напряжения между электродами недостаточно, чтобы разряд продолжал вытягиваться вниз, и вновь начальный искровой разряд возникает вблизи межэлектродного зазора, а новые прибывающие капли участвовали в разряде.

Результаты показывают, что наличие высокого напряжения приводит к изменению средней скорости всех капель в распыле. Наличие же разряда также приводит к изменению величины скорости, но это изменение зависит не монотонно от мощности (тока), т.к. при ее (или его) повышении величина напряжения на электродах в среднем по времени падает, так что ускоряющее (или замедляющее) действие электрического поля уменьшается.

Наличие электрического разряда приводит к испарению капель, о чем свидетельствуют не только фотографии разряда, но также и результаты измерения свойств распыла. Если величина D_{10} практически не меняется (растет незначительно с увеличением мощности разряда), то величина D_{32} заметно возрастает. Данное обстоятельство связано с тем, что теплообмен между областью воздуха, нагретого разрядом, и каплями в этой области происходит через их поверхность, площадь которой пропорциональна квадрату диаметра. При этом убыль диаметра капли обратно пропорциональна величине оставшегося объема капли после испарения. Таким образом, следует ожидать, что более крупные капли будут менее интенсивно испаряться, чем мелкие. В связи с этим, чем больше

мощности вкладывается в разряд, тем больше оказывается величина D_{32} в распыле.

5. ВЫВОДЫ

Измерены средние электрические параметры разряда в газокпельном потоке — спрее проводящей жидкости (раствора NaCl в воде). Показано, что при условиях эксперимента концентрация соли в воде слабо влияет на выделяемую в разряде мощность. С помощью скоростной видеосъемки обнаружено, что капли раствора претерпевают испарение при пробое межэлектродного промежутка. Т.к. капля с паром продолжают двигаться по инерции, форма разряда оказывается вытянутой по направлению движения капель. С помощью измерения свойств распыла показано, что наличие электрического поля (без разряда) вблизи электродов приводит к изменению средней скорости капель. Наличие плазмы электрического разряда приводит к частичному испарению капель распыла, причем скорость испарения мелких капель больше, чем скорость испарения крупных, поскольку скорость этого процесса определяется отношением объема капли к ее поверхности, через которую происходит теплообмен с плазмой разряда. В результате в среднем оказывается, что средний размер капли распыла D_{10} и ее средний объем по Заутеру D_{32} возрастают с увеличением мощности разряда.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30062).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Locke B.R. and Shih K.-Y.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. 034006
2. *Thagard S.M. and Locke B.R.* Electrical discharge plasma for water treatment / Advanced Oxidation Processes for Water Treatment. Ed. by *Stefan M.I.* London: IWA Publishing. 2018. Chapter 12. P. 493.
3. *Li Z., Zhang X., Qi M., Zhao X., Qu Z., Wang X., Li W., Xu D.* // J. Appl. Phys. 2023. V. 134. 093301.
4. *Malik M.A.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2010. V. 30 (1) P. 21.
5. *Saveliev A.S.* // Plasma Phys. Rep. 2023. V. 49 (5). P. 626.
6. *Савельев А.С.* // Вестник Объединенного института высоких температур. 2019. Т. 2. С. 69.
7. *De Cock N., Massinon M., and Lebeau F.* Agricultural spray measurement by high-speed shadow imagery / Proc. of the International Advances in Pesticide Application, Oxford, United Kingdom, 2014. p. 122.
8. *Widodo C.S., Sela H., and Santosa D.R.* // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2021 (1). 050003.
9. *Rao S.M., and Thyagaraj T.* // Appl. Clay Sci. 2007. V. 38. P. 113.
10. *Акишев Ю.С., Анонин Г.И., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Панькин М.В., Петряков А.В., Трушкин Н.И.* // Физика плазмы. 2008. № 4. С. 347.