

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА
В СВЕРХЗВУКОВОМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ
В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ© 2023 г. К. Н. Корнев^{a,*}, А. А. Логунов^{a,**}, В. М. Шибков^{a,***}^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: singuliarnost@yandex.ru

**e-mail: logunov_aa@physics.msu.ru

***e-mail: valshibmsu@gmail.com

Поступила в редакцию 06.12.2022 г.

После доработки 24.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке при $M = 2$, а также плотности тока в инициируемом в нем разряде. Газовый разряд постоянного тока величиной 10 А рассматривался в гидродинамическом приближении в рамках канальной модели. Рассмотрена эволюция продольно-поперечного разряда в диапазоне времени t до 20 мкс. Показано, что разряд движется практически со скоростью основного сверхзвукового воздушного потока, достаточно слабо его возмущая. По полученным в расчетах характерным значениям плотности тока и температуры газа 8000–10000 К в разрядном канале сделаны оценки концентрации электронов $n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Оценена напряженность поля $E \sim 125 \text{ В/см}$ и приведенная напряженность поля в канале разряда E/N около 30 Тд. В конфигурации аэродинамической модели с укороченными электродами показан переход к закрепленной на их концах фазе разряда.

Ключевые слова: CFD-моделирование, сверхзвуковой воздушный поток, поперечно-продольный разряд, канальная модель, гидродинамическое приближение

DOI: 10.31857/S0367292122601527, EDN: NAKIGF

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время низкотемпературная газоразрядная плазма в потоке газа широко используется в научных исследованиях и различных технологических приложениях. Существует огромное число разновидностей газовых разрядов, которые возможно использовать для целей плазменной аэродинамики [1]. Например, изучается возможность применения для воспламенения высокоскоростных топливовоздушных потоков высоковольтных разрядов с длительностью импульсов в наносекундном диапазоне [2], неравновесных ВЧ-разрядов [3], а также других разрядов, таких как диэлектрический барьерный разряд (DBD), на основе которого также конструируются различные плазменные актуаторы [4]. В [5, 6] исследуются скользящие по диэлектрической поверхности электродные разряды типа “плазменный лист”. Исследуются нетепловые эффекты плазменного усиления горения в противоточной горелке со стабилизированной магнитным полем скользящей дугой [7]. Для зажигания и стабилизации горения топливно-воздушных смесей в

сверхзвуковом потоке предлагается использовать, например, продольно-поперечный разряд [8–12] или свободно-локализованный СВЧ-разряд [13]. Был также изучен уникальный по своим свойствам поверхностный СВЧ-разряд [14, 15], который создается поверхностной волной на диэлектрической антенне, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха. Воспламенение с помощью СВЧ-разряда происходит эффективно, но оборудование для его генерации достаточно громоздко, необходима защита экипажа летательного аппарата и бортовой электроники от воздействия СВЧ-излучения. В работах [16, 17] представлены экспериментально полученные основные характеристики продольно-поперечного разряда.

В отличие от эксперимента, с помощью компьютерного моделирования можно получить полное трехмерное распределение скорости, давления и температуры газового потока. Именно поэтому моделирование в области плазменно-стимулированного горения является крайне востребованной задачей. Моделирование электрических разрядов в газовом потоке уже проводилось ранее с использованием различных электродина-

мических моделей. В работе [18] исследуются характеристики разряда постоянного тока в поперечном потоке газа. При определенных условиях разряд переходит в импульсно-периодическую форму, когда формирование структуры из катодного и анодного плазменных следов прерывается новым пробоем газа. В исследовании [19] представлена двухмерная модель слаботокового (около 30 мА) скользящего дугового разряда в аргоне. Моделируется полный цикл дуги от начального зажигания разряда до его затухания. Для моделирования разряда постоянного тока с учетом внешнего магнитного поля, в [20] анализируется дрейфово-диффузионная модель. Изучены три различные конфигурации электродов разряда постоянного тока. В [21] моделируется скрещенный импульсно поддерживаемый разряд в азоте в поперечном магнитном поле. Ионизация в разряде производится повторяющимися высоковольтными импульсами наносекундной длительности, в то время как низковольтный постоянный поддерживающий разряд подает энергию в плазму между импульсами. Работа [22] посвящена моделированию продольного дугового разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке при числе Маха $M = 2$ с использованием пакетов FlowVision и PlasmaGo. В результате были получены двумерные распределения, включающие температуру, плотность тока, химический состав и другие параметры разряда и потока были получены для дуговых разрядов постоянного тока 0.5–7 А в сверхзвуковом потоке ($P_{st} = 22$ кПа, $T = 170$ К, $V \sim 500$ м/с).

Основными целями данной работы являются моделирование влияния гидродинамической модели продольно-поперечного разряда постоянного тока и создающих его электродов на сверхзвуковой воздушный поток в типичных условиях эксперимента, исследование развития во времени разряда и его параметров.

2. ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Расчеты проводились в ПО ANSYS Fluent, позволяющем выполнять решение уравнений Навье–Стокса, усреднённых по числу Рейнольдса (RANS) для 2D, 3D-осесимметричных и 3D стационарных и нестационарных моделей.

Расчетная область (см. рис. 1) состояла из сопла Лавала длиной 120 мм и расширяющегося аэродинамического канала длиной 500 мм прямоугольного сечения, соответствующим экспериментам [16, 17]. Профиль сопла был рассчитан на число Маха $M = 2$ [23]. На входном сечении сопла площадью 23×23 мм² ставилось граничное условие фиксированной статической температуры 300 К и фиксированного статического давления $p_{in} = 400$ кПа, так как это значение измерялось в эксперименте и задавало массовый расход

воздуха через сопло. На выходном сечении аэродинамического канала (60×60 мм²) ставилось граничное условие фиксированного давления $p_{out} = 10$ кПа, соответствующего давлению в откачиваемой барокамере, служащей в эксперименте откачиваемой буферной емкостью и приемником отработанных газов. Остальные поверхности модели (в том числе поверхности электродов) были заданы как стенки с условием без проскальзывания. Форма электродов также соответствовала проведенным ранее экспериментам (длина 70 мм, минимальное межэлектродное расстояние 2 мм, расстояния между кончиками электродов 20 мм, ромбическое сечение). Электроды отстоят на 110 мм от выходного сечения сопла Лавала. В некоторых численных экспериментах длина электродов была уменьшена до 10 мм с сохранением угла между ними и осью модели для уменьшения периода времени между инициацией разряда и его закреплением на концах электродов. Концы электродов так же при этом были заострены, чтобы облегчить условия моделирования в области аэродинамической тени.

В расчетах использовалась модель вязкости *standart k–ε*. Это стандартная модель с двумя уравнениями, которая дает общее описание турбулентности с помощью двух уравнений переноса для турбулентной кинетической энергии (k) и для скорости диссипации турбулентной кинетической энергии (ϵ).

Небольшая зона между электродами объемом $4 \times 2 \times 1$ мм³ использовалась для инициации продольно-поперечного разряда без нужды в моделировании процесса пробоя. В начальный момент времени в этой зоне вручную выставлялась температура $T \sim 10000$ К, достаточная для протекания в воздухе электрического тока. Скорость газа при этом не изменялась. Начальное распределение температуры по поперечному сечению иницирующей зоны было выбрано гладким для более мягких условий симуляции: максимальная температура в центре сечения $T = 10000$ К плавно убывает до температуры холодного окружающего потока $T = 150$ К (см. рис. 2). Поперечное распределение плотности электрического тока в начальный момент времени имело тот же вид, но с условием равенства полного тока через поперечное сечение разряда 10 А. На рис. 2 также показана укороченная конфигурация электродов.

В уравнение баланса энергии включен вклад от джоулева нагрева. На поверхности одного из электродов задавалось условие нулевого потенциала. На втором электроде ставилось граничное условие равенства полного тока через электрод 10 А. На всех остальных поверхностях выставлялось условие нулевой плотности тока через них. Таким образом, условия в модели соответствовали подключенному источнику постоянного тока,

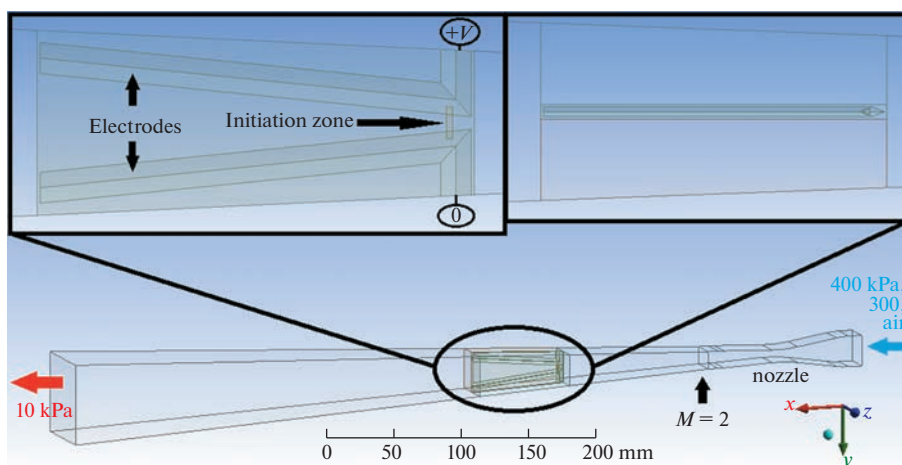


Рис. 1. Геометрия расчетной области.

а потенциал на электроде изменялся во времени и отслеживался.

Был выбран нестационарный (временной) режим. В качестве начального условия использовались аэродинамические распределения в стационарном случае без протекания токов в системе. Выбран адаптивный шаг по времени, величина которого определяется автоматически согласно критерию Куранта—Фридрихса—Леви (критерию CFL). При расчете шаг изменялся в диапазоне 10^{-14} – 10^{-8} с. Большую часть расчета шаг был порядка 1 нс.

Термодинамические, транспортные и электрические свойства воздуха (электропроводность σ , теплоемкость при постоянном давлении c_p , коэффициенты теплопроводности k и динамической вязкости η) в широком диапазоне температур до 24000 К были взяты из [24] и [25]. Их зависимости в этом диапазоне имеют крайне нелинейный характер, обусловленный, например, такими процессами как однократная и многократная ионизация, диссоциация азота, кисло-

рода воздуха и других составляющих его газов. Электропроводность σ в диапазоне температур 1500–6000 К изменяется экспоненциально и приводит в описанных условиях по существу к канальной модели разряда [25].

В уравнении баланса нет учета радиационных потерь, так как известно, что для разрядов в воздухе и азоте при давлениях порядка 1 атм в исследуемом диапазоне токов разряда их величина не превышает нескольких процентов [25]. Таким образом, вкладываемая в разряд мощность тратится только на нагрев новых масс газа, теплопроводность и ускорение газа в расширяющемся аэродинамическом канале.

Расчетная область была разбита на несколько доменов с размером ячейки от 0.05 мм в зоне инициации разряда до 5 мм у входного и выходного сечений модели. Такое разбиение расчетной области позволило обеспечить не менее 10 узлов на каждом ребре геометрической модели канала, в том числе на сечениях электрода миллиметровых размеров. Общее число ячеек в сетке составило 2 млн, характерное число узлов в поперечном потоку сечении канала 10000, характерное число узлов вдоль оси канала 1000. Примененные при построении сетки методы *Multizone*, *Face Meshing* и *Inflation* позволили создать ориентированную сетку со сгущением у пограничных слоев на стенке.

Размер ячейки расчетной сетки (0.05–5 мм) даже с учетом ее сгущения методом *Inflation* на неподвижных поверхностях, к сожалению, не обеспечивает достаточно хорошего разрешения пограничного слоя потока. Оценка его толщины

$\delta \approx 5 \sqrt{\frac{\mu l}{\rho U}}$, где μ – динамическая вязкость газа, l – характерный размер обтекаемого тела, ρ – плотность газа, а U – скорость газового потока, дает

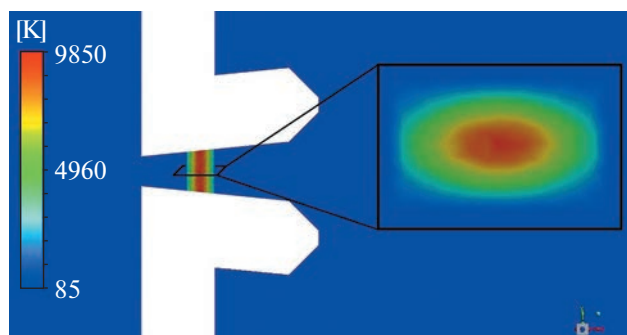


Рис. 2. Распределение статической температуры в начальный момент времени.

величину около (0.05–0.3 мм), соизмеримую с размером ячейки.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДА В ПОТОКЕ

Проведены численные эксперименты по моделированию нестационарного воздушного потока с протекающими в нем токами в диапазоне времени t до 20 мкс.

Большая часть тока протекает по узкому нагретому каналу (рис. 3) диаметром около 1 мм с характерной плотностью тока $j = 2 \times 10^3$ А/см² согласно канальной модели разряда. С течением времени диаметр канала растет, так как выделяемая тепловая мощность нагревает окружающие слои газа, и сечение разряда с достаточно высокой электропроводностью растет. Изначально прямой разряд со временем искривляется и принимает характерную форму, так как участки газа у поверхностей электродов движутся медленнее.

Максимальная температура газа T достигается в центре плазменного канала (рис. 4) и составляет 8000–10000 К. Большая часть тока протекает именно по сильно нагретой центральной части диаметром около 1 мм. В токопроводящем центре канала выделяется тепловая мощность, которая выносится на его периферию за счет теплопроводности. При высоких температурах коэффициент теплопроводности k существенно выше, чем при комнатной температуре.

Скорость центральной области разряда составляет 670 м/с, то есть разряд движется вместе с потоком. Скорости переднего и заднего фронтов больше и меньше соответственно на 60 м/с и составляют 730 и 610 м/с, что говорит о расширении плазменного канала со временем. Минимальная скорость перемещения участков дуги наблюдается у поверхностей электродов и составляет 500 м/с. Разряд слабо возмущает поток, однако резкий нагрев или охлаждение разряда приводит к локальным возмущениям скорости потока, цилиндрически расходящимся от плазменного канала и накладывающимся на систему ударных волн окружающего стационарного потока.

Проведем оценку ролей конвективного переноса и теплопроводности. Конвективный вынос тепла из разрядного канала происходит при движении газового потока относительно него. Однако в расчете свободный дуговой разряд в среднем движется вместе с потоком и относительная их скорость мала. В качестве ее оценки можно взять величину v около 50 м/с (зафиксированная в этом численном эксперименте характерная скорость движения переднего и заднего фронтов разряда относительно оси разрядного канала). Тогда при $c_p \approx 10000$ Дж/(кг · К), $\rho \approx 0.01$ кг/м³, $k \approx 2.5$ Вт/(м · К) в условиях разряда величина числа Пекле для характерного диаметра канала 1 мм

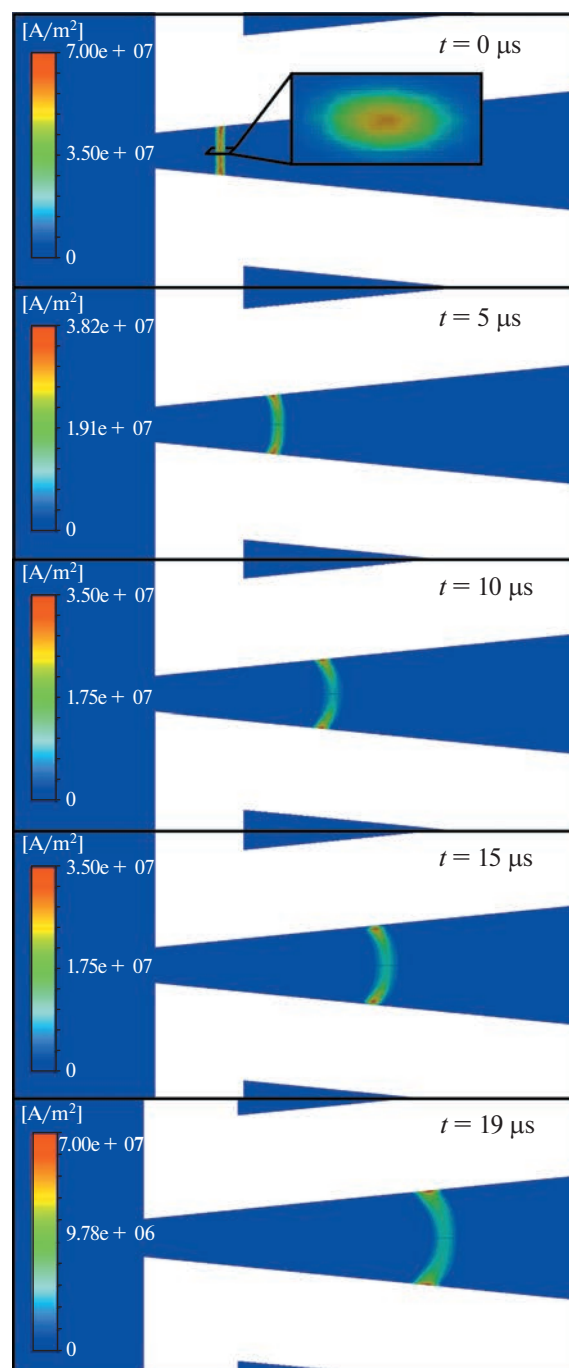


Рис. 3. Контуры плотности тока в моменты времени $t = 0; 5; 10; 15; 19$ мкс.

составит $Pe = \frac{c_p \rho v L}{k} \approx 2$. Такое промежуточное значение не позволяет не учитывать теплопроводность. Для некоторых участков разряда относительная скорость может быть и больше, но не более 500 м/с, что приведет к увеличению числа Пекле не более чем на порядок.

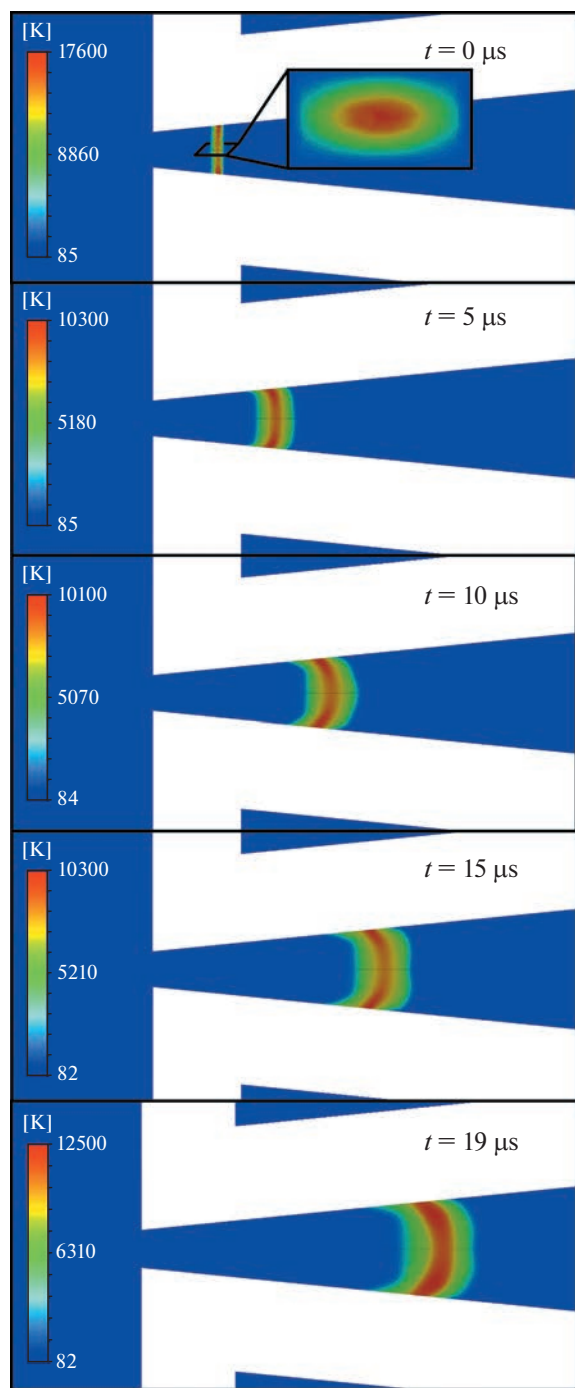


Рис. 4. Контуры статической температуры в моменты времени $t = 0; 5; 10; 15; 19$ мкс.

По значению температуры воздуха T в разряде 8000–10000 К и диапазону давлений p в потоке 0.2–0.3 атм можно сделать оценку концентрации электронов n_e . Используя табличные значения термодинамических функций для воздуха (молярной массы μ_m , плотности ρ , мольной доли электронов в газе χ_e) из [26] была рассчитана рав-

новесная концентрация электронов в воздухе при условиях разряда, которая составила 9.4×10^{14} – $9.0 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

По характерному значению плотности тока $j = 1\text{--}5 \times 10^3 \text{ А/см}^2$ в плазменном канале также можно провести оценку концентрации электронов n_e , согласно формуле $j = en_e v_{dr}$, где v_{dr} – дрейфовая скорость электронов в воздухе. Как известно, $v_{dr} = \mu E$, где μ – подвижность электронов в воздухе и в диапазоне приведенных полей 10–100 Тд характерных для разряда составляет величину около $2000 \text{ см}^2/(\text{с} \times \text{В})$ [25]. Оценка n_e в таком случае дает 2.5×10^{16} – $1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Стоит отметить, что ранее проведенные экспериментальные измерения n_e по штарковскому уширению линии H_α бальмеровской серии водорода дали значения $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В случае укороченных до длины 10 мм электродов продольно-поперечный разряд быстрее сносится к их концам и закрепляется на них. Длина разряда продолжает увеличиваться, а форма существенно меняется, становясь петлеобразной. Поскольку использована одножидкостная модель (нет отдельно ионов и электронов), то нет разницы в скоростях движения по электродам анодного и катодного пятен, наблюдаемой в эксперименте [16, 17], и разряд все время остается симметричным относительно центральной плоскости. На рис. 5 и 6 представлены контуры плотности тока и статической температуры соответственно в симуляции с укороченными электродами.

Напряжение на разряде увеличивается с его длиной (рис. 7). Первые 5 мкс происходит выход на стационарные характеристики разряда: его диаметра, распределений температуры и плотности тока. После 10 мкс времени в потоке разряд закрепляется на концах электродов, начиная быстро увеличивать свою длину. Скорость линейного роста напряжения на разряде с учетом поперечного диаметра токового канала около 1 мм и характерной его электропроводности $\sigma \sim 1000 \text{ См/м}$ при температуре $T \sim 8000\text{--}10000 \text{ К}$ соответствует удлинению плазменного канала со скоростью около 650 м/с. Напряженность поля $E \sim 125 \text{ В/см}$, что больше чем 25 В/см – характерного значения для дугового разряда постоянного тока атмосферного давления [25]. В данной модели нет учета эмиссионных поверхностных явлений, а такие явления в плазме как ионизация и различные переносы энергии между колебательными и возбужденными состояниями молекул воздуха усреднены в виде термодинамических и электрических свойств материала модели. Поэтому в использованной модели нет механизмов понижения напряженности поля кроме снижения сопротивления плазменного канала при его

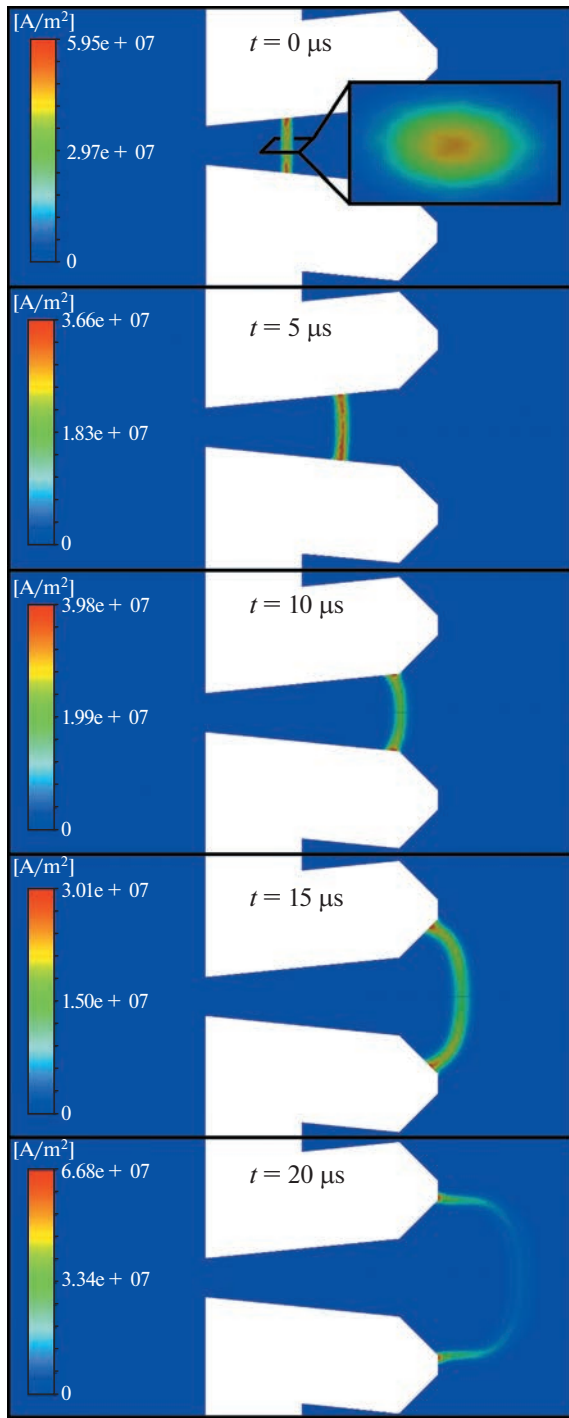


Рис. 5. Контуры плотности тока в моменты времени $t = 0; 5; 10; 15; 20$ мкс. Укороченные электроды.

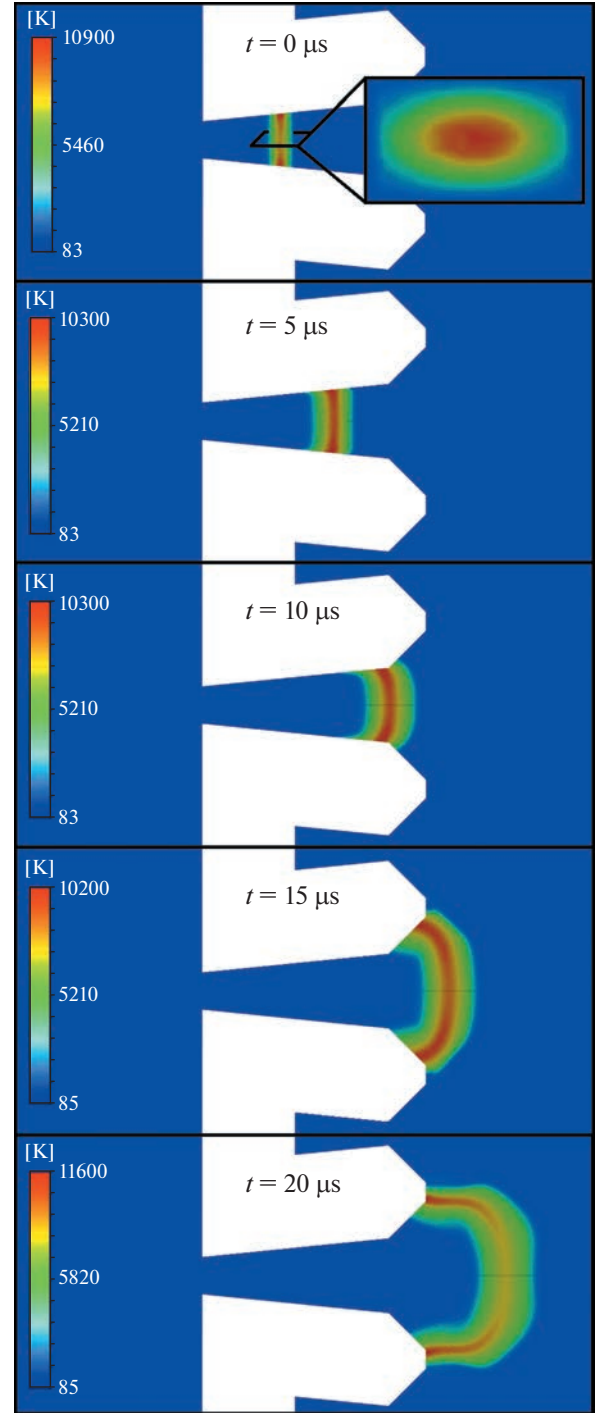


Рис. 6. Контуры статической температуры в моменты времени $t = 0; 5; 10; 15; 20$ мкс. Укороченные электроды.

нагреве. В отличие от быстрых процессов энергообмена в электронной и ионных подсистемах плазмы, происходящих за характерные времена, меньшие чем у термализации атомов $\tau_{ea} \approx (m_a/2m_e)v_{ea}^{-1} \approx 10^{-7}$ с, ионизация происходит

медленнее. По порядку величины время установления равновесной ионизации составляет $\tau_{ion} \sim (k_i N)^{-1}$, где k_i — константа скорости ионизации, $k_i \approx 10^{-15}$ см³ с⁻¹ для азота при $kTe = 1$ эВ. В этом случае $\tau_{ion} \approx 2$ мс, что может объяснять большие

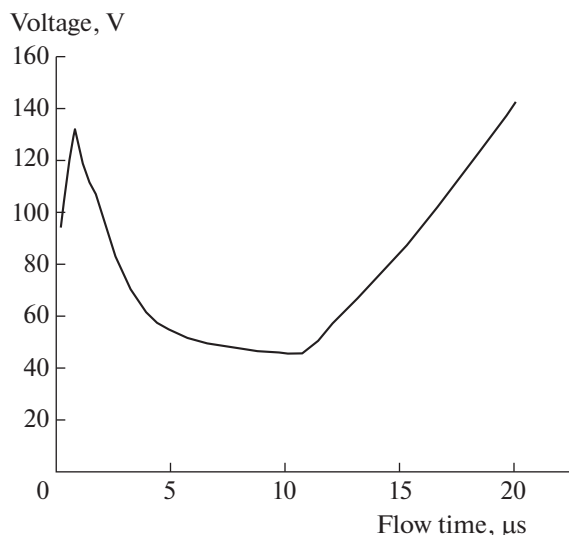


Рис. 7. Напряжение на разряде. Укороченные электроды.

напряженности поля E , поскольку в условиях расчетов разряд не успевает выйти на квазистационарное состояние ионизации.

При постоянном разрядном токе 10 А выделяемая в разряде тепловая мощность составляет около 1250 Вт на 1 см его длины. При температуре плазмы в канале около 9000 К и давлении 0.25 атм концентрация нейтралов приблизительно $4.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, из чего получается оценка приведенного поля E/N около 30 Тд.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе были получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке, а также плотности тока в иницируемом в нем разряде. Газовый разряд постоянного тока величиной 10 А рассматривался в гидродинамическом приближении в рамках канальной модели. Разряд инициировался с помощью ручной установки между электродами электропроводящей зоны газа с температурой $T \sim 10000 \text{ К}$ без необходимости в моделировании процесса пробоя. Рассмотрена эволюция продольно-поперечного разряда в диапазоне времени t до 20 мкс. Показано, что разряд движется практически со скоростью основного сверхзвукового воздушного потока около 670 м/с, достаточно слабо его возмущая. По полученным в расчетах характерным значениям плотности тока и температуры газа в разрядном канале сделаны оценки концентрации электронов $n_e = (0.9\text{--}5.1) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что согласуется со значениями $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, полученными ранее экспериментально оптическими методами. Показано, что с уве-

личением длины разрядного канала также растет и напряженность на нем. Оценена напряженность поля $E \sim 125 \text{ В/см}$ и приведенная напряженность поля в канале разряда E/N около 30 Тд, а тепловая мощность, выделяемая разрядом, составила 1250 Вт/см. В конфигурации аэродинамической модели с укороченными электродами показан переход к закрепленной на их концах фазе разряда.

Рассмотренный в работе продольно-поперечный разряд может быть использован, например, с целью быстрого объемного воспламенения топлива в камерах сгорания прямоточных двигателей благодаря достигаемой в нем высокой температуре газа.

Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” и благодарит его за финансовую поддержку.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233, <https://rscf.ru/project/23-22-00233/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonov S.B. // *Energies*. 2018. V. 11. P. 1733. <https://doi.org/10.3390/en11071733>
2. Lin Bing-xuan, Wu Yun, Zhang Zhi-bo, Chen Zheng // *Combustion and flame*. 2017. V. 182. P. 102–113. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.04.022>
3. Chintala N., Meyer R., Hicks A., Bao A., Rich J.W., Lempert W.R., Adamovich I.V. // *Journal of Propulsion and Power*. 2005. T. 21. № 4. С. 583. <https://doi.org/10.2514/1.10865>
4. Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., Corke T.C. // *AIAA JOURNAL*. 2004. V. 42. № 3. P. 589. <https://doi.org/10.2514/1.2305>
5. Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 24. С. 38. http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/ioffe/pztf/2004/24/pztf_t30v24_07.pdf
6. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 5. С. 10. http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/ioffe/ztf/2007/05/ztf7705_02.pdf
7. Fridman A., Gutsol A., Gangoli S., Ju Y., Ombrello T. // *Journal of Propulsion and Power*. 2008. T. 24. № 6. С. 1216. <https://doi.org/10.2514/1.24795>
8. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=35642593>
9. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 314. <https://doi.org/10.7868/S0367292117030118>
10. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2018. № 5. С. 44.

11. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 76.
12. Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551.
13. Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ., 1996.
14. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Константиновский Р.С., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибкова Л.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 1. С. 77.
15. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Громов В.Г., Карачев А.А., Константиновский Р.С. // Теплофизика высоких температур. 2011. 49. № 2. С. 163.
16. Logunov A.A., Kornev K.N., Shibkova L.V., Shibkov V.M. // High Temperature. 2021. Vol. 59. № 1. P. 19–26.
17. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. № 6. С. 1–8.
18. Двинин С.А., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М. // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42. № 2. С. 181–191.
19. Kolev S., Bogaerts A. // Plasma Sources Science and Technology. 2014. Т. 24. № 1. С. 015025.
20. Shang J.S., Huang P.G., Yan H., Surzhikov S.T. // Journal of Applied Physics. 2009. Т. 105. № 2. С. 023303.
21. Nishihara M., Adamovich I.V. // IEEE transactions on plasma science. 2007. Т. 35. № 5. С. 1312–1324.
22. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A. // Energies. 2022. Т. 15. № 19. С. 7015.
23. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
24. Boulos M.I., Fauchais P., Pfender E. Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications, Plenum Press, Springer, 1994.
25. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. С. 511.
26. Предводителев А.С. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 до 12000 К и давлений от 0.001 до 1 000 атмосфер). М.: Изд-во АН СССР. 1957.