УДК 536.46

ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ С ТЕПЛОПОДВОДОМ. II. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Н. Н. Федорова, М. А. Гольдфельд, В. В. Пикалов

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

Представлены результаты численного исследования турбулентных реагирующих течений в канале с внезапным расширением с учетом инжекции водородных струй в сверхзвуковой (M = 4) воздушный поток. Моделирование проведено в трехмерной нестационарной постановке с использованием программного комплекса ANSYS Fluent в условиях экспериментов, выполненных в импульсной высокоэнтальпийной аэродинамической установке ИТ-302М. В расчетах получен автоколебательный режим с интенсивными пульсациями давления и интегрального тепловыделения. При этом среднее по периоду распределение давления удовлетворительно совпадает с экспериментальными значениями, а частота пульсаций давления лежит в диапазоне, полученном в экспериментах. На основании детального анализа характеристик течения за полный цикл колебаний уточнен механизм обратной связи, ответственный за возникновение автоколебаний.

Ключевые слова: численное моделирование, нестационарное горение, пульсации давления, автоколебания.

DOI 10.15372/FGV20220506

ВВЕДЕНИЕ

Горение предварительно не перемешанных смесей является нестационарным процессом, который в значительной степени зависит от предыстории. Прежде всего, нестационарность обусловлена наличием крупных вихревых структур, развивающихся в слоях смешения топлива с окислителем. При достижении определенного уровня смешения и наличии температурных условий в какой-то области течения происходит воспламенение, после чего волна горения развивается во времени и пространстве, вовлекая в процесс объемы свежей смеси. В зависимости от условий возможны различные сценарии развития процесса, от гашения пламени до его перехода в детонацию, а также многочисленные промежуточные варианты, которые различаются интенсивностью тепловыделения и полнотой сгорания.

Процессы горения при сверхзвуковых скоростях активно изучаются на протяжении

нескольких десятилетий. В настоящее время внимание исследователей постепенно смещается с квазистационарного горения со стабилизацией пламени в область нестационарных процессов, таких как воспламенение; акустические колебания пламени; неустойчивость пламени, обусловленная течением; движение пламени навстречу потоку; прекращение интенсивного горения и срыв пламени.

Интересным является режим горения, в котором при интенсификации тепловыделения устанавливаются самоподдерживающиеся колебания большой амплитуды [1]. Исследование акустических колебаний в реагирующих сверхзвуковых течениях актуально с точки зрения обеспечения полноты сгорания, а также сохранения целостности конструкций под действием высоких динамических и температурных нагрузок [2]. Сверхзвуковые скорости препятствуют распространению акустических возмущений вверх по потоку, поэтому возмущения, возникающие в нестационарном пламени, выносятся из канала. Для того чтобы автоколебания появились, необходим механизм обратной связи, обеспечивающий перенос возмущений вверх по потоку.

В [3–6] экспериментально доказано существование высокоамплитудных колебаний дав-

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук (проект № 121030500163-4) и поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-08-00959).

[©] Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А., Пикалов В. В., 2022.

ления в сверхзвуковых камерах сгорания. В качестве возможных объяснений механизмов обратной связи предлагаются переход дефлаграции в детонацию [7], самовоспламенение [8], отрыв пограничного слоя [9] и тепловое запирание [10].

Численные исследования колебаний в камерах сгорания ГПВРД проведены в [11–14]. В [11] исследованы динамика и механизмы неустойчивости горения в канале камеры сгорания ГПВРД, работающего в режиме присоединенного трубопровода, с использованием гибридной модели RANS-LES (осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса и метод крупных вихрей) и численной схемы высокого порядка точности. В расчетах получен режим пульсаций пламени с частотой около 100 Гц, причиной которого является динамическое взаимодействие тепловыделения при горении и формирование движущихся ударных волн, которые взаимодействуют с пограничным слоем. В [12] разработана теоретическая модель и выполнен численный анализ динамики горения в камере сгорания со стабилизатором в виде каверны, который показал, что характеристики наблюдаемых колебаний горения зависят от связи между выделением тепла в зоне пламени и процессом впрыска/смешения топлива. В [13] продемонстрировано, что колебания связаны с наличием каверны и с внутренней устойчивостью поля течения в сверхзвуковой камере сгорания. В работе [14] получен нестационарный режим течения в сверхзвуковой камере сгорания с поперечным впрыском водородного топлива. Расчеты проведены с использованием гибридной методики RANS-LES. Сделано заключение, что осцилляции горения вызваны двумя процессами: перемежаемым характером распространения пламени из сдвигового слоя каверны в основной поток и самовоспламенением в турбулентных пограничных слоях. При этом пульсации скорости в пристенных слоях вызывают образование складок в изначально плоском фронте пламени при его распространении навстречу основному потоку. Показано, что движение пламени вверх по потоку связано с тепловым дросселированием, которое вызвано горением ниже по потоку и неблагоприятным градиентом давления.

В работе [15] численно изучены нестационарные процессы в высокоскоростных реагирующих течениях со стабилизацией горения на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса. Для различных топлив и геометрий канала как в дозвуковых, так и в сверхзвуковых течениях, наряду со стационарными, получены нестационарные решения с незатухающими продольными осцилляциями пламени, в которых на определенном этапе наблюдается движение пламени навстречу потоку. Отмечена важная роль численного алгоритма, используемого кинетического механизма и начальных данных, а также необходимость исследования устойчивости различных режимов к малым возмущениям. Эти исследования выполнены при числах Маха на входе в диапазоне $1.5 \div 2.5$. Кроме этого, отмечено, что база данных эксперимента содержит только осредненные параметры, поэтому нельзя сделать заключение о том, реализуется ли в экспериментах пульсационный режим.

В [16] для исследования влияния параметров инжекции на явление обратного движения пламени в сверхзвуковом течении в канале с каверной был реализован комплексный подход, сочетающий численный, экспериментальный и теоретический анализы. Результаты моделирования, основанного на использовании метода крупных вихрей и модели переменной прогресса пламени, хорошо согласуются с экспериментальными измерениями мгновенных и средних по времени параметров. Увеличение коэффициента избытка топлива, угла подачи топлива, расстояния от зоны инжекции до стабилизатора и наличие нескольких форсунок способствовали эффективному смешению и увеличению глубины проникновения струи топлива. Интенсификация горения в каверне и ниже по потоку увеличивает давление, и в результате происходит отрыв пограничного слоя. Оторвавшийся пограничный слой блокирует основной поток, что приводит к движению фронта пламени навстречу потоку вплоть до зоны инжекции.

Ранее авторами выполнены численные исследования нереагирующих и реагирующих течений водородно-воздушных смесей в каналах [17, 18]. Настоящая работа является продолжением [19], в которой выполнен анализ Фурье пульсаций давления на стенках канала, полученных в эксперименте в случае нереагирующего и реагирующего течения в канале с уступом при числе Маха на входе в канал М = 3.85. Показано, что при воспламенении водородно-воздушной смеси и стабилизации пламени на уступе происходит увеличение интенсивности пульсаций давления в диа-



Выходное сечение

Рис. 1. Схема расчетной области и граничные зоны

пазоне частот 250 ÷ 400 Гц. В заключительный период процесса горения, который ограничен временем проведения эксперимента, наблюдается снижение максимума спектральной плотности мощности пульсаций и расширение диапазона значимых частот на интервал 400 ÷ 600 Гц.

Целью настоящей работы является численное моделирование динамики процесса горения в условиях проведенных экспериментов и исследование возможных механизмов обратной связи при формировании автоколебаний и реализации вибрационного горения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Численное моделирование проведено в условиях, выбранных из возможностей установки и экспериментов [20, 21], выполненных при числе Маха М = 4 в режиме присоединенного трубопровода. Геометрия канала описана в [19, 20]. Расчетная область включает в себя инжекторную и расширяющуюся секции канала с учетом его симметрии в вертикальном и поперечном направлениях (рис. 1). 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 млн гексаэдральных расчетных ячеек, которая сгущалась у стенок канала. Исходная сетка измельчалась вблизи стенки до получения сеточно-независимого решения для случая без химических реакций. Сравнение результа-



Рис. 2. Профили расчетной (линии) и экспериментальной (точки) безразмерной средней скорости (a) и расчетной статической температуры (δ) на входе в канал

тов показало совпадение распределений давления на стенках, полученных на средней и мелкой сетках, с точностью 1 %. Адаптированная сетка, используемая в большинстве вычислений, состояла из 8 млн ячеек и обеспечивала разрешение ламинарного подслоя $(y^+ = 2 \div 5)$.

Поскольку на стенках сопла и изолятора формируется пограничный слой, на входе в экспериментальный канал число Маха в ядре потока снижается до $M_{\infty} = 3.85$. Параметры на входе в модельный канал и на отверстиях инжекции были постоянными: статическое давление $p_{\infty} = 0.08$ МПа, $p_{jet} = 1.8$ МПа; полная температура $T_{0\infty} = 1\,950$ К, $T_{0jet} = 300$ К, где индексом ∞ обозначены параметры воздуха, а jet — водорода. Коэффициент избытка топлива для этих условий равен $\phi = 0.82$, а статическая температура в ядре потока на входе в канал составляет 492 К.

На фронтальной и верхней границах расчетной области используются условия симметрии (равенство нулю производных по нормали от всех переменных). Во входном сечении, через которое в канал поступает воздух, заданы профили газодинамических и турбулентных параметров (рис. 2), учитывающие пограничный слой толщиной 11 мм, который развивается на стенках сопла и изолятора с начальным уровнем турбулентных пульсаций 5 %. На отверстиях инжекции водорода заданы число Маха, статические температура и давление; уровень турбулентных пульсаций составлял 10 %.

На твердых стенках заданы условия прилипания для скорости. Для учета теплоотвода в стенки канала на них задано типичное для аэродинамических установок кратковременного действия температурное условие «холодной» стенки $T_w = 300$ K.

На выходной границе задано статическое давление p = 0.05 МПа. Поскольку на большей части выходной границы течение является сверхзвуковым, заданное статическое давление распространяется внутрь расчетной области на 3–4 слоя ячеек, расположенных вблизи стенок, и не влияет на исследуемые в работе параметры потока в секции канала постоянного сечения.

Математическое моделирование проведено в пакете ANSYS Fluent [22] на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса для многокомпонентной газовой смеси [23], дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности [24]. При моделировании реагирующих течений использована одностадийная схема горения водорода в воздухе [25]. Задача решается в трехмерной нестационарной постановке с использованием основанного на давлении решателя ANSYS Fluent и схемы второго порядка для аппроксимации по пространственным переменным. Согласно разработанной в [26] методике расчет нестационарного течения выполнен в несколько этапов:

 расчет течения в канале без учета инжекции струй;

 расчет течения с инжекцией струй без учета химических реакций;

 расчет реагирующего течения в стационарной постановке;

• расчет реагирующего течения в нестационарной постановке.

В качестве начальных данных для каждого следующего этапа использовалось поле течения, полученного на предыдущем этапе. Для интегрирования по времени использована неявная схема с внутренними итерациями по нелинейности. Шаг по времени в зависимости от режима течения изменялся в пределах $10^{-7} \div 10^{-6}$ с.

В процессе нестационарного расчета накапливалась статистика по основным газодинамическим переменным и концентрациям химических компонентов. На каждом временном шаге записывались интегральные параметры течения (мониторы): средняя по объему расчетной области статическая температура; масса водяного пара в канале; мгновенное давление в датчиках, расположенных в тех же точках, что и в эксперименте; массовый расход на выходе из канала. Кроме этого, в характерные моменты времени записывались поля всех газодинамических, турбулентных параметров и концентрации всех химических компонентов, которые использовались для анализа мгновенных картин течения.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Исследуемое внутреннее течение имеет сложную структуру. Ядро потока остается сверхзвуковым по всей длине канала. Однако вследствие вязких эффектов и взаимодействия пограничного слоя с ударными волнами в течении присутствуют низкоскоростные пристенные слои и отрывные зоны, в которых вследствие торможения потока статическая температура повышается до значений, достаточных для самовоспламенения водородно-воздушной смеси.

Подробно условия воспламенения в расчете для условий эксперимента [20] исследованы в [18]. На основании расчетов нереагирующего течения с инжекцией струй водорода определены области, в которых возможно воспламенение. Далее в расчетах реагирующего течения получено самовоспламенение, которое происходит за скачком, замыкающим отрывную зону за уступом, и в конце секции постоянного сечения, куда приходит скачок, порожденный инжектируемой струей с противоположной стенки. Никаких дополнительных энергетических воздействий или методов искусственного инициирования горения не использовалось. Расчеты реагирующего течения выполнены при входных параметрах, соответствующих трем моментам эксперимента. Средние параметры численных решений хорошо согласуются с данными для трех этапов горения, полученными в эксперименте [20].

В настоящей работе исследуются пульсационные характеристики численного решения, соответствующего второму этапу процесса (временной отрезок 30 ÷ 40 мс), в течение которого в эксперименте [20] реализовалось интенсивное горение водорода по всей длине камеры сгорания с сильными пульсациями давления. В качестве начального поля использованы результаты, полученные в предыдущем расчете с параметрами потока, соответствующими первому этапу горения.

Отслеживаемые в нестационарных расчетах мониторы показали, что после изменения входных условий через некоторый отрезок времени (5 ÷ 10 мс) нестационарное решение выходит на периодический режим, который поддерживается на протяжении достаточно длительного времени (≈40 мс), что позволяет накопить статистику для определения средних и пульсационных характеристик. Рис. 3 показывает, что псевдопериодическое поведение демонстрируют все представленные на графиках интегральные мониторы: средняя по объему статическая температура Т; массовый расход на выходе из канала, нормированный на суммарное по всем входам значение, $\dot{m}_{outlet}/\dot{m}_{inlet}$; масса водяного пара в канале, отнесенная к среднему значению, $Y_{\rm H_2O}/Y_{\rm H_2O}$. Анализ с помощью быстрого преобразования Фурье показал, что все интегральные мониторы имеют общую низшую частоту около 450 Гц. Низшие частоты пульсаций давления в разных точках, расположенных по длине секции постоянного сечения, лежат в диапазоне 300 ÷ 750 Гц. Пульсации массового расхода на выходе из канала и суммарного теплового потока через границы расчетной области характеризуются, кроме того, более высокими частотами в диапазоне $1\,000 \div 1\,500$ Гц.

Для того чтобы понять механизм возникновения автоколебаний, проанализируем поведение основных параметров течения за один цикл колебаний. На рис. 4,a показана зависимость от времени средней по объему температуры, которая выбрана в качестве одного из интегральных мониторов нестационарного процесса, характеризующего суммарное тепловыделение в процессе химических реакций и теплоотвод через границы расчетной области. На рис. 4,a отмечены четыре характерные точки, соответствующие минимальному ($t_1 = 0.04$ с) и максимальному ($t_3 = 0.0415$ с) значениям, а также две средние точки, одна из которых



Рис. 3. Средняя по объему расчетной области статическая температура (a), относительный массовый расход на выходе из канала (δ) и относительная масса водяного пара в канале (6)

находится на растущей ($t_2 = 0.0408$ с), а вторая — на падающей ($t_4 = 0.042$ с) ветви. Соответствующие этим моментам времени распределения относительного статического давления на стенке показаны на рис. 4,6 в сравнении с экспериментальными данными (точки) и осредненными по периоду расчетными значениями. Как видно из рисунка, в течение периода статическое давление в расположенных



Рис. 4. Средняя по объему статическая температура в течение одного периода с отмеченными моментами времени t_1-t_4 (*a*); экспериментальные значения статического давления на стенке (точки) и расчетные профили в характерные моменты времени t_1-t_4 (кривые 1-4), а также осредненный по времени расчетный профиль (кривая 5) (δ)

на стенке точках существенно изменяется, при этом среднее распределение хорошо согласуется с экспериментальными данными. При $t = t_1$ давление на стенке везде, кроме отрывной зоны (x < 0.07 м) и зоны в конце секции постоянного сечения, ниже, чем при других рассмотренных моментах времени. В следующий момент времени t_2 наблюдается резкий рост давления в большей части канала постоянного сечения, максимум, равный $3p_{\infty}$, достигается при x = 0.2 м. В то же время давление в отрывной зоне и в конце секции постоянного сечения немного снижается. При $t = t_3$ максимум давления снижается до $2.3p_{\infty}$ и смещается вверх по потоку в зону x = 0.12 м, а давление в отрывной зоне вырастает в два раза. Кривая 4, лежащая на падающей ветви средней температуры, свидетельствует о движении



Рис. 5. Относительный тепловой поток на стенке канала:

линии 1-4 — расчетные профили в моменты времени t_1-t_4 , 5 — среднее по периоду, символы экспериментальные данные [21] на верхней (светлые значки) и нижней (темные) стенках канала

волны давления вниз по потоку, что приводит к снижению давления в начальной части канала и росту в конце секции постоянного сечения. На рис. 5 приведены распределения относительных тепловых потоков q/q_0 вдоль стенки канала в моменты времени t_1-t_4 (линии 1-4), среднее по периоду (линия 5) в сравнении с экспериментальными данными [21], полученными в интервале времени 30 < t < 40 мс на верхней и нижней стенках канала (соответственно светлые и темные символы). Все данные нормированы на значение теплового потока в точке, расположенной на входе в экспериментальный канал. Это значение равно 1.5 MBт/м² и соответствует экспериментальным данным при t = 30 мс; в эксперименте при t = 40 мс эта величина равна 1.0 MBт/м². Поведение тепловых потоков на стенке качественно согласуется с распределением давления (см. рис. $4, \delta$), а расчетная кривая 5, соответствующая средним по периоду значениям тепловых потоков, удовлетворительно согласуется с экспериментальными точками.

Соответствующие указанным моментам времени t_1-t_4 (см. рис. 4,*a*) картины мгновенных безразмерных статических давления p/p_{∞} и температуры T/T_{∞} представлены на рис. 6 и 7. Черным цветом на рисунках показана звуковая линия M = 1. Видно, что в расширяющейся части канала звуковая линия подходит очень близко к стенке, что свидетельствует о том, что дозвуковой слой здесь очень тонкий. Наличие расширяющейся части канала приво-



Рис. 6. Поля мгновенного безразмерного статического давления в плоскости симметрии в характерные моменты времени t_1 (*a*), t_2 (*б*), t_3 (*в*) и t_4 (*г*)

дит к ускорению потока даже в условиях догорания топлива, что подтверждено экспериментально. Анализ расчетного профиля числа Маха в выходном сечении показал, что в дозвуковую часть пограничного слоя попадает не более трех пристенных слоев расчетной сетки общей толщиной менее 0.2 мм, в которых «работает» граничное условие, заданное на выходной границе. Во всех остальных точках течение сверхзвуковое, поэтому заданное на выходе статическое давление на параметры потока внутри расчетной области не влияет. В момент времени t₁ давление в отрывной зоне за уступом близко к давлению на входе в канал (рис. 6, a). Вблизи углов расширения видны области повышенного давления $p/p_{\infty} \approx 2$, образовавшиеся вследствие инжекции струй водорода. Заметим, что плоскость симметрии, к которой относятся рисунки, расположена на равных расстояниях от отверстий инжекции. Давление за уступом в центре канала снижается из-за действия волн разрежения, формирующихся на внешних углах уступов. Размер отрывной зоны за уступом в этот момент времени составляет ≈0.1 м. В конце отрывной зоны формируется замыкающий скачок, в котором давление

увеличивается в 1.5 раза. Рис. 7,*a*, на котором представлено поле температуры в момент времени t_1 , показывает, что интенсивное горение с максимальной температурой $T/T_{\infty} \approx 4$ наблюдается на верхней границе слоя смешения в области 0.15 < x < 0.25 м. Вследствие интенсивного теплоподвода дозвуковая пристенная зона расширяется. Звуковая линия формирует виртуальное сопло, которое за уступом расширяется, а в конце секции постоянного сечения сужается, что вызывает повышение давления до уровня $p/p_{\infty} \approx 2.8$.

В момент времени t_2 (рис. 6, δ и 7, δ) давление в отрывной зоне за уступом снижается до $p/p_{\infty} \approx 0.5$. В зоне интенсивного тепловыделения скорость становится дозвуковой и звуковая линия смещается к центру канала. Горло виртуального «сопла», образованного звуковой линией, сужается и перемещается вверх по потоку до сечения x = 0.2 м. В горле формируется зона высокого давления $p/p_{\infty} \approx 3.5$. Высокое давление через толстую дозвуковую часть течения передается вверх по потоку. Под действием встречного градиента давления низкоскоростная пристенная часть потока отрывается и соединяется с отрывной зоной за уступом. Анализ распределений коэффициента поверхностного трения показал, что размер отрывной зоны за уступом в моменты времени t_2 и t₃ более чем в два раза превышает размеры отрывной области при $t = t_1$.

В момент времени t_3 возвратное течение переносит горячую смесь к торцу уступа (рис. 7,6). Давление в секции постоянного сечения выравнивается (рис. 6,6). Пристенный дозвуковой слой за уступом расширяется, «провал» в звуковой линии пропадает. Стенки виртуального «сопла» выпрямляются, горячий поток свободно выходит в расширяющуюся часть и покидает канал.

При $t = t_4$ (рис. 6, c и 7, c) продолжается интенсивное истечение газа из канала, о чем свидетельствует снижение относительного массового расхода. Размер отрывной зоны сокращается до 0.1 м. Интенсивность горения и тепловыделение снижаются, что можно видеть на поле статической температуры. Параметры течения возвращаются к минимальным значениям, а потом весь процесс повторяется.

Детальный анализ расчетных картин течения показал, что активный перенос горячей смеси из зоны интенсивного горения водорода, расположенной в конце секции постоянного се-



Рис. 7. Поля мгновенной безразмерной статической температуры в плоскости симметрии в характерные моменты времени t_1 (*a*), t_2 (*б*), t_3 (*в*) и t_4 (*г*)

чения, к стабилизатору (уступу) осуществляется возвратным течением, которое формируется в результате взаимодействия противодавления с пограничным слоем на стенке. В первую половину периода колебаний волна сжатия из центра канала перемещается вверх по потоку по толстому дозвуковому пристенному слою. Во второй половине периода наблюдается возвратное движение волны сжатия. Движение волны сжатия вверх по потоку можно проследить по профилям давления и тепловых потоков (кривые 2 и 3 на рис. 4,6 и 5). Кривые 4 на этих рисунках соответствуют периоду движения волны сжатия вниз по потоку.

На рис. 8 приведены графики полноты сгорания водорода, которая определяется по формуле [27]:

$$\eta_c(x) = 1 - \frac{\dot{m}_{\text{H}_2}(x)}{\dot{m}_{\text{H}_2}|_{inlet}},$$

где $\dot{m}_{\rm H_2}$ — суммарный по поперечному сечению массовый расход водорода. Минимальная полнота сгорания, не превышающая 0.53, имеет место в момент времени t_1 , соответствующий точке минимума средней по объему температуры (см. рис. 4,*a*). Самый быстрый рост



Рис. 8. Полнота сгорания водорода по длине канала в моменты времени t_1-t_4 (линии 1–4 соответственно)

полноты сгорания происходит в момент времени t_2 на участке 0.1 < x < 0.2 м. Ниже по потоку полнота сгорания остается практически постоянной $\eta = 0.75$, что свидетельствует о том, что реакции протекают в начальной части канала. В момент времени t_3 полнота сгорания увеличивается монотонно и равномерно в секции канала постоянного сечения. В расширяющейся части скорость роста немного снижается, а максимальная полнота сгорания $\eta = 0.83$ достигается в конце канала.

Таким образом, в расчетных исследованиях получен режим с достаточно интенсивными колебаниями давления, частота которых близка к тем, что наблюдаются в эксперименте. Однако амплитуда пульсаций в расчетах выше, чем в эксперименте. Это несоответствие может быть связано как с недостатками численного алгоритма, включая подход RANS к моделированию турбулентности и использование приведенной одностадийной кинетической схемы, так и с несовершенством измерительной аппаратуры. Кроме того, как отмечалось выше, нестационарные расчеты выполнены при постоянных входных условиях, что позволило после некоторого промежутка времени выйти на автоколебательный режим. Эксперименты проходили при «падающих» условиях на входе в канал, которые, возможно, не позволяют сформировать механизм обратной связи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты моделирования процессов смешения и воспламенения неподготовленных водородно-воздушных смесей в расширяющемся канале при сверхзвуковых скоростях на входе (M = 3.85) с учетом нестационарности процесса тепловыделения. При стационарных входных условиях, соответствующих экспериментальным [20], получен автоколебательный режим течения с характерными частотами в диапазоне 300 ÷ 750 Гц. Пульсации проявляются в поведении интегральных характеристик: средней по объему канала температуры, массы водяных паров, массового расхода на выходе из канала и других параметров, а также истории статического давления в точках, расположенных на стенках канала. При этом среднее по периоду распределение давления удовлетворительно совпадает с экспериментальными. Анализ характеристик течения за полный цикл колебаний показал, что размер отрывной зоны за уступом, в которой происходит интенсивное горение смеси, увеличивается в моменты, соответствующие максимальной температуре, более чем в два раза. Сверхзвуковое ядро течения сужается, и в центре канала образуется область высокого давления, которая распространяется вверх по потоку. Это формирует необходимый для возникновения автоколебаний механизм обратной связи. Оценка коэффициента полноты сгорания водорода показала, что в течение одного периода максимальное по длине канала значение этого параметра изменяется в пределах $0.53 \div 0.83$.

ЛИТЕРАТУРА

- Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1967.
- 2. Ларионов В. М., Зарипов Р. Г. Автоколебания газа в установках с горением. — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003.
- Ma F., Li J., Yang V., Lin K.-C., Jackson T. Thermoacoustic flow instability in a scramjet combustor // 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 10–13 July, 2005, Tucson, Arizona. — AIAA Paper 2005-3824. — DOI: 10.2514/6.2005-3824.
- 4. Sun M. B., Gong C., Zhang S. P., Liang J. H., Liu W. D., Wang Z. G. Spark ignition process in a scramjet combustor fueled by hydrogen and equipped with multi-cavities at Mach 4 flight condition // Exp. Therm. Fluid Sci. — 2012. — V. 43. — P. 90–96. — DOI: 10.1177/0954410016629495.
- Lin K.-C., Jackson K., Behdadnia R., Jackson T. A., Ma F., Yang V. Acoustic characterization of an ethylene-fueled scramjet combustor with a cavity flameholder // J. Propul. Power. 2010. V. 26, N 6. P. 1161–1169. DOI: 10.2514/1.43338.

- Ouyang H., Liu W., Sun M. The largeamplitude combustion oscil lation in a singleside expansion scramjet combustor // Acta Astronaut. — 2015. — V. 117. — P. 90–98. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.07.016.
- Sunami T., Kodera M. Numerical investigation of a detonation wave system in a scramjet combustor // 18th AIAA/3AF Int. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf., 24–28 Sept., 2010, Tours, France. — AIAA Paper 2012–5861. — DOI: 10.2514/6.2012-5861.
- 8. Mitani T., Kouchi T. Flame structures and combustion efficiency computed for a Mach 6 scramjet engine // Combust. Flame. 2005. V. 142, N 3. P. 187–196. DOI: 10.1016/j.combustflame.2004.10.004.
- Frost M. A., Gangurde D. Y., Paull A., Mee D. J. Boundary-layer separation due to combustion-induced pressure rise in a supersonic flow // AIAA J. — 2009. — V. 47, N 4. — P. 1050– 1053. — DOI: 10.2514/1.40868.
- Fotia M. L., Driscoll J. F. Ram-scram transition and flame/shock-train interactions in a mode l scramjet experiment // J. Propul. Power. 2013. V. 29, N 1. P. 261–273. DOI: 10.2514/1.B34486.
- Jeong S.-M., Han H.-S., Sung B.-K., Lee E. S., Choi J. Numerical simulation of combustion instability in a direct-connect supersonic combustor // AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum. — AIAA Paper 2021-3535. — DOI: 10.2514/6.2021-3535.
- Li J., Ma F., Yang V., Lin K.-C., Jackson T. A comprehensive study of combustion oscillations in a hydrocarbon-fueled scramjet engine // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2007. — AIAA Paper 2007-836. — DOI: 10.2514/6.2007-836.
- Choi J.-Y., Ma F., Yang V. Combustion oscillations in a scramjet engine combustor with transverse fuel injection // Proc. Combust. Inst. 2005. V. 30, N 2. P. 2851–2858. DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.250.
- Wang H., Wang Z., Sun M., Qin N. Large-Eddy/Reynolds-averaged Navier — Stokes simulation of combustion oscillations in a cavity-based supersonic combustor // Int. J. Hydrogen Energy. — 2013. — V. 38, N 14. — P. 5918–5927. – DOI: 10.1016/j.ijhydene.2013.02.100.
- 15. Vlasenko V. V., Sabelnikov V. A., Molev S. S., Voloshchenko O. V., Ivankin M. A., Frolov S. M. Transient combustion phenomena in high-speed flows in ducts // Shock Waves. — 2020. — V. 30. — P. 245–261. — DOI: 10.1007/s00193-020-00941-4.
- 16. Zhao G.-Y., Du J.-H., Yang H.-X., Tang T., Sun M.-B. Effects of injection on flame flashback in supersonic crossflow // Aerosp. Sci. Technol. — 2022. — V. 120. — 107226. — DOI: 10.1016/j.ast.2021.107226.

- 17. 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.
- 18. Федорова Н. Н., Ванькова О. С., Гольдфельд М. А. Нестационарные режимы воспламенения и стабилизации горения водорода в канале // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 2. — С. 3–11. — DOI: 10.15372/FGV20220201.
- 19. Федорова Н. Н. Гольдфельд М. А., Пикалов В. В., Исследование пульсационных режимов в высокоскоростном потоке с теплоподводом. І. Эксперимент // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 5. — С. 33–43.
- 20. 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. — DOI: 10.1134/S0869864320040101.
- Goldfeld M. A. The heat flux research in hydrogen supersonic combustor at Mach number of 4 // Int. J. Hydrogen Energy. 2021. V. 46, N 24. P. 13365–13376. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2021.01.093.

- 22. **ANSYS** CFD Academic Research. Custom number 610336.
- 23. Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD. 3rd ed. — La Canada: DCW Industries, CA, 2006.
- Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. — 1994. — V. 32, N 8. — P. 1598– 1605. — DOI: 10.2514/3.12149.
- Tropin D., Bedarev I. Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves with inert gas plugs // J. Loss Prev. Process Ind. 2021. V. 72. 104595. DOI: 10.1016/j.jlp.2021.104595.
- Fedorova N. N., Vankova O. S., Zakharova Yu. V. Simulation of hydrogen mixing and supersonic combustion under condition of hot-shot aerodynamic facility // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2125, N 1. 030080. DOI: 10.1063/1.5117462.
- 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 // Aerosp. Sci. Technol. 2008. V. 12, N 2. P. 159–168. DOI: 10.1016/j.ast.2007.04.003.

Поступила в редакцию 22.04.2022. После доработки 20.05.2022. Принята к публикации 25.05.2022.