

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 энергоклада, 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 воздушозаборнике 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 $P = 43$ кПа. Давление было несколько выше, чем в эксперименте, для компенсации высокого энергозатрата. 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-

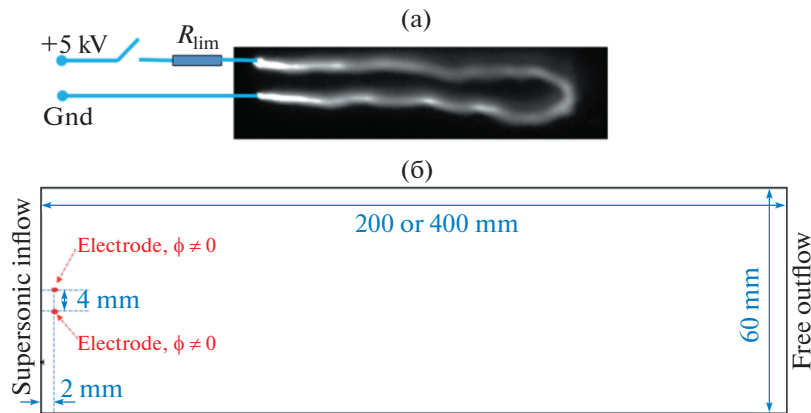


Рис. 1. (а) Визуализация продольно-поперечного разряда. Поперечный размер области около 10 мм, межэлектродное расстояние – 5 мм. Ток составляет около 1 А. (б) Область моделирования в PlasmaGo, подробности см. в тексте.

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

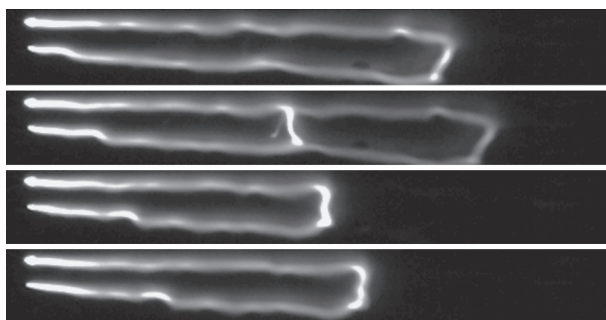
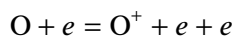
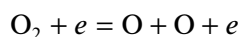
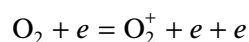
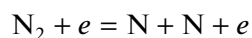
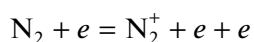


Рис. 2. Визуализация повторного пробоя разряда с помощью высокоскоростной камеры с частотой 1600000 кадров в секунду.

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

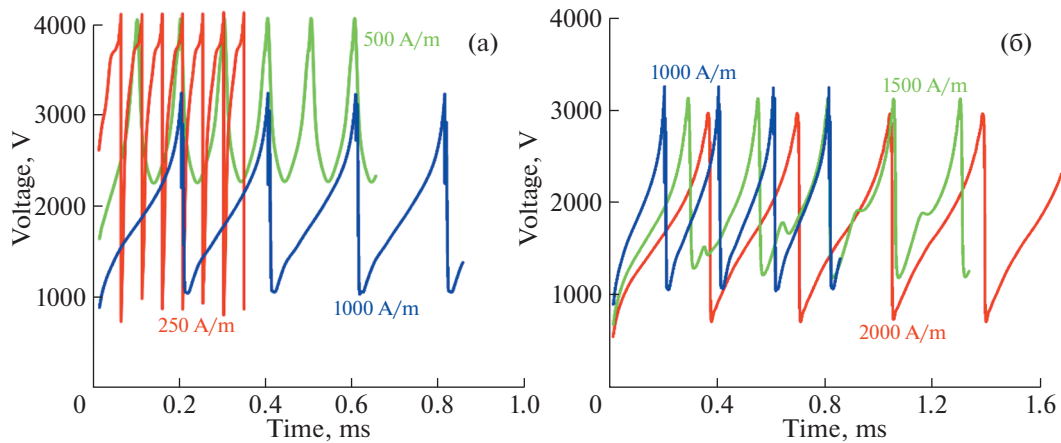


Рис. 3. Временная зависимость напряжения на электродах для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

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 дальше. 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-

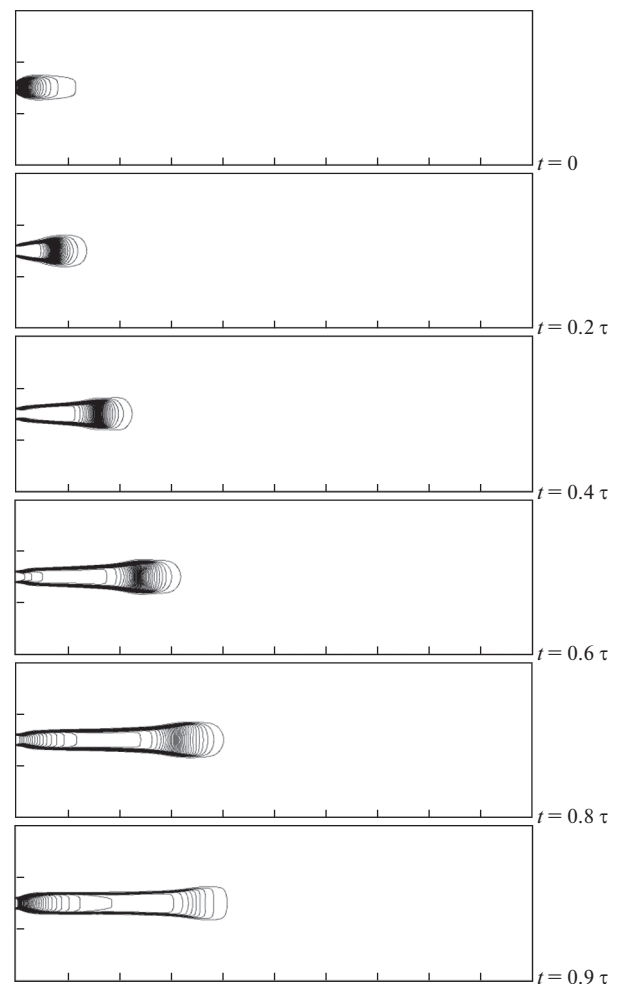


Рис. 4. Линии тока в течение одного периода для тока 500 А/м. $\tau \sim 100$ мкс. Размеры области: 200×60 мм.

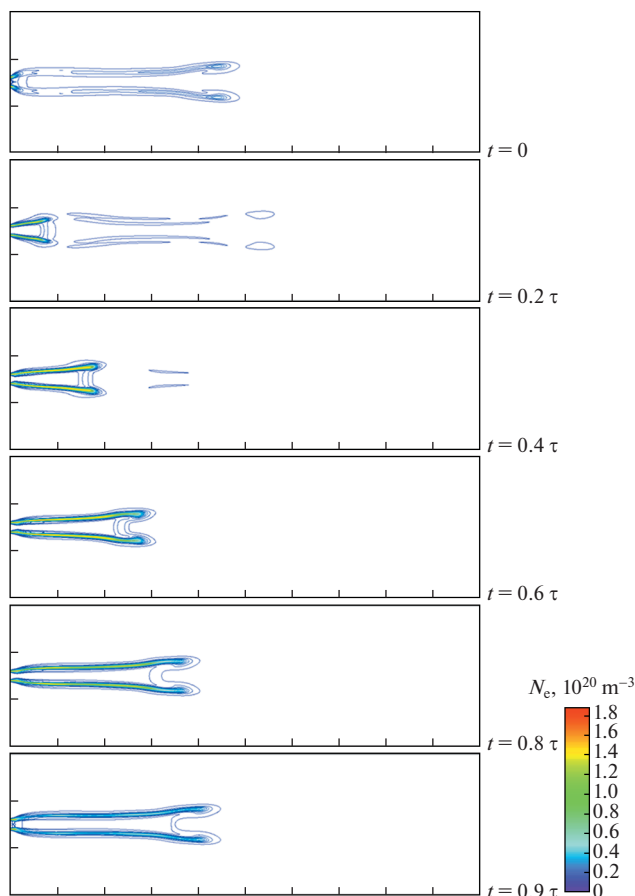


Рис. 5. Плотность распределения электронов в течение одного периода для тока 500 А/м. $\tau \sim 100$ мкс. Размеры области: 200×60 мм. $N_e^{\max} = 1.89 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

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

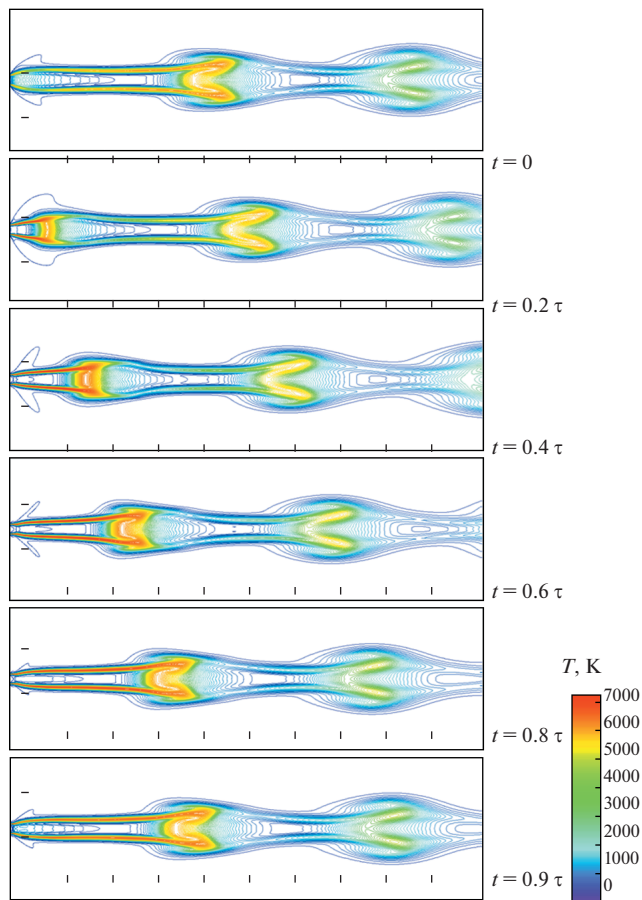


Рис. 6. Температура в течение одного периода для тока 500 А/м. $\tau \sim 100$ мкс. Размеры области: 200×60 мм. $T_{\max} = 7250$ К.

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

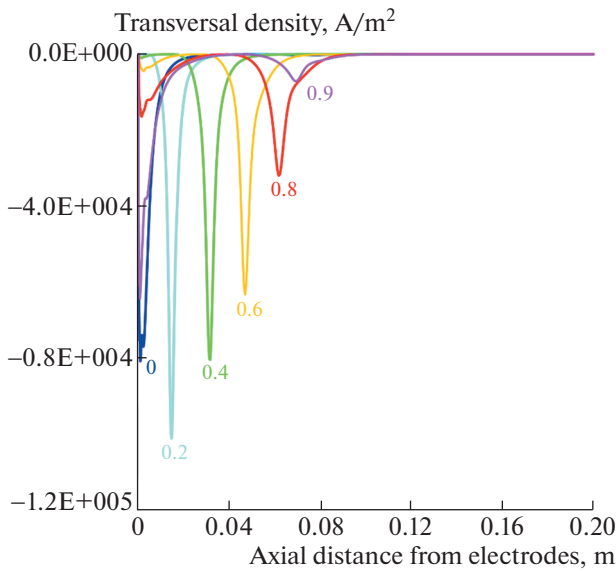


Рис. 7. Распределение поперечной компоненты плотности тока J_y вдоль оси симметрии $y = 0$ в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м. Длительность периода $\tau = 0.1$ мс (см. рис. 3). Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм.

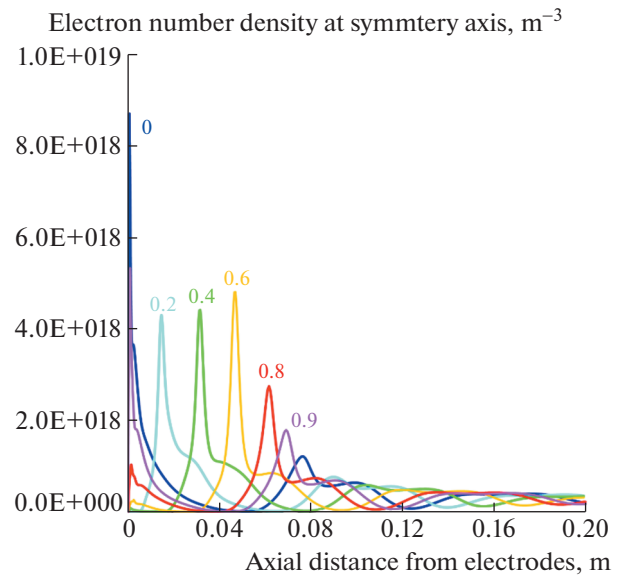


Рис. 8. Распределение электронной плотности вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м.

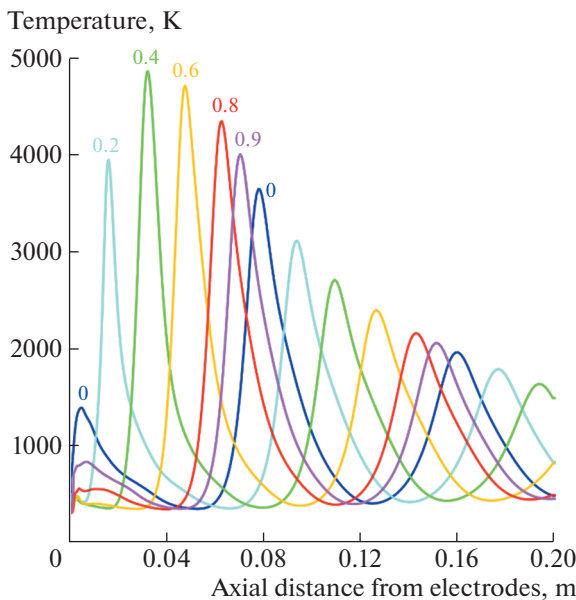


Рис. 9. Распределение температуры вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м.

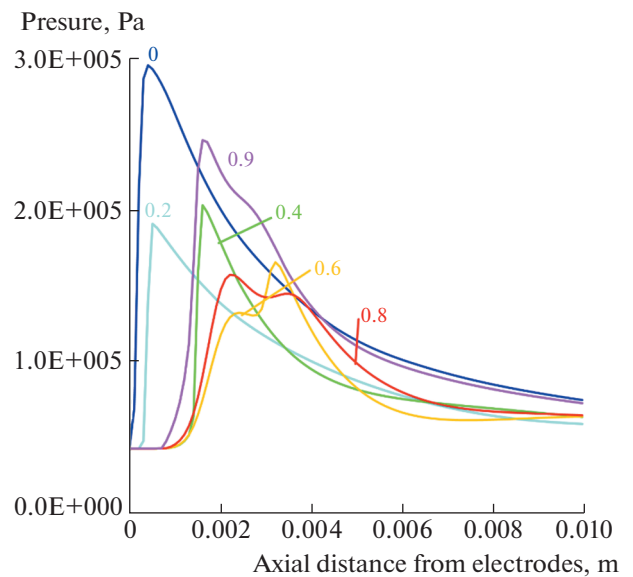


Рис. 10. Распределение давления вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 500$ А/м.

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-

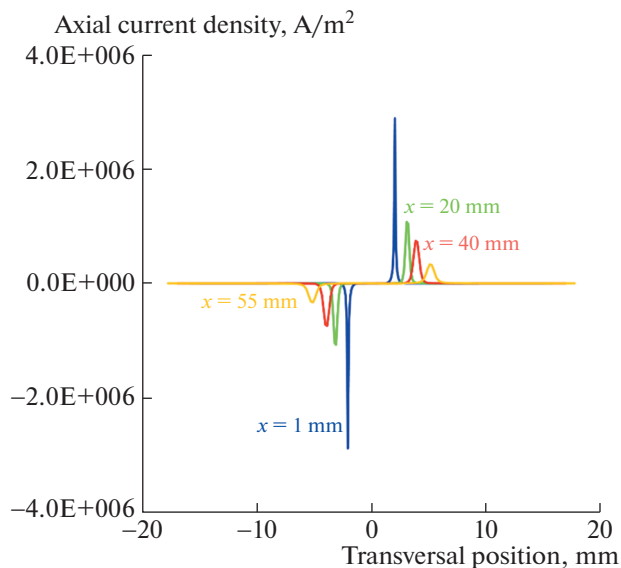


Рис. 11. Распределение плотности продольного тока поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м в момент $t = 0.5\tau$. Межеlectродное расстояние $h_e = 4$ мм.

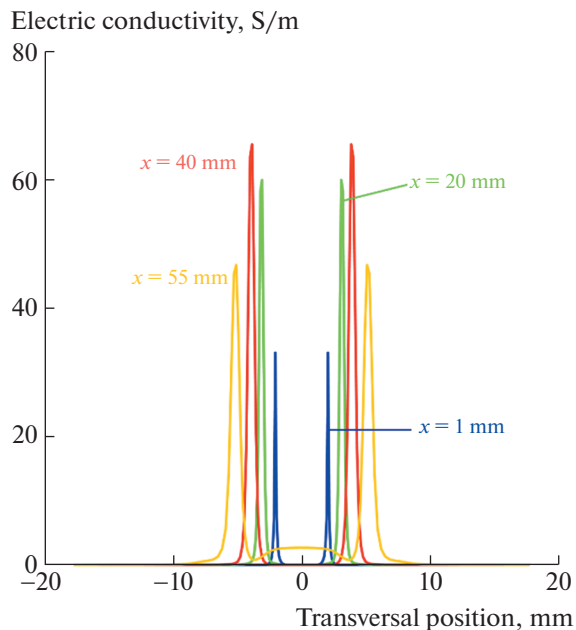


Рис. 12. Распределение электропроводности по потоку для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м в момент $t = 0.5\tau$.

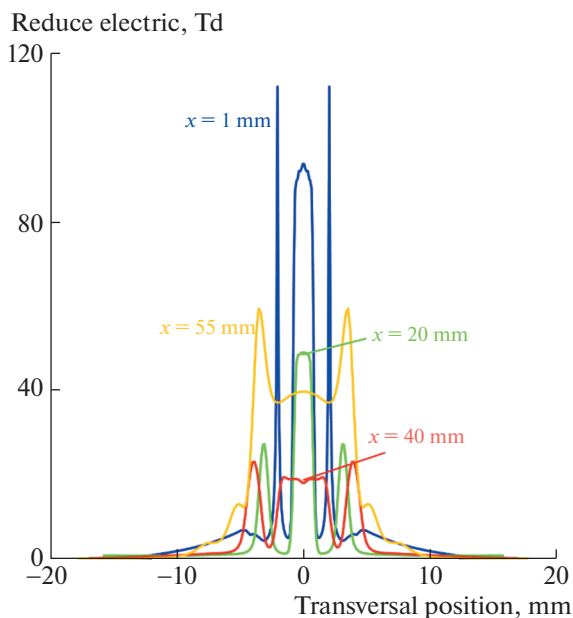


Рис. 13. Распределение приведенного электрического поля E/N поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5\tau$.

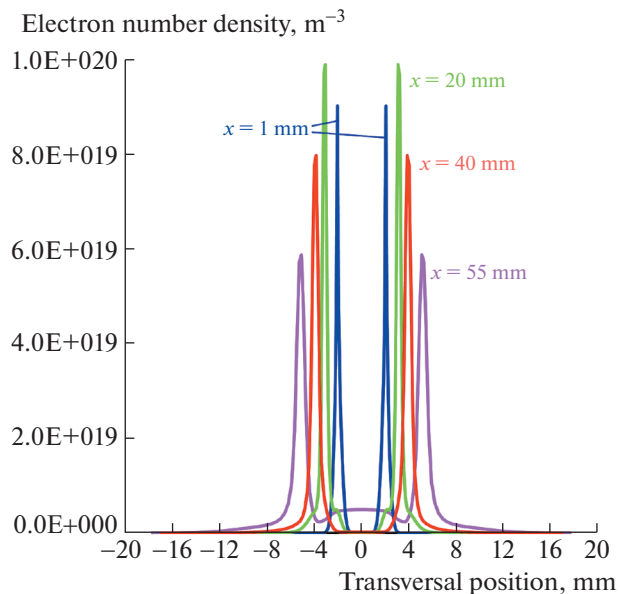


Рис. 14. Распределение электронной плотности поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5\tau$.

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

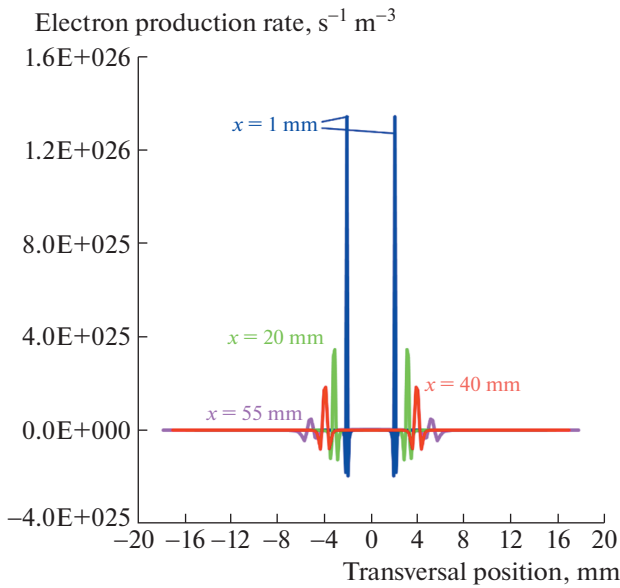


Рис. 15. Распределение скорости производства электронов поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5 \tau$.

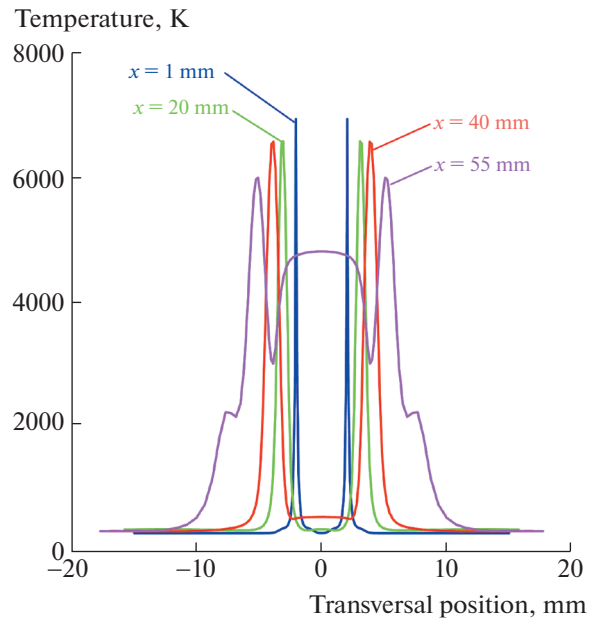


Рис. 16. Распределение температуры поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5 \tau$.

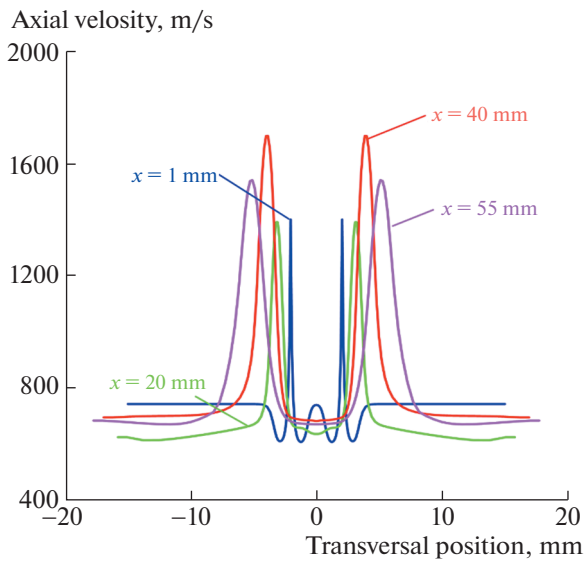


Рис. 17. Распределение продольной составляющей скорости поперек потока для различных координат вдоль оси для тока $I = 500$ А/м при времени $t = 0.5 \tau$.

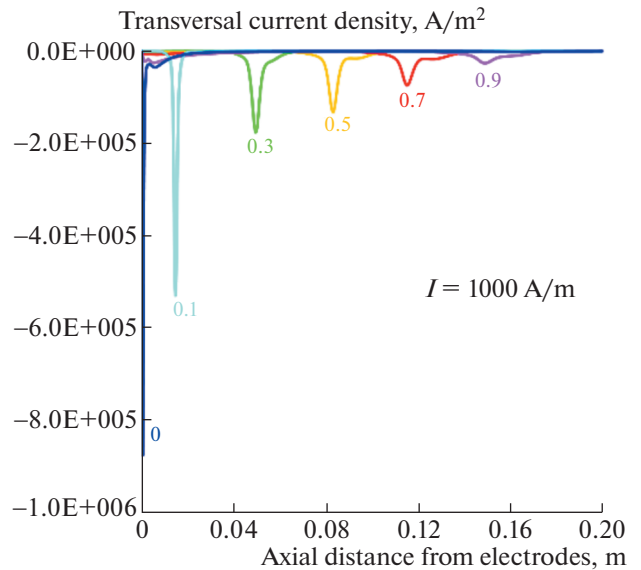


Рис. 18. Распределение поперечной составляющей плотности тока J_y вдоль оси симметрии $y = 0$ в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1000$ А/м. Период составляет $\tau \sim 0.2$ мс. Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм.

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-

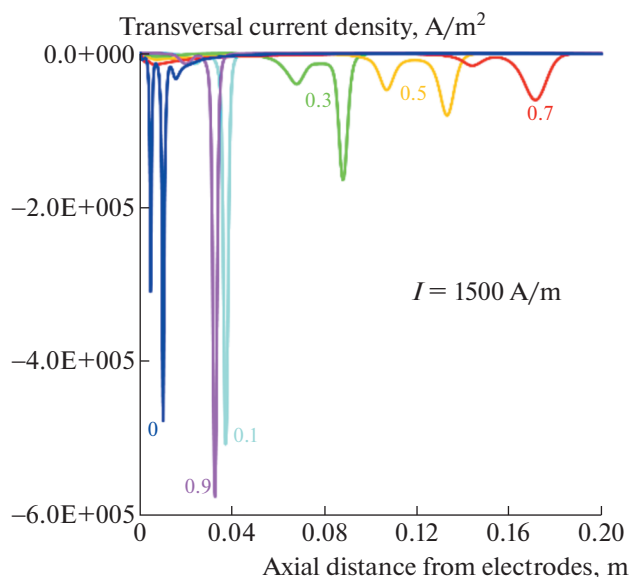


Рис. 19. Распределение поперечной составляющей плотности тока J_y вдоль оси симметрии $y = 0$ в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1500$ А/м. Период составляет $\tau \sim 0.245$ мс. Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм.

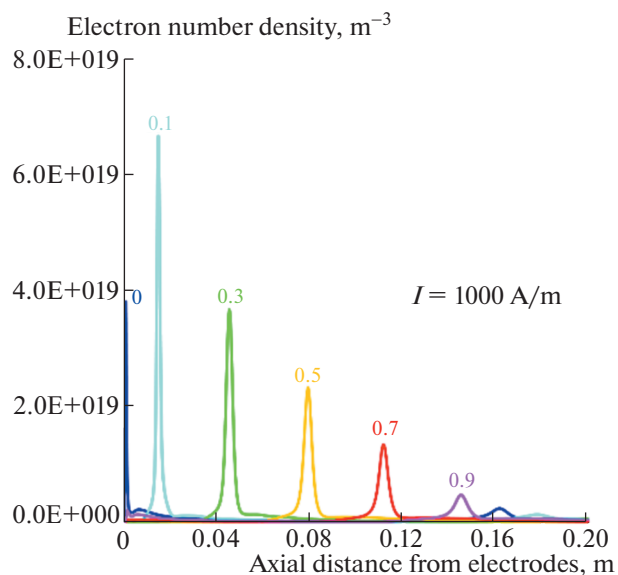


Рис. 20. Распределение электронной плотности вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1000$ А/м.

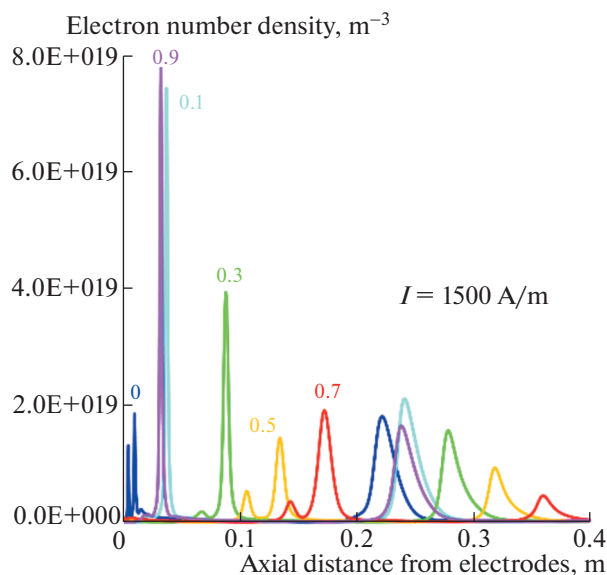


Рис. 21. Распределение электронной плотности вдоль оси симметрии в различные моменты времени (доли периода) для тока $I = 1500$ А/м.

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

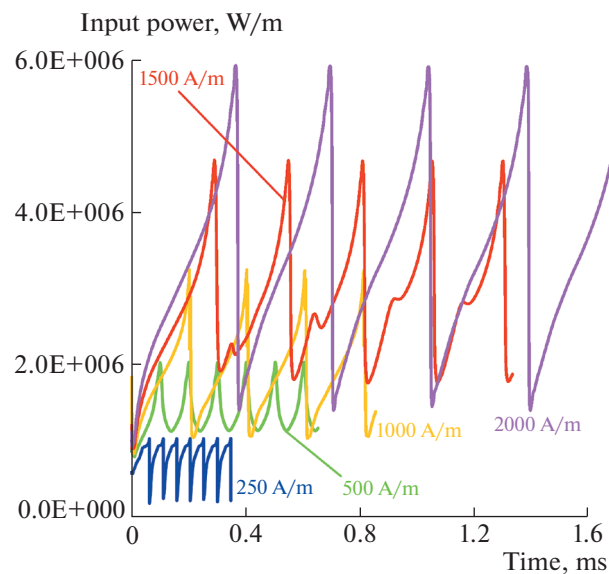


Рис. 22. Зависимость мощности от времени для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

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

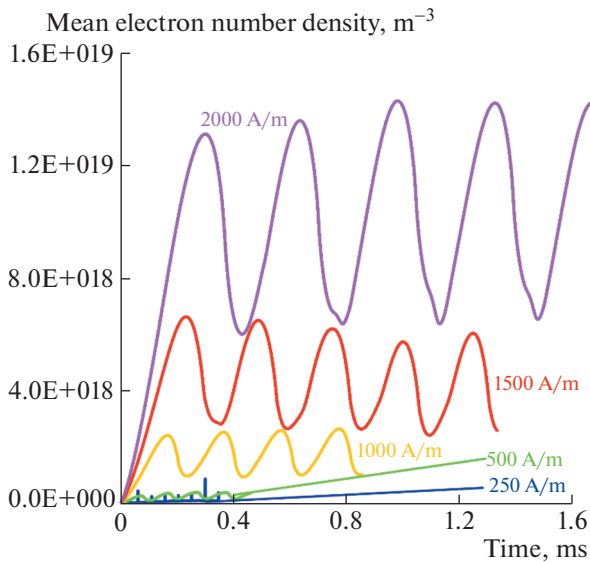


Рис. 23. Временная зависимость средней концентрации электронов для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

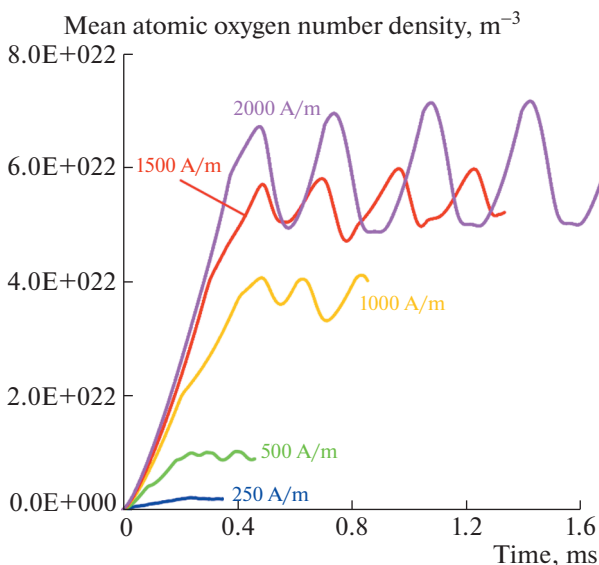


Рис. 24. Временная зависимость средней концентрации атомарного кислорода для межэлектродного расстояния $h_e = 4$ мм.

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>