

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”

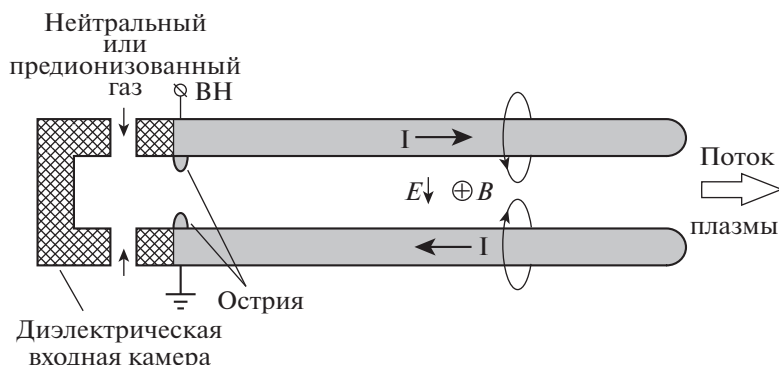


Рис. 1. Эскиз плазменного ускорителя с рельсовой геометрией электродов. Информация о том, как предварительно ионизировать газ, приведена в тексте ниже.

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

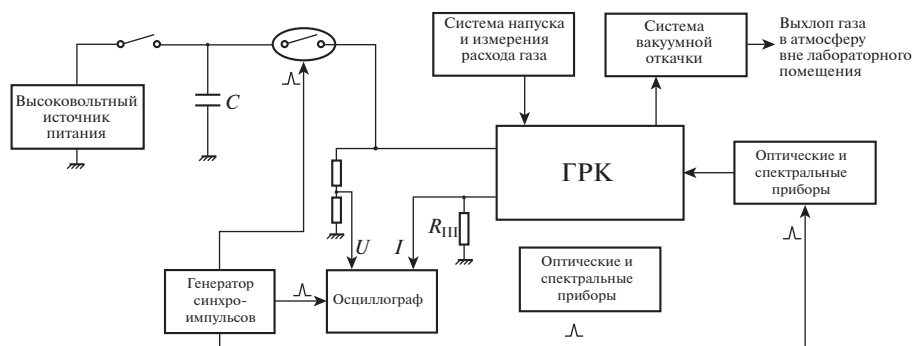


Рис. 2. Функциональная схема экспериментальной установки. ГРК – газоразрядная камера.

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

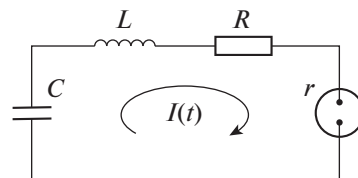


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема исследуемой сильноточной газоразрядной системы. $C = 1000 \text{ мкФ}$, $R = 0.21 \text{ Ом}$, $L = 2.5 \text{ мкГн}$, $r \approx 0.02 - 0.03 \text{ Ом}$ – сопротивление плазмы.

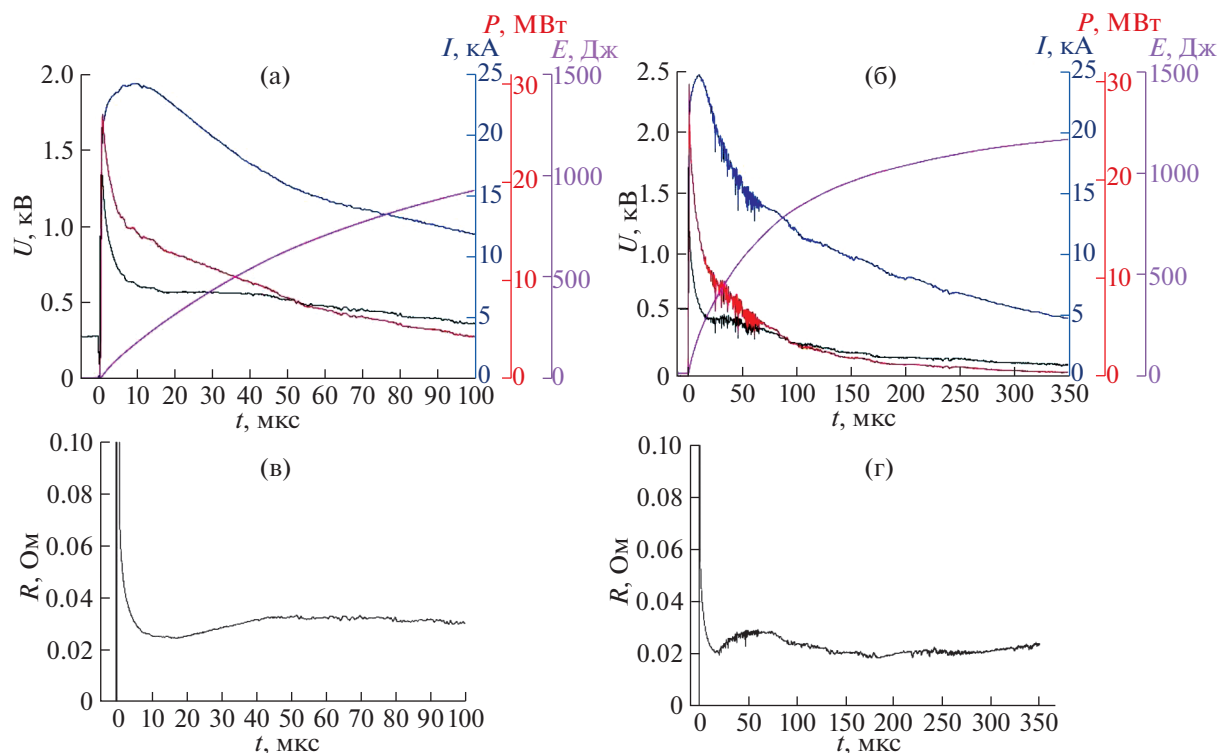


Рис. 4. Изменение во времени электрических параметров сильноточного разряда (напряжения U , тока I , мощности W , энерговклада E). $U_0 = 5$ кВ. а) $P_{N_2} = 4$ Торр; б) $P_{N_2} = 50$ Торр; в) сопротивление плазмы, $P_{N_2} = 4$ Торр; г) сопротивление плазмы, $P_{N_2} = 50$ Торр.



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.

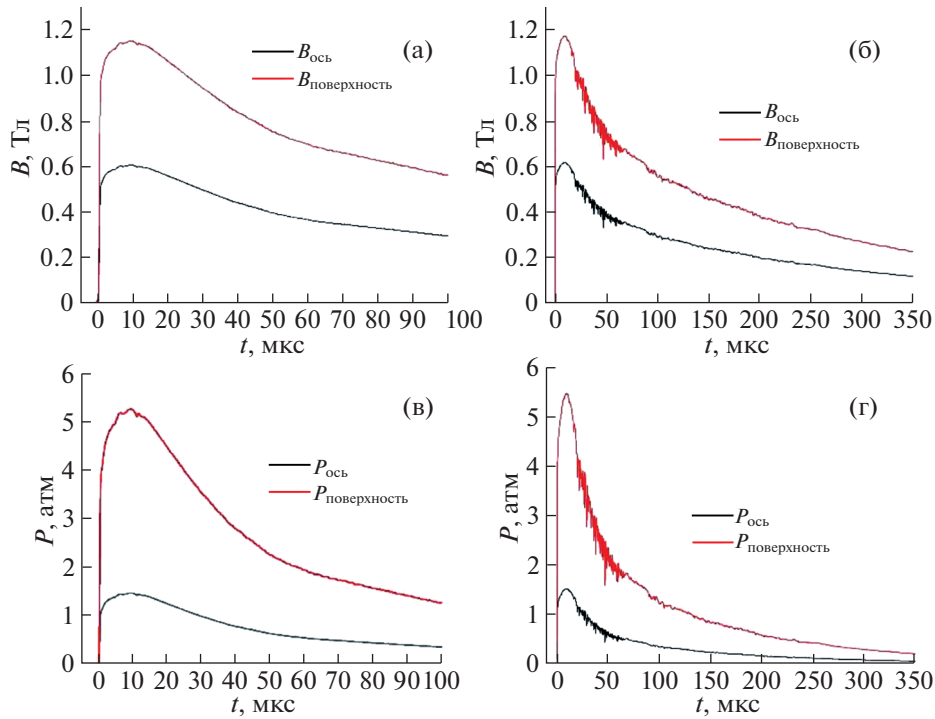


Рис. 6. Поведение во времени локальной магнитной индукции, $B(t, x = 0)$, и магнитного давления, $P_B(t, x = 0)$, на поверхности электродов и на оси электродной системы. $B_{ось}(t)$ и $B_{поверхность}(t)$: а) $P_{N_2} = 4$ Торр; б) $P_{N_2} = 50$ Торр. $P_{ось}(t)$ и $P_{поверхность}(t)$: в) $P_{N_2}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

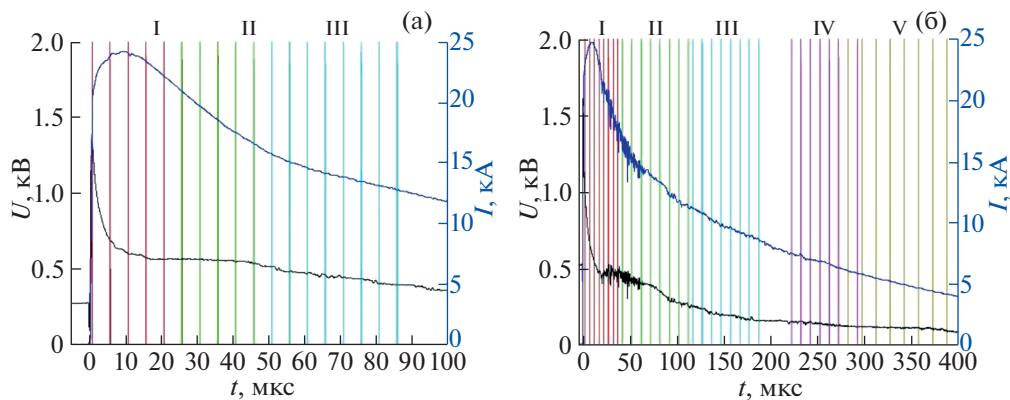


Рис. 7. Осциллограммы напряжения и тока для режимов разряда, показанных на рис. 8 и 9. Вертикальные линии показывают моменты времени на горизонтальной оси, в которые были сняты соответствующие изображения на рис. 8 и 9. а) азот, $P = 4$ Торр; б) $P = 50$ Торр. $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ.

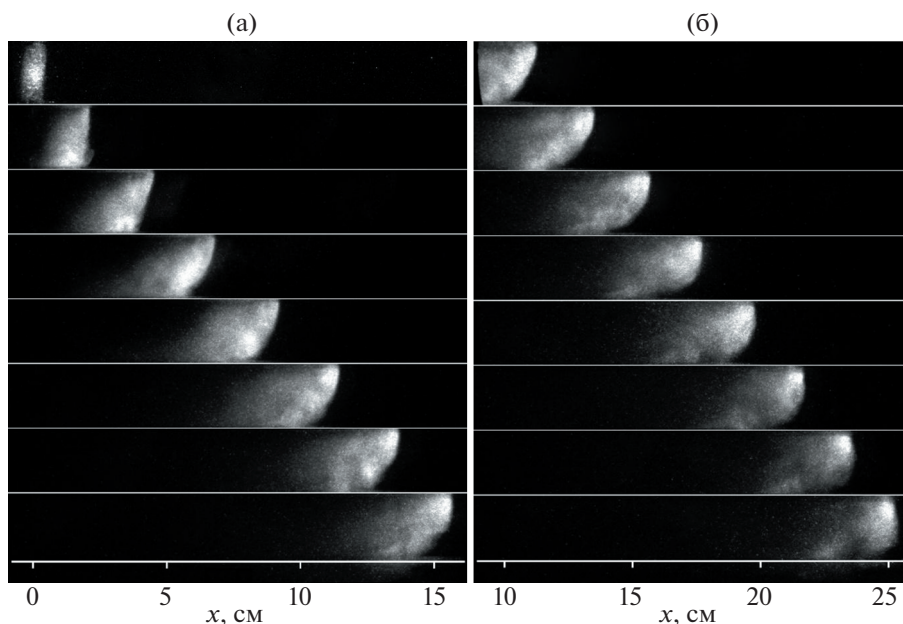


Рис. 8. Две группы изображений разряда, показывающих эволюцию формы плазменного облака, перемещающегося вдоль рельсовых электродов. Плазма движется слева направо. Изображения скоррелированы с осциллограммами на рис. 7а. Интервал времени между изображениями составляет 5 мкс. Азот, $P = 4$ Торр, $h = 30$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

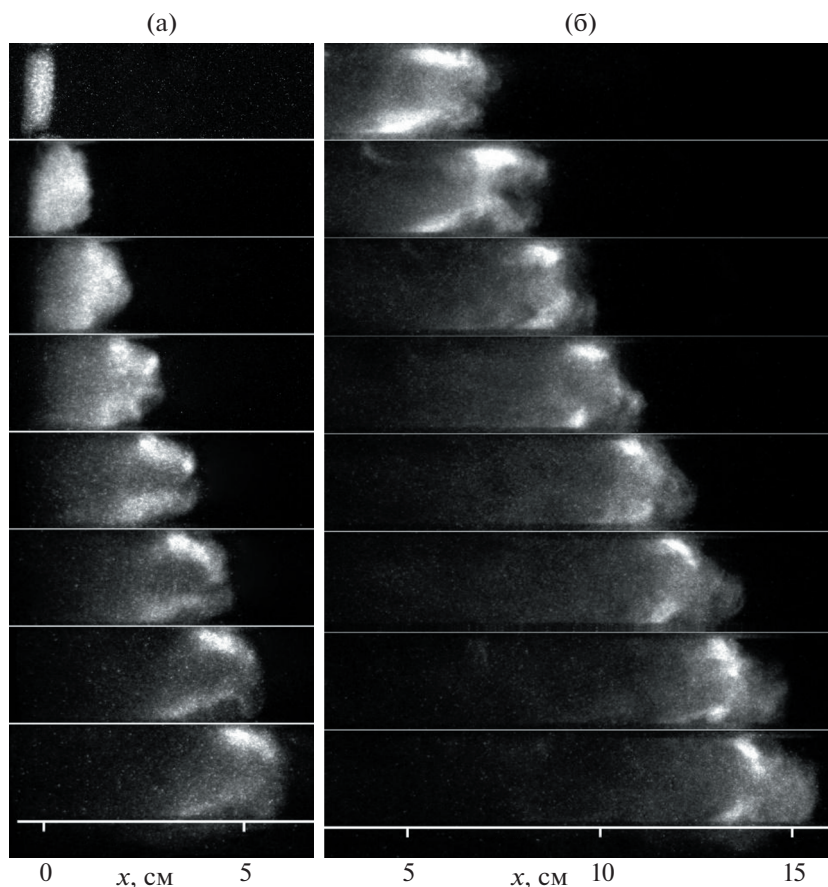


Рис. 9. Две серии изображений разряда, показывающих эволюцию формы плазменного облака, перемещающегося вдоль рельсовых электродов. Плазма движется слева направо. Изображения скоррелированы с осциллограммами на рис. 7б. Для группы I интервал времени между изображениями – 5 мкс, для группы II – 10 мкс. 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)

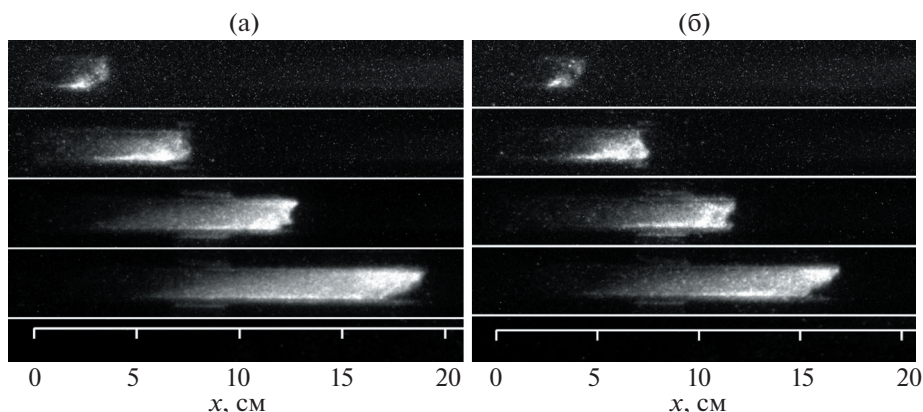


Рис. 10. Набор изображений разряда, показывающих эволюцию формы сгустка плазмы, движущегося вдоль рельсовых электродов. Гелий, $P = 20$ Торр, $h = 22$ мм. а) $U_0 = 4$ кВ; б) $U_0 = 5$ кВ. Для обоих случаев временной интервал между кадрами 5 мкс.

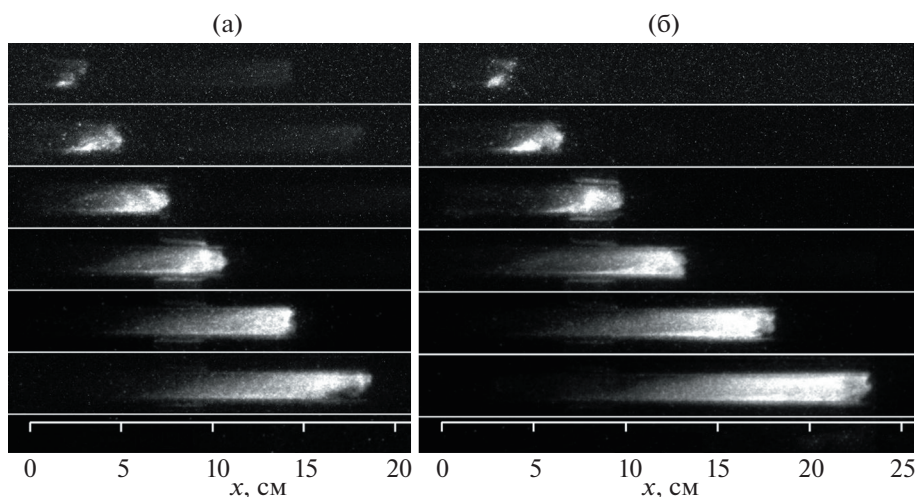


Рис. 11. Набор изображений разряда, показывающих эволюцию формы сгустка плазмы, движущегося вдоль рельсовых электродов. а) временной интервал между кадрами 2 мкс. Гелий, $h = 30$ мм, $P = 35$ Торр, $U_0 = 5$ кВ, б) временной интервал между кадрами 3 мкс. Гелий, $h = 30$ мм, $P = 50$ Торр, $U_0 = 4$ кВ.

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-

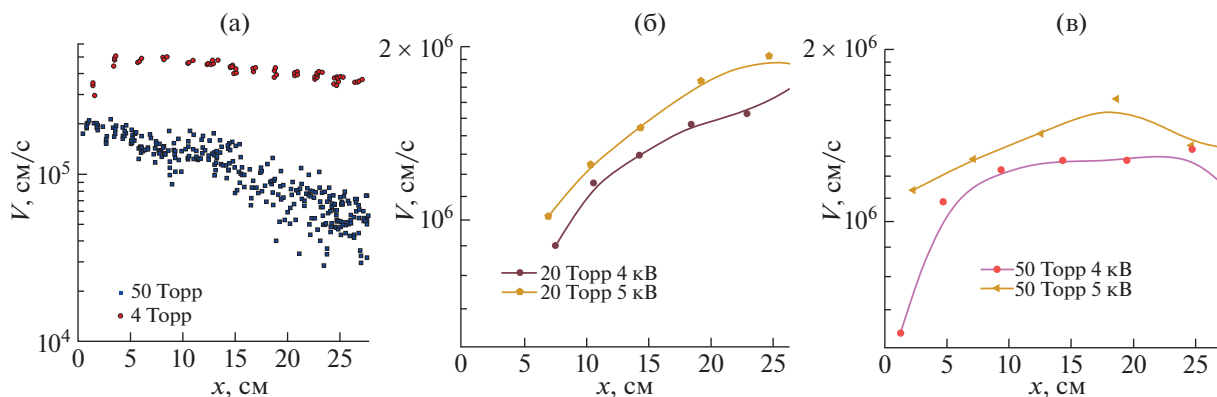


Рис. 12. Скорость сгустка плазмы в зависимости от координаты x вдоль электродов для двух типов рабочего газа. а) Азот, $h = 30$ мм, $U_0 = 5$ кВ; б) Гелий, $h = 22$ мм, $P = 20$ Торр; в) Гелий, $h = 22$ мм, $P = 50$ Торр.

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,

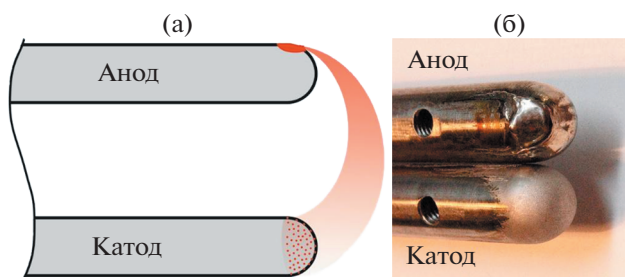


Рис. 13. Эскиз дугового разряда, образующегося между концами электродов рельса (а). Состояние поверхности торцевых частей рельсовых электродов после многих пусков плазменного ускорителя (б).

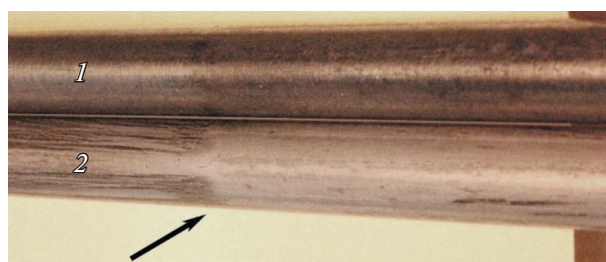


Рис. 14. Изображения рабочих поверхностей анода 1 и катода 2 после начала серии разрядов. Стрелкой показано место возникновения сильноточного разряда. Острые шипы, инициирующие разряд в этом месте, удаляются. Направление ускоренного движения плазмы слева направо

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.