

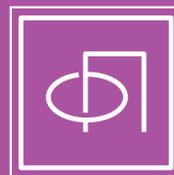
Том 49, Номер 5

ISSN 0367-2921

Май 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 5, 2023

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Феноменология сильноточного разряда в азоте и гелии при среднем давлении между двух электродов рельсовой геометрии	
<i>Ю. С. Акишев, Т. С. Алексеева, В. Б. Каральник, А. В. Петряков</i>	397
Некоторые методы диагностики холодных плазменных струй на основе СВЧ-разряда атмосферного давления	
<i>С. Н. Антипов, В. М. Чепелев, М. Х. Гаджиев, А. Г. Абрамов, А. В. Угрюмов</i>	407
Коррозия железа в радиационной плазме влажного воздуха	
<i>В. Н. Бабичев, К. Э. Галеева, А. Н. Кириченко, А. А. Некрасов, А. В. Угодчикова, Н. И. Трушкин, А. В. Филиппов, Ю. В. Черепанова, В. Е. Черковец</i>	412
Перепробой продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха	
<i>В. А. Битюрин, А. Н. Бочаров, А. С. Добровольская, Н. А. Попов, А. А. Фирсов</i>	425
Образование атомарного кислорода в продольно-поперечном разряде	
<i>В. А. Битюрин, А. С. Добровольская, А. Н. Бочаров, А. А. Фирсов</i>	438
Характеристики холодной плазменной струи при возбуждении синусоидальным и положительным импульсным напряжениями для медицинских приложений	
<i>И. В. Швейгерт, Д. Э. Закревский, Е. В. Милахина, П. П. Гугин, М. М. Бирюков, Е. А. Патракова, О. С. Троицкая, О. А. Коваль</i>	447
Исследование восприимчивости ламинарного бафтинга к возмущениям генерируемыми электрическим разрядом	
<i>П. А. Поливанов, А. А. Сидоренко</i>	454
Цифровой метод коррелированного по времени счета одиночных фотонов для диагностики барьерного разряда	
<i>И. В. Селивонин, С. Кувардин, И. А. Моралев</i>	462
Конвертация конденсированного вещества в поток низкотемпературной плазмы для задач плазменной масс-сепарации с потенциальной ямой	
<i>Н. Н. Антонов, Г. Д. Лизякин, С. Б. Ветрова, А. Д. Мельников</i>	471
Исследования привязки аргоновой дуги к катоду плазмотрона постоянного тока	
<i>М. Х. Гаджиев, М. А. Саргсян, А. С. Тюфтяев, Э. Г. Карчугаева, Д. В. Терешенок</i>	476
Исследование газочапельного потока в присутствии электрического разряда	
<i>А. С. Савельев</i>	480
Влияние тока и межэлектродного расстояния на характеристики продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха	
<i>Е. Е. Перевоицков, А. А. Фирсов</i>	488
Параметры продольного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха	
<i>Р. С. Трошкин, А. А. Фирсов</i>	495
Колебания потенциала плазмы в отражательном разряде с термокатодом	
<i>М. А. Валинуров, А. В. Гавриков, Г. Д. Лизякин, А. П. Ойлер, Р. А. Тимирханов</i>	504

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ И ГЕЛИИ ПРИ СРЕДНЕМ ДАВЛЕНИИ МЕЖДУ ДВУХ ЭЛЕКТРОДОВ РЕЛЬСОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

© 2023 г. Ю. С. Акишев^{а,*}, Т. С. Алексеева^а, В. Б. Каральник^а, А. В. Петряков^а

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

*e-mail: akishev@triniti.ru

Поступила в редакцию 03.11.2022 г.

После доработки 19.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Плазменные ускорители, которые формируют высокоскоростные плазменные струи за счет силового воздействия собственного магнитного поля, работают при больших токах. Из-за этого на их электродах могут возникать токовые пятна с высокой плотностью тока, которые приводят к эрозии электродов и ограничивают срок их службы. В данной работе исследуются токовые режимы плазменного ускорителя как без токовых пятен, так и с токовыми пятнами на электродах. В последнем случае была исследована динамика токовых пятен в процессе ускорения плазмы. Этот вопрос был изучен на примере сильноточного ($I \leq 25$ кА) импульсного разряда, создаваемого между двумя длинными ($l = 30$ см) и параллельными электродами из нержавеющей стали цилиндрической формы диаметром 10 мм. Использовались два расстояния между осями цилиндров, $h = 30$ и 22 мм. Были исследованы две конфигурации зоны разряда. В одном из них зона разряда не ограничена боковыми диэлектрическими стенками. В другом случае зона разряда ограничена прозрачными диэлектрическими стенками, расположенными на расстоянии 12 мм. Сильноточный разряд был исследован в азоте и гелии при давлениях от 4 до 50 Торр. Большой ток был обеспечен за счет разряда конденсаторной батареи $C = 1000$ мкФ, заряженной до напряжения $U \leq 5$ кВ. Разряд инициировался локально на одном конце электродов, а затем образовавшаяся плазма быстро перемещалась к противоположному концу под сильным силовым воздействием собственного магнитного поля. В конце концов, плазменный сгусток вылетает из зоны разряда.

Ключевые слова: сильноточный разряд рельсовой геометрии в азоте и гелии, движение плазменного сгустка, высокоскоростные плазменные струи

DOI: 10.31857/S036729212360019X, EDN: VFECJJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные ускорители, формирующие высокотемпературные и высокоскоростные (до 100 км/с) плазменные струи за счет силового воздействия на плазму ее собственным магнитным полем, представляют большой интерес для науки и практики [1, 2]. Например, эти ускорители могут быть использованы в качестве эффективного инструмента для плазменной модификации различных поверхностей, в частности для поверхностного упрочнения металлических изделий, работающих в экстремальных условиях. Скорость плазменной струи на выходе из ускорителя зависит от общего электрического тока, проходящего через ускоритель, т. е. чем больше ток, тем выше скорость. Поэтому высокоскоростные плазменные ускорители должны работать при больших токах. В этом случае на электродах могут возникать пятна тока с высокой плотностью тока, иногда называемые микродугами или катодными и

анодными пятнами, что может привести к эрозии электродов и ограничить срок их службы.

Несмотря на то, что существование “микродуг” на электродах плазменных ускорителей установлено уже давно, механизмы их возникновения и функционирования до сих пор остаются неясными. Возможными причинами, затрудняющими установление этих механизмов, являются высокая плотность тока, достаточно большой размер, быстрое время их возникновения и короткое время жизни по сравнению с известными микродугами или с катодными и анодными пятнами на электродах реальных дуговых разрядов. Например, нестационарные дуговые катодные пятна, описанные во многих работах [3–8], имеют плотность тока не более 3×10^4 А/см², диаметр не более 100 мкм, скорость перемещения по поверхности катода не более 3 м/с и время жизни не более нескольких сотен микросекунд. Все перечисленные параметры далеки от таковых для “микродуг”

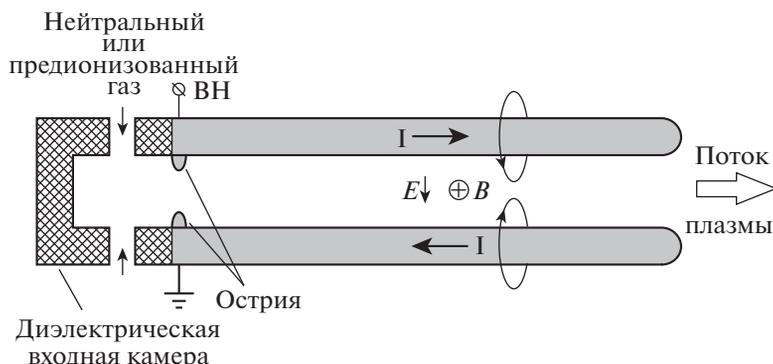


Рис. 1. Эскиз плазменного ускорителя с рельсовой геометрией электродов. Информация о том, как предварительно ионизировать газ, приведена в тексте ниже.

на электродах плазменных ускорителей. Кроме того, существует проблема визуального наблюдения за поведением токовых пятен в реальных плазменных ускорителях, поскольку они, как правило, имеют коаксиальную конфигурацию с непрозрачным внешним электродом. Эта проблема отсутствует в ускорителе с рельсовыми электродами, размещенными между прозрачными боковыми стенками.

В статье представлены результаты экспериментов по изучению динамики сильноточного разряда в азоте и гелии при средних давлениях в плазменном ускорителе с рельсовой геометрией электродов. Визуально зона разряда проявляется в виде ярко светящегося сгустка плазмы, быстро движущегося вдоль электродов в плазмообразующем газе. Изображения как движущегося сгустка плазмы, так и электродных пятен были сняты быстрой ICCD-камерой, синхронизированной с приложенным напряжением. Представлен набор результатов по пространственно-временной динамике движущегося сгустка плазмы, а также данные о структуре и динамике анодных и катодных токовых пятен, замыкающих ток между электродами и плазмой. В статье приведены некоторые предположения о катодных пятнах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема плазменного ускорителя с электродами рельсовой геометрии показана на рис. 1 (масштаб не соответствует реальному). Вплотную к входной части ускорителя расположена диэлектрическая входная камера. В эту камеру впрыскивается либо нейтральный газ, либо предварительно ионизированный газ.

Полная функциональная схема экспериментальной установки показана на рис. 2, где ГРК — это газоразрядная камера с установленными внутри рельсовыми электродами. Синхронная работа всех элементов установки обеспечивается

генератором синхроимпульсов. Сильноточный ($I \leq 25$ кА) импульсный разряд создавался в зазоре между двумя длинными ($l = 30$ см) и параллельными электродами из нержавеющей стали цилиндрической формы диаметром 10 мм. Использовались два расстояния между осями цилиндров, $h = 30$ и 22 мм. Условно эти расстояния далее называются длинными и короткими. Были исследованы две конфигурации зоны разряда. В одном из них зона разряда не ограничена боковыми диэлектрическими стенками. В другом случае зона разряда ограничена прозрачными плоскими диэлектрическими стенками, расположенными на расстоянии 12 мм. Высокий ток был обеспечен за счет разряда конденсаторной батареи $C = 1000$ мкФ, заряженной до напряжения $U \leq 5$ кВ. Сильноточный разряд генерировался в азоте и гелии при низких и умеренных давлениях ($P_{N_2} = 4$ и 50 Торр и $P_{He} = 35$ и 50 Торр).

Ускоритель работает следующим образом. В самом начале разряд загорелся локально на одном конце электродов, называемом входной частью плазменного ускорителя. После этого образовавшаяся плазма быстро движется к противоположному концу под действием силы Ампера, создаваемой ее собственным сильным магнитным полем. В конце концов, плазменный сгусток вылетает из зоны разряда. Чтобы обеспечить быстрое и контролируемое формирование высокого тока разряда, были использованы два подхода для создания затравочной плазмы во входной части плазменного ускорителя. Первый из них основан на использовании двух коротких металлических шипов, ориентированных навстречу друг другу и расположенных на катоде и аноде. Острые шипы сильно усиливают локальную напряженность электрического поля, что способствует быстрому пробое. Этот подход был применен к электродной системе с большим межэлектродным зазором ($h = 30$ мм). Второй подход основан на инъекции затравочной плазмы во

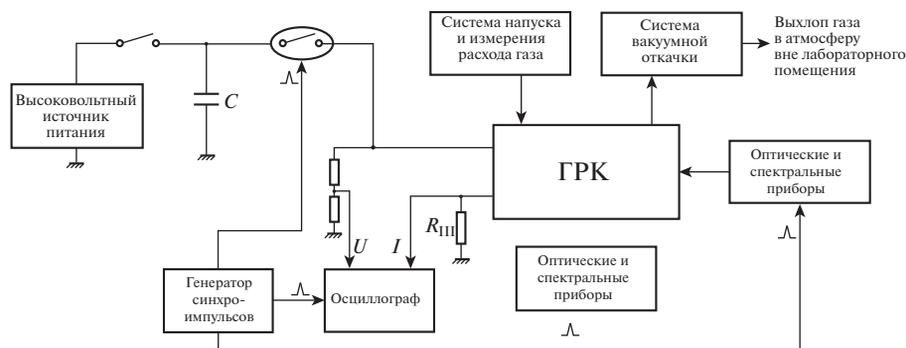


Рис. 2. Функциональная схема экспериментальной установки. ГРК – газоразрядная камера.

входную часть плазменными струями, генерируемые двумя группами коаксиальных диэлектрических барьерных разрядов. Каждая группа состоит из 9 диэлектрических трубок диаметром 2.5 мм, равномерно расположенных в пределах квадрата $12 \times 12 \text{ мм}^2$. Плазменные струи каждой группы точно ориентированы навстречу друг другу. Этот подход был применен к электродной системе с коротким межэлектродным зазором ($h = 22 \text{ мм}$).

В случае сильноточной системы необходимо принимать во внимание индуктивность внешней цепи ускорителя. Эквивалентная электрическая схема исследуемого электрического разряда представлена на рис. 3.

Буква L обозначает распределенную индуктивность внешней цепи, которую трудно измерить заранее. Поэтому, величина L была найдена в результате подгонки расчетного напряжения разряда $U_{calc}(t)$ к экспериментально измеренному напряжению разряда $U_{exp}(t)$. Этот расчет был выполнен с использованием уравнения Кирхгофа, когда в это уравнение был подставлен экспериментально измеренный ток $I_{exp}(t)$. При расчете предполагается, что U_0 – напряжение зарядки конденсаторной батареи задано заранее.

$$U_{calc}(t) = U_0 - I_{exp}(t)R - \frac{1}{C} \int_0^t I_{exp}(t) dt - \frac{dI_{exp}}{dt} L$$

В наших экспериментальных условиях сопротивление внешней цепи R примерно в 10 раз превышает сопротивление сильноточного разряда r . В этом случае ток разряда не определялся самим разрядом, а задавался внешней цепью. Другими словами, эксперименты проводились в режиме заданного тока $I(t) \approx U_c(t)/R$, где $U_c(t)$ – напряжение на конденсаторной батарее.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Начнем с того, что на рис. 4 показано поведение во времени электрических параметров силь-

ноточного разряда в азоте при низком ($P = 4 \text{ Торр}$) и умеренном давлении ($P = 50 \text{ Торр}$) с большим межэлектродным зазором ($h = 30 \text{ мм}$) при приложении напряжения конденсаторной батареи, заряженной до $U_0 = 5 \text{ кВ}$. Сильноточный разряд в гелии при $P = 35$ и 50 Торр с коротким межэлектродным зазором ($h = 22 \text{ мм}$) при приложении напряжения конденсаторной батареи, заряженной до $U_0 = 5 \text{ кВ}$, демонстрирует аналогичное поведение.

Обращаем внимание, что временной интервал на рис. 4а и 4б короче, чем на рис. 4б и 4г, несмотря на то, что поведение тока разряда во времени не зависит от параметров плазмы и определяется балластным резистором внешней цепи. Выбор временного интервала на графиках определялся временем пролета плазменного сгустка вдоль всей длины электродов. Это время зависит от скорости плазменного сгустка – при более низком давлении газа скорость плазменного сгустка больше.

На рис. 4 видно, что при всех давлениях N_2 максимальная мощность разряда составляет около 20 МВт, а общая энергия, выделяемая в плазме, огромна и превышает 1 кДж. Это означает с высокой вероятностью, что плазма, выдуваемая из ускорителя, содержит практически полностью диссоциированный азот и близка к почти полностью ионизированной плазме. Другими словами, такой ускоритель может быть использован не

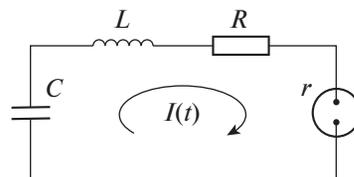


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема исследуемой сильноточной газоразрядной системы. $C = 1000 \text{ мкФ}$, $R = 0.21 \text{ Ом}$, $L = 2.5 \text{ мкГн}$, $r \approx 0.02 - 0.03 \text{ Ом}$ – сопротивление плазмы.

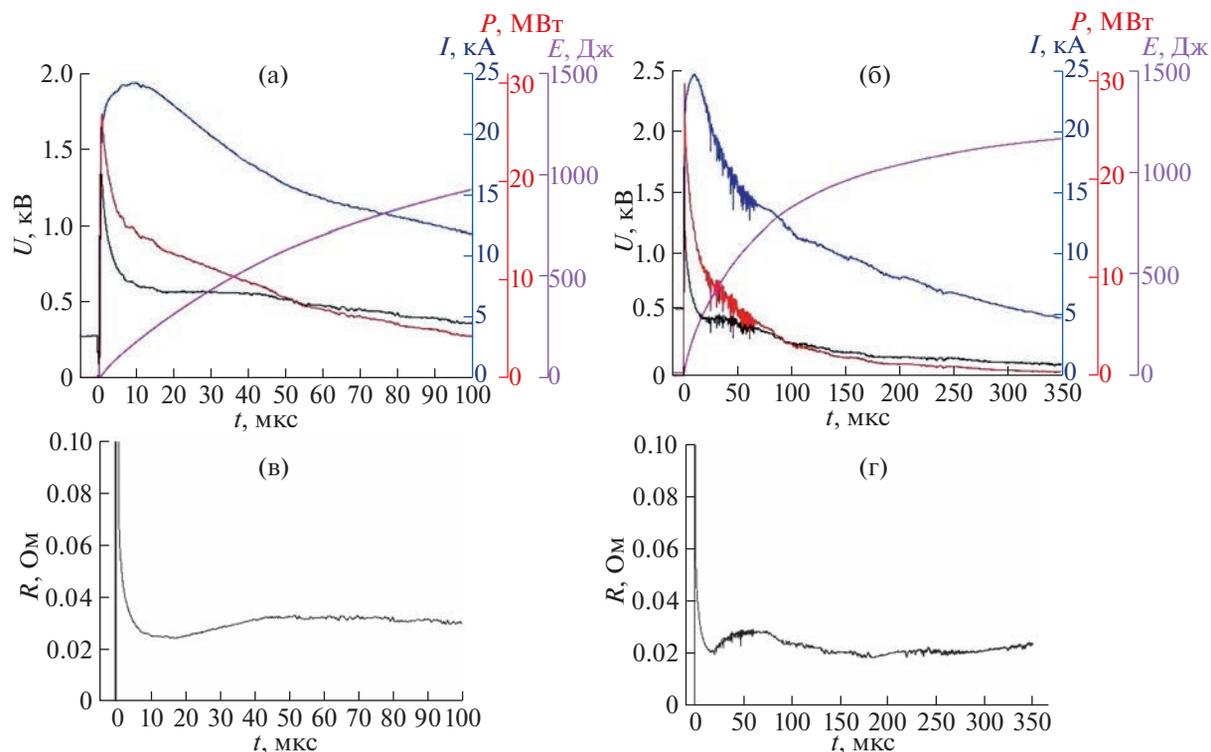


Рис. 4. Изменение во времени электрических параметров сильноточного разряда (напряжения U , тока I , мощности W , энерговклада E). $U_0 = 5$ кВ. а) $P_{N_2} = 4$ Торр; б) $P_{N_2} = 50$ Торр; в) сопротивление плазмы, $P_{N_2} = 4$ Торр; г) сопротивление плазмы, $P_{N_2} = 50$ Торр.



Рис. 5. Внешний вид сильноточного разряда. а) Вид сбоку; б) вид спереди. Катод находится внизу. Газ N_2 , $P = 50$ Торр, $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ, $I_{\max} = 25$ кА.

только для создания высокоскоростной плазменной струи, но и для генерации плазмы с чрезвычайно высокими энергетическими параметрами.

На рис. 5 показано изображение сильноточного разряда в азоте ($P = 50$ Торр, $U_0 = 5$ кВ) с большим межэлектродным зазором ($h = 30$ мм). Разряд выглядит более или менее однородным и занимает всю длину рельсовых электродов. На самом деле, как мы увидим далее, разряд представляет собой сгусток плазмы конечного размера, который быстро перемещается вдоль электродов. Изображение на рис. 4 было сделано при длительной выдержке, превышающей время, затраченное сгустком плазмы на прохождение всей длины электродов. Таким образом, этот снимок представляет собой суперпозицию мгновенных

изображений быстро движущегося сгустка плазмы. На рисунке 5 видно, что имеется много электродных пятен, и из этих пятен исходят нити тока. Тот факт, что эти пятна и нити в быстро движущемся сгустке плазмы наблюдаются на снимке, сделанном при длительной экспозиции, указывает на то, что они кратковременны, быстро исчезают и появляются снова в новых местах по мере движения сгустка. Обращаем внимание, что яркость свечения разряда очень высока в первой трети электродной системы (левая сторона на фотографии), поэтому для ослабления света, попадающего в камеру, эта часть зоны разряда была экранирована светофильтром.

В этом режиме, как можно видеть (рис. 5а), на рельсовых электродах имеются токовые пятна.

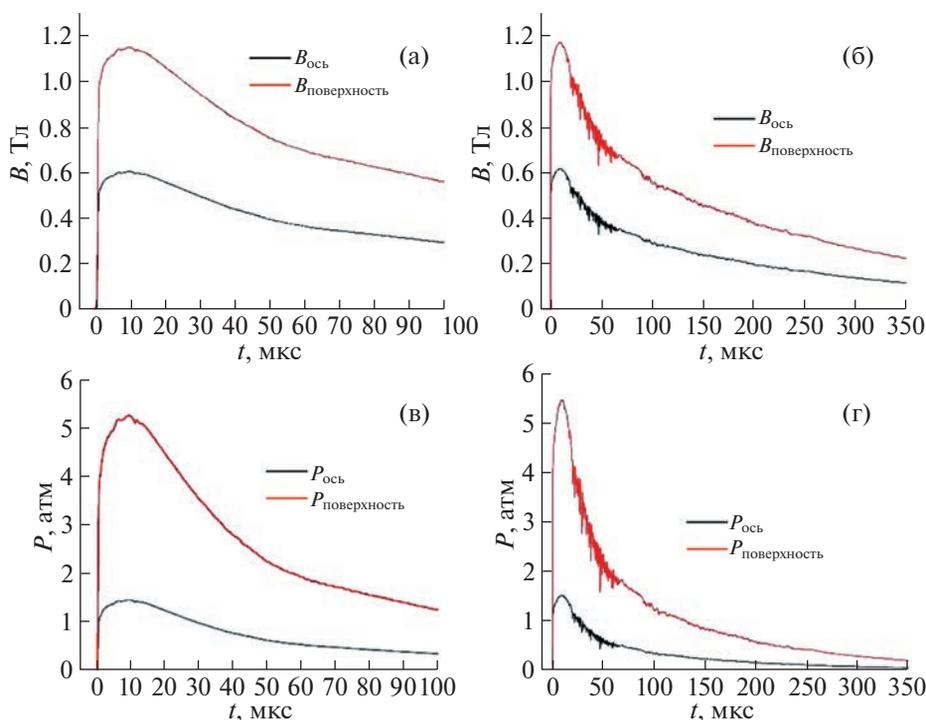


Рис. 6. Поведение во времени локальной магнитной индукции, $B(t, x = 0)$, и магнитного давления, $P_B(t, x = 0)$, на поверхности электродов и на оси электродной системы. $B_{ось}(t)$ и $B_{поверхность}(t)$: а) $P_{N_2} = 4$ Торр; б) $P_{N_2} = 50$ Торр. $P_{ось}(t)$ и $P_{поверхность}(t)$: в) $P_{N_2} = 4$ Торр; г) $P_{N_2} = 50$ Торр. Межэлектродное расстояние $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ.

Визуально разряд в N_2 при $P = 50$ Торр состоит из диффузных и контрагированных областей. Последние имеют форму токовых нитей, наклоненных в направлении движения газового разряда и опирающихся на приэлектродные токовые пятна. Поперечный размер разряда приблизительно равен межэлектродному расстоянию (рис. 5б). В случае N_2 при низком давлении ($P = 4$ Торр) разряд является однородным, то есть токовые нити и катодные и анодные токовые пятна на электродах отсутствуют. Та же ситуация наблюдалась и в случае гелия в коротком зазоре ($h = 22$ мм) при $P = 35$ и 50 Торр.

Сила, толкающая сгусток плазмы в ускорителе, определяется градиентом магнитного поля. Поэтому большой интерес представляет оценка магнитной индукции B и магнитного давления P_B , создаваемых в разряде между рельсовыми электродами. Мы предполагаем, что азимутальная составляющая локальной магнитной индукции $B_\phi(x, t)$ от одного стержня определяется локальным значением тока $I(x, t)$, протекающего вдоль стержня (x – координата вдоль оси симметрии рельсовых электродов, $x = 0$ соответствует входу ускорителя):

$$B_\phi(x, t)[T] = \mu_0 I(x, t) / 2\pi r,$$

где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума, r – текущий радиус, м, измеренный от оси стержня. Общая магнитная индукция равна сумме индукций двух стержней

$$B_\phi(x, t) = \frac{\mu_0 I(x, t)}{2\pi} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{h-r} \right]$$

Объемная плотность магнитной энергии или магнитного давления, P_B , описывается следующим образом:

$$P_B = B_\phi^2 / 2\mu_0 [\text{Дж/м}^3] \quad \text{или} \quad P_B [\text{атм}] \approx \left(\frac{B[\text{Тл}]}{0.501} \right)^2$$

Максимум и минимум магнитного давления находятся на боковой поверхности стержней (на их поверхности) и на оси симметрии рельсовых электродов, т. е. на радиусах $r = d/2$ и $r = h-d/2$ и $r = h/2$ соответственно, где d – диаметр стержня; радиус r вычисляется по оси нижнего стержня. На рис. 6 приведена количественная информация о поведении во времени локальной магнитной индукции $B(t, x = 0)$ и магнитного давления $P_B(t, x = 0)$ на боковых поверхностях стержней и оси симметрии рельсовой электродной системы для азота при давлениях $P = 4$ и 50 Торр.

Благодаря тому, что ускоритель работает в режиме с током $I(t)$, определяемым внешней цепью,

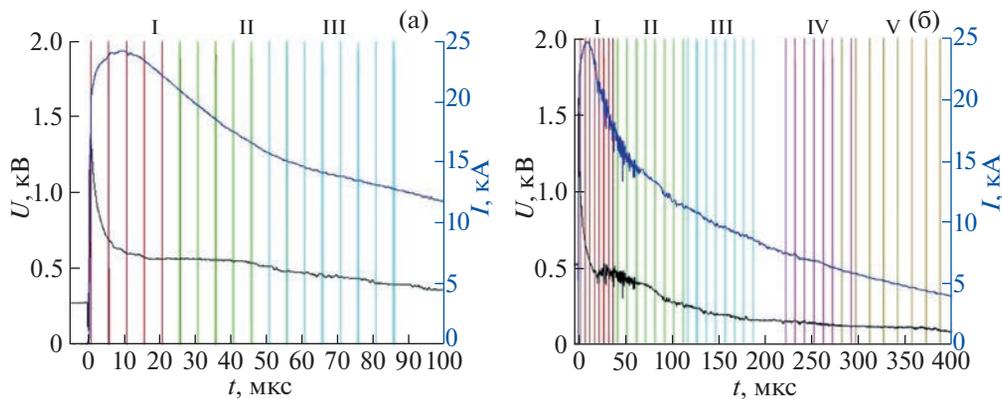


Рис. 7. Осциллограммы напряжения и тока для режимов разряда, показанных на рис. 8 и 9. Вертикальные линии показывают моменты времени на горизонтальной оси, в которые были сняты соответствующие изображения на рис. 8 и 9. а) азот, $P = 4$ Торр; б) $P = 50$ Торр. $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ.

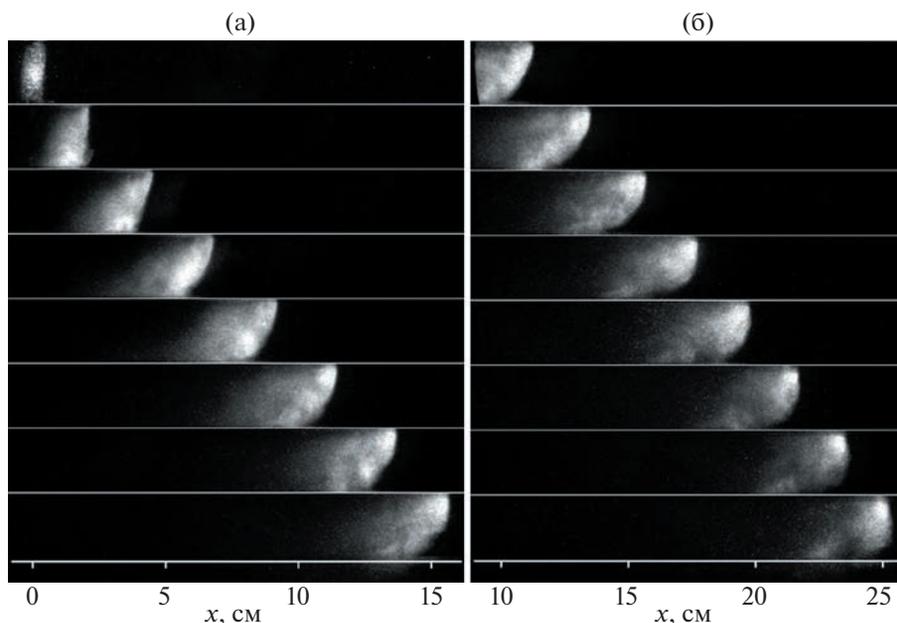


Рис. 8. Две группы изображений разряда, показывающих эволюцию формы плазменного облака, перемещающегося вдоль рельсовых электродов. Плазма движется слева направо. Изображения скоррелированы с осциллограммами на рис. 7а. Интервал времени между изображениями составляет 5 мкс. Азот, $P = 4$ Торр, $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ.

величины $B_{ось}(t)$ и $B_{поверхность}(t)$, $P_{ось}(t)$ и $P_{поверхность}(t)$ практически не зависят от давления и даже от сорта газа. Однако соотношение $P_B/P_{газ}$ существенно зависит от давления газа. Например, максимальные значения отношения $P_B/P_{газ}$ на боковых поверхностях стержней равны приблизительно 1000 и 83 для азота при давлении 4 и 50 Торр соответственно. Аналогичная ситуация происходит в ускорителе с гелием в качестве рабочего газа. Это обстоятельство существенно влияет как на структуру сгустка плазмы, так и на

скорость сгустка при движении вдоль электродов. Эта информация была получена при съемке изображения разряда с использованием 8-кадровой высокоскоростной ICCD-камеры с экспозицией кадров 60 нс и переменным интервалом между кадрами. Полученные результаты показаны на рисунках ниже.

На рис. 7 представлены осциллограммы тока и напряжения, соответствующие режимам, для которых были сделаны изображения разряда. Вертикальные цветные линии указывают моменты

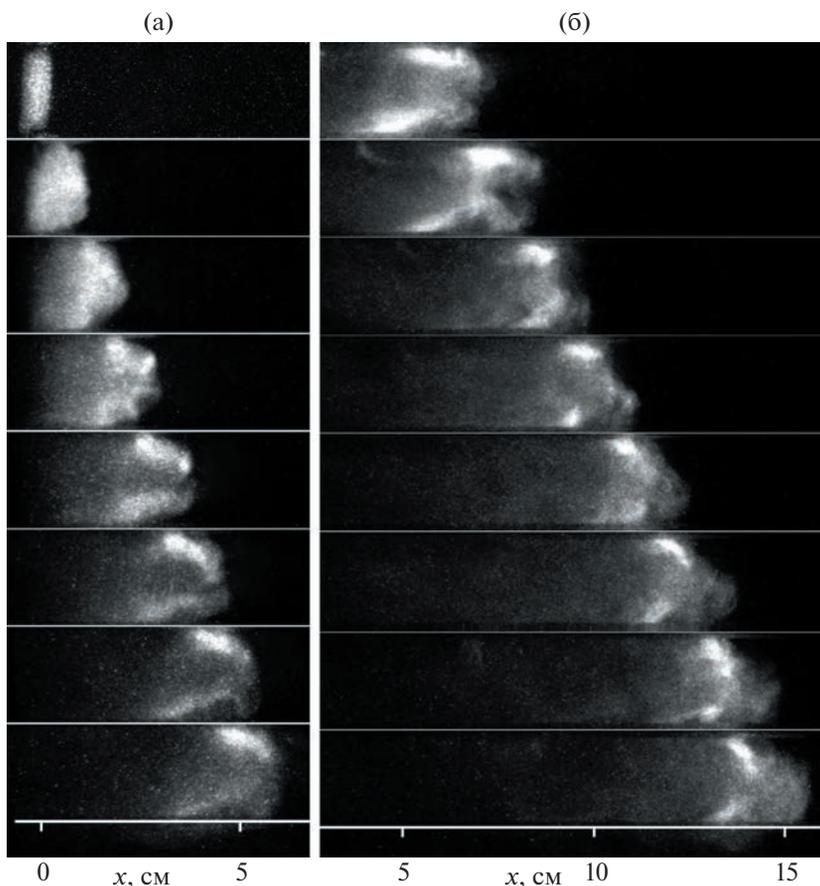


Рис. 9. Две серии изображений разряда, показывающих эволюцию формы плазменного облака, перемещающегося вдоль рельсовых электродов. Плазма движется слева направо. Изображения скоррелированы с осциллограммами на рис. 7б. Для группы I интервал времени между изображениями – 5 мкс, для группы II – 10 мкс. Азот, $P = 50$ Торр, $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ.

времени, для которых представлены снимки на рисунках 8 и 9. Для удобства эти строки выделены разными цветами и разделены на две группы, обозначенные римскими цифрами I и II. Эти группы охватывают наиболее интересные временные интервалы, при которых ток разряда превышает 10 кА. Чтобы уменьшить объем статьи, изображения, соответствующие остальным группам, не представлены.

Аналогичные наборы изображений разряда были сделаны для случая гелия в качестве рабочего газа при давлении от 20 до 50 Торр. Полученные результаты представлены на рис. 10 и 11.

Фотографии, подобные представленным на рис. 8–11, были использованы для расчета скорости фронта плазменного сгустка в зависимости от координаты x вдоль рельсового электрода. Полученные результаты для различных параметров экспериментов (вид газа и его давление, приложенное напряжение, межэлектродный зазор) представлены на рис. 12.

В целом результаты, связанные со скоростью плазмы на выходе из ускорителя, вполне ожидаемы, т.е. при фиксированной величине полного разрядного тока, скорость на выходе растет как при уменьшении давления газа, так и при выборе более легкого газа. Эти факты согласуются с другими работами [9–11]. Однако, выявленное распределение скорости сгустка плазмы вдоль электродов является новой экспериментальной информацией. Полученное распределение указывает на необходимость правильного выбора длины электродов для получения максимальной скорости на выходе из ускорителя. Это утверждение относится к любому рабочему газу, а не только к азоту и гелию.

Эксперимент показал, что после выброса сгустка плазмы из ускорителя между торцами дуговых электродов образуется нежелательный дуговой разряд. Этот разряд продолжается до полной разрядки конденсаторной батареи. Изображение дугового разряда представлено на рис. 13а. На высоковольтном электроде (аноде)

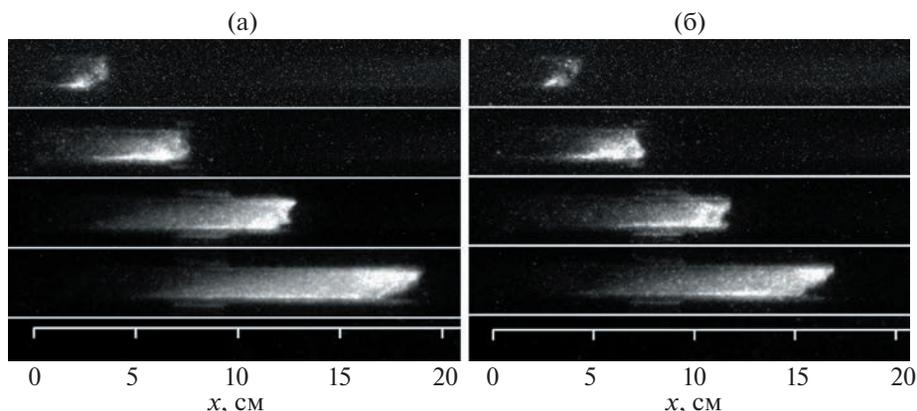


Рис. 10. Набор изображений разряда, показывающих эволюцию формы сгустка плазмы, движущегося вдоль рельсовых электродов. Гелий, $P = 20$ Торр, $h = 22$ мм. а) $U_0 = 4$ кВ; б) $U_0 = 5$ кВ. Для обоих случаев временной интервал между кадрами 5 мкс.

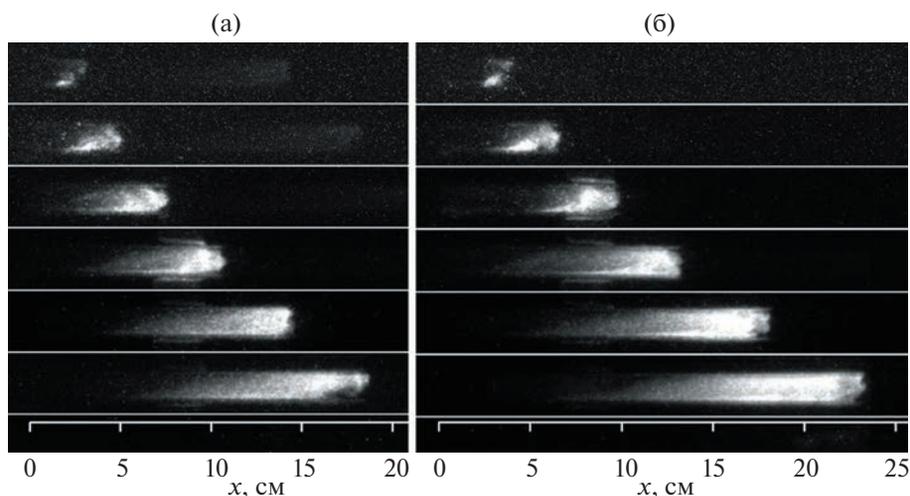


Рис. 11. Набор изображений разряда, показывающих эволюцию формы сгустка плазмы, движущегося вдоль рельсовых электродов. а) временной интервал между кадрами 2 мкс. Гелий, $h = 30$ мм, $P = 35$ Торр, $U_0 = 5$ кВ, б) временной интервал между кадрами 3 мкс. Гелий, $h = 30$ мм, $P = 50$ Торр, $U_0 = 4$ кВ.

образуется токовое пятно с высокой плотностью тока. На катоде разряд диффузный. Последствия для концевых частей рельсовых электродов после многих пусков ускорителя показаны на рис. 13б. Как видно, больше всего разрушается анод из-за его оплавления в месте привязки анодного пятна. Загибание концов электродов в противоположные стороны практически исключало образование паразитного дугового разряда на выходном конце ускорителя.

Изображения рабочей поверхности анода 1 и катода 2 после серии запусков разряда представлены на рис. 14. Как видно, анод практически не меняет состояние поверхности, кроме своей концевой части (рис. 13б), который сильно оплавлен

пятном анодного тока. Состояние поверхности рабочей части катода идентично его концевой части (рис. 13б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

На рабочей поверхности электродов выявлены нестационарные мелкие токовые пятна и исходящие из них нити тока. По оценке, плотность тока в мелких пятнах не превышает 10^6 А/см². Токовые пятна возникают только в азоте при низких скоростях плазмы ($V < 5.0$ км/с) и более высоких давлениях ($P > 50$ Торр). При этом анодные пятна движутся вдоль электродов непрерывно, а катодные — скачками. Кроме того, токовые пятна вли-

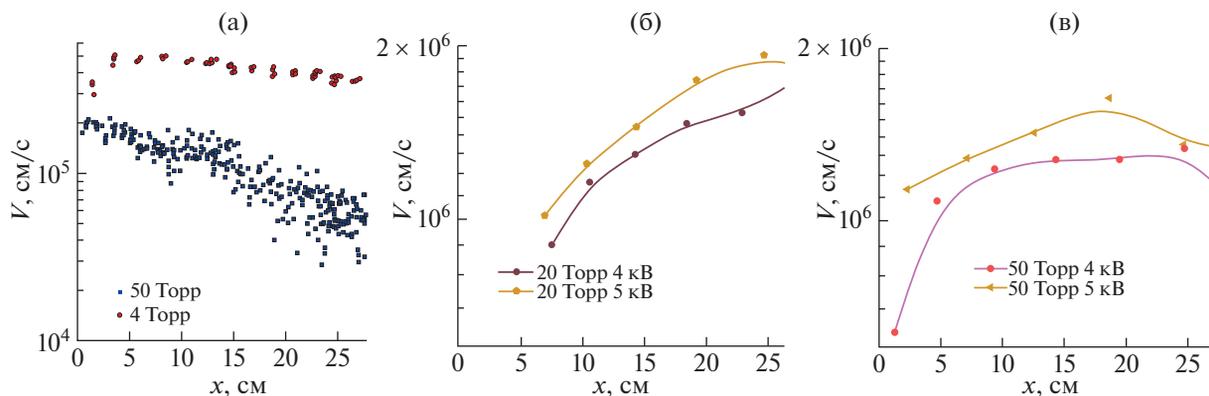


Рис. 12. Скорость сгустка плазмы в зависимости от координаты x вдоль электродов для двух типов рабочего газа. а) Азот, $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ; б) Гелий, $h = 22$ мм, $P = 20$ Торр; в) Гелий, $h = 22$ мм, $P = 50$ Торр.

яют на движение сгустка плазмы. Оказалось, что передний фронт сгустка, первоначально перпендикулярный направлению движения, по мере увеличения скорости сгустка все больше и больше наклоняется в сторону катода.

Небольшие токовые пятна отсутствуют при низких давлениях ($P < 50$ Торр) в любом исследованном газе (гелий, аргон, азот) и при высоких скоростях плазмы ($V > 5.0$ км/с), т. е. при больших токах. Что касается отсутствия анодных токовых пятен, то одна из возможных причин может быть связана с высокой скоростью движения плазмы вдоль электродов. Действительно, при скорости плазменного сгустка $V > 5.0$ км/с скорость дрейфа ионов значительно меньше этой величины. В таком случае, за время прохождения сгустка плазмы по всей длине электродов ионы, стартующие с анода, к катоду не попадают, т.е. $J_{ions} \approx 0$. Значит, нет необходимости в существовании анодного слоя (и анодного пятна), формирующего ионный поток J_{ions} . Ионы, обеспечивающие квазинейтральность плазмы, образуются локально в объеме за счет интенсивных ионизационных процес-

сов. Поэтому, при высокой скорости сгустка плазмы токовые пятна на аноде отсутствуют.

Другая ситуация для катода, который обеспечивает поток электронов, несущий полный электрический ток. Почему нет токовых пятен на катоде при высокой скорости плазменного сгустка? Рассмотрим несколько возможных механизмов эмиссии электронов с катода, при которых могли возникнуть катодные пятна.

Термоэмиссия электронов. Нормальный режим работы ускорителя длится не более 1 мс. В таком случае массивный катод не успевает как следует прогреться и остается “холодным”, несмотря на высокую температуру контактирующей с ним плазмы. Поэтому, при характерном значении работы выхода $\phi \approx 4.5$ эВ температура катода недостаточно высока для обеспечения необходимой интенсивности тепловой эмиссии электронов.

Автоэмиссия электронов. Электрическое поле на поверхности катода, даже с учетом его усиления на возможных неровностях поверхности катода, не достигает значений порядка 10^8 В/см,

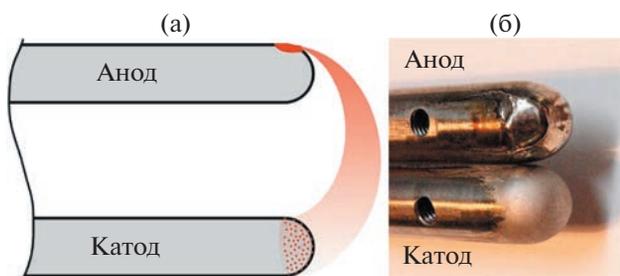


Рис. 13. Эскиз дугового разряда, образующегося между концами электродов рельса (а). Состояние поверхности торцевых частей рельсовых электродов после многих пусков плазменного ускорителя (б).

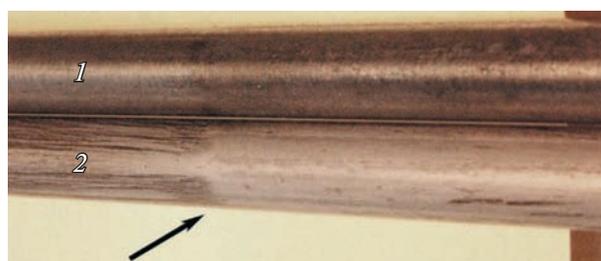


Рис. 14. Изображения рабочих поверхностей анода 1 и катода 2 после начала серии разрядов. Стрелкой показано место возникновения сильноточного разряда. Острые шипы, инициирующие разряд в этом месте, удаляются. Направление ускоренного движения плазмы слева направо

Таблица 1. Данные по линиям ВУФ атомов гелия

Длина волны, нм	Энергия кванта, эВ
51.56168	24.0458
52.22131	23.74207
53.70299	23.08702
58.43344	21.21802

необходимых для интенсивной электронной эмиссии.

Потенциальная γ -эмиссия электронов ионами и метастабильными соединениями. Вклад ионов и метастабильных частиц в γ -эмиссию электронов незначителен из-за их быстрого сноса относительно катода высокоскоростным потоком плазмы.

Фотоэмиссия электронов. Эмиссия электронов с катода в принципе может быть обеспечена интенсивным жестким ВУФ-излучением, испускаемым ускоренной плазмой. Список интенсивных ВУФ спектральных линий, излучаемых, например, гелиевой плазмой, представлен в табл. 1. Как видно, жесткие фотоны имеют энергию, в 3–5 раз превышающую выход работы выхода катода. В этом случае на катоде может быть сформирован фотоэмиссионный катодный слой. Этот слой подобен вакуумному эмиссионному диоду, но с дрейфовым переносом электронов. Вольтамперная характеристика такого слоя не имеет отрицательного наклона. Поэтому этот слой может быть однородным в поперечном направлении и устойчивым относительно образования сильноточного пятна. Таким образом, фотоэмиссия электронов жестким ВУФ-излучением может обеспечить как перенос тока на катоде, так и исключить образование на нем токовых пятен.

В целом можно утверждать, что большой ток в рабочей зоне ускорителя создает незначительный эффект эрозии электродов. Сильноточные дуговые пятна, образующиеся на выходных частях электродной системы, оказывают серьезное разрушающее воздействие.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Измерены электрические параметры сильноточного разряда (до 25 кА) в азоте и гелии при давлении $P = 4\text{--}50$ Торр, создаваемого в рельсовой геометрии электродов.

- Выявлено наличие токовых пятен на катоде и аноде при повышенном давлении газа. Выявлен

также прыжковый характер движения токовых пятен по катоду при $P = 50$ Торр.

- Изучена пространственно-временная эволюция сгустка плазмы при его движении под действием собственного магнитного поля сильно-точного разряда. Максимальное магнитное давление (5 атмосфер) было намного выше начального давления окружающего газа.

- Отсутствие токовых пятен на электродах было обнаружено при низком давлении окружающего газа. Эффект может быть связан с более высокой скоростью сгустка плазмы и поддержанием тлеющего катодного слоя за счет фотоэмиссии электронов ВУФ-излучением плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4ф.241.09.22.1127 от 25.08.2022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morozov A.I.* // Nuclear Fusion, Special suppl. 1969. P. 111–119.
2. *Morozov A.I.* Introduction in plasmadynamics. М.: FIZMATLIT. 2006. P. 576.
3. *Kesaev I.G.* Cathode Processes of Electric Arc. Moscow: Nauka, 1968.
4. *Mesyats G.A., Korolev Yu.D.* // Usp. Fiz. Nauk. 1986. V. 148. P. 101–122.
5. *Korolev Yu.D., Matveev I.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2507–2513.
6. *Korolev Yu.D., Frants O.B., Landl N.V., Geyman V.G., Matveev I.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2007. V. 35. P. 1651–1657.
7. *Korolev Yu.D., Frants O.B., Landl N.V., Geyman V.G., Matveev I.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 586–592.
8. *Akischev Yu., Karalnik V., Kochetov I., Napartovich A., Trushkin N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 054013
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/5/054013>
9. *Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Zhitlukhin A.M., Safronov V.M., Kovalenko D.V., Moskacheva A.A., Poznyak I.M.* // Problems of Atomic Science and Technology Series Thermonuclear Fusion. 2009. V. 32. № 2. P. 52–61.
10. *Kovalenko D.V., Klimov N.S., Zhitlukhin A.M., Muzychenko A.D., Podkovyrov V.L., Safronov V.M., Yaroshenskaya A.D.* // Problems of Atomic Science and Technology Series Thermonuclear Fusion. 2014. V. 37. № 4. P. 39–48.
11. *Garkusha I.E., Solyakov D.G., Chebotarev V.V., Makhay V.A., Kulik N.V.* // Plasma Physics Reports. 2019. № 5. P. 166.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ХОЛОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ НА ОСНОВЕ СВЧ-РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2023 г. С. Н. Антипов^{а,*}, В. М. Чепелев^а, М. Х. Гаджиев^а,
А. Г. Абрамов^б, А. В. Угрюмов^б

^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^б Акционерное общество “ТВЭЛ”, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 02.11.2022 г.

После доработки 26.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

С использованием различных методов диагностики исследовалась холодная плазменная струя атмосферного давления, представляющая собой потоковое послесвечение межэлектродного СВЧ-разряда в аргоне. Источником холодной плазмы являлась внешняя электродная плазменная горелка СВЧ-плазмотрона (2.45 ГГц) волноводного типа. Для получения пространственно-временной структуры плазменной струи применялся метод высокоскоростной тенеграфии. Периодический характер генерации плазмы исследовался с помощью измерений осциллограмм плавающего потенциала электрического зонда в струе.

Ключевые слова: СВЧ-плазмотрон, холодная плазменная струя, потоковое послесвечение, тенеграфия, электрический зонд

DOI: 10.31857/S0367292122601382, **EDN:** VDVXPH

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно исследуется возможность использования холодных плазменных струй атмосферного давления для плазмохимической обработки поверхности различных материалов в таких отраслях, как практическая медицина, микробиология, сельское хозяйство и пищевая промышленность [1–3]. Это связано с тем, что в таких струях генерируется неравновесная плазма и образуются возбужденные частицы и радикалы с высокой реакционной способностью. Температура потока при этом может быть снижена примерно до комнатной, что не приводит к термической деструкции материала при обработке. Такое сочетание низкой температуры и высокой реакционной способности частиц плазмы делает холодные плазменные струи технологически выгодным и эффективным инструментом в вышеупомянутых отраслях промышленности. Удобство использования плазменных струй в настоящее время очевидно, поскольку они позволяют проводить обработку объектов различных размеров и форм вне разрядной камеры.

Особое место среди источников неравновесной плазмы атмосферного давления занимают СВЧ-разряды как электродного, так и безэлек-

тродного типа. Это связано с тем, что микроволновые разряды обладают гораздо более высокой плотностью заряда и, следовательно, большей реакционной способностью, чем другие типы разрядов при том же энерговкладе. В предыдущие годы повышенное внимание уделялось разработке и исследованию источников СВЧ-плазмы различной конфигурации [4–16]. Разработке и исследованию источников СВЧ-плазмы атмосферного давления посвящены также и наши недавние работы [17–19], в которых использовалась схема плазменной горелки медицинского аппарата MicroPlaster β фирмы Adtec Plasma Technology Co. Ltd. – шесть электродов в общей разрядной камере (см., например, [15, 16]). Следует отметить, что ранее работы с аппаратом MicroPlaster β касались в основном биомедицинских приложений, и лишь немногие из них были направлены на исследования параметров генерируемой с его помощью холодной плазменной струи. В частности, в работе [15] с использованием датчиков были проведены измерения УФ-излучения и концентрации NO₂ в плазменной струе, а концентрация электронов в струе была оценена по результатам измерений с двойным электрическим зондом. В связи с малочисленностью подобных работ, большой интерес представляет разра-

ботка новых методов диагностики указанных плазменных струй.

В настоящей работе исследовалась возможность использования различных экспериментальных методов для диагностики холодной плазменной струи, представляющей собой потоковое послесвечение межэлектродного СВЧ-разряда атмосферного давления. Для визуализации плазменной струи использовалась высокоскоростная теневая съемка, а временные особенности генерации плазмы (токовый режим разряда) изучались с помощью одиночного электрического зонда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ДИАГНОСТИКИ

В работе использовался СВЧ-плазмотрон на базе типового 1 кВт магнетрона и прямоугольного волновода (96×45 мм) с внешней электродной плазменной горелкой [17–19]. СВЧ-плазмотрон работает на частоте 2.45 ГГц, имеет СВЧ-мощность в волноводе до 3 кВт и мощность в горелке до 400 Вт. Прямоугольный волновод имеет секционную конструкцию, состоящую из трех частей. Для присоединения плазменной горелки центральная секция имеет ответвитель индукционного типа, размещенный на узкой стенке волновода. Ответвитель представляет собой петлю связи, нагруженную на коаксиальный разъем N-типа и позволяющую изменять величину отводимой мощности путем поворота плоскости петли. При максимальном значении связи (плоскость контура петли перпендикулярна широкой стенкам волновода) посредством коаксиального кабеля с учетом потерь отводится примерно 10–15% мощности СВЧ-генератора. Для охлаждения магнетрона и волновода вода в контур охлаждения плазмотрона забирается из водопроводной сети.

Плазменная горелка представляет собой цилиндрическую разрядную камеру с внутренним диаметром 2.5 см с расположенными внутри нее шесть стержневыми электродами, образующими в поперечном сечении правильный шестиугольник. При прохождении газа через СВЧ-разряд за выходным отверстием горелки образуется холодная плазменная струя, представляющая собой потоковое послесвечение разряда (рис. 1). В качестве плазмообразующего газа использовался аргон высокой чистоты (99.998%), расход которого составлял 7.5 л/мин. После подачи газа в горелку и запуска магнетрона разряд в горелке инициировался (зажигался) посредством затравочной ионизации с помощью кончика тонкой проволоки, вводимого в межэлектродный промежуток. В результате пробыга газа между стержневыми электродами и внутренней стенкой разрядной камеры возникают яркие каналы, представляющие собой самостоятельные разряды тлеющего типа атмосферного давления.

Управление режимами работы магнетрона и соответственно токовыми режимами СВЧ-разряда осуществлялось с помощью блока питания. Высоковольтный блок питания СВЧ-плазмотрона – сложная радиотехническая система, состоящая из блока повышающих трансформаторов и регулируемых выпрямителей с удвоением напряжения. Блок питания использует трехфазное напряжение сети переменного тока 380/220 В, 50 Гц. Напряжение с каждой фазы поступает на отдельный повышающий трансформатор. На вторичной обмотке каждого трансформатора переменное напряжение составляет около 2.2 кВ. Регулировка мощности генерации магнетрона осуществляется переключением конденсаторов, входящих в состав выпрямителя. При этом может использоваться трехфазное подключение выпрямителя, когда задействованы все три фазы. В этом случае напряжение питания магнетрона можно считать практически постоянным, и он работает в непрерывном режиме. При питании только от одной или двух фаз напряжение питания магнетрона пульсирует с частотой 50 Гц. В этом случае магнетрон работает в импульсно-периодическом режиме.

Временные особенности генерации плазмы в струе (режимы работы магнетрона) исследовались с помощью одиночного электрического зонда (рис. 1). Для получения осциллограммы плавающего потенциала в области струи холодной плазмы использовался цифровой осциллограф Tektronix TPS 2014B с пробником Tektronix TPR0101 в качестве зонда. Игловой наконечник пробника помещался в область плазменной струи вблизи выходного отверстия горелки вдоль ее центральной оси. В зависимости от расстояния до выходного отверстия горелки уровень плавающего потенциала мог достигать нескольких вольт. Было получено, что импульсно-периодический режим при питании от двух фаз осуществлялся с частотой 50 Гц, при этом длительность импульсов (время работы магнетрона) составляла 15 мс. В непрерывном режиме амплитуда колебаний сигнала не превышала 15–20% от среднего уровня, а частота колебаний 150 Гц была обусловлена действием трех фаз напряжения питания магнетрона (рис. 2). В проведенных экспериментах мы не обнаружили заметного влияния микроволнового излучения на плавающий потенциал зонда. При перекрытии плазменной струи диэлектрической пластиной, а также при работе СВЧ-генератора без зажигания разряда, сигнал осциллографа находился на уровне шума, пренебрежимо малого по сравнению с уровнем плавающего потенциала.

Пространственно-временная структура холодной плазменной струи, истекающей в окружающий воздух, исследовалась при помощи теневых измерений. Для реализации метода оптической тенеграфии требуется источник яркого света,

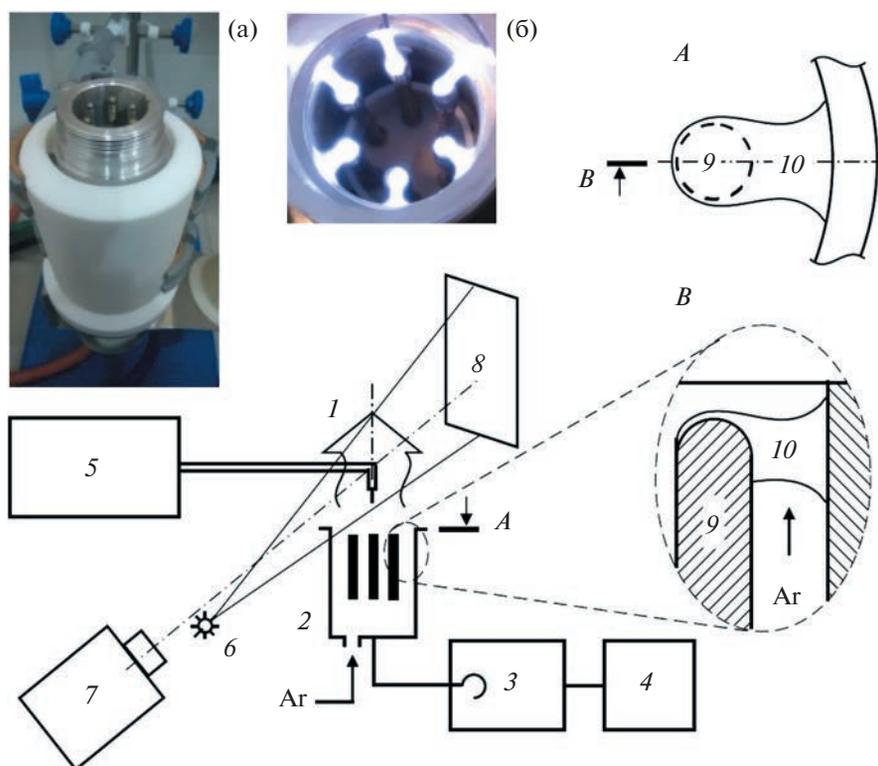


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – холодная плазменная струя, 2 – плазменная горелка, 3 – СВЧ-блок с магнетроном и волноводом, 4 – высоковольтный блок питания, 5 – светодиодная лампа, 6 – видеокамера, 7 – яркий источник света (светодиодная лампа), 8 – проекционный экран, 9 – стержневой электрод, 10 – разрядный канал. На вставках – фотографии плазменной горелки (а) и СВЧ-разряда в ней (б).

светоотражающий экран и регистрирующая камера. Исследуемый динамический объект при этом помещается между источником света и экраном, а камера регистрирует тенеграмму, отбрасываемую объектом на экран. В нашем исследовании плазменная струя освещалась мощной светодиодной лампой, а увеличенное изображение струи проецировалось на белый экран формата А4, расположенный на расстоянии 20 см позади нее (рис. 1). Регистрация тенеграмм проводилась с помощью высокоскоростной черно-белой видеокамеры Phantom Miro M110 с частотой съемки 24 и 3000 кадров в секунду и разрешением 640×480 пикселей. Время экспозиции при этом составляло 0.7 и 0.2 мс соответственно, что позволяло получать практически мгновенные изображения струи в ходе ее развития.

Наблюдения за динамикой развития струи показывают, что на начальной стадии истечения в атмосферу движение газа соответствует ламинарному типу, а заметная турбулизация струи происходит при $t > 10$ мс (рис. 3). На начальной стадии после инициации разряда над плазменными каналами появляются одиночные сферические волны, фронт которых расширяется с начальной скоростью $\cong 10^2$ см/с (рис. 4). При $t = 10-50$ мс за выходным отверстием горелки наблюдалось об-

разование крупномасштабных вихрей размером порядка размера струи (рис. 3, 5). На более поздней стадии истечения вихри распадаются, и структура плазменной струи становится хаотичной. При этом происходит постепенное размытие

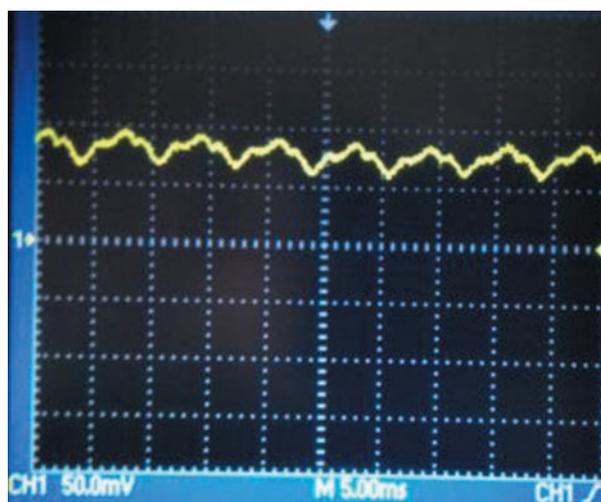


Рис. 2. Осциллограмма плавающего потенциала зонда в холодной плазменной струе в непрерывном токовом режиме разряда.

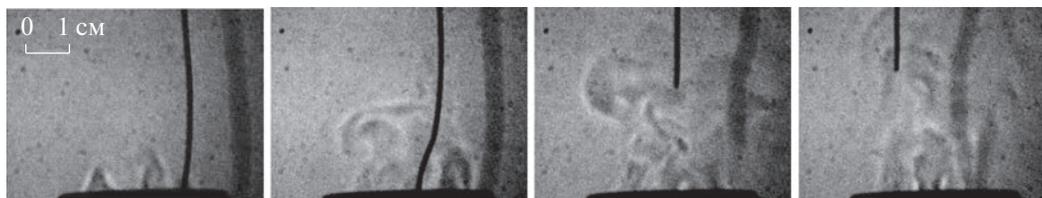


Рис. 3. Тенеграммы холодной плазменной струи (последовательность кадров видеосъемки с частотой 24 кадр/с, время экспозиции ≈ 0.7 мс).

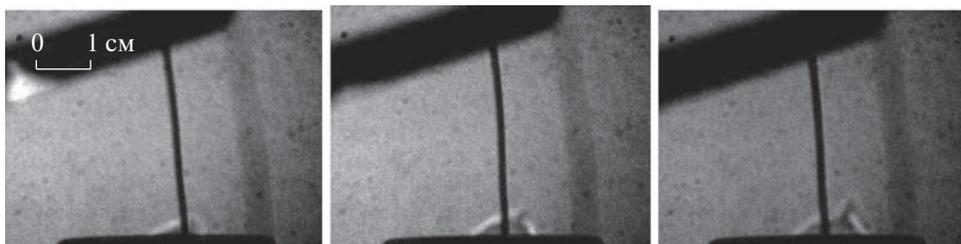


Рис. 4. Начальная фаза развития плазменной струи над одиночным разрядным каналом (последовательность кадров видеосъемки с частотой 3000 кадр/с, время экспозиции ≈ 0.2 мс).



Рис. 5. Эволюция крупномасштабной вихревой структуры в плазменной струе (последовательность кадров видеосъемки с частотой 24 кадр/с, время экспозиции ≈ 0.7 мс).

волновых фронтов и уменьшение скорости их распространения по мере удаления от выходного отверстия горелки. Процесс образования вихрей мог повторяться неоднократно. Таким образом, холодная плазменная струя подвержена характерным газодинамическим неустойчивостям, определяющим процессы перемешивания плазмы и окружающего воздуха.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовалась холодная плазменная струя, представляющая собой потоковое послесвечение электродного СВЧ-разряда атмосферного давления в аргоне. Предложен метод изучения временных особенностей генерации холодной плазменной струи, а также токового режима разряда, с использованием осциллограмм плавающего потенциала электрического зонда. Методом высокоскоростной тенеграфии получе-

на визуализация пространственно-временной структуры плазменной струи, истекающей в окружающий воздух. Наблюдалось образование крупномасштабных вихрей в струе (порядка ее размера) за выходным отверстием плазменной горелки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30062) и средств индустриального партнера АО «ТВЭЛ» (департамент по научно-технической деятельности неядерных производств).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kang S.K., Kim H.Y., Yun G.S., Lee J.K. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 035020.
2. Vesel A., Primc G., Zaplotnik R., Mozetič M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 024008.
3. Fanelli F., Fracassi F. // Surface Coat. Technol. 2017. V. 322. P. 174.

4. *Shibkov V.M.* // Moscow Univ. Phys. 2019. V. 74. P. 421.
5. *Lebedev Y.A., Mokeev M.V.* // High Temp. 2000. V. 38. P. 358.
6. *Gritsinin S.I., Knyazev V.Y., Kossyi I.A., Malykh N.I., Misakyan M.A.* // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30. P. 255.
7. *Räuchle E.* // J. Phys. IV France. 1998. V. 8. P. Pr7-99-Pr7-108.
8. *Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Malykh N.I., Misakyan M.A., Temchin S.M., Bark Y.B.* Preprint. Russ. Acad. Sciences. General Phys. Inst. № 1. Moscow, 1999.
9. *Shibkov V.M., Vinogradov D.A., Voskanyan A.V., Ershov A.P., Timofeev L.B., Shibkova L.V., Chernikov V.A.* // Moscow Univ. Phys. 2000. V. 55. P. 80.
10. *Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkova L.V.* // Plasma Phys. Rep. 2005. V. 31. P. 795.
11. *Shibkov V.M., Dvinin S.A., Ershov A.P., Konstantinovskii R.S., Surkont O.S., Chernikov V.A., Shibkova L.V.* // Plasma Phys. Rep. 2007. V. 33. P. 72.
12. *Dvinin S.A., Shibkov V.M., Mikheev V.V.* // Plasma Phys. Rep. 2006. V. 32. P. 601.
13. *Тихонов В.Н., Иванов И.А., Крюков А.Е., Тихонов А.В.* // Прикладная физика. 2015. № 5. С. 102.
14. *Tikhonov V.N., Aleshin S.N., Ivanov I.A., Tikhonov A.V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 927. P. 012067.
15. *Shimizu T., Steffes B., Pompl R., Jamitzky F., Bunk W., Ramrath K., Georgi M., Stolz W., Schmidt H.-U., Urayama T., Fujii S., Morfill G.E.* // Plasma Process. Polym. 2008. V. 5. P. 577.
16. *Herbst F., Schalkwyk J.V., and McGovern M.* Comprehensive Clinical Plasma Medicine / Eds. H.R. Metelmann, T. von Woedtke, K.D. Weltmann. Springer: Cham, 2018. P. 503.
17. *Chepelev V.M., Chistolinov A.V., Khromov M.A., Antipov S.N., Gadzhiev M.Kh.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1556. P. 012091.
18. *Antipov S.N., Sargsyan M.A., Gadzhiev M.Kh.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1698. P. 012029.
19. *Chepelev V.M., Chistolinov A.V., Antipov S.N., Gadzhiev M.Kh.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100 P. 012029.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

КОРРОЗИЯ ЖЕЛЕЗА В РАДИАЦИОННОЙ ПЛАЗМЕ
ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

© 2023 г. В. Н. Бабичев^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,б}, Ю. В. Черепанова^а, В. Е. Черковец^а

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

^б Объединенный институт высоких температур, Москва, Россия

*e-mail: trushkin@triniti.ru

Поступила в редакцию 14.11.2022 г.

После доработки 12.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований по измерению скорости коррозии железа в низкотемпературной плазме влажного воздуха, формируемой под действием пучка быстрых электронов, в зависимости от величины относительной влажности воздуха. Показано, что поток быстрых электронов, который является идеальным имитатором действия радиоактивного β -излучения, значительно интенсифицирует коррозию железа в плазмообразующей газовой среде, в которой одновременно присутствуют кислород и пары воды. Установлено, что скорость коррозии в условиях радиоактивного облучения резко возрастает, когда относительная влажность воздуха превышает 10%. Проведено численное моделирование ионного состава плазмы с учетом 12 положительных и 12 отрицательных гидратированных ионов при разных интенсивностях источника внешней ионизации и при разных значениях относительной влажности от 10^{-6} до 100%. На основе проведенных оценок выдвинута гипотеза об определяющей роли кластерных гидратированных ионов, обильно образующихся в плазме влажного воздуха при атмосферном давлении, в гетерогенных процессах окисления железа.

Ключевые слова: плазма, электронный пучок, радиация, коррозия, железо

DOI: 10.31857/S036729212260159X, EDN: VEIBZO

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема безопасного и долгосрочного хранения радиоактивных отходов (РАО) является актуальной задачей атомной промышленности, которая оказывает значительное влияние на развитие атомной отрасли, и прежде всего атомной энергетики, во всем мире. В процессе переработки и хранения РАО в установках и контейнерах под действием радиации, возникающей при распаде радиоактивных элементов РАО, образуется радиационная химически активная низкотемпературная плазма, которая приводит к инициированию и интенсификации ионно-молекулярных процессов плазмохимической коррозии металлических стенок оборудования и хранилищ и значительному сокращению срока их безопасной эксплуатации. Современный уровень понимания сложных гетерогенных процессов и явлений, протекающих под действием радиации в замкнутых объемах хранилищ РАО, является весьма ограниченным и далеко не соответствует возрастающим потребностям практики [1, 2]. В этой связи изучение механизмов и кинетики физико-

химических гетерогенных процессов коррозии в условиях повышенного радиоактивного излучения необходимо для разработки эффективных методов защиты стенок оборудования и контейнеров от разрушения, предотвращения утечки радиации в окружающую среду и обеспечения максимального уровня безопасности хранения радиоактивных отходов. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований скорости коррозии железа, которое является основным компонентом большинства конструкционных сплавов стенок контейнеров, в плазме влажного воздуха, возбуждаемой стационарным пучком быстрых электронов, который является идеальным имитатором высокоэнергетического ионизирующего β -излучения продуктов распада радиоактивных элементов отработанного ядерного топлива, при разных концентрациях паров воды в воздухе. Нужно отметить, что тип ионизирующего излучения, создающего плазму, практически не оказывает влияния на физико-химические процессы в такой плазме, поэтому все изложенное ниже справедливо и при генера-

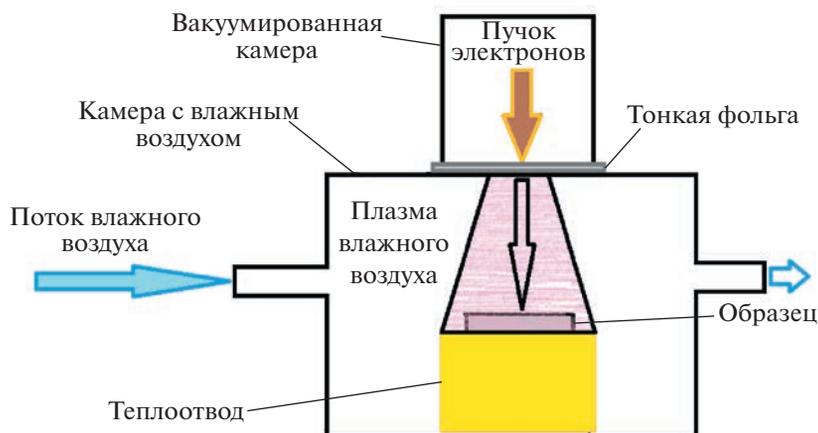


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования скорости коррозии железа в радиационной плазме влажного воздуха, генерируемой пучком быстрых электронов.

ции плазмы во влажном воздухе γ -квантами, α -частицами или другими высокоэнергетическими заряженными частицами при равной скорости создания электрон-ионных пар в единице объема.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, созданной для исследования скорости коррозии железа в радиационной плазме влажного воздуха, формируемой пучком быстрых электронов. Установка позволяет проводить эксперименты при разных концентрациях паров воды в воздухе или других газах и при разных скоростях ионизации газа.

Главным модулем экспериментальной установки является ускоритель электронов (электронная пушка) с накаливаемым катодом, который генерирует непрерывный (стационарный) пучок быстрых электронов. Энергию электронов и величину тока пучка можно было варьировать в пределах $W = 80\text{--}140$ кэВ и $I = 0.1\text{--}1.5$ мА соответственно. Пучок быстрых электронов, сформированный в высоковакуумной камере ускорителя, выводится наружу в плазмохимический реактор (область высокого давления) через алюминиевую фольгу толщиной 14 мкм. Плазмохимический реактор цилиндрической формы был изготовлен из стеклянной трубы с внутренним диаметром 175 мм и высотой 70 мм, у которой один конец закрывался металлическим фланцем, а второй вакуумно-плотно пристыковывался к выходу электронного ускорителя. Реактор снабжен вакуумными портами для откачки внутреннего объема до форвакуумного давления $P = 10^{-3}$ Торр и последующего напуска рабочего плазмообразующего газа заданного состава и давления. В настоящей работе все эксперименты были проведены

при давлении $P = 1$ атм, слабой прокачке газа с объемным расходом $v_f = 100$ см³/с и времени обработки $t = 20$ мин. На дно плазмохимического реактора помещался массивный стальной цилиндр диаметром 100 мм, который совместно с фланцем камеры выполнял роль холодильника для обрабатываемого образца железа. В верхний торец стального цилиндра была вставлена хромель-копелевая термопара, с помощью которой измерялась температура обрабатываемого металлического образца. Обрабатываемыми образцами служили пластинки технического чистого АРМКО железа с поперечными размерами 10×10 , 20×70 и 70×70 мм² и толщиной 0.5 мм, которые размещались на массивном термостате, позволяющем поддерживать постоянную температуру железных образцов, равной приблизительно 300 К. Выбор нескольких геометрических размеров для обрабатываемых образцов обусловлен требованиями используемых диагностических методов, а также пространственно-неоднородным характером исследуемого явления радиационной коррозии. Химический состав железа (масс. %), согласно паспорту изготовителя, был следующим: Fe – 99.92, С – 0.010, Mn – 0.010, P – 0.010, S – 0.008, N – 0.006, Cu – 0.03, Sn – 0.010.

Перед установкой в камеру образцы железа механически шлифовались с использованием мелкой наждачной бумаги и промывались ацетоном и изопропиловым спиртом. Экспериментальные исследования скорости коррозии железа в плазме влажного воздуха, возбуждаемой стационарным пучком быстрых электронов, были проведены при абсолютной влажности воздуха ϵ , варьируемой в пределах $\epsilon = 0.01\text{--}2.5\%$. При температуре воздуха в помещении лаборатории, в котором расположена экспериментальная установка, равной $T = 295$ К, указанной абсолютной

влажности соответствует относительная влажность воздуха $RH = 0.4\text{--}94\%$. Получение заданного уровня влажности в воздухе достигалось путем его пропускания через увлажнительную систему, состоящую из нескольких последовательно соединенных емкостей с дистиллированной водой. В случае высокого уровня относительной влажности $RH \geq 60\%$ в качестве прокачиваемого газа использовался очищенный от пыли комнатный воздух. При $RH < 60\%$ через увлажнительную систему прокачивался сухой синтетический воздух, полученный смешением азота и кислорода в соотношении 0.79: 0.21. Содержание паров воды в воздухе измерялось на входе и выходе плазмохимического реактора. При невысоком уровне влажности ($\epsilon \leq 0.1\% = 1000 \text{ ppm}$) измерения проводились с помощью кулонометрического гигрометра “Байкал МК”, при $\epsilon > 0.1\%$ использовался термометр-гигрометр марки “Testo 623” с датчиком влажности емкостного типа. С целью формирования полной картины изучаемого явления радиационной коррозии железа ряд экспериментов был проведен в инертном газе аргоне, а также в азоте при содержании паров воды в них $\epsilon = 0.005\%$ и 1.2% .

После прохождения алюминиевой фольги ускорителя и выхода в плазмохимический реактор пучок быстрых электронов становится расходящимся вследствие упругого и неупругого рассеяния электронов на нейтральных атомах фольги и молекулах воздуха [3, 4]. В настоящей работе были проведены измерения пространственного распределения плотности тока быстрых электронов в плоскости расположения обрабатываемых образцов. Измерения были выполнены с использованием разработанного многоэлементного электрического зонда. Измерительные секции зонда были изолированы друг от друга диэлектрическим зазором шириной 0.5 мм, имели поперечные размеры $5 \times 5 \text{ мм}^2$, расположены в один ряд (линейку) и подключены через индивидуальное измерительное сопротивление к заземленной шине. Электрический сигнал с каждого измерительного сопротивления подавался на вход многоканального самописца. Вся линейка зондов была окружена охраняемым заземленным медным электродом, препятствующим влиянию внешних электрических полей на показания зондов. Зондовый модуль помещался на двухкоординатную подвижную систему, с помощью которой он перемещался в плоскости по двум взаимноперпендикулярным направлениям в процессе измерений. В свою очередь, система перемещения могла устанавливаться на любом заданном расстоянии от входа электронного пучка в плазмохимический реактор.

На рис. 2а для примера приведены измеренные распределения плотности тока пучка в плоскости расположения образцов железа при полном

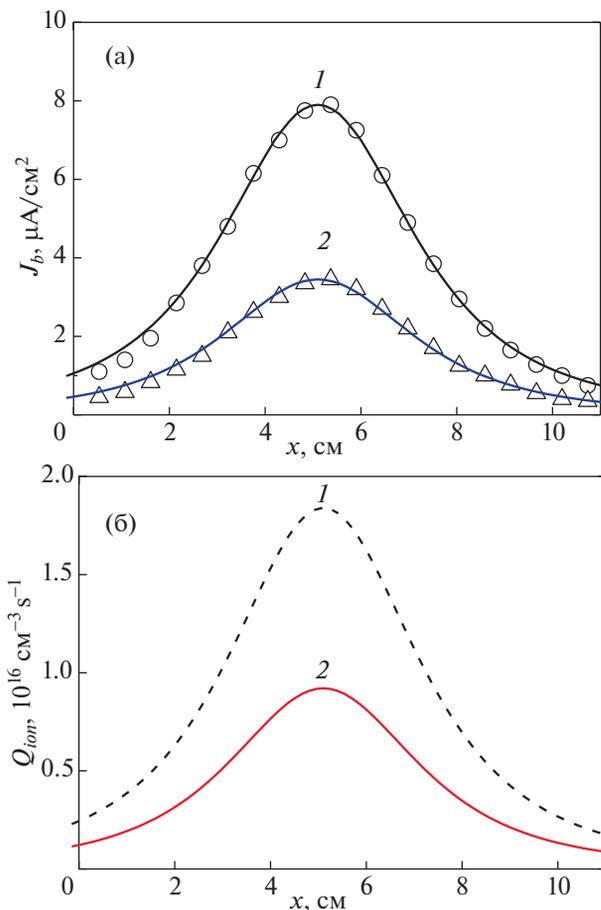


Рис. 2. Радиальное распределение плотности тока быстрых электронов в плоскости обработки железных образцов (а) при различных величинах общего тока пучка $I = 1 \text{ mA}$ (кружочки и кривая 1) и 0.5 mA (треугольники и кривая 2) и соответствующие распределения скорости ионизации газа (б).

токе пушки $I = 0.5$ и 1.0 mA . Видно, что плотность тока пучка имеет максимальное значение на оси пучка (при $x = 5.5 \text{ см}$) и монотонно падает с увеличением расстояния от оси. Полученные распределения плотности тока пучка электронов учитывались при выборе размеров обрабатываемых образцов и их расположения в зоне обработки с тем, чтобы получить различные сценарии и максимально полную картину радиационной коррозии. Большие образцы ($70 \times 70 \text{ мм}^2$) попадали в области со значительными перепадами интенсивности радиации, в то время как маленькие образцы ($10 \times 10 \text{ мм}^2$) находились в областях с достаточно однородной, но разной по величине величиной радиации.

Скорость коррозии железа в плазме влажного воздуха в зависимости от концентрации паров воды оценивалась с использованием трех независимых диагностических методов.

1. Изменение массы корродирующего образца (гравиметрический метод).

2. Качественное и количественное изменение элементного химического состава верхнего приповерхностного слоя образца.

3. Эволюция пространственной структуры (морфологии) поверхности образца в коррозионном процессе.

Для измерения прироста массы обработанного образца были использованы цифровые аналитические весы марки CCS Services A-250A с точностью измерений 0.0001 г, которые имеют автоматическую калибровку и контроль нулевых показаний. Качественное и количественное изменение элементного химического состава верхнего приповерхностного слоя образца, происходящее в процессе коррозии, исследовалось методом рентгеновского микроанализа с использованием сканирующего электронного микроскопа высокого разрешения марки Axia ChemiSEM (Thermo Scientific), оснащенный детектором для проведения элементного анализа Everhart-Thornley SE. С помощью данного микроскопа изучалась и эволюция пространственной структуры (морфологии) корродирующей поверхности образцов. Изменение пространственной структуры поверхности образца при его обработке изучалась также с использованием цифрового оптического микроскопа марки Альтами MET 5T. Данный микроскоп позволяет анализировать поверхность в поляризованном свете с использованием различных светофильтров и регулируемых апертурных и полевых диафрагм.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены фотографии поверхности исходного (необработанного) образца железа (а) и образцов, подвергнутых воздействию электронного пучка и радиационной плазмы в воздухе с различной влажностью (б–з), а также фотографии образцов, обработанных в атмосфере азота и аргона (и) при относительной влажности $RH = 50\%$. Из представленных фотографий четко видно, что относительная влажность оказывает значительное влияние на процессы радиационной коррозии железа в воздухе. При низкой относительной влажности воздуха $RH \leq 10\%$ никаких видимых следов коррозии на образцах железа не обнаруживается (рис. 3б). Заметные проявления процессов коррозии начинаются при относительной влажности воздуха $RH \geq 10\%$, при этом, как это видно из рис. 3в, распределение продуктов коррозии по поверхности образца является существенно неоднородным. Из сравнения рис. 3 и 2 следует, что при выбранном общем токе пучка $I = 1$ мА максимальной плотности тока соответ-

ствует минимальная коррозия образца. Отметим, что неоднородный характер коррозии наблюдается только при превышении током пучка (скорости ионизации газа) некоторого критического значения $I_{cr} \approx 0.5$ мА. С ростом относительной влажности воздуха неоднородный характер коррозии сохраняется, но размер области неоднородной коррозии уменьшается. При этом даже при высоком уровне $RH = 90\%$ область неоднородной коррозии не исчезает полностью. Более подробное исследование показывает, что коррозия в центральной части образца на самом деле происходит, но в отличие от его периферийных областей, где коррозия достаточно равномерная (но с различной интенсивностью), в центре она носит точечный (питтинговый) характер. Наиболее вероятной причиной снижения скорости коррозии в центральной области пучка электронов, где наблюдается максимальная плотность тока и, соответственно, максимальная скорость ионизации газа (см. рис. 2), является возникновение пассивного состояния железа [5], при котором усиление коррозионных свойств среды приводит к снижению скорости коррозии. Также отметим, что в отсутствие кислорода наличие паров воды в составе плазмообразующей смеси (азот, аргон) не приводит к появлению видимых продуктов коррозии (рис. 3и).

На рис. 4а–е приведены изображения поверхности исходного (необработанного) образца железа и образцов, подвергнутых воздействию электронного пучка и радиационной плазмы в воздухе с различной влажностью, а также в азоте и аргоне, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа при увеличении $k = 5000$. Из представленных фотографий видно, что под действием радиации во влажной кислородосодержащей среде (воздухе) на поверхности образцов очень быстро (по сравнению с атмосферными условиями) образуется желто-коричневый рыхлый чешуйчатый слой ржавчины. При прочих одинаковых условиях обработки во влажном азоте и аргоне такой слой ржавчины на образцах не образуется.

На рис. 5 приведены данные измерения увеличения массы обработанных в плазме влажного воздуха образцов железа в зависимости от относительной влажности воздуха, полученные при постоянном токе пучка быстрых электронов $I = 1$ мА и неизменном времени обработки $t = 20$ мин. Размеры обрабатываемых образцов составляли 70×70 мм². Взвешивание образцов происходило через 10 мин после их извлечения из плазмохимического реактора. Из представленных данных видно, что при относительной влажности плазмообразующего воздуха $RH < 10\%$ увеличение массы ΔM обработанного образца находится ниже предела чувствительности весов

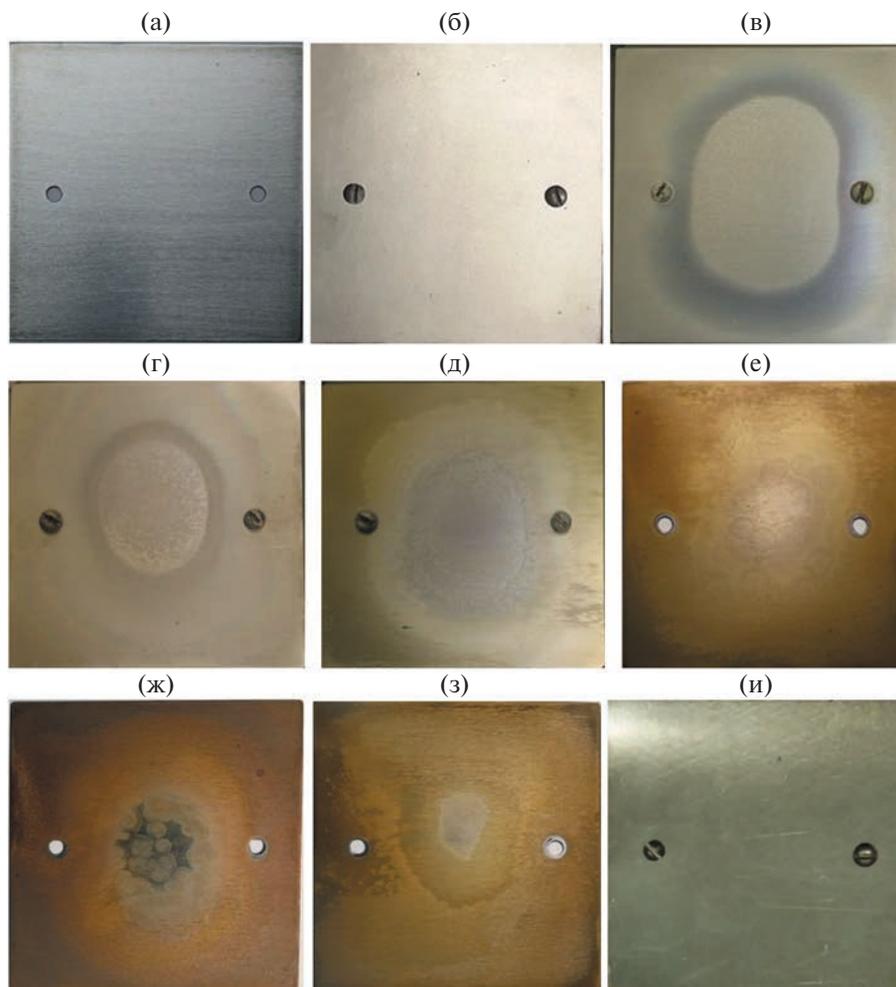


Рис. 3. Фотографии образцов железа, обработанных в плазме влажного воздуха в течение 20 мин: исходный (необработанный) образец (а); относительная влажность воздуха $RH = 0-10\%$ (б); 15% (в); 23% (г); $RH = 37\%$ (д); 63% (е); 80% (ж); 90% (з); $Ar, N_2, RH = 50\%$ (и). Размеры образцов $70 \times 70 \text{ мм}^2$.

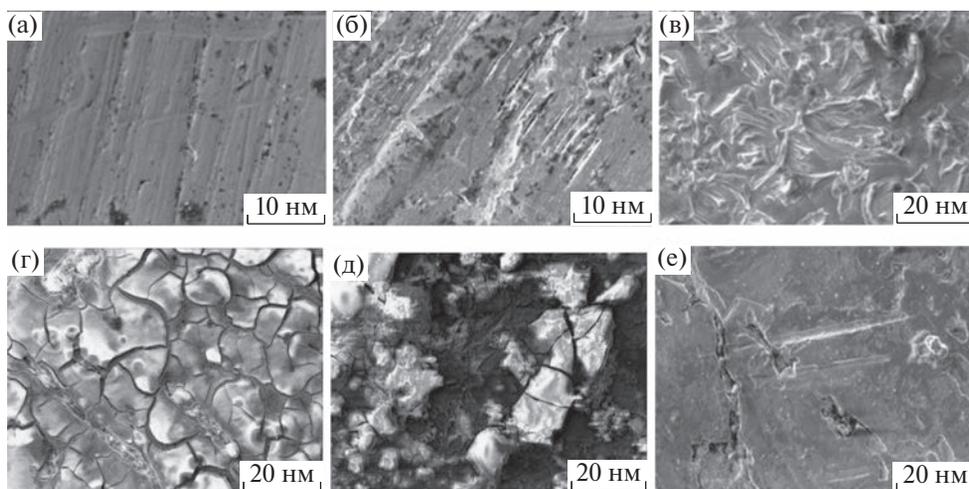


Рис. 4. Изображения поверхности образцов железа, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. Исходный (необработанный) образец (а); обработка в плазме влажного воздуха (б–д), относительная влажность воздуха $RH = 10\%$ (б); 23% (в); 40% (г); 85% (д); $Ar, N_2, RH = 50\%$ (е). Размеры образцов $10 \times 10 \text{ мм}^2$, увеличение $k = 5000$. Ток пучка электронов $I = 1 \text{ мА}$, энергия электронов $W = 115 \text{ кэВ}$, время обработки $t = 20 \text{ мин}$.

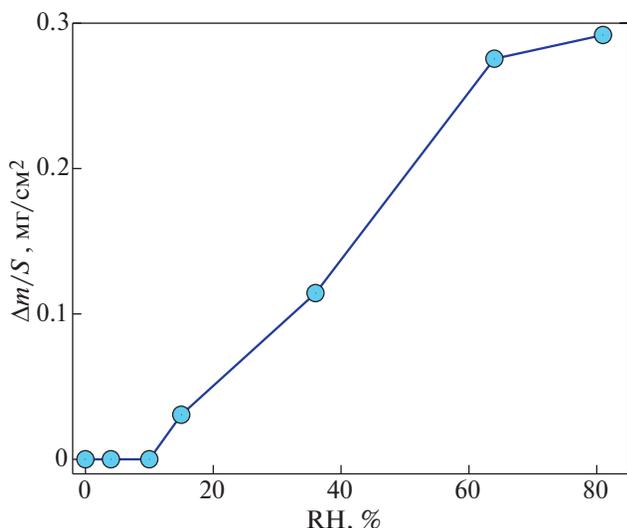


Рис. 5. Удельное увеличение массы обработанных в плазме влажного воздуха образцов железа в зависимости от относительной влажности воздуха. Ток пучка электронов $I = 1$ мА, энергия электронов $W = 115$ кэВ, время обработки $t = 20$ мин, размер образцов 70×70 мм².

$\Delta M < 0.1$ мг. Результаты, полученные гравиметрическим методом, находятся в хорошем соответствии с результатами микроскопических и оптических исследований (рис. 3б и 4б). Также из рис. 5 наглядно видно, что существует “критическая” относительная влажность воздуха $RH \approx 10\%$, при превышении которой скорость прироста массы образца железа, обработанного в радиационной плазме влажного воздуха, значительно увеличивается.

На рис. 6 представлены экспериментальные данные по содержанию кислорода в приповерхностном окисленном слое обработанных в плазме влажного воздуха образцов железа в зависимости от относительной влажности воздуха. Приведены результаты измерений для двух образцов размером 10×10 мм², которые при обработке размещались в различных областях зоны облучения: образец № 1 располагался на оси пучка электронов, где наблюдается минимальная скорость коррозии, а образец № 2 находился на расстоянии 3 см от оси пучка, где скорость коррозии была выше.

На первый взгляд, эти данные не согласуются с результатами, представленными на рис. 3б и 4б, так как увеличение содержания кислорода обнаруживается уже при относительной влажности $RH = 5\%$. Противоречие разрешается, если оценить глубину слоя Δh , анализируемого методом рентгеновского микроанализа с использованием сканирующего электронного микроскопа. При энергии электронов в диагностическом пучке, равной $W = 1.5$ кэВ, глубина анализа составляет

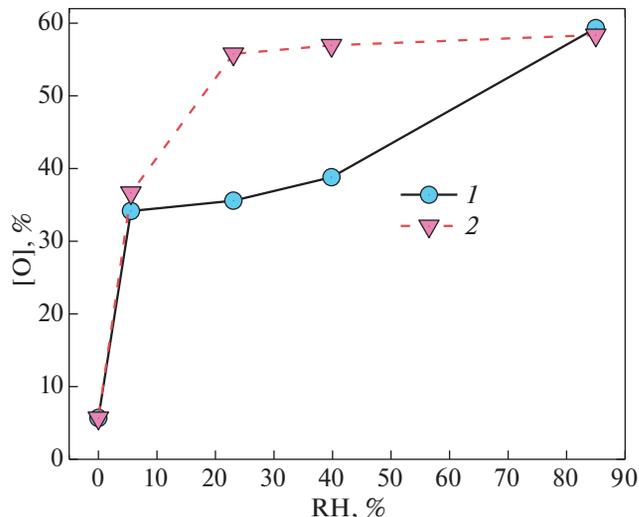


Рис. 6. Содержание кислорода в окисленном приповерхностном слое образцов железа, обработанных в плазме влажного воздуха, в зависимости от относительной влажности воздуха. Кривая 1 – образец находился на оси пучка электронов, 2 – образец находился на периферии пучка, размер образцов 10×10 мм²; $I = 1$ мА, $W = 115$ кэВ, $t = 20$ мин.

$\Delta h = 2$ нм. Оценки показывают, что прирост массы образца за счет внедрения атомов кислорода в поверхностный слой толщиной 2 нм находится на уровне 5×10^{-6} г/см², что находится ниже предела измерений. В то же время толщина окисленного слоя железа (ржавчины) при высоких уровнях относительной влажности, измеренная с помощью оптического профилометра, оказывается в 10–200 раз больше.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОСТАВА ПЛАЗМЫ И ОЦЕНКИ СКОРОСТИ КОРРОЗИИ

Как следует из данных, представленных на рис. 5, скорость радиационной коррозии железа резко возрастает при относительной влажности $RH \geq 10\%$. При таких низких значениях влажности сплошные пленки воды на поверхности металла не образуются [6] и, соответственно, электрохимический механизм коррозии в этих условиях не работает. В работе [2] высказано предположение, что в механизме радиационной коррозии заметную роль могут играть гидратированные положительные ионы, при этом никаких конкретных процессов участия ионов в механизме коррозии предложено не было. Для выяснения роли кластерных гидратированных ионов в гетерогенных процессах окисления железа в настоящей работе было проведено численное моделирование состава плазмы во влажном воздухе, облучаемом пучком быстрых электронов, при разных

значениях относительной влажности воздуха и разных скоростях ионизации электронным пучком.

Расчет скорости ионизации газа пучком быстрых электронов Q_{ion} проводился по модели, подробно описанной в работе [3]. Она построена аналогично работе [4] и скорость ионизации рассчитывалась по формуле

$$Q_{ion} = \frac{j_b \rho}{e \epsilon_{ion}} \frac{dE}{dz} \phi(r, z) F(E_0), \quad (1)$$

где j_b – плотность тока пучка, e – абсолютное значение заряда электрона, ϵ_{ion} – энергетическая цена образования ион-электронной пары, которая близка к двум потенциалам ионизации атомов и молекул газа (для влажного воздуха $\epsilon_{ion} \approx 33$ эВ [7]), dE/dz – удельные потери энергии быстрым электроном на единицу длины пути, ϕ – функция, учитывающая диффузионное расплывание пучка, z, r – координаты в цилиндрической системе координат с началом в центре фольги, F – величина, учитывающая влияние приложенного к разрядному промежутку электрического поля E_0 . В [4] для определения удельных потерь энергии и пробега электронов предложены приближенные соотношения, полученные в результате аппроксимации рассчитанных методом Монте-Карло данных

$$\frac{dE}{dZ}(E_b, Z) = [0.78 - 0.0005E_b] \times \times \frac{E_b}{R_e} \left(1 + \sin \left\{ 1.29\pi \frac{Z_f + Z}{R_e} \right\} \right), \quad (2)$$

$$R_e = 0.00753E_b^{1.661}, \quad (3)$$

где R_e – пробег электронов пучка в мг/см², E_b – энергия электронов пучка в кэВ, dE/dZ – удельные потери энергии в кэВ·см²/мг, Z_f – толщина фольги в мг/см², $Z = \rho z$ – пробег электронов в газе в мг/см² (фольга находится при $z = 0$), ρ – плотность газа.

После прохождения быстрым электроном некоторого пути в тормозящей среде (согласно [8], примерно равного половине длины пробега), функция расплывания ϕ описывается уравнением Лапласа

$$\Delta\phi = 0 \quad (4)$$

со следующими граничными условиями [4]:

$$\phi(r, z = 0) = \begin{cases} 1, & r \leq a, \\ 0, & r > a, \end{cases} \quad \lim_{z \rightarrow \infty} \phi(z, r) \rightarrow 0, \quad (5)$$

где a – радиус (полуширина в случае окна в виде бесконечной полосы) выходного окна электронной пушки.

В наших экспериментах выходное окно электронной пушки имело близкую к круглой форму,

поэтому решение уравнения Лапласа (4) можно представить в виде [3] (см. также [9])

$$\phi = \frac{z}{\pi_0} \int_0^\pi \frac{1}{[z^2 + r^2 \sin^2 \psi]} \times \times \left[(r^2 + z^2)^{1/2} - \frac{r^2 + z^2 - ar \cos \psi}{(r^2 + z^2 + a^2 - 2ar \cos \psi)^{1/2}} \right] d\psi. \quad (6)$$

Интегрированием функции расплывания определялась плотность тока на отдельную секцию зонда в форме квадратов размером 0.5×0.5 см²

$$j_p(x, y, z) = j_b \int_{x-a_p/2}^{x+a_p/2} \int_{y-a_p/2}^{y+a_p/2} \phi(x', y', z') dx' dy', \quad (7)$$

где a_p – размер секции: $a_p = 0.5$ см. На рис. 2 приведены распределения плотности тока пучка, рассчитанные по формуле (7). Видно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. В расчетах для достижения наилучшего согласия варьировались два параметра: значение плотности тока пучка j_b , проходящего через фольгу, так как часть от полного тока пучка I попадала на элементы конструкции электронной пушки, поддерживающие и охлаждающие фольгу, а также координата z , так как функция расплывания, что уже отмечалось выше, описывается уравнением Лапласа только с некоторого расстояния после прохождения фольги [8]. Оказалось, что хорошее согласие плотностей тока пучка в расчете и эксперименте в максимуме достигается, если принять, что при $I = 1$ мА выходит 46.5% тока пучка, а при $I = 0.5$ мА – 40.7%. А форма зависимости от координаты x в эксперименте и в расчете практически повторяют друг друга, как видно из рис. 2, при $z' = 3$ см, т. е. сдвиг составлял 2.5 см: $z - z' = 2.5$ см. Поэтому скорость ионизации воздуха рассчитывалась по формуле (1) именно с этим сдвигом и с найденными значениями плотности тока пучка. Результаты расчетов представлены на рис. 2б. Видно, что скорость ионизации газа на оси рабочей камеры достигает 2×10^{16} см⁻³ · с⁻¹.

Далее проведем расчеты ионного состава плазмы влажного воздуха. Основные расчеты были проведены при скорости ионизации $Q_{ion} = 10^{16}$ см⁻³ · с⁻¹. Численное моделирование проводилось на основе кинетической модели ионно-молекулярных процессов, подробно описанной в работе [7]. На рис. 7 представлены относительные концентрации негидратированных положительных и отрицательных ионов в радиационной плазме влажного воздуха в зависимости от относительной влажности. Из представленных результатов видно, что доля негидратированных ионов является заметной только при низкой относительной влажности $RH \leq 0.1\%$, а уже при $RH \geq 1\%$ суммарная доля негидратированных и

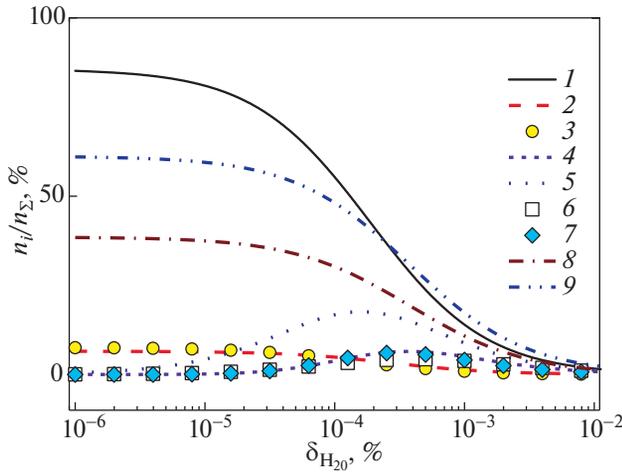


Рис. 7. Концентрации ионов 1 – O_4^+ , 2 – NO_2^+ , 3 – NO^+O_2 , 4 – $H_3O^+(OH)$, 5 – $NO^+(H_2O)$, 6 – H_3O^+ , 7 – O_4^- , 8 – O_2^- при $Q_{ion} = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

положительных, и отрицательных ионов становится меньше 10%.

На рис. 8 приведены относительные концентрации положительных $H^+(H_2O)_n$ (а) и отрицательных $O_2^-(H_2O)_n$ (б) ионов в радиационной плазме влажного воздуха в зависимости от относительной влажности при постоянной скорости ионизации газа электронным пучком. Видно, что при увеличении относительной влажности происходит рост числа n в кластерном комплексе (т.е. кластерные ионы “тяжелее”), причем для отрицательных ионов этот процесс начинается значительно раньше (при меньших RH), чем для положительных и, соответственно, при фиксированном значении RH доля отрицательных ионов с высоким n больше, чем доля положительных ионов. Так, например, при относительной влажности RH = 80% доля ионов $O_2^-(H_2O)_{12}$ составляет 11–14% в зависимости от скорости ионизации газа, в то время как доля положительных $H^+(H_2O)_9$ находится на уровне 1%.

На рис. 9 представлены суммарная концентрация положительных и равная ей суммарная концентрация отрицательных ионов, а также суммарные концентрации гидратированных положительных и отрицательных ионов в радиационной плазме влажного воздуха в зависимости от относительной влажности при трех скоростях ионизации газа 10^{14} , 10^{15} и $10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Как видно из рис. 9, при постоянной скорости ионизации газа электронным пучком суммарные концентрации положительных и отрицательных ионов практически не меняются при изменении влажности воздуха, а преобладающими ионами при

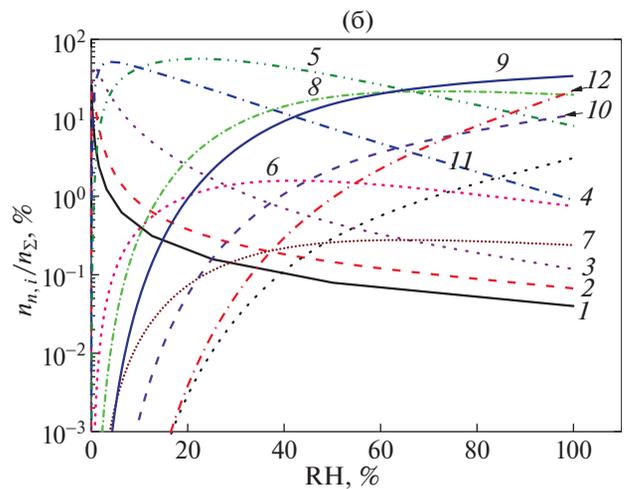
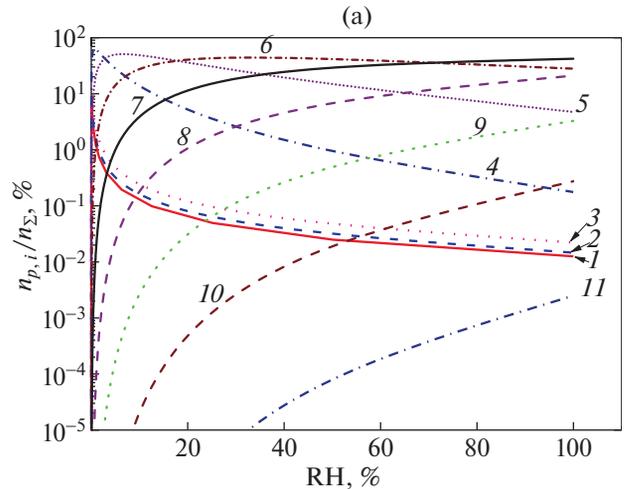


Рис. 8. Концентрации положительных $H^+(H_2O)_n$ (а) и отрицательных $O_2^-(H_2O)_n$ (б) ионов в радиационной плазме влажного воздуха при $Q_{ion} = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в зависимости от относительной влажности (цифры над кривой равны значению числа молекул воды в комплексе n).

RH > 10% становятся гидратированные комплексные ионы.

Как видно из рис. 8, в области значений RH > 20%, состав преобладающих ионов меняется незначительно, при этом число молекул в комплексе меняется на 1–2 единицы. Также в этой области, согласно рис. 9, не меняются суммарные концентрации гидратированных комплексных ионов. Поэтому можно сделать вывод, что изменение скорости коррозии и ее максимум при RH ~ 45%, установленный в работе [2], не связаны с изменением сорта гидратированных ионов.

Для установления причин появления отмеченных особенностей коррозии под действием ионизирующего излучения рассмотрим более подробно процесс химической коррозии. Анализ прове-

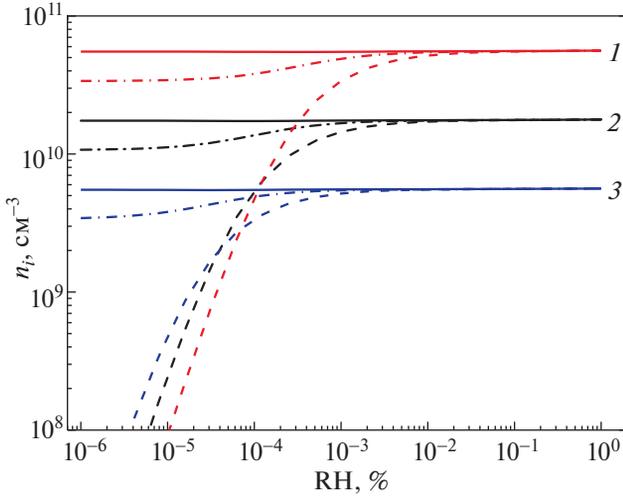
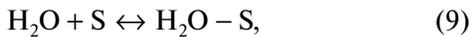
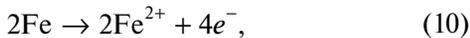


Рис. 9. Зависимости от относительной влажности воздуха суммарной концентрации всех ионов одного знака (сплошные кривые), суммарной концентрации положительных гидратированных ионов (штриховые кривые) и суммарной концентрации отрицательных гидратированных ионов (штрих-пунктирные кривые) при скорости ионизации 1 – $Q_{ion} = 10^{16}$, 2 – 10^{15} и 3 – $10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

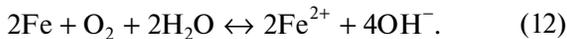
дем на основе модели Лэнгмюра–Хиншелвуда (Langmuir–Hinshelwood model) [2, 10]. Рассмотрим сначала коррозию только нейтральными молекулами кислорода и паров воды. Процесс коррозии в модели Лэнгмюра–Хиншелвуда описывается как бимолекулярный процесс на поверхности



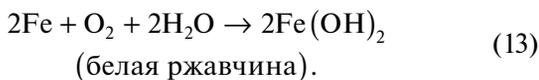
где “S” означает поверхность, с последующим двухстадийным процессом



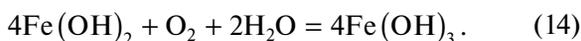
которые можно записать одной формулой



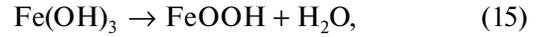
Суммарное уравнение коррозии на первой стадии имеет вид



Под воздействием кислорода воздуха будет происходить дальнейшее окисление железа с образованием гидроксида железа (III) (вторая стадия) по реакции



Гидроксид железа (III) неустойчив и разлагается с выделением воды по следующей реакции:



где FeOOH – бурая ржавчина, конечный продукт коррозии железа в нейтральной среде (pH = 7) [11].

Скорость поглощения кислорода и молекул воды поверхностью описывается уравнениями баланса [2]

$$\frac{d\Theta_{\text{O}_2}}{dt} = k_{a1}(1 - \Theta_{\text{O}_2} - \Theta_{\text{H}_2\text{O}})n_{\text{O}_2} - k_{d1}\Theta_{\text{O}_2}, \quad (16)$$

$$\frac{d\Theta_{\text{H}_2\text{O}}}{dt} = k_{a2}(1 - \Theta_{\text{O}_2} - \Theta_{\text{H}_2\text{O}})n_{\text{H}_2\text{O}} - k_{d2}\Theta_{\text{H}_2\text{O}},$$

где k_{a1} , k_{d1} – константы скорости прилипания и испарения кислорода и k_{a2} , k_{d2} – молекул воды соответственно, n_{O_2} – объемная концентрация кислорода и $n_{\text{H}_2\text{O}}$ – молекул воды в воздухе, Θ_{O_2} – доля поверхностных сайтов, занятых кислородом и $\Theta_{\text{H}_2\text{O}}$ – молекулой воды. Плотность железа при нормальных условиях $\rho_{\text{Fe}} = 7.874 \text{ г/см}^3$, структура решетки железа – кубическая объемно-центрированная с параметром решетки $a = 2.866 \text{ \AA}$. Плотность поверхностных сайтов n_s зависит от типа грани решетки, для оценок примем, что она определяется выражением

$$n_s = \frac{\rho_{\text{Fe}} a}{2m_{\text{Fe}}} = 1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}, \quad (17)$$

где m_{Fe} – масса атомов железа. Когда поток молекул на поверхность и с поверхности не сильно отличаются (т. е. при малых значениях коэффициента аккомодации), константы скорости прилипания можно определить, используя кинетический поток молекул на поверхность

$$k_{a1} = \gamma_{\text{O}_2} \frac{v_{th,\text{O}_2}}{4n_s}, \quad k_{a2} = \gamma_{\text{H}_2\text{O}} \frac{v_{th,\text{H}_2\text{O}}}{4n_s}, \quad (18)$$

где γ_{O_2} – коэффициент аккомодации (вероятность прилипания) к поверхности железа молекул кислорода и $\gamma_{\text{H}_2\text{O}}$ – молекул воды, v_{th,O_2} – направленная тепловая скорость молекул кислорода и $v_{th,\text{H}_2\text{O}}$ – воды,

$$v_{th,\text{O}_2} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{\text{O}_2}}}, \quad v_{th,\text{H}_2\text{O}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{\text{H}_2\text{O}}}}. \quad (19)$$

Коэффициенты аккомодации обычно составляют величину порядка 10^{-3} – 10^{-4} . В стационарном режиме из (16) находим

$$\Theta_{\text{O}_2} = \frac{k_{a1}n_{\text{O}_2}/k_{d1}}{1 + k_{a1}n_{\text{O}_2}/k_{d1} + k_{a2}n_{\text{H}_2\text{O}}/k_{d2}}, \quad (20)$$

$$\Theta_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{k_{a2}n_{\text{H}_2\text{O}}/k_{d2}}{1 + k_{a1}n_{\text{O}_2}/k_{d1} + k_{a2}n_{\text{H}_2\text{O}}/k_{d2}}.$$

Скорость роста ржавчины R в процессе химической коррозии определяется выражением [2, 10]

$$R = k \Theta_{O_2} \Theta_{H_2O} \equiv k \frac{K_1 K_2 n_{O_2} n_{H_2O}}{(1 + K_1 n_{O_2} + K_2 n_{H_2O})^2}, \quad (21)$$

где k – константа скорости роста коррозировавшего слоя, $K_1 = k_{a1}/k_{d1}$, $K_2 = k_{a2}/k_{d2}$. Окончательно из выражения (21) находим

$$R = \frac{kk_{a1}k_{a2}n_{O_2}n_{H_2O}}{(k_{d1} + k_{a1}n_{O_2} + k_{a2}n_{H_2O}(k_{d1}/k_{d2}))(k_{d2} + k_{a1}n_{O_2}(k_{d2}/k_{d1}) + k_{a2}n_{H_2O})}. \quad (22)$$

Можно ожидать, что в обычных условиях все сайты на поверхности железа будут заняты молекулами воды и кислорода: $\Theta_{O_2} + \Theta_{H_2O} \approx 1$. В этом случае можно пренебречь первыми членами в скобках в знаменателе (22) (членами k_{d1} и k_{d2}). Также положим, что $k_{a1} \approx k_{a2}$. Теперь, для оценок скорости роста коррозионного слоя из (22), используя (18) и (19), находим

$$R \approx k \frac{\gamma n_{O_2} n_{H_2O}}{(n_{O_2} + \gamma n_{H_2O})^2}, \quad \gamma = \frac{\gamma_{H_2O}}{\gamma_{O_2}} \sqrt{\frac{m_{O_2}}{m_{H_2O}}}. \quad (23)$$

Скорость коррозии в обычных условиях меняется в пределах 50–200 мкм/год [12]. Для оценок положим, что при относительной влажности 95% (она при такой скорости максимальна) скорость роста равна 200 мкм/год. Оценки показывают, что скорость роста коррозионного слоя в атмосфере от относительной влажности воздуха зависит от значения параметра γ и эта зависимость имеет максимум при $\gamma \approx 8$, что вполне объяснимо более высоким значением коэффициента аккомодации молекул воды, имеющим постоянный дипольный момент, чем молекул кислорода, имеющих только постоянный квадрупольный момент. При этом константа скорости оказалась равной $k = 800$ мкм/год.

Теперь рассмотрим коррозию в плазме. В этом случае процесс катодной деполяризации при электрохимической коррозии металлов во влажном воздухе при воздействии внешнего источника ионизации может осуществляться не только молекулами кислорода, но и положительно заряженными ионами $H_3O^+(H_2O)_n$ [2]



Если эффективность кислорода в качестве деполяризатора достаточно низка, то ион с почти единичной вероятностью приведет к нейтрализации отрицательного заряда электрода. Поток положительных ионов на поверхность в кинетической области определяется выражением

$$J_{k+} = \frac{1}{4} n_+ \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_+}}, \quad (25)$$

где n_+ , m_+ – концентрация и масса положительных ионов. А в диффузионной области поток ионов определяется выражением

$$J_{d+} = n_+ \frac{\pi^2 D_+}{2R_{sh}}, \quad (26)$$

где D_+ – коэффициент диффузии положительных ионов, который может быть определен по приведенным в табл. 1 подвижностям из соотношения Эйнштейна: $D_+/\mu_+ = k_B T/e$, R_{sh} – характерный радиус экранирования в неравновесной плазме [13]. Согласно методу равнодоступной поверхности [14], в общем случае поток ионов будет определяться выражением

$$J_+ = (J_{k+}^{-1} + J_{d+}^{-1})^{-1} = n_+ \left(\sqrt{\frac{2\pi m_+}{k_B T}} + \frac{2R_{sh}}{\pi^2 D_+} \right)^{-1}. \quad (27)$$

Эта формула определяет скорость гетерогенных процессов с участием ионов.

В качестве радиуса экранирования в формулах (26) и (27) выступает величина $1/k_s$ (см. [13]), выражение для определения которой в общем случае приведено в работе [13]. В случае одного преобладающего сорта как положительных, так и отрицательных ионов, оно переходит в следующее выражение:

$$R_{sh} = \left[\beta_{ii} n_+ \left(\frac{1}{D_+} + \frac{1}{D_-} \right) \right]^{-1/2}, \quad (28)$$

где β_{ii} – коэффициент электрон-ионной рекомбинации, D_- – коэффициент диффузии отрицательных ионов.

Скорость роста коррозионного слоя под действием потока положительных ионов в итоге определяется выражением

$$R_+ = \frac{1}{2} \frac{\gamma_+ J_+ a}{n_s} \equiv \frac{1}{2} \frac{\gamma_+ n_+ a}{n_s} \left(\sqrt{\frac{2\pi m_+}{k_B T}} + \frac{2R_{sh}}{\pi^2 D_+} \right)^{-1}. \quad (29)$$

В табл. 1 приведены параметры, использованные при расчете скорости роста коррозионного слоя под действием отрицательных гидратированных ионов из выражения (29). Согласно проведенным в настоящем разделе расчетам при скорости ионизации газа $Q_{ion} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и отно-

Таблица 1. Параметры для расчета скорости роста коррозионного слоя под действием положительных гидратированных ионов при скорости ионизации газа $Q_{ion} = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

Параметр	Обозначение и единица измерения	Значение
Концентрация положительных ионов	n_+ , см^{-3}	8.0×10^{10}
Масса иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_7$	m_+ , а.е.м.	145
Подвижность иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_7$	μ_+ , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	1.95
Коэффициент ион-ионной рекомбинации ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_7$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_9$	β_{ii} , $\text{см}^2/\text{с}$	3.17×10^{-6}
Коэффициент диффузии иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_7$	D_+ , $\text{см}^2/\text{с}$	0.0493
Масса иона $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_9$	m_- , а.е.м.	194
Подвижность иона $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_9$	μ_- , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	2.1
Коэффициент диффузии иона $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_9$	D_- , $\text{см}^2/\text{с}$	0.052
Радиус экранирования (28) [13]	R_{sh} , мкм	3.2
Поток положительных ионов на поверхность железа	J_+ , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	5.4×10^{13}
Поверхностная плотность атомов железа	n_s , см^{-2}	1.20×10^{15}
Параметр решетки	a , Å	2.87
Вероятность нейтрализации положительным ионом отрицательного заряда электрода	γ_+	1
Скорость роста коррозионного слоя (29)	R_+ , $\text{см}/\text{с}$	6.4×10^{-10}
Масса положительных ионов, достигших поверхности за 20 мин	Δm_+ , $\text{мг}/\text{см}^2$	0.016

сительной влажности $RH > 20\%$, основными положительными ионами являются ионы $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_6$, $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_7$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_8$, а преобладающим сортом отрицательных ионов являются ионы $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_9$ (см. рис. 8). Поэтому расчеты проведены для ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_7$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_9$, поскольку как подвижности (коэффициенты диффузии), так и коэффициенты ион-ионной рекомбинации для всех названных ионов весьма близки.

Как видно из табл. 1, прирост массы пластины железа за счет потока положительных ионов за 20 минут оказывается на порядок, меньше наблюдаемых в эксперименте (см. рис. 5). Но нужно отметить, что в приведенных выше оценках не учитывалось формирование слоя амбиполярной диффузии около пластины, поскольку подвижности отрицательных и положительных ионов близки друг к другу. Но вблизи пластины скорость гибели электронов вследствие ухода на нее может превысить скорость гибели в процессе трехтельного прилипания к молекулам кислорода. Согласно работе [15], условие преобладания потока электронов над потоком отрицательных ионов на стенку (условие формирования слоя ам-

биполярной диффузии, в котором диффузионный и дрейфовый потоки более подвижных электронов или ионов примерно равны друг другу) имеет вид:

$$Q_{ion} \gg Q_{ion,cr} = \frac{1}{\beta_{ii}} \left(\frac{\mu_- v_a}{\mu_e} \right)^2, \quad (30)$$

где v_a – частота трехтельного прилипания электронов, β_{ii} – коэффициент ион-ионной рекомбинации, μ_- , μ_e – подвижности отрицательных ионов и электронов. Расчеты с использованием программы BOLSIG+ [16] с сечениями из работ [17, 18] показали, что коэффициент диффузии электронов в воздухе при атмосферном давлении и при приведенной напряженности электрического поля $E/n = 0.1$ Тд (n – полная концентрация молекул воздуха) равна $D_e = 460 \text{ см}^2/\text{с}$ (подвижность $\mu_e = 1.43 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). За характерное время процесса трехтельного прилипания электронов, основного канала их гибели в объемной плазме, равного при атмосферном давлении в воздухе $\tau_a = 1/v_a = 18 \text{ нс}$ ($v_a \approx 5.5 \times 10^7 \cdot \text{с}^{-1}$), они успевают пройти расстояние $R_a = \sqrt{2D_e \tau_a} \approx 40 \text{ мкм}$, что значительно превышает как дебаевский радиус экранирования, так и радиус

экранирования (24). Из (30) находим, что $Q_{ion,cr} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, поэтому при $Q_{ion} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в наших экспериментах слой амбиполярной диффузии около исследуемой пластины железа будет формироваться. В этом слое, в котором плотности носителей заряда отрицательного знака будут сильно подавлены, основным каналом гибели положительных ионов будет их уход на стенку. Следовательно поток положительных ионов составит величину порядка $Q_{ion} R_a \approx 8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что почти в два раза превышает поток ионов, приведенный в табл. 1. Это показывает необходимость более точных расчетов потока ионов с использованием уравнений баланса с учетом процессов перезарядки и конверсии ионов.

Отметим, что измерения температуры потока на выходе из рабочей камеры показали, что температура воздуха отличается от комнатной только на 3 К, что говорит о слабом нагреве газа в рабочей камере. Оценки показывают, что число Релея в условиях проводимых экспериментов даже при градиенте 1 К/см равно 2×10^5 , поэтому перенос тепла в рабочей камере происходит в режиме свободной конвекции, что совместно с выносом тепла прокачиваемым газом объясняет пренебрежимо малый нагрев газа в рабочей камере.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены экспериментальные исследования скорости коррозии образцов железа, помещенных в химически активную плазму влажного воздуха, генерируемую пучком быстрых электронов как имитатором радиоактивного излучения продуктов распада отработавшего ядерного топлива в зависимости от величины относительной влажности. Обнаружено, что радиоактивное β -излучение (поток быстрых электронов) значительно интенсифицирует коррозию железа в рабочей газовой среде, в которой одновременно присутствуют кислород и пары воды. Установлено, что скорость коррозии в условиях радиоактивного облучения резко возрастает, когда относительная влажность воздуха превышает $RH > 10\%$. Существование “критической” влажности воздуха $RH \sim 60\%$ для скорости коррозии железа в атмосферных условиях (в отсутствие радиации) хорошо известно [19] и объясняется сменой механизма коррозии с химического на электрохимический при образовании сплошной пленки воды на поверхности металла. При относительной влажности $RH \sim 10\%$ сплошные пленки воды на поверхности металла не образуются, поэтому увеличение скорости коррозии в этих условиях имеет другую природу. В работе [1] было показано, что воздействие быстрых электронов на процессы коррозии металлов в парогазовой среде происходит через радиолиз этой среды, а не

через активацию электронами поверхности металла. Механизм этого воздействия до настоящего времени остается невыясненным. Численные расчеты состава радиационной плазмы влажного воздуха атмосферного давления, выполненные в настоящей работе, свидетельствуют о том, что основными ионами при относительной влажности $RH > 10\%$ являются гидратированные ионные кластеры $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_n$ с $n = 6-8$ для положительных и $n = 9-12$ для отрицательных ионов. Тесная корреляция между поведением скорости коррозии и составом гидратированных ионов в плазме влажного воздуха дает основание предположить, что в плазмохимическом механизме радиационной коррозии железа важную роль могут играть кластерные гидратированные ионы обоих знаков. Численное моделирование процесса коррозии на основе модели Ленгмюра–Хиншелвуда показало, что гидратированные ионы заметно повышают скорость коррозии, однако для достижения количественного совпадения результатов моделирования с экспериментальными данными необходимы более точные расчеты потоков ионов с учетом процессов конверсии и перезарядки.

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. *Lapueta S., Bererd N., Moncoffre N., Millard-Pinard N., Jaffrezic H., Crusset D., Feron D.* // J. Nuclear Materials. 2008. V. 375. P. 80.
3. *Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Дятко Н.А., Паль А.Ф., Старостин А.Н., Таран М.Д., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 386.
4. *Cason C., Perkins J., Werkheiser A., Duderstadt J.* // AIAA. 1977. Paper № 77. P. 65.
5. *Томашов Н.Д., Чернова Г.П.* Теория коррозии и коррозионностойкие конструкционные сплавы. М.: Металлургия, 1986. С. 359.
6. *Phipps P.V.P., Rice D.W.* // ACS Symp. Ser. 1979. V. 89. P. 235.
7. *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.
8. *Стародубцев С.В., Романов А.М.* Прохождение заряженных частиц через вещество, Ташкент: Изд-во АН Узбекской ССР, 1962.
9. *Журавлев Б.В., Напартович А.П., Паль А.Ф., Пичугин В.В., Родин А.В., Старостин А.Н., Таран Т.В., Таран М.Д., Филиппов А.В.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 233.
10. *Petukhov A.V.* // Chemical Phys. Lett. 1997. V. 277. P. 539.

11. Савенкова И.В., Фатьянова Е.А. Коррозия металлов. Методы защиты металлов от коррозии: методические указания по выполнению лабораторной работы и для самостоятельной работы студентов технических специальностей. Курск: Юго-Зап. гос. ун-т, 2013. С. 22.
12. Pourbaix M., Pourbaix A. // Corrosion. 1989. V. 45. P. 71.
13. Филиппов А.В., Дербенев И.Н., Куркин С.А. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 1131.
14. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. С. 502.
15. Паль А.Ф., Старостин А.Н., Филиппов А.В. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 155.
16. Hagelaar G.J., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14 (4). P. 722.
17. Pancheshnyi S., Biagi S.F., Bordage M.C., Hagelaar G.J.M., Morgan W.L., Phelps A.V., Pitchford L.C. // Chem. Phys. 2012. V. 389. P. 148.
18. Pitchford L.C., Alves L.L., Bartschat K., Biagi S.F., Bordage M.C., Bray I., Pancheshnyi S. // Plasma Processes Polymers. 2017. V. 14. P. 1600098.
19. Улиг Г., Ревви Р. Коррозия и борьба с ней. Введение в коррозионную науку и технику / Под ред. А.М. Сухотина. Л.: Химия, 1989.

ПЕРЕПРОБОЙ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА© 2023 г. В. А. Битюрин^{а,*}, А. Н. Бочаров^а, А. С. Добровольская^а,
Н. А. Попов^б, А. А. Фирсов^а^а Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия^б МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия

*e-mail: valentin.bityurin@gmail.com

Поступила в редакцию 01.10.2022 г.

После доработки 07.02.2023 г.

Принята к публикации 20.02.2023 г.

Представлена физическая и численная модель продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха. Рассматриваемая модель учитывает не только традиционные механизмы взаимодействия разряда и потока (конвекция, диффузия, тепловыделение, термохимическая неравновесность), но и процессы диссоциации и ионизации в сильных приведенных электрических полях. Показано, что в рамках двумерной модели разряда постоянного тока токовая петля уносится потоком до тех пор, пока скорость ионизации за счет сильного приведенного электрического поля в непосредственной близости от электродов не обеспечит достаточную ионизацию для формирования альтернативного канала тока: начинает формироваться новая петля тока, а старая затухает. Этот рассматриваемый процесс перепробоя разряда имеет периодический характер, при этом частота перепробоев в токовой петле пропорциональна амплитуде тока.

Ключевые слова: сверхзвуковой воздушный поток, разряд постоянного тока в потоке, нетермическая ионизация, токовая петля, перепробой разряда

DOI: 10.31857/S0367292123600255, EDN: VFQMMJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Продольно-поперечный разряд [1, 2] представляет собой классический дуговой разряд постоянного тока между двумя электродами, токовый канал которого выносится из межэлектродной области тем или иным усилием в поперечном направлении. В классической дуге, ориентированной вдоль горизонтальной оси, этой силой является тепловая конвекция. При определенном соотношении параметров разряда — силы тока, межэлектродного расстояния, плотности энерговыклада, с одной стороны, и интенсивности динамического воздействия, с другой, разрядный канал вытягивается по направлению воздействия на значительное расстояние, превышающее межэлектродное расстояние более чем на порядок. Однако в наблюдаемых экспериментах существует некоторая предельная длина петли канала. Настоящая работа в первую очередь направлена на изучение механизма перезамыкания (перепробоя) разряда — процесса, резко сокращающего длину разряда.

Одна из первых работ по описанию продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке

была выполнена в 1960-х годах [3]. Значительный объем исследований был выполнен различными группами гораздо позже, в 2000-х годах: определялись основные характеристики, например, температура разряда показана в [4], а структура ударных волн вблизи разряда — в [5] с помощью теневой визуализации. Современные высокоскоростные камеры позволили определить динамику формы разряда [6], также было изучено влияние скорости потока на ряд параметров [7].

Продольно-поперечный разряд интенсивно изучался в прикладных исследованиях, например, в работах по плазменно-стимулированному горению в сверхзвуковом потоке [2, 8–10], также было установлено положительное влияние такого разряда на перемешивание топлива с набегающим потоком [11]. Выполнены работы по управлению структурой сверхзвукового течения в воздухозаборнике и в канале переменного сечения [12, 13], продольно-поперечный разряд был использован для определения скорости сверхзвукового потока [14].

Моделирование позволяет получить параметры разряда, которые трудно получить экспери-

ментально. Однако плазма в воздушном потоке является сложной задачей для детального моделирования, поэтому обычно используют некоторые упрощения. Например, в одной из первых попыток расчета такого разряда [15] он моделировался с помощью собственного кода в двумерной постановке, и в результате было получено изменение во времени пространственного распределения плотности тока. Ток протекал в плоскости расчетной области. Также возможно моделирование аналогичных задач, когда ток перпендикулярен двумерной расчетной области. Такой подход был реализован с помощью программы Plasmaero, разработанной в ОИВТ РАН, при моделировании потока, индуцированного плазменным актуатором в магнитном поле [16]. В исследованиях [17, 18] с использованием программы Plasmaero для получения пространственных распределений физических величин для длинного разряда постоянного тока (для малых токов) в сверхзвуковом потоке было выполнено моделирование в осесимметричной постановке (ось расположена вдоль вектора электрического поля). Такой подход близок к трехмерному (3D). Во всех представленных работах повторный пробой не моделировался.

В отличие от представленных выше исследований, в работе [19] дуговой разряд рельсового плазменного актуатора в конвективном потоке моделировался с использованием 2D-подхода, и повторный пробой (или перепробой) был получен в моделировании с использованием программы VizSpark [20]. Причиной пробоя был нагрев газа и увеличение проводимости в области между плазменными каналами. В работе [21] разряд постоянного тока в высокоскоростном потоке моделировался в 3D-постановке с использованием газодинамического пакета FlowVision. Трехмерная формулировка редко применяется для задач такого класса, но модель плазмы была значительно проще по сравнению с моделированием в [17]. Повторный пробой инициировался вручную путем установки тонкого горячего канала между двумя точками плазменной петли. В работе [22] представлено подробное исследование повторного пробоя дуги (или перепробоя) с использованием кода CEDRE, разработанного в ONERA. Моделирование проводилось в двумерной постановке, повторный пробой обусловлен выбором пути, на котором превышает значение порогового приведенного поля. Эта модель требует использования дополнительного логического блока и намного более универсальна, чем ручная установка горячего канала в области высокого приведенного поля. В большинстве случаев повторный пробой определяет многие характеристики разряда и окружающего потока газа, однако универсальной модели для повторного пробоя не существует.

В данной работе мы предлагаем подход, позволяющий моделировать это явление при помощи газодинамического кода, с использованием МГД-модели и детальной схемы химических реакций.

2. ОПИСАНИЕ ПОСТАНОВКИ ЗАДАЧИ

На этом этапе задача состоит в адаптации возможностей пакета Plasmaero [23, 24] к условиям эксперимента [25]. Дополнительную информацию о пакете Plasmaero и используемых моделях можно найти в публикациях [26–28]. В эксперименте разряд имеет трехмерную форму – это тонкий шнур диаметром чуть менее 1 мм в виде петли, как показано на рис. 1. В силу принципиальной трехмерности эксперимента использование инструментов 2D-кода Plasmaero предполагает выделение близких к двумерным компонентов эксперимента. Таковой, на первый взгляд, является проекция этой формы на плоскость (как это представлено на рис. 1). Тогда конфигурация разряда выглядит следующим образом: два вытянутых вдоль вектора скорости токовых канала с противоположно направленными токами и соединяющая их перемычка. Рассматривая такую конфигурацию в рамках двумерной модели, мы предполагаем, что разряд представляет собой слой довольно большой глубины (вместо тонкого канала диаметром менее 1 мм). Это сильное ограничение, однако, может быть полезным для выяснения механизмов перепробоя, разрушения перемычки и ее восстановления. Для калибровки параметров разряда – слоя большой глубины – мы сначала провели численное моделирование основного протяженного участка канала разряда в осесимметричной постановке, что позволило надежно оценить параметры канала при токе 1 А, который является основной размерной характеристикой эксперимента. Отметим, что калибровка численной модели в осесимметричной постановке показала удовлетворительное сопоставление интегральных параметров, таких как вольтамперная характеристика разряда для стационарных режимов токов и напряжений [28].

В экспериментах, мотивирующих данное исследование [25], рассматривается разряд между двумя электродами, соединяющая их линия перпендикулярна вектору скорости входящего однородного сверхзвукового потока воздуха при числе Маха $M = 2$, температуре торможения $T = 300$ К и давлении газа $P = 43$ кПа. Давление было несколько выше, чем в эксперименте, для компенсации высокого энерговклада. Как упоминалось выше, физическая конфигурация, по существу, трехмерная, что видно из примера визуализации эксперимента на рис. 1 и 2.

После нескольких попыток сохранить “шнуровую” геометрию канала разряда в моделирова-

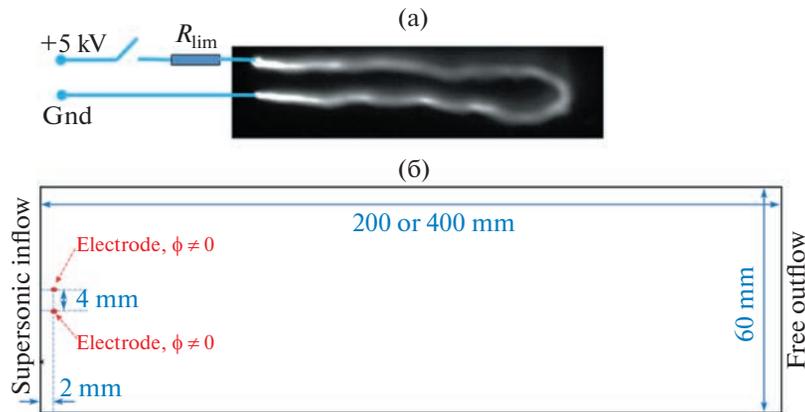


Рис. 1. (а) Визуализация продольно-поперечного разряда. Поперечный размер области около 10 мм, межэлектродное расстояние – 5 мм. Ток составляет около 1 А. (б) Область моделирования в PlasmaGo, подробности см. в тексте.

нии, было признано, что наиболее корректной формулировкой для сохранения хотя бы качественного соответствия реальному продольно-поперечному разряду является чисто двумерная модель, в которой канал тока представляет собой слой конечной толщины и неограниченной глубины. В этом случае весь поток, проходящий через межэлектродный “зазор”, взаимодействует с токнесущей областью, поэтому можно ожидать завышенной степени взаимодействия разряда с потоком. Последнее неизбежно приведет к более интенсивным газодинамическим возмущениям и, соответственно, при прочих равных условиях, к увеличению потребляемой электроэнергии.

В качестве основного инструмента для численного моделирования эволюции продольно-поперечного разряда используется пакет PlasmaGo в так называемой МГД-конфигурации [23, 28], которая включает в себя:

1) полную систему уравнений Навье–Стокса для реального воздуха: законы сохранения плотности, импульса и энергии всей смеси, которые дополнены источником членом в уравнении

энергии для учета выделения джоулева тепла и уравнениями сохранения массы для каждого химического компонента с учетом химических реакций;

2) системы уравнений химической кинетики для 11-компонентной модели высокотемпературного воздуха – нейтральных молекул и атомов азота, кислорода и их ионов (N_2 , O_2 , N , O , N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+), а также компонент их химических соединений (NO , NO^+) и свободных электронов (e^-). В схеме химических реакций используется так называемая модель Парка [29] для химической кинетики высокотемпературного воздуха, включающая систему из 102 термохимических реакций, включая ионизацию, диссоциацию, диссоциативную рекомбинацию, трехчастичную рекомбинацию, с константами скорости в аррениусовской форме. К схеме добавлены реакции ионизации и диссоциации с константами скорости, зависящими от электронной температуры T_e . Температура электронов рассчитывалась как функция локального значения приведенного электрического поля E/N [30]. Константы скорости этих 7 “полевых” реакций были рассчитаны с помощью кода BOLSIG+ [31]. Самосогласованный набор сечений для упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами N_2 взят из [32]; самосогласованный набор сечений столкновения электронов для молекул кислорода описан и проанализирован в [33, 34]. Эти сечения были проверены в многочисленных работах путем сравнения расчетных и измеренных транспортных характеристик электронов, временной динамики степени ионизации, плотности возбужденных атомов и молекул (см, например, в [35]). Таким образом, общая схема реакций состоит из

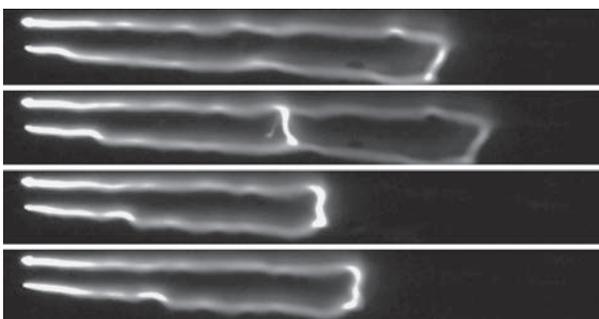
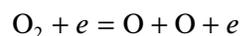
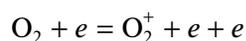
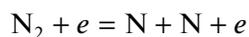
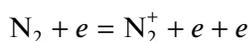


Рис. 2. Визуализация повторного пробоя разряда с помощью высокоскоростной камеры с частотой 1600000 кадров в секунду.

109 реакций для 11-компонентного воздуха, включая следующие 7 “полевых” реакций:



Также при моделировании использовались следующие уравнения и соотношения:

3) уравнения состояния для каждого из компонентов, закон Дальтона для давления газа,

4) соотношения для определения парциальных потоков и

5) уравнение для электрического потенциала (и, соответственно, электрического поля), полученное из условия сохранения электрического тока.

Решение строится в области, на левой границе которой находятся два эквипотенциальных электрода, идеально проницаемых для газового потока. Размеры области выбираются таким образом, чтобы возмущения, вызванные протекающими токами, не влияли на граничные условия. Характерные размеры области для расчетов с токами 250 А/м и 500 А/м составляют 200 мм (вдоль потока) и 60 мм поперек потока. В расчетах с токами 1000 А/м и 2000 А/м размер области вдоль потока составлял 400 мм. Электроды длиной 0.5 мм вдоль потока и нулевой толщины располагались на высоте ± 2 мм относительно оси $y = 0$. На верхней ($y = +30$ мм) и нижней ($y = -30$ мм) границах задавались условия свободного протекания для газодинамических переменных и условие отсутствия тока для электрических переменных. На правой границе также было задано условие свободного истечения. На входной (левой) границе задавались следующие условия сверхзвукового входа: плотность газа $\rho = 0.5$ кг/м³, скорость потока $U = 745$ м/с, температура торможения $T = 300$ К, число Маха $M = 2$. В расчетах учитывалось, что из-за сильного выделения энергии вблизи электродов перед электродной системой образуется система скачков уплотнения. Поэтому ось электродов была смещена от сверхзвуковой границы на 2 мм вправо.

Граничные условия для электрического потенциала на электродах были заданы следующим образом: один из электродов считался заземленным с потенциалом $\phi = 0$, а на втором задавался потенциал, обеспечивающий протекание задан-

ного тока. Расчеты проводились для погонных величин разрядных токов 250 А/м, 500 А/м, 1000 А/м, 2000 А/м, что приблизительно соответствует значениям полных токов (0.1–2) А в осесимметричном разряде [28]. В качестве начальных электрофизических условий во всей области задается однородный ионизационный фон 10^{-18} мольных долей и, дополнительно, небольшой межэлектродный “затравочный” канал с повышенным уровнем ионизации на уровне 10^{-6} , что исключает необходимость трудоемкого расчета начальной фазы пробоя типа стример-искра и формирования непрерывного межэлектродного канала, как это, например, было сделано в работе [36]. Для смягчения начального воздействия мощного импульса подачи энергии задается интервал (~ 300 нс) линейного увеличения тока от нуля до номинального значения. В расчетах использовалась неоднородная неортогональная сетка с размерами ячеек 160×400 или 160×800 , что обеспечило необходимое качественное согласие с экспериментом. Автоматический выбор временного шага поддерживается на уровне 5 нс.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе рассматривались несколько вариантов значений погонного тока: 250 А/м, 500 А/м, 1000 А/м, 1500 А/м и 2000 А/м. В плазменно-стимулированном горении и плазменной аэродинамике мощность разряда является более важным параметром [37]. Диаметр разряда обычно составляет около 1 мм. Согласно зависимостям напряжения, представленным на рис. 3, для тока 1000 А/м мощность составляет 1–3 кВт, что характерно для такого типа разряда. На рис. 3 представлены временные зависимости напряжения на электродах для указанных значений полного тока. На всех четырех кривых хорошо видны моменты повторного пробоя, сопровождающиеся разрывом существующей петли тока из-за образования новой. В рассматриваемой постановке задачи картина повторного пробоя всегда одна и та же. Петля тока увеличивается в длину вдоль потока. При этом электрическое поле E (и приведенное электрическое поле E/N) вблизи электродов увеличивается, что приводит к активации “полевых” реакций и появлению заметного тока по новому каналу вблизи электродов. В итоге это приводит к значительной тепловой ионизации в этой области, прохождению полного тока по этому каналу и гибели старого длинного канала. Периодичность разряда хорошо сохраняется, начиная уже со 2-го цикла. Следует отметить, что частота перепробоев приблизительно обратно пропорциональна величине тока: длительность периода составляет ~ 48 мкс для тока 0.25 кА/м, ~ 100 мкс для тока 0.5 кА/м, ~ 200 мкс для тока 1 кА/м, ~ 280 мкс для тока 1.5 кА/м, ~ 360 мкс для

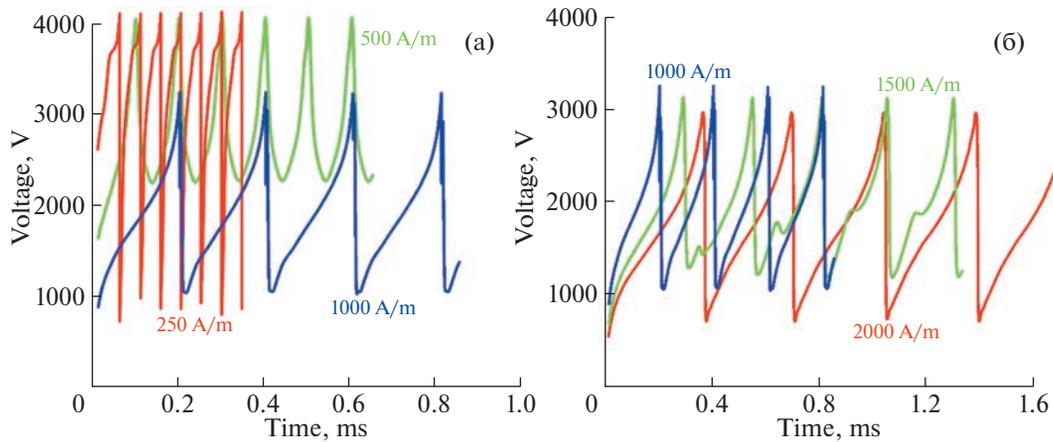


Рис. 3. Временная зависимость напряжения на электродах для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

тока 2 кА/м. Качественное объяснение этому довольно простое. Разряд имеет падающую вольт-амперную характеристику [38]. При большем токе для достижения порогового уровня приведенного поля (или уровня напряжения на разряде) требуется большая длина, т.е. перемычка сносится дольше. Протяженность петли разряда вдоль потока составила 20 мм при 250 А/м, 70 мм при 500 А/м, 150 мм при 1000 А/м и 220 мм при 1500 А/м. Полученные результаты по зависимости длительности периода перепробоя и длины петли от тока соответствуют результатам экспериментов [25].

Удлинение петли (конвективный дрейф газа в присутствии выделения энергии и химических реакций, ответственных за генерацию плазмы) сопровождается увеличением напряжения на электродах. Но этот процесс ограничен плазмохимическими процессами вблизи электродов: при достаточно высоких напряжениях реакции ионизации (в нашей схеме это реакции с образованием молекулярных ионов N_2^+ , O_2^+ , NO^+), обусловленные высокими значениями электрического поля, становятся ключевыми. Скорость производства электронов между электродами становится заметной по сравнению со скоростью тепловой ионизации в канале петли, что приводит к образованию нового плазменного канала между электродами. Примерная картина этого процесса представлена на рис. 4, где показаны линии электрического тока за период τ для тока 500 А/м. Такая картина характерна для всех рассматриваемых режимов: меняется только величина периода и, соответственно, длина контура тока. В первой половине периода ток протекает по двум ветвям, которые тянутся вдоль потока и соединены довольно широкой областью, перпендикулярной потоку. Во второй половине периода появляется альтернативная петля, которая короче и менее интенсивна (с точки зрения плотности

тока). В конце периода старая петля постепенно затухает, а новая, наоборот, усиливается. Описанному процессу развития разряда в течение од-

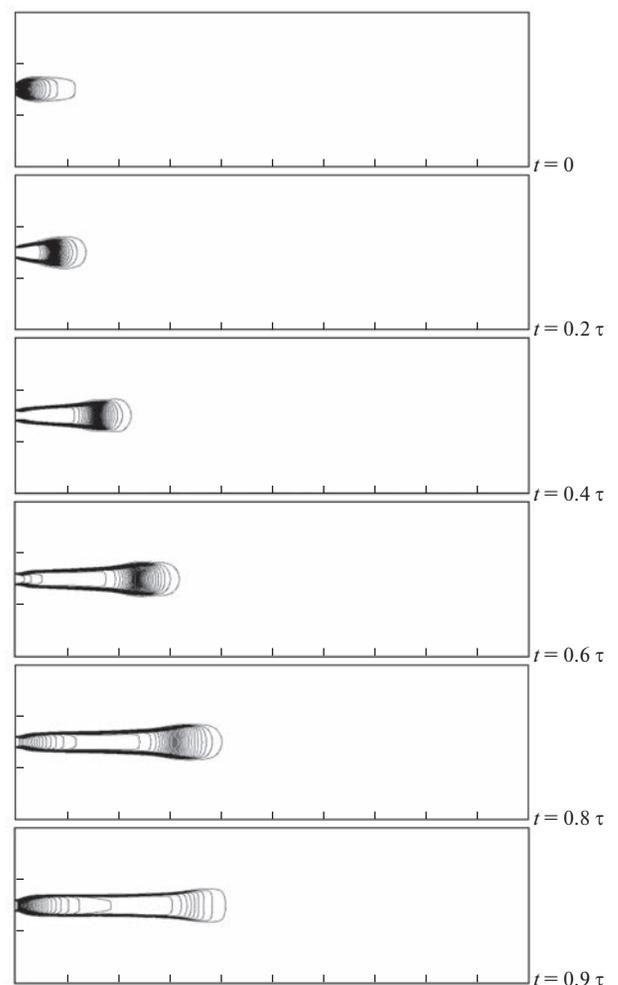


Рис. 4. Линии тока в течение одного периода для тока 500 А/м. $\tau \sim 100$ мкс. Размеры области: 200×60 мм.

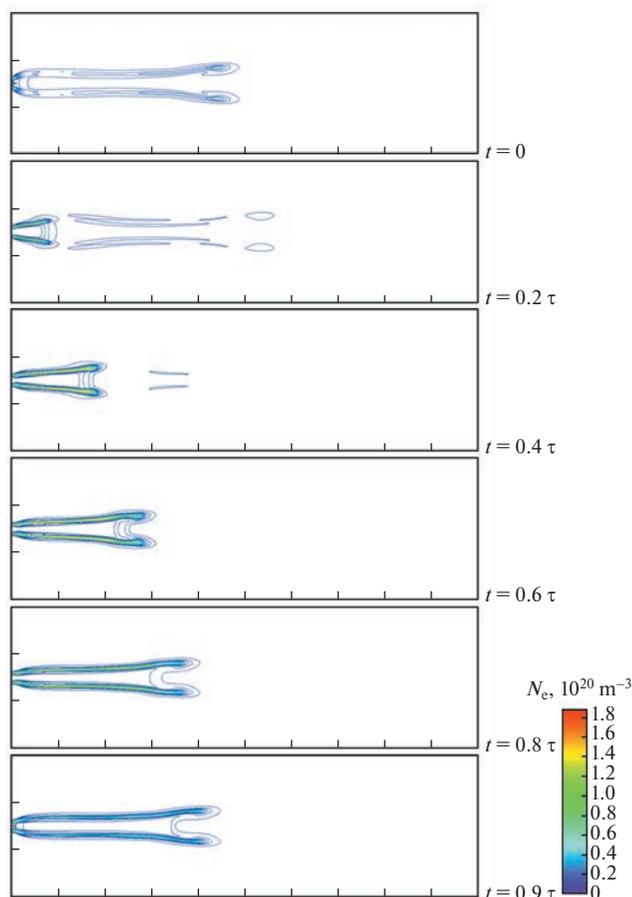


Рис. 5. Плотность распределения электронов в течение одного периода для тока 500 А/м. $\tau \sim 100$ мкс. Размеры области: 200×60 мм. $N_e^{\max} = 1.89 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

ного (любого) периода соответствует нарастающая часть напряжения на любой из кривых, представленных на рис. 3. В последние около 10% периода происходит образование новой перемычки и переключение тока с длинной петли на короткую, что сопровождается резким падением напряжения (см. рис. 3).

Некоторые характеристики потока для рассмотренного выше случая с током 500 А/м показаны на рис. 4–6. На рис. 5 показаны распределения электронной плотности для тех же временных моментов, что и на рис. 4. В целом, они соответствуют характеру протекания тока на рис. 4. Также хорошо видны затухающие части разряда, уносимые потоком. Еще более четко затухающие части разряда отражены на рис. 6, где показаны распределения температуры.

Из этих распределений видно, что, во-первых, разряд работает за фронтом отрывной ударной волны, которая образуется при обтекании системы электродов сверхзвуковым потоком при $M = 2$; во-вторых, ионизация в петле исключительно

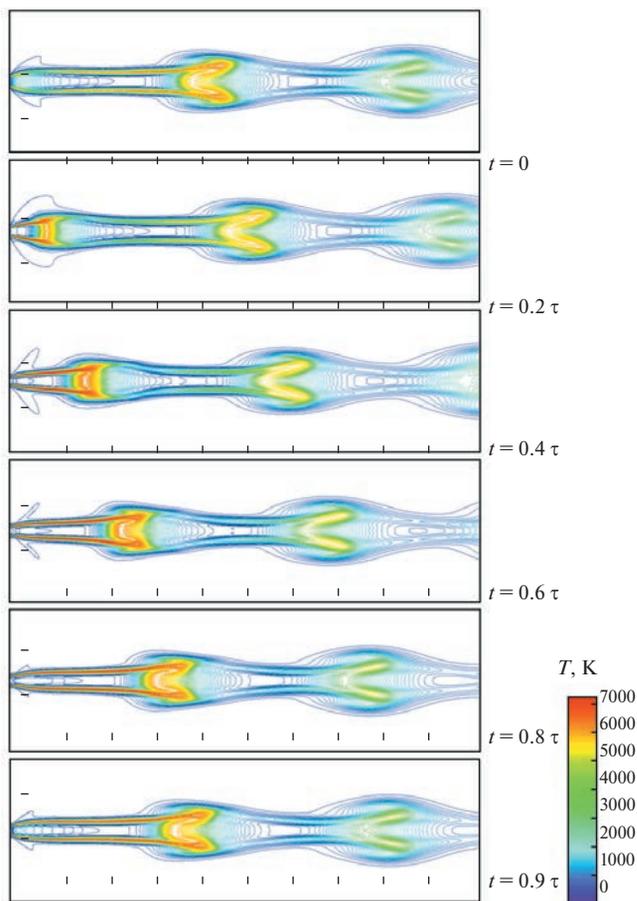


Рис. 6. Температура в течение одного периода для тока 500 А/м. $\tau \sim 100$ мкс. Размеры области: 200×60 мм. $T_{\max} = 7250$ К.

тепловая. Только когда напряжение становится достаточно высоким, вблизи электродов создаются условия для развития “полевой” ионизации с воздействием, сравнимым с тепловой ионизацией. “Полевая” ионизация приводит к образованию начального канала повторного пробоя.

Следует отметить, что в рассматриваемых условиях искусственно созданный в начале моделирования разряд будет существовать даже в том случае, если “полевая” ионизация вообще не будет учитываться. Но в этом случае контур растягивается на расстояния, значительно превышающие размеры вычислительной области.

На рис. 7–9 показаны некоторые характеристики разряда вдоль оси симметрии $y = 0$. Распределение плотности поперечного тока в моменты времени, указанные на предыдущих рисунках, показано на рис. 7. Обращает на себя внимание тот факт, что ширина зоны, соединяющей верхнюю и нижнюю ветви (см. рис. 4–6), достаточно велика. По-видимому, это одно из принципиальных отличий двумерного разряда от реального

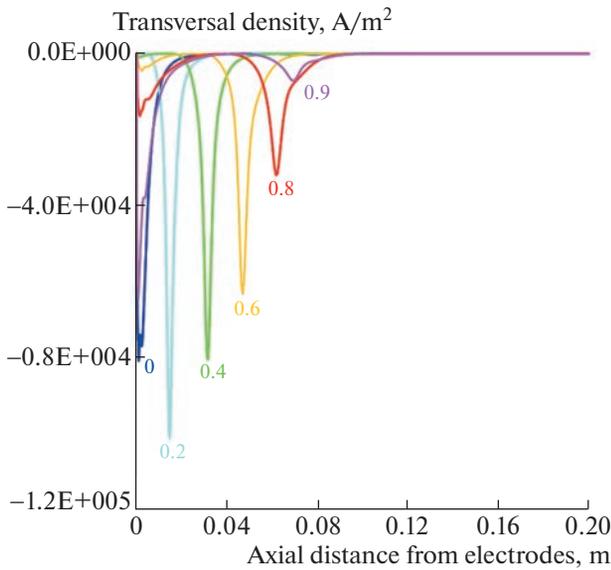


Рис. 7. Распределение поперечной компоненты плотности тока J_y вдоль оси симметрии $y = 0$ в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м. Длительность периода $\tau = 0.1$ мс (см. рис. 3). Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм.

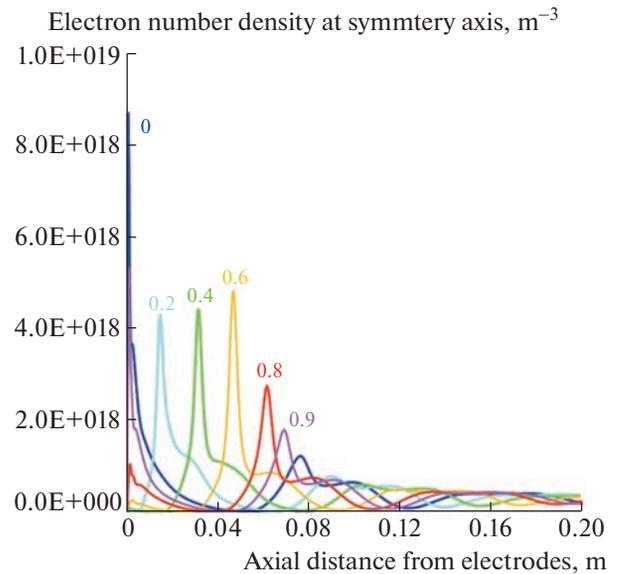


Рис. 8. Распределение электронной плотности вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м.

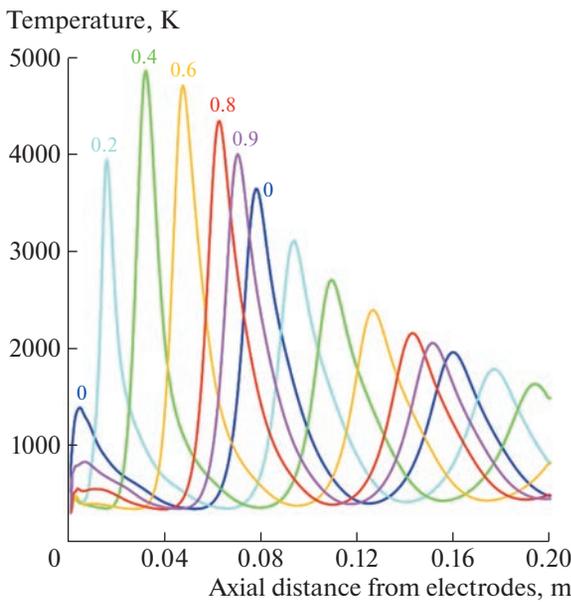


Рис. 9. Распределение температуры вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м.

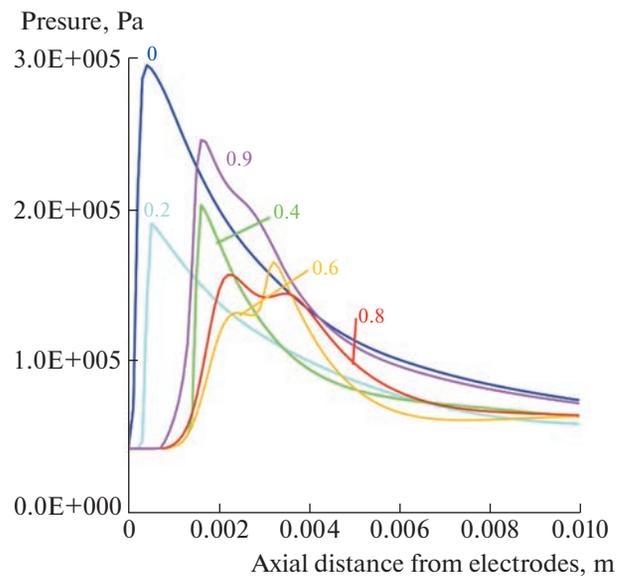


Рис. 10. Распределение давления вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м.

трехмерного. В трехмерном разряде поперечный масштаб разряда примерно одинаков в любом сечении. В двумерном разряде продольные части разряда и соединяющая их поперечная часть находятся в принципиально разных условиях тече-

ния. На рис. 8 показаны распределения электронной плотности в течение одного периода для одного и того же значения погонного тока 500 А/м. На рис. 9 показаны профили температуры на оси разряда. На рис. 10 показаны распределения дав-

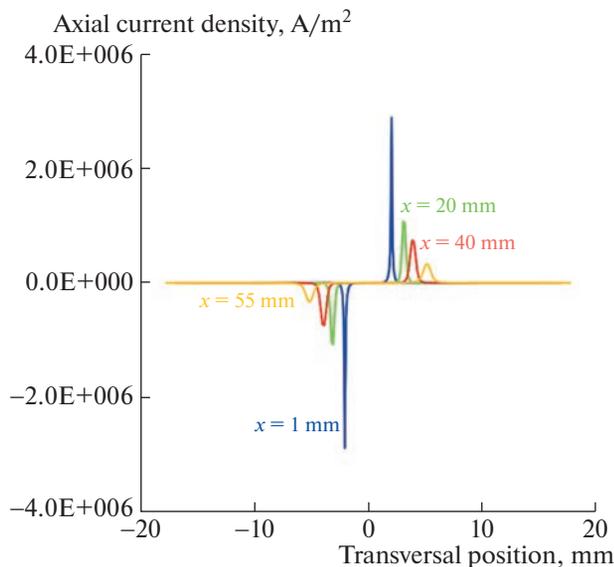


Рис. 11. Распределение плотности продольного тока поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м в момент $t = 0.5\tau$. Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм.

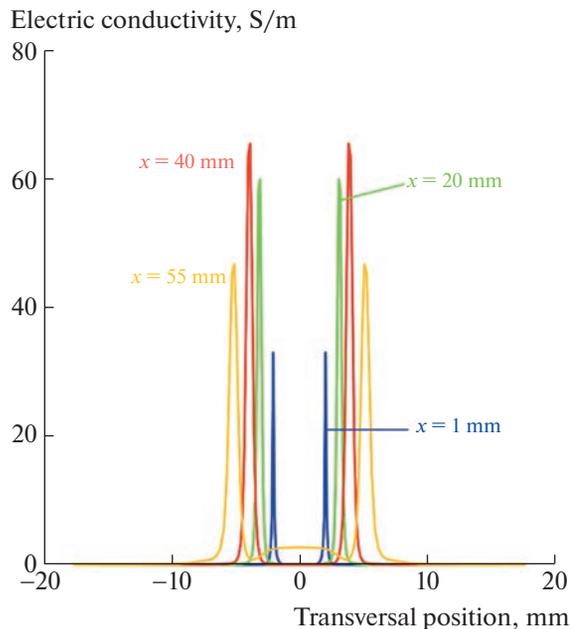


Рис. 12. Распределение электропроводности по потоку для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м в момент $t = 0.5\tau$.

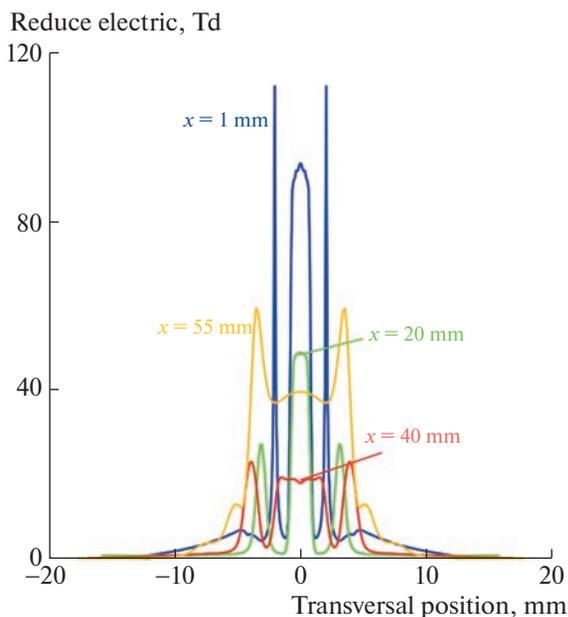


Рис. 13. Распределение приведенного электрического поля E/N поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5\tau$.

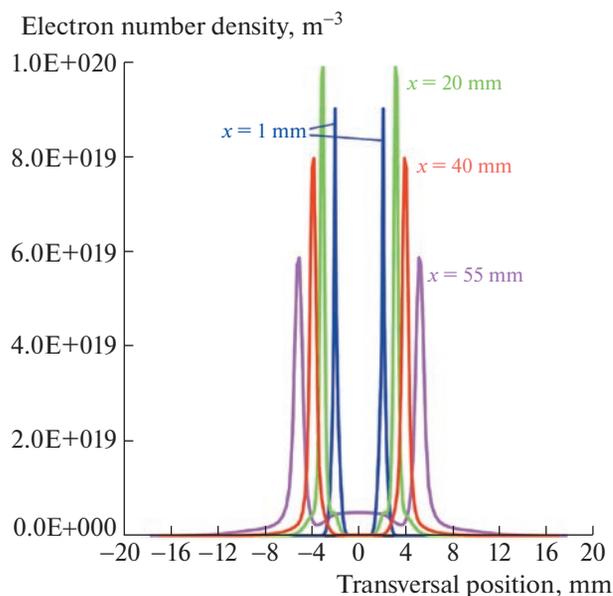


Рис. 14. Распределение электронной плотности поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5\tau$.

ления вдоль оси симметрии в области ближе к электродам, демонстрирующие наличие системы скачков уплотнения, вызванных разрядом.

Рисунки 4–6 дают качественное представление о поведении основных характеристик разряда

для тока 500 А/м. На рис. 7–10 представлены основные характеристики на оси симметрии. На следующих рисунках представлены поперечные распределения характеристик разряда с током

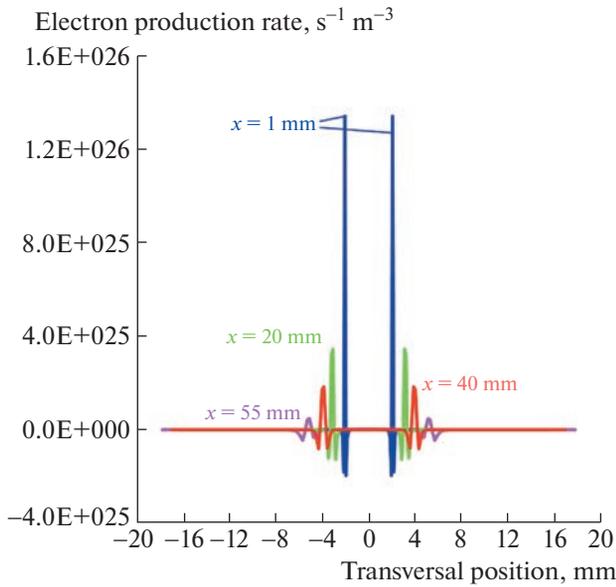


Рис. 15. Распределение скорости производства электронов поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500 \text{ А/м}$ при времени $t = 0.5 \tau$.

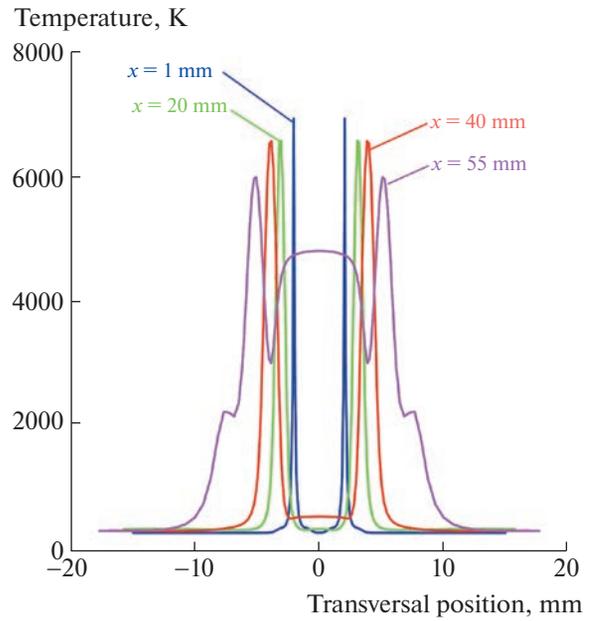


Рис. 16. Распределение температуры поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500 \text{ А/м}$ при времени $t = 0.5 \tau$.

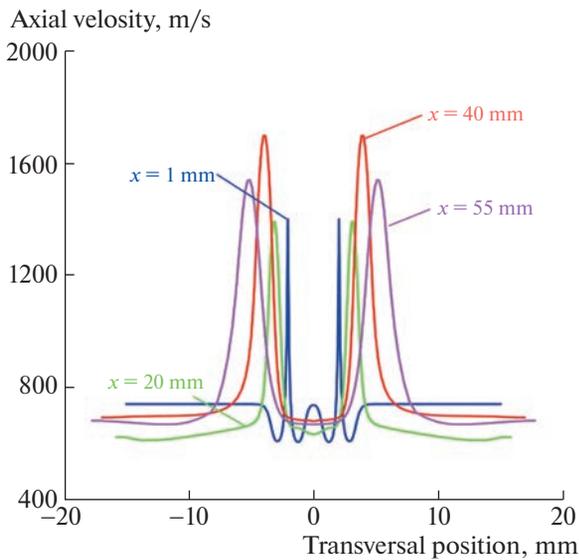


Рис. 17. Распределение продольной составляющей скорости поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500 \text{ А/м}$ при времени $t = 0.5 \tau$.

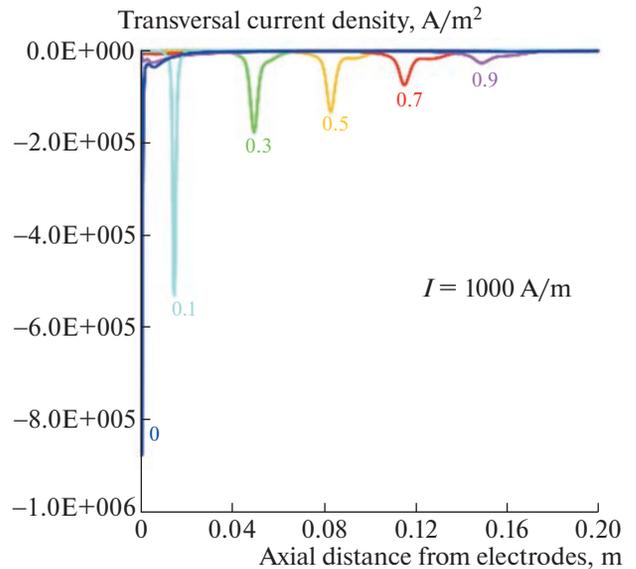


Рис. 18. Распределение поперечной составляющей плотности тока J_y вдоль оси симметрии $y = 0$ в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1000 \text{ А/м}$. Период составляет $\tau \sim 0.2 \text{ мс}$. Межэлектродное расстояние $h_e = 4 \text{ мм}$.

500 А/м в середине периода для момента времени $t = 0.5\tau$.

Рисунки 11–17 в целом довольно типичны для любой стадии разряда. Петля тока, состоящая из двух одинаковых почти горизонтальных участков с противоположно направленными токами и ши-

рокой вертикальной перемычкой, уносится потоком. При этом горизонтальные участки несколько увеличиваются по ширине, расстояние между участками также увеличивается. Вертикальный участок, который является перемычкой до мо-

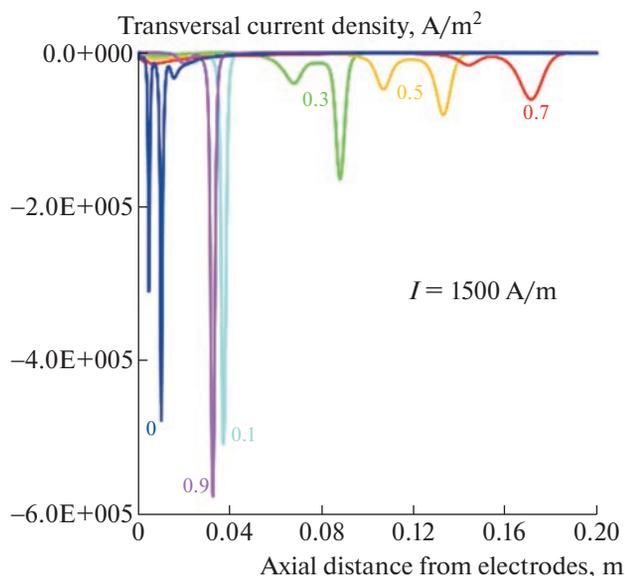


Рис. 19. Распределение поперечной составляющей плотности тока J_y вдоль оси симметрии $y = 0$ в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1500$ А/м. Период составляет $\tau \sim 0.245$ мс. Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм.

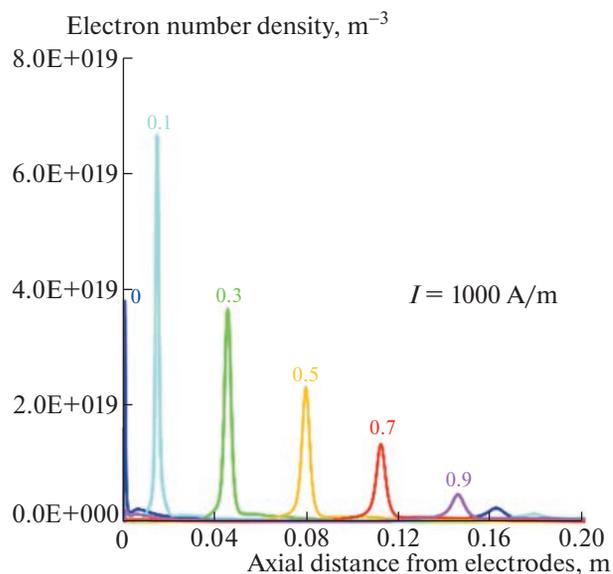


Рис. 20. Распределение электронной плотности вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1000$ А/м.

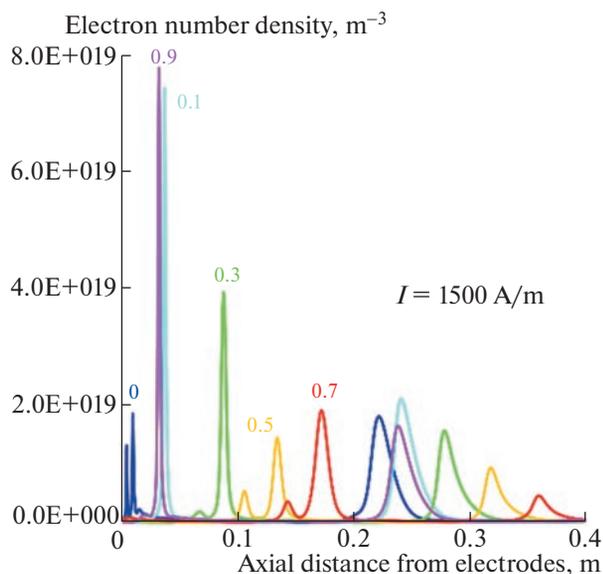


Рис. 21. Распределение электронной плотности вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1500$ А/м.

мента повторного соединения, также увеличивается в длину (вдоль потока). Практически на любой стадии разряда плазма образуется в результате тепловых реакций, основными из которых является $N + O = NO^+ + e$. Только при больших токах температура в горизонтальных участках

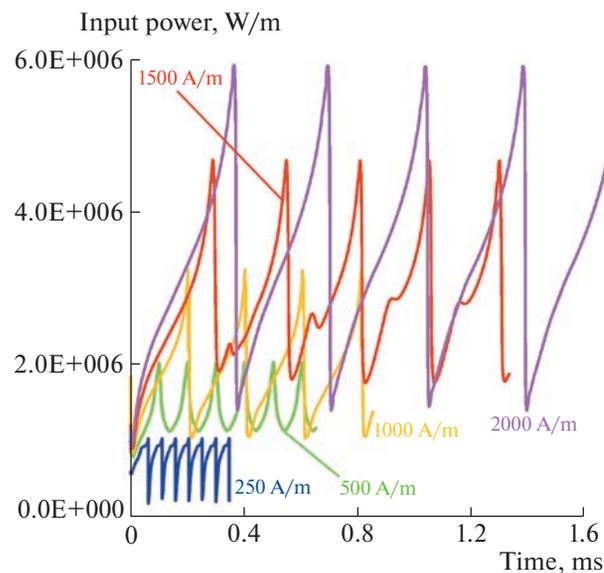


Рис. 22. Зависимость мощности от времени для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

петли может быть в интервале 8000–12000 К, в этом случае возрастает роль прямого электронного удара в столкновениях с атомами N и O.

Различия в структуре потока для разных течений видны, например, на рис. 7, 18, 19 и рис. 8, 20, 21. Очевидно, что основным источником плазмы является нагрев от протекающих токов в условиях

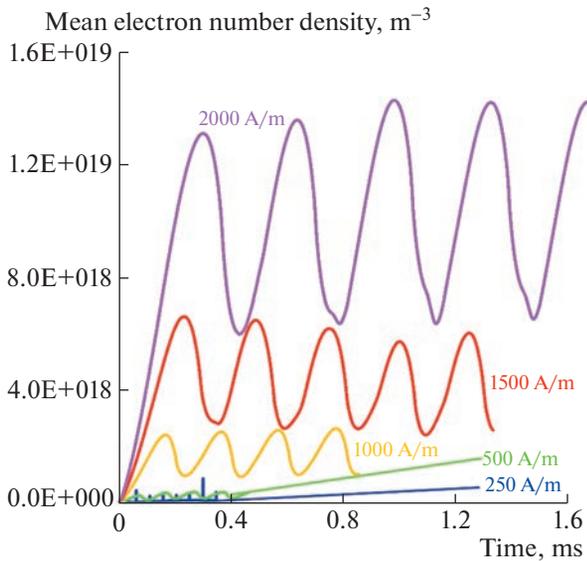


Рис. 23. Временная зависимость средней концентрации электронов для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

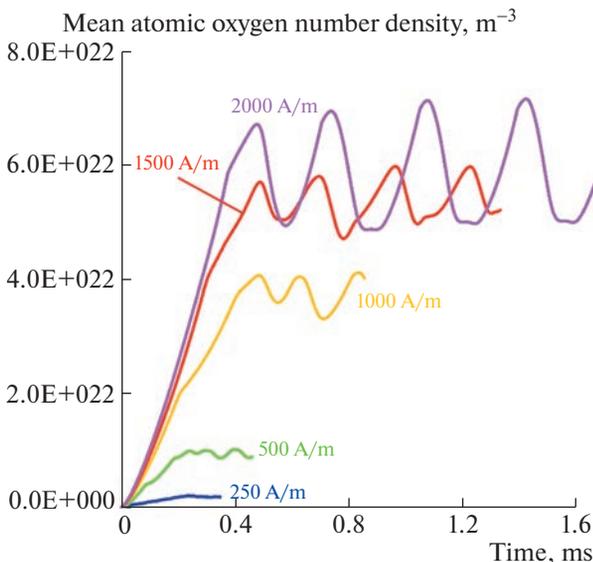


Рис. 24. Временная зависимость средней концентрации атомарного кислорода для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

конвективного теплообмена. Несмотря на то, что плотность тепловыделения максимальна вблизи электродов, эти области высокой плотности выделения энергии малы и не оказывают существенного влияния на процессы в длинной токовой петле.

Рассмотрим некоторые энергетические характеристики разрядов постоянного тока. На рис. 22

показаны временные зависимости мощности разряда. Очевидно, что мощность, вкладываемая в разряд, также имеет вид повторяющихся импульсов, обусловленных динамикой напряжения (рис. 3). Мощность оценивалась как интеграл локального джоулева тепловыделения $\int \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} d\Omega$ по всей области. Для сравнения, общий поток энthalпии на входе в расчетную область составляет около 5×10^6 Вт/м. Для полноты картины приведем некоторые интегральные характеристики, которые могут быть полезны при анализе эффективности генерации плазмы. На рис. 23 показаны кривые, характеризующие производство электронов в регионе как функция времени. Эти средние концентрации электронов рассчитываются как общее количество электронов в каждый момент времени, деленное на объем области. Как уже упоминалось, генерация электронов в данной постановке возможна как тепловая, так и полевая. Роль полевой ионизации незначительна, если рассматривать всю область. Общее производство электронов, показанное на рис. 23, обусловлено тепловой ионизацией.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха в двумерном приближении позволило сформулировать качественную модель процесса, включающую фазы начального формирования контрагированного канала, формирования и распада перемычки, квазипериодического вида тока и напряжения, и формирования температурного следа. Установлена роль полевых реакций ионизации и диссоциации, что полезно для последующего применения продольно-поперечного разряда в технологиях организации горения или других высокотемпературных процессов в потоках газоздушных смесей. Показано, что с увеличением тока растет длина токовой петли, а также увеличивается период перепробоя.

В околоэлектродной области напряжение между частями разряда максимально, а расстояние минимально, что приводит к максимальному приведенному полю в этой области. Увеличение длины разряда обеспечивает рост напряжения, и как следствие — рост приведенного электрического поля, особенно между электродами. Процесс повторного пробоя происходит, когда приведенное электрическое поле становится достаточно высоким, чтобы обеспечить образование достаточного количества электронов за счет полевых реакций в приэлектродной области. Таким образом, за счет полевых реакций образуется новая перемычка, которая затем нагревается проходящим током, и в перемычке начинает преобладать термическая ионизация, обеспечивающая

прохождение всего тока по этому каналу и гибель старого длинного канала.

Несмотря на принципиальное отличие размерности эксперимента и численной модели, достигнуто удовлетворительное соответствие по основным интегральным параметрам. На основе этого в дальнейшем можно построить процедуры восстановления трудноизмеримых экспериментальных характеристик или, наоборот, улучшить структуру и содержание численной модели.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-79-10408.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A.* // High Temperature. 2004. V. 42. № 5. P. 667–674.
<https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000046519.53287.47>
2. *Firsov A., Savelkin K.V., Yarantsev D.A., Leonov S.B.* // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2015. V. 373. № 2048.
<https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0337>
3. *Alferov V.I., Bushmin A.S.* // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. № 6. P. 1190.
4. *Ershov A.P., Kalinin A.V., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A.* // High Temperature. 2004. V. 42. № 6. P. 865.
<https://doi.org/10.1007/S10740-005-0029-0>
5. *Leonov S.B., Yarantsev D.A.* // Fluid Dynamics. 2008. V. 43. № 6. P. 945.
<https://doi.org/10.1134/S001546280806015X>
6. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 314. = *Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A.* // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 3. P. 373.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X17030114>
7. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661. = *Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A.* // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. № 8. P. 754.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X18080056>
8. *Leonov S.B., Savelkin K.V., Firsov A.A., Yarantsev D.A.* // High Temperature. 2010. V. 48. № 6. P. 896–902.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X10060179>
9. *Firsov A.A., Kolosov N.S.* // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2100. № 1.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012017>
10. *Leonov S.B., Elliott S., Carter C., Haupt A., Lax P., Ombrello T.* // Experimental Thermal and Fluid Science. 2021. V. 124. P. 110355.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2021.110355>
11. *Firsov A.A., Efimov A.V., Kolosov N.S., Moralev I.A., Leonov S.B.* // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2100. № 1. P. 012007.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012007>
12. *Andrews P., Lax P., Leonov S.* // Energies. 2022. V. 15. № 19. P. 7104.
<https://doi.org/10.3390/EN15197104>
13. *Falempin F., Firsov A.A., Yarantsev D.A., Goldfeld M.A., Timofeev K., Leonov S.B.* // Experiments in Fluids 2015 56:3. 2015. V. 56. № 3. P. 54.
<https://doi.org/10.1007/S00348-015-1928-4>
14. *Ershov A.P., Kamenshchikov S.A., Kolesnikov E.B., Logunov A.A., Firsov A.A., Chernikov V.A.* // Fluid Dynamics. 2008. V. 43. № 4. P. 605–612.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040133>
15. *Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkov V.M.* // High Temperature. 2004. V. 42. № 2. P. 171–182.
<https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000026147.82949.36>
16. *Moralev I., Kazanskii P., Bityurin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E., Leonov S.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2020. V. 53. № 42. P. 425203.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB9D5A>
17. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Kuznetsova T.N.* // Journal of Physics: Conference Series. 2020. V. 1698. № 1. P. 012027.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1698/1/012027>
18. *Bityurin V., Bocharov A., Popov N.* // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008. P. 2008.
<https://doi.org/10.2514/6.2008-1385>
19. *Gray M.D., Sirohi J., Raja L.L.* // AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2018. P. 2018.
<https://doi.org/10.2514/6.2018-0935>
20. *Breden D., Karpatne A., Suzuki K., Raja L.* // WCX SAE World Congress Experience. SAE International, 2019. V. 2019-April. № April.
<https://doi.org/10.4271/2019-01-0215>
21. *Tarasov D.A., Firsov A.A.* // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2100. № 1. P. 012015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012015>
22. *Bourlet A., Labaune J., Tholin F., Pechereau F., Vincent-Randonnier A., Laux C.O.* // AIAA Science and Technology Forum and Exposition, AIAA SciTech Forum 2022. 2022. P. 2022-0831.
<https://doi.org/10.2514/6.2022-0831>
23. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // J. Phys. D Appl. Phys. 2018. V. 51. № 26. P. 264001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac566>
24. *Bocharov A.N., Bityurin V.A.* LAP Lambert Academic Publishing, 2017. P. 28.
25. *Перевошиков Е.Е., Фирсов А.А.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 5. = *Perevoshchikov E.E., Firsov A.A.* // Plasma Physics Reports. 2023. V. 49. № 5.
<https://doi.org/10.31857/S0367292123600218>
26. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* // Fluid Dynamics. 2008 43:4. 2008. V. 43. № 4. P. 642.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040170>
27. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // Fluid Dynamics 2006 41:5. 2006. V. 41. № 5. P. 843.
<https://doi.org/10.1007/S10697-006-0100-5>
28. *Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A.* // Energies. 2022. V. 15. № 19. P. 7015.
<https://doi.org/10.3390/en15197015>

29. *Park C.* // J. Thermophys. Heat Trans. 2012. V. 7. № 3. P. 385–398.
<https://doi.org/10.2514/3.431>.
30. *Benilov M.S., Naidis G.V.* // J Phys D Appl Phys. 2003. V. 36. № 15. P. 1834.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/15/314>
31. *Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* // Plasma Sources Sci Technol. 2005. V. 14. № 4. P. 722.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/14/4/011>
32. *Phelps A.V., Pitchford L.C.* // Phys Rev A. 1985. V. 31. № 5. P. 2932.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.31.2932>
33. *Braginskiy O.V., Vasilieva A.N., Klopovskiy K.S., Kovalev A.S., Lopaev D.V., Proshina O.V., Rakhimova T.V., Rakhimov A.T.* // J. Phys. D Appl. Phys. 2005. V. 38. № 19. P. 3609.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/19/010>
34. *Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimova T.V., Poroykov A.Y., Carroll D.L.* // J. Phys. D Appl. Phys. 2005. V. 38. № 14. P. 2360.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/14/010>
35. *Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // Prog Energy Combust Sci. 2022. V. 91. P. 100928.
<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2021.100928>
36. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Kuznetsova T.N., Popov N.A., Filimonova E.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. P. 012032.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012032>
37. *Deminsky M., Kochetov I., Napartovich A., Leonov S.* // International Journal of Hypersonics. 2010. V. 1. № 4. P. 209–224.
<https://doi.org/10.1260/1759-3107.1.4.209>
38. *Трошкин П.С., Фирсов А.А.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 5. = *Troshkin R.S., Firsov A.A.* // Plasma Physics Reports. 2023. V. 49. № 5.
<https://doi.org/10.31857/S036729212360022X>

ОБРАЗОВАНИЕ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА
В ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОМ РАЗРЯДЕ© 2023 г. В. А. Битюрин^{a,b,*}, А. С. Добровольская^a, А. Н. Бочаров^a, А. А. Фирсов^a^a Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия^b Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”, Москва, Россия

*e-mail: valentin.bityurin@gmail.com

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

После доработки 13.02.2023 г.

Принята к публикации 18.02.2023 г.

Представлены результаты численного моделирования разряда постоянного тока в высокоскоростном воздушном потоке с использованием газодинамического кода Plasmaego. Моделирование плазмы разряда было выполнено с использованием одножидкостного МГД-приближения и детальной схемы плазмохимических реакций. В расчетах была получена динамика разряда постоянного тока (в том числе, возникновение перепробоя), которая качественно соответствует экспериментальным данным. Была получена и проанализирована концентрация атомарного кислорода в разных частях разряда. В нульмерном расчете получена оценка влияния наработанного атомарного кислорода на горение этилен-воздушной смеси. Было показано, что наработка атомарного кислорода в разряде постоянного тока может значительно уменьшить время индукции, что важно для стимулирования горения в высокоскоростном потоке.

Ключевые слова: разряд постоянного тока в воздушном потоке, нетермическая ионизация, перепробой разряда, стимулированное плазмой горение

DOI: 10.31857/S0367292123600267, EDN: VFTVKJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Заметный интерес к электрическим разрядам в высокоскоростных потоках возник довольно давно, в 1950–1960 гг., в связи с поиском методов управления потоком и подходов к интенсификации горения. Текущее состояние и перспективы развития исследований в этих областях рассмотрены в [1]. Первые работы по описанию продольно-поперечного разряда (ППР) постоянного тока, или дугового разряда, в сверхзвуковом потоке были выполнены в 1960-х гг. [2, 3], однако из-за сложности экспериментов еще не все свойства были подробно описаны, а совершенствование приборов и методов позволяет до сих пор получать новые данные. Большой объем исследований был проведен различными научными группами в 2000-х годах и позже: были оценены микроскопические характеристики разряда, такие как температура, концентрация заряженных частиц [4–6]. В [7] с использованием теневой визуализации была показана структура ударных волн вблизи разряда и их влияние на препятствие, расположенное за разрядом. Позже была проведена высокоскоростная съемка для уточнения формы разряда [8], и было определено влияние скорости потока на различные параметры разряда [9].

Продольно-поперечный разряд изучался как в фундаментальных работах, так и рассматривался в прикладных исследованиях, например, в работах по изучению плазменно-стимулированного горения в сверхзвуковом потоке [10–13], влияния на смешение топлива со встречным потоком [14, 15], управления структурой течения в сверхзвуковом потоке [16, 17], а также по определению скорости сверхзвукового потока, так как скорость перемычки близка к скорости потока [18].

Наряду с экспериментальными исследованиями предпринимались попытки смоделировать такой разряд в потоке, так как это позволило бы получить параметры разряда, которые трудно измерить экспериментально: в одной из первых работ по моделированию ППР представлено изменение пространственного распределения плотности тока во времени [19]. Обычно при моделировании электрических разрядов, из-за значительной размерности задач и малого временного шага, исследователи прибегают к упрощениям, например, используя двумерную постановку задачи. Так, в работах [20, 21] моделировалось поперечное сечение разряда, движущегося под воздействием постоянного магнитного поля, а в работе [22] для получения пространственных распределений ха-

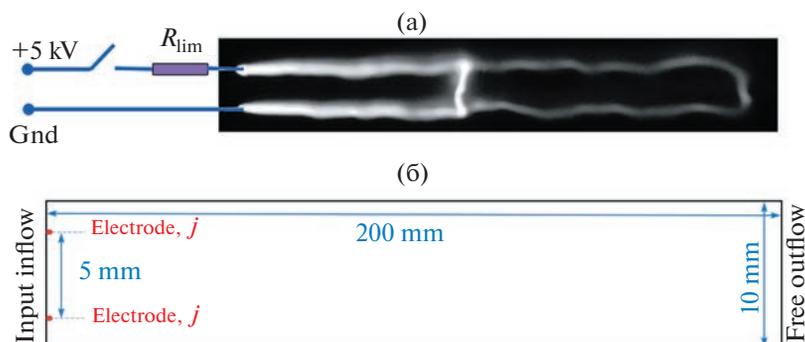


Рис. 1. (а) Визуализация продольно-поперечного разряда в эксперименте, направление потока слева направо. (б) Область моделирования PlasmaGeo, подробности см. в тексте.

рактических характеристик разряда в сверхзвуковом потоке задача была сформулирована в осесимметричном подходе для малых токов. При этом в статье [23] разряд в потоке моделировался в трехмерной постановке, но модель плазмы была значительно проще. В [24] было выполнено численное моделирование рельсового плазменного актуатора: рассматривался быстро движущийся дуговой разряд, возникающий между двумя протяженными электродами, был смоделирован повторный пробой разряда, но все расчеты проводились в плоскости разряда. Эффект повторного пробоя (или перепробоя) возникает, если канал тока имеет часть, перпендикулярную потоку, и в такой ситуации важно сформулировать модель перепробоя [25]. Тем не менее, это значительно усложняет моделирование, а также влияет на стабильность параметров в эксперименте.

Эта работа — часть исследования стимулированного плазмой горения этилена в высокоскоростном воздушном потоке [10–12]. Как правило, разряд может влиять на горение двумя способами: нагреванием и образованием активных радикалов. Исследование кинетического механизма воспламенения различных углеводородов с помощью плазмы (например, [26–28] и [29] специально для C_2 -углеводородов) показало, что для моделирования горения важно учитывать образование атомарных фракций кислорода O , водорода H и топливных радикалов. Атомы O образуют промежуточные продукты горения (такие как гидроперекиси) и влияют на время индукции воспламенения смеси сильнее, чем топливные радикалы.

В этой работе моделируется продольно-поперечный разряд в высокоскоростном потоке в узкой области течения с использованием программного пакета PlasmaGeo [30]. Дополнительную информацию о пакете PlasmaGeo и используемых моделях можно найти в публикациях [31–34]. Предложен подход к описанию перепробоя, и представлена информация об образовании атомарного кислорода в нем. Оценено

уменьшение времени индукции для смеси этилен—воздух с добавлением атомарного кислорода.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В мотивационных экспериментах для данной работы [10–12] авторы рассматривают разряд в высокоскоростном потоке между двумя электродами с такой геометрией, что сегмент, соединяющий их концы, перпендикулярен потоку (см., например, рис. 1а). В результате разрядный канал приобретает в потоке форму U-образной петли; как упоминалось выше, физическая конфигурация в этом случае практически для любой реалистичной геометрии электродов по существу трехмерна, что видно из примера визуализации эксперимента в работах [8, 11].

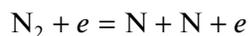
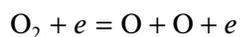
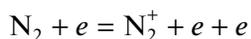
Использование пакета PlasmaGeo ограничивает нас двумерной постановкой, поэтому вместо петли из токового шнура мы рассматриваем токовый слой конечной толщины и неограниченной глубины. Такая формулировка приводит к завышенной оценке взаимодействия разряда с потоком и, следовательно, к более интенсивным газодинамическим возмущениям и потреблению электроэнергии.

Полная схема уравнений, реализованная в пакете PlasmaGeo в МГД-режиме, представлена в работе [33] и включает следующие уравнения и соотношения:

1) полная система уравнений Навье—Стокса для реального реактивного воздуха, которая дополняется источниковым членом в уравнении баланса энергии для учета джоулевого тепловыделения;

2) система уравнений химической кинетики для 11-компонентной модели высокотемпературного воздуха, включая молекулы и атомы азота, кислорода, их нейтральных и ионизованных соединений, а также свободных электронов (N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , O^+ , e^-). При этом учи-

тываются 103 термохимические реакции, включая ионизацию, диссоциацию, диссоциативную рекомбинацию, трехчастичную рекомбинацию [35], дополненные 6 “полевыми” реакциями (см., например, [36, 37]) с константой скорости, зависящей от локального значения приведенного электрического поля E/n , в которых участвуют электроны в сильных электрических полях:



Скорость реакции для “полевых” реакций зависит от температуры электронов, которая является функцией приведенного электрического поля в соответствии с [37]:

$$k_{fr} = aT_e^b \exp(-E_a/T_e)$$

Учитываются также следующие уравнения и соотношения:

3) калорические уравнения состояния и закон Дальтона для парциального давления;

4) соотношения для определения парциальных потоков;

5) уравнение для электрического потенциала, полученное из условия сохранения электрического тока.

Постановка задачи для моделирования основана на экспериментальном исследовании [10–12], в котором сверхзвуковой поток воздуха (скорость 500 м/с, статическое давление 26 кПа, температура 300 К) поступает в тестовую секцию аэродинамической трубы с впрыском этилена и петлевым разрядом. В эксперименте рассматриваются воспламенение и горение в камере сгорания, расположенной после тестового участка. В данной работе эта ситуация рассматривается при отсутствии топлива. Моделирование выполняется в прямоугольном продольном сечении области потока, на левой границе которого расположены два эквипотенциальных электрода, идеально проницаемых для потока газа (рис. 1б). Размер области составляет 10 мм × 200 мм, электроды размером 0.6 мм расположены на расстоянии 2.5 мм и 7.9 мм от нижней границы. На верхней и нижней границах заданы условия периодичности для газодинамических переменных и условие непроточности — для электрофизических параметров. На выходе (правая сторона) — устанавливается условие свободного потока в зону низкого давления. На входе (левая сторона) было задано

условие сверхзвукового входа, однако значительный расход энергии в области нагнетания привел к замедлению потока на входе с 500 м/с до 50 м/с при давлении 25 кПа и общей температуре 300 К. При движении вдоль разряда с удалением от электродов скорость потока увеличивалась, но поток оставался дозвуковым из-за высокой температуры. Следовательно, в данной работе правильно говорить о разряде в высокоскоростном, но не сверхзвуковом потоке. Также стоит отметить, что выбранная довольно узкая область с граничными периодическими условиями не позволяет каналам разряда рассеиваться из-за нагрева газа, тем самым сохраняя геометрию разряда максимально приближенной к эксперименту.

Электрическая схема эксперимента показана на рис. 1а, но в эксперименте ток был практически постоянный, что позволило нам использовать другую эквивалентную схему в моделировании с фиксированным током через электроды и без ограничивающего резистора R_{lim} . В качестве неотъемлемого условия стабилизации режима разряда задаются равные противоположно направленные токи на электроды, кроме того, в одной из точек выходной границы задается нулевой потенциал, что необходимо для решения эллиптического уравнения для электрического потенциала. Калибровка используемых параметров проведена в соответствии с осесимметричным экспериментом в схожих условиях, значение интегрального погонного тока разряда было выбрано равным 200 А/м (на метр глубины), что приблизительно соответствует полному току 0.1 А в осесимметричном разряде (т.е. в трехмерном разрядном канале, как в [22]). При исследовании плазменно-стимулированного горения и плазменной аэродинамики мощность разряда является более важным параметром [38]. Разряд обычно имеет диаметр около 1 мм, и в соответствии с зависимостями напряжения, представленными на рис. 2, при токе 200 А/м мощность составляет ~10⁶ Вт/м или 1 кВт/мм, что типично для разряда такого типа. Равномерный начальный фон ионизации устанавливается на уровне 10⁻¹⁵ мольных долей. Дополнительно есть небольшой межэлектродный “затравочный” канал повышенной ионизации 10⁻¹² мольных долей, чтобы избежать расчета начальной фазы пробоя стримерно-искрового разряда, как это было сделано в нашей предыдущей работе [22]. Чтобы смягчить первоначальное воздействие мощного импульса подачи энергии, устанавливается временной интервал (~10 нс) линейного увеличения тока от нуля до номинального значения. Для экономии вычислительного времени использовалась равномерная сетка 104 × 2002, которая обеспечила необходимое качественное соответствие эксперименту. Автоматический выбор временного шага поддер-

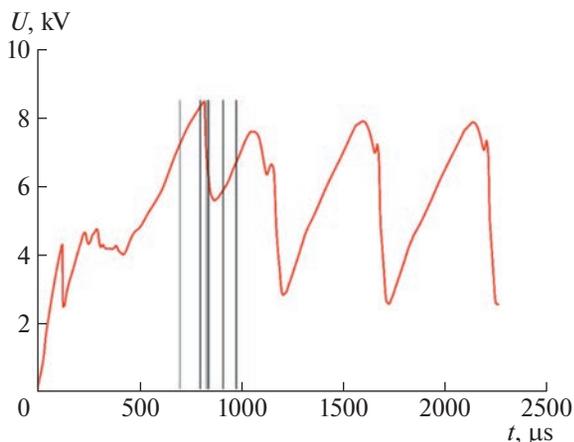


Рис. 2. Напряжение между электродами в расчетах PlasmAero. Вертикальными линиями отмечены моменты времени 700, 800, 830, 840, 912 и 976 мкс.

живается на уровне около 5 нс. Репрезентативный набор данных достигается за интервал времени около 2.5 мс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате моделирования в программе PlasmAero мы получили перепробой, качественно аналогичный тому, что наблюдался в эксперименте. Напряжение между электродами показано на рис. 2, и похоже, что после нескольких начальных перепробов устанавливается регулярный режим. Чтобы прояснить механизм пробоя, мы подробно рассмотрим интервал между 700 и 1000 мкс (конкретные моменты времени отмечены черными вертикальными линиями на рис. 2). Процесс роста разрядной петли и возникновения повторного пробоя показан на рис. 3–5. В потоке образуются два горячих токовых слоя, соединенных перемычкой, которую сдувает потоком, и то-

гда длина слоев увеличивается. При определенных условиях между ними происходит пробой, во время которого сначала увеличивается концентрация электронов, и только затем температура перемычки начинает повышаться, и электрический ток ниже по потоку от нее исчезает.

Было обнаружено, что на месте максимума приведенного электрического поля E/n образуется новая перемычка (см. рис. 6а, 800 мкс, 40 мм), и когда мольная доля электронов повышается до “критической” (около 10^{-7}) поле резко падает (см. рис. 6а, 830 мкс, 40 мм и рис. 7). Важно отметить, что максимум приведенного поля располагался на некотором расстоянии от электродов, — причиной такого поведения является наложение электрического поля и поля плотности, сопровождающееся небольшой нестабильностью потока газа. Если E/n достаточно велико, скорость ионизации увеличивается за счет реакций типа ($N_2 + e = N_2^+ + e + e$), зависящих от приведенного электрического поля или температуры электронов. Это приводит к увеличению концентрации электронов (см. рис. 6б, 40 мм, 830–840 мкс), затем ток увеличивается и нагревает газ, что активирует термическую ионизацию; и только тогда возникает горячая перемычка с высокой плотностью тока. В эксперименте мы можем увидеть только последнюю фазу формирования горячего канала, сопровождающуюся высокой светимостью плазмы, и поэтому трудно провести аналогичный анализ ранней фазы перепробоя.

Согласно нашему пониманию фундаментальной природы плазменно-стимулированного горения, основная роль разряда заключается в выделении тепла и химически активных веществ. Тем не менее, наличие активных компонент может привести к более эффективному использованию потребляемой энергии. При этом не только нагрев током разряда, но и участие этих компонент в промежуточных реакциях горения [39] приводят к более быстрому воспламенению и бо-

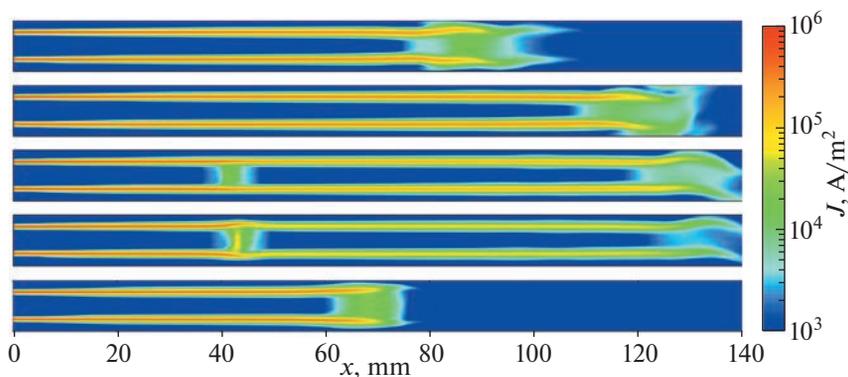


Рис. 3. Плотность тока в разряде в моменты 700, 800, 830, 840 и 912 мкс (сверху вниз).

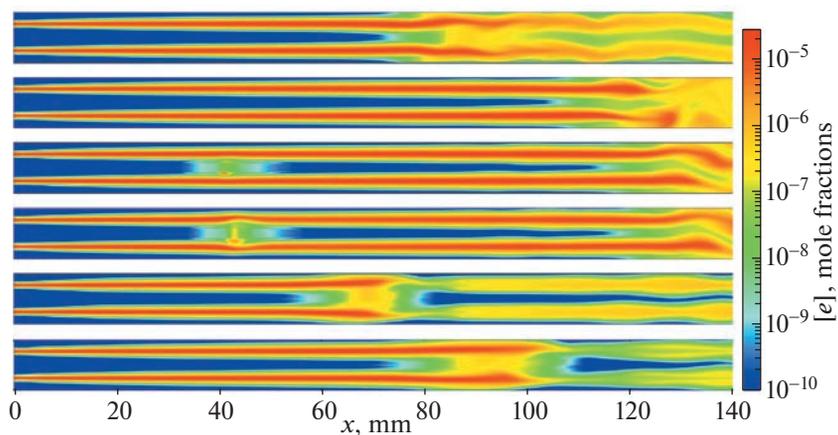


Рис. 4. Концентрация электронов в процессе образования новой перемычки (моменты времени 700, 800, 830, 840, 912 и 976 мкс сверху вниз).

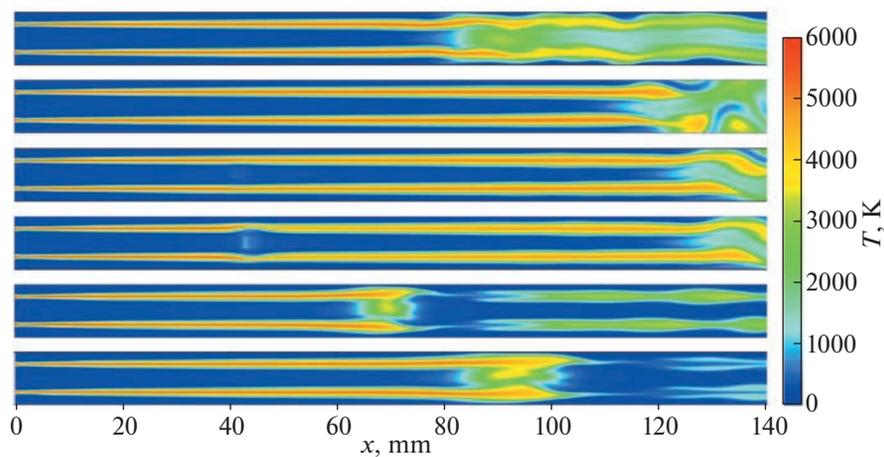


Рис. 5. Поле температур в процессе образования новой перемычки (моменты времени 700, 800, 830, 840, 912 и 976 мкс сверху вниз).

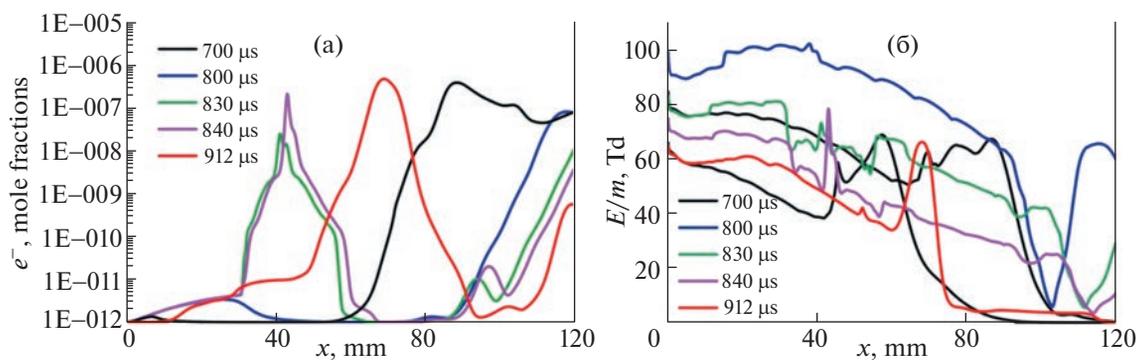


Рис. 6. Концентрация электронов (а) и приведенное электрическое поле (б) между плоскостями с током.

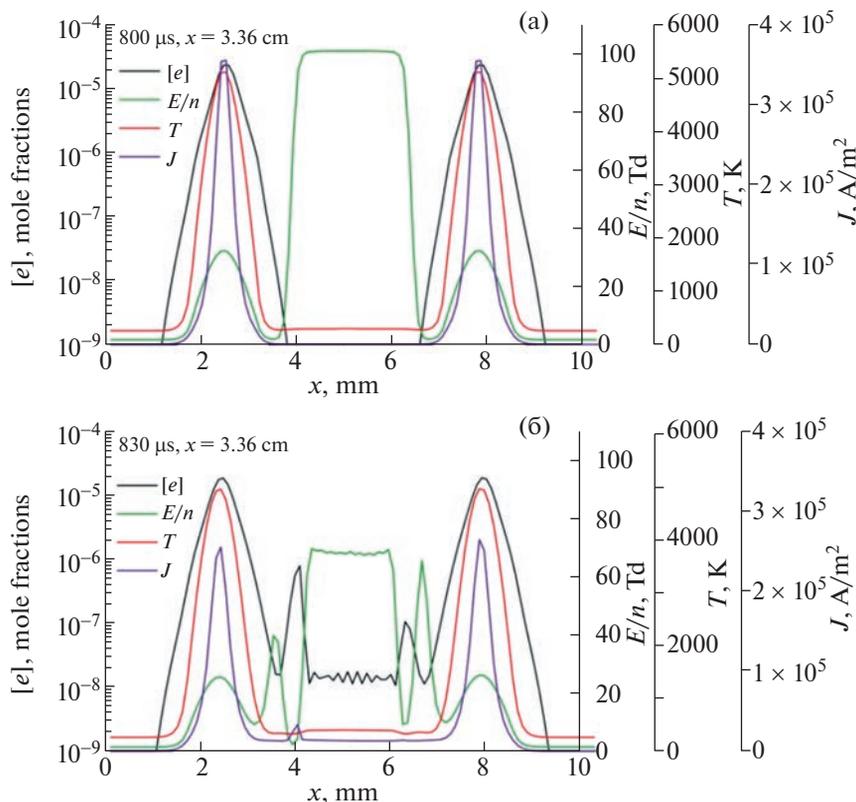


Рис. 7. Температура, приведенное электрическое поле, плотность тока и концентрация электронов для моментов времени 800 мкс (а) и 830 мкс (б).

лее полному сгоранию топливной смеси. Атомы кислорода O являются одним из основных активных радикалов в плазменно-стимулированном горении. Так как в данной работе мы не моделировали разряд в топливо-воздушной смеси, то ничего не можем сказать об образовании топливных радикалов, но мы можем использовать полученную выше концентрацию O в разряде в воздушном потоке для оценки возможного ускорения горения при добавлении топлива. Атомы O нарабатываются в горячей области с высокой плотностью тока в результате термохимических реакций и при электронном ударе в более холодной области между слоями тока перед образованием перемычки (небольшая область, см. рис. 8). На рис. 9 приведены концентрации атомов кислорода O , электронов и температура в поперечном сечении перемычки для моментов времени $t = 830$ мкс и 912 мкс. Без топлива атомы O рекомбинируют и еще немного нагревают газ, как только исчезает фактор ионизации, связанный с температурой или электронным ударом. Тем не менее, в топливо-воздушной смеси часть атомов O реагирует с молекулами углеводорода быстрее, чем рекомбинирует друг с другом, образуя долгоживущие промежуточные продукты сгорания.

Мы можем провести нульмерное (0D) моделирование горения этилена на воздухе с подробной кинетической схемой [40], используя различные температуры и концентрацию атомов O из приведенного выше 2D-моделирования в качестве начального условия. Это предварительное 0D-моделирование могло бы помочь нам оценить уменьшение времени индукции горения топливной смеси после обработки разрядом. Кинетическая схема состоит из 710 реакций для 103 компонентов и основана на схеме [41] которая ранее успешно использовалась для моделирования горения с помощью плазмы.

Чтобы оценить, как атомы O влияют на горение, рассмотрим этилен-воздушную смесь с начальной температурой 300–2000 К и концентрацией атомарного кислорода O 0.0001–0.1 мольных долей. Первая серия расчетов выполнена для обедненной смеси с эквивалентным соотношением топлива к окислителю $\varphi = 0.5$ ($0.2029O_2 + 0.0338C_2H_4 + 0.7632N_2$) при давлении 1 атм; охлаждение, перемешивание и другие пространственные процессы не учитывались. Полученное время индукции приведено в табл. 1. Во второй серии расчетов рассмотрена стехиометрическая смесь под давлением 22 кПа, как в эксперименте,

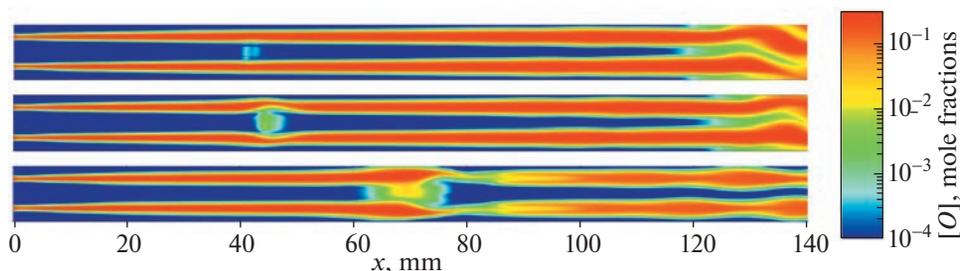


Рис. 8. Атомы кислорода О в моменты 830, 840 и 912 мкс (сверху вниз).

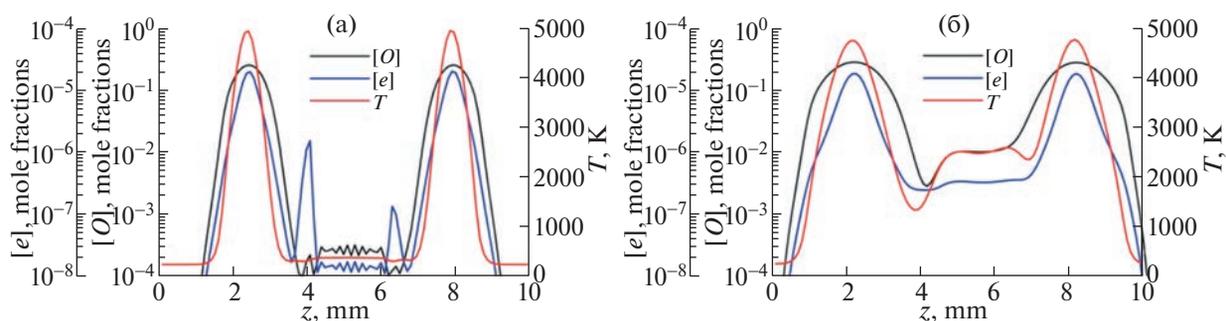


Рис. 9. Температура, атомы кислорода О и концентрация электронов в перемычке для моментов времени 830 мкс (а) и 912 мкс (б).

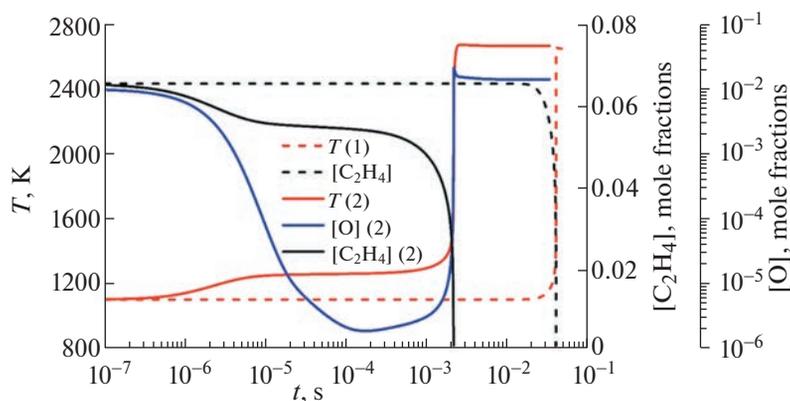


Рис. 10. Температура, концентрация молекул этилена C_2H_4 и атомов О во время воспламенения для начальных условий $P = 22$ кПа, $T = 1100$ К, стехиометрическая смесь, (1) без дополнительных атомов О, (2) с содержанием атомов кислорода $[O] = 0.001$ мольных долей.

соответствующие результаты приведены в табл. 2. В эксперименте [12] авторы продемонстрировали двухстадийное воспламенение этилена в сверхзвуковом потоке воздуха со временем задержки воспламенения ~ 2 мс, мы также можем приблизительно оценить время пребывания топливовоздушной смеси в камере сгорания для параметров потока из эксперимента в несколько мс, меньшее время воспламенения выделено жирным шрифтом в табл. 1 и 2. Видно, что этилен-воздушная

смесь при указанных повышенных температурах и концентрациях атомарного кислорода О может успеть сгореть за характерное время пролета камеры сгорания.

Роль атомов кислорода проиллюстрирована на рис. 10, где показан процесс воспламенения. Атомы О в смеси этилен-воздух запускают конверсию этилена очень рано и, таким образом, резко ускоряют воспламенение.

Таблица 1. Время индукции обедненной смеси с давлением 1 атм

$T, K \setminus [O],$ мольные доли	0	0.001	0.01	0.1
330	>0.1 с	>0.1 с	>0.1 с	1e-4 с
500	>0.2 с	>0.1 с	>0.1 с	1e-4 с
700	>0.2 с	>0.2 с	0.13 с	1e-5 с
1000	0.088 с	0.023 с	0.0023 с	
1200	0.029 с	0.0011 с		
1500	1e-4 с			

Таблица 2. Время индукции горения для стехиометрической смеси при давлении 22 кПа

$T, K \setminus [O],$ мольные доли	0	0.01	0.02
500	>0.1 с	>0.1 с	>0.1 с
700	>0.1 с	>0.1 с	0.044
900	>0.1 с	0.033 с	0.0041 с
1100	0.041 с	0.0022 с	0.00032 с
1300	0.0017 с	0.00021 с	5.20E-05 с

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В численном моделировании продольно-поперечного разряда в высокоскоростном воздушном потоке в 2D-приближении получен качественный механизм процесса перепробоя, основанный на процессах нетепловой ионизации и диссоциации в области с максимальным приведенным электрическим полем между слоями разряда. Проанализированы результаты моделирования динамики концентрации электронов и атомов кислорода в различных областях разряда, и было выполнено нульмерное моделирование горения этилена в воздухе с подробной кинетической схемой для различных начальных температур и концентраций атомарного кислорода, взятых из результатов 2D-моделирования. Было показано, что достижимая в продольно-поперечном электрическом разряде в воздушном потоке создаваемая концентрация атомов кислорода может значительно уменьшить время индукции воспламенения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-01056-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poggie J., McLaughlin T., Leonov S. // Aerospace-Lab Journal. 2015. № 10. P. AL10-01. <https://doi.org/10.12762/2015.AL10-01>
2. Alferov V.I., Bushmin A.S. // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. № 6. P. 1190.
3. Alferov V.I., Bushmin A.S., Kalachev B.V. // Sov. Phys. JETP. 1967. V. 24. № 5. P. 859.
4. Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. // High Temperature. 2004. V. 42. № 5. P. 667. <https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000046519.53287.47>
5. Ershov A.P., Kalinin A.V., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. // High Temperature. 2004. V. 42. № 6. P. 865. <https://doi.org/10.1007/S10740-005-0029-0>
6. Bychkov V.L., Grachev L.P., Esakov I.I., Ravaev A.A., Khodataev K.V. // Technical Physics 2004 49:7. 2004. V. 49. № 7. P. 833. <https://doi.org/10.1134/1.1778855>
7. Leonov S.B., Yarantsev D.A. // Fluid Dynamics. 2008. V. 43. № 6. P. 945. <https://doi.org/10.1134/S001546280806015X>
8. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 314. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 3. P. 373. <https://doi.org/10.1134/S1063780X17030114>
9. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661. = Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. № 8. P. 754. <https://doi.org/10.1134/S1063780X18080056>
10. Leonov S.B., Savelkin K.V., Firsov A.A., Yarantsev D.A. // High Temperature. 2010. V. 48. № 6. P. 896–902. <https://doi.org/10.1134/S0018151X10060179>
11. Firsov A., Savelkin K.V., Yarantsev D.A., Leonov S.B. // Philos. Trans. R. Soc. A. 2015. V. 373. № 2048. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0337>
12. Firsov A.A., Kolosov N.S. // J Phys Conf Ser. 2021. V. 2100. № 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012017>
13. Leonov S.B., Elliott S., Carter C., Haupt A., Lax P., Ombrello T. // Exp Therm Fluid Sci. 2021. V. 124. P. 110355. <https://doi.org/10.1016/J.EXPTHERMFLUSCI.2021.110355>
14. Efimov A.V., Firsov A.A., Kolosov N.S., Leonov S.B. // Plasma Sources Sci Technol. 2020. V. 29. № 7. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/AB9C94>
15. Firsov A.A., Efimov A.V., Kolosov N.S., Moralev I.A., Leonov S.B. // J Phys Conf Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012007>
16. Watanabe Y., Elliott S., Firsov A., Haupt A., Leonov S. // J. Phys. D Appl. Phys. 2019. V. 52. № 44. P. 444003. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB352F>
17. Andrews P., Lax P., Leonov S. // Energies (Basel). 2022. V. 15. № 19. P. 7104. <https://doi.org/10.3390/EN15197104>
18. Ershov A.P., Kamenshchikov S.A., Kolesnikov E.B., Logunov A.A., Firsov A.A., Chernikov V.A. // Fluid Dy-

- namics. 2008. V. 43. № 4. P. 605.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040133>
19. *Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkov V.M.* // High Temperature. 2004. V. 42. № 2. P. 171.
<https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000026147.82949.36>
 20. *Moralev I., Kazanskii P., Bityurin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E., Leonov S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 42. P. 425203.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB9D5A>
 21. *Rakhimov R.G., Moralev I.A., Firsov A.A., Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1147. № 1. P. 012128.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1147/1/012128>
 22. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Kuznetsova T.N., Popov N.A., Filimonova E.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. P. 012032.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012032>
 23. *Tarasov D.A., Firsov A.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012015>
 24. *Gray M.D., Sirohi J., Raja L.L.* // AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2018. P. 2018-0935.
<https://doi.org/10.2514/6.2018-0935>
 25. *Bourlet A., Labaune J., Tholin F., Pechereau F., Vincent-Randonnier A., Laux C.O.* // AIAA Science and Technology Forum and Exposition, AIAA SciTech Forum 2022. 2022. P. 2022-0831.
<https://doi.org/10.2514/6.2022-0831>
 26. *Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. № 3.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/3/032002>
 27. *Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y.* // Combust Flame. 2009. V. 156. № 1.
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.07.013>
 28. *Filimonova E.A., Bityurin V.A.* // XXXI ICPIG. 2013.
 29. *Kosarev I.N., Kindysheva S.V., Momot R.M., Plastinin E.A., Aleksandrov N.L., Starikovskiy A.Y.* // Combust Flame. 2016. V. 165.
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.12.011>
 30. *Bocharov A.N., Bityurin V.A.* LAP Lambert Academic Publishing, 2017. 228 p.
 31. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* // Fluid Dynamics 2008 43:4. 2008. V. 43. № 4. P. 642.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040170>
 32. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // Fluid Dynamics 2006 41:5. 2006. V. 41. № 5. P. 843.
<https://doi.org/10.1007/S10697-006-0100-5>
 33. *Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A.* // Energies (Basel). 2022. V. 15. № 19. P. 7015.
<https://doi.org/10.3390/en15197015>
 34. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. № 26. P. 264001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AAC566>
 35. *Park C.* // J Thermophys Heat Trans. 1993. V. 7. № 3.
<https://doi.org/10.2514/3.431>
 36. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2008.
<https://doi.org/10.2514/6.2008-1385>
 37. *Benilov M.S., Naidis G.V.* // J Phys D Appl Phys. 2003. V. 36. № 15. P. 1834.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/15/314>
 38. *Leonov S.B., Yarantsev D.A., Napartovich A.P., Kochev I.V.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2006. V. 34. № 6. P. 2514–2525.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2006.886089>
 39. *Ju Y., Sun W.* // Prog Energy Combust Sci. 2015. V. 48. P. 21–83.
<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2014.12.002>
 40. *Filimonova E.A., Dobrovolskaya A.S.* // Russ. J. Phys. Chem. B. 2023. V. 12 (in press).
 41. *Filimonova E.A.* // J. Phys. D Appl. Phys. 2015. V. 48. № 1.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/1/015201>

ХАРАКТЕРИСТИКИ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СИНУСОИДАЛЬНЫМ И ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ НАПРЯЖЕНИЯМИ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

© 2023 г. И. В. Швейгерт^{a,*}, Д. Э. Закревский^{a,b,c}, Е. В. Милахина^{a,b,c}, П. П. Гугин^{a,b},
М. М. Бирюков^{a,d}, Е. А. Патракова^d, О. С. Троицкая^{a,d}, О. А. Коваль^{a,d}

^a Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия

^b Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

^d Институт химической биологии и фундаментальной медицины СО РАН, Новосибирск, Россия

ⁱ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

*e-mail: ivschweigert@gmail.com

Поступила в редакцию 03.11.2022 г.

После доработки 08.01.2023 г.

Принята к публикации 09.01.2023 г.

Низкотемпературные плазменные струи при атмосферном давлении, генерируемые синусоидальным и положительным импульсным напряжением, по-разному взаимодействуют с обрабатываемой поверхностью. В эксперименте и в численном моделировании сравниваются режимы работы струи гелиевой плазмы для этих типов рабочих напряжений. Ток разряда на обрабатываемой поверхности с течением времени, и нагрев поверхности изучены для различных параметров разряда, допустимых для противораковой терапии. Для повышения эффективности плазменной струи анализируется интенсивность спектра излучения. Нагрев поверхности контролируется для того, чтобы удовлетворить условиям безопасного плазменного воздействия на биологические объекты. Обсуждается влияние длительности импульса напряжения на интенсивность взаимодействия плазмы с поверхностью. Результаты воздействия на раковые клетки A549 и MCF-7 демонстрируют высокую эффективность холодной плазменной струи, генерируемой в оптимальных режимах.

Ключевые слова: холодная плазменная струя, импульсное напряжение, длина импульса, температура поверхности, оптимизация режимов

DOI: 10.31857/S0367292122601400, **EDN:** VEFPZI

1. ВВЕДЕНИЕ

Холодная плазменная струя, генерируемая плазменными источниками в потоке инертного газа в окружающем воздухе, в настоящее время активно используется как эффективный инструмент в различных медицинских приложениях. В зависимости от типа рабочего напряжения, его амплитуды и частоты возникают разнообразные режимы распространения стримеров, формирующих плазменную струю. Плазменные струи могут инициироваться синусоидальным или положительным импульсным напряжением, и способ возбуждения определяет характеристики холодной плазменной струи (ХПС). Холодная плазменная струя, как правило, формируется синусоидальным напряжением, но генерация плазменной струи положительным импульсным

напряжением имеет такие преимущества, как контроль теплового эффекта и возможность увеличения прикладываемого напряжения. Установлено, что при синусоидальном возбуждении ХПС значительно повышается температура в зоне контакта плазмы с поверхностью при увеличении прикладываемого напряжения (см., например, [1, 2]). Температура поверхности в [1] повышалась до 35.2°C при амплитуде напряжения 2.5 кВ и до 39.8°C при 3 кВ при синусоидальном напряжении с частотой 25 кГц и скорости потока гелия 4 л/мин. При этом измеренная интенсивность излучения активных частиц оставалась слабой. В работе [2] при большем расходе гелия (5 л/мин), при амплитуде синусоидального напряжения 3 кВ и частоте 25 кГц, температура кожи мыши увеличилась до 96°C. Очевидно, что с использованием синусоидального напряжения

для возбуждения ХПС мониторинг температуры следует проводить параллельно с воздействием плазмы на биоткани.

Оригинальный способ снижения термического эффекта, вызванного воздействием ХПС при возбуждении синусоидальным напряжением, был предложен в [3]. Новизна метода [3] заключается в том, что уменьшение температуры поверхности, подтвержденное измерениями, достигается обрезанием фронта синусоидального напряжения при достижении максимального значения. Таким образом, было установлено, что уменьшение времени контакта плазмы с поверхностью приводит к снижению температуры поверхности.

В данной работе мы используем идею, предложенную в [3], и исследуем влияние длительности импульсов прикладываемого напряжения на динамику распространения стримеров и нагрев обрабатываемой поверхности по сравнению с аналогичными исследованиями характеристик ХПС при возбуждении синусоидальным напряжением. Новым в наших режимах обработки раковых образований гелиевой плазменной струей является повышенное рабочее напряжение по сравнению со всеми известными нам плазменными устройствами, применяемыми в плазменной медицине. Увеличение напряженности электрического поля в головке стримера при взаимодействии с поверхностью увеличивает физическое воздействие на биоткань.

Ранее интересные результаты о влиянии длительности импульса напряжения на взаимодействие плазмы с поверхностью были представлены в работах [4, 5]. В работе [4] проведен анализ взаимодействия ХПС, инициируемой импульсным напряжением с частотой 5 кГц и длительностью импульса 230 и 960 нс, с диэлектрической поверхностью под плавающим потенциалом. Анализ проводился с использованием измерений распределения электрического поля и спектра излучения. Авторы пришли к выводу, что длительность импульса и амплитуда прикладываемого напряжения определяют поверхностный заряд, электрический потенциал и, следовательно, время и интенсивность контакта плазмы с поверхностью. Аналогичные выводы о влиянии длительности импульса были сделаны в [5] для случая с поверхностью под плавающим потенциалом при приложении более длинных импульсов напряжения (1 и 10 мкс). Таким образом, длительность импульса напряжения является одним из основных параметров, определяющих время и интенсивность взаимодействия ХПС с поверхностью при импульсном типе возбуждения плазменной струи.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА, РАССЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ КЛЕТКИ

Эксперимент

В эксперименте для генерации плазменной струи в потоке гелия в окружающем воздухе при синусоидальном и положительном импульсном напряжениях использовалось плазменное устройство с цилиндрической конструкцией [6, 7]. Потенциальный электрод соосно вставлен в диэлектрический канал с внутренним диаметром 8 мм. Капилляр имеет диаметр 2.3 мм. Кольцевой заземленный электрод размещается снаружи над соплом. Источник плазмы показан на рис. 1а. Диэлектрическая пластина из Al_2O_3 или раковые клетки в среде помещаются на заземленную металлическую подложку на расстоянии 2.5 см от сопла. В наших экспериментах амплитуда напряжения U составляет от 3 до 5 кВ, а частота $f = 13-50$ кГц. Для генерации плазменной струи используется газообразный гелий, расход газа варьируется от 3 до 12 л/мин (скорость потока газа >10 м/с). Как в эксперименте, так и в моделировании положительное импульсное напряжение увеличивается до максимального значения в течение 2.5 мкс, имеет плато и уменьшается в течение 2.5 мкс. Длительность импульса τ_p считается временем ненулевого напряжения.

Моделирование

В численном моделировании газового разряда и динамики стримеров для условий эксперимента использовалась двумерная гидродинамическая модель в цилиндрической постановке и собственный код 2DPlasmaNovH [8]. В данной работе используется упрощенная модель, в которой рассматривается только газообразный гелий без примеси азота и кислорода. Модель фотоионизации используется та же, что и в [8], основанная на предположениях, что: а) фотоны испускаются сразу после возбуждения атома и б) генерация электрон/ионных пар этими фотонами происходит в области вокруг головки стримера. В ходе эксперимента [8] было показано, что изображения стримера представляют собой светящиеся пятна радиусом примерно 0.2–0.25 см вокруг головки стримера. Отсюда следует, что характерное время испускания фотонов возбужденными атомами меньше характерного времени распространения стримера, а длина фотоионизации меньше 0.25 см. На рис. 1б показана расчетная область с примером распределения плотности ионов. Расчетная область имеет цилиндрическую симметрию с $R = 6$ см и $H = 7$ см. Как и в эксперименте, потенциальный электрод радиусом 0.1 см и длиной 0.7 см размещен соосно в диэлектрическом канале. Заземленное металлическое кольцо рас-

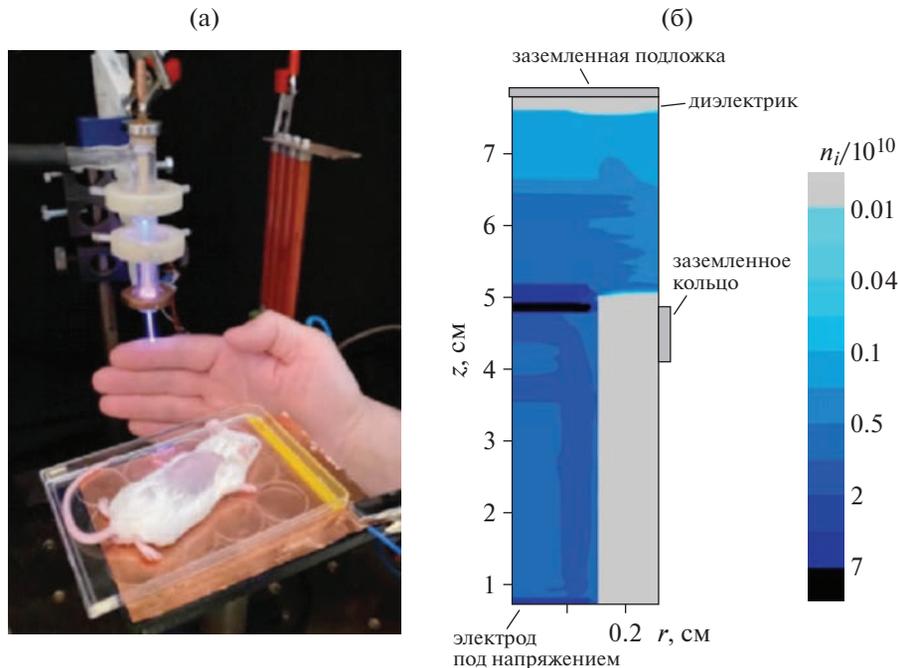


Рис. 1. Устройство низкотемпературной плазменной струи (а), расчетная область с распределением плотности ионов, когда стример распространяется в диэлектрическом канале устройства (б).

положено рядом с соплом. Диэлектрическая поверхность размещается на заземленной подложке на расстоянии 2.5 см от сопла. Для зажигания разряда в численном моделировании в начальный момент времени у поверхности нагруженного электрода внутри диэлектрического канала размещалось пятно плазмы с повышенной концентрацией, и скорость возрастания напряжения задавалась значительно больше экспериментальной. После распространения первого стримера напряжения $U(t)$ задавалось, как и в эксперименте. При моделировании было показано, что в течение нескольких первых циклов напряжения распространение стримера является более интенсивным, и система релаксирует в квазистационарное состояние после 10–15 рассчитанных циклов напряжения. Для анализа различных закономерностей распространения стримеров проводится моделирование для 10–100 циклов напряжения.

Для сквозного моделирования многоимпульсной динамики газоразрядной плазмы и распространения стримеров в численном расчете используется переменный шаг по времени, выбираемый на основе временного градиента и величины проводимости плазмы.

Материалы и методы исследования реакции клеток на воздействие ХПС

На растущие раковые клетки аденокарциномы легкого человека A549 воздействовали ХПС, ге-

нерируемой положительным импульсным напряжением с различной длительностью импульса и синусоидальным напряжением. Клетки обрабатывали в течение 1 мин, амплитуда импульсного напряжения составляла $U_0 = 4.2$ кВ, $f = 30$ кГц, а для синусоидального напряжения $U_0 = 3.5$ кВ и $f = 50$ кГц. Наши исследования показали, что эти параметры синусоидального напряжения были оптимальными для обработки клеток A549, а температура поверхности не превышала 39°C .

Клетки A549 помещались (3×10^3 клеток на лунку) в 96-луночные планшеты и выращивали в питательной среде (DMEM, Sigma-Aldrich), с добавлением 10% фетальной бычьей сыворотки (GIBCO, Thermo Fisher Scientific, Уолтем, Массачусетс, США), 2 мМ L-глутамин, 250 мг/мл амфотерицина В и 100 ед/мл пенициллина/стрептомицина [9]. Когда клетки достигали 70–80% слияния, их подвергали обработке ХПС. Клетки аденокарциномы молочной железы MCF-7 высевали по 5000/лунку, 100 мкл IMDM, 10% FBS, а/а, Glu.

Анализ МТТ (колориметрический анализ, 3-(4,5-диметилтиазол-2-ил)-2,5-дифенилтетразолия бромид) использовали для оценки цитотоксичности и жизнеспособности клеток.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ХПС ПРИ СИНУСОИДАЛЬНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В работе [7] показано, что плазменная струя, инициируемая синусоидальным напряжением,

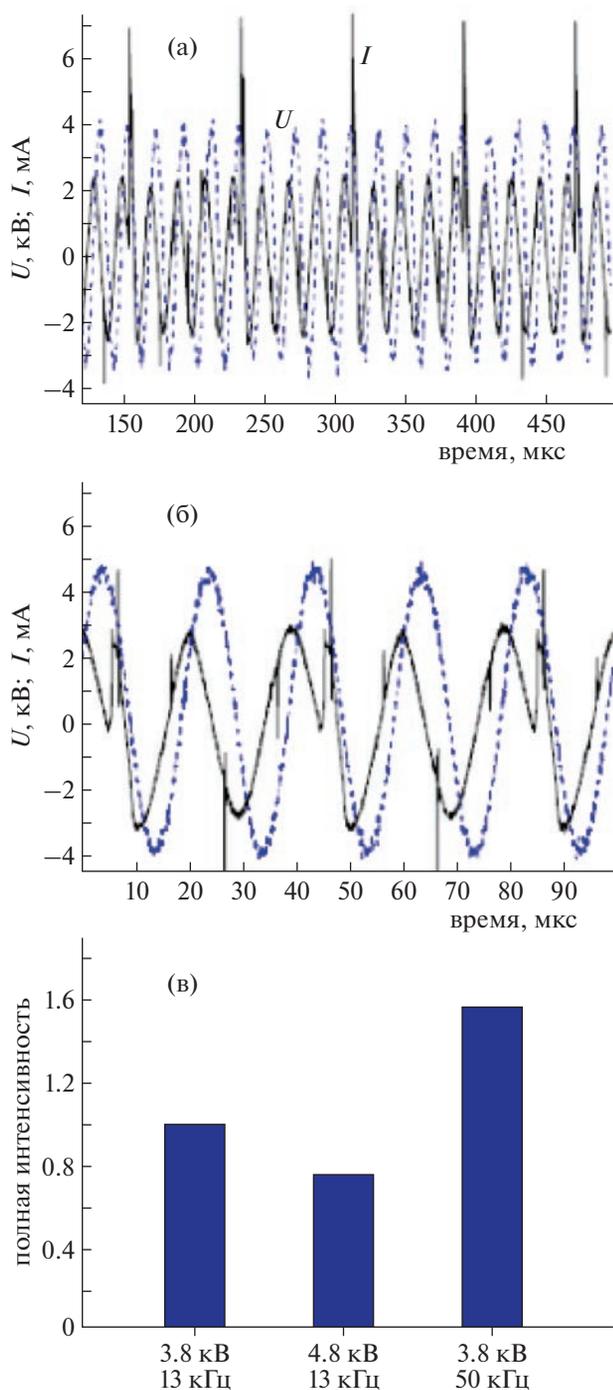


Рис. 2. Измеренное напряжение (синий) и ток разряда (черный) над диэлектрической поверхностью при $U_0 = 3.8$ (а) и 4.8 кВ (б), $f = 50$ кГц и рассчитанная полная ионизации вблизи поверхности для различных параметров разряда (в).

формируется стримерами разной длины. При малых амплитудах и частотах прикладываемого напряжения стримеры регулярно достигают поверхности, но интенсивность этих стримеров слабая. С увеличением U и f интенсивность взаимо-

действия плазменной струи с поверхностью возрастает нелинейно, т.к. только часть стримеров достигает поверхности.

В работе для определения наиболее эффективных режимов воздействия на раковые клетки с достаточно низким тепловым эффектом варьировалась частота и амплитуда переменного напряжения. Оценка интенсивности взаимодействия плазмы с поверхностью проводилась с помощью измерения а) тока разряда у поверхности и б) интегрирования ионизации по времени вблизи поверхности при численном моделировании. Исследование проводилось для режимов $U_0 < 4$ кВ и $f = 13\text{--}50$ кГц. Наиболее интенсивное взаимодействие плазма–поверхность при достаточно низкой температуре поверхности обнаружено для режимов с $f = 50$ кГц и $U_0 = 3.5\text{--}3.8$ кВ. При этом стримеры достигают поверхности в каждом четвертом цикле напряжения (рис. 2). Измеренный ток разряда у поверхности (рис. 2а) достигает 6.8 мА, что в 2–3 раза больше, чем при $f = 13$ и 22 кГц и $U_0 = 3.5\text{--}3.8$ кВ. Увеличение напряжения до 4.8 кВ при $f = 50$ кГц меняет шаблон распространения стримеров (каждый второй стример касается поверхности), и ток разряда у поверхности уменьшается (рис. 2в). В моделировании полная ионизация интегрировалась по времени в области 1 см от поверхности для различных параметров ХПС. Нормированная полная ионизация показана на рис. 2в. Видно, что максимальная интенсивность взаимодействия достигается при $f = 50$ кГц и $U_0 = 3.8$ кВ по сравнению с $f = 13$ кГц.

Результаты воздействия на раковые клетки ХПС при синусоидальном возбуждении

Найденный оптимальный режим ХПС, возбужденной синусоидальным напряжением, был протестирован в эксперименте с облучением раковых клеток. На рис. 3 показана жизнеспособность клеток аденокарциномы легких человека А549 и аденокарциномы молочной железы МСF-7, полученная с помощью МТТ анализа через 24 часа после обработки клеток ХПС. Воздействие длилось 1 и 2 мин. Результаты по жизнеспособности раковых клеток подтвердили, что наиболее эффективным режимом является режим с $f = 50$ кГц по сравнению с $f = 13$ кГц для обоих типов клеток.

4. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ХПС ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Импульсное напряжение и ток разряда в зоне контакта плазменной струи с поверхностью диэлектрика, представлены на рис. 4 для разных длин импульсов напряжения $\tau_p = 7$ и 15 мкс для $U_0 = 4.2$ кВ и $f = 30$ кГц. Видно, что при более

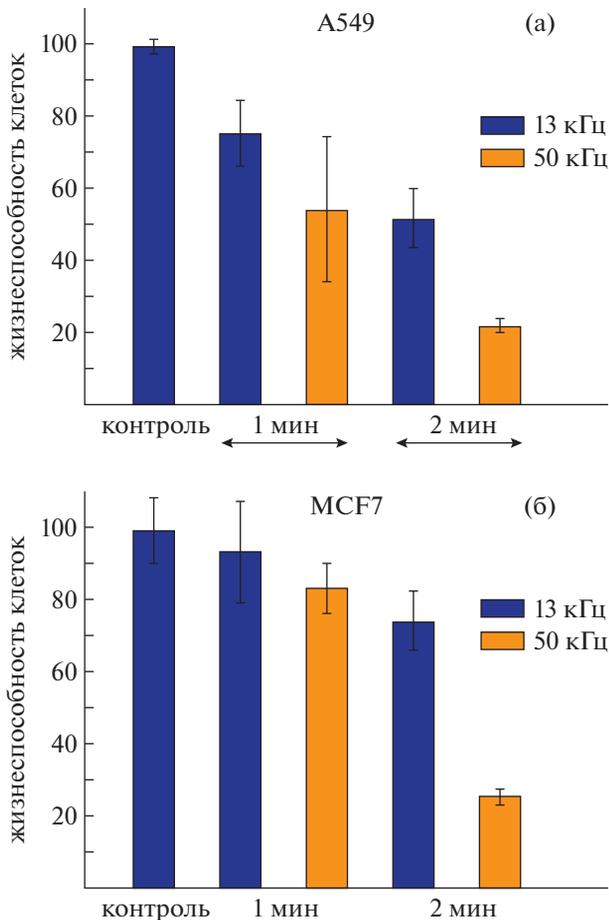


Рис. 3. Жизнеспособность раковых клеток после облучения A549, $U_0 = 3.5$ кВ (а) и MCF-7, $U_0 = 4$ кВ (б) для $f = 13$ и 50 кГц.

коротком импульсе стримеры касаются поверхности при каждом импульсе напряжения. При $\tau_p = 15$ мкс частота тока вблизи поверхности уменьшается в 2 раза. Такое поведение наблюдалось для всех случаев при $U_0 = 3.5$ –4.2 кВ и $f = 25$ –30 кГц.

Тот же эффект был обнаружен при моделировании (см. рис. 5). Рассчитанная z -координата головки стримера, связанная с максимальной скоростью ионизации, указывает на то, что стримеры касаются поверхности при каждом импульсе напряжения при $\tau_p = 7$ мкс и только при каждом втором импульсе при $\tau_p = 15$ мкс. Отметим, что скорость ионизации в головке стримера значительно ниже при $\tau_p = 15$ мкс. При моделировании для анализа интенсивности взаимодействия плазменной струи с поверхностью при различных τ_p проводилось интегрирование по времени скорости ионизации вблизи поверхности. Максимальная полная ионизация относится к длительности импульса 7 мкс для $f = 30$ кГц и $U_0 = 4.2$ кВ.

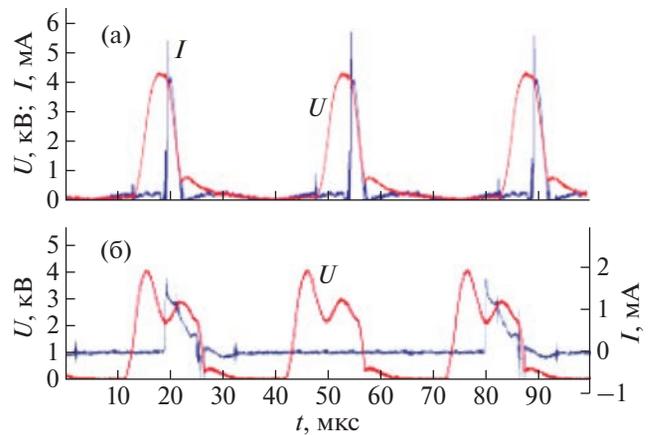


Рис. 4. Положительное импульсное напряжение и разрядный ток, измеренный вблизи поверхности для $U_0 = 4.2$ кВ, $f = 30$ кГц и длительностей импульса напряжения $\tau_p = 7$ (а) и 15 мкс (б).

5. СРАВНЕНИЕ НАГРЕВА И ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАБОТКИ ХПС С СИНУСОИДАЛЬНЫМ И ИМПУЛЬСНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Преимуществом воздействия ХПС, генерируемой при положительном импульсном возбуждении, является существенное снижение нагрева поверхности, что позволяет увеличить рабочее напряжение и время обработки. На рис. 6 температура поверхности показана для синусоидального и импульсного напряжений в зависимости от амплитуды напряжения для различных скоростей гелия. Обратите внимание, что для синусоидального напряжения температура диэлектрической пластины повышается на 10°C с ростом U на каждые 0.5 кВ и становится больше критической при $U_0 > 3.5$ кВ. Для случая импульсного напряжения (рис. 6б) температура остается низкой для $U_0 < 5.4$ кВ при $f = 30$ кГц. Повышение температуры поверхности менее 10°C , что допустимо в экспериментах с животными. Отметим, что в обоих случаях температура поверхности быстро увеличивается в течение 60 с, а затем возрастает существенно медленнее.

Спектры излучения плазменной струи, измеренные вблизи планшета с питательной средой для культивирования раковых клеток, представлены на рис. 7 для синусоидального и импульсного напряжения с различными длительностями импульса. Интенсивность линии ОН при $\lambda = 309$ нм увеличивается в 3 раза при уменьшении длительности импульса с 15 до 7 мкс. Максимальная интенсивность линии ОН соответствует случаю синусоидального напряжения.

Клетки аденокарциномы легкого A549 обрабатывали в течение 1 или 2 мин плазменной струей,

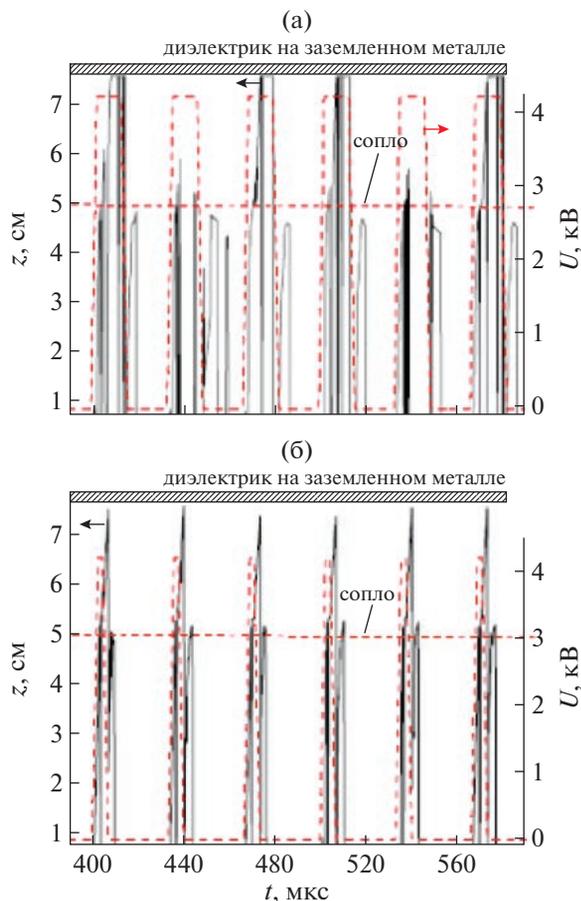


Рис. 5. Расчетная z -координата головки стримера и напряжение разряда в зависимости от времени для $U_0 = 4.2$ кВ, $f = 30$ кГц и длительности импульса напряжения $\tau_p = 7$ (а) и 15 мкс (б).

инициируемой синусоидальным и положительным импульсным напряжением с длительностью импульса $\tau_p = 7$ и 15 мкс. После облучения плазмой во всех экспериментах клетки выращивали в питательных средах. В случае ХПС с синусоидальным напряжением был выбран оптимальный режим генерации с $U_0 = 3.5$ кВ и $f = 50$ кГц, описанный выше. Результаты МТТ-теста сделанного через 24 часа после облучения показаны на рис. 8. Видно, что воздействие ХПС в течение 1 мин максимально при импульсном напряжении с $\tau_p = 7$ мкс, а для 2 мин воздействия ХПС минимальная жизнеспособность клеток соответствует случаю с синусоидальным напряжением. Для импульсного напряжения с $\tau_p = 15$ мкс плазменная обработка клеток A549 оказалась менее эффективной, и жизнеспособность остается более 86% даже при 2-минутной обработке ХПС. Таким образом, получено примерно сравнимое по эффекту воздействие для оптимального синусоидального режима и импульсного напряжения с

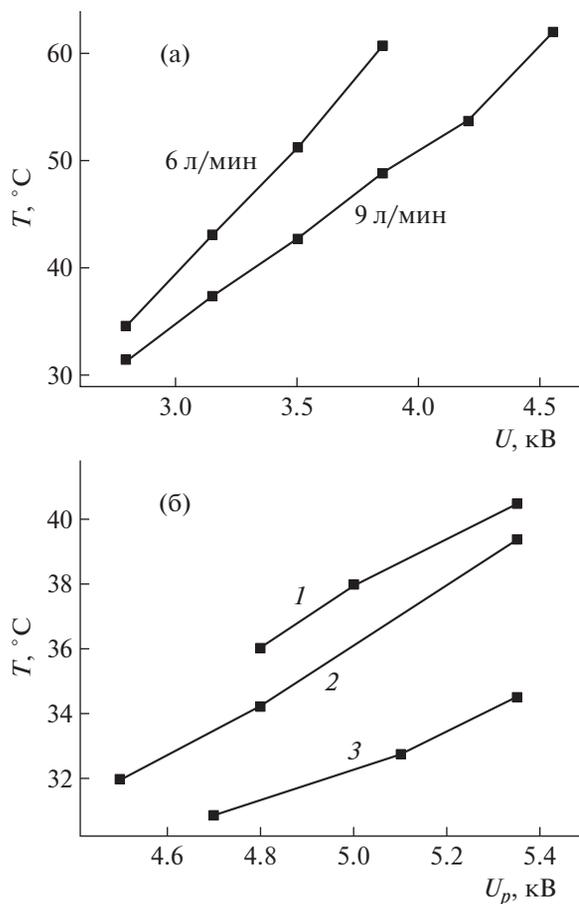


Рис. 6. Температура поверхности поверхности Al_2O_3 для синусоидального напряжения в зависимости от амплитуды напряжения при $f = 22$ кГц (а) и для импульсного напряжения с длительностью 7 мкс, $f = 30$ кГц для 1 – $v = 1.5$, 2 – 3, 3 – 6 л/мин (б).

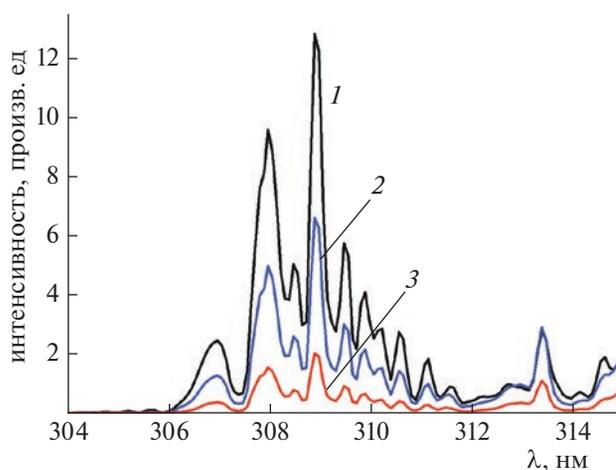


Рис. 7. Измеренная интенсивность спектров излучения вблизи поверхности для анализа ОН при синусоидальном напряжении ($U_0 = 3.5$ кВ, $f = 50$ кГц) и импульсном напряжении ($U_0 = 4.2$ кВ, $f = 30$ кГц, $\tau_p = 7$ и 15 мкс).

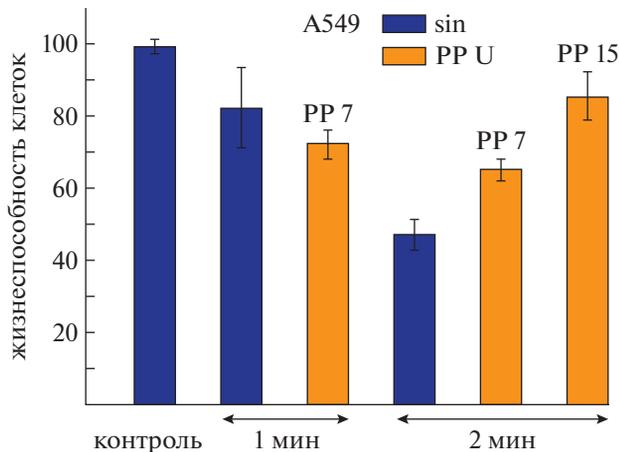


Рис. 8. Жизнеспособность клеток A549 через 24 часа после обработки ХПС в течение 1 и 2 мин, с синусоидальным напряжением ($U_0 = 3.5$ кВ и $f = 50$ кГц) и с импульсным напряжением ($U_0 = 4.2$ кВ, $f = 30$ кГц) с длительностью импульса напряжения $\tau_p = 7$ и 15 мкс; sin – синусоидальное напряжение, PP – импульсное напряжение.

$\tau_p = 7$ мкс, но при импульсном напряжении температура в зоне контакта остается значительно ниже.

6. ВЫВОДЫ

Проведено сравнение характеристик низкотемпературной плазменной струи, генерируемой синусоидальным и положительным импульсным напряжениями. В эксперименте и моделировании изучались шаблоны установившегося квазистационарного распространения стримеров в плазменной струе в зависимости от частоты и амплитуды прикладываемого напряжения. Были найдены оптимальные режимы ХПС для подавления жизнеспособности раковых клеток. ХПС с синусоидальным рабочим напряжением ($U = 3.5$ кВ, частота напряжения ~ 50 кГц, а частота тока у поверхности $\sim 50/4$ кГц) более эффективно подавляет жизнеспособность раковых клеток, но данный режим реализуется в узком диапазоне напряжений, и может перейти в режим с частотой тока равной частоте напряжения, что приводит к резкому увеличению тепловыделения в зоне контакта плазмы с поверхностью. ХПС с импульсным напряжением с длительностью импульсов 7 мкс также показала высокую эффективность при воздействии на раковые клетки. Установлено, что в ХПС с импульсным напряжением с $\tau_p = 7$ мкс стримеры распространяются регулярно при каждом цикле напряжения для частоты напряжения $f < 30$ кГц и амплитуды напряжения $U_0 < 4.5$ кВ, а нагрев зоны воздействия невелик. При увеличении длительности импульса напряжения до 20 мкс плазменная струя становится нестабильной и нагрев увеличивается.

В случае импульсного напряжения показано, что интенсивность взаимодействия плазма–поверхность имеет максимум для $\tau_p = 7$ мкс. Измеренная интенсивность линии OH на $\lambda = 309$ нм вблизи среды с клетками имеет максимум для этого случая. Ток разряда, измеряемый вблизи поверхности, имеет максимальное значение для $\tau_p = 7$ мкс и уменьшается с увеличением длительности импульса. Расчетная полная ионизация у поверхности также имеет максимальное значение для случая 7 мкс импульса напряжения ($U_0 = 4.2$ кВ и $f = 30$ кГц). Измерение температуры поверхности для рабочих режимов синусоидального и импульсного напряжения показало значительное снижение нагрева для случая импульсного напряжения.

Оптимальные режимы ХПС с синусоидальным и импульсным напряжением были протестированы на раковых клетках A549 и MCF-7 A549. Жизнеспособность раковых клеток была проанализирована с помощью МТТ-теста через 24 часа после воздействия плазменной струи. Результаты биоэксперимента подтверждают высокую эффективность предложенных оптимальных режимов.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку Российскому научному фонду, грант № 19-19-00255-П. Участие в работе одного из соавторов Е. Патраковой, было поддержано грантом РФФИ для молодых ученых № 20-34-90021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chatraie M., Torkaman G., Khani M., Salehi H., Shokri B. // Sci. Reps. 2018. V. 8. P. 5621.
2. Kos S., Blagus T., Cemazar M., Filipic G., Sersa G., Cvelbar U. // PLoS ONE. 2017. V. 12 (4). P. e0174966.
3. Гугин П., Закревский Д., Милахина Е. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 22.
4. Slikboer E., Viegas P., Bonaventura Z., Garcia-Caurel E., Sobota A., Bourdon A., Guaitella O. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 095016.
5. Viegas P., Hofmans M., van Rooij O., Obrusnk A., Klarenaar B.L.M., Bonaventura Z., Guaitella O., Sobota A., Bourdon A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 095011.
6. Schweigert I.V., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P., Yelak E.V., Golubitskaya E.A., Troitskaya O.S., Koval O.A. // Appl. Sci. 2019. V. 9. P. 4528.
7. Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky Dm.E. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 12LT02.
8. Schweigert I., Vagapov S., Lin L., Keidar M. // J. Phys D Appl. Phys. 2019. V. 52 (29). P. 295201.
9. Koval O., Kochneva G., Tkachenko A., Troitskaya O., Sivolobova G., Grazhdantseva A., Nushtaeva A., Kuligina E., Richter V. // BioMed. Res. Int. 2017. V. 2017. P. 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО БАФТИНГА
К ВОЗМУЩЕНИЯМ ГЕНЕРИРУЕМЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ© 2023 г. П. А. Поливанов^{а,*}, А. А. Сидоренко^а^а Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: polivanov@itam.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.10.2022 г.

После доработки 11.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Проведено экспериментальное исследование влияния диэлектрического барьерного разряда на ламинарный трансзвуковой бафтинг при малых числах Рейнольдса $(0.5–0.7) \times 10^6$. Для исследования характеристик течения использовалась высокоскоростная шпирен-визуализация и метод PIV. Плазменный актуатор, на основе диэлектрического барьерного разряда, размещался вблизи передней кромки профиля. В ходе экспериментов было исследовано влияние частоты разряда на характеристики трансзвукового бафтинга. Установлено, что возмущения, создаваемые электрическим разрядом малой мощности, оказывают существенное влияние на ламинарный трансзвуковой бафтинг.

Ключевые слова: трансзвуковой бафтинг, плазменная аэродинамика, ДБР, ламинарный пограничный слой

DOI: 10.31857/S0367292123600085, EDN: VEQQDN

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из путей улучшения характеристик гражданских трансзвуковых авиалайнеров связан с переходом на ламинаризованные аэродинамические профили, что позволит значительно снизить аэродинамическое сопротивление самолета. При обтекании трансзвуковых профилей, в определенном диапазоне углов атаки и чисел Маха, возникает опасное явление – трансзвуковой бафтинг [1], представляющий собой низкочастотные периодические колебания прямого скачка уплотнения и отрывной области. Существенные аэродинамические нагрузки, возникающие при трансзвуковом бафтинге, могут привести к повреждению конструкции самолета. Одна из основных причин возникновения трансзвукового бафтинга – появление существенной области отрыва потока, возникающей из-за взаимодействия ударной волны с пограничным слоем [2]. В большинстве работ трансзвуковой бафтинг исследовался для турбулентного состояния пограничного слоя на профиле крыла. Работ, в которых исследовался случай трансзвукового бафтинга при ламинарном пограничном слое перед ударной волной, существенно меньше. В работе [3] было найдено, что для ламинарного трансзвукового бафтинга характерно несколько режимов колебаний ударной волны и отрывной зоны, в отличие от турбулентного бафтинга, где имеется один режим колебаний. Было обнаружено, что для ламинар-

ного трансзвукового бафтинга характерны колебания на двух частотах. Низкочастотные колебания с характерным числом Струхляя $Sh \sim 0.8$ ($Sh = fb/U$, где b – хорда профиля, f – частота колебаний, U – скорость набегающего потока), по характеру колебаний течения и безразмерной частоте схожи с турбулентным трансзвуковым бафтингом. Высокочастотные колебания ($Sh \sim 0.5$) представляли собой колебания ламинарного отрывного пузыря. В работе [3] было показано, что режим и амплитуда колебаний существенно зависят от угла атаки.

Известно, что плазменные актуаторы можно использовать для управления нестационарными трансзвуковыми течениями [4]. В работе [5] при трансзвуковых числах Маха экспериментально исследовано влияние возмущений, возбуждаемых плазменным актуатором, на стационарную область отрыва потока и показана возможность существенного уменьшения длины отрывной области. В данной работе исследуется восприимчивость ламинарного трансзвукового бафтинга к возмущениям, генерируемым диэлектрическим барьерным разрядом.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. Использовалась трансзвуковая рабочая часть, позволяющая

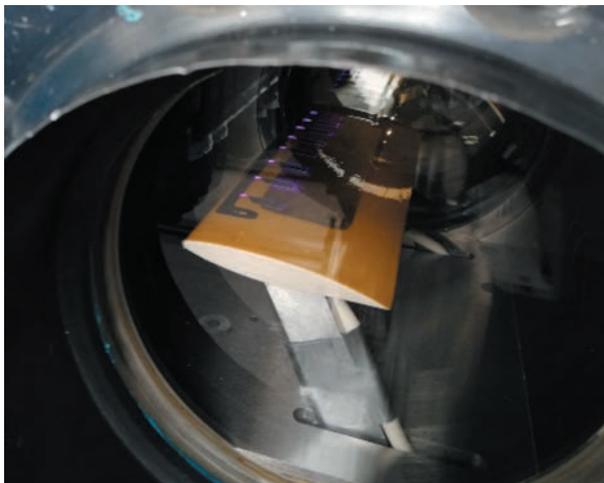


Рис. 1. Фотография экспериментальной модели в аэродинамической трубе Т-325.

варьировать число Маха в диапазоне $M = 0.5–0.8$. Эксперименты проводились при следующих параметрах потока: число Маха $M = 0.7$, температура торможения $T_0 = 293$ К, давление торможения $P_0 = 50–75$ кПа. Ширина и высота рабочей части аэродинамической трубы составляют 200 и 208 мм соответственно.

Эксперименты проводились на модели ламинаризованного аэродинамического профиля хордой $b = 70$ мм (рис. 1) и относительной толщиной $c/b = 14.3\%$ (c – максимальная толщина модели). Модель крепилась на альфа-механизме, что позволяло изменять угол атаки в ходе эксперимента. В данном исследовании угол атаки составлял 5.5° .

Основные измерения были выполнены с использованием скоростной шлирен-визуализации и метода PIV. Шлирен-визуализация фиксировалась высокоскоростной камерой FASTCAM NOVA S9. Частота кадров камеры составляла 40 кГц, время экспозиции соответствовало 1.4 мкс. В шлирен-системе нож устанавливался вертикально. При обработке PIV-данных векторы скорости восстанавливались по трассерным изображениям с помощью кросс-корреляционных адаптивных алгоритмов с непрерывным смещением окна и сгущением размера ячейки. Осредненные данные, такие как средние и среднеквадратичные поля скорости, получались на основе 2000 мгновенных распределений скорости. В качестве трассеров использовались DEHS-частицы со средним размером не менее 1 мкм. Протяженность области релаксации частиц при пересечении прямой ударной волны для условий течения, соответствующих проводимому эксперименту, приблизительно равнялась 4 мм.

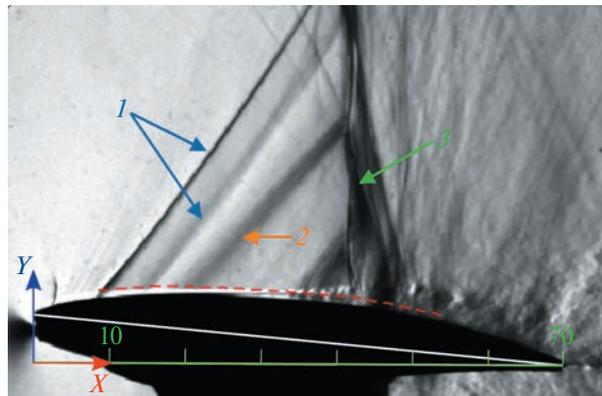


Рис. 2. Пример шлирен-фотографии.

Экспериментальная модель ламинаризованного трансзвукового профиля с плазменными актуаторами показана на рис. 2. В качестве плазменного актуатора использовался контрагированный диэлектрический барьерный разряд (КДБР) [5]. Основная часть разряда состояла из двух электродов, разделенных диэлектрическим слоем. Один из электродов (открытый) находился в области течения, а другой (закрытый) располагался внутри модели, и был заизолирован со всех сторон. Для увеличения тока в плазменных стримерах и фиксации положения плазменных образований использовались дополнительные металлические “островки”. Варьирование электрической емкости этих металлических “островков” (путем изменения их длины и ширины) можно использовать для изменения активной составляющей тока в плазме. Фактически контрагированный диэлектрический барьерный разряд представляет собой комбинацию диэлектрического барьерного разряда и поверхностного разряда переменного тока, возникающего на дополнительных электрических емкостях. Для изготовления электродов использовалась самоклеящаяся алюминиевая лента, что приводило к появлению на поверхности крыла ступеньки высотой менее 50 мкм.

Основная резонансная частота электрического разряда составляла 14 кГц. Изменение частоты генерации вводимых искусственных возмущений осуществлялось путем модуляции базовой частоты. Амплитуда напряжения не превышала 4 кВ.

Для случая резонансной частоты ($f_{dis} = 14$ кГц) форма напряжения была близка к синусоидальной и основное горение электрического разряда происходило два раза за период. Например, на рис. 3а можно увидеть два временных промежутка при которых наблюдаются существенные импульсы тока: 0–0.18 мс и 0.32–0.55 мс. Вероятнее всего, основной причиной генерации разрядом возмущений в данной работе является внезапный

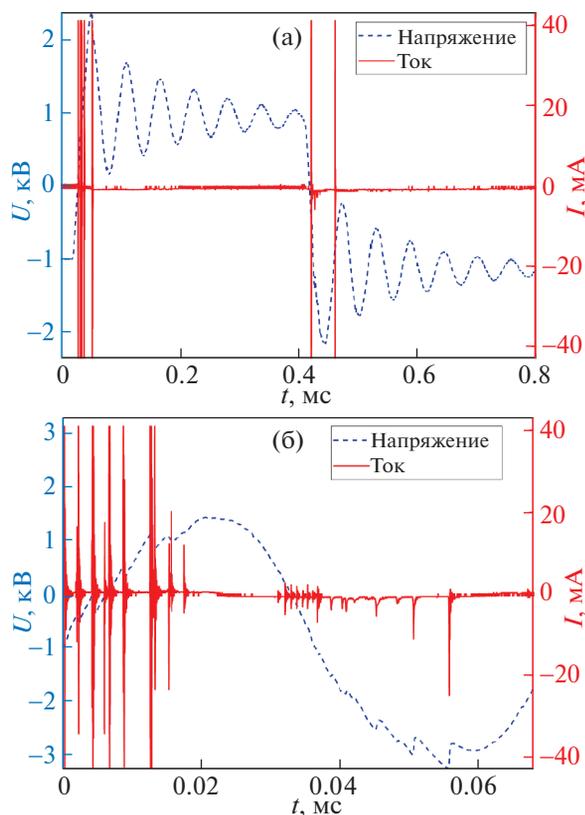


Рис. 3. Пример осциллограммы напряжения и тока для случая $f = 2500$ Гц (а) и $f = 28000$ Гц (б).

нагрев потока в области плазмы, поэтому частота генерации возмущений для резонансного случая соответствует $f_d = 28$ кГц. Для возбуждения возмущений на более низких частотах на вход трансформатора подавался прямоугольный импульс с частотой, равной половине требуемой частоты генерации возмущений. Амплитуда выходного напряжения подбиралась таким образом, чтобы электрический разряд возникал только вблизи фронтов подаваемых на вход трансформатора прямоугольных импульсов. Следовательно, электрический разряд также происходил дважды за период. Например, на рис. 3а видно, что значительные импульсы тока и соответственно моменты генерации искусственных возмущений обнаруживаются дважды за период ($f_d = 2f_{dis}$). Анализ данных подтвердил, что искусственные возмущения возбуждались на удвоенной частоте разряда.

Верхняя частота пропускания при измерении тока не превышала 50 МГц, что делало невозможным точное измерение характеристик импульсов тока, поскольку ширина токовых импульсов значительно меньше этой величины. В связи с этим для верхней оценки мощности разряда использовались данные о среднем напряжении и токе, подаваемых на высоковольтный генератор. Мощ-

ность высоковольтного генератора линейно зависела от частоты разряда и для частоты $f_{dis} = 14$ кГц составляла около 20 Вт.

Максимальная мощность разряда была в 10 раз меньше кинетической мощности пограничного слоя, которая оценивалась по приближенной формуле $(\delta - \delta^*) L \rho_e U_e^3 / 2$, где δ – толщина пограничного слоя, δ^* – толщина вытеснения, ρ_e – плотность на границе пограничного слоя, U_e – скорость потока на границе пограничного слоя, L – размах крыла. Поэтому было принято решение классифицировать этот разряд как мало-мощный по сравнению с энергией набегающего потока.

В данной работе передняя кромка аэродинамического профиля была принята за ноль продольной координаты, а задняя кромка принимается за ноль вертикальной координаты. Пример теневого изображения и система координат с масштабной линейкой показаны на рис. 2. Слабая ударная волна и волна разрежения, обозначенные на рисунке стрелкой 1, возникают из-за ненулевой толщины электрода. Ударная волна, обозначенная на рисунке цифрой 2 (отрывная ударная волна), возникает за счет вытеснения потока ламинарным отрывным пузырьком. Цифрой 3 обозначен прямой скачок уплотнения, после которого течение становится дозвуковым. Около поверхности крыла вблизи прямого скачка уплотнения 3 видна λ -структура, возникающая из-за резкого увеличения толщины пограничного слоя при его турбулизации. Хорошо видно, что положение ламинарно-турбулентного перехода, расположено вблизи прямого скачка уплотнения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 4 показаны среднеквадратичные значения пульсаций интенсивности теневых картин, полученных для различных частот генерации искусственных возмущений. На рис. 5 показано изменение во времени распределения интенсивности теневого изображения, полученного вдоль красной линии, обозначенной на рис. 2 при $P_0 = 70$ кПа. Красная линия на рис. 2 проведена параллельно подветренной поверхности аэродинамического профиля и расположена на несколько пикселей выше поверхности крыла. Палитра на рисунке была изменена с черно-белой на цветную, чтобы улучшить представление данных.

Для базового случая, полученного без разряда (рис. 4а и 5а), наблюдался режим высокочастотного ламинарного трансзвукового бафтинга [3], в котором, в основном, наблюдаются колебания ламинарного отрывного пузырька с частотой около 2 кГц ($Sh \sim 0.61$). Зелеными штрихпунктирными линиями на рис. 4 показаны границы колебаний

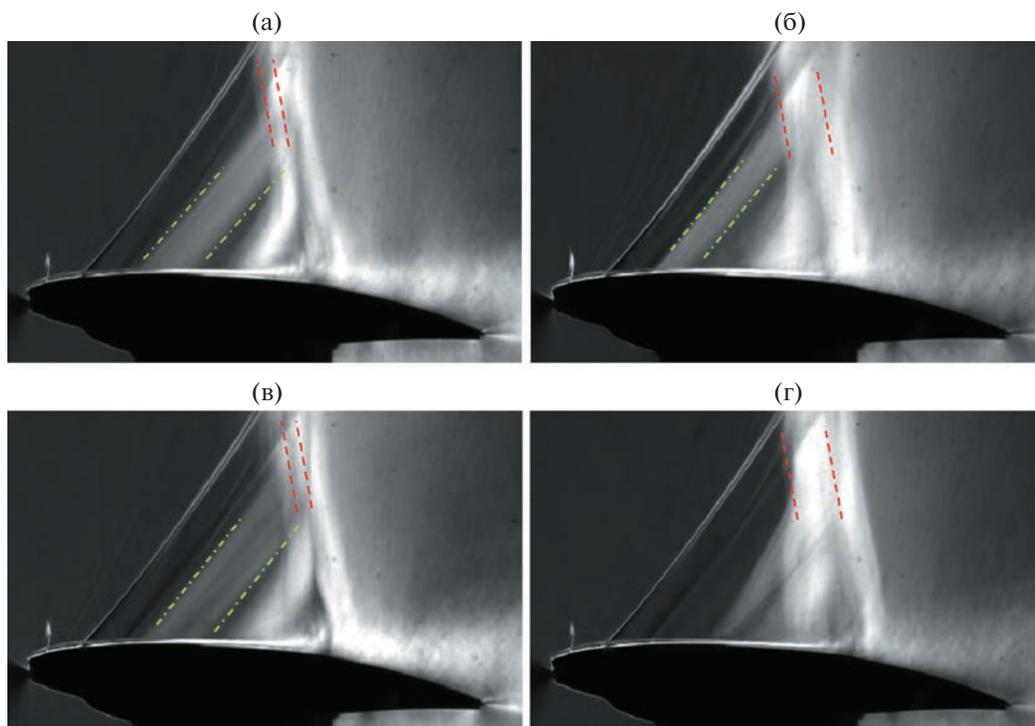


Рис. 4. Распределение средневзвешенных значений пульсаций интенсивности теневого изображения полученного при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

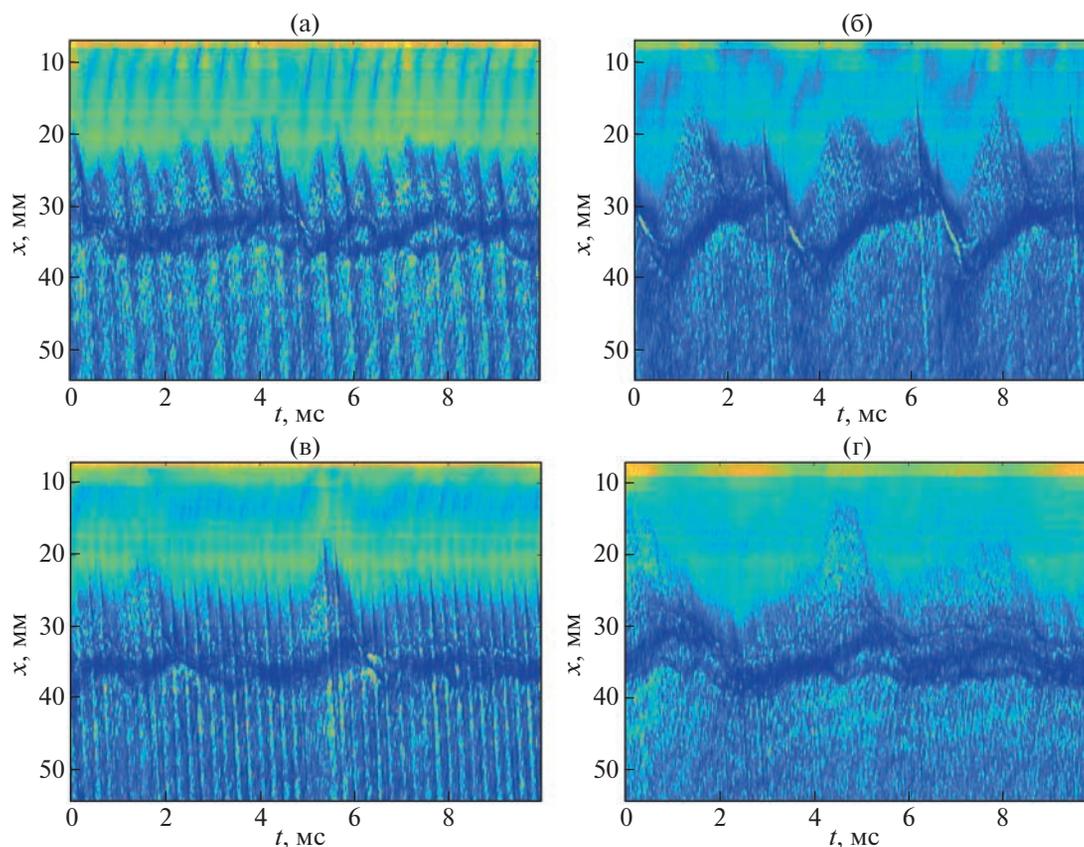


Рис. 5. Изменение интенсивности теневого изображения в зависимости от времени при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

отрывной ударной волны. На рис. 4а ширина области колебаний отрывной ударной волны составляет около $b/6$. Для базового случая размах колебаний прямого скачка уплотнения значительно меньше (границы колебаний показаны на рисунке красными штриховыми линиями). На рис. 5а можно увидеть изменение положения скачков уплотнения и отрывной области во времени, хорошо наблюдаются периодические колебания с характерным временем около 0.5 мс. В области $X \sim 35$ мм наблюдается яркая синяя линия, соответствующая зоне ламинарно-турбулентного перехода вблизи прямого скачка уплотнения. При $X \sim 10-20$ мм могут встречаться наклонные структуры, связанные с движением отрывной ударной волны против потока. В области $X \sim 20-55$ мм периодические структуры наклонены в противоположную сторону, что соответствует их движению вниз по потоку. Эти структуры соответствуют крупномасштабным вихрям, движущимся вместе с потоком, которые хорошо видны на шпирен-изображениях.

При генерации искусственных возмущений с частотой $f_d = 200-500$ Гц высокочастотные колебания ламинарной отрывной области подавляются, но возникают мощные осцилляции прямого скачка уплотнения на частоте вводимых возмущений. При частоте $f_d = 300$ Гц (рис. 4б и 5б) наблюдается наиболее сильный эффект воздействия, что можно объяснить тем, что здесь f_d близка к низкочастотному режиму ламинарного трансзвукового бафтинга для данного профиля ($Sh \sim 0.09$). На рис. 5б хорошо видно наличие низкочастотных периодических колебаний над крылом. В моменты времени около 3, 6.3 и 9.7 мс видны узкие наклонные возмущения, распространяющиеся вниз по потоку, которые объясняются возмущениями, вносимыми плазменным актуатором. На рис. 4б также показано увеличение протяженности области колебаний прямого скачка уплотнения.

Для случая генерации возмущений на частоте $f_d = 2$ кГц структура течения на шпирен-изображении близка к картине течения, полученной без плазмы. Увеличение частоты возмущений до 4–8 кГц приводит к росту частоты осцилляций ламинарного отрывного пузырька до f_d , при этом низкочастотные колебания прямого скачка уплотнения не обнаруживаются (рис. 5в). Дальнейшее увеличение частоты возмущений приводит к затуханию колебаний ламинарной отрывной области, но низкочастотные осцилляции прямого скачка уплотнения вновь усиливаются, при этом периодичность этих низкочастотных колебаний нарушается, и они становятся более хаотичными. Причиной затухания колебаний отрывной ударной волны является подавление ламинарного отрывного пузыря возмущениями, ге-

нерируемыми электрическим разрядом. Это хорошо видно на рис. 4 по смещению положения ламинарного сдвигового слоя, который соответствует белой линии у поверхности. Для случаев f_d не более 4 кГц хорошо видно, как эта линия удаляется от поверхности в области осцилляций отрывной ударной волны (зеленые штрихпунктирные линии) за счет отрыва пограничного слоя. Для случая 28 кГц (рис. 4г) ламинарный сдвиговый слой наблюдается вдоль поверхности (без отрыва потока) до начала ламинарно-турбулентного перехода.

На рис. 6а представлены спектры мощности, демонстрирующие качественную зависимость амплитуды пульсаций течения вблизи профиля (амплитуда представлена в условных единицах) от частоты для различных частот возбуждения возмущений f_d . Спектр мощности пульсаций был получен путем обработки данных, представленных на рис. 4. Спектры рассчитывались для каждой координаты X , после чего усреднялись. Хотя эта методика не позволяет получить количественную оценку пульсаций потока, из рис. 6а хорошо видно, что частота пульсаций течения, наблюдаемая над крылом, хорошо детектируется. Заметим, что такой простой метод обработки данных позволяет получать узкие пики в спектрах мощности, что свидетельствует о корректности получаемых данных.

Для каждой частоты вводимых возмущений f_d определялись два пика с максимальным уровнем пульсаций и для каждого пика пульсаций определялась его частота. Амплитуда пульсаций первого пика была выше амплитуды пульсаций второго пика. Итоговый результат показан на рис. 6б. Две штриховые горизонтальные линии соответствуют частотам максимальных пульсаций, найденных для случая без разряда. Синяя штриховая линия соответствует первому пику, красная – второму. Хорошо видно, что частота пульсаций первого пика равна частоте возбуждаемых возмущений вплоть до частоты 8 кГц. Для случая 16 и 28 кГц частота первого пика падает до 300 Гц, что соответствует низкочастотным осцилляциям ламинарного трансзвукового бафтинга. Здесь необходимо учитывать, что частота видеосъемки составляла 40 кГц, поэтому увидеть колебания течения с частотой более 20 кГц не представляется возможным. Тем не менее можно заметить, что для случая $f_d = 16$ кГц существенного пика на частоте 16 кГц не наблюдается.

Данные, полученные для второго пика максимальных пульсаций, имеют несколько более сложную зависимость от f_d . Для частот $f_d \leq 4$ кГц частота второго пика выше, чем частота первого пика. Для случаев $f_d = 8$ и 16 кГц частота пульсаций второго пика падает до частоты, примерно равной низкочастотным пульсациям ламинарно-

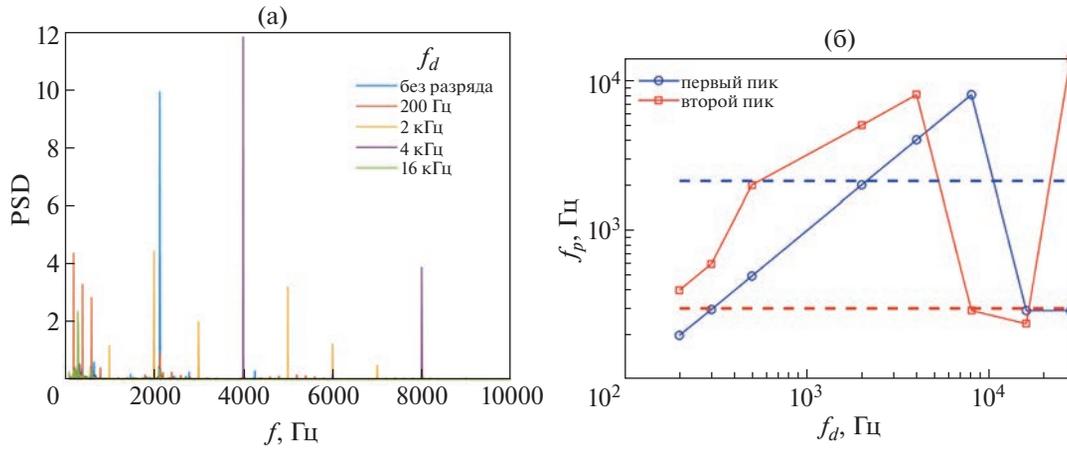


Рис. 6. Спектральная плотность мощности, полученная из шпирен данных (а), зависимость частоты максимальных пульсаций от частоты вводимых возмущений (б) (горизонтальные линии соответствуют случаю без разряда).

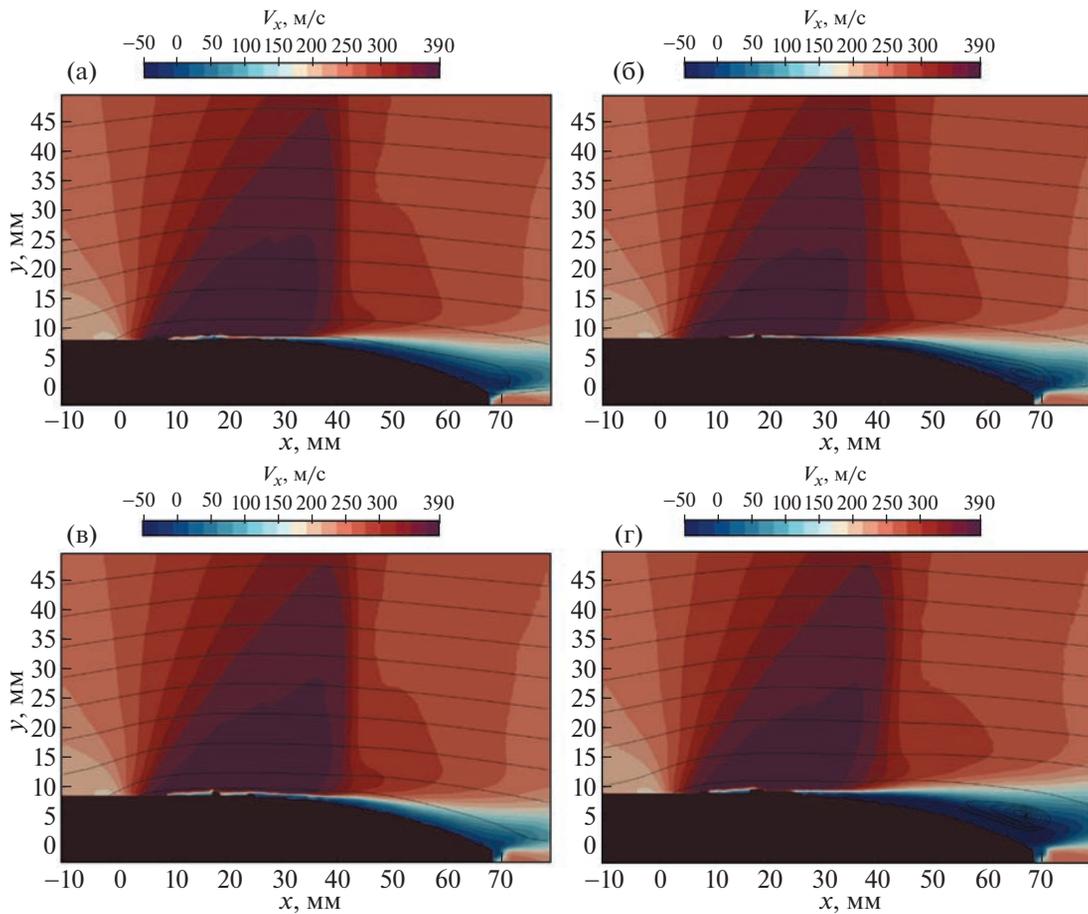


Рис. 7. Поля осредненной продольной компоненты скорости полученных при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

го трансзвукового бафтинга. А для случая $f_d = 28$ кГц наблюдается резкое увеличение частоты второго пика до 14 кГц. В результате можно ска-

зать, что полученные зависимости демонстрируют возможность управления частотой колебаний ламинарного трансзвукового бафтинга, по край-

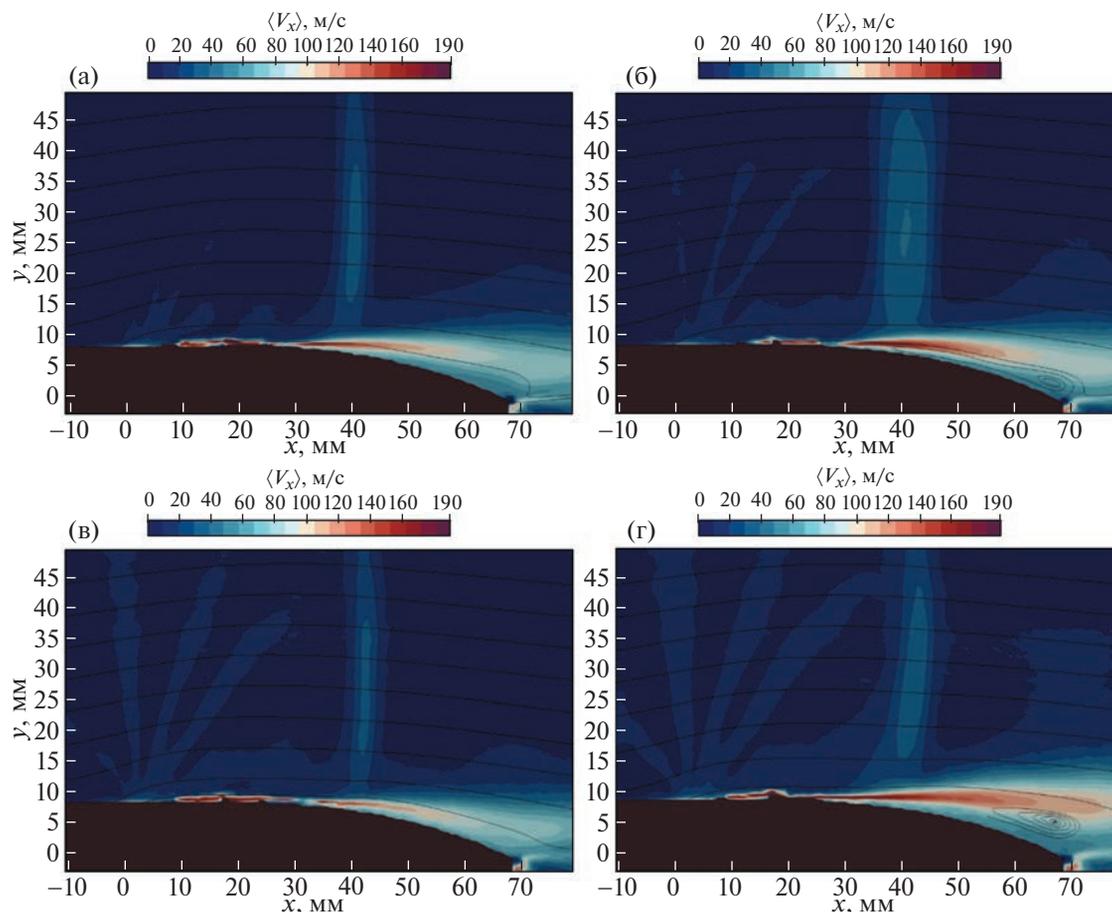


Рис. 8. Поля среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости полученных при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

ней мере, до частоты, в четыре раза превышающей частоту собственных высокочастотных пульсаций ламинарного трансзвукового бафтинга ($f_d = 8$ кГц).

На рис. 7 и 8 показаны распределения средних и среднеквадратичных значений продольной компоненты скорости соответственно. Экспериментальная модель затеняла часть излучения лазерного ножа, этим объясняется отсутствие данных около передней кромки аэродинамического профиля. На рис. 7а и 8а показаны экспериментальные результаты для базового случая без разряда. Хорошо видно наличие прямого скачка уплотнения вблизи $X = 40$ мм, несколько размазанного в продольном направлении (около 5–7 мм). Скорее всего, основной причиной этого является наличие слабых колебаний ударной волны, которое хорошо видно на рис. 7а в виде роста пульсаций в этой области. Другой возможной причиной уширения ударной волны является инерция трассеров. За прямым скачком уплотнения наблюдается большая область отрыва потока, распространяющаяся до задней кромки. Высокие

значения пульсаций в этой области указывают на турбулентное состояние потока в этой зоне. Ламинарный отрыв потока, существующий перед прямой ударной волной, имеет очень малую высоту, из-за чего крайне сложно измерить характеристики ламинарного отрывного пузыря в связи с недостаточным разрешением PIV. Например, в области ламинарного отрыва потока ($X = 10$ – 30 мм) были получены существенные значения пульсации около стенки. Но поскольку в области ламинарного пограничного слоя существует крайне малое количество трассеров [6, 7], данные, полученные в этой зоне, не являются достоверными и не будут приниматься во внимание.

При возбуждении разрядом возмущения с частотой $f_d = 300$ Гц (рис. 7б и 8б) наблюдается увеличение протяженности области осцилляций прямой ударной волны и увеличение размера области турбулентного отрыва потока, возникающего около задней кромки. Из распределения среднеквадратичных пульсаций скорости хорошо видно, что наибольшие амплитуды пульсаций наблюдаются в области турбулентного отрыва пото-

ка. Увеличение частоты вводимых возмущений до 4 кГц (рис. 7в и 8в) приводит к улучшению картины течения по сравнению со случаем без разряда. Хорошо видно, что зона турбулентного отрыва около задней кромки профиля уменьшается в размерах, уровень пульсаций скорости также уменьшается. При генерации разрядом возмущений на частоте $f_d = 28$ кГц наблюдается максимальный размер турбулентной отрывной области. Для этого случая были обнаружены максимальные значения среднеквадратичных пульсаций скорости в области турбулентного сдвигового слоя и зоне колебаний прямого скачка уплотнения.

Анализ данных показывает, что ламинарный трансзвуковой бафтинг, возникающий из-за глобальной неустойчивости течения, очень чувствителен к слабым возмущениям, генерируемым электрическим разрядом. Наиболее вероятная причина – существенное влияние на течение ламинарной отрывной области, играющей роль усилителя возмущений, генерируемых КДБР. Однако полученных результатов недостаточно для объяснения всех обнаруженных эффектов. Например, непонятны причины усиления турбулентного отрыва потока около задней кромки для случая $f_d = 28$ кГц, возможно это связано с ростом интенсивности прямого скачка уплотнения за счет подавления ламинарного отрывного пузыря. В остальных случаях наличие ламинарного отрыва потока генерирует отрывную ударную волну, что приводит к ослаблению интенсивности прямого скачка уплотнения. Нельзя не учитывать и температурное влияние разряда. В дальнейшем планируется провести дополнительные эксперименты, а также провести численный анализ тече-

ния для улучшения понимания механизмов восприимчивости ламинарного трансзвукового бафтинга к возмущениям генерируемых разрядом.

4. ВЫВОДЫ

Продемонстрирована возможность управления режимом колебаний течения, возникающих при ламинарном трансзвуковом бафтинге за счет возмущения потока электрическим разрядом. Показано, что электрический разряд способен как подавлять отрывное течение, так и усиливать его.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-19-00547. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП “Механика” (ИТПМ СО РАН)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lee B.H.K.* // Progress Aerospace Sci. 2001. V. 37. P. 147.
2. *Dussage J.P., Dupont P., Debieve J.F.* // Aerospace Sci. Technology. 2006. V. 10. P. 85.
3. *Polivanov P.A., Sidorenko A.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2057. P. 012008.
4. *Sidorenko A.A., Budovsky A.D., Polivanov P.A., Vishnyakov O.I., Sudakov V.G., Ishchenko V.N.* // Thermophysics Aeromechanics. 2019. V. 26. P. 465.
5. *Polivanov P.A., Sidorenko A.A., Maslov A.A.* // Proc. Institution Mechanical Engineers. Part G: J. Aerospace Engineering. 2020. V. 234. P. 58.
6. *Giepmans R.H.M., Schrijer F.F.J., van Oudheusden B.W.* // Exp. Fluids. 2015. V. 56. P. 1.
7. *Vishnyakov O.I., Polivanov P.A., Sidorenko A.A.* // J. Applied Mechanics Technical Phys. 2020. V. 61. P. 748.

ЦИФРОВОЙ МЕТОД КОРРЕЛИРОВАННОГО ПО ВРЕМЕНИ СЧЕТА
ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА© 2023 г. И. В. Селивонин^{a,*}, С. Кувардин^{a,b}, И. А. Моралев^a^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^b Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

*e-mail: inock691@ya.ru

Поступила в редакцию 20.11.2022 г.

После доработки 29.12.2022 г.

Принята к публикации 11.01.2023 г.

Для изучения развития поверхностного барьерного разряда, питаемого синусоидальным переменным напряжением, был реализован метод подсчета одиночных фотонов с временной корреляцией (TCSPC) с цифровой постобработкой. Показано, что разрешение, полученное при цифровой реализации метода TCSPC, не хуже 300 пс при времени нарастания функции фотоприемников 15 нс и частоте дискретизации осциллографа 10 ГГц. Отбор импульсов после на этапе постобработки позволил изучить многоимпульсный режим ДБР, получить пространственно-временные диаграммы светового излучения разряда и оценить скорость распространения отрицательных и положительных микрозарядов.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, барьерный разряд, микрозаряд, коррелированная по времени спектроскопия, TCSPC

DOI: 10.31857/S0367292123600097, EDN: VEUIIV

1. ВВЕДЕНИЕ

Поверхностный диэлектрический барьерный разряд (пДБР) представляет собой импульсный слаботочный разряд высокого давления, который инициируется в электродной системе с диэлектриком на пути распространения разряда [1, 2]. пДБР может быть использован в качестве источника низкотемпературной плазмы в различных приложениях: обработка биологических объектов [3], генерация озона [4, 5], модификация поверхности и нанесение покрытий [6, 7], управление потоком [8–10].

При развитии разряда вдоль диэлектрического барьера происходит зарядка поверхности диэлектрика. Поверхностный заряд экранирует внешнее поле, создаваемое приложенным напряжением, в результате чего ток разряда прекращается. При дальнейшем увеличении напряжения между электродами происходит новый пробой между электродом и поверхностью барьера. Таким образом, пДБР при достаточно высоком напряжении существует в виде отдельных микрозарядов (МР), а разрядный ток представляет собой последовательность слабых импульсов с амплитудой порядка 1–100 мА.

Развитие МР можно разделить на 2 стадии. При низких локальных напряженностях электрического поля пДБР существует в фазе Таунсенда.

При этом происходит образование объемного заряда, который существенно искажает электрическое поле у электродной кромки. При достижении определенного порогового значения накопленного заряда наступает вторая стадия развития разряда, называемая стримерной.

Конфигурация пДБР с открытым металлическим электродом характеризуется ярко выраженной асимметрией разряда относительно полярности коронирующего электрода по отношению к заряженной поверхности диэлектрического барьера. Если открытый электрод является анодом, то разряд развивается в режиме прохождения катодонаправленных поверхностных стримеров; если открытый электрод является катодом, то разряд существует в виде нестационарных областей тлеющего разряда, равномерно распределенных вдоль электродной кромки.

Характерные времена развития разряда на первой и второй стадиях могут существенно различаться, так как процессы ионизации протекают при локальных напряженностях электрического поля, различающихся на несколько порядков. В атмосферных условиях длительность жизни МР без учета стадии Таунсенда составляет около 10–100 нс, при этом начальная стадия развития разряда приходится на субнаносекундные времена. Поскольку формирование МР является стохастиче-

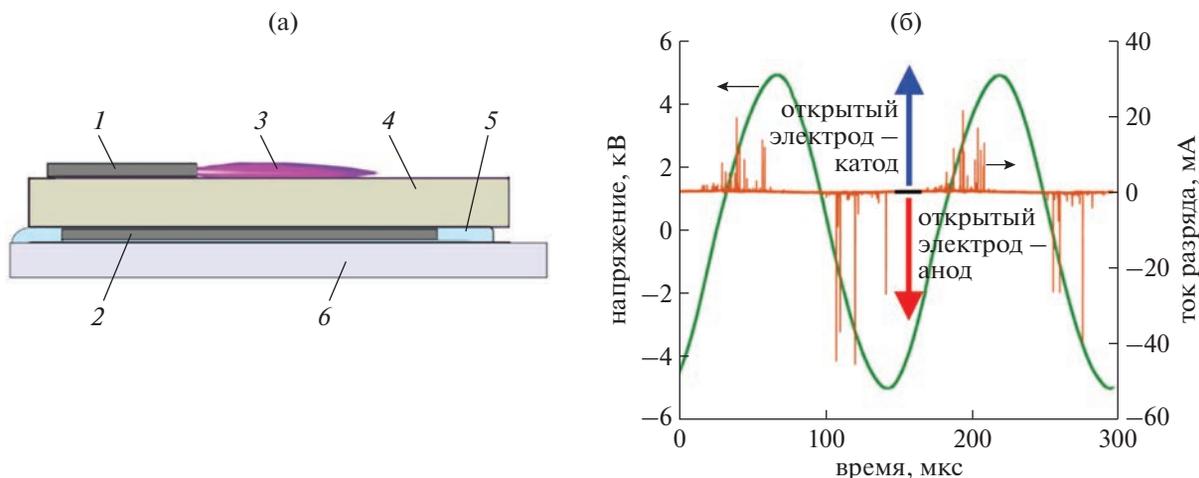


Рис. 1. Разрядная ячейка – вид сбоку (а): 1 – открытый заземленный электрод, 2 – ответный высоковольтный электрод, 3 – поверхностный барьерный разряд, 4 – керамический барьер, 5 – силиконовый компаунд, 6 – акриловая пластина; напряжение, приложенное к ответному электроду, и ток разряда (б).

ческим процессом, изучение полного развития отдельного МР является нетривиальной задачей.

Для решения этой проблемы можно использовать метод коррелированного по времени счета одиночных фотонов (англ. Time-Correlated Single Photon Counting – TCSPC, также называемый кросс-корреляционной спектроскопией), который обеспечивает высокое временное разрешение и хороший динамический диапазон [11–13].

Основная идея метода TCSPC заключается том, что вместо прямой регистрации динамики интенсивности повторяющихся световых импульсов (соответствующих МР) определяется статистически усредненная корреляционная функция между двумя оптическими сигналами, поступающими от одного источника. Первый из сигналов является синхронизирующим и позволяет определить масштаб времени относительно начала развития МР, второй “основной” сигнал регистрируется в определенной точке разрядного промежутка. Оба сигнала получают в однофотонном режиме работы фотодетекторов, когда вероятность обнаружения одного фотона за один временной интервал намного меньше 1 [11, 12].

Искомое значение представляет собой временную задержку между этими двумя сигналами. При накоплении большого количества значений задержек регистрируемая функция плотности вероятности (ФПВ) обнаружения фотона с разными временными задержками будет пропорциональна динамике интенсивности излучения рассматриваемого источника на заданной координате.

В классической реализации метода TCSPC используются аналоговые методы расчета задержек между моментами регистрации фотонов, когда

ФПВ статистически усредняется в блоке памяти, а затем производится ее преобразование в цифровой сигнал [12]. В этом случае сигнал усредняется по всей статистике импульсов, поэтому метод применим только для процессов с высокой повторяемостью. В случае пДБР существует несколько типов и поколений МР; таким образом, возникает необходимость разделения данных по различным критериям (например, по величине тока МР или по фазе питающего напряжения).

Целью данной работы является модификация метода TCSPC с использованием непосредственно регистрируемых сигналов от ФЭУ. Цифровая постобработка сигналов позволяет проводить анализ параметров МР на стадии обработки, что делает возможным применять метод для изучения различных процессов в пДБР.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Экспериментальная установка

В работе исследовался диэлектрический барьерный разряд в асимметричной поверхностной конфигурации поверхности кромка–плоскость (рис. 1а). В качестве диэлектрического барьера использовалась алундовая керамика толщиной 1 мм с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 10$. Открытый (коронирующий) электрод был изготовлен из алюминиевой фольги толщиной 20 мкм. Ответный электрод покрывался силиконовым компаундом для предотвращения развития разряда с него.

На ответный электрод подавалось переменное синусоидальное напряжение амплитудой 5 кВ и частотой 7 кГц, открытый электрод подключался к земле. Ток разряда измерялся с помощью мало-

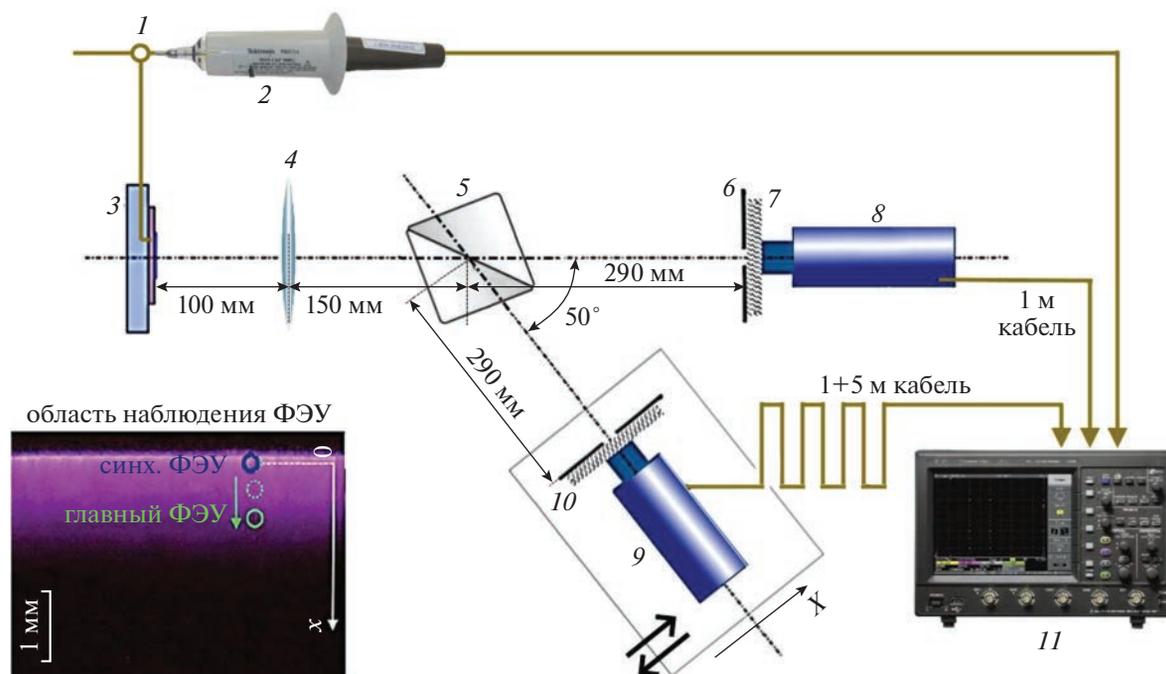


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — подключение высокого напряжения, 2 — высоковольтный шуп, 3 — разрядная ячейка, 4 — собирающая линза, 5 — светоделительный куб, 6 — диафрагма, 7 — серый фильтр, 8 — синхронизирующий ФЭУ, 9 — главный ФЭУ, 10 — траверсная система, 11 — осциллограф.

индуктивного токового шунта, подключаемого к секции открытого заземленного электрода. Детальное описание схемы измерений тока приводится в работе [14]. Питательное напряжение измерялось с помощью высоковольтного шупа Tektronix P6015A с полосой пропускания 75 МГц. На рис. 16 показаны осциллограммы напряжения, приложенного к ответному электроду, и тока пДБР.

Эксперимент проводился в комнатном воздухе при стандартных условиях. Разряд работал в импульсном режиме (рис. 16) с 6–10 положительными и 14–20 отрицательными токовыми импульсами за период питающего напряжения. Из-за пассивационной оксидной пленки на алюминиевом электроде происходит стохастизация положения МР, и пДБР на больших временах практически однороден по всей длине электрода [15, 16].

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 2. Стеклолинза с фокусным расстоянием $f = 75$ мм использовалась для построения изображения разряда в масштабе 1 : 6 на двух экранах, установленных перед фотоэлектронными умножителями. Дублирование изображения осуществлялось светоделительным неполяризирующим кубом. В каждом экране было проделано отверстие диаметром 0.6 мм для ограничения рассматриваемой каждым датчиком области разряда. Для дополнительного ослабления светового по-

тока использовались серые фильтры и ирисовая диафрагма. Источником сигнала синхронизации считался синхронизирующий ФЭУ, расположенный на одной оптической оси с ячейкой. Основной ФЭУ размещался на траверсной системе с возможностью перемещения вдоль траектории развития разряда. Вся установка была помещена в темный бокс, чтобы избежать светового загрязнения и отражений. Частота регистрации фотонов, не связанных с развитием разряда, не превышала 10 с^{-1} .

В эксперименте использовались фотоэлектронные умножители Hamamatsu H10492-003 с чувствительностью катода около 100 мкА/лм (выходная чувствительность около $4 \cdot 10^7 \text{ В/лм}$) в диапазоне длин волн 300–700 нм. Полоса пропускания усилителя ФЭУ, указанная в его спецификации, составляет 8 МГц. Аппаратная функция ФЭУ (отклик прибора на один фотон), зарегистрированная в предварительных экспериментах, имеет время нарастания около 15 нс, а ее полуширина около 50 нс.

ФЭУ подключались коаксиальными BNC-кабелями с полосой пропускания 3 ГГц и волновым сопротивлением 50 Ом к входу 50 Ом осциллографа. Для решения проблемы “нулевого” фазового шума, а также для получения возможности обработать отрицательную и положительную задержки в одном эксперименте, основной ФЭУ подключался удлиненным на 5 м кабелем.

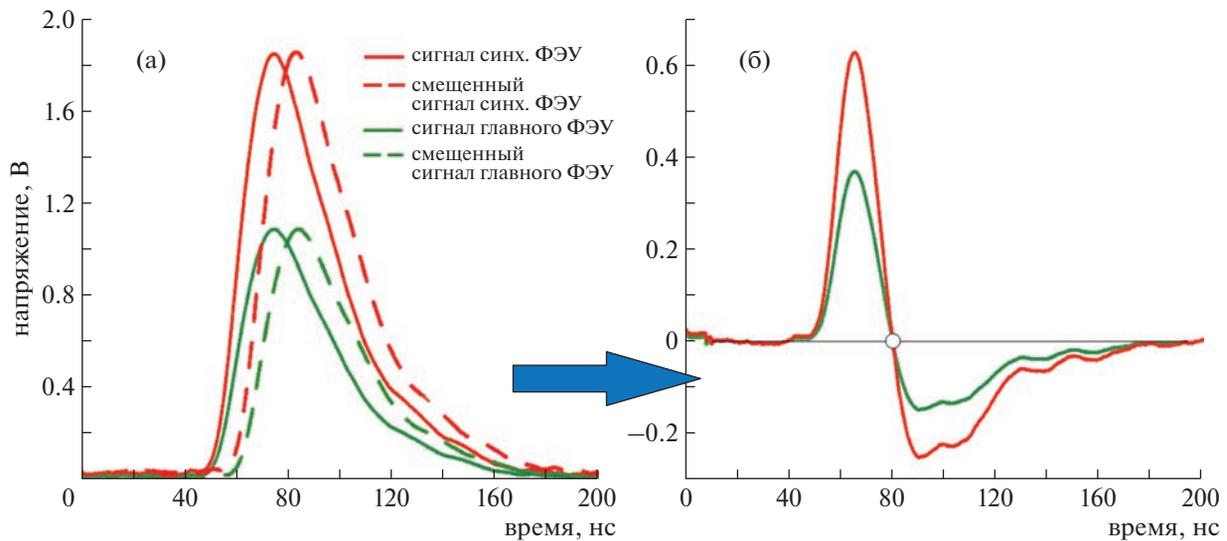


Рис. 3. Результат процедуры ДПЧ для сигналов синхронизирующего и основного ФЭУ с разной амплитудой без временного сдвига: (а) измеренные сигналы, (б) сигналы после выполнения процедуры.

Осциллограф настраивался на фиксирование парных событий: импульс синхронизирующего ФЭУ — импульс от основного ФЭУ, пришедший с небольшой задержкой $\tau \leq 50$ нс. Пороговое значение задержки выбиралось из соображений характерного времени жизни МР (10–30 нс) и задержки между МР различных поколений (сотни нс и более). При таких настройках регистрируемые сигналы с высокой вероятностью соответствуют паре фотонов, излучаемых одним МР. Запуска осциллографа по парным событиям в отсутствие разряда не происходило даже при повышенной фоновой засветке с частотой счета фотонов 10^4 – 10^5 с $^{-1}$.

Сигналы регистрировались цифровым запоминающим осциллографом LeCroy HDO6104AR с разрешением по вертикали 12 бит, полосой пропускания 1 ГГц и частотой дискретизации 10 Гвыб/с. Для каждой позиции хода регистрировалось около 200 тыс. импульсов с временным разрешением 100 пс.

В отличие от описанного в литературе способа реализации метода TCSPC, в данной работе ФЭУ, выдающий синхронизирующий сигнал, также работал в однофотонном режиме. Аппаратная функция используемых ФЭУ значительно шире светового импульса, излучаемого при распространении МР, длительность которого соответствует импульсу тока МР и составляет около 15–30 нс. Таким образом, ФЭУ имеет одинаковый отклик на одиночный фотон и на интегральное световое излучение МР. В связи с тем, что усиление ФЭУ влияет на форму его аппаратной функции, оба ФЭУ работали при одинаковых значениях усиления, т. е. в однофотонном режиме.

2.2. Алгоритм обработки данных

Обработка данных проводилась в среде MATLAB. Импульсы от обоих ФЭУ сравнивались с формой типичного импульса (полученного методом скользящего среднего при большой выборке импульсов), и импульсы с заметными искажениями фронта отфильтровывались. Это позволило исключить импульсы, соответствующие двум и более зарегистрированным фотонам, а также импульсы с артефактами от электромагнитных помех и шума усилителя ФЭУ.

Затем для отфильтрованных сигналов численно выполнялась процедура дискриминатора постоянной части (ДПЧ, англ. constant fraction discriminator — CFD). Каждый импульс был сдвинут на $dt = 10$ нс, а затем вычтен из исходного сигнала. Моментом регистрации фотона считалась точка пересечения результирующего сигнала с 0. Результат этой процедуры не зависит от амплитуды импульса. На рис. 3 представлены зарегистрированные импульсы разной амплитуды (от синхронизирующего и основного ФЭУ) с нулевой задержкой и результат выполнения функции ДПЧ.

Поскольку процедура ДПЧ корректно работает только при одинаковой форме фронта сравниваемых импульсов, был проведен контрольный эксперимент, в котором фотоны регистрировались при максимальном усилении ФЭУ. На рис. 4 показано время нарастания примерно 60 тыс. импульсов с различной амплитудой от обоих ФЭУ. Видно, что импульсы с амплитудой более 2.4 В характеризуются заметным увеличением разброса времени нарастания импульсов, что свидетельствует о возможном искажении их формы. Во избежание этого эксперименты проводились с ко-

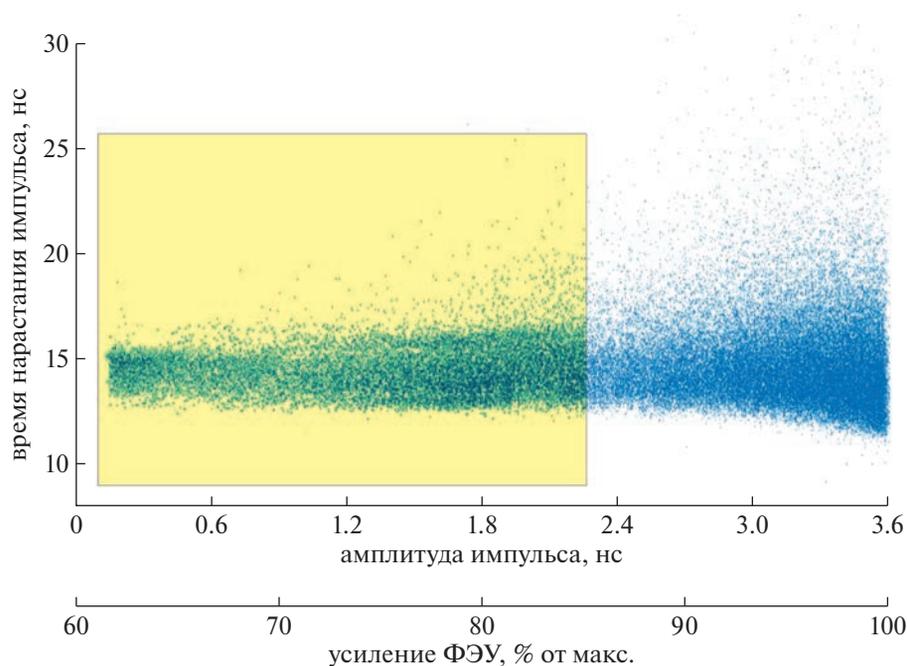


Рис. 4. Зависимость времени нарастания от амплитуды импульса, максимальное значение которой определяется коэффициентом усиления ФЭУ. Статистика была накоплена по 60 тыс. импульсов от обоих ФЭУ. Желтый прямоугольник показывает диапазон параметров, в которых проводился эксперимент.

эффицентом усиления ФЭУ не более 85% от максимального (желтая область на рис. 4). Это ограничивало максимальную амплитуду импульсов при работе ФЭУ в режиме счета фотонов.

Далее была получена статистика задержек между импульсами от синхронизирующего ФЭУ и основного ФЭУ τ по разным координатам. Полученный массив сортировался по фазе питающего напряжения. Распространение разряда изучалось отдельно для положительной и отрицательной полярности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Гистограммы числа фотонов и различные поколения МР

Гистограммы числа фотонов, зарегистрированных на разных расстояниях от коронирующего электрода в течение активной фазы питающего напряжения, представлены на рис. 5.

Анализ полученных гистограмм позволяет сделать вывод, что при используемых в эксперименте параметрах питающего напряжения существует от двух до трех поколений МР в течение каждого полупериода приложенного напряжения. При смещении точки наблюдения вдоль разряда соотношение между различными пиками на гистограмме меняется. Это означает, что разные

поколения МР вносят разный вклад в интенсивность оптического излучения на разных расстояниях от края электрода.

3.2. Распространение отрицательных и положительных МР

Пространственно-временные диаграммы светимости МР показаны на рис. 6. При обеих полярностях барьерный разряд начинается вблизи кромки открытого электрода и распространяется вдоль поверхности диэлектрика. При отрицательной полярности электрода излучение разряда в основном сосредоточено вблизи кромки катода. При положительной полярности стример распространяется от края, световое излучение более или менее постоянно в пределах первых 0.8 мм и уменьшается по мере удаления от кромки. Различия в картинах распространения для положительной и отрицательной полярности открытого электрода объясняются тем, что при положительной полярности формируется катодонаправленный поверхностный стример, а при отрицательной полярности, при небольшом перенапряжении, поверхность заряжается электронами, образующимися в катодном слое, без образования области сильного поля на фронте плазмы.

Интенсивность светового излучения заметно уменьшается по мере удаления от кромки электрода. Это связано с тем, что количество МР бо-

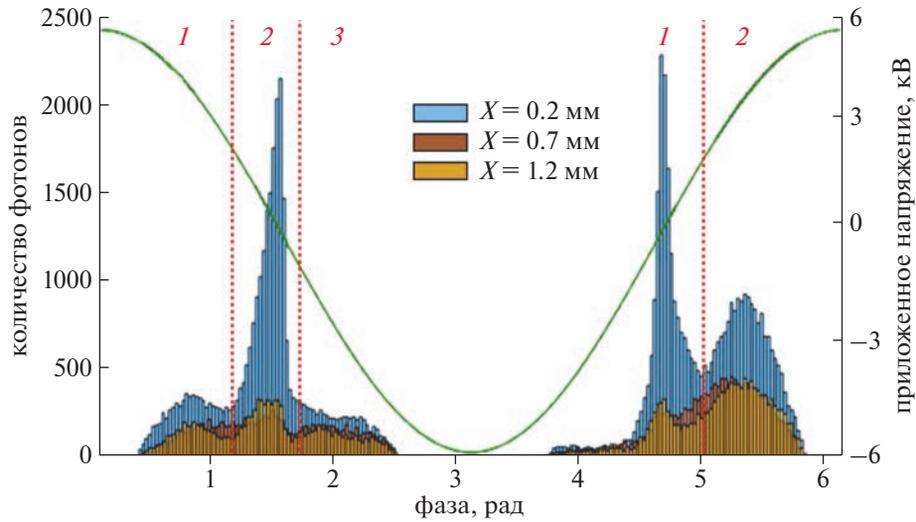


Рис. 5. Гистограммы количества фотонов, зарегистрированных на разных расстояниях от кромки электрода в течение периода питающего напряжения. Цифрами показаны номера поколений микроразрядов.

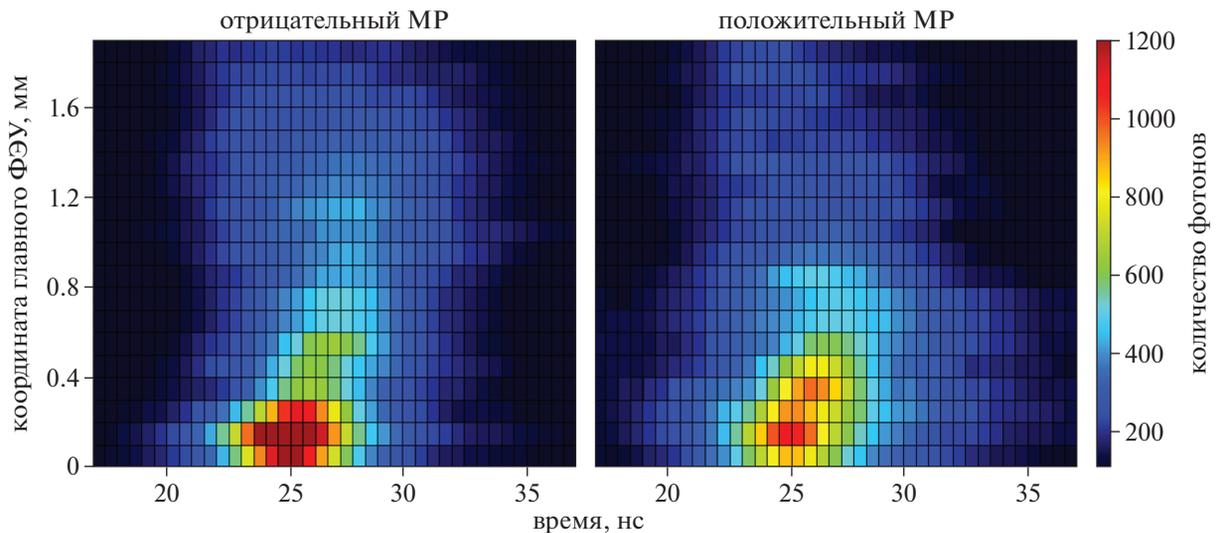


Рис. 6. Пространственно-временные диаграммы светимости отрицательных и положительных микроразрядов. Нулевое значение положения ФЭУ соответствует кромке электрода. Смещение временной задержки 25 нс обусловлено удлинением кабеля основного ФЭУ на 5 м.

лее поздних поколений, распространяющихся на большие расстояния, меньше, чем коротких МР первых поколений, что подтверждается анализом статистики МР [14]. Кроме того, МР расширяется при распространении, что приводит к снижению сигнала, регистрируемого при небольшой апертуре.

Можно заметить, что на больших от кромки электрода расстояниях световой фронт движется обратно к электроду при больших временных задержках, что наиболее отчетливо видно для положительной полярности. Этот эффект, по-видимо-

му, связан со сложной формой стримеров пДБР поздних поколений и вносимой соседними МР ошибкой измерений. МР первых поколений распространяются почти перпендикулярно электроду, для поздних поколений заряд на поверхности барьера оказывает существенное влияние на электрическое поле, тем самым изменяя направление распространения МР [17, 18]. Для положительной полярности дополнительным источником ошибок может быть синхронизация старта соседних МР вследствие фотоэмиссии, обусловленной испусканием фотонов из головки стримера.

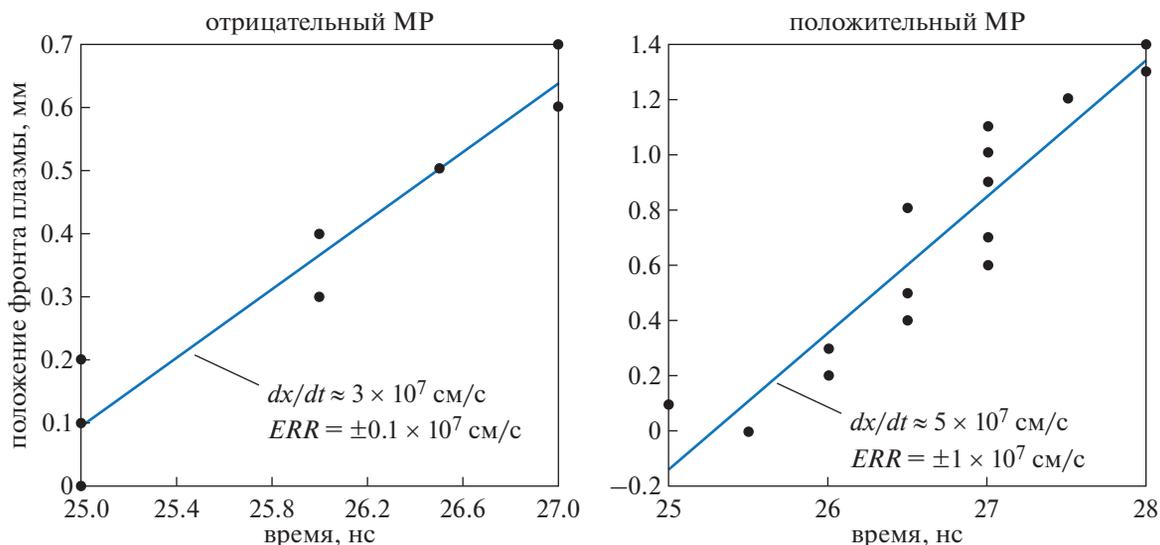


Рис. 7. Зависимость положения края светящейся области (фронта плазмы) микрозарядов отрицательной и положительной полярности. Скорость распространения МД определяется как производная полученной зависимости по времени, ERR указывает на ошибку аппроксимации.

3.3. Скорость распространения МР

По пространственно-временным диаграммам можно оценить среднюю скорость распространения МР положительной и отрицательной полярности. На рис. 7 представлены зависимости положения светящегося фронта плазмы от задержки относительно начала МР. Положение фронта выбиралось как максимальная интенсивность на пространственно-временных диаграммах в каждый момент времени. Оценка выполнялась для расстояний не более 1 мм от открытого электрода, чтобы отношение сигнал/шум было достаточно высоким и гарантировало, что большинство фотонов исходит от одиночного МР.

Можно видеть, что скорость распространения фронта плазмы отрицательного разряда 3×10^5 м/с примерно в 2 раза меньше скорости распространения поверхностного стримера в положительной фазе 5×10^5 м/с. Полученные значения скорости распространения качественно согласуются с данными других групп [19].

3.4. Динамика светимости МР и оценка временного разрешения метода

Путем интегрирования пространственно-временной диаграммы по координате можно получить форму светового импульса, соответствующего МР. На рис. 8 приведено сравнение формы полученного импульса светового излучения отрицательного МР и форма отрицательного импульса тока.

По времени нарастания интегрального импульса светимости можно оценить временное

разрешение метода, которое оказывается не хуже 300 пс (уровень 20–80%). Это намного выше временного разрешения ФЭУ (время нарастания аппаратной функции около 15 нс) и временного разрешения осциллографа, ограниченное его полосой пропускания. Предположительно, разрешение метода может быть увеличено до значения около 100 пс (ограничено частотой дискретизации осциллографа) за счет увеличения количества статистики регистрируемых фотонов.

ВЫВОДЫ

Метод TCSPC с цифровой постобработкой был реализован и испытан для диагностики поверхностного ДБР. Цифровая постобработка позволяет апостериорно разделить одиночные фотонные пары по свойствам микрозарядов, фазе напряжения и т. д. Было продемонстрировано наличие нескольких поколений отрицательных и положительных микрозарядов. Построены пространственно-временные диаграммы развития разряда, которые позволили оценить динамику развития одиночных микрозарядов. Скорость распространения положительных и отрицательных микрозарядов оценивается примерно в 5×10^5 и 3×10^5 м/с соответственно, что хорошо согласуется с литературными данными. Полученные результаты позволяют сделать вывод о целесообразности цифровой реализации метода TCSPC для высокоразрешающих оптических измерений импульсных процессов в электрических разрядах. Метод, реализованный в данной работе, имеет пространственное разрешение порядка 0.1 мм, которое можно улучшить за счет уменьше-

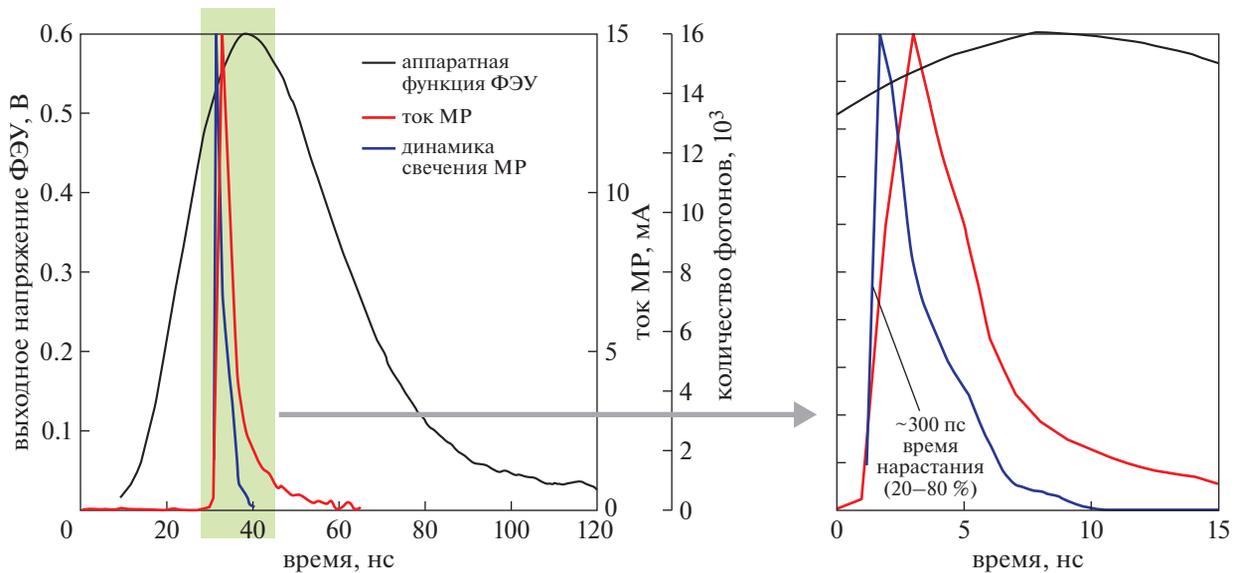


Рис. 8. Синяя линия – динамика свечения отрицательного микрозаряда, полученная при реализации метода TCSPC; красная линия – форма отрицательного импульса тока. Черная линия показывает аппаратную функцию ФЭУ.

ния шага перемещения основного ФЭУ, и временное разрешение не хуже 300 пс, которое, предположительно, может быть улучшено путем увеличения статистики регистрируемых фотонов до ~ 100 пс.

Реализация цифрового метода позволяет производить предварительную обработку сигналов ФЭУ, что позволяет избавиться от шумов и артефактов в сигнале, неизбежно присутствующих из-за нелинейности усилителей ФЭУ. Кроме того, возможна сортировка импульсов по множеству критериев, что может быть необходимо при изучении развития ДБР в многоимпульсных режимах или от кромок электродов со сложной морфологией.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-01056-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kogelschatz U., Eliasson B., Egli W.* // J. Phys. IV Fr. 1997. V. 7. P. 4. <https://doi.org/10.1051/jp4:1997405>
2. *Brandenburg R.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 053001. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa6426>
3. *Fridman G., Brooks A.D., Balasubramanian M., Fridman A., Gutsol A., Vasilets V.N., Ayan H., Friedman G.* // Plasma Process. Polym. 2007. V. 4. 370. <https://doi.org/10.1002/ppap.200600217>
4. *Yagi S., Tanaka M.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 1979. V. 12. P. 1509. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/12/9/013>
5. *Eliasson B., Hirth M., Kogelschatz U.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 1987. V. 20. P. 1421.
6. *Roth J.R., Rahel J., Dai X., Sherman D.M.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 555. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/4/007>
7. *Corke T.C., Jumper E.J., Post M.L., Orlov D., McLaughlin T.E.* // Proc. 40th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Reno, NV, U.S.A. 2002. P. 0350. <https://doi.org/10.2514/6.2002-350>.
8. *Kriegseis J., Simon B., Grundmann S.* // Appl. Mech. Rev. 2016. V. 68. P. 020802. <https://doi.org/10.1115/1.4033570>
9. *Moreau E.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 605. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/3/S01>
10. *Ouyang L., Cao Z., Wang H., Hu R., Zhu M.* // J. Alloys Compd. 2017. V. 691. P. 422. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.08.179>
11. *Hoder T., Sernák M., Höft H., Gerling T., Brandenburg R.* // Proc. Sci. 2015. V. April 2015. P. 1–10. <https://doi.org/10.22323/1.240.0008>
12. *Becker W.* Advanced time-correlated single photon counting techniques. Springer Series in Chemical Physics (V. 81), 2005.
13. *Kozlov K.V., Wagner H.E., Brandenburg R., Michel P.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 3164. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/21/309>

14. *Selivonin I., Moralev I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. P. 035005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abe0a1>
15. *Selivonin I., Moralev I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 085003.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abe0a1>
16. *Selivonin I., Moralev I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. P. 012014.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aacbf5>
17. *Jahanbakhsh S., Brüser V., Brandenburg R.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 115011.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaec5f>
18. *Jahanbakhsh S., Hoder T., Brandenburg R.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 193305.
<https://doi.org/10.1063/1.5124363>
19. *Gibalov V.I., Pietsch G.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 024010.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/2/024010>

**КОНВЕРТАЦИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА
В ПОТОК НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ЗАДАЧ
ПЛАЗМЕННОЙ МАСС-СЕПАРАЦИИ С ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМОЙ**© 2023 г. Н. Н. Антонов^{а,*}, Г. Д. Лизякин^а, С. Б. Ветрова^а, А. Д. Мельников^а^а Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

*e-mail: antonovnickola@gmail.com

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 30.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Концепция плазменной масс-сепарации с потенциальной ямой предполагает создание специализированных источников плазмы, отвечающих ряду требований. В качестве основных можно выделить следующие: высокая степень ионизации плазменного потока, однократная ионизация, возможность работы со сложной смесью оксидов и металлов в качестве рабочего вещества, высокая производительность (до 1 кг/ч), кинетическая энергия на уровне нескольких десятков электрон-вольт. Одним из возможных применений этой концепции является разделение компонентов отработавшего ядерного топлива по группам масс. Преобразование конденсированного вещества в поток низкотемпературной плазмы и его дальнейшая инжекция в камеру сепарации является начальным этапом процесса и во многом определяет эффективность технологии. В данной работе представлены результаты исследований энергетического распределения ионов свинца в плазменной струе источника, созданного на основе несамостоятельного дугового разряда с горячим катодом в магнитном поле. Проанализировано влияние этого распределения на процесс разделения.

Ключевые слова: плазменная сепарация, источники плазмы, поток низкотемпературной плазмы, энергетическое распределение, многосеточный анализатор, плазменная струя

DOI: 10.31857/S0367292123600188, EDN: VFBFNZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Концепция плазменной масс-сепарации является перспективным методом переработки материалов [1]. Метод основан на преобразовании смеси конденсированных элементов в поток низкотемпературной плазмы и дальнейшем их разделении в скрещенных полях $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, формируемых в плазме. В рамках этого подхода траектория частицы определяется отношением заряда к массе при прочих равных параметрах. Развитие этой концепции и ее основные этапы предполагают необходимость проведения исследований в таких областях как превращение вещества в поток плазмы с определенными параметрами [2, 3], формирование электрического поля в плазме (плазменная среда необходима для компенсации объемного заряда) [4], сбор разделенных веществ на коллекторы и изучение механизмов осаждения при кинетической энергии частиц до 100 эВ. Одной из возможных схем для реализации этого метода может выступать плазменная сепарация с потенциальной ямой и инжекцией рабочего вещества вдоль силовых линий магнитного поля [5].

Одними из основных факторов, влияющими на эффективность процесса, являются исходные динамические характеристики заряженных частиц, направление их инжекции и координата инжекции. Энергетическое распределение сепарируемых ионов и направление инжекции существенно влияют на масштаб сепарации [6, 7]. При инжекции потока поперек силовых линий магнитного поля распределение заряженных частиц по энергии напрямую влияет на эффективность разделения, как в классических магнитных сепараторах. Инжекция разделяемого потока вдоль силовых линий магнитного поля позволяет избавиться от данного влияния, однако энергетическое распределение частиц при инжекции вдоль силовых линий магнитного поля не перестает терять свою важность. Значение средней энергии фактически определяет размер камеры сепарации вдоль оси симметрии установки (размер коллектора по оси z) и влияет на эффективность осаждения материалов на подложку коллектора. Присутствие высокоэнергетических частиц может привести к распылению ранее собранного вещества.

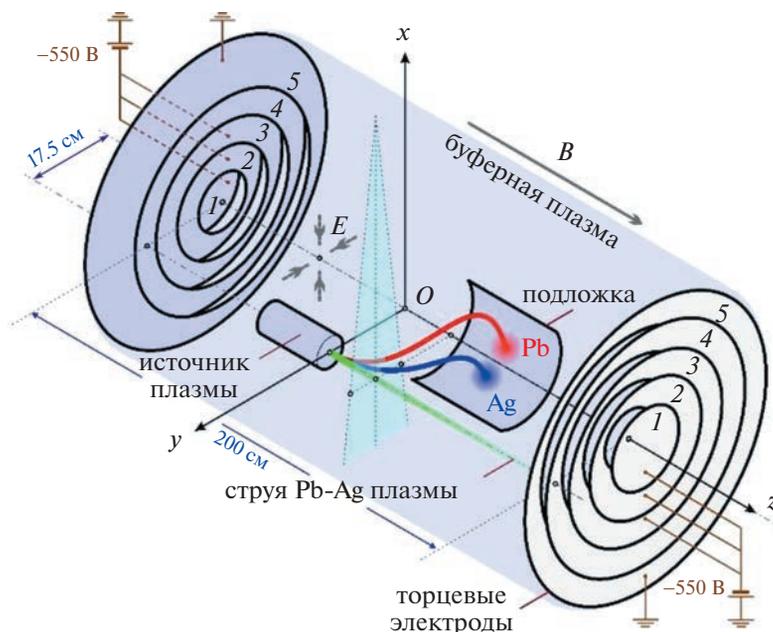


Рис. 1. Схема плазменного масс-сепаратора.

Основной целью данной работы является изучение энергетического распределения ионов плазмы разделяемых веществ и определение его влияния на процесс сепарации. На данном этапе в качестве источника плазмы используется несамостоятельный дуговой разряд с горячим катодом и независимой инъекцией паров рабочего вещества в разрядный промежуток. В качестве метода диагностики использовался многосеточный анализатор [8]. Этот метод был неоднократно апробирован и все механизмы, источники ошибок, а также многие аспекты работы данного типа зондовой диагностики достаточно изучены [9].

2. КОНЦЕПЦИЯ ПЛАЗМЕННОЙ МАСС-СЕПАРАЦИИ С ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМОЙ

Принципиальная схема работы плазменного масс-сепаратора с потенциальной ямой представлена на рис. 1. Ключевыми элементами являются источник плазмы, буферная плазма для компенсации пространственного заряда и система формирования распределения потенциала (торцевые электроды, инициирующие отражательный разряд), подложка для сбора разделяемых веществ. Как видно из рис. 1, на заряженные частицы, инжектируемые вдоль силовых линий магнитного поля, не действуют силы вдоль оси z . Поэтому координаты размещения подложки и ее размеры вдоль оси z зависят от энергетического распределения частиц и среднего значения кинетической энергии. Частицы под действием радиального электрического поля увлекаются в направлении оси симметрии экспериментальной

установки. Наличие аксиального магнитного поля приводит к тому, что траектория заряженной частицы является эпитрохоидой. Характеристики эпитрохоид для частиц с разной атомной массой геометрически различны, что позволяет обеспечить разделение плазменных потоков на основе отношения заряда к массе. В рамках концепции используется часть эпитрохоиды до первого разворота, траектория частицы прерывается подложкой системы коллекторов.

Отработавшее ядерное топливо (ОЯТ) представляет собой возможную смесь веществ, разделение которых актуально в настоящее время [10]. На данном этапе развития концепции в качестве модельных веществ используются серебро и свинец, моделирующие соответственно легкую и тяжелую компоненты ОЯТ. Характерное время массового разделения (время движения заряженной частицы от анода источника плазмы к подложке коллектора) для ионов с нулевой начальной радиальной скоростью при величине радиального электрического поля 15 В/см и индукции магнитного поля 1400 Гс для Pb составляет 44 мкс (время движения до подложки для Ag 30 мкс) [5].

Типичным результатом эксперимента по плазменной масс-сепарации является массовое распределение осажденного на подложке вещества. Подложка состоит из металлических квадратных элементов размером $20 \text{ на } 20 \text{ мм}$. Подложка расположена вдоль дуги окружности и прерывает траекторию заряженной частицы, которая движется вдоль эпитрохоиды. Характерные траектории частиц с различным отношением заряда к массе и расположением подложки показаны на

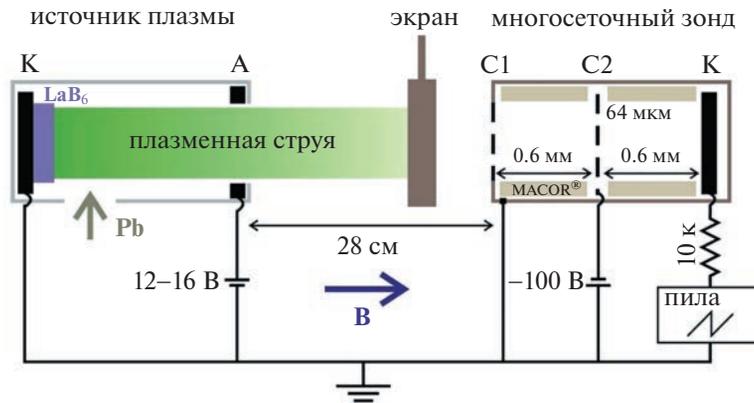


Рис. 2. Схема экспериментального модуля.

рис. 1. Разделение подложки на элементы позволяет проводить EDS-анализ осаждаемой пленки и определять элементный состав. Эта процедура позволяет сделать выводы об эффективности процесса разделения элементов [5, 11]. Как отмечалось ранее, в первом приближении силы, действующие на частицы вдоль оси симметрии, отсутствуют, и распределение массы на подложке по координате z должно определяться энергетическим распределением ионов в плазменной струе в точке инжекции. Это определяет актуальность изучения энергетического распределения ионов. Таким образом, можно провести сравнение между распределением массы на подложке, полученным экспериментально, и расчетным, основанным на распределении ионов по энергии и характерном времени разделения. Расчет начальной скорости частицы основан на значении кинетической энергии. Для иона свинца при энергии 20 эВ (скорость 4.3 км/с), радиальном электрическом поле 15 В/см и индукции магнитного поля 1400 Гс (время пролета 44 мкс) частица осаждается на подложку на расстоянии 19 см от координаты впрыска вдоль оси z .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 2 представлена схема эксперимента с многосеточным анализатором и источником плазмы. Смесь рабочих веществ помещается в молибденовый тигель. Тигель нагревается до 1000–1450°C индукционным методом. Вещество в виде пара распространяется в разрядный промежуток и ионизируется. Генерируемая плазма инжектируется в камеру сепарации вдоль силовых линий магнитного поля через полость в аноде.

Диагностика параметров источника плазмы проводилась следующими методами: двойной зонд Ленгмюра использовался для определения плотности плазмы, одиночный плоский зонд диаметром 40 мм использовался для измерения

тока насыщения ионов в плазменной струе диаметром 20 мм, многосеточный анализатор использовался для изучения энергетического распределения ионов, спектральная диагностика оптического излучения применялась для контроля состава плазмы в потоке при экспериментах по разделению смеси. Ток ионного насыщения одиночного плоского зонда, установленного на выходе источника, характеризует производительность плазменного источника. На этом этапе получен показатель производительности 20 г/ч при использовании свинца в качестве рабочего вещества, что соответствует ионному току 2.6 А при токе разряда 120 А. При этих параметрах вольт-амперная характеристика разряда является растущей (рис. 3). Концентрация плазмы в струе составляет около 10^{12} см⁻³. В этой серии опытов индукция магнитного поля была около 1400 Гс.

Угол наклона ВАХ-источника плазмы (рис. 3) зависит от таких параметров, как температура тигля (давление рабочего вещества в разрядном

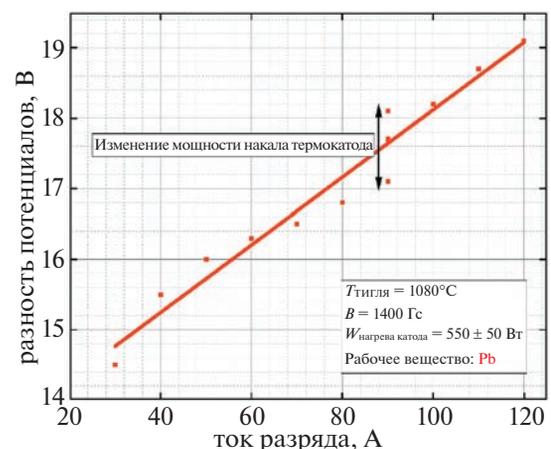


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика источника плазмы.

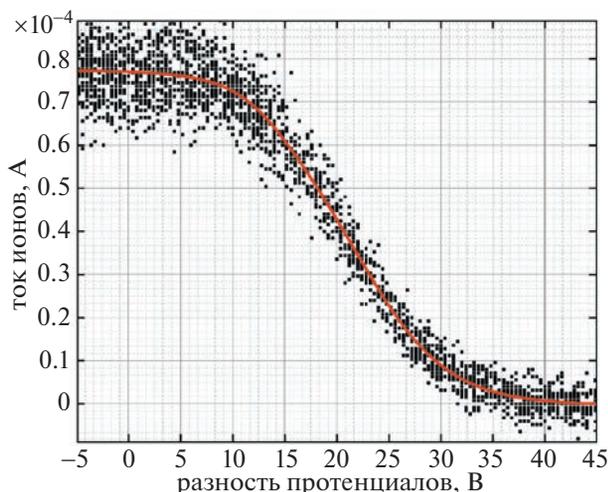


Рис. 4. Типичная вольтамперная характеристика многосеточного анализатора.

промежутке) и температура горячего катода (количество испускаемых электронов термоэмиссии). Влияние изменения мощности нагрева горячего катода LaB_6 (550 ± 50 Вт) на напряжение разряда при фиксированной температуре тигля показано на рис. 3.

На данном этапе изучался поток свинцовой плазмы. В ходе экспериментов многосеточный анализатор устанавливался (на расстоянии 28 см от анода) вдоль направления распространения плазменной струи соосно оси симметрии электродной системы источника плазмы (рис. 2). В рамках этих исследований использовалась схема с двумя сетками и коллектором. Масог® использовался в качестве диэлектрика. Первая сетка и корпус зонда принимали потенциал земли, как и катод источника плазмы. Основной задачей входной сетки являлась минимизация влияния второй (отражающей сетки) на струю плазмы. Потенциал отражающей сетки -100 В. На коллектор подавался пилообразный анализирующий сигнал с амплитудой до 110 В. Следует отметить, что такой подход позволяет измерять полную энергию, т.е. сумму кинетической и потенциальной энергии относительно потенциала земли. Ток разряда источника плазмы в эксперименте составлял 60 А. Типичная вольтамперная характеристика коллектора зонда представлена на рис. 4.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Типичный энергетический спектр (сумма кинетической и потенциальной энергий) показан на рис. 5. Ширина на полувысоте около 20 эВ. Наиболее вероятная полная энергия частиц принимает значение около 15 эВ. Для разделения кинетической и потенциальной частей энергии не-

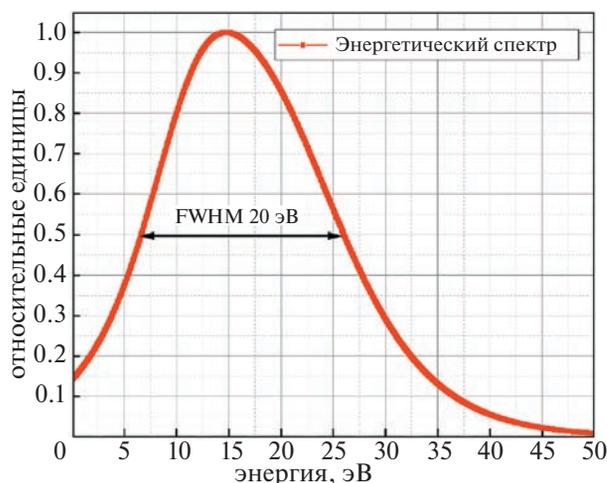


Рис. 5. Энергетическое распределение ионов в плазменной струе.

обходимо измерить потенциал плазмы. Одним из методов измерения в следующих сериях экспериментов может выступить эмиссионный зонд [12].

На рис. 6 показан результат сравнения нормированного распределения массы на подложке коллектора вдоль оси z после эксперимента по плазменной сепарации [5] и результат расчета координат, в которых инжектируемые вдоль оси z в камеру сепарации из источника ионы с энергетическим распределением осаждаются на подложку коллектора в случае отсутствия дополнительных факторов, которые могли бы повлиять на траекторию частиц. Расчет основан на полученном распределении ионов по энергии в прианодной области источника плазмы и проводился следующим образом. Каждая точка энергетического спектра была пересчитана в скорость исходя из того, что рабочим веществом является свинец (атомная масса свинца 207.2 а.е.м.). Далее, исходя из отсутствия сил, действующих на заряженные частицы вдоль оси z , эта скорость была умножена на характерное время масс-сепарации (44 мкс для свинца). Таким образом, распределение было переведено в координатное пространство. Следующим шагом была нормализация полученного распределения к единице. Фактически эта методика использовалась для получения z -координат осаждения частиц разной энергии на подложку.

Как видно, отношение нормированной экспериментальной полуширины на полувысоте к расчетной равно 2.1. Следует отметить, что эта оценка сделана на основе предположения об отсутствии углового распределения скоростей ионов в точке инжекции.

На уширение массового распределения могут влиять следующие механизмы и параметры: искажение радиального электрического поля в об-

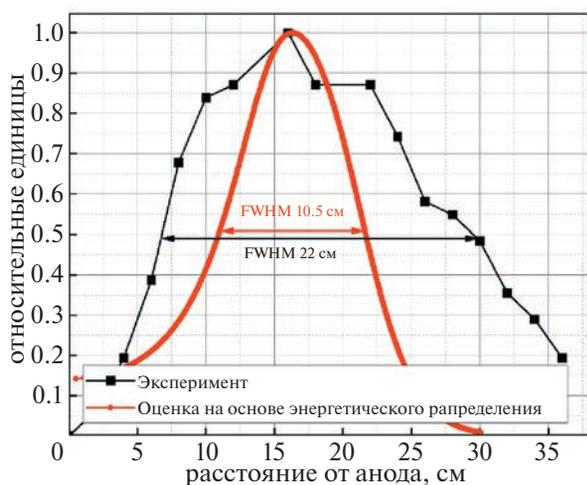


Рис. 6. Сравнение распределений.

ласти инжекции (этот эффект был продемонстрирован в [5, 13]), флуктуации радиального и аксиального распределения потенциала плазмы, недостаточная компенсация пространственного заряда при радиальной инжекции ионов из плазменной струи, столкновения с ионами буферного разряда.

Количественное влияние каждого из этих аспектов на уширение распределения массы на подложке вдоль оси z на данном этапе определить затруднительно. Однако такое наглядное представление экспериментальных данных (рис. 6) позволяет определить суммарную эффективность извлечения ионов из плазменной струи и транспорта частиц в буферном разряде сепаратора (аппаратную функцию системы). В рамках дальнейших исследований будет определено количественное влияние каждого из представленных механизмов на процесс разделения частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты измерения энергетических распределений ионов свинца в потоке низкотемпературной плазмы несамостоятельного дугового разряда в магнитном поле. Наиболее вероятная полная энергия частиц принимает значение около 15 эВ при ширине на полувысоте около 20 эВ.

Анализ полученных энергетических спектров и массовых распределений на подложке в процессе сепарации может позволить сделать вывод об эффективности извлечения и транспорта частиц в буферном разряде. При дальнейшем увеличе-

нии производительности плазменного источника разделяемых смесей такой анализ позволит установить эффективность компенсации объемного заряда сепарируемых ионов плазмой буферного отражательного разряда. Анализ эффективности компенсации объемного заряда является одним из ключевых аспектов концепции плазменной масс-сепарации.

Часть работы, посвященная изучению энергетических спектров ионов, поддержана грантом Президента Российской Федерации (МК-5652.2021.1.2).

Часть работы, посвященная плазменной масс-сепарации, выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zweben S.J., Gueroult R., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 90901.
2. Usmanov R.A., Amirov R.Kh., Gavrikov A.V., Lizjakin G.D., Melnikov A.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Vorona N.A., Yartsev I.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 015004.
3. Usmanov R.A., Amirov R.Kh., Gavrikov A.V., Lizjakin G.D., Polistchook V.P., Samoylov I.S., Smirnov V.P., Vorona N.A., Yartsev I.M. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 063524.
4. Lizjakin G., Oiler A., Gavrikov A., Antonov N., Smirnov V. // J. Plasma Phys. 2021. V. 87. P. 905870414
5. Lizjakin G.D., Antonov N.N., Smirnov V.S., Timirkhanov R.A., Oiler A.P., Usmanov R.A., Melnikov A.D., Vorona N.A., Kislenco S.A., Gavrikov A.V., Smirnov V.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 414005.
6. Smirnov V.S., Egorov R.O., Kislenco S.A., Antonov N.N., Smirnov V.P., Gavrikov A.V. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 113503.
7. Dolgolenko D.A. Muromkin Y.A. // Phys.-Usp. 2017. V. 60. P. 994.
8. Rafalsky D., Dudin S., Aanesland A. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 053302.
9. Simpson J.A. // Rev. Sci. Instrum. 1961. V. 32. P. 1283.
10. Zhil'tsov V.A., Kulygin V.M., Semashko N.N., Skovoroda A.A., Smirnov V.P., Timofeev A.V., Kudryavtsev E.G., Rachkov V.I., Orlov V.V. // Atomic Energy. 2006. V. 101. P. 755.
11. Usmanov R.A., Antonov N.N., Gavrikov A.V., Lizjakin G.D., Melnikov A.D., Oiler A.P., Smirnov V.P., Timirkhanov R.A., Volkov L.S., Vorona N.A. // Plasma Sci. Technol. 2022. V. 24. P. 085504.
12. Murzaev Y., Lizjakin G., Gavrikov A., Timirkhanov R., Smirnov V. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 45401.
13. Antonov N., Lizjakin G., Usmanov R., Gavrikov A., Vorona N., Smirnov V. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 123506.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИВЯЗКИ АРГОНОВОЙ ДУГИ К КАТОДУ
ПЛАЗМОТРОНА ПОСТОЯННОГО ТОКА© 2023 г. М. Х. Гаджиев^а, М. А. Саргсян^{а,*}, А. С. Тюфтяев^а,
З. Г. Карчугаева^а, Д. В. Терешонок^а^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: m.sargsyan86@mail.ru

Поступила в редакцию 08.10.2022 г.

После доработки 11.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Проведены эксперименты по исследованию стационарной привязки аргоновой дуги атмосферного давления к поверхности чистого, торированного и лантанированного вольфрама. Спектральными методами получены температуры и концентрации электронов в плазме положительного столба вблизи катода при токе дуги 200 А и расходе плазмообразующего газа 1.5 г/с, средние значения которых $T_e \sim 2.6$ эВ для чистого вольфрама, $T_e \sim 2$ эВ для торированного и лантанированного с $n_e \sim 10^{17}$ см⁻³. При этом наименьшей температурой рабочей поверхности обладает катод со вставкой из лантанированного вольфрама (3100 К) из-за меньшей эффективной работы выхода, когда как для торированного и чистого вольфрама 3300 К и 3800 К соответственно. При этом установлено, что при токе 200 А вершина поверхности чистого вольфрама находится в жидкой фазе в отличие от торированного и лантанированного вольфрама.

Ключевые слова: атмосферное давление, низкотемпературная плазма

DOI: 10.31857/S0367292123700233, EDN: VFYGOK

Низкотемпературная плазма, создаваемая дугами разрядами, находит широкое применение в науке и технике. Наиболее распространенными приборами являются генераторы низкотемпературной плазмы (ГНП) с независимой (струйные) и зависимой (прямого действия) дугой [1, 2]. Несмотря на большое разнообразие разработанного плазменного оборудования, актуальной задачей по-прежнему остается повышение высокоэффективности электродуговых плазмотронов для оптимизации плазменных технологий. При этом для минимизации эрозии электродов и повышения ресурса оборудования промышленных установок необходимо понимание приэлектродных процессов.

На основании большого количества экспериментальных данных, полученных за последнее десятилетие, достигнут значительный прогресс по моделированию плазмохимических процессов с учетом относительно больших тепловых потоков, а также дуговых разрядов при высоких давлениях, что позволило понять основные механизмы привязки дуги к катоду, которая осуществляется в основном двумя режимами — диффузионным режимом и режимом катодных пятен [3–9]. Для диффузионного режима характерно относительно равномерное распределение температуры и

плотности тока по поверхности электрода — термокатада [10]. Режим катодных пятен характеризуется большими плотностями тока, протекающего через малую или несколько малых областей общей поверхности электрода — холодного катода [10].

Часто необходимо проводить воздействие низкотемпературной плазмы в химически неактивной среде инертных газов. С экономической точки в промышленности такой средой является аргон, где для изготовления катодов широко применяется лантанированный (W-2% La₂O₃) или торированный (W-2% ThO₂) вольфрам [11–13]. В этом случае уменьшается работа выхода по сравнению с чистым вольфрамом, что дает возможность получить необходимый ток термоэмиссии при более низкой температуре поверхности. Очевидно, что в этом случае для диффузионной привязки уменьшаются термонапряжения, что способствует более длительному использованию катода в установках и увеличению ресурса плазмотрона. Поэтому целью работы было определение параметров плазмы и рабочей температуры поверхности катода в диффузионном режиме со вставкой из чистого, торированного (W-2% ThO₂) и лантанированного (W-2% La₂O₃) вольфрама.

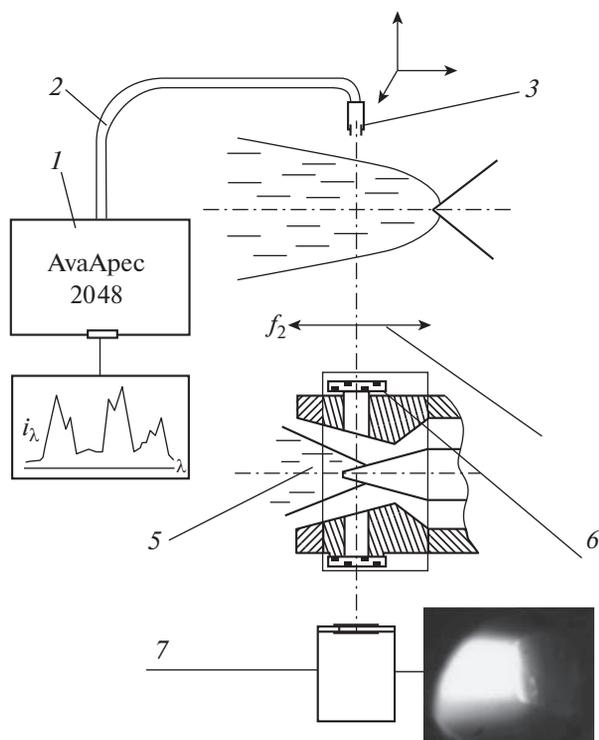


Рис. 1. Схематический чертеж ГНП с системой оптических измерений: 1 – спектрограф AvaSpec 2048 или ДФС-452 с матрицей Andor, 2 – оптоволоконно, 3 – система крепления и перемещения оптоволоконного кабеля, 4 – фокусирующая линза, 5 – дуга, 6 – кварцевые окна, 7 – высокоскоростная камера типа Phantom Miro M110 с объективом “Гелиос 40-2”.

Одним из основных методов исследования катода является измерение температуры поверхности в процессе горения дуги [14–16]. Для этого был разработан генератор низкотемпературной плазмы (ГНП) постоянного тока с самоустанавливающейся длиной дуги, вихревой стабилизацией и расширяющимся каналом выходного электрода [17, 18], состоящий из трех узлов (рис. 1): катодного узла со вставкой из вольфрамового прутка диаметром 5 мм; изолированного от катода и анода соплового узла со смотровыми окнами для регистрации спектров излучения и изменения поверхности катода; медного анода с расширяющимся каналом.

Экспериментальный стенд оснащен комплексом электрического, теплового и газодинамического контроля и управления режимом их работы. Наличие и значения тока, протекающего через выходной электрод, определяется измерением сигнала с коаксиального шунта. Система основана на использовании аналого-цифровых плат L-Card L761, L783 с возможностью одновременного опроса 16-ти измерительных каналов, частота опроса – до 3000 кГц, что позволяет измерять как мгновенные значения токов и напряже-

ний, так и усредненные значения по времени с регистрацией, цифровым и графическим отображением информации. Оптические измерения проводятся через специально изготовленные смотровые окна в сопле. С одного из смотровых окон резкое изображение проецировалось объективом “Гелиос 40-2” на матрицу высокоскоростной, черно-белой камеры Phantom-Miro M110. С противоположного окна изображение дуги проецировалось (с использованием кварцевой линзы с фокусным расстоянием 220 мм) на входную щель спектрографа ДФС-452 с высокочувствительной матрицей Andor или спектрометров типа AvaSpec 2048, AvaSpec 3648, MS 5204i, которые выполняют мониторинг излучения плазменного потока. Длина дуги при работе плазматрона с силой тока 200 А и расходе аргона 1.5 г/с составляет 1–1.5 см диаметром 2 мм.

На основе спектральных измерений линий аргона ArII и ArIII в диапазоне 327–370 нм на оси дугового разряда и метода относительных интенсивностей [7]

$$\frac{I_{ki}}{I_{mn}} = 2 \frac{A_{ki} g_k \lambda_{mn}}{A_{mn} g_m \lambda_{ki}} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(\frac{-E_k - E_m + E_1^{++}}{k T_e} \right), \quad (1)$$

где A – вероятность перехода, g – статистический вес, λ – длина волны линии, E_{k-m} – энергия возбуждения соответствующих частиц, E_1^{++} – потенциал ионизации однократно заряженных ионов; все значения являются табличными, полученными из базы данных NIST, получена температура электронов на уровне $T_e \sim 2.6$ эВ для вольфрамового катода и $T_e \sim 2$ эВ для торированного и лантанированного катода. Штарковское уширение спектральных линий [19] Ar II 363.79 нм и Ar II 329.36 нм дало следующее значение на оси дугового разряда $n_e \sim 10^{17}$ см⁻³. Влиянием эмиссии с катода можно пренебречь, так как вблизи длин волн, используемых для определения температуры плазмы 320–370 нм, отсутствуют излучающие линии материала катода (рис. 2).

Получить видеogramмы свечения катода и определить поля температуры на поверхности (рис. 3) можно с помощью скоростной камеры типа Phantom Miro M110, с установленным перед объективом интерференционным фильтром с пропускной длиной волны 589 нм для вырезания свечения дуги [20].

Степень черноты исследуемой поверхности в твердой фазе принималась равной 0.48, в жидкой – 0.40 [21, 22]. Влиянием излучения от катодных элементов можно пренебречь, так как вблизи длин волн, используемых для определения темпе-

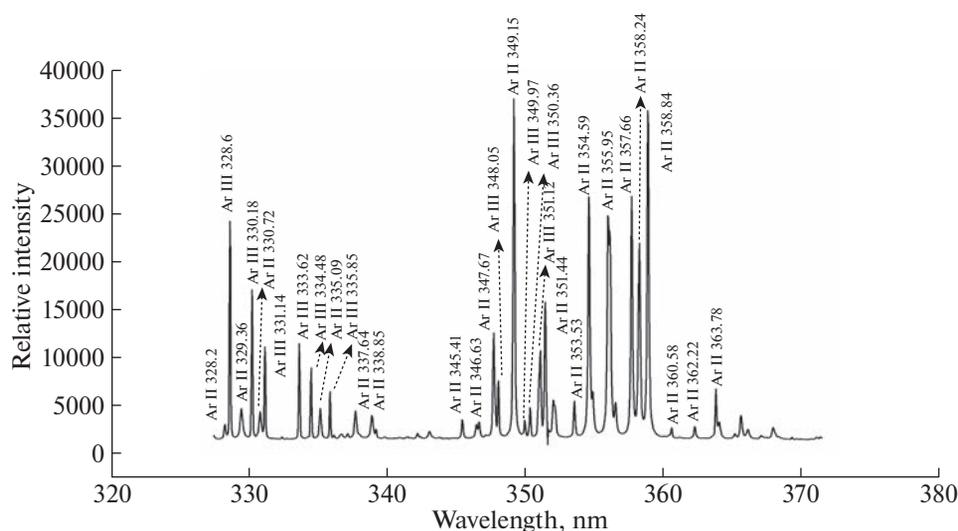


Рис. 2. Характерный спектр излучения плазмы аргона на расстоянии 0.1 мм от катода.

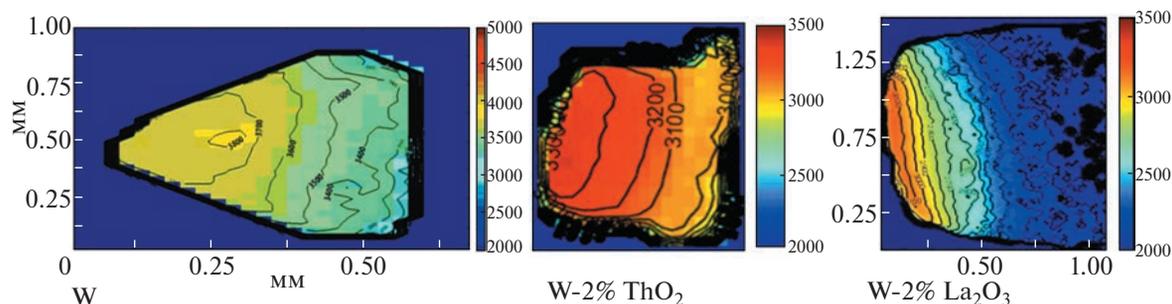


Рис. 3. Характерные термограммы полей температур на поверхности катода.

ратуры плазмы 320–370 нм, отсутствуют излучающие линии материала катода (рис. 2).

Исследования показали, что максимальная температура поверхности при равных условиях эксперимента (200 А, 1.5 г/с) наблюдается на поверхности катода со вставкой из чистого вольфрама ~3800 К, тогда как у торированного вольфрама ~3300 К и минимальная на поверхности лантанированного вольфрама ~3100 К. Как показывают многочисленные эксперименты (время работы катода составляло от 10 минут до часа) у катода с чистым вольфрамом кончик находится в жидкой фазе, так как температура плавления вольфрама 3695 К, что и подтверждает косвенно правильность измерений. Катод со вставками из торированного и лантанированного вольфрама всегда оставался в твердой фазе, так как температура плавления торированного вольфрама ~3680 К, а лантанированного ~4473 К.

Разная температура поверхности связана с тем, что работа выхода чистого вольфрама (4.55 эВ) больше чем торированного (3.38 эВ), который в свою очередь больше лантанированного

(2.63 эВ). Стоит отметить, что плотность тока также зависит от постоянной Ричардсона–Дэшмана A_{RD} , которая для исследуемых катодов отличается между собой не более чем в ~2 раза. Но при этом, ток будет определяться в основном не величиной A_{RD} , а эффективным значением работы выхода с учетом поправки Шотки, обусловленной сильным электрическим полем в катодном падении [23–25].

Поэтому в ГНП, где важен ресурс, в инертном газе лучше использовать катод со вставкой из лантанированного вольфрама, что обусловлено малым значением работы выхода и высокой температурой плавления.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-29-01028.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротеев А.С., Миронов В.М., Свирчук Ю.С. Плазмотроны: конструкции, характеристики, расчет. М.: Машиностроение, 1993. С. 296.

2. Жуков М.Ф., Засыткин И.М., Тимошевский А.Н., Михайлов Б.И., Десятков Г.А. Электродуговые генераторы термической плазмы. Низкотемпературная плазма. Т. 17. Новосибирск: Наука, СП РАН, 1999. С. 712.
3. Цыдыпов Б.Д. // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14. С. 269.
4. Полищук В.П. // ТВТ. 2005. Т. 43. С. 11.
5. Benilov M.S., Carpaij M., Cunha M.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 2124.
6. Ortega D., Sillero Marin J.A., Munoz-Serrano E., Casado E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 085202.
7. Gleizes A. // Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. P. 455.
8. Murphy A.B. // Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. P. 471.
9. Benilov M.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 144001.
10. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 3-е изд. М., 2009. С. 736.
11. Haidar J., Farmer A.J.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 555.
12. Sillero J.A., Ortega D., Munoz-Serrano E., Casado E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 185204.
13. Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyufityaev A.S. // EPL. 2015. V. 111. P. 25001.
14. Пустогаров А.В., Колесниченко А.Н., Гаврюшенко Б.С., Захаркин Р.Я., Драган В.Д. // ТВТ. 1973. Т. 11. С. 174.
15. Haidar J., Farmer A.J.D. // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. P. 542.
16. Haidar J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 2494.
17. Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х. // Физика и химия обработки материалов. 2016. № 3. С. 27.
18. Гаджиев М.Х., Куликов Ю.М., Сон Э.Е., Тюфтяев А.С., Саргсян М.А., Юсупов Д.И. // ТВТ. 2020. Т. 58. С. 15.
19. Konjevic N., Lesage A., Fuhr J.R., Wiese W.L. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2002. V. 31. P. 819.
20. Goryachev S.V., Isakaev E.H., Myasnikov M.I., Chinov V.F. // High Temperatures. 2008. V. 46. P. 1.
21. Cagran C., Brunner C., Seifert A., Pottlacher G. // High Temperatures—High Pressures. 2002. V. 34 (6). P. 669.
22. Cagran C., Pottlacher G., Rink M., Bauer W. // Internat. J. Thermophysics. 2005. V. 26 (4). P. 1001.
23. Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyufityaev A.S. // Europ. Phys. Lett. 2015. V. 111. P. 25001.
24. Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyufityaev A.S. // Europ. Phys. Lett. 2016. V. 115. P. 35002.
25. Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Valyano G.E., Scherbakov V.V., Konovalov P.A., Gadzhiev M.Kh. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 023506.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ПОТОКА
В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА© 2023 г. А. С. Савельев^{а,*}^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: fisteh@mail.ru

Поступила в редакцию 21.10.2022 г.

После доработки 02.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Экспериментально исследовано взаимное воздействие друг на друга электрического разряда и воздушно-капельного потока, формируемого центробежной форсункой при подаче на нее проводящей жидкости (раствор поваренной соли в воде) под давлением. С помощью метода цифрового двойного микрофотографирования с дальнейшей компьютерной обработкой фотографий получены основные характеристики распыла в присутствии электрического разряда и без него: средний диаметр, средний объемно-поверхностный диаметр, распределение компонент вектора скорости по величине диаметра капель и другие. Показано, что наличие распыла жидкости приводит к уменьшению эффективной величины пробойной напряженности электрического поля. В свою очередь обнаружено, что энерговыделение в воздушно-капельный поток приводит к изменению величины среднего объемно-поверхностного диаметра, а наличие высокого напряжения в области измерения приводит к ускорению капель относительно малого диаметра.

Ключевые слова: электрический разряд, газокapelный поток

DOI: 10.31857/S0367292123600231, EDN: VFJEAА

1. ВВЕДЕНИЕ

Явления, связанные с электрическим разрядом в диспергированной среде, исследуются относительно давно (см., например, [1]), применения же на практике технологий, связанных с такими явлениями, известны относительно недавно. К примеру, явление формирования капельной струи в сильном электрическом поле используется в масс-спектрометрии, а также в коллоидных (электростатических) двигателях, используемых на искусственных спутниках Земли. Инициирование электрического разряда исследуется не только в газокapelной среде, но также и в пузырьковой среде, в которой присутствие газовой фазы меняет процесс формирования электрического разряда [2, 3]. Использование так называемых спрей-разрядов открывает некоторые возможности для технологического применения в области плазмохимии, технологиях обеззараживания и очистки. Одна из идей заключается в том, чтобы доставить в область плазмы те химические компоненты, вещества, соединения, которые при условиях, близких к нормальным, находятся не в газовой фазе, а в виде жидкости или в растворе жидкости. При пропускании электрического тока через область, занятую газокapelной средой на основе воды,

спирта, могут быть получены некоторые соединения, такие как перекись водорода [4–6], водород [4], при этом эффективность такой конверсии может достигать 50% [5]. В работе [7] на основе такого разряда предложено производить очистку городского воздуха без производства озона.

Целью данной работы является исследование вопроса о создании спрей-разряда и взаимного влияния разряда и газокapelной среды. На данном этапе работы основными задачами являются определение оптимальной схемы создания разряда, удобной для исследований, а также исследование воздействия разряда на процесс формирования распыла.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Способ создания газокapelного потока

Для создания газокapelного потока применялась центробежная форсунка по типу той, что используется в распылителях многих современных лекарственных, косметических средств или средств бытовой химии. Такие распылители обычно (как и в данном случае) являются форсунками центробежного типа, когда вода под давлением выше атмосферного подается в отверстие диаметром менее миллиметра со значительной

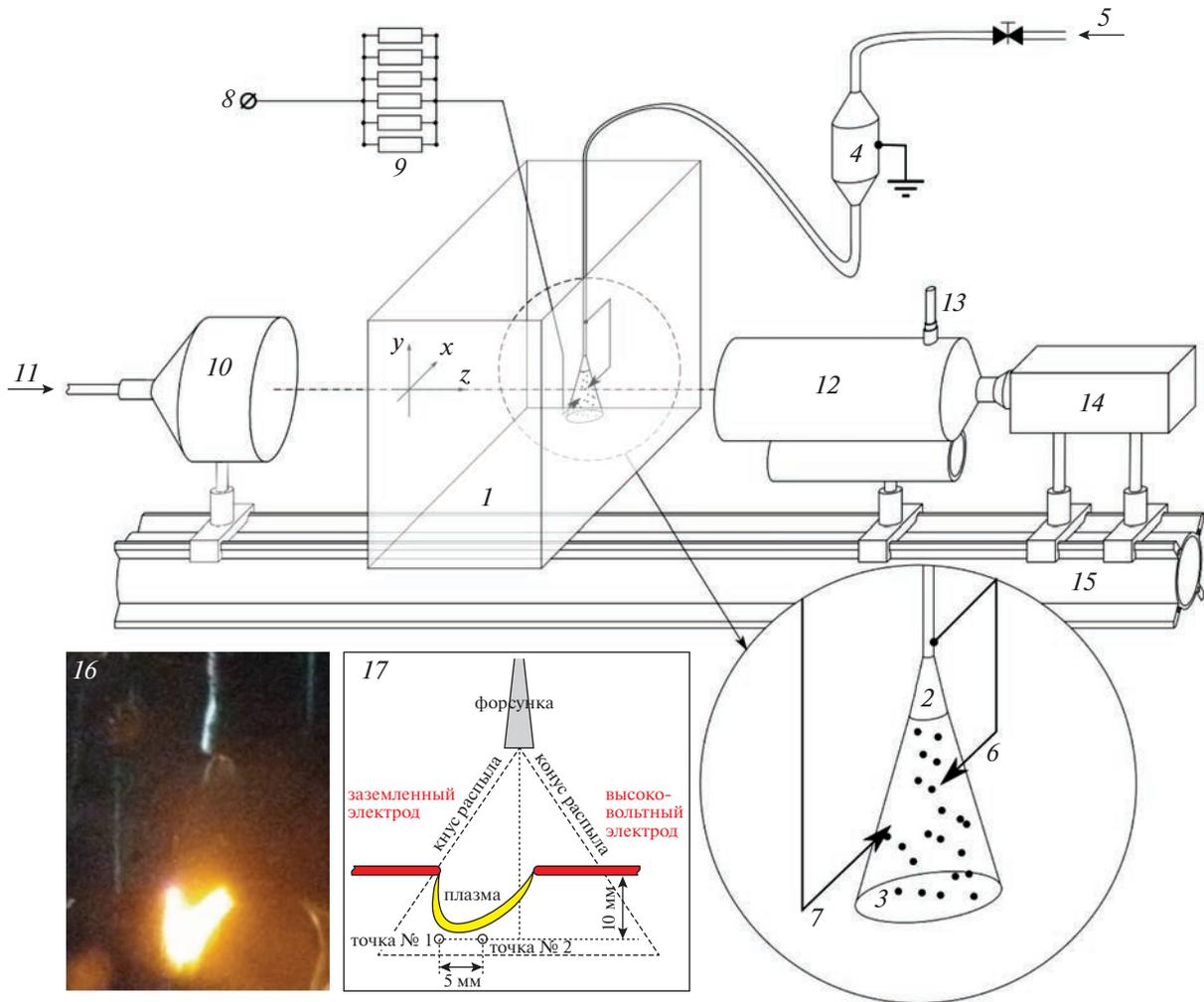


Рис. 1. Схема инициирования разряда в газокapельной среде и оптическая схема измерения параметров распыла: 1 – прозрачная емкость, 2 – форсунка, 3 – распыл, 4 – емкость для воды, 5 – сжатый воздух, 6 – заземленный электрод, 7 – высоковольтный электрод, 8 – подключение высокого напряжения, 9 – балластный резистор, 10 – диффузор, 11 – лазерное излучение, 12 – микроскоп, 13 – подсветка места фокусировки, 14 – видеокамера, 15 – оптический рельс, 16 – фотография разряда при наличии распыла воды, 17 – схема выбора точек диагностики распыла.

закруткой, благодаря чему струя жидкости быстро распадается на мелкие капли с максимумом вероятности в распределении диаметра капель порядка нескольких десятков микрометров. Данный тип форсунок выбран из следующих соображений: 1) для создания распыла не требуется наличие дополнительных воздушных потоков (как, например, в случае струйных форсунок), 2) распыл формируется на относительно коротком расстоянии, что позволяет разместить форсунку в рабочей камере относительно малых размеров, как сделано в данной работе.

Дистиллированная вода, к которой добавлялась поваренная соль для повышения проводимости, подавалась под давлением на форсунку (см. 2 на рис. 1). Давление воды обеспечивалось с помощью магистрали высокого давления – 5,

которая через газовый кран соединялась с емкостью – 4 из нержавеющей стали. Благодаря вытеснению воды из емкости с помощью воздуха, сжатого до давления известной величины, обеспечивался практически непрерывный процесс распыливания жидкости. Распыл жидкости происходил в закрытой емкости – 1 размерами $40 \times 60 \times 100 \text{ см}^3$ из оргстекла, что позволяло наблюдать разряд, проводить его фотосъемку и измерения свойств распыла через прозрачные стенки емкости.

2.2. Схема инициирования электрического разряда

На рис. 1, в том числе, представлена электрическая схема для инициирования разряда в газокapельной среде. Два электрода (6 и 7) из медной

проволоки диаметром 1 мм располагались навстречу друг другу так, чтобы отрезок межэлектродного зазора приходился практически на центр распыла жидкости, а размер межэлектродного зазора составлял 1 см. Один из электродов соединяется с хорошо проводящей (металлической) поверхностью форсунки 2, а второй электрод — с положительным электродом высоковольтного источника питания 8 через набор балластных резисторов 9. Измерение тока в цепи и выходного напряжения источника Spellman происходило по его цифровым индикаторам.

Балластный резистор собран из нескольких (пяти) резисторов КЭВ-10 сопротивлением 4.7 МОм и мощностью 10 Вт каждый, подключенных параллельно друг другу. При этом измеренная величина результирующего сопротивления составила 0.86 МОм. При указанных параметрах суммарная мощность балластного резистора превышала электрическую мощность примерно в два раза для любых возможных значений тока разряда. Количество соединенных параллельно резисторов определяло максимально возможный ток разряда (около 20 мА), но в эксперименте максимальный ток разряда не поднимался выше 8 мА.

Для того, чтобы увеличить энерговыход в разряд, следует увеличить проводимость жидкости. В экспериментах в воду добавлялась поваренная соль NaCl в количестве примерно 5 г на 1 л, что в итоге приводило к росту проводимости, и ее величина соответствовала примерно 200 Ом · см в этом случае. На рис. 1 (16) видно, что цвет разряда имеет желтый оттенок, что свидетельствует о наличии натрия в области существования плазмы. При использовании описанного выше водного раствора соли удалось увеличить ток разряда до 8 мА постоянно и 10 мА кратковременно. При этом падение напряжения на межэлектродном промежутке составляло величину порядка нескольких киловольт.

Как показал опыт, вследствие электрического разряда в атмосфере рабочей камеры генерируется озон и окислы азота, что свидетельствует о неравновесной плазме, в которой под действием сильно электрического поля генерируются радикалы и другие химически активные компоненты.

Наконец необходимо отметить, что при отсутствии распыла жидкости в области между электродами разряд не происходит, так как эффективная напряженность электрического поля оказывается меньше пробойной величины для воздуха. То есть наличие распыла (даже в случае слабопроводящей жидкости, воды без добавления соли) облегчает зажигание разряда.

2.3. Измерение характеристик распыла

Для измерения свойств распыла использовалась лазерная система диагностики (см. рис. 1), состоящая из:

- двойного Nd:YAG лазера 532 нм с модуляцией добротности, снабженного оптическим преобразователем (10) на красителе родамин 6G, преобразующим когерентное излучение лазера (11) в некогерентную фоновую подсветку распыла;

- цифровой видеокамеры (14) с возможностью двойной экспозиции и микроскопа (12) с большим рабочим расстоянием в качестве объектива к этой видеокамере;

- персонального компьютера, в состав которого включены устройства синхронизации аппаратуры, системы сбора, обработки цифровых микрофотографий распыла жидкости, а также установленное программное обеспечение для определения параметров распыла.

Система диагностики способна производить измерения следующих параметров капельного распыла: распределение относительного количества капель по диаметру ($R(D)$), распределения двух компонент вектора усредненной скорости капель одинакового диаметра ($V_x(D)$, $V_y(D)$). На основе полученных данных рассчитываются другие параметры, такие как: средний диаметр капли D_{10} , средний объемно-поверхностный диаметр по Заутеру (D_{32}), среднеквадратичное отклонение диаметров капель от среднего диаметра ($\text{rms}(D)$), распределение средней скорости капель одного диаметра $V(D)$ и другие параметры. Принцип измерения параметров распыла заключается в многократном получении двойных теневого микрофотографий капель с последующей их обработкой с помощью компьютера. Используемая система позволяет работать с максимальной частотой 14 Гц, что при длительности существования стационарного распыла в несколько минут позволяет получать несколько тысяч двойных теневого микрофотографий. После обработки этих фотографий получается распределение параметров по диаметру, в котором участвуют несколько тысяч капель. Параметры капель (положение на кадре, диаметр) определяются непосредственно при цифровой обработке фотографий. Поскольку фотографии получены с применением двойной подсветки лазером и с применением видеокамеры с двойной экспозицией, за счет определения координат капли на первой и второй фотографии (полученных с относительно короткой задержкой) удается определить величины компонент ее скорости. Следует отметить, что фотографии можно считать мгновенными, так как применяется лазер с модуляцией добротности, что обеспечивает длительность свечения в несколько наносекунд. В работах [8, 9] более подробно описаны

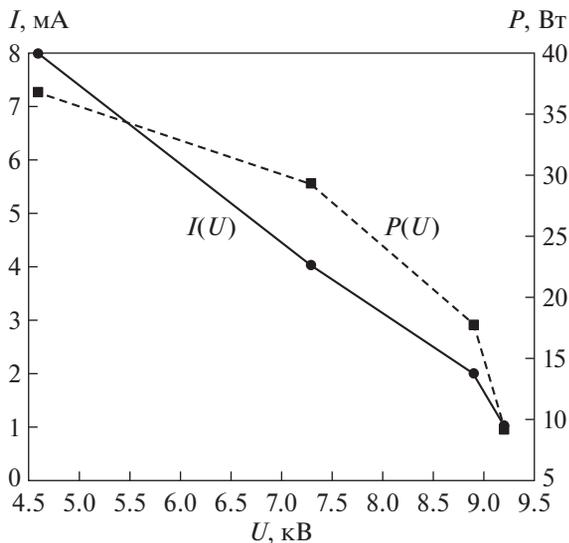


Рис. 2. Зависимость тока разряда I и мощности P , вкладываемой в разряд, от разности потенциалов U между электродами.

способы получения и обработки микрофотографий распыла жидкости.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ ДАННЫЕ

3.1. Электрические параметры разряда

При наличии распыла проводящей жидкости между электродами пробойное напряжение между ними уменьшалось. Ранее было отмечено, что расстояние между электродами составляло величину 1 см, при этом разряда между электродами не происходило при подаче высокого напряжения величиной 15 кВ, которая являлась максимальным выходным напряжением источника напряжения. При распыле жидкости в межэлектродное пространство возникал электрический разряд, причем падение напряжения между электродами составляло величину менее 10 кВ. На рис. 2 представлены зависимости тока разряда I и мощности P , вкладываемой в разряд, от напряжения U между электродами, которое вычислялось как разность между выходным напряжением высоковольтного источника питания и падением напряжения на балластном резисторе.

3.2. Характеристики распыла в присутствии электрического разряда

При подаче жидкости под давлением на форсунку формировались распыл и электрический разряд между электродами. Канал разряда представлял собой искривленную структуру, причем это искривление происходило в сторону направления движения капель (см. рис. 1). Как извест-

но, при распылении жидкости через центробежную форсунку происходит формирование так называемого конуса распыла, где на поверхности конуса с вершиной вблизи выходного отверстия форсунки находится максимум концентрации капель, а скорость этих капель максимальна. На представленной выше фотографии разряда (см. рис. 1) видно, что плазма разряда имеет вытянутую форму, при этом наибольшую вытянутость плазма имеет в области вблизи заземленного электрода, где концентрация капель распыла, как представляется, оказывается наибольшей. А в области вблизи высоковольтного электрода плазменный шнур имеет наименьшую вытянутость в направлении движения капель. Такая форма разряда, конечно, не может быть объяснена распределением напряженности электрического поля. В связи с этим было принято решение провести измерение свойств распыла в центре межэлектродного промежутка, но на некотором расстоянии от него в направлении движения капель. Эта точка далее будет называться “точка № 1”. Вторая точка выбрана в области ближе к заземленному электроду (“точка № 2”). Расстояние между точками равно 5 мм, а расстояние от отрезка межэлектродного зазора, длина которого равна 1 см, до точек равно 1 см. Важно отметить, что данные точки лежат ниже по направлению движения капель относительно положения плазмы разряда. В эксперименте измерения параметров распыла проводились с электрическим разрядом и без него, а также варьировался ток разряда. Другие параметры (такие как расход воды, конфигурация электродов, положение форсунки относительно межэлектродного зазора) не менялись.

На рис. 3б представлена характерная гистограмма распределения капель по диаметрам $R(D)$, где R — доля (в %) капель, диаметр которых лежит в выбранном диапазоне, а на рис. 4 — распределения величины скорости капли по диаметрам $V(D)$, где V — средняя скорость капель диаметра D , и доля капель $N/N_0(D)$ выбранного диаметра D , обнаруженных при обработке двойных микрофотографий по положениям которых определена скорость V . Можно утверждать, что форма кривой $N/N_0(D)$ повторяет кривую $R(D)$, но не в точности, так как обнаруженная на первой части микрофотографии капля может быть не обнаружена на второй части. Причиной этому может быть то обстоятельство, что капля на первой части микрофотографии находится вблизи ее края, а на второй части — уже не видна, так как вышла за пределы видимости микроскопа. Вертикальная погрешность на графике скорости (рис. 4) является среднеквадратичным отклонением от средней величины для выбранного диапазона диаметра D . На всех гистограммах, представленных в данной работе, ширина диапазона диаметра составляла 1 мкм.

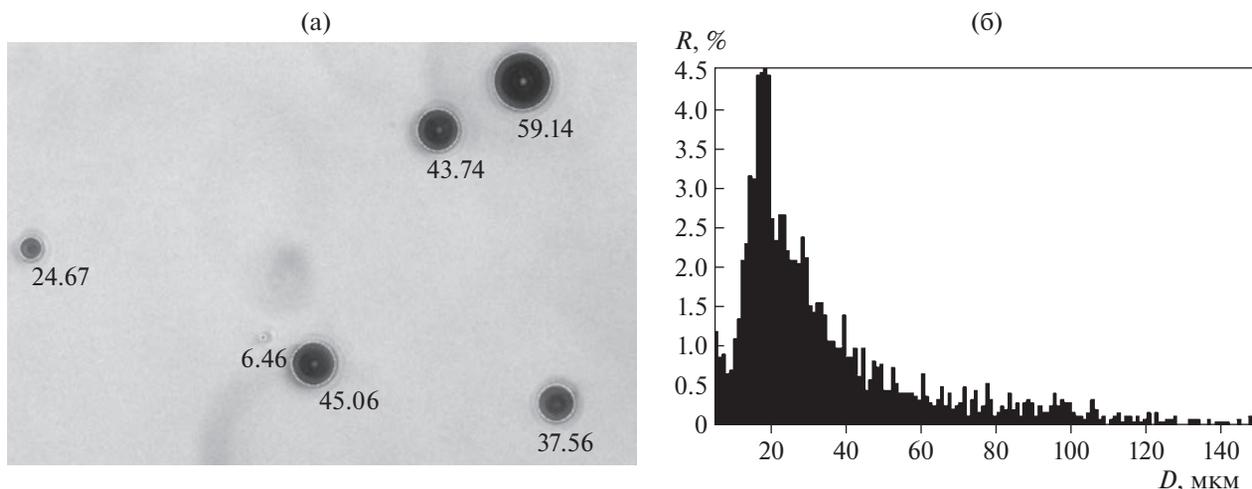


Рис. 3. Пример части обработанной теневой микрофотографии (а), на которой в микрометрах указаны диаметры найденных капель, и характерная гистограмма распределения величины диаметра $R(D)$ для исследуемого распыла жидкости (б).

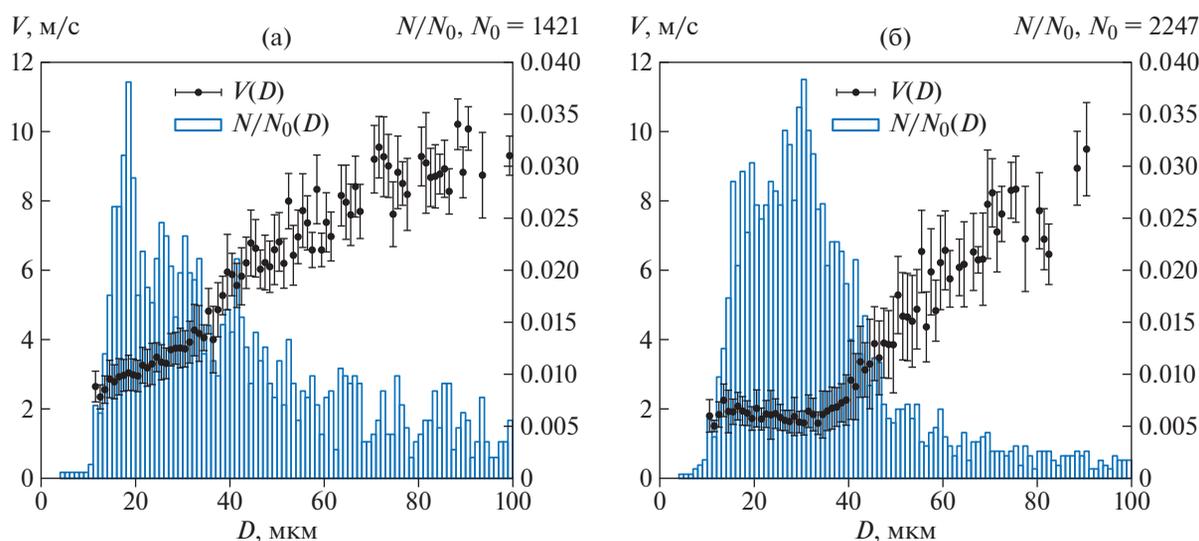


Рис. 4. Один из результатов измерения распределения величины скорости капель от диаметра $V(D)$, а также доля капель N/N_0 выбранного диаметра D , участвующих в определении скорости: без разряда (а), с разрядом (б).

Помимо обозначенных выше параметров с помощью данных гистограмм можно отметить наиболее вероятное появление капель на теневых микрофотографиях ($D(R_{\max})$), рассчитать средний диаметр капель D_{10} , средний объемно-поверхностный диаметр D_{32} , среднюю скорость всех капель $\langle V \rangle$, среднеквадратичное отклонение $\text{rms}(V)$ величины скорости капли от средней величины, количество капель N_0 , обнаруженных при обработке фотографий. Поскольку данные гистограммы являются характерными, то можно отметить несколько свойств распыла в целом:

- диаметр капель распыла лежит в диапазоне до 100 мкм;
- наибольшее количество капель имеют диаметр 19–20 мкм;
- количество капель с диаметром менее 5 мкм значительное вследствие соударения первичных капель большего диаметра со стенками емкости;
- капли больших диаметров имеют большую скорость, так как сила сопротивления (торможения, сила Стокса) пропорциональна диаметру, а запасенная кинетическая энергия капли — третьей степени.

Таблица 1. Результаты измерений свойств распыла с разрядом и без него ($I = 0$)

Точка	I , мА	U_{PSU} , кВ	P , Вт	N_0	D_{10} , мкм	D_{32} , мкм	$\text{rms}(D)$, мкм	$\langle V \rangle$, м/с	$\text{rms}(V)$, м/с	$D(R_{\text{max}})$, мкм
№ 1	0.0	0.0	0	3144	36.50	86.46	26.77	2.65	1.59	19–20
	8.0	11.0	34	2802	40.64	101.96	33.72	3.35	1.64	19–20
	4.0	10.5	29	3034	37.63	104.65	32.62	3.65	1.77	16–20
	2.0	10.5	18	2723	42.14	106.26	33.71	4.11	1.30	18–19
	1.0 ^а	10.0	9	2445	37.23	103.32	30.53	3.32	1.18	18–19
№ 2	0.0	0.0	0.0	3864	34.28	86.20	26.68	2.99	1.45	19–20
	8.0	11.0	34	2137	38.75	90.13	30.80	3.1	1.85	19–20
	4.0	10.5	29	2592	42.40	98.04	34.22	4.38	1.80	16–20
	2.0	10.5	18	2464	44.63	98.42	36.41	4.90	1.80	18–19
	1.0 ^б	10.0	9	2348	45.21	103.85	36.88	4.80	1.60	19–20
	0.0 ^в	0.0	0.0	3467	34.54	87.00	28.42	2.89	1.42	19–20

^а Часть данных представлена на рис. 3б.

^б Часть данных представлена на рис. 4б.

^в Часть данных представлена на рис. 4а.

В табл. 1 представлены результаты измерений электрических параметров разряда и свойств распыла. Видно, что наличие плазмы практически никак не влияет на размеры капель и их количество, однако наличие сильного электрического поля приводит к заметному ускорению капель. Следует уточнить, что электрические параметры: ток I , напряжение на выходе источника (U_{PSU}), энерговыход в разряд – это фактически усредненные по времени параметры. Высоковольтный источник работал в режиме источника постоянного (заданного) тока, а выходное напряжение U_{PSU} определялось величиной I . В таблице использованы следующие обозначения: I – ток электрического разряда, U_{PSU} – выходное напряжение источника высокого напряжения, P – электрическая мощность разряда, N_0 – количество капель, которые удалось обнаружить на фотографиях в эксперименте, D_{10} – средний диаметр, вычисленный как сумма диаметров капель, деленная на N_0

$$D_{10} = \sum_{i=1}^{N_0} \frac{D_i}{N_0},$$

где i – номер капли, D_{32} – средний объемно-поверхностный диаметр, равный сумме третьей степени диаметров капель, деленной на сумму второй степени диаметров капель

$$D_{32} = \sum_{i=1}^{N_0} \frac{D_i^3}{D_i^2},$$

$\text{rms}(D)$ – среднеквадратичное отклонение диаметров капель от средней величины D_{10} :

$$\text{rms}(D) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_0} (D_{10} - D_i)^2}{N_0}},$$

$\langle V \rangle$ – средняя скорость капель, равная сумме скоростей капель, деленной на N_1 :

$$\langle V \rangle = \sum_{i=1}^{N_1} \frac{V_i}{N_1},$$

где N_1 – количество капель, обнаруженных на обеих частях двойных теневых микрофотографий (как сказано выше), $\text{rms}(V)$ – среднеквадратичное отклонение скорости капель от средней величины $\langle V \rangle$

$$\text{rms}(V) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_1} (\langle V \rangle - V_i)^2}{N_1}},$$

$D(R_{\text{max}})$ – наиболее вероятное значение диаметра капли (см. максимум гистограммы на рис. 3).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Следует обратить внимание на повторяемость экспериментальных измерений: для точки № 2 проведено дважды измерение свойств распыла при отсутствии разряда (см. табл. 1). При этом многие параметры (средние диаметры, количество капель, скорости и т. п.) остаются такими же. Следует отметить, что строки в табл. 1 следуют в

“хронологическом” порядке, т.е. измерения происходили в такой же последовательности, и строки для точки № 2, соответствующие экспериментам без разряда ($I = 0$), разделены серией экспериментов с иницированием разряда при различных его токах. Из этого можно заключить, что иницирование разряда не воздействует на конструкцию и схему эксперимента, а изменения параметров распыла не являются случайными флуктуациями или погрешностями эксперимента.

Кроме того, при сравнении всех трех строк, у которых $I = 0$ (т. е. данные экспериментов без электрического разряда), оказывается, что многие параметры (такие как скорость, средние диаметры D_{10} и D_{32} и другие) оказываются близкими друг к другу. Это свидетельствует о том, что в местах измерений параметров (примерно на расстоянии 5 см от форсунки) распыл оказывается одинаковым. Но при включении электрического разряда происходит заметное изменение величины среднего диаметра D_{32} и средней скорости $\langle V \rangle$.

В эксперименте мощность, вкладываемая в разрядный промежуток, не превышала 35 Вт. Если предположить, что вся эта мощность идет на нагрев воды из форсунки, то в среднем температура воды поднимется на 5°C . Если уточнить, что энерговклад происходит локально, и воздействию нагрева подвержена только часть воды, то все равно не следует ожидать значительных величин нагрева и скорости испарения воды. Тем не менее при сравнении гистограмм на рис. 4 видно, что доля капель относительно большого диаметра оказывается больше в случае иницирования разряда. Этот же эффект виден по данным табл. 1, где значение среднего объемно-поверхностного диаметра D_{32} оказывается больше, когда разряд существует.

Иницирование электрического разряда в области распыла сопряжено с двумя обстоятельствами: это нагрев газокapelного потока за счет проводимости среды и наличие относительно высокой напряженности электрического поля. Первое обстоятельство приводит к нагреву и испарению капelь, причем очевидно, что скорость испарения (точнее скорость уменьшения диаметра) капelь будет тем больше, чем меньше ее диаметр. На рис. 4 видно, что доля капelь относительно небольшого диаметра остается такой же, но максимум на гистограмме при включении разряда уменьшается до значения менее 20 мкм, хотя до этого был около 30 мкм. Капelь, которые имели до включения разряда диаметр, близкий к 5 мкм (это является нижним пределом диапазона измерения диаметров капelь для лазерной системы диагностики), выбывают из статистики, так как после включения разряда их диаметр уменьшается настолько, что они не могут быть определены на теневых микрофотографиях. Капelь еще меньшего

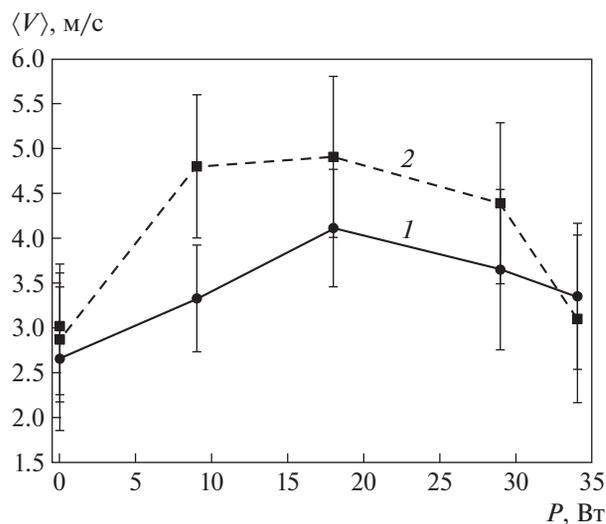


Рис. 5. Зависимость средней скорости распыла от выделяемой в разряде мощности P . Вертикальные погрешности на графике соответствуют среднеквадратичному отклонению от средней величины $\langle V \rangle$.

диаметра могут полностью испариться. Из-за этого доля капelь относительно большего диаметра в статистике возрастает, что, очевидно, приводит к увеличению среднего диаметра D_{32} , при этом средний диаметр D_{10} меняется незначительно.

Наличие высокого напряжения в области распыла приводит к дополнительному ускорению капelь, при этом следует ожидать, что воздействие электрического поля будет больше (с точки зрения ускорения) на те капelь, у которых диаметр меньше. Данное обстоятельство просматривается в примере на гистограммах рис. 4: для капelь диаметром менее 40 мкм заметно растет скорость, при этом для капelь относительно большого диаметра практически не происходит изменений скорости после включения разряда. При этом максимальный эффект увеличения средней скорости капelь распыла происходит не при максимальной мощности (см. рис. 5). Это обстоятельство можно объяснить зависимостью межэлектродного напряжения U от тока разряда I : при повышении тока (и, соответственно, выделяемой в разряде мощности P) напряжение между электродами падает (см. рис. 2), а значит ускоряющее действие поля снижается. При этом все же средняя скорость распыла оказывается больше, так как при повышении мощности увеличивается доля испаренных мелких (и медленных) капelь распыла, а значит при вычислении $\langle V \rangle$ наибольшее влияние окажут капelь большого диаметра, которые с одной стороны, менее интенсивно испаряются, а с другой — менее подвержены дей-

ствию ускоряющего поля за счет значительно большей инерции.

По всей видимости, не следует рассматривать процесс объединения капель из-за предполагаемых их столкновений, а также возможное его ускорение под действием электрического поля вот по какой причине. Одним из преимуществ метода двойного теневого микрофотографирования распыла (по сравнению, например, с методом Interferometric Mie Imaging, IMI, или Phase Doppler Anemometry, PDA) является возможность регистрировать форму капель. Для каждой строчки табл. 1 была получена примерно одна тысяча двойных теневых микрофотографий (см. пример на рис. 3а). Ширина видимой области 1 мм, средний диаметр несколько десятков микрометров, а среднее количество видимых капель на одну фотографию – единицы. Поэтому распределение капель по объему не следует считать плотным. Кроме того, ни на одной фотографии не зарегистрирована деформированная форма капель из-за возможного слияния капель.

5. ВЫВОДЫ

Выполнена разработка электрической схемы генерации электрического разряда в двухфазной среде (распыл проводящей жидкости), так называемого спрей-разряда. Получены условия генерации разряда (пробойное напряжение, сила тока, а также область формирования разряда в факеле распыла), при котором в области движения капель распыла наблюдаются плазменные процессы (свечение плазмы) нетермического характера, неравновесная плазма. Проведено исследование действия распыла на пробойные характеристики разрядного промежутка. Разработана экспериментальная установка, позволяющая генерировать электрический разряд в спрее (факеле распыла) и одновременно проводить фотографирование процесса, в том числе, теневое микрофотографирование. Проведено измерение характеристик распыла жидкости с целью определить воздействие разряда на параметры капель при различных усредненных по времени значениях энергозклада в среду. В результате выполнения исследования получено, что на свойства электрического разряда (спрей-разряда) оказывают влияние свойства распыла жидкости. При этом сам разряд в виду относительно невысокого энергозклада слабо влияет на параметры распыла, такие как средний диаметр или диаметр по Заутеру. Влияние капель жидкости приводит к снижению

величины пробойного напряжения. При этом форма плазмы оказывается вытянутой в направлении движения капель, что удлиняет путь, по которому течет ток, и соответственно растет энергозклад в разряд за счет увеличения сопротивления области, занятой плазмой. Следует отметить, что за счет увеличения напряженности электрического поля происходит рост скорости капель. Следует отметить два возможных механизма воздействия разряда на свойства распыла: ускорение мелких капель в области вблизи электродов и полное испарение мелких капель, так что более тяжелые капли начинают играть большую роль при расчете средних величин.

Что касается технологических применений, то на основе анализа литературы относительно данного явления следует отметить следующие:

– прямая наработка в неравновесной плазме соединений, которые обычно получают при высоких давлениях или температурах (например, перекись водорода);

– генерация активной воздушно-капельной среды для дезинфекции, в том числе, при наработке или активации стерилизующих компонентов, растворенных в газе (озон, окислы азота, хлор и его соединения) или воде (перекись водорода).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30062).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zeleny J.* // Phys. Rev. 1914. V. 3. P. 69.
2. *Panov V.A., Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Pecherkin V.Ya., Saveliev A.S.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44 (9). P. 882.
3. *Panov V.A., Pecherkin V.Ya., Vasilyak L.M., and Vetchinin S.P.* // Plasma Phys. Rep. 2021. V. 47 (6). P. 623.
4. *Burlica R., Shih K.-Y., Locke B.R.* // Industrial Eng. Chem. Res. 2010. V. 49. P. 6342.
5. *Fridman A.* Plasma Chemistry. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
6. *Burlica R., Finney W.C., Locke B.R.* // IEEE Trans. Ind. Appl. 2013. V. 49 (3). P. 1098.
7. *Tepper G., Kessick G., Pestov D.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 11330.
8. *Савельев А.С.* // Вестник ОИВТ РАН. 2019. Т. 2. С. 69.
9. *De Cock N., Massinon M., Lebeau F.* // Proc. Internat. Advances in Pesticide Application, Oxford, United Kingdom, 2014. P. 122.

**ВЛИЯНИЕ ТОКА И МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО РАССТОЯНИЯ
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА**© 2023 г. Е. Е. Перевошиков^а, А. А. Фирсов^{а,*}^а Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

*e-mail: af@jiht.org

Поступила в редакцию 11.11.2022 г.

После доработки 04.02.2023 г.

Принята к публикации 15.02.2023 г.

Изучена проблема устойчивой работы продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке и его параметры. Рассмотрен продольно-поперечный дуговой разряд в воздушном потоке с параметрами $M=2$, $V\sim 500$ м/с, $T_g=170$ К, $P_{st}=22$ кПа. Для получения данных об изменении длины разряда, тока и напряжения во времени использовались высокоскоростная съемка и запись осциллограмм. Исследована динамика разряда постоянного тока и описаны связи между его геометрическими и электрическими параметрами. Эксперименты были направлены на получение подробных данных о влиянии межэлектродного расстояния и тока на длину разряда и, соответственно, на напряжение и выделяемую мощность, а также на определение типичных частот перепробоя в зависимости от параметров разряда. Также было определено падение напряжения в приэлектродных слоях.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, продольно-поперечный разряд, электрический разряд, плазменная аэродинамика

DOI: 10.31857/S0367292123600218, EDN: VFFSDA

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный интерес к электрическим разрядам в высокоскоростных потоках возник достаточно давно в 1950–1960 гг. в связи с поиском методов управления потоками, а также подходов к интенсификации горения. Современное состояние этих областей, а также перспективы их дальнейшего развития были озвучены в работе [1].

Продольно-поперечный разряд [2, 3] – это классический дуговой разряд постоянного тока между двумя электродами, который уносится из межэлектродной области под действием некоторой силы в поперечном направлении. В классической дуге с горизонтальной ориентацией оси между электродами такой силой является тепловая конвекция. Также альтернативным вариантом может быть воздействие внешнего магнитного поля. При определенном соотношении параметров разряда (ток, межэлектродное расстояние и т. д.), с одной стороны, и интенсивности динамического воздействия, с другой стороны, канал разряда простирается вдоль направления воздействия на значительные расстояния, превышающие межэлектродное расстояние более чем на порядок. Однако в наблюдаемых экспериментах существует определенная предельная длина петли канала.

Первые работы по описанию продольно-поперечного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке были выполнены в 1960-х гг. [4, 5], но из-за практических трудностей в проведении экспериментов и высоких требований к регистрирующей аппаратуре до настоящего времени не все свойства этого явления были описаны подробно. В последующих работах были оценены основные характеристики разряда, такие как температура, концентрация заряженных частиц [2, 6, 7], позднее современные высокоскоростные камеры позволили определить динамику формы разряда [8], также высокоскоростная видеозапись использовалась для изучения влияния скорости потока на ряд параметров [9, 10]. В недавней работе было показано, что в анодной части плазменного контура напряженность продольного электрического поля, а также концентрация и температура электронов превышают соответствующие значения в катодной части контура [11].

Помимо фундаментальных исследований, продольно-поперечный разряд рассматривался в прикладных работах. Например, импульсно-периодический продольно-поперечный разряд использовался для определения скорости сверхзвукового потока, поскольку скорость перемычки разряда близка к скорости потока [12]. Возмож-

ность использования разрядов такого типа для зажигания и стабилизации пламени в сверхзвуковом потоке была показана в ряде работ [3, 13–15]. Была оценена важность генерации продольно-поперечным разрядом атомарного кислорода для снижения времени задержки воспламенения смеси [16]. Установлено положительное влияние продольно-поперечного разряда на смешение топлива, поперечно инжектируемого в высокоскоростной поток [17, 18]; проведены эксперименты по управлению структурой сверхзвукового потока [19–21], в том числе в воздухозаборнике и канале с переменным сечением [22, 23]; а также по управлению силой/моментом для малых тел на поверхности [24–26].

Наряду с экспериментальными исследованиями были предприняты попытки моделирования разряда в потоке. Моделирование позволяет получить параметры разряда, которые трудно получить в экспериментах. Например, в одной из первых работ по моделированию продольно-поперечного разряда в двумерной постановке (плоскость моделирования совпадает с плоскостью разряда) было представлено изменение во времени пространственного распределения плотности тока [27], также в двухмерной постановке (плоскость моделирования поперек токового канала) было проведено моделирование участка разряда, движущегося под действием постоянного магнитного поля [28]. Для получения пространственных распределений характеристик разряда в сверхзвуковом потоке в исследовании [29] задача была сформулирована в осесимметричной постановке для малых токов (такой подход близок к трехмерному), а в [30] разряд в потоке моделировался с использованием трехмерного подхода, где однако модель плазмы была значительно проще. Также заслуживает внимания работа, в которой рассматривалась проблема моделирования повторного пробоя (перепробоя или ПП) разряда [31].

В работах по стабилизации фронта пламени с помощью продольно-поперечного разряда важными параметрами являются его длина, ток, напряжение и температура. Температура разряда в зависимости от тока была определена в эксперименте для более простой продольной конфигурации [32]. Влияние тока на длину разряда и частоту перепробоев разряда показано с помощью моделирования [33]. В данной экспериментальной работе была предпринята попытка связать основные параметры разряда с целью последующего выбора оптимальных параметров для использования в работах по плазменно-стимулированному горению.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное исследование разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке вблизи стенки проводилось в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИАДТ-50 ОИВТ РАН. Экспериментальная секция представляет собой прямоугольную трубу с внутренними размерами 60×72 мм. Эксперименты проводились в сверхзвуковом потоке со следующими параметрами: число Маха $M = 2$ (скорость потока $V \sim 500$ м/с), статическое давление $P_{st} = 22$ кПа, температура газа $T_g = 170$ К. В таких условиях на данной установке проводится большинство экспериментов по исследованию разрядов в высокоскоростных потоках, управлению течением с помощью плазмы и плазменно-стимулированному горению. Разряд создавался между двумя медными цилиндрическими электродами диаметром 1 мм, вмонтированными заподлицо в керамическую стенку по линии, перпендикулярной потоку. Межэлектродное расстояние определяется между их центрами (5 или 6 мм). Питание разряда осуществлялось от источника напряжения 5 кВ через балластный резистор, ограничивающий ток разряда. При разрядном промежутке 6 мм средний ток составил 1.7 А при 2 кОм, 2.3 А при 1.5 кОм, 3.6 А при 1 кОм и 5.9 А при 0.5 кОм. Стоит уточнить, что ток в таком разряде в эксперименте меняется во времени незначительно, так как сопротивление плазмы меньше балластного сопротивления. Изменение длины разряда приводит к изменению сопротивления плазмы, изменению общего сопротивления цепи и, как следствие, умеренному изменению тока разряда. Поэтому такой разряд иногда называют квази-DC (quasi-DC) [34]. В ходе экспериментов регистрировалась зависимость тока разряда и напряжения от времени. Также в экспериментах проводилась высокоскоростная видеозапись разряда (экспозиция 1–4 мкс) с помощью камеры Photron S9.

Всего в этой серии экспериментов было проведено 24 опыта с различными конфигурациями. Исследования разряда проводились при различных межэлектродных расстояниях (5 и 6 мм), а также при различных токах разряда.

Процесс развития разряда можно описать следующим образом (рис. 1). Разряд горит, постепенно увеличиваясь в длину, так как перемычка сдувается потоком, при этом расстояние между двумя ветвями токового канала незначительно увеличивается с удалением от электродов. Затем, когда разряд достигает определенной длины, между продольными участками канала тока начинает формироваться новая перемычка (происходит перепробой), в результате чего ток через старый канал падает до нуля, и плазма в нем распадается. При удлинении канала может происходить существенное изменение формы разряда, но

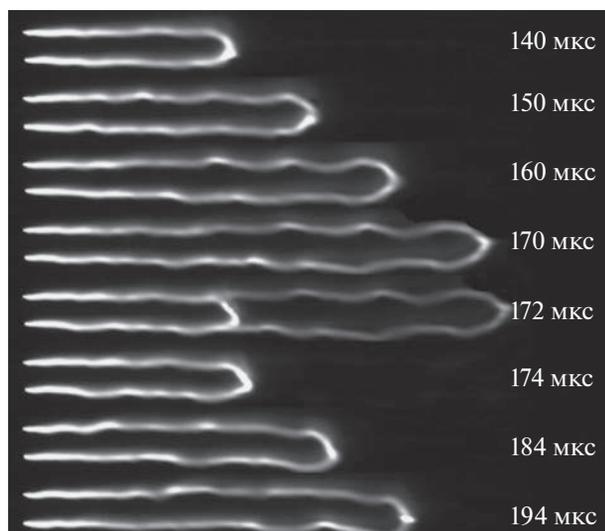


Рис. 1. Эволюция разряда во времени и визуализация повторного разряда.

его разрушение происходит в абсолютном большинстве случаев только при образовании новой перемычки. Однако во время экспериментов, представленных в [17], процесс угасания канала из-за значительного увеличения длины и сопротивления плазмы наблюдался довольно часто; таким образом, баланс между процессом угасания с последующим зажиганием нового разряда и процессом перепробоя разряда зависит от условий и геометрии процесса. Скорость движения перемычки или удлинения разряда в основном зависит от скорости потока воздуха и довольно точно совпадает с самой скоростью потока в соответствующем слое [12]. В нашей работе скорость продольного распространения перемычки была определена экспериментально. Независимо от тока разряда и межэлектродного расстояния (в пределах погрешности) скорость перемычки составила 415 ± 5 м/с. По снимкам разряда на виде сбоку перемычка обычно располагалась на расстоянии 0.5 мм от стенки канала. Как показал PIV-метод, скорость потока в тестовом сечении составила 510 м/с, толщина пограничного слоя не превышает 2 мм, а диапазон скоростей 410–420 м/с точно соответствует расстоянию 0.5–0.6 мм от стенки канала. Таким образом, наши эксперименты подтверждают выводы, сделанные ранее в [12].

Форма разряда также имеет свои особенности. Прежде всего, это увеличение расстояния между двумя ветвями разряда. Можно предположить, что это происходит из-за образования вокруг ветвей тепловых конусов, которые увеличиваются вниз по потоку. Холодный газ, текущий между ветвями, немного вытесняет эти тепловые конусы наружу, т. е. газ приобретает поперечную скорость.

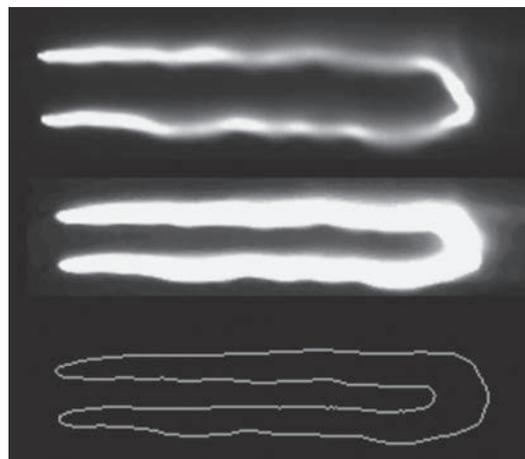


Рис. 2. Сверху вниз: оригинал, обработанный кадр, выделенные контуры.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

3.1. Получение данных о повторных перепробоях

Под длиной разряда в данной работе понимается длина петли вдоль потока; длина канала разряда в два раза больше. Для определения связи между длиной разряда и электрическими характеристиками была определена длина разряда на каждом кадре высокоскоростной съемки и получена зависимость длины разряда от времени. Определение зависимости длины разряда от времени проводилось с помощью программных средств на языке Python, в частности с использованием библиотеки компьютерного зрения OpenCV2. На рис. 2 показан пример обработки одного кадра видео. Сначала к исходному изображению применяется фильтр, повышающий яркость полутонов изображения с целью удаления пробелов белого цвета, затем выполняется обнаружение краев объектов алгоритмом “Canny Edge Detector” (автор John F. Canny). Вычисляются длины контуров, случайные контуры исключаются по критерию $L < 0.05L_{\max}$. Методика повторяется для каждого кадра, в результате чего получается зависимость длины разряда от времени.

Синхронизованная с осциллограммами тока и напряжения зависимость длины разряда от времени представлена на рис. 3. Видно, что рост длины разряда сопровождается увеличением напряжения разряда и незначительным уменьшением тока разряда.

3.2. Анализ и обсуждение данных

В данной работе мы проанализировали данные о напряжении пробоя. На рис. 4 представлен массив точек, характеризующих каждый пробой: напряжение до пробоя и напряжение после про-

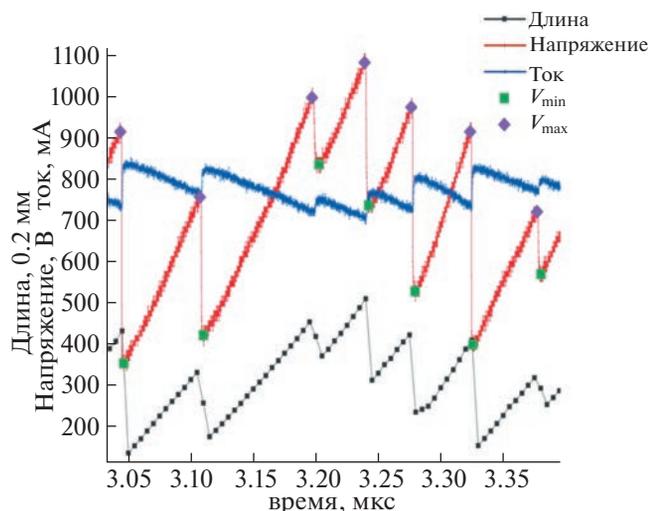


Рис. 3. Синхронизированные осциллограммы напряжения, тока и длины петли разряда.

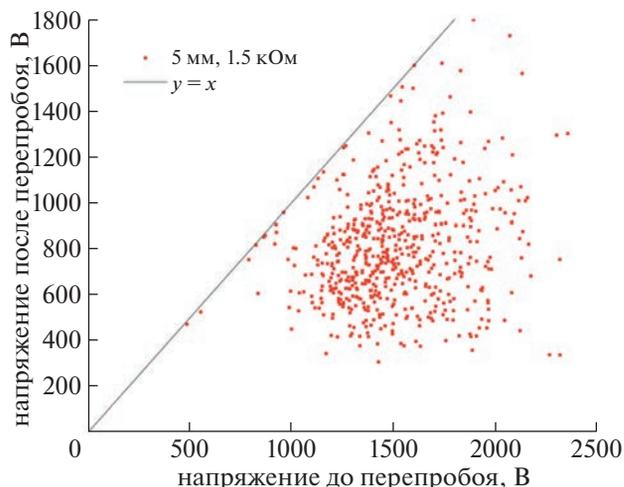


Рис. 4. Пример диаграммы напряжения до и после пробоя.

боя. Видно, что точки образуют некоторое облако, при этом ниже определенного напряжения “после пробоя” ~300 В точек нет, что свидетельствует об отсутствии пробоя разряда непосредственно вдоль линии, соединяющей два электрода. Аналогично выглядят графики для тока и длины разряда.

Из анализа различий в поведении разрядных характеристик путем построения статистических диаграмм, пример которых приведен на рис. 5, можно сделать следующие выводы: при фиксированном токе разряда увеличение межэлектродного расстояния приводит к увеличению характерной длины разряда как до, так и после пробоя (рис. 5а) (эта тенденция согласуется с ранее пред-

ставленным результатом для близкой конфигурации, опубликованным в [35]) и, следовательно, к увеличению напряжения. Это очевидный результат, связанный с тем, что расстояние между частями канала тока увеличилось, и теперь для повторного пробоя требуется большее напряжение, т.е. разряд должен растянуться на большую длину. При фиксированном межэлектродном расстоянии увеличение тока разряда приводит к увеличению длины разряда (рис. 5б) (это согласуется с ранее полученным результатом для близкой конфигурации, опубликованным в [35]), но напряжение значительно уменьшается (см. рис. 6), поскольку разряд имеет падающую вольт-амперную характеристику: как показано в [36], при из-

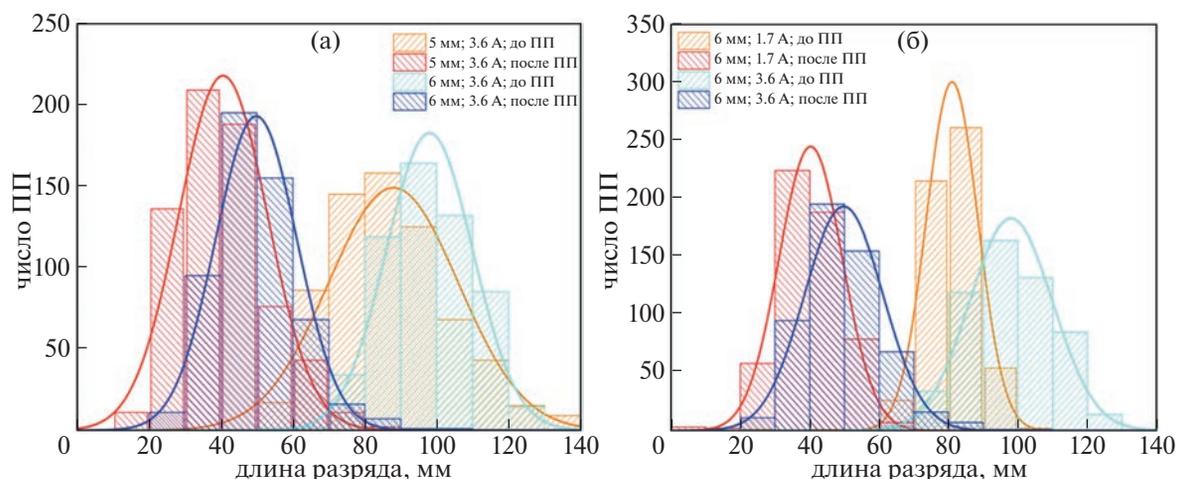


Рис. 5. Статистика длины петли разряда до и после пробоя от межэлектродного расстояния (а) и тока (б). ПП здесь и ниже — перепробой.

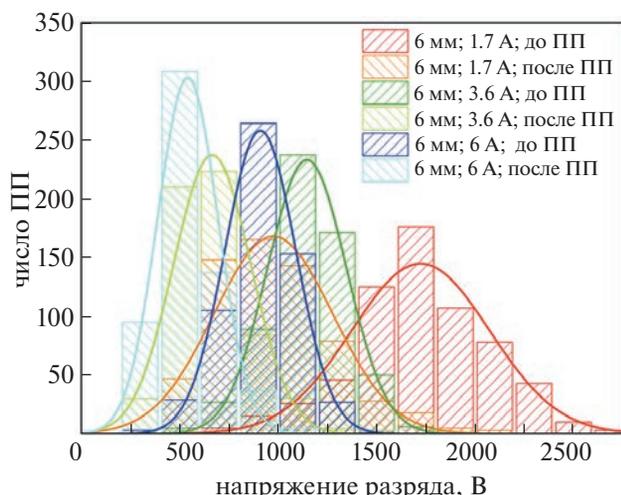


Рис. 6. Статистика разрядного напряжения до и после пробоя тока.

менении тока разряда от 1 до 6 ампер напряжение на единицу длины падает в два раза.

При рассмотрении зависимости напряжения разряда от его длины (рис. 7) можно сделать следующие выводы: при увеличении тока разряда на единицу длины разряда приходится меньшее напряжение, а при рассмотренных токах длина разряда и напряжение связаны линейной зависимостью. Однако хорошо видно, что во всех рассмотренных случаях она не проходит через точку с координатами (0, 0), и нулевая длина разряда соответствует потенциалу 100–150 В, это значение можно считать суммарной оценкой катодного и анодного падений напряжения.

Последним важным параметром, рассмотренным в данной работе, является частота пробоя разряда. Была оценена частота пробоя и ее зависимость от параметров разряда – тока и межэлектродного расстояния. Осциллограммы напряжения анализировались с помощью преобразования Фурье, из результатов этого анализа можно сделать вывод, что моменты пробоя не имеют какой-то выделенной частоты или полосы частот – частотный спектр распределен равномерно. Первоначальная гипотеза о том, что появление нового канала тока имеет некоторую ярко выраженную периодичность, не подтвердилась, в отличие от работы [9], где авторы приводят зависимость частоты пульсаций разряда от тока.

При статистическом анализе временных характеристик разряда было обнаружено (рис. 8), что типичное время между повторными пробоями имеет статистический максимум и изменяется в зависимости от тока разряда и расстояния между электродами. При расстоянии между электродами 6 мм типичное время составляет ~65 мкс для 1.7 А (15.4 кГц), ~78 мкс для 3.6 А (12.8 кГц) и

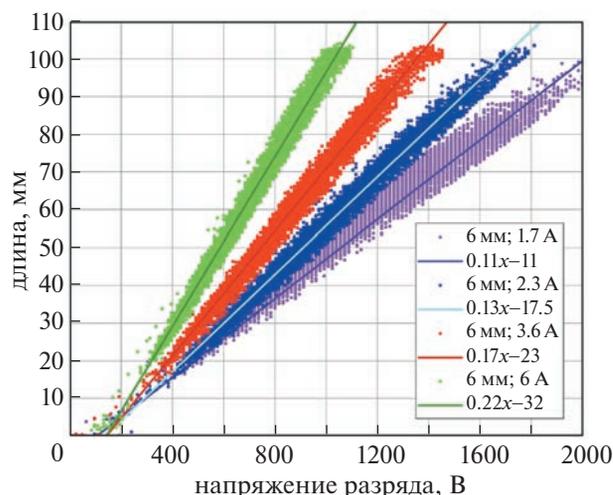


Рис. 7. Зависимость длины петли разряда от его напряжения при различных токах.

~86 мкс для 6 А (11.6 кГц), а при расстоянии между электродами 5 мм – 58 мкс для 3.6 А (17.2 кГц). Увеличение тока при фиксированном межэлектродном расстоянии приводит к снижению частоты повторного пробоя разряда – скорость перемычки в первую очередь связана со скоростью потока, увеличение тока приводит к снижению удельного напряжения, т. е. для достижения напряжения повторного пробоя требуется большая длина разряда; время перемещения перемычки увеличивается, а частота снижается. Увеличение межэлектродного расстояния при фиксированном токе означает, что для повторного пробоя требуется большее напряжение, а значит, и большая длина. Таким образом, перемычка будет двигаться дольше, а частота будет ниже.

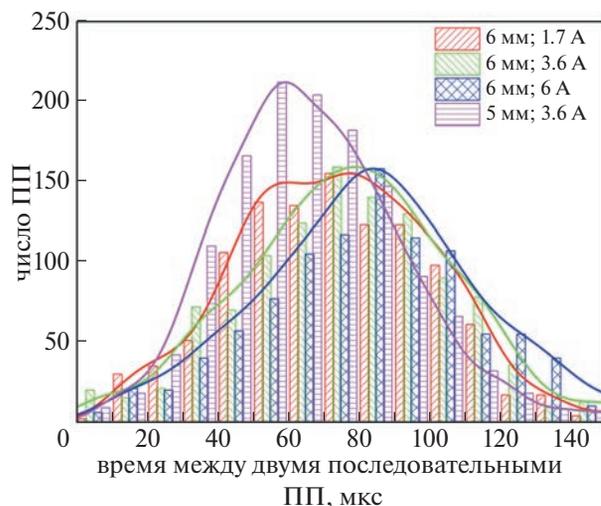


Рис. 8. Среднее время между перепробоями.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было исследовано влияние конфигурации электродов и тока разряда на его длину и напряжение, а также на динамические параметры возникновения нового токового канала. Было показано, что расстояние между электродами и ток разряда существенно влияют на параметры разряда.

Так, при фиксированном токе разряда ~ 3.6 А увеличение межэлектродного расстояния с 5 до 6 мм приводит к увеличению максимальной длины разряда на 15–20 мм, длины разряда сразу после повторного пробоя на 10 мм (т. е. повторный пробой смещается вниз от электродов) и напряжения на ~ 250 В и, соответственно, уменьшению частоты повторного пробоя с 17.2 кГц до 12.8 кГц.

При фиксированном межэлектродном расстоянии, например, 6 мм, увеличение тока разряда с 1.7 до 3.6 А приводит к уменьшению частоты повторного пробоя с 15.4 до 12.8 кГц, увеличению длины разряда на ~ 20 мм, но из-за падающей вольт-амперной характеристики максимальное напряжение на разряде уменьшается на ~ 500 В. Падение напряжения на приэлектродных слоях разряда (катодное плюс анодное падение напряжения) в рассматриваемых условиях составило 100–150 В.

Эти результаты могут быть использованы для выбора разряда с оптимальными параметрами в задачах плазменной аэродинамики и плазменно-стимулированного горения. Так, исходя из выводов работы [36] для плазменно-стимулированного горения в сверхзвуковом потоке с параметрами $M = 2$, $P_{st} = 22$ кПа, $T_0 = 300$ К, оптимальным должен быть рассмотренный в данной работе продольно-поперечный разряд с током около 3 А; такой ток обеспечивает оптимальное соотношение между вводимой энергией и концентрацией атомарного кислорода. Однако разряд должен быть достаточно длинным, чтобы вложить необходимую мощность и обеспечить более длительное взаимодействие разряда с элементарным объемом топливной смеси [14]. Таким образом, поскольку существует оптимальный ток (т. е. ток фиксирован), требуемая длина и мощность могут быть достигнуты путем увеличения межэлектродного расстояния.

Финансирование: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-79-10408.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poggie J., McLaughlin T., Leonov S. // *Aerospace-Lab J.* 2015. № 10. P. AL10-01. <https://doi.org/10.12762/2015.AL10-01>
2. Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. // *High Temperature.* 2004. V. 42.

3. Firsov A., Savelkin K.V., Yarantsev D.A., Leonov S.B. // *Philos. Trans. R. Soc. A.* 2015. V. 373. P. 2048. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0337>
4. Alferov V.I., Bushmin A.S. // *Soviet Phys. JETP.* 1963. V. 17. P. 1190.
5. Alferov V.I., Bushmin A.S., Kalachev B.V. // *Soviet Phys. JETP.* 1967. V. 24. P. 859.
6. Ershov A.P., Kalinin A.V., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. // *High Temperature.* 2004. V. 42. P. 865. <https://doi.org/10.1007/S10740-005-0029-0>
7. Bychkov V.L., Grachev L.P., Esakov I.I., Ravaev A.A., Khodataev K.V. // *Technical Phys.* 2004. V. 49. P. 833. <https://doi.org/10.1134/1.1778855>
8. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. № 3. С. 314. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. // *Plasma Phys. Rep.* 2017. V. 43. P. 373. <https://doi.org/10.1134/S1063780X17030114>
9. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. № 8. С. 661. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. // *Plasma Phys. Rep.* 2018. V. 44. P. 754. <https://doi.org/10.1134/S1063780X18080056>
10. Шибков В.М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К. // *Физика плазмы.* 2022. Т. 48. С. 657–663. = Shibkov V.M., Kornev K.N., Logunov A.A., Nesterenko Yu.K. // *Plasma Phys. Rep.* 2022. V. 48. P. 806–811. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22700258>
11. Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Dolbnya D.S., Kornev K.N. // *High Temperature.* 2020. V. 58. № 6. P. 754. <https://doi.org/10.1134/S0018151X2006019X>
12. Ershov A.P., Kamenshchikov S.A., Kolesnikov E.B., Logunov A.A., Firsov A.A., Chernikov V.A. // *Fluid Dynamics.* 2008. V. 43. P. 605. <https://doi.org/10.1134/S0015462808040133>
13. Leonov S.B., Savelkin K.V., Firsov A.A., Yarantsev D.A. // *High Temperature.* 2010. V. 48. P. 896. <https://doi.org/10.1134/S0018151X10060179>
14. Firsov A.A., Kolosov N.S. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2100. P. 012017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012017>
15. Leonov S.B., Elliott S., Carter C., Haupt A., Lax P., Ombrrello T. // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2021. V. 124. P. 110355. <https://doi.org/10.1016/J.EXPTHERMFLUSCI.2021.110355>
16. Битюрин В.А., Добровольская А.С., Бочаров А.Н., Фирсов А.А. // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 5. = Bityurin V.A., Dobrovolskaya A.S., Bocharov A.N., Firsov A.A. // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 5. <https://doi.org/10.31857/S0367292123600267>
17. Efimov A.V., Firsov A.A., Kolosov N.S., Leonov S.B. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. P. 07LT01. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/AB9C94>
18. Firsov A.A., Efimov A.V., Kolosov N.S., Moralev I.A., Leonov S.B. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2100. P. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012007>

19. *Tang M., Wu Y., Wang H.* // *Acta Astronaut.* 2022. V. 198. P. 577.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.07.010>
20. *Ma X., Fan J., Wu Y., Liu X., Xue R.* // *Phys. Fluids.* 2022. V. 34. P. 086102.
<https://doi.org/10.1063/5.0095487>
21. *Andrews P., Lax P., Leonov S.* // *Energies (Basel).* 2022. V. 15. P. 7104.
<https://doi.org/10.3390/EN15197104>
22. *Falempin F., Firsov A.A., Yarantsev D.A., Goldfeld M.A., Timofeev K., Leonov S.B.* // *Exper. Fluids.* 2015. V. 56. P. 54.
<https://doi.org/10.1007/S00348-015-1928-4>
23. *Ferrero A.* // *Aerospace.* 2020. V. 7. P. 32.
<https://doi.org/10.3390/aerospace7030032>
24. *Watanabe Y., Elliott S., Firsov A., Haupt A., Leonov S.* // *J. Phys. D Appl. Phys.* 2019. V. 52. P. 444003.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB352F>
25. *Hongyu W., Feng X., Jie L., Cheng Y., Yanguang Y.* // *Acta Astronaut.* 2021. V. 187. P. 325.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.06.049>
26. *Gong G., Li Y., Wang Y., Kuang P.* // *AIP Adv.* 2020. V. 10. P. 055212.
<https://doi.org/10.1063/1.5145235>
27. *Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkov V.M.* // *High Temperature.* 2004. V. 42. P. 171.
<https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000026147.82949.36>
28. *Moralev I., Kazanskii P., Bityurin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E., Leonov S.* // *J. Phys. D Appl. Phys.* 2020. V. 53. P. 425203.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB9D5A>
29. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Kuznetsova T.N.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2020. V. 1698. P. 012027.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1698/1/012027>
30. *Tarasov D.A., Firsov A.A.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2100. P. 012015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012015>
31. *Bourlet A., Labaune J., Tholin F., Pechereau F., Vincent-Randonnier A., Laux C.O.* // *AIAA Sci. Technol. Forum Exposition, AIAA SciTech Forum 2022.* P. 2022-0831.
<https://doi.org/10.2514/6.2022-0831>
32. *Трошкин П.С., Фирсов А.А.* // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 5. = *Troshkin R.S., Firsov A.A.* // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 5.
<https://doi.org/10.31857/S036729212360022X>
33. *Битюрин В.А., Бочаров А.Н., Добровольская А.С., Попов Н.А., Фирсов А.А.* // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 5. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Popov N.A., Firsov A.A.* // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 5.
<https://doi.org/10.31857/S0367292123600255>
34. *Haupt A., Hedlund B., Leonov S., Ombrello T., Carter C.* // *Exp. Fluids.* 2017. V. 58. P. 25.
<https://doi.org/10.1007/S00348-016-2295-5>
35. *Logunov A.A., Kornev K.N., Shibkova L.V., Shibkov V.M.* // *High Temperature.* 2021. V. 59. P. 19.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X21010119>
36. *Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A.* // *Energies (Basel).* 2022. V. 15. P. 7015.
<https://doi.org/10.3390/en15197015>

ПАРАМЕТРЫ ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА© 2023 г. Р. С. Трошкин^а, А. А. Фирсов^{а,*}^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва Россия

*e-mail: af@ijht.org

Поступила в редакцию 10.11.2022 г.

После доработки 20.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Исследованы свойства электрического разряда в сверхзвуковом потоке воздуха и проблема определения температуры контрагированного плазменного канала с радиальным распределением температуры. Рассмотрен прямой разряд длиной 30 мм вдали от стенок канала в ядре сверхзвукового потока с параметрами: число Маха $M = 2$, скорость потока $V \sim 500$ м/с, температура торможения $T_0 = 300$ К, статическое давление газа $P_{st} = 22$ кПа. Осесимметричная геометрия экспериментов в конфигурации с двумя соосными электродами, расположенными параллельно потоку, была выбрана во избежание появления части канала тока, перпендикулярной потоку, и соответствующих пульсаций разряда. Получена вольтамперная характеристика разряда, и с помощью эмиссионной спектроскопии были установлены зависимости температуры электроразрядной плазмы от электрических параметров разряда. Также с помощью метода теневой визуализации и высокоскоростной съемки была получена оценка толщины теплового конуса, размера разрядного канала и их зависимость от тока разряда.

Ключевые слова: электрический разряд постоянного тока, дуговой разряд, сверхзвуковой поток, эмиссионная спектроскопия, температура газа, параметры разрядного канала

DOI: 10.31857/S036729212360022X, **EDN:** VFGSGE

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие сверхзвукового потока с разрядом постоянного тока изучается на протяжении длительного времени, первые исследования в данном направлении были выполнены в 60-х годах [1]. Выполненные исследования взаимодействия электрических разрядов разных типов с потоком газа имеют преимущественно прикладной характер, и делятся на 1) плазменную аэродинамику и управление потоком [2, 3], и 2) плазменно-стимулированное горение [4]. К первой группе задач относятся возможности управления потоком с помощью газоразрядной плазмы. Разряд постоянного тока (включая импульсные дуги), как правило, применяется для управления сверхзвуковыми течениями. Например, в работе [5] представлены результаты экспериментального исследования влияния импульсного разряда на пограничный слой у плоской стенки в сверхзвуковом потоке при различных параметрах разряда. Также разряд такого типа может влиять на структуру течения, например, применение плазменного актуатора для управления структурой течения позволяет оптимизировать работу воздухозаборника [6, 7], обеспечивает управление положением

ударной волны [8–10], позволяет быстро менять силу/момент аэродинамического элемента, или структуру его обтекания [11–13]. Также дуговой разряд может быть использован для измерения скорости сверхзвукового потока и реагирующих смесей [14].

Вторая группа задач посвящена исследованию плазменно-стимулированного горения. Преимущества использования плазмы электрических разрядов для управления горением в потоке горючих смесей заключаются в уменьшении времени зажигания топлива или в инициировании зажигания в сложных условиях, в улучшении перемешивания топливно-воздушной смеси, а также для стабилизации фронта пламени [15–18].

Фундаментальные исследования разряда постоянного тока также проводились одновременно несколькими научными группами с целью установления параметров разряда, его динамики в движущемся газе, а также влияния разряда на скоростной воздушный поток. Были оценены микроскопические характеристики разряда, такие как температура, концентрация заряженных частиц [19, 20]. В работе [21] с помощью теневой визуализации показана структура скачков уплот-

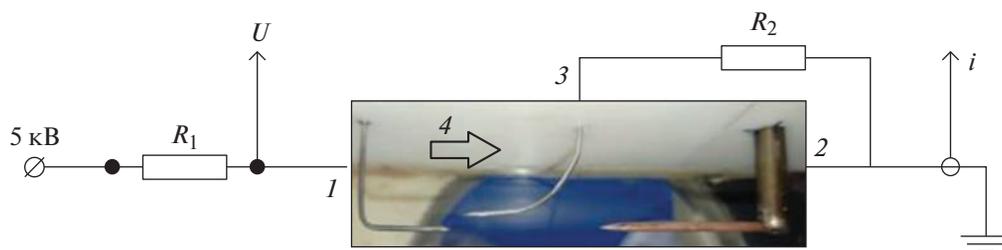


Рис. 1. Схемы электрического питания разряда, электрических измерений и геометрическая конфигурация электродов. 1 – верхний по газовому потоку электрод; 2 – нижний по потоку электрод; 3 – инициирующий электрод; 4 – газовый поток.

нения газа около разряда, и установлено его влияние на расположенное за разрядом препятствие. Позднее была выполнена высокоскоростная съемка для уточнения формы разряда [22], определено влияние скорости потока на параметры разряда [23], установлена зависимость величины тока и межэлектродного расстояния на длину разряда [24], а также с помощью численного моделирования рассмотрен процесс “перепроба” (пробой промежутка газа между элементами токового канала и формирование нового токового канала) [25]. Во всех этих работах, как правило, рассматривался продольно-поперечный разряд, однако его длина изменяется во времени, что приводит к пульсации параметров. Для фундаментального исследования такой объект не очень удобен, и ряд свойств проще установить для продольного разряда, который был рассмотрен в работе [26]. Однако геометрия электродов была достаточно громоздкой и влияла на исследуемый объект, а количество диагностических методов было ограничено.

Цели работы состояли в исследовании в сверхзвуковом газовом потоке свойств продольного электрического разряда, созданного с помощью минималистичной (с точки зрения влияния на поток) конфигурации электродов, а также в определении радиального распределения температуры в контрагированном (тонком цилиндрическом) плазменном канале.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Для получения подробного описания локальных характеристик разряда постоянного тока и течения газа вблизи разряда желательнее организовать стационарный объект с достаточно стабильными параметрами, поэтому была выбрана осесимметричная конфигурация эксперимента, препятствующая появлению поперечного по отношению к скорости потока (и сносимого потоком) участка токового канала. Постановка эксперимента была реализована в импульсной сверхзвуковой аэродинамической трубе ИАДТ-50

ОИВТ РАН. Разряд зажигался в ядре сверхзвукового потока (т.е. вдали от стенок) с параметрами – число Маха $M = 2$, скорость газового потока $V \sim 500$ м/с, температура торможения $T_0 = 300$ К, статическое давление газа $P_{st} = 22$ кПа между тонкими соосными электродами, расположенными параллельно потоку, с расстоянием между концами электродов 30 мм. Электрическое питание разряда подводилось от источника постоянного напряжения 5 кВ через балластное сопротивление, регулирующее разрядный ток в пределах 0.5–7 А. В рассматриваемой конфигурации были использованы два электрода – передний вольфрамовый электрод диаметром 1 мм и задний медный диаметром 2 мм. Также для зажигания использовался третий инициирующий электрод, который был изогнут и предназначался для начального пробоя. Таким образом разряд, который сначала зажигался в виде петли, сносился потоком, а затем достигнув нижнего по газовому потоку электрода, переходил в продольную форму. Геометрия третьего электрода выполнялась таким образом, чтобы влияние косога скачка уплотнения, падающего от электрода на область разряда, было минимальным. Такая конфигурация была признана удачной, в том числе и с точки зрения выполнения численного моделирования для последующего сравнения с экспериментом. Электрическая схема и базовая конфигурация электродов показаны на рис. 1.

В ходе экспериментов проводилась высокоскоростная съемка разряда на камеру Photron S9 с временной экспозицией 1–2 мкс. Особенности газового течения регистрировались с помощью оптической теневой системы высокого пространственного разрешения с экспозицией 100 нс, которая определялась длительностью импульса подсветки. Оптические эмиссионные спектры разряда были получены в диапазоне 287–367 нм с помощью спектрографа на основе монохроматора Oriel MS 257 (решетка 1800 штр/мм) и ПЗС-камеры Andor DU420. Сухой воздух в баке высокого давления был подготовлен с помощью коммерческого осушителя воздуха Remeza RFD 61, но не-

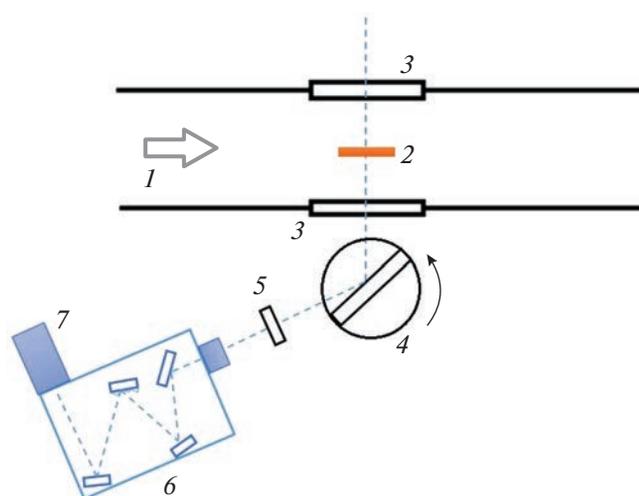


Рис. 2. Схема спектроскопических измерений. 1 – сверхзвуковой газовый поток; 2 – разряд постоянного тока; 3 – прозрачное окно; 4 – вращающееся зеркало для спектрографа; 5 – линза; 6 – монохроматор; 7 – камера для регистрации спектра.

которое количество водяного пара все же присутствовало в потоке воздуха. В спектрах видны молекулярные полосы второй положительной системы молекулярного азота, полосы молекул OH и NH , а также ряд линий элементов, появляющихся из-за эрозии электрода. Излучение второй положительной системы азота более интенсивное, чем других систем; есть часть полосы в диапазоне 310–340 нм, которая меньше перекрывается излучением от других атомов и молекул, поэтому она была использована для измерения температуры газа в разряде.

Вращательную и колебательную температуру электроразрядной плазмы определяли путем сравнения спектров второй положительной системы азота с модельными спектрами той же системы, полученные с помощью программы *Spectraig*. Температура газа приравнивалась к найденной вращательной температуре основного электронного состояния. Температура определялась по излучению тонкого сечения разряда. С помощью поворотного зеркала была определена температура в разных точках по длине разряда (3 точки на 30 мм длины). Схема спектроскопических измерений представлена на рис. 2.

Эмиссионная спектроскопия требует точной настройки оптической системы. Перед серией экспериментов была проведена калибровка спектрографа с помощью ртутной лампы с известным спектром оптического излучения. Также была выполнена горизонтальная калибровка для определения удельного угла поворота зеркала на 1 мм разряда при движении оптической оси системы вдоль разряда. Это позволило получить спектры в различных точках вдоль разряда.

3. ПОЛУЧЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

После подачи электрического питания на передний электрод происходит пробой между передним и иницирующим электродами, и разряд начинает гореть в виде петли, – такой разряд имеет поперечный участок тока по отношению к потоку. Высокоскоростной воздушный поток сносит разряд вниз по течению, это сопровождается ростом напряжения на разряде, этот момент хорошо виден на рис. 3, на котором приведена осциллограмма напряжения разряда. Когда токовый канал достигает медного электрода, происходит преклоение тока на задний электрод. После контакта петли с нижним по потоку электродом разряд становится прямолинейным, ток и напряжение разряда становятся стабильными и почти постоянными. Зажигание и стабилизация разряда показаны на рис. 4.

Теневая съемка позволяет визуализировать градиенты плотности среды (ударные волны, скачки уплотнения). В данном эксперименте наличие разряда в сверхзвуковом воздушном потоке приводит к образованию конуса с нагретым газом вокруг нити разряда и слабого конуса Маха перед разрядом. Теневое изображение поля сверхзвукового течения с разрядом представлено на рис. 5. Хорошо видно, что конус с нагретым газом несколько шире видимого канала разряда. По полученным кадрам с помощью редактора изображений в 3-х точках вдоль разряда была установлена толщина теплового конуса, возникшего вследствие теплового воздействия плазмы. Распределение диаметра теплового конуса вдоль разрядного канала при различных токах разряда показано на рис. 6а. Из графика можно сделать вывод, что диаметр теплового конуса по всей длине увеличивается с ростом тока. С помощью высокоскоростной съемки были получены изображения разряда постоянного тока. Зная масштаб кадра с помощью редактора изображений строилось радиальное распределение интенсивности светимости (см. рис. 7а). Толщина токового канала была определена на высоте 5% интенсивности в 3 точках вдоль разряда. На рис. 6б показана зависимость диаметра токового канала от тока разряда в точке 15 мм от переднего электрода. Из графика видно, что с увеличением тока диаметр канала увеличивается.

Важно отметить, что полученная в результате экспериментов вольт-амперная характеристика разряда находится в хорошем количественном согласии с результатами численного моделирования [27], проведенного двумя способами (пакеты *FlowVision* [28] и *Plasmaero* [29–31]), как показано на рис. 8. Профили тока, полученные при моделировании, хорошо согласуются с диаметром канала, определенным экспериментально: в опыте

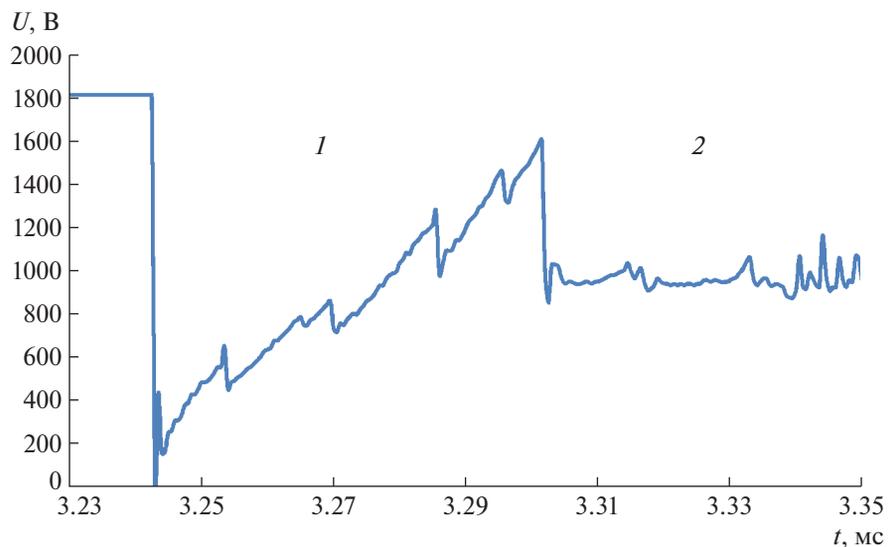


Рис. 3. Оциллограмма напряжения разряда. 1 – продольно-поперечный режим; 2 – продольный режим (стабильное напряжение).

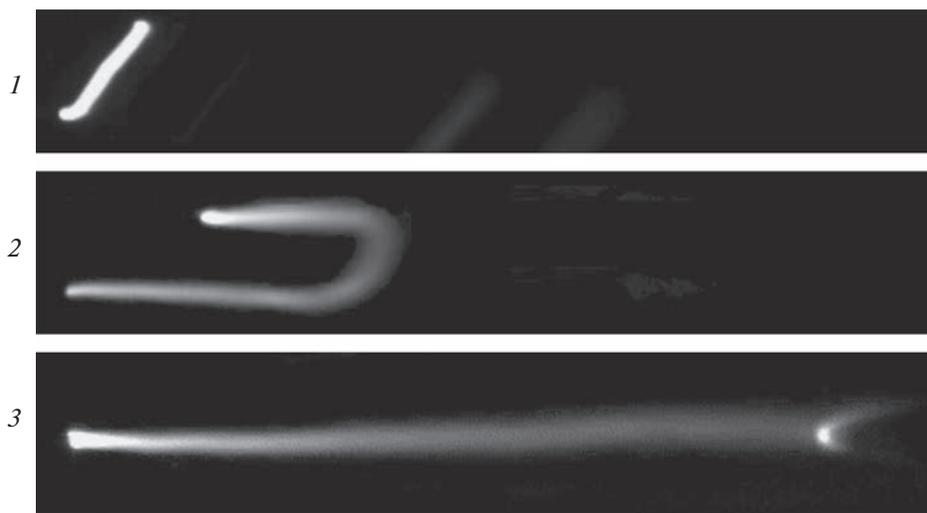


Рис. 4. Изображения разрядного канала в сверхзвуковом газовом потоке: 1–2 запуск и 3 – стабильная работа.

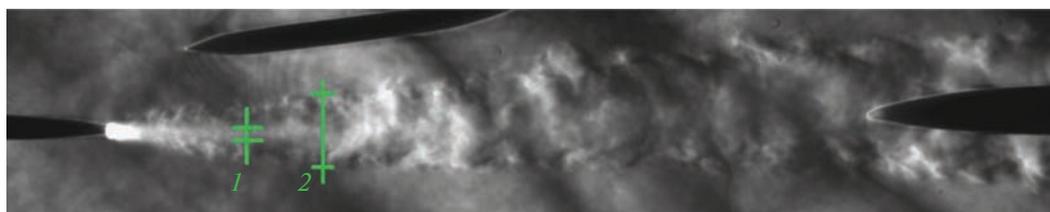


Рис. 5. Типичное теневое изображение поля сверхзвукового потока с разрядом. 1 – разрядный канал; 2 – тепловой конус.

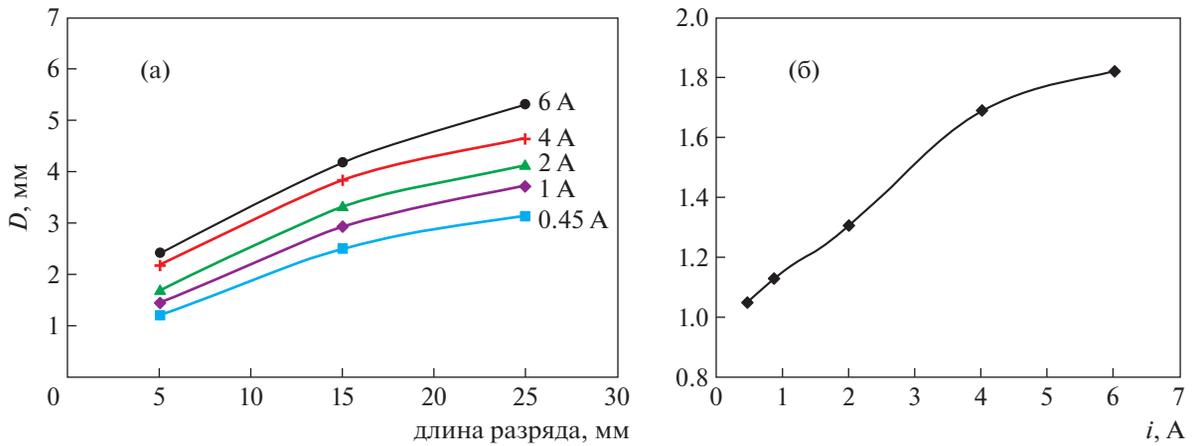


Рис. 6. Толщина теплового конуса вдоль разряда при различных токах (а) и зависимость толщины токового канала от тока разряда в точке 15 мм (б).

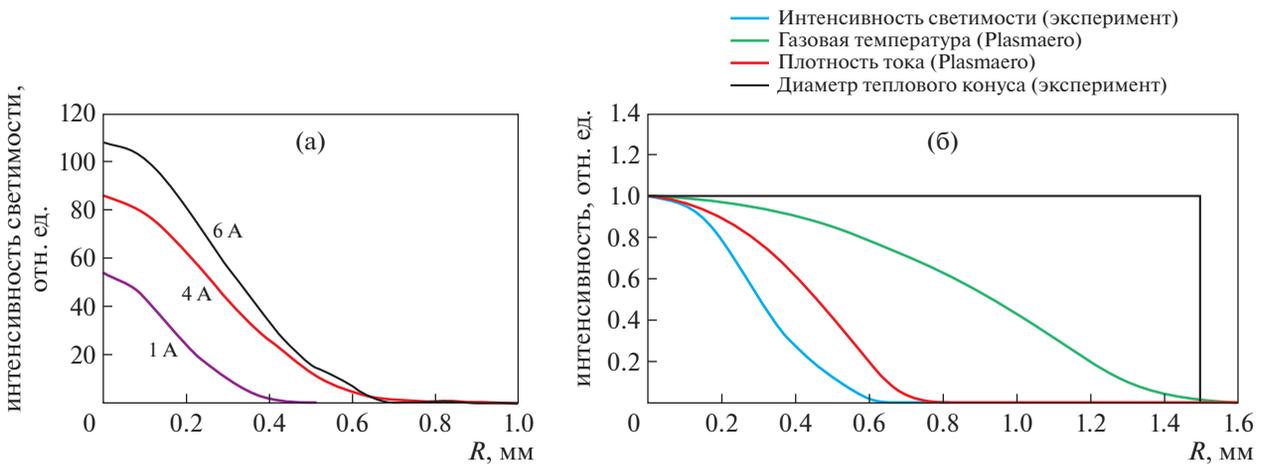


Рис. 7. Профиль интенсивности светимости токового канала на расстоянии 15 мм от переднего электрода для различных токов (а) и радиальные профили температуры, плотности тока и интенсивности светимости токового канала для тока 1 А (б).

при электрическом токе 1 А диаметр на высоте 5% от максимальной интенсивности свечения равен 1.2 мм, а при токе 6 А – 1.8 мм. Сравнение профилей светимости и плотности тока для 1 А представлены на рис. 7б. Диаметр теплового конуса составлял от 3 до 5.5 мм на расстоянии 25 мм от входного электрода при изменении тока, что также хорошо согласуется с данными моделирования. Полученный результат позволяет сделать вывод об удовлетворительном согласии данных эксперимента с результатами моделирования и провести дальнейшее сравнение и анализ полученных данных.

Измерение температуры плазмы электрического разряда в сверхзвуковом потоке является

технически сложной задачей. С помощью метода эмиссионной спектроскопии удалось получить спектры оптического излучения в трех точках вдоль разряда. Затем с помощью программы Spresig строились модельные спектры второй положительной системы азота $N_2(2+)$ с известной вращательной и колебательной температурой. Экспериментальные спектры сравнивались с полученными модельными спектрами, и далее методом наилучшего совпадения подбиралась температура разряда, как показано на рис. 9а. Таким методом была получена температура для каждого значения тока в трех точках вдоль разряда – 5, 15 и 25 мм. Из полученных данных следует: вдоль разряда в направлении потока температура не-

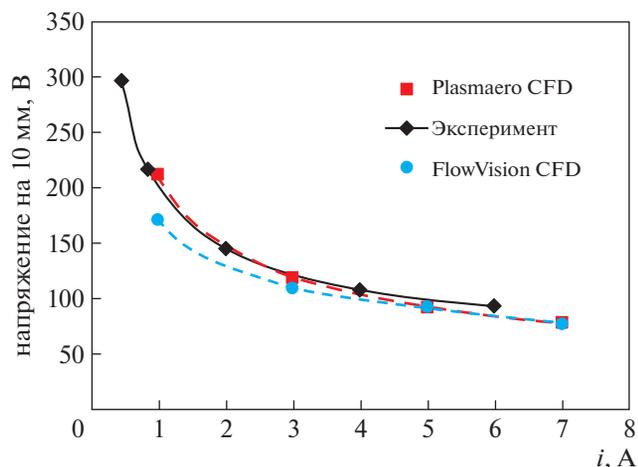


Рис. 8. Вольтамперная характеристика в сравнении с результатами моделирования, полученными в работе [27].

сколько снижается, как показано на рис. 10; с увеличением тока разряда температура медленно увеличивается, и таким образом получена оценка температуры в разряде, которая составила 4000–7000 К в зависимости от тока разряда. Полученные качественные оценки соответствуют оценкам, полученным в работе [32]. Умеренный рост температуры разряда в данном случае обусловлен диссоциацией молекулярного азота (которая имеет место в диапазоне 5000–9000 К), что существенно увеличивает эффективную теплоемкость воздуха. При максимальном разрядном токе 6 А при использовании вольфрамового электрода вблизи него на исследуемом участке спектра все же видны линии металлов, но, несмотря на это, удалось обработать полученные спектры. Формализация метода сравнения экспериментального спектра с модельным может быть выполнена следующим образом. Суть метода заключается в по-

строении модельных спектров для различных температур с небольшим температурным шагом (~50 К) и последовательном вычитании модельных спектров из экспериментального спектра. Затем разница между экспериментальным и модельным спектрами усредняется. Искомая температура – это температура, при которой модельный спектр меньше всего отклоняется от экспериментального. Ошибка при определении температуры этим методом составляет ± 100 К, а относительная погрешность около 2%.

Сравнение полученных экспериментальных зависимостей температуры от тока с результатами моделирования, проведенного в [27], показано на рис. 9б для точки, удаленной от электрода на 15 мм (сравниваются максимальная температура в сечении из данных моделирования с значением температуры, полученной экспериментально). Эти величины температуры имеют существенную количественную разницу. Предполагается, что отличие температуры, полученной в результате моделирования в коде Plasmaero от эксперимента связано с тем, что экспериментальный спектр является интегральным (усредненным) вдоль линии наблюдения, а в качестве результата моделирования используется максимальная локальная температура для данного участка.

Зная распределение температуры газа T_g и распределение приведенного электрического поля E/N по радиусу в разряде из результатов моделирования разряда в Plasmaero [27] (см. рис. 11), можно получить интегральный синтетический спектр для данных из моделирования. Распределение температуры электронов по радиусу было получено из распределения E/N на основе зависимости $T_e(E/N)$ из работы [33], полученной с помощью программы решения уравнения Больцмана BOLSIG+. Можно получить интегральный спектр, по своей сути аналогичный получаемому в эксперименте, следующим образом: в програм-

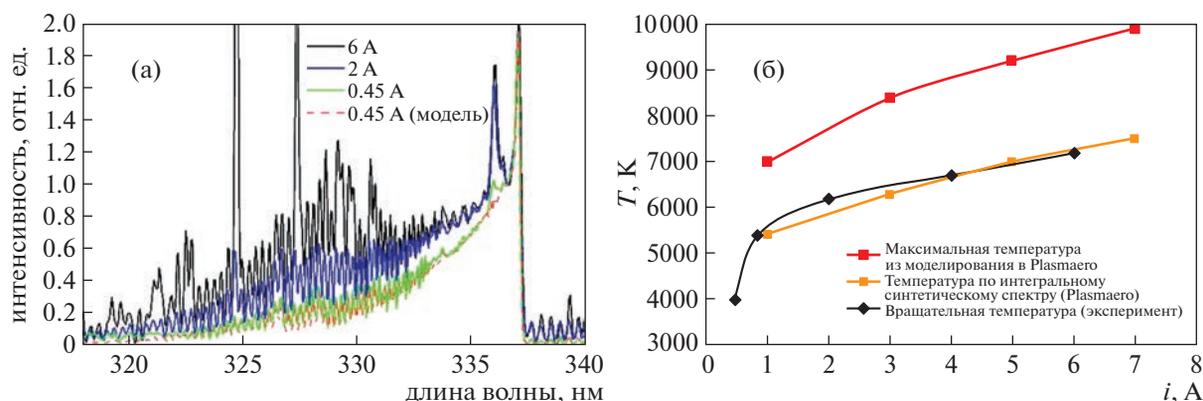


Рис. 9. Типичные спектры разряда при различном токе (а) и сравнение экспериментальных зависимостей температуры от величины тока разряда с результатами, полученными с помощью CFD-метода (б).

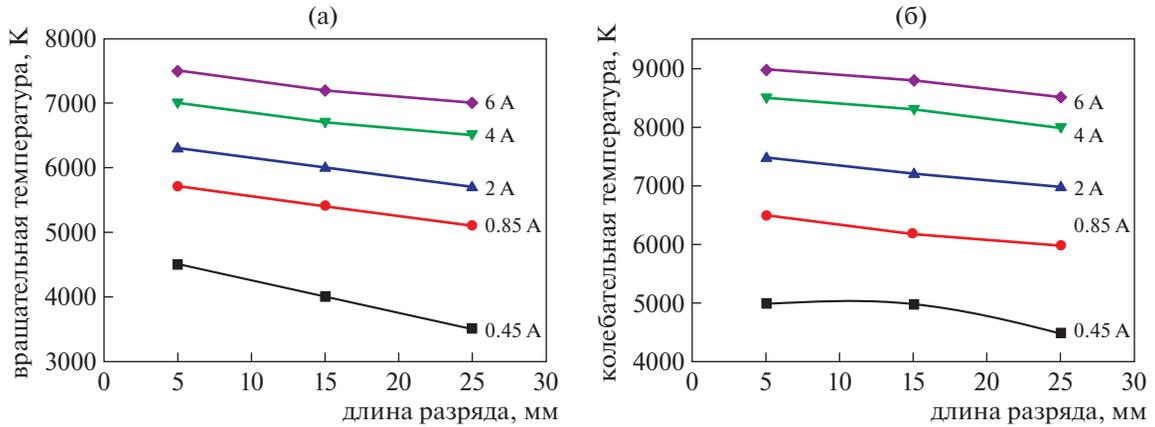


Рис. 10. Вращательная (а) и колебательная (б) температура плазмы вдоль разряда при различном токе разряда.

ме Spesair для каждой точки радиального распределения с шагом 0.1 мм при известных газовой температуре T_g и температуре электронов T_e в разрядной плазме строится спектр, как показано на рис. 12, после чего все полученные спектры складываются. Для полученного интегрального спектра выбирается ближайший модельный спектр, как показано на рис. 13, для определения “эффективной” (или средней) температуры. Например, при токе 5 А с максимальной температурой 9200 К модельный интегральный спектр, построенный с учетом радиальных распределений из моделирования в Plasmaego, будет соответствовать температуре 7000 К, что хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 9б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований экспериментально были получены характеристики продольного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха. Получена ВАХ разряда, которая хорошо согласуется с результатами моделирования. С помощью эмиссионной спектроскопии была определена температура электроразрядной плазмы. Температура плазмы была получена в 3-х точках вдоль разрядной нити при различном токе разряда. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы: температура разряда падает вдоль разряда; с увеличением тока разряда температура растет медленно из-за процесса диссоциации молекул азота; получена оценка температуры в разряде, которая составила 4000–7000 К в зависимости от тока разряда. Также было проведено сравнение полученной зависимости температуры от тока с результатами численного моделирования в CFD пакете Plasmaego. Показано, что при учете радиального распределения температуры, экспериментальные данные имеют хорошее численное совпадение с результатами моделирования.

Таким образом, измеряемая в эксперименте с помощью эмиссионной спектроскопии температура плазмы контрагированного разрядного канала является усредненной по радиусу, а максимальная температура примерно в 1.3 раза больше. С помощью высокоскоростной съемки и обработки полученных данных было установлено, что толщина токового канала увеличивается с ростом тока разряда, количественная оценка толщины токового канала в зависимости от тока составила 1.2–1.8 мм. По результатам обработки теневой визуализации разряда в потоке было получено, что тепловой конус увеличивается вдоль разряда, получена количественная оценка толщины теплового конуса, которая составила от 3 до 5.5 мм в

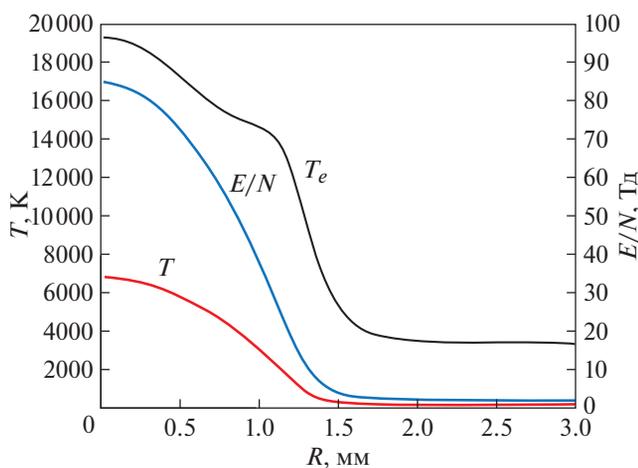


Рис. 11. Радиальные профили приведенного электрического поля E/N , температуры газа T_g и температуры электронов T_e на расстоянии 15 мм от переднего электрода при токе 1 А, полученные с помощью кода Plasmaego [27].

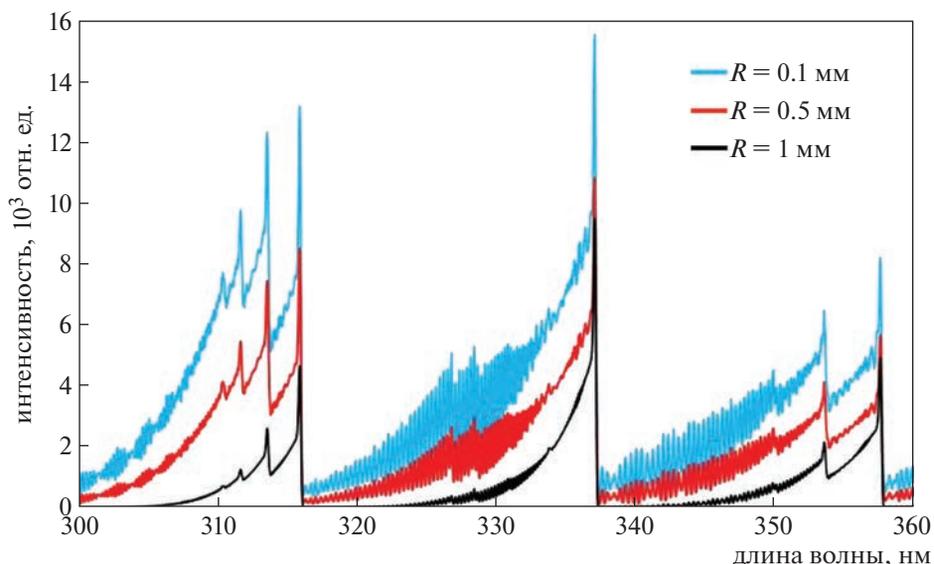


Рис. 12. Спектры оптического излучения в нескольких точках вдоль радиуса разрядного канала при токе 1 А.

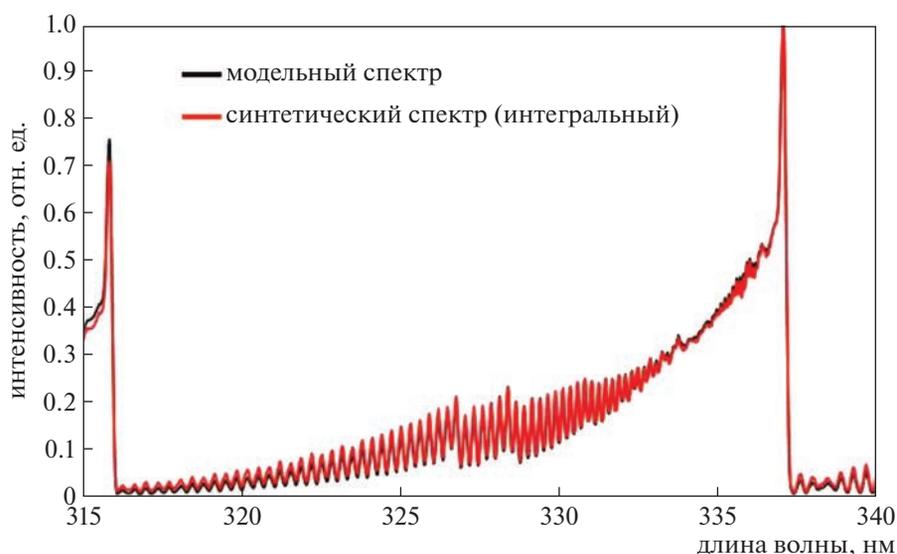


Рис. 13. Сравнение синтетического спектра, созданного с учетом распределения температуры по радиусу для температуры плазмы на оси 7000 К (разрядный ток 1 А), с модельным спектром для температуры 5200 К. Спектры нормированы на кант 337 нм.

точке 25 мм от переднего электрода при изменении тока. Полученные значения толщин токового канала и теплового конуса количественно хорошо совпадают с результатами численного моделирования.

Авторы благодарят ведущего инженера К.В. Савелкина за помощь в подготовке и проведении экспериментов. Данная работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-79-10408.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alferov V.I., Bushmin A.S.* // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. P. 1190.
2. *Caruana D.* // Plasma Phys Control Fusion. 2010. V. 52. P. 124045. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/12/124045>
3. *Poggie J., McLaughlin T., Leonov S.* // Aerospace-Lab Journal AL10. 2015. <https://doi.org/10.12762/2015.AL10-01>

4. *Leonov S.* // *Energies* (Basel). 2018. V. 11. P. 1733.
<https://doi.org/10.3390/en11071733>
5. *Yatskih A.A., Semenov A.N., Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Semionov N.V.* // *Siberian Journal of Physics*. 2017. V. 12. P. 41.
<https://doi.org/10.25205/2541-9447-2017-12-3-41-48>
6. *Falempin F., Firsov A.A., Yarantsev D.A., Goldfeld M.A., Timofeev K., Leonov S.B.* // *Exp Fluids*. 2015. V. 56. P. 54.
<https://doi.org/10.1007/s00348-015-1928-4>
7. *Ferrero A.* // *Aerospace*. 2020. V. 7. P. 32.
<https://doi.org/10.3390/aerospace7030032>
8. *Andrews P., Lax P., Leonov S.* // *Energies* (Basel). 2022. V. 15. P. 7104.
<https://doi.org/10.3390/EN1519714>
9. *Ma X., Fan J., Wu Y., Liu, Xue R.* // *Physics of Fluids*. 2022. V. 34. P. 086102.
<https://doi.org/10.1063/5.0095487>
10. *Tang M., Wu Y., Wang H.* // *Acta Astronaut.* 2022. V. 198. P. 577.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.07.010>
11. *Watanabe Y., Elliott S., Firsov A., Haupt A., Leonov S.* // *J. Phys D Appl Phys*. 2019. V. 52. P. 444003.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB352F>
12. *Hongyu W., Feng X., Jie L., Cheng Y., Yanguang Y.* // *Acta Astronaut.* 2021. V. 187. P. 325.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.06.049>
13. *Gong G., Li Y., Wang Y., Kuang P.* // *AIP Adv.* 2020. V. 10. P. 055212.
<https://doi.org/10.1063/1.5145235>
14. *Ershov A.P., Kamenshchikov S.A., Kolesnikov E.B., Logunov A.A., Firsov A.A., Chernikov V.A.* // *Fluid Dynamics*. 2008. V. 43. P. 605.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040133>
15. *Feng R., Sun M., Wang H., Huang Y., Tian Y., Wang C., Liu X., Zhu J., Wang Z.* // *Aerosp Sci Technol*. 2022. V. 121. P. 107381.
<https://doi.org/10.1016/J.AST.2022.107381>
16. *Leonov S.B., Elliott S., Carter C., Haupt A., Lax P., Ombrello T.* // *Exp Therm Fluid Sci*. 2021. V. 124. P. 110355.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2021.110355>
17. *Firsov A.A., Kolosov N.S.* // *J Phys Conf Ser*. 2021. V. 2100.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012017>
18. *Leonov S.B., Savelkin K.V., Firsov A.A., Yarantsev D.A.* // *High Temperature*. 2010. V. 48. P. 896.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X10060179>
19. *Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A.* // *High Temperature*. 2004. V. 42. P. 667.
<https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000046519.53287.47>
20. *Ershov A.P., Kalinin A.V., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A.* // *High Temperature*. 2004. V. 42. P. 865.
<https://doi.org/10.1007/S10740-005-0029-0>
21. *Leonov S.B., Yarantsev D.A.* // *Fluid Dynamics*. 2008. V. 43. P. 945.
<https://doi.org/10.1134/S001546280806015X>
22. *Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A.* // *Plasma Physics Reports*. 2017. V. 43. P. 373.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X17030114>
23. *Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A.* // *Plasma Physics Reports*. 2018. V. 44. P. 754.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X18080056>
24. *Perevoshchikov E.E., Firsov A.A.* // *Plasma Physics Reports*. 2023. V. 49. № 5. P. 634.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22601894>
25. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Popov N.A., Firsov A.A.* // *Plasma Physics Reports*. 2023. V. 49. № 5. P. 575.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22601869>
26. *Bychkov V.L., Grachev L.P., Esakov I.I., Ravaev A.A., Khodataev K.V.* // *Technical Physics* 2004. V. 49. № 7. P. 833.
<https://doi.org/10.1134/1.1778855>
27. *Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A.* // *Energies* (Basel). 2022. V. 15. P. 7015.
<https://doi.org/10.3390/en15197015>
28. *Aksenov A.A.* // *Computer Research and Modeling*. 2017. V. 9. P. 5.
<https://doi.org/10.20537/2076-7633-2017-9-5-20>
29. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // *Fluid Dynamics* 2006. V. 41. № 5. V. 41. P. 843.
<https://doi.org/10.1007/S10697-006-0100-5>
30. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* // *Fluid Dynamics*. 2008. 43:4. V. 43. P. 642.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040170>
31. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* // *J. Phys. D Appl. Phys*. 2019. V. 52. P. 354001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB2181>
32. *Шибков В.М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К.* // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 7. *Shibkov V.M., Kornev K.N., Logunov A.A., Nesterenko Yu.K.* // *Plasma Physics Reports*. 2022. V. 48. P. 798.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22700246>
33. *Pusateri E.N., Morris H.E., Nelson E.M., Ji W.* // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2015. V. 120. P. 7300.
<https://doi.org/10.1002/2015JD023100>

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

КОЛЕБАНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ
С ТЕРМОКАТОДОМ© 2023 г. М. А. Валинуров^{a,b,*}, А. В. Гавриков^a, Г. Д. Лизякин^a,
А. П. Ойлер^{a,b}, Р. А. Тимирханов^a^a Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*e-mail: valinurov.ma@phystech.edu

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Одним из перспективных применений низкотемпературной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях является плазменная сепарация. Для ее реализации необходимо создать замагниченную плазму с заданным пространственным распределением электрического потенциала. Распределение потенциала плазмы определяет траектории частиц в процессе сепарации. Одной из трудностей, стоящих на пути создания эффективного плазменного сепаратора, являются колебания потенциала, возникающие в результате развития различного рода неустойчивостей. В настоящей работе исследуются флуктуации потенциала плазмы в отражательном разряде с термоэмиссионным катодом. Представлен анализ частот колебаний потенциала плазмы для магнитных полей в диапазоне 1–1.4 кГс. Приведены измерения радиальных профилей среднеквадратичного отклонения потенциала плазмы.

Ключевые слова: колебания потенциала плазмы, отражательный разряд, плавающий зонд

DOI: 10.31857/S0367292123600243, EDN: VFQDNJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В наши дни достаточно популярным направлением исследований является низкотемпературная плазма в скрещенных электрическом и магнитном полях, так как она имеет множество технических приложений [1]. Одним из таких приложений может быть разделение химических веществ по массе в плазме, также называемое плазменной масс-сепарацией. Некоторые подходы к разделению смесей используют конфигурации скрещенных полей $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ [2]. В то же время такая плазма подвержена большому количеству различных неустойчивостей [3], которые создают возмущения в потенциале плазмы, например, неустойчивость Саймона–Хоха [4, 5] приводит к образованию крупномасштабных азимутальных структур [6, 7].

При масс-сепарации колебания потенциала плазмы существенны, поскольку они влияют на траектории заряженных частиц и могут привести к ухудшению качества разделения [8]. В схеме разделения, предложенной в статье [9] и реализованной на масс-сепараторе LaPlaS [10], в одном объеме одновременно работают два источника плазмы. Первый источник небольшой и создает плазму из веществ, которые в дальнейшем будут

разделяться. Второй источник создает так называемую буферную плазму. Эта плазма занимает весь объем сепаратора. Буферная плазма необходима для формирования радиального электрического поля, увлекающего за собой ионы сепарируемых химических веществ. Одним из возможных вариантов создания буферной плазмы является отражательный разряд, также называемый разрядом Пеннинга [11]. Работы [12–14] посвящены исследованию колебаний потенциала плазмы в таком разряде. Важным параметром, отличающим настоящее исследование, является замагниченность ионов и наличие источника термоэлектронной эмиссии на оси разряда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проводятся в цилиндрической вакуумной камере длиной 220 см и диаметром 86 см при наличии аксиального магнитного поля $1.0 < B < 1.4$ кГс (рис. 1а). На каждом торце установки имеется электродная система, включающая кольцевые электроды. Ширина каждого кольца 5 см. Три внутренних электрода замкнуты между собой, внешний радиус третьего электрода равен 15 см. Четвертый и пятый электроды нахо-

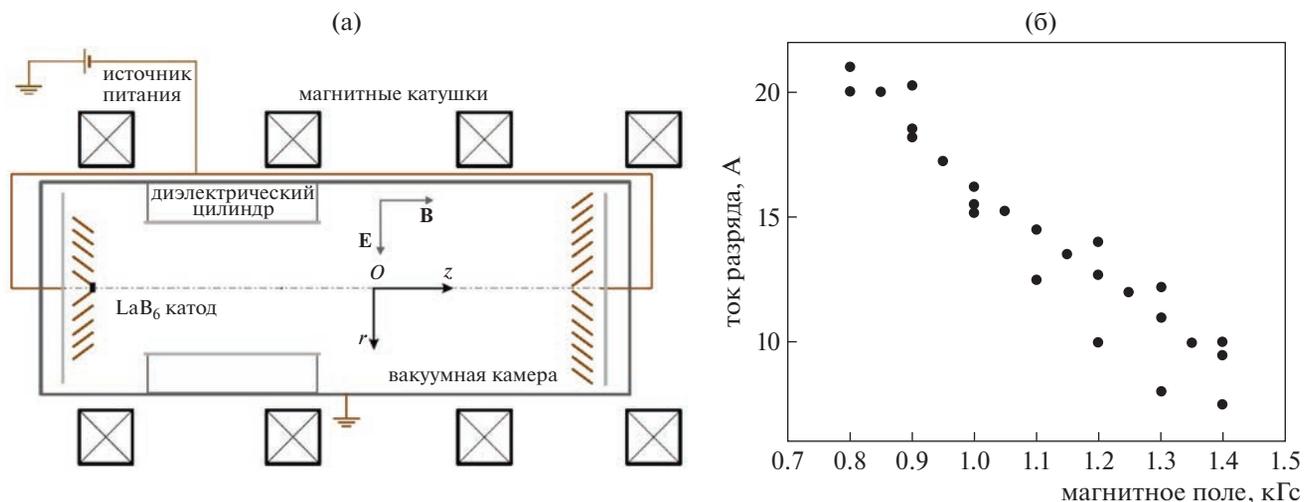


Рис. 1. Экспериментальная установка (а) и зависимость тока разряда от магнитного поля (б).

дятся под плавающим потенциалом, заземленный ограничитель расположен на координате 25 см. В центре внутреннего электрода на одном из концов расположен термоэмиссионный катод из LaB_6 . На электродах поддерживается постоянное напряжение -550 В.

Вместе с заземленной цилиндрической поверхностью вакуумной камеры такое расположение электродов формирует геометрию отражательного разряда. Плазмообразующим газом в эксперименте служит аргон при давлении 0.3 мТорр с возможными примесями ионов Fe, которые появляются вследствие эрозии электрода. На рис. 1б представлена зависимость тока разряда от магнитного поля. Ток разряда измеряется амперметром, установленным на блоке питания. Как видно, с увеличением магнитного поля разрядный ток уменьшается. Это происходит из-за того, что увеличение магнитного поля означает увеличение параметра Холла, что приводит к ослаблению электронного и ионного поперечного транспорта.

Измерения колебаний потенциала проводятся с помощью холодного плавающего зонда. Суть метода заключается в измерении наведенного потенциала на изолированном проводнике, имеющем непосредственный контакт с плазмой в данной точке пространства. Для передачи сигнала от измерительной части зонда к осциллографу используется коаксиальный кабель с целью уменьшения потерь передаваемого сигнала. Сигнал регистрируется с помощью осциллографа Picoscope с возможностью записи до 10^9 измерений в секунду. Для измерения потенциала плазмы используется эмиссионный плавающий зонд [15]. Головка зонда выполнена в виде петли, диаметр проволоки 0.1 мм, ток накала 1.8 А, падение напряжения

на петле 7 В. Выбор тока накала производится на основании предварительной калибровки: при последовательном увеличении тока определяется значение, при котором измеряемый потенциал перестает расти [16]. Вся схема нагрева эмиссионного плавающего зонда гальванически изолирована от потенциала земли. Зонд располагается в 10 см от центральной плоскости установки и проводит измерения вдоль радиальной оси. Основной вклад в погрешность измерения плавающего потенциала вносит осциллограф, ошибка не превышает 1% .

3. ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ ПОТЕНЦИАЛА

На рис. 2а показан пример зависимости плавающего потенциала от времени. Для дальнейшей работы с данными использовался анализ Фурье, сигнал усреднялся методом скользящего среднего с шириной окна 750 Гц. Пример обработанного сигнала показан на рисунке 2б. Большая часть спектра приходится на область низких частот $f < 20$ кГц. В ней же присутствуют $1-2$ спектральных максимума, превышающих среднее значение в данной области приблизительно в 1.5 раза, остальные частоты представлены на уровне шума. При изменении магнитного поля в диапазоне $1.0 < B < 1.4$ кГс и радиальной координаты в интервале $5 < r < 20$ см доминирующая частота колебаний не выходит за пределы $9-20$ кГц.

Анализ частотной зависимости спектральных максимумов от магнитного поля показал, что экспериментальные данные нельзя интерпретировать однозначно, так как наблюдаемые в спектрах частотные максимумы имеют ширину сопоставимую с шириной самого спектра. В связи с этим были выдвинуты две гипотезы. Первая ги-

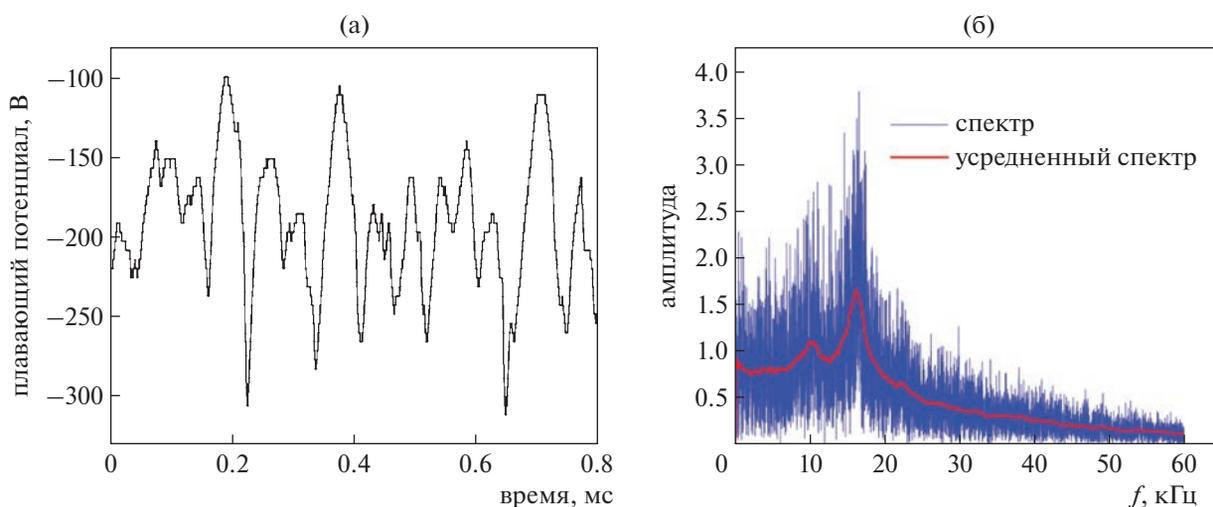


Рис. 2. Пример необработанного сигнала (а), спектр Фурье того же сигнала (б). Магнитное поле $B = 0.9$ кГц, $r = 10$ см.

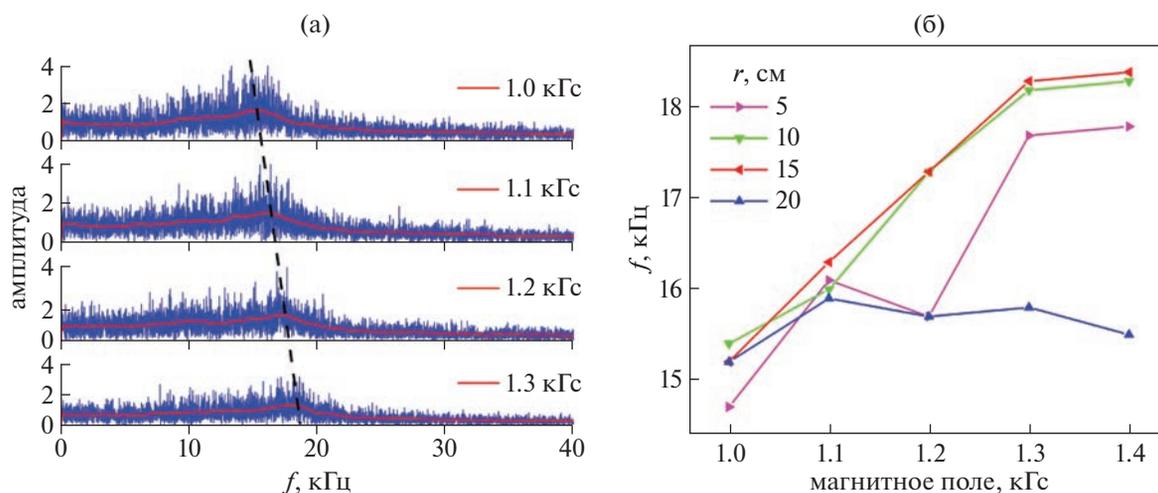


Рис. 3. Пример плавного смещения спектрального максимума в сторону увеличения частоты при увеличении магнитного поля по координате $r = 10$ см (а), зависимость доминирующей частоты от величины магнитного поля по различным координатам (б).

потеза заключается в том, что наибольший максимум по амплитуде с ростом магнитного поля непрерывно смещается в сторону более высоких частот; пример такого сдвига показан на рис. 3а. На рис. 3б показана зависимость частоты спектрального максимума от магнитного поля по различным координатам. Из рисунка видно, что частоты максимумов на координатах 10 и 15 см с удовлетворительной точностью совпадают, а на координатах 5 и 20 см, т.е. вблизи оси вращения и на краю разряда, существенно различаются. На координате 20 см смещения пика колебаний при увеличении магнитного поля не наблюдается, что может быть связано с некоторыми краевыми эффектами.

Физическая природа наблюдаемого явления на данный момент не раскрыта. Поэтому связь между измеряемой частотой и магнитным полем до сих пор изучалась экспериментально. В то же время следует отметить, что с ростом магнитного поля увеличивается ионно-циклотронная частота, что, по-видимому, также может влиять на частоту наблюдаемых колебаний.

Вторая гипотеза состоит в том, что существует дискретный набор частот, на которых возбуждаются колебания потенциала плазмы, а изменение магнитного поля изменяет амплитуду каждого из выделенных пиков. Если ширина частотного максимума достаточно велика, то соседние максимумы (первичные) перекрывают друг друга, и

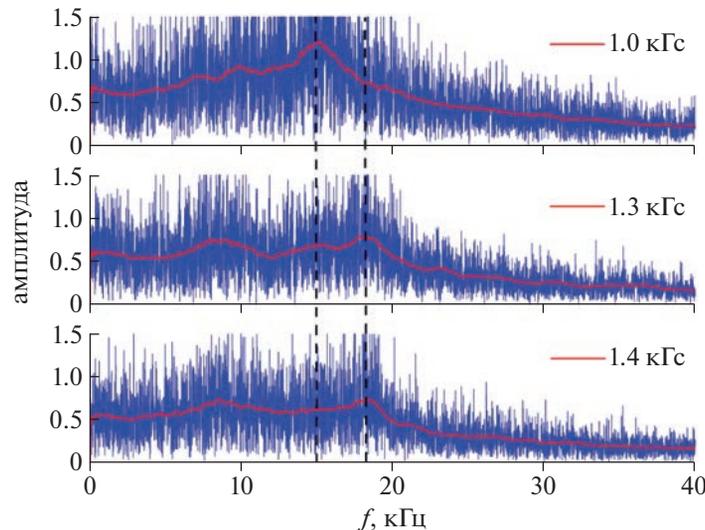


Рис. 4. Пример дискретного смещения максимума спектра колебаний при $r = 15$ см.

их суммирование может дать один большой максимум (вторичный). При изменении амплитуд первичных максимумов изменится и общий вид спектра. Среди прочего, это может привести к тому, что один из вторичных максимумов будет плавно смещаться. На рис. 4 представлен набор спектров Фурье, из которых видно, что имеются два пика на частотах 15 и 18.3 кГц. Амплитуда первого падает с увеличением магнитного поля, а амплитуда второго растет. Таким образом, если бы мы исключили из рассмотрения спектр при магнитном поле 1.3 кГс, то мы бы увидели сдвиг частотного максимума от 15 до 18.3 кГц, т.е. сдвиг максимума спектра в сторону высоких частот, что также укладывается в рамки описания, предложенного в первой гипотезе.

Положение спектральных максимумов не зависит от координаты. Описанное ранее перераспределение амплитуд нескольких пиков имеет место, но сдвига по частоте не наблюдается. На рис. 5 представлены фурье-спектры колебаний потенциала на различных радиальных координатах при фиксированном магнитном поле. Из приведенного рисунка видно, что из-за непропорционального увеличения спектральной амплитуды максимумов на частотах 9.5 и 16.5 кГц эти максимумы сливаются на координате 5 см.

Рассмотрим связь характерных частот физических процессов в рассматриваемой системе с частотами наблюдаемых колебаний. Некоторые характерные частоты приведены в табл. 1. Величины большинства из них больше наблюдаемых в эксперименте. Рассмотрим подробнее те из них, которые имеют значение близкое к 10–20 кГц. Одной из таких частот является ионно-циклотронная частота.

В таблице приведены значения для аргона и железа. Аргон является плазмообразующим газом, а ионы железа могут появляться в разряде в результате эрозии. Ионно-циклотронная частота равна 23 кГц только при наименьшем магнитном поле, а затем возрастает, значит, она не может объяснять возникновение колебаний потенциала.

Если циклотронное вращение заряженной частицы много меньше размера системы, то заряженная частица находится в скрещенных электрическом и магнитном полях и дрейфует в направлении, перпендикулярном обоим полям. В рассматриваемой системе магнитное поле направлено по аксиальной оси, а электрическое по-

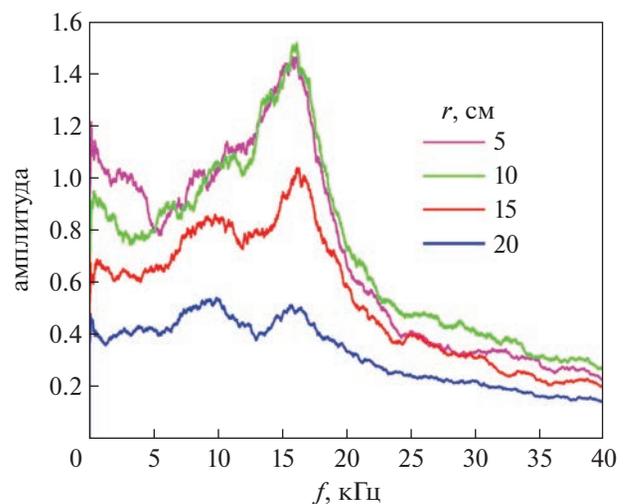


Рис. 5. Сглаженные спектры Фурье по разным координатам при магнитном поле 1.1 кГс.

Таблица 1. Характерные частоты и соответствующие им значения. В формулах B – магнитное поле, E – напряженность электрического поля, а E_r – его радиальная проекция, e – элементарный электрический заряд, m_e – масса электрона, m_{Ar} и m_{Fe} – массы ионов аргона и железа, n_e и n_i – концентрации электронов и ионов, L_p – шкала градиента электронного давления, k – волновое число

Характерная частота	Формула	Значение
Плазменная частота	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$	3 ГГц
Электронная циклотронная частота	$\frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e}$	2–3 ГГц
Ионная плазменная частота	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_i e^2}{m_{Ar}}}$	2 МГц
Спицевая частота [7, 14]	$\frac{1}{2\pi} k \sqrt{\frac{e E_r L_p }{m_{Ar}}}$	30–150 кГц
Ионная циклотронная частота для Ar	$\frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_{Ar}}$	32–48 кГц
Ионная циклотронная частота для Fe	$\frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_{Fe}}$	23–34 кГц
Дрейфовая частота	$\frac{1}{2\pi} \frac{E}{Br}$	10–34 кГц

ле по радиусу. Значит, плазма вращается по азимуту с дрейфовой частотой.

На рис. 6 представлена зависимость частоты дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях от радиальной координаты при различных значениях магнитного поля. При этом следу-

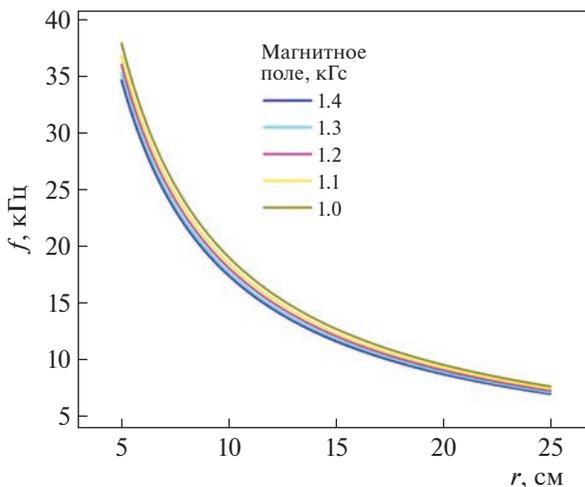


Рис. 6. Дрейфовая частота при различных значениях r и B .

ет иметь в виду, что каждому значению магнитного поля соответствует свое значение электрического поля, полученное в эксперименте. Так, при магнитном поле 1.4 кГс электрическое поле равно 15.4 В/см, а при 1.2 кГс – 13.7 В/см. Значения электрического поля были получены путем взятия производной сглаженного профиля потенциала плазмы, измеренного с помощью эмиссионного плавающего зонда. Погрешность измерения составляет около 3%. Дрейфовая частота, в отличие от ионно-циклотронной, может в данных условиях принимать значения ниже 20 кГц. Но несмотря на то, что она по порядку величины совпадает с наблюдаемыми значениями, как видно из рис. 6, с увеличением координаты ее величина уменьшается, в то время как по экспериментальным данным частота не зависит от координаты. Это показывает, что частота дрейфа также не подходит для объяснения наблюдаемого явления.

4. АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ

На рис. 7а показан радиальный профиль потенциала плазмы в магнитном поле 1.4 кГс. Этот профиль с хорошей точностью может быть аппроксимирован линейной зависимостью. На рис. 7б и 7в показаны радиальные профили абсолютного (σ_{abs}) и относительного (σ_{rel}) стандартных отклонений потенциала. Используя данные рис. 7а и б, зависимость стандартного отклонения от среднего значения потенциала плазмы была построена на рис. 7г. Эта зависимость также может быть описана линейной функцией $\sigma_{abs} = -0.13\langle U \rangle + 5.2$. Это означает, что флуктуации потенциала плазмы имеют две составляющие. Первая составляющая пропорциональна потенциалу плазмы и равна 13% от его значения, или $-0.13\langle U \rangle$. Вторая составляющая является постоянной и равна 5.2 В. Наличие постоянной составляющей приводит к увеличению относительного значения стандартного отклонения на больших координатах (рис. 7в).

Также были получены зависимости стандартных отклонений потенциала плазмы от магнитного поля (рис. 8). Из рисунка видно, что с увеличением магнитного поля флуктуации потенциала плазмы уменьшаются. Принимая во внимание, что абсолютное значение потенциала плазмы на фиксированной координате увеличивается с ростом магнитного поля, можно ожидать, что относительное стандартное отклонение потенциала еще сильнее уменьшится с увеличением магнитного поля. Также стоит отметить, что значение σ_{abs} на координатах 5 и 10 см совпадают друг с другом. Это может быть связано с центробежными эффектами – замедлением скорости на малых координатах.

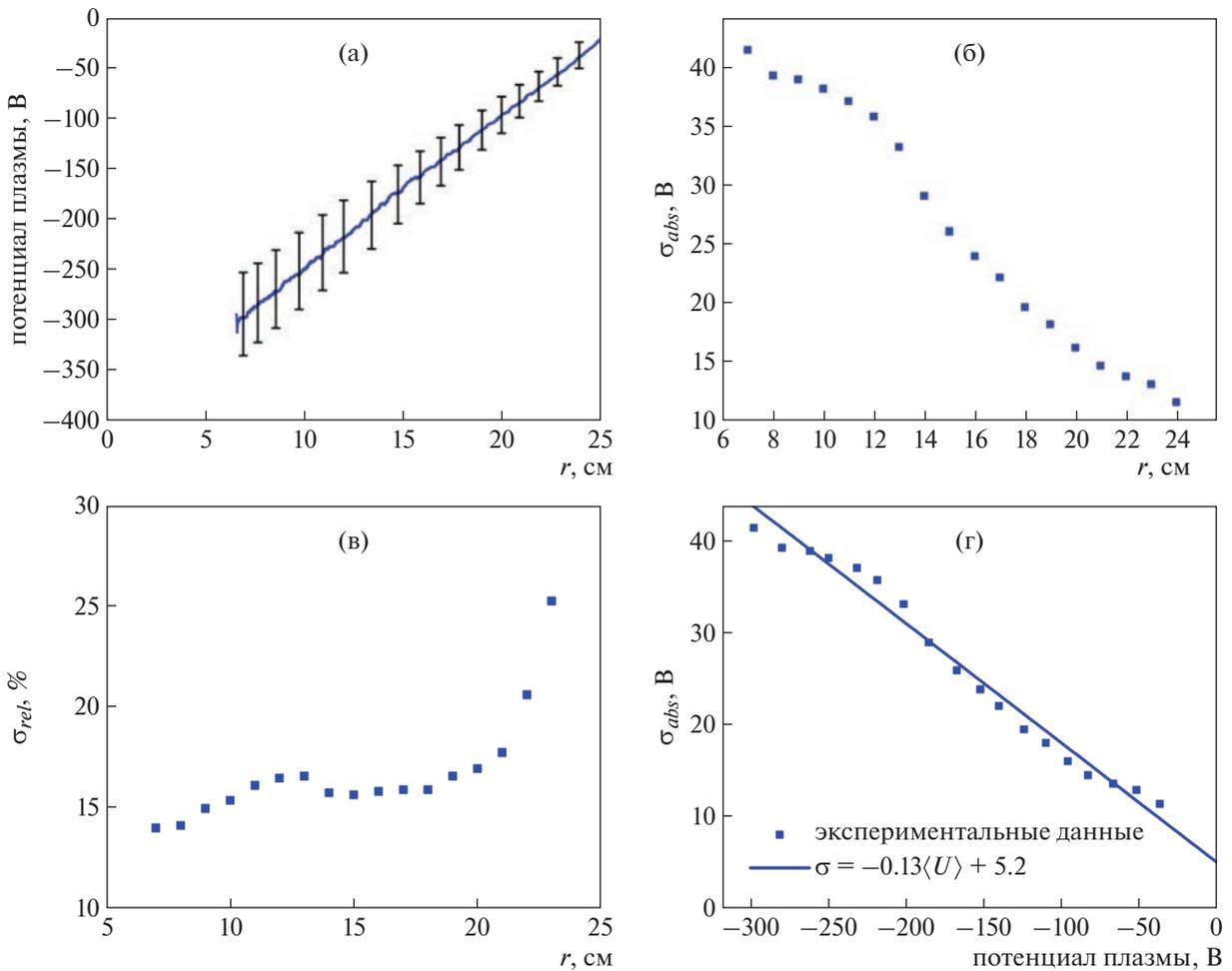


Рис. 7. Радиальные профили потенциала плазмы (а), абсолютного (б) и относительного стандартного отклонения (в) потенциала. Зависимость стандартного отклонения от потенциала плазмы (г).

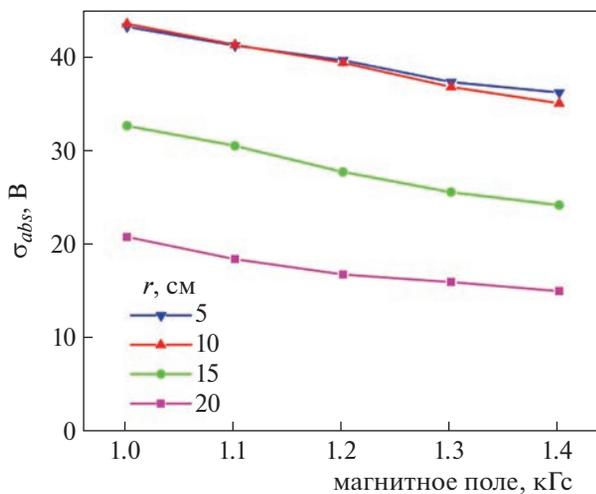


Рис. 8. Зависимости стандартного отклонения потенциала плазмы от магнитного поля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получен общий вид спектра колебаний потенциала плазмы в отражательном разряде с термоэмиссионным катодом. Установлено, что в рассматриваемом диапазоне параметров (магнитное поле 1–1.4 кГц, координата 5–20 см) максимальная амплитуда колебаний лежит в области низких частот $f < 20$ кГц. Положения максимумов на спектре Фурье находятся на частотах 9–20 кГц. Выдвинуты две гипотезы о характере сдвига пиков – непрерывный сдвиг и изменение амплитуд дискретного набора пиков. Независимо от природы возникновения этого явления, с ростом магнитного поля происходит перераспределение долей энергии в спектре в пользу более высокочастотных пиков. Установлено, что частота колебаний не зависит от координаты.

В результате амплитудного анализа получено, что колебания потенциала плазмы при магнитном поле 1.4 кГц имеют две составляющие. Пер-

вая компонента пропорциональна среднему потенциалу плазмы и равна $-0.13\langle U \rangle$. Вторая составляющая постоянна и равна 5.2 В. Показано, что с увеличением магнитного поля амплитуда колебаний потенциала уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда № 21-19-00716, <https://rscf.ru/en/project/21-19-00716/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaganovich I.D., Smolyakov A., Raitses Y., Ahedo E., Mikellides I.G., Jorns B., Taccogna F., Gueroult R., Tsikata S., Bourdon A. et al.* // *Phys. Plasma*. 2020. V. 27. P. 120601. <https://doi.org/10.1063/5.0010135>
2. *Gueroult R., Zweben S.J., Fisch N.J., Rax J.-M.* // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. P. 43511. <https://doi.org/10.1063/1.5083229>
3. *Choueiri E.Y.* // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. P. 1411. <https://doi.org/10.1063/1.1354644>
4. *Simon A.* // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. P. 382. <https://doi.org/10.1063/1.1706743>
5. *Hoh F. C.* // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. P. 1184. <https://doi.org/10.1063/1.1706878>
6. *Marusov N.A., Sorokina E.A., Ilgisonis V.I., Lakhin V.P.* // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. P. 90701. <https://doi.org/10.1063/1.5111948>
7. *Smolyakov A.I., Chapurin O., Frias W., Koshkarov O., Romadanov I., Tang T., Umansky M., Raitses Y., Kaganovich I.D., Lakhin V.P.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2016. V. 59. P. 14041.
8. *Liziakin G., Antonov N., Smirnov V.S., Timirkhanov R., Oiler A., Usmanov R., Melnikov A., Vorona N., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V.P.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V. 54. P. 414005.
9. *Смирнов В.П., Самохин В.П., Ворна Н.А., Гавриков А.В.* // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. С. = *Smirnov V.P., Samokhin A.A., Vorona N.A., Gavrikov A.V.* // *Plasma Phys. Rep.* 2013. V. 39. P. 456. <https://doi.org/10.1134/S1063780X13050103>
10. *Liziakin G., Antonov N., Usmanov R., Melnikov A., Timirkhanov R., Vorona N., Smirnov V.S., Oiler A., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V.P.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2021. V. 63. P. 032002.
11. *Hooper Jr. E.B.* *Advances in Electronics and Electron Physics*. V. 27 / Ed. L. Marton, M. Claire. Academic Press. 1970. P. 295. <https://doi.org/10.1017/S0022377821000829>.
12. *Carlsson J., Kaganovich I., Powis A., Raitses Y., Romadanov I., Smolyakov A.* // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 61201. <https://doi.org/10.1063/1.5017467>
13. *Powis A.T., Carlsson J.A., Kaganovich I.D., Raitses Y., Smolyakov A.* // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 72110. <https://doi.org/10.1063/1.5038733>
14. *Kim J.Y., Jang J.Y., Choi J., Wang J., Jeong W.I., Elgarhy M.A.I., Go G., Chung K.-J., Hwang Y.S.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2021. V. 30. P. 25011.
15. *Kemp R.F., Sellen Jr.J.M.* // *Rev. Sci. Instruments*. 1966. V. 37. P. 455. <https://doi.org/10.1063/1.1720213>
16. *Murzaev Y., Liziakin G., Gavrikov A., Timirkhanov R., Smirnov V.* // *Plasma Sci. Technol.* 2019. V. 21. P. 045401. <https://doi.org/10.1088/2058-6272/aaf250>