

УДК 533.533.9

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА С ОБЛАСТЬЮ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗРЯДОМ

© 2023 г. К. Н. Корнев<sup>a,\*</sup>, А. А. Логунов<sup>a,\*\*</sup>, В. М. Шибков<sup>a,\*\*\*</sup>

<sup>a</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

\*e-mail: [singuliarnost@yandex.ru](mailto:singuliarnost@yandex.ru)

\*\*e-mail: [logunov\\_aa@physics.msu.ru](mailto:logunov_aa@physics.msu.ru)

\*\*\*e-mail: [valshibmsu@gmail.com](mailto:valshibmsu@gmail.com)

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 08.02.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2023 г.

Проведено численное моделирование сверхзвукового стационарного воздушного потока внутри расширяющегося аэродинамического канала с прямоугольным сечением – лабораторной модели прямого воздушного реактивного двигателя. С помощью экспериментальных данных была проведена валидация аэродинамической модели в случае отсутствия зоны объемного тепловыделения. После валидации модели было проведено численное моделирование сверхзвукового потока с включенной зоной объемного тепловыделения. Получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом стационарном воздушном потоке. Показано, что при объемной плотности тепловой мощности источника эквивалентной средней общей мощности разряда  $W = 10$  кВт разряд нагревает газ до температуры  $T = 1700–4200$  К, что приводит к ускорению потока без его теплового заклинивания. При плотности тепловой мощности источника эквивалентной средней общей мощности разряда  $W = 20$  кВт газ нагревается сильнее до 6700 К, но начинается локальное тепловое заклинивание потока.

*Ключевые слова:* CFD-моделирование, сверхзвуковой воздушный поток, тепловыделение в газе, поперечно-продольный разряд

DOI: 10.31857/S1024708422601020, EDN: WKJDZT

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования разрядов в сверхзвуковом потоке газа вызывают в последние годы большой интерес в связи с проблемой создания равновесных или неравновесных плазменных сред для модификации пограничного слоя, воздействия на течение с целью понижения лобового сопротивления, а также для воспламенения горючей смеси в сверхзвуковом потоке [1]. В работе Г.Г. Черного, В.А. Левина и др. [2] дано теоретическое обоснование возможности влияния на аэродинамику сверхзвуковых летательных средств с помощью локальных зон энерговыделения.

Существует огромное число разновидностей газовых разрядов, которые возможно использовать для плазменно-стимулированного горения. Например, изучается возможность применения высоковольтных разрядов с длительностью импульсов в наносекундном диапазоне [3], а также других разрядов, отличающихся геометрией электродов или наличием диэлектрических вставок, таких как диэлектрический барьерный разряд (DBD), на основе которого конструируются и изучаются различные плазменные актуаторы для модификации течения приповерхностных слоев газа и создания микротяги [4]. В [5, 6] исследуются скользящие по диэлектрической поверхности электродные разряды типа “плазменный лист”. Приведены результаты экспериментов по определению структуры плазменного слоя скользящего разряда в неподвижном воздухе и в однородном потоке за плоской ударной волной. Для стабилизации горения топливно-воздушных смесей в сверхзвуковом потоке предлагается использовать, например, продольно-поперечный разряд [7–11] или свободно-локализованный СВЧ-разряд [12–14]. Был изучен поверхностный СВЧ-разряд [15–19], который создается поверхностной волной на диэлектрической антенне, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха. Воспламенение с помощью СВЧ-разряда происходит эф-

фективно, но оборудование для его генерации достаточно громоздко, необходима защита экипажа летательного аппарата и бортовой электроники от воздействия СВЧ-излучения.

В статьях [7–10] приведено подробное экспериментальное исследование продольно-поперечного разряда в высокоскоростном воздушном потоке и показано, что в этих условиях реализуется сильноточный дуговой периодический разряд характерной формы. В работах [20, 21] представлены зависимости частоты пульсации продольно-поперечного разряда от скорости воздушного и пропан-воздушного потоков, от разрядного тока и эквивалентного отношения для пропана, а также выявлены основные зависимости длины плазменного канала, максимальное достигаемое напряжение на разряде и средняя по длине канала напряженность электрического поля, частота пульсаций от минимального межэлектродного расстояния.

В отличие от эксперимента, компьютерное моделирование может предоставить полное трехмерное распределение таких свойств потока, как скорость, давление и температура. Именно поэтому моделирование в области плазменного горения является крайне актуальной задачей. Моделирование электрического разряда в газовом потоке уже проводилось ранее с использованием различных электродинамических моделей. Работа [22] посвящена исследованию характеристик разряда постоянного тока в поперечном потоке газа. Результаты численного моделирования сопоставлены с экспериментом. Показано, что в зависимости от скорости течения газа разряд может существовать в нескольких формах. При определенных условиях разряд переходит в импульсно-периодическую форму, когда формирование структуры из катодного и анодного плазменных следов прерывается новым пробоем газа. В [23–25] было проведено двумерное моделирование сечения разряда, который движется под воздействием постоянного магнитного поля. Скорость разряда, его полный ток и распределение в плоскости моделирования сравнивались с экспериментальными данными.

Продольно-поперечный разряд, исследуемый в [7–10], является достаточно сложной нестационарной системой. Основными целями данной работы являются моделирование влияния простой модели продольно-поперечного разряда и создающих его электродов на сверхзвуковой воздушный поток в типичных условиях эксперимента и определение характерных достигаемых температур газа. Изложенный ниже в статье подход учитывает в основном влияние средней величины выделяемой в воздушный поток тепловой мощности, и стоит отметить, что он не может описать эффекты, возникающие из-за нестационарности и сильной контрагированности дугового разряда.

## 1. ПАРАМЕТРЫ РАСЕТНОЙ МОДЕЛИ

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

Расчетная область (см. рис. 1) состояла из соответствующих экспериментам [7–10] сопла Лаваля длиной 120 мм и расширяющегося аэродинамического канала длиной 500 мм прямоугольного сечения. Профиль сопла был снят с реально существующего, рассчитанного на число Маха  $M = 2$ . На входном сечении сопла площадью  $11.5 \times 11.5 \text{ мм}^2$  ставилось граничное условие фиксированной статической температуры 300 К и фиксированного статического давления  $p_{in}$  (в диапазоне 100–500 кПа), так как это значение измерялось в эксперименте и задавало массовый расход воздуха через сопло. На выходном сечении аэродинамического канала ( $30 \times 30 \text{ мм}^2$ ) ставилось граничное условие фиксированного давления  $p_{out}$  (в диапазоне 10–100 кПа), соответствующего давлению в откачиваемой барокамере, служащей в эксперименте откачиваемой буферной емкостью и приемником отработанных газов. Две примыкающие друг к другу боковые поверхности сопла и канала, пересекающиеся на оси, были выставлены с условием симметрии. Так как у любого поперечного прямоугольного сечения экспериментального аэродинамического канала есть 2 оси симметрии, можно проводить моделирование только в четверти объема модели, экономя вычислительные ресурсы. В одной из двух плоскостей симметрии модели расположены электроды. Остальные поверхности модели (в том числе поверхности электродов) были заданы как стенки с условием без проскальзывания.

Форма электрода также соответствовала проведенным ранее экспериментам (длина 70 мм, минимальное расстояние от оси 1 мм, максимальное — 10 мм, ромбическое сечение). Второй электрод учитывается моделью из-за условия симметрии на двух боковых поверхностях. Электрод отстоит на 110 мм от выходного сечения сопла Лаваля. Неподвижная область тепловыделения объемом  $2 \times 1 \times 9 \text{ мм}^3$ , имитирующая продольно-поперечный разряд, расположена у конца

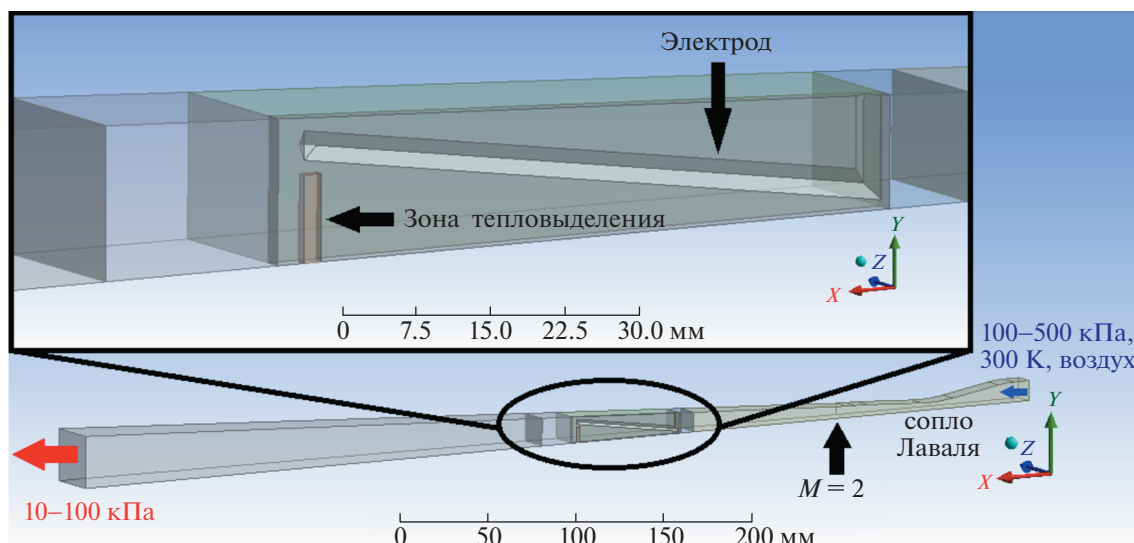


Рис. 1. Геометрия расчетной области.

электрода. При данном подходе однако не учитывается движение разряда при его сносе вниз по потоку и изменение формы при его развитии.

Расчетная область была разбита на несколько доменов с размером ячейки от 0.25 мм вблизи электродов до 2.5 мм у входного и выходного сечений модели. Разбиение расчетной области на домены позволило обеспечить не менее 10 узлов на каждом ребре геометрической модели канала, в том числе на сечениях электрода миллиметровых размеров. Примененные при построении сетки встроенные программные методы позволили создать правильную ориентированную сетку со сгущением у пограничных слоев на стенках. Общее число ячеек сетки составило 2 млн, степень сгущения (отношение характерных линейных размеров элементов в глубине потока и у стенок) равно 5, характерное число узлов в поперечном потоку сечении канала 10000, характерное число узлов вдоль оси канала 1000. Во всех доменах, кроме содержащего поверхности электрода, использовались ориентированные ячейки-параллелепипеды. Сложная форма электрода с наличием большого числа не прямых углов не позволила применить такие же ячейки, вместо них использовались тетраэдрические.

В расчете использовались модели вязкости *Spalart-Allmaras* и *standart k-ε*, дававшие качественно одинаковую картину течения воздуха, а также выбран стационарный режим.

Термодинамические и транспортные свойства воздуха (теплоемкость при постоянном давлении  $c_p$ , коэффициенты теплопроводности  $k$  и динамической вязкости  $\eta$ ) в широком диапазоне температур до 24000 К были взяты из [26]. Их зависимости в этом диапазоне имеют крайне нелинейный характер, обусловленный, например, такими процессами как однократная и многократная ионизация, диссоциация азота, кислорода воздуха и других составляющих его газов.

## 2. ВАЛИДАЦИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Были проведены расчеты стационарного течения воздуха в модели в зависимости от входного и выходного давлений и без зоны тепловыделения. Правильность всех размеров и параметров модели определялась при сравнении расчетных зависимостей массового расхода воздуха, генерируемой моделью тяги и давлению на стенку от давления на входе в сопло с полученными экспериментально (рис. 2).

В эксперименте калибровка массового секундного расхода воздуха проводилась путем измерения начальных давлений в барокамере и ресивере высокого давления воздуха. Зная время пуска и отношение объемов барокамеры ( $V = 2.61 \text{ м}^3$ ) и ресивера ( $V_r = 0.561 \text{ м}^3$ ) возможно вычислить массовый расход воздуха в зависимости от давления в ресивере. В эксперименте измерялась сила, с которой давит подвижно закрепленный (подвешенный) аэродинамический расширяющийся канал установки на неподвижную ее часть, с помощью тензорезистивного датчика. Датчик и канал закреплялись таким образом, что измерялось только осевое усилие. В программе

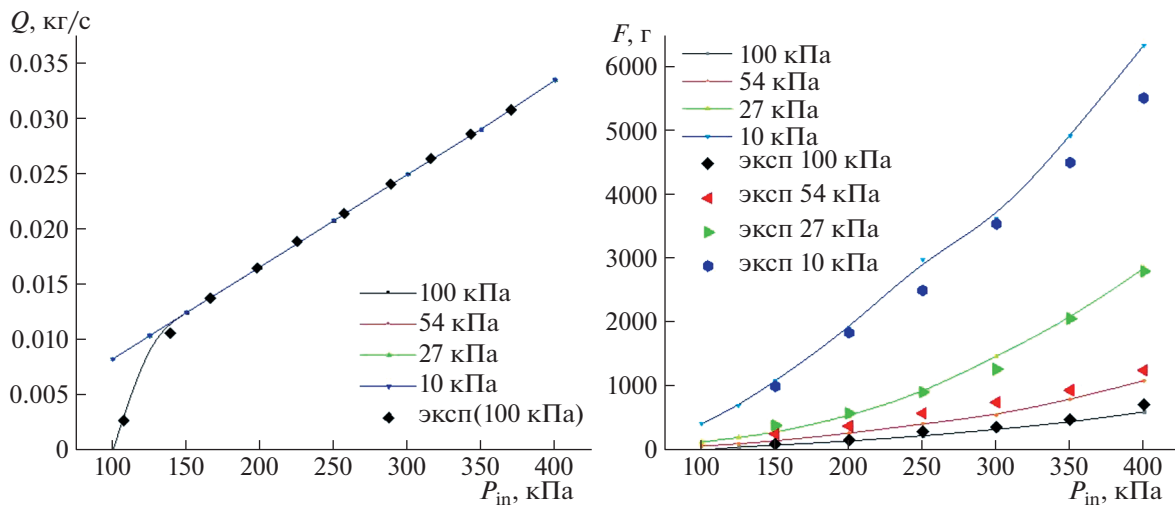


Рис. 2. Зависимости массового расхода воздуха  $Q$  и силы тяги  $F$  от давления на входе в сопло  $p_{in}$ . Точки – экспериментальные значения, линии – результат моделирования.

рассчитывались с помощью встроенного инструмента величины массового среднего осевой проекции скорости потока на входном и выходном сечении аэродинамической модели. Среднее необходимо было рассчитывать из-за неоднородного профиля скорости потока в сечениях, особенно при наличии обратных течений. С учетом известного массового расхода воздуха  $Q$ , сила тяги вычислялась как произведение расхода  $Q$  на разность массовых средних осевых проекций скорости потока на входном и выходном сечении модели. Статические давления на стенку аэродинамического канала измерялись с помощью трех предварительно откалиброванных датчиков, вмонтированных в различных точках канала (первый на расстоянии 4 см от входного сечения канала, второй – 20 см, третий – 45 см, т.е. в 5 см от выходного сечения).

Хорошее совпадение зависимости массового расхода воздуха говорит о правильно построенном профиле сопла Лавалья, выбранных площадей критического, входного и выходного сечений модели. При давлении на выходном сечении  $p_{out} = 100$  кПа и низких давлениях на входе в сопло  $p_{in} < 150$  кПа в критическом его сечении не достигается скорости звука и осуществляется дозвуковой режим протекания воздуха в сопле. Зависимость массового расхода воздуха  $Q$  при этом отклоняется от прямой. Существенная тяга  $F$  до 5 кгс наблюдается только при давлении  $p_{out} < 27$  кПа, которое обеспечивает правильный режим работы расширяющегося канала. Рост тяги с увеличением давления на входе вызван увеличением массового расхода воздуха. Характер зависимостей статического давления на стенку  $p$  при давлении  $p_{out} = 740$  Торр говорит о дозвуковом течении воздуха в аэродинамическом канале модели (рис. 3).

При высоком давлении на выходе ( $p_{out} > 250$  Торр) в некотором сечении канала происходит отрыв течения от стенок с последующим образованием системы ударных волн, зон рециркуляции и торможением потока до дозвуковых скоростей, что говорит о перерасширенном для этого режима выходном сечении канала. При давлении  $p_{out} < 100$  Торр отрыв происходит только в последних 5 см канала (обратное течение занимает 25% площади выходного сечения), а практически весь канал заполнен сверхзвуковым потоком воздуха с  $M = 2-3.5$  (рис. 4). Массовое среднее осевой проекции скорости по площади выходного сечения  $\langle v_{out} \rangle$  составило 440 м/с с учетом обратного течения. Наблюдается падение на стенку косога скачка уплотнения от передней кромки электрода с последующим отражением от нее. В месте падения происходит отрыв пограничного слоя, а затем его присоединение [27]. Поток ускоряется после сопла из-за расширения канала до характерных скоростей  $u = 580-640$  м/с при значениях его статической температуры  $T = 85-120$  К. При таких условиях воспламенение и поддержание горения топлив без дополнительных мер (разряд или застойные зоны) невозможны.

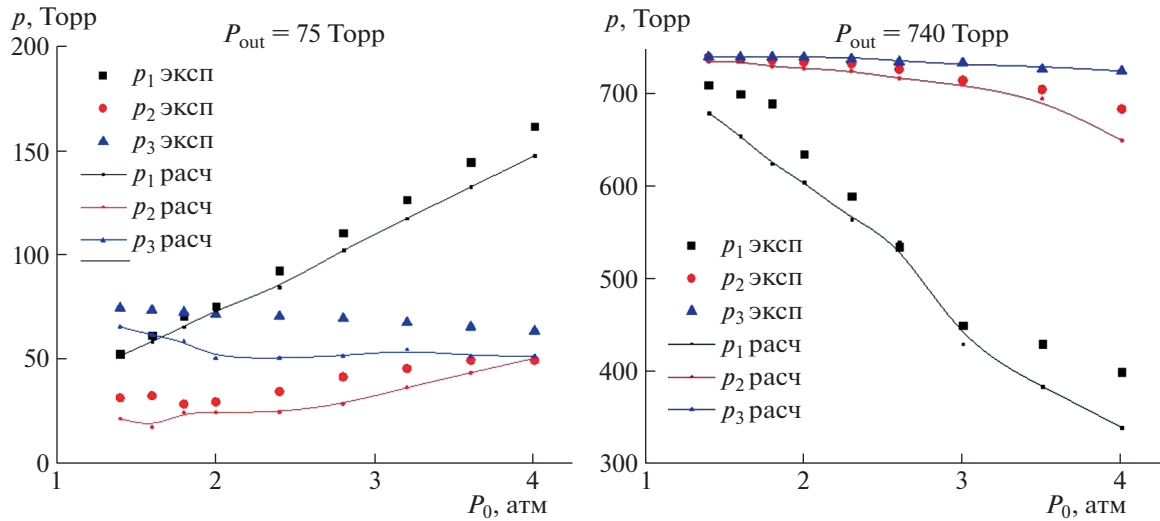


Рис. 3. Зависимости статического давления на стенку  $p$  от давления на входе в сопло  $p_{in}$  при различных давлениях  $p_{out}$ . Точки – экспериментальные значения, линии – результат моделирования.

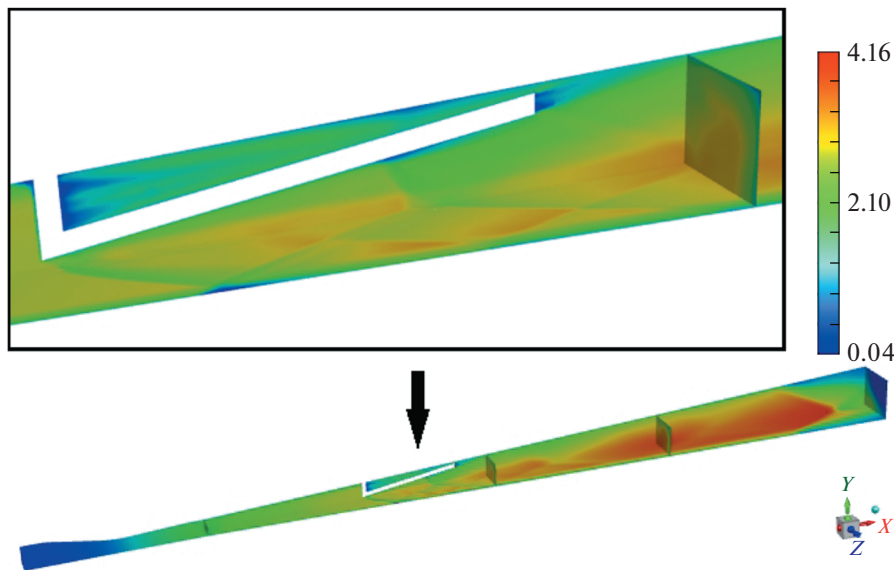
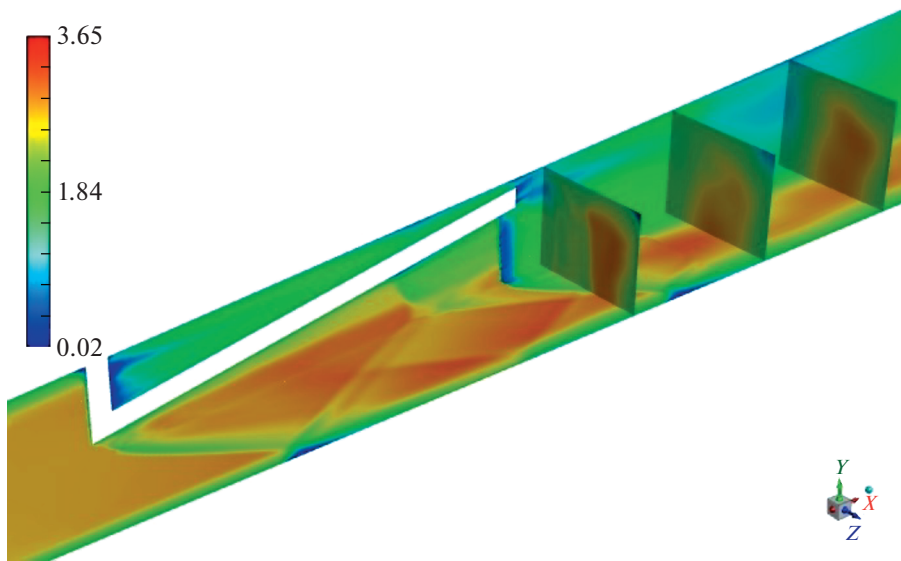


Рис. 4. Контур числа Маха в потоке на плоскостях симметрии модели (пересекаются на центральной оси) и пяти поперечных сечениях.  $p_{in} = 400 \text{ кПа}$ ,  $p_{out} = 10 \text{ кПа}$ , зона тепловыделения неактивна.

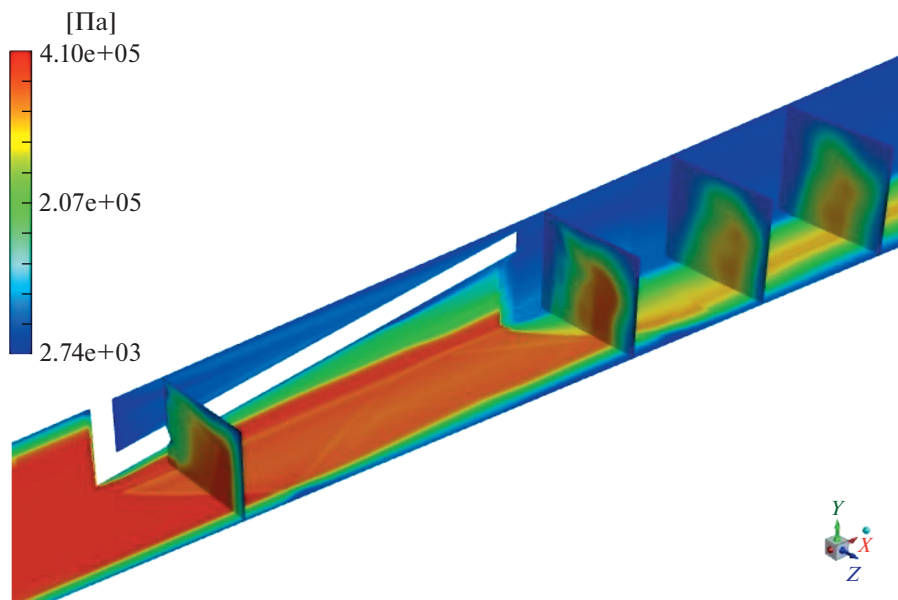
### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

Были проведены расчеты течения воздуха в модели при включенном источнике тепловой плотности мощности  $w = 0.7\text{--}2.8 \times 10^{11} \text{ Вт/м}^3$ , соответствующей суммарной мощности  $W = 5\text{--}20 \text{ кВт}$  в зоне выделения тепла объемом  $72 \text{ мм}^3$ , выделяемой продольно-поперечным разрядом в типичных экспериментальных условиях. Давление на входе и выходе модели 400 и 10 кПа соответственно.

Так как область тепловыделения неподвижна, газ нагревается только в малой области поперечного сечения канала шириной около 2–3 диаметров разряда и выносится потоком вниз на 10–20 см от конца электродов. При плотности тепловой мощности источника  $w = 1.4 \times 10^{11} \text{ Вт/м}^3$  (эквивалентной средней общей мощности разряда  $W = 10 \text{ кВт}$ ) в центральной части потока газ, проходя область тепловыделения, нагревается до температур  $T = 1700\text{--}2500 \text{ К}$ , хотя вблизи конца электрода, где скорость потока снижена, газ нагревается до более высокой температуры  $T$  поряд-



**Рис. 5.** Контуры числа Маха в потоке на плоскостях симметрии модели (пересекаются на центральной оси) и трех поперечных сечениях. Источник объемного тепловыделения активен ( $W = 10$  кВт).  $p_{in} = 400$  кПа,  $p_{out} = 10$  кПа.



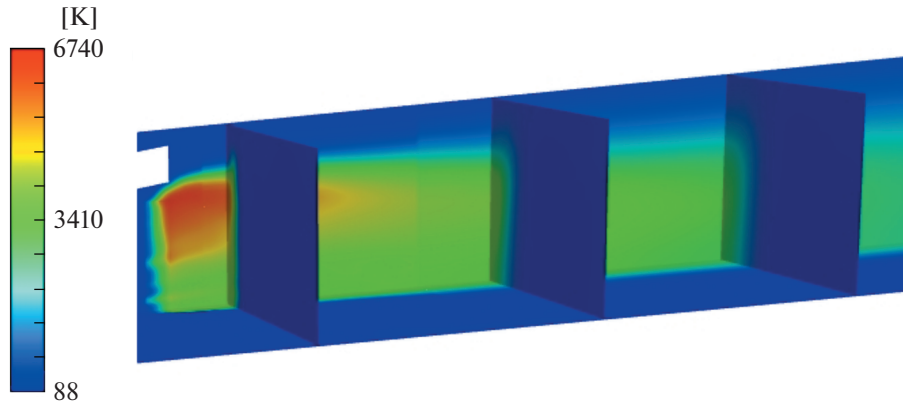
**Рис. 6.** Контуры полного давления  $p_0$  в потоке на плоскостях симметрии модели (пересекаются на центральной оси) и четырех поперечных сечениях. Источник объемного тепловыделения активен ( $W = 10$  кВт).  $p_{in} = 400$  кПа,  $p_{out} = 10$  кПа.

ка 3500–4200 К. В этих областях может происходить быстрое воспламенение топливно-воздушной смеси при ее подаче в аэродинамический канал.

Несмотря на снижение из-за повышения температуры и потерь на ударных волнах в нагретой разрядом области газа числа Маха с 2–3 до 1.1–1.8 (см. рис. 5) величина скорости потока  $u$  в ней возрастает с 600 м/с до 1000–1800 м/с и тепловое закипание потока при данной плотности тепловой мощности источника не происходит. Около выходного сечения модели по-прежнему наблюдаются отрыв от стенки и рециркуляция, обратное течение занимает 20% его площади. Массовое среднее осевой проекции скорости по площади выходного сечения  $\langle v_{out} \rangle$  составило 460 м/с с учетом обратного течения.

Наблюдаются значительные потери полного давления  $p_0$  в потоке в основном в трех местах: на стенках канала, на ударной волне от электрода и на области тепловыделения (см. рис. 6). По-





**Рис. 7.** Контуры статической температуры в потоке на плоскостях симметрии модели (пересекаются на центральной оси) и трех поперечных сечениях. Источник объемного тепловыделения активен ( $W = 20$  кВт).  $p_{in} = 400$  кПа,  $p_{out} = 10$  кПа.

сле ударной волны полное давление  $p_0$  падает с 400 до 320 кПа (снижение на 20%), а после зоны объемного нагрева падает с 320 до 80–100 кПа. Стоит отметить, что в частях поперечного сечения, далеко отстоящих от стенок и разрядной области, сохраняется высокое значение давления около 320 кПа, т.е. поток остается сравнительно слабо возмущен.

При плотности тепловой мощности источника  $w = 2.8 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>3</sup> (эквивалентной средней общей мощности разряда  $W = 20$  кВт) газ нагревается сильнее, достигая температур до 6700 К, типичных для воздушного дугового разряда атмосферного давления (рис. 7). Стоит отметить, что в реальных условиях свободного токопроводящего канала разряда может происходить больший нагрев, так как область тепловыделения будет перемещаться вместе с нагреваемой газовой областью. В экспериментах [7–10] наблюдается нагрев до 7000–9000 К. Распределение числа Маха в потоке в целом схожее, но большая величина вкладываемой в поток мощности приводит к локальному его снижению до  $M < 1$  в нагретом следе области объемного тепловыделения. Площадь выходного сечения, занимаемая обратным течением, снизилась до 10–15%, а массовое среднее осевой проекции скорости по площади выходного сечения  $\langle v_{out} \rangle$  составило 600 м/с. Полное тепловое запыриание аэродинамического канала происходит только при  $w = 1.12 \times 10^{12}$  Вт/м<sup>3</sup> ( $W = 80$  кВт). Во избежание теплового запыриания потока при инжекции и воспламенении в нем топлив опыты следует проводить при меньших мощностях разряда.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе были получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке. С помощью экспериментальных данных давлений на стенку и создаваемой моделью тяги была проведена валидация аэродинамической модели в случае отсутствия зоны объемного тепловыделения. Получена верхняя граница давления ( $p_{out} = 100$ –200 Торр) на выходном сечении канала, обеспечивающего правильный режим течения воздуха в модели. Показано, что при плотности тепловой мощности источника  $w = 1.4 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>3</sup> (эквивалентной средней общей мощности разряда  $W = 10$  кВт) разряд нагревает газ до температуры от 1700–2500 К в середине потока до  $T = 3500$ –4200 К вблизи конца электрода, что приводит к ускорению потока без его теплового запыриания. При плотности тепловой мощности источника  $w = 2.8 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>3</sup> (эквивалентной средней общей мощности разряда  $W = 20$  кВт) газ нагревается сильнее до 6700 К, но начинается локальное тепловое запыриание потока. Возможность достижения таких высоких температур газа с помощью разряда может быть использована для быстрого воспламенения топлив в сверхзвуковых воздушных потоках.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 23-22-00233. К.Н. Корнев является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” и благодарит его за финансовую поддержку.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leonov S.B.* Electrically Driven Supersonic Combustion // *Energies* 2018, 11, 1733. <https://doi.org/10.3390/en11071733>
2. *Chernyi G.G.* Some recent results in aerodynamic applications of flows with localized energy addition // 9 International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference and 3 Weakly Ionized Gases Workshop, 1–5 November 1999, Norfolk, VA, USA, AIAA-99-4819. <https://doi.org/10.2514/6.1999-4819>
3. *Lin Bing-xuan, Wu Yun, Zhang Zhi-bo, Chen Zheng* Multi-channel nanosecond discharge plasma ignition of premixed propane/air under normal and sub-atmospheric pressures // *COMBUSTION AND FLAME*. 2017. V. 182. P. 102–113. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.04.022>
4. *Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., Corke T.C.* Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology // *AIAA JOURNAL*. 2004. V. 42. № 3. P. 589–594. <https://doi.org/10.2514/1.2305>
5. *Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В.* Исследование поверхностного энерговклада в газ при инициировании импульсного разряда типа „плазменный лист“ // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30. № 24. С. 38–42. [http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/ioffe/pztf/2004/24/pztf\\_t30v24\\_07.pdf](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.* Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда // *ЖТФ*. 2007. Т. 77. № 5. С. 10–18. [http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/ioffe/ztf/2007/05/ztf7705\\_02.pdf](http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/ioffe/ztf/2007/05/ztf7705_02.pdf)
7. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. № 8. С. 661–674. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=35642593>
8. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* Параметры плазмы пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 3. С. 314–322. <https://doi.org/10.7868/S0367292117030118>
9. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* Степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потоках // *Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия*. 2018. № 5. С. 44–49. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=36992595>
10. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* Температура электронов в плазме разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке // *Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия*. 2017. № 3. С. 76–82. <http://vmu.phys.msu.ru/file/2017/3/17-3-075.pdf>
11. *Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.* Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38. № 6. С. 551. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17726891>
12. *Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М.* Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ., 1996.
13. *Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибкова Л.В.* Свободнолокализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. № 9. С. 857. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=9175972>
14. *Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L.V.* Microwave and Direct-Current Discharges in High-Speed Flow: Fundamentals and Application to Ignition // *Journal of Propulsion and Power*. 2009. V. 25. № 1. P. 123. <https://doi.org/10.2514/1.24803>
15. *Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Константиновский Р.С., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибкова Л.В.* Поверхностный СВЧ разряд в воздухе // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33. № 1. С. 77–85. <https://elibrary.ru/item.asp?id=9444599>
16. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Громов В.Г., Карачев А.А., Константиновский Р.С.* Влияние поверхностного СВЧ-разряда на воспламенение высокоскоростных пропан-воздушных потоков // *Теплофизика высоких температур*. 2011. 49. № 2. С. 163. [https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=tv&paperid=277&option\\_lang=rus](https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=tv&paperid=277&option_lang=rus)
17. *Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В.* Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны // *ЖТФ*. 2005. Т. 75. № 4. С. 67–73. <https://journals.ioffe.ru/articles/8529>
18. *Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В.* Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда // *ЖТФ*. 2005. Т. 75. № 4. С. 74–79. <https://journals.ioffe.ru/articles/8530>
19. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А.* Поверхностный сверхвысокочастотный разряд при повышенных давлениях воздуха // *Теплофизика высоких температур*. 2009. Т. 47. № 5. С. 650–658. [https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=tv&paperid=902&option\\_lang=rus](https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=tv&paperid=902&option_lang=rus)



20. *Logunov A.A., Kornev K.N., Shibkova L.V., Shibkov V.M.* Influence of the Interelectrode Gap on the Main Characteristics of a Pulsating Transverse-Longitudinal Discharge in High-Velocity Multicomponent Gas Flows // High Temperature. 2021. V. 59. № 1. P. 19–26. <https://link.springer.com/article/10.1134/S0018151X21010119>
21. *Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н.* Параметры плазмы пульсирующего разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках газа // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. № 6. С. 1–8. <https://doi.org/10.31857/S0040364420060198>
22. *Двинин С.А., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М.* Моделирование разряда постоянного тока в поперечном сверхзвуковом потоке газа // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42. № 2. С. 181–191. <https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000026147.82949.36>
23. *Toktaliev P.D., Semenev P.A., Moralev I.A., Kazanskii P.N., Bityurin V.A. and Bocharov A.N* Numerical modeling of electric arc motion in external constant magnetic field // Journal of Physics: Conference Series 2020 1683 032009. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1683/3/032009>
24. *Moralev I., Kazanskii P., Bityurin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E. and Leonov S.* Gas dynamics of the pulsed electric arc in the transversal magnetic field // Journal of Physics D: Applied Physics. 2020. V. 53. № 42. 425203. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab9d5a>
25. *Rakhimov R.G., Moralev I.A., Firsov A.A., Bityurin V.A. and Bocharov A.N.* On the gasdynamics of the electric discharge in external magnetic field // Journal of Physics: Conf. Ser. 2019. V. 1147. 012128. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1147/1/012128>
26. *Boulos M.I., Fauchais P., and Pfender E.,* Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications. Plenum Press-Springer, 1994.
27. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.