УДК 536.46

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА В КАНАЛЕ

Н. Н. Федорова, О. С. Ванькова, М. А. Гольдфельд

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН им. С. А. Христиановича, 630090 Новосибирск nfed@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования реагирующих турбулентных течений в канале прямоугольного сечения с резким расширением (уступом). Моделирование проведено для условий экспериментов в импульсной высокоэнтальнийной аэродинамической установке при числе Маха на входе в канал M = 3.85. В качестве горючего использован водород, который инжектируется трансверсально основному потоку перед уступом с верхней и нижней стенок канала. Расчеты выполнены в трехмерной нестационарной постановке в пакете Fluent 2020R1 без учета и с учетом реакций горения водорода в воздухе. Исследована структура реагирующих турбулентных течений, определены параметры потока на различных этапах нестационарного процесса воспламенения и стабилизации горения. Расчетные данные сопоставлены с результатами эксперимента по распределению статического давления на стенках канала. Показано, что расчет правильно предсказывает нестационарную картину воспламенения и распространения пламени в канале.

Ключевые слова: водородовоздушная смесь, сверхзвуковое горение, стабилизация пламени, математическое моделирование.

DOI 10.15372/FGV20220201

ВВЕДЕНИЕ

Организация смешения и воспламенения топлива в каналах при сверхзвуковых скоростях представляет собой сложную задачу [1], на которую влияют многие фундаментальные факторы, такие как взаимодействие ударных волн с турбулентным пограничным слоем, горение, стабилизация пламени, тепловое запирание канала и др. [2]. В качестве перспективного топлива активно используется водород благодаря его высокой теплотворной способности, короткому времени индукции, высокой теплоемкости и экологической чистоте, а также хорошей воспламеняемости [3, 4]. Различные конфигурации камер сгорания, включающие в себя стабилизаторы пламени в виде каверны, пилонов или уступа, а также различные схемы подачи водорода были исследованы экспериментально и численно в [5–9]. Получены общирные данные, которые позволили понять и объяснить основные особенности процессов воспламенения и горения водорода при сверхзвуковых

скоростях потока на входе в экспериментальный канал. В частности, было показано, что для инициирования горения необходимо создание рециркуляционных зон, в которых происходит воспламенение. Эти зоны могут создаваться как за счет выбора необходимой геометрии канала [10–12], так и в результате соответствующей газодинамической структуры потока, при которой эти зоны формируются [13, 14].

В предыдущих статьях проведены двумерные и трехмерные численные исследования сверхзвуковых течений в каналах с уступами и кавернами с учетом инжекции струй и химических реакций. Расчеты выполнены с использованием собственного кода [15–18] и коммерческого пакета ANSYS Fluent [19–22] на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS). Расчеты двумерных турбулентных сверхзвуковых течений в каналах с инжекцией струй [18] показали хорошее согласие с экспериментальными данными разных авторов. Исследована структура трехмерных нереагирующих течений в канале с внезапным расширением с поперечной инжекцией водорода [20-22]. Степень смешения водорода вдоль канала оценивается в широком диапазоне значений динамического напора путем вы-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-38-90125 и № 20-08-00959).

[©] Федорова Н. Н., Ванькова О. С., Гольдфельд М. А., 2022.

числения индекса однородности концентрации водорода и анализа параметров нереагирующего течения. В [19] представлены результаты двумерных численных расчетов предварительно подготовленной водородовоздушной смеси в канале с обратным уступом. Воспламенение и распространение пламени существенно зависят от параметров торможения потока и температурного условия на стенках. Показано, что сначала смесь воспламеняется в локальных отрывных зонах, образовавшихся на стенках канала в результате воздействия ударных волн, а затем пламя распространяется на отрывную область за уступом. Если в качестве теплового условия на стенках задавалось типичное для импульсных аэродинамических установок условие холодной стенки ($T_w = 300$ K), в канале наблюдалось только локальное горение в пристенной области либо смесь вообще не воспламенялась.

Целью данной работы является получение на основании комплексного подхода подробной информации о смешении и воспламенении водородовоздушной смеси, развитии и стабилизации пламени в канале, а также тестирование математической модели и усовершенствование методики расчета путем сравнения их результатов с экспериментальными данными по структуре пламени и распределению давления на стенках канала.

Численное моделирование проводится для условий экспериментов [23], в которых исследовали реагирующие течения в плоском канале с внезапным расширением с поперечной инжекцией водорода. Особенностью данной работы являются высокое число Маха M = 3.85 на входе в канал и параметры торможения, соответствующие условиям самовоспламенения водорода при высоких скоростях.

МОДЕЛЬ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные исследования проводились в импульсной аэродинамической установке ИТ-302М ИТПМ СО РАН в режиме присоединенного трубопровода. Используемая установка является эффективным инструментом для исследования проблемы, поскольку позволяет получить параметры потока, близкие к параметрам полета. Такой подход обеспечивает требуемые число Маха, давление и температуру на входе в камеру сгорания в широком диапазоне скоростей. Калибровочные испытания подтвердили, что число Маха было постоянным в течение всего периода испытаний, а поток на входе в камеру сгорания — однородным [24].

Экспериментальная модель представляет собой прямоугольный канал шириной 100 мм, состоящий из сопловой части, изолятора и камеры сгорания. На входе в камеру сгорания установлена инжекционная секция со стабилизатором пламени в виде двух симметрично расположенных уступов высотой 25 мм (рис. 1,*a*). За инжектором находится секция постоянного сечения шириной 100 мм, длиной 314 мм и расширяющаяся секция длиной 380 мм с углом раскрытия 12° (на рисунке не показана). Водород подается под углом 45° через восемь круглых отверстий диаметром 2.8 мм, расположенных на верхней и нижней стенках канала перед



Рис. 1. Схема секции постоянного сечения камеры сгорания в продольной и поперечной плоскостях симметрии (a) и схема расчетной области (b)

уступом на расстоянии 8.5 мм от его кромки.

На верхней и нижней стенках канала размещены датчики статического давления и тепловых потоков. Во время испытаний измерялось давление торможения в форкамере установки. Для оценки коэффициента избытка топлива измерялись статическое давление, температура и массовые расходы воздуха и водорода. Визуализация пламени в видимом диапазоне осуществлялась с помощью теневых фотографий. Большое количество точек измерения позволило получить детальные распределения статического давления и тепловых потоков на стенках канала, включая донное давление и давление в поперечных направлениях. На боковой стенке камеры сгорания установлены стекла, позволяющие проводить теневую визуализацию течения и снимки пламени в видимом диапазоне.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Математическое моделирование проведено в пакете ANSYS Fluent [25] на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса для многокомпонентной газовой смеси, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности. При моделировании реагирующих течений использована одностадийная схема горения водорода в воздухе [26]. Задача решается в нестационарном приближении с применением основанного на давлении решателя ANSYS Fluent и схемы второго порядка для аппроксимации по пространственным переменным.

Трехмерная расчетная область включает в себя инжекторную и расширяющуюся секции канала с учетом его симметрии в вертикальном и поперечном направлениях (см. рис. $1, \delta$). Слева расчетная область ограничена входным, справа — выходным сечением, снизу и сзади — стенками канала. Верхняя и фронтальная границы расчетной области являются плоскостями симметрии. Начало системы координат лежит в плоскости симметрии на верхнем внешнем ребре уступа.

В расчетной области построена многоблочная структурированная сетка, содержащая $6.5 \cdot 10^6$ гексаэдральных расчетных ячеек, которая сгущалась у стенок канала. Исходная сетка измельчалась вблизи стенки до получения сеточно-независимого решения для случая без реакций. Сравнение результатов распределения давления на стенках, полученных на средней и мелкой сетках, показало совпадение с точностью 1 %. Адаптированная сетка, применяемая в большинстве вычислений, состояла из $8 \cdot 10^6$ ячеек и обеспечивала разрешение ламинарного подслоя ($y^+ = 2 \div 5$).

На твердых стенках заданы условия прилипания для скорости и температура $T_w =$ 300 К. На фронтальной и верхней границах расчетной области используются условия симметрии (равенство нулю производных по нормали от всех переменных). На входе в канал, через который в расчетную область поступает воздух, заданы профили газодинамических параметров и характеристик турбулентности, учитывающие пограничный слой толщиной 11 мм, который развивается на стенках канала длиной 800 мм с начальным уровнем турбулентных пульсаций 5 %. На отверстиях инжекции водорода заданы число Маха, статические температура и давление, уровень турбулентных пульсаций составлял 10 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Особенностью экспериментов в импульсных установках является то, что в ходе эксперимента, длительность которого не превышает 0.2 с, давление и температура основного потока снижаются, а число Маха остается постоянным [24]. Численное моделирование проведено для стационарных условий (см. таблицу), выбранных в соответствии с экспериментальными данными [23] в характерные моменты времени, соответствующие различным этапам процесса горения. Здесь p — давление, T_0 температура торможения, М — число Маха, индекс ∞ относится к параметрам на входе в канал, индекс *jet* соответствует условиям на отверстиях инжекции, $J = (\rho V^2)_{jet}/(\rho V^2)_{\infty}$ относительный динамический напор струи, ρ , V — плотность и амплитуда скорости, ϕ коэффициент избытка топлива. Числа Маха основного потока и струи во всех расчетах были постоянными $M_{\infty} = 3.85, M_{jet} = 1.$

При условиях, соответствующих вариантам 3–5 в таблице, в экспериментах [23] было реализовано интенсивное горение водорода без теплового запирания и перехода к дозвуковому горению. Несмотря на значительное снижение давления и температуры на входе в канал, горение наблюдалось на протяжении всего опыта.

Относительное статическое давление p/p_{∞} , определенное по результатам измерений с помощью датчиков 1–5, расположенных

Вариант	$p_{\infty},$ МПа	$T_{0\infty}, \mathrm{K}$	$p_{jet}, M\Pi a$	$T_{0jet},{ m K}$	J	Реакции	ϕ
1	0.11	2100	0				
2	0.11	2100	2.8	300	1.73		
3	0.11	2100	2.8	300	1.73	+	1.2
4	0.08	1 900	1.8	300	1.52	+	0.82
5	0.045	1 700	1	300	1.5	+	0.8

Входные условия, использованные в расчетах



Рис. 2. Относительное статическое давление, определенное по показаниям датчиков на стенках канала (a, линии 1–5), и давление p_{∞} на входе в канал (a, линия 6). Теневая визуализация процесса распространения пламени в различные моменты времени (δ –d)

на стенках секции постоянного сечения, показано на рис. 2, a (линии 1–5). Стадии горения выделены римскими цифрами. Линия 6соответствует входному давлению p_{∞} . Теневая визуализация распространения пламени приведена на рис. 2, 6-d.

Начальный этап связан с нестационарным запуском импульсной установки и длится от 5 до 16 мс в зависимости от условий испытаний (рис. 2, δ). Локальное воспламенение (начало стадии I) происходит в конце секции постоянного сечения в момент времени $t \approx 10$ мс, о чем свидетельствует резкое повышение давления в датчике, расположенном в точке x = 295 мм (линия 5 на рис. 2, a).

Стадия II интенсификации горения (рис. 2, c) протекает в интервале времени t =

 $25 \div 60$ мс и характеризуется слабым изменением давления с одновременным утолщением пограничного слоя и распространением пламени вдоль пограничного слоя вверх и вниз по потоку от области воспламенения. В начале стадии ($t = 25 \div 30$ мс) давление увеличивается в датчиках, расположенных выше по течению (кривые 1–4 на рис. 2), что свидетельствует о продвижении волны горения вверх по потоку.

Этап III ($t = 60 \div 150$ мс) соответствует интенсивному горению и трехкратному увеличению давления. Относительное давление достигло максимального значения при $t \approx 80$ мс. На этом этапе относительное давление в донной области (линия 1 на рис. 2, *a*) увеличилось в три раза и сохранялось на этом уровне до окончания процесса горения, что указывает на то, что камера сгорания остается незапертой. Визуализация потока (рис. 2, *d*) показывает, что в течение всего рабочего режима поток является сверхзвуковым. Тем не менее сверхзвуковое ядро несколько сужено из-за повышенного тепловыделения и пониженной температуры потока на входе в камеру сгорания.

Далее приведены результаты расчетов при входных экспериментальных условиях, которые представлены в таблице. Вариант расчета 1 соответствует течению без струй. В варианте 2 моделируется только процесс смешения, для чего в опыте использовался азот вместо воздуха. В последних трех вариантах к расчету подключен блок уравнений химической кинетики горения водорода в воздухе. Расчеты выполнены в нестационарном приближении при постоянных входных условиях. Каждый последующий расчет в качестве начальных условий использует данные, полученные в предыдущем случае. В процессе расчета при каждом варианте входных условий накапливается статистика, включающая в себя средние и среднеквадратичные отклонения.

Поля среднего безразмерного статическо-



Рис. 3. Поля безразмерного давления (а — сверху и снизу; б-д — сверху) и массовой концентрации воды (в-д — снизу) в плоскости симметрии, рассчитанные с использованием экспериментальных входных условий 1–5

го давления в плоскости симметрии (рис. 3, а, сверху и снизу; б–д сверху), массовой концентрации водяного пара (рис. 3, в-д, снизу) показывают, как изменяется структура течения в канале и как происходит горение водородовоздушной смеси. В варианте 1 (см. рис. 3,а) структура нереагирующего течения включает в себя два симметричных веера волн разрежения, формирующихся на кромках уступов. Донная область за уступом с низким давлением замыкается хвостовым скачком уплотнения, в котором давление восстанавливается до уровня набегающего потока. Волны сжатия и разрежения распространяются вниз по течению, отражаясь от стенок канала, при этом в расширяющейся части канала средний уровень дав-

ления снижается. Наличие струй водорода (см. рис. 3, б) приводит к образованию дополнительных волн сжатия, которые повышают давление за хвостовым скачком и способствуют сдвигу волновой конфигурации вверх по потоку. В нижней части рис. 3, б серым цветом отображена область, в которой статическая температура превышает минимальные для воспламенения водорода значения 800 К, а сплошной линией показана изоповерхность массовой концентрации водорода $Y_{\rm H_2} = 0.03$, близкой к стехиометрическому значению для водородовоздушной смеси. Этот рисунок позволяет предсказать зоны, в которых в реагирующем течении наиболее вероятно воспламенение. В данной конфигурации плоскость симметрии находится между отверстиями инжектора, и водород в близкой к стехиометрии концентрации присутствует в отрывной зоне и ниже по потоку от сечения x > 0.15.

В отрывной зоне температура низкая из-за холодных стенок. Достаточно высокую температуру имеет пристенная зона за замыкающим скачком, которую захватывает стехиометрическая изоповерхность.

Совместный анализ температурных полей и полей концентрации водорода в продольных сечениях, проходящих через отверстия инжектора, показал, что вследствие высокой концентрации водорода и его низкой температуры зоны, благоприятные для воспламенения, в этих сечениях отсутствуют. Таким образом, наиболее вероятно, что воспламенение произойдет в пристенных зонах между струями за повышающим статическую температуру замыкающим скачком.

Рис. 3, в, соответствующий фазе горения I, показывает, что по сравнению с предыдущим случаем давление повышается вблизи стенок за замыкающим скачком, где сформированы условия, благоприятные для воспламенения, а также в конце секции постоянного сечения, что свидетельствует о том, что там произошло воспламенение. Положение звуковой линии (M = 1) показывает наличие дозвуковой зоны за уступом, а ниже по течению звуковая линия прижата к стенке. Анализ поля H₂O свидетельствует о наличии продуктов реакции в отрывной зоне. Слой H₂O имеет утолщение в конце секции постоянного сечения, а в конце канала отрывается от стенки. За уступом между двумя зонами с повышенными значениями относительного давления и концентрации H₂O



Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) распределения безразмерного статического давления на стенке канала (a) и расчетная температура, осредненная по поперечным сечениям канала (δ), для вариантов условий экспериментов 1–5 (см. таблицу)

находится область с пониженными их значениями, образованная под действием центрированной волны разрежения, сформировавшейся на кромке противоположного уступа. Эта волна разрежения пропадает на стадии II (рис. 3,*г*) вследствие того, что слой горения становится толще, и сверхзвуковое ядро течения сужается, о чем также свидетельствует положение линии M = 1. В центре канала в конце секции постоянного сечения формируется зона с уровнем давления, более чем в 2.5 раза превышающим входное значение. На стадии горения III зона высокого давления занимает всю высоту канала, а слой продуктов реакции поднимается почти до центра канала, что свидетельствует об интенсивном горении (см. рис. $3, \partial$).

Результаты расчетов и экспериментальные данные о распределении статического давления на стенке канала в плоскости симметрии для вариантов условий 1–5 представлены на рис. 4, *a*. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются, поэтому данные численного моделирования могут быть использованы для более детального анализа структуры течений, соответствующих различным стадиям воспламенения.

Кривая 1, соответствующая течению в канале с уступом без инжекции водорода, имеет минимум давления в донной области, обусловленный воздействием веера волн разрежения, после чего давление восстанавливается в замыкающем скачке уплотнения. Далее опять следует снижение давления, вызванное воздействием волны разрежения с противоположной стенки. Второй локальный максимум давления возникает в зоне прихода хвостового скачка с противоположной стенки канала. При инжекции струй водорода первый локальный максимум вырастает на 25 %, и вся волновая конфигурация сдвигается вверх по потоку (кривая 2). Поведение кривой 3, соответствующей стадии I реагирующего течения, подтверждает, что первая зона воспламенения расположена за скачком, замыкающим отрывную зону за уступом (локальный максимум при $x \approx 0.1$ м). Вторая зона воспламенения возникает в конце секции постоянного сечения ($x \approx 0.3$ м) под действием замыкающего скачка уплотнения с противоположной стенки, место падения которого в этом случае смещается в секцию постоянного сечения.

На рис. 4,6 представлены графики средней по площади поперечных сечений статической температуры, обезразмеренной на среднее значение во входном сечении. Рисунок показывает, что в случаях нереагирующего течения (кривые 1, 2) средняя температура снижается по длине канала, тогда как в реагирующих течениях (кривые 3-5) тепловыделение химических реакций приводит к быстрому росту температуры в секции канала постоянного сечения (x < 0.314 м) за уступом, после чего температура падает вследствие ускорения сверхзвукового течения в расширяющейся части канала. В случае инжекции (кривая 2) средняя температура в канале ниже, чем в случае без инжекции, из-за наличия холодного водорода. Кривые, соответствующие реагирующим течениям, показывают, что температура растет в секции постоянного сечения и убывает в расширяющейся части. Самая высокая относительная темпера-



Рис. 5. Относительная скорость образования воды по длине канала (a) и полнота сгорания (δ), рассчитанные для вариантов условий 3–5

тура, более чем в три раза превышающая значения на входе, наблюдается на стадии III.

Полноту сгорания водорода можно оценить по интегральным показателям [27] — по суммарному массовому расходу водяного пара в поперечных сечениях по длине канала, отнесенному к расходу воды при полном сгорании водорода, (α) (рис. 5,a) и по эффективности горения η_c по длине канала (рис. 5, δ):

$$\alpha(x) = \frac{\dot{m}_{\rm H_2O}(x)}{\dot{m}_{\rm H_2O}|_{stech}}, \quad \eta_c(x) = 1 - \frac{\dot{m}_{\rm H_2}(x)}{\dot{m}_{\rm H_2}|_{inlet}}$$

 $\dot{m}_{\rm H_2O}, \dot{m}_{\rm H_2}$ — суммарный по поперечному сечению массовый расход водного пара и водорода соответственно.

Полученные в результате расчетов данные показывают, что повышение скорости образования H₂O, т. е. интенсификация процесса горения, начинается в той части канала, в которой происходит инициирование горения, и возрастает по мере распространения пламени вверх и вниз по потоку. Этому переходному процессу соответствует линия 4 на рис. 5, а. Следует отметить, что на начальном этапе количество воды в канале при $x = 0.2 \div 0.45$ м увеличивается слабо, что связано с локализацией процесса горения и его слабым влиянием на интенсивность смешения [23]. Этот процесс усиливается с увеличением размера области горения, что приводит к ускорению образования воды (линия 5 на рис. 5) и к появлению «полки» на кривой 5. Полученные данные показывают, что при выбранных условиях выгорание топлива завершается на участке канала постоянной площади.

Приведенные на рис. 5,6 результаты вычисления полноты сгорания топлива коррелируют с количественным определением образования воды. Отметим, что кривая 3 на рис. 5, 6имеет отрицательные значения, что можно объяснить тем, что отрывная зона накапливает водород, который не может вступить в реакцию из-за низкой температуры. Несмотря на то, что коэффициент избытка топлива в четвертом и пятом случаях меньше 1, водород полностью не сгорает. Анализ численных данных о массовой концентрации кислорода показал, что на стадиях II и III вблизи стенок кислород выгорает полностью, но сохраняются его высокие концентрации в ядре потока. Это свидетельствует о том, что в рассмотренном случае скорость реакций ограничивается недостаточным перемешиванием воздуха и водорода. Тем не менее при достижении стационарного режима горения коэффициент полноты сгорания составляет $0.72 \div 0.76$. Такой уровень является достаточно хорошим для высокоскоростного потока с числом Маха на входе в канал 3.85.

выводы

В работе представлены результаты комплексного расчетно-экспериментального исследования течений в канале при сверхзвуковых условиях на входе. Особенностью данной работы является высокое число Маха М = 3.85 на входе в канал и параметры торможения, соответствующие полетным числам Маха 8÷10. Показано, что при достижении подходящего уровня смешения происходит самовоспламенение смеси с распространением фронта пламени вверх по потоку, подробно описаны этапы процесса воспламенения и распространения пламени. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментом как по качественной картине развития нестационарного процесса горения, так и по количественным данным о распределении давления на стенках канала. Полученная в расчете подробная информация о параметрах потока позволила описать особенности структуры потока на различных стадиях процесса нестационарного горения.

ЛИТЕРАТУРА

- Anderson J. D. Fundamentals of Aerodynamics. — 3rd ed. — NewYork: McGraw-Hill Inc., 2007.
- Curran E. T., Heiser W. H., Pratt D. T. Fluid phenomena in scramjet combustion system // Annu. Rev. Fluid Mech. — 1996. — V. 28. — P. 323–360. — DOI: 10.1146/annurev.fl.28.010196.001543.
- Gruenig C., Avrashkov V., Mayinger F. Selfignition and supersonic reaction of pylon-injected hydrogen fuel // J. Propul. Power. — 2000. — V. 16, N 1. — P. 35–40. — DOI: 10.2514/2.5528.
- Choubey G. D. Y., Huang W., Yan L., Babazadeh H., Pandey K. M. Hydrogen fuel in scramjet engines — A brief review // Int. J. Hydrogen Energy. — 2020. — V. 45. — P. 16799– 16815. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2020.04.086.
- Ingenito A., Bruno C. Physics and regimes of supersonic combustions // AIAA J. — 2010. — V. 48. — P. 515–525. — DOI: 10.2514/1.43652.
- Gamba M., Mungal G. D. Ignition, flame structure and near-wall burning in transverse hydrogen jets in supersonic crossflow // J. Fluid Mech. — 2015. — V. 780. — P. 226–273. — DOI: 10.1017/jfm.2015.454.
- Jiang Y., Barzegar Gerdroodbary M., Sheikholeslami M., Babazadeh H., Shafee A., Moradi R., Li Z.-X. Effect of free stream angle on mixing performance of hydrogen multi-jets in supersonic combustion chamber // Int. J. Hydrogen Energy. — 2020. — V. 45, N 46. — P. 25426–25437. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2020.06.055.
- 8. Uenishi K., Rogers R. C., Northam G. B. Numerical prediction of a rearward-facing-step flow in a supersonic combustor // J. Propulsion. — 1988. — V. 5. — P. 158–164. — DOI: 10.2514/3.23131.
- Fureby C., Nordin-Bates K., Petterson K., Bresson A., Sabelnikov V. A computational study of supersonic combustion in strut injector and hypermixer flow fields // Proc. Combust. Inst. — 2015. — V. 35, N 2. — P. 2127–2135. — DOI: 10.1016/j.proci.2014.06.113.
- Barnes F. W., Segal C. Cavity-based flameholding for chemically-reacting supersonic flows // Prog. Aerosp. Sci. — 2015. — V. 76. — P. 24–41.
- 11. Hsu K. Y., Carter C. D., Gruber M. R., Barhorst T., Smith S. Experimental study of cavity-strut combustion in supersonic flow // J.

Propul. Power. — 2010. — V. 26, N 6. — P. 1237– 1246. — DOI: 10.2514/1.45767.

- Trebs A., Roa M., Heister S., Anderson W., Lucht R. Ramp injector scale effects on supersonic combustion // J. Propul. Power. 2014. V. 30, N 2. P. 426–437. DOI: 10.2514/1.B34716.
- Huete C., Sánchez A. L., Williams F. A. Diffusion-flame ignition by shock-wave impingement on a hydrogen-air supersonic mixing layer // J. Propul. Power. — 2017. — V. 33, N 1. — P. 256– 263. — DOI: 10.2514/1.B36236.
- Zhang P., Xu J.-L., Yu Y., Cui W. Effect of adverse pressure gradient on supersonic compressible boundary layer combustion // Aerospace Sci. Technol. — 2019. — V. 88. — P. 380–394. — DOI: 10.1016/j.ast.2019.03.013.
- 15. Бедарев И. А., Федорова Н. Н. Расчет газодинамических параметров и теплообмена в сверхзвуковых турбулентных отрывных течениях в окрестности уступов // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 1. С. 56–64.
- 16. Бедарев И. А., Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В., Федорова Н. Н. Исследование температурных полей в сверхзвуковом течении за обратным уступом // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 3. С. 375–386.
- Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В., Федорова Н. Н. Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоэнтальпийным высокоскоростным потоком // Теплофизика и аэромеханика. — 2012. — Т. 19, № 6. — С. 673–687.
- Федорова Н. Н., Федорченко И. А., Федоров А. В. Математическое моделирование взаимодействия струй со сверхзвуковым высокоэнтальпийным потоком в расширяющемся канале // ПМТФ. — 2013. — Т. 54, № 2. — С. 32–45.
- Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В., Федоров А. В., Федорова Н. Н. Влияние волновой структуры течения в сверхзвуковой камере сгорания на воспламенение и стабилизацию горения // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 6. С. 3–16. DOI: 10.15372/FGV20180601.
- Fedorova N. N., Goldfeld M. A., Valger S. A. Influence of gas molecular weight on jet penetration and mixing in supersonic transverse air flow in channel // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027, N 1. 030140. DOI: 10.1063/1.5065234.
- 21. Fedorova N. N., Goldfeld M. A., Valger S. A. Influence of the relative momentum flux ratio on the mixing of hydrogen jets in an M = 4 crossflow // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1677. 012039. DOI: 10.1088/1742-6596/1677/1/012039.
- 22. Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А. Влияние динамического напора и молекулярного веса газа на смешение при инжекции струй в

поперечный сверхзвуковой поток // Письма в ЖТФ. — 2021. — Т. 47, № 2. — С. 3–8.

- 23. Гольдфельд М. А. Процесс самовоспламенения и стабилизации пламени в водородной сверхзвуковой камере сгорания при поперечной подаче топлива // Теплофизика и аэромеханика. — 2020. — Т. 27, № 4. — С. 601–613.
- 24. Goldfeld M. A., Maslov A. A., Starov A. V., Shumskii V. V., Yaroslavtsev M. I. IT-302M hot-shot wind tunnel as a tool for the development of hypersonic technologies // AIP Conf. Proc. — 2016. — V. 1770. — 030020. — DOI: 10.1063/1.4963962.
- 25. **ANSYS** CFD Academic Research, Custom number 610336.
- 26. Бедарев И. А., Рылова К. В., Федоров А. В. Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 5. — С. 22–33. — DOI: 10.15372/FGV20150503.
- Gerlinger P., Stoll P., Kindler M., Schneider F., Aigner M. Numerical investigation of mixing and combustion enhancement in supersonic combustors by strut induced streamwise vorticity // Aerospace Sci. Technol. 2008. V. 12, N 2. P. 159–168. DOI: 10.1016/j.ast.2007.04.003.

Поступила в редакцию 25.06.2021. Принята к публикации 26.08.2021.