

УДК 536.46

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ЗАПИРАНИЯ КАНАЛА ПРИ ГОРЕНИИ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Н. Н. Федорова

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

Представлены результаты расчетов высокоскоростного реагирующего течения предварительно не перемешанной водородно-воздушной смеси в канале с резким расширением в форме уступов с поперечной инжекцией водородных струй. Расчеты проведены в пакете Ansys Fluent на основе решения трехмерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, дополненных κ - ω SST моделью турбулентности и блоком уравнений детальной химической кинетики горения водорода в воздухе. Численно получено самовоспламенение водородно-воздушной смеси, переходящее в режим интенсивного горения с движением пламени от зоны воспламенения вверх по потоку. Показано, что горение происходит в толстых дозвуковых зонах, которые в местах повышенного тепловыделения смыкаются на оси канала, образуя тепловое горло. В результате формируется система прямых скачков уплотнения, которые отрывают пограничный слой от стенки канала. Возвратное течение переносит горячие продукты реакции по направлению к торцу уступа, в результате чего тепловое горло и скачки уплотнения смещаются навстречу потоку. Это приводит к выходу волны горения и ударной волны в инжекторную часть, при этом «выбитая» ударная волна объединяется с головным скачком перед струями, в результате чего канал запирается.

Ключевые слова: численное моделирование, нестационарное горение, движение пламени, за-
пирание канала.

DOI 10.15372/FGV2023.9304

ВВЕДЕНИЕ

Запирание сверхзвукового течения в канале происходит, если в ядре потока локальное число Маха снижается до единицы [1]. Причиной снижения скорости может быть геометрическая блокировка канала [2], инжекция струй [3–5] или отрывы пограничного слоя [6, 7], возникающие под воздействием скачков уплотнения. В реагирующих течениях и при энергетических воздействиях на течение запирание канала может быть вызвано интенсивным тепловыделением (тепловое запирание) [8–11].

Процесс запирания сопровождается формированием нормального скачка уплотнения, который распространяется вверх по течению и может привести к срыву течения в воздухозаборнике [12]. Исследованию процессов тепло-

го запирания для различных конфигураций каналов экспериментальными и численными методами посвящены работы [13–21].

В [15, 16] экспериментально исследовано влияние течения в камере сгорания на течение в изоляторе и роль горения в срыве рабочего режима, вызванного запиранием. Исследования проведены в канале круглого сечения при числе Маха $M = 4$ на входе в канал. Дано сравнение двух случаев, в которых запирание вызвано тепловым (горением) и нетепловым (инжекцией струй) механизмами. Показано, что, в отличие от случая газодинамического запирания, в высокоэнталийном течении наблюдаются сильные пульсации и немонотонное движение псевдоскачка.

Следует отметить, что большинство опубликованных работ посвящено исследованию течений при числах Маха $M = 1.5 \div 3$, а также при низких значениях коэффициента избытка топлива ($0.3 \div 0.5$).

Ранее автор совместно со своими коллегами проводил исследования нереагирующих [22–25] и реагирующих [26–29] течений в кана-

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук (проект № 121030500163-4) при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00959) с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра НГУ.

лах. Была детально изучена структура сверхзвуковых течений в каналах с уступом [23, 24], а также процесс смешения струй различных газов, инжектируемых в сверхзвуковой турбулентный поток [25]. В последних работах численно исследованы реагирующие течения предварительно перемешанных [26] и не перемешанных водородно-воздушных смесей в канале с уступом. Расчеты при условиях экспериментов [30–32] позволили получить наблюдаемые экспериментально нестационарные режимы течения [27], в том числе пульсирующий режим горения [29]. Целью данной работы является численное исследование течений в условиях, при которых в экспериментах [30–32] получен режим интенсивного горения водорода с тепловым запираением.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Результаты получены с помощью численного моделирования в коммерческом программном комплексе Ansys Fluent [33] на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса для многокомпонентной газовой смеси, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности и детальной кинетической схемой горения водорода в воздухе [34], которая ранее была верифицирована по экспериментальным данным различных авторов [27, 35]. Задача решается в трехмерной нестационарной постановке с использованием основанного на давлении решателя Ansys Fluent и схемы второго порядка для аппроксимации по пространственным переменным.

Конфигурация расчетной области соответствовала экспериментальной модели [30] без учета сопловой и изоляторной секций и представляла собой канал прямоугольного сечения шириной 100 мм, состоящий из инжекторной секции длиной 60 мм и высотой 50 мм, за которой следует резкое расширение в виде двух симметрично расположенных уступов высотой $h = 25$ мм. Далее расположена секция постоянного сечения высотой 100 мм и длиной 314 мм, а также расширяющаяся секция длиной 380 мм с углом раскрытия 12° . Водород подавался под углом 90° через восемь равномерно распределенных по ширине канала круглых отверстий диаметром 2.8 мм, центры которых находятся на верхней и нижней стенках перед уступом на расстоянии 13.5 мм от его кромки. Учет вертикальной и поперечной симметрии канала позво-

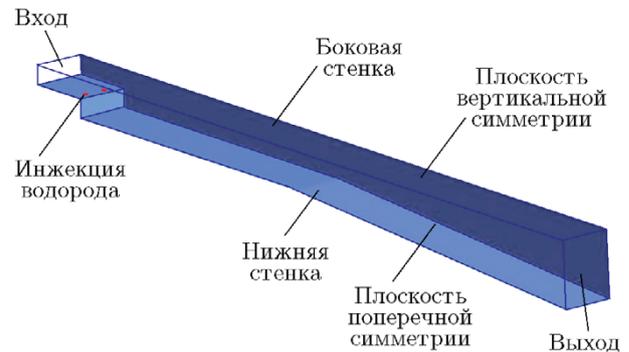


Рис. 1. Геометрия расчетной области и граничные условия

лил в четыре раза сократить размеры расчетной области (рис. 1).

Левая граница расчетной области является входом, через который в модельный канал поступает воздух. Входные параметры выбраны из диапазона условий, при которых в экспериментах [30] получено тепловое запираение: полное давление $p_{0air} = 97$ бар, полная температура $T_{0air} = 1700$ К, число Маха $M_{air} = 4$. Эти параметры использованы в предварительных расчетах, моделирующих течение в сверхзвуковом сопле и изоляторе. Из-за нарастания пограничного слоя на стенках, толщина которого на входе в модельный канал составила 11 мм, число Маха в ядре потока снизилось до $M_{air} = 3.85$, а статическое давление возросло до $p_\infty = 0.8$ бар (это значение будет использовано для обезразмеривания расчетных данных).

Полученные в предварительных расчетах профили числа Маха, статической температуры, статического давления и турбулентных параметров заданы на входе в расчетную область. На отверстиях инжекции заданы параметры водородных струй: полное давление $p_{0H_2} = 35$ бар, полная температура $T_{0H_2} = 290$ К, $M_{H_2} = 1$. Массовая доля кислорода в воздухе составляла 23 %. Коэффициент избытка топлива, вычисленный по суммарным расходам воздуха и водорода, равен $\phi = 0.82$. Верхняя и передняя стенки расчетной области являются поверхностями симметрии. На стенках модели задано условие постоянной температуры $T_{wall} = 300$ К. На выходе задано статическое давление 0.2 бар.

В расчетной области построена многоблочная структурированная сетка, содержащая $5 \cdot 10^6$ гексаэдральных расчетных ячеек, кото-

рая сгущалась у стенок канала. В процессе решения сетка измельчалась вблизи стенки и в областях высоких градиентов. Сетка, на которой проведены представленные далее результаты, состояла из $8.5 \cdot 10^6$ ячеек и обеспечивала разрешение ламинарного подслоя ($y^+ \leq 5$).

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 ходе расчета записывались поля всех переменных через определенные промежутки времени, а также интегральные мониторы (средняя по объему статическая температура, суммарный массовый расход через границы и масса продукта реакции).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. «Холодное» течение

На первом этапе выполнены расчеты стационарного течения без учета химических реакций, в которых исследована сеточная независимость решения. Расчеты выполнены на трех сетках различной плотности, содержащих $(5, 8.5, 12) \cdot 10^6$ ячеек (сетки 1, 2, 3 соответственно). На рис. 2 представлены распределения безразмерного статического давления на стенке канала в плоскости симметрии. Различие расчетных данных, полученных на разных сетках, не превышает 1 %. Кривые имеют максимум на верхней стенке уступа ($x/h = -1$), обусловленный воздействием инжекции струй, и минимум в донной области ($x/h = 1$). Давление восстанавливается в хвостовом скачке уплотне-

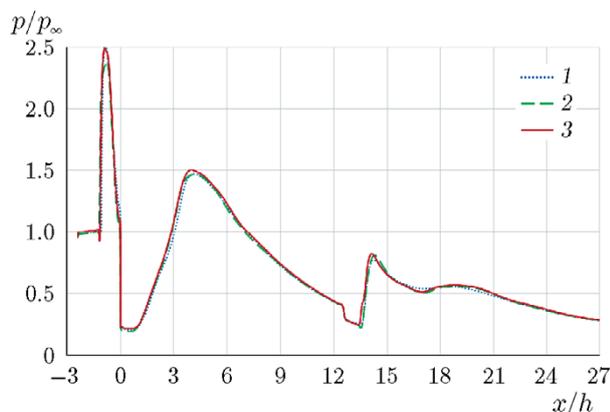


Рис. 2. Распределение безразмерного статического давления на стенке канала, полученное в «холодных» расчетах на сетках 1–3

ния, замыкающем отрывную зону [24, 25]. Повышение относительного давления до 1.5 при $x/h = 4$ можно объяснить приходом в эту область головного скачка, сформированного перед струей. Далее опять следует снижение давления, вызванное воздействием волны разрежения с противоположной стенки. Второй локальный максимум давления возникает в зоне прихода ударной волны с противоположной стенки канала, после чего относительное давление уменьшается.

На рис. 3 представлены поля статического давления p/p_∞ (а), числа Маха M (б), статической температуры T (в) и массовой доли водорода Y_{H_2} (г) в центральном продольном сечении (плоскости симметрии) для «холодного» течения. На рис. 3,а можно видеть зоны высокого давления в области инжекции, которые выходят в расширяющуюся часть канала. Интенсивность скачков резко снижается из-за взаимодействия с волнами разрежения, формирующимися на кромке уступов. За уступами в большей части канала давление ниже, чем на входе, за исключением нескольких областей. Симметричная система скачков уплотнения замыкает отрывные зоны за уступами (хвостовые скачки). После их пересечения в ядре потока формируется еще одна зона повышенного давления, которая заканчивается при $x/h > 12$ в результате падения волн разрежения, отразившихся от стенок канала, а также геометрического расширения канала.

Детальную волновую структуру течения можно проследить на полях числа Маха и статической температуры (рис. 3,б,в). Входное течение содержит толстые пограничные слои с пониженным числом Маха и повышенной температурой. В результате взаимодействия с головными скачками уплотнения, образовавшимися перед струей, пограничный слой отрывается. За уступами сверхзвуковой поток ускоряется до чисел Маха $M = 5$, а после взаимодействия с хвостовыми скачками тормозится до $M = 2.5$. У стенок канала видны дозвуковые области, которые занимают отрывные зоны и зоны, в которых находится водород.

Головные скачки падают на стенки канала при $x/h = 4$, что приводит к «вспуханию» слоя водорода и повышению его температуры, и затем головные скачки объединяются с хвостовыми скачками. Волны сжатия и разрежения распространяются вниз по течению, отражаясь от стенок канала, что приводит к изменению

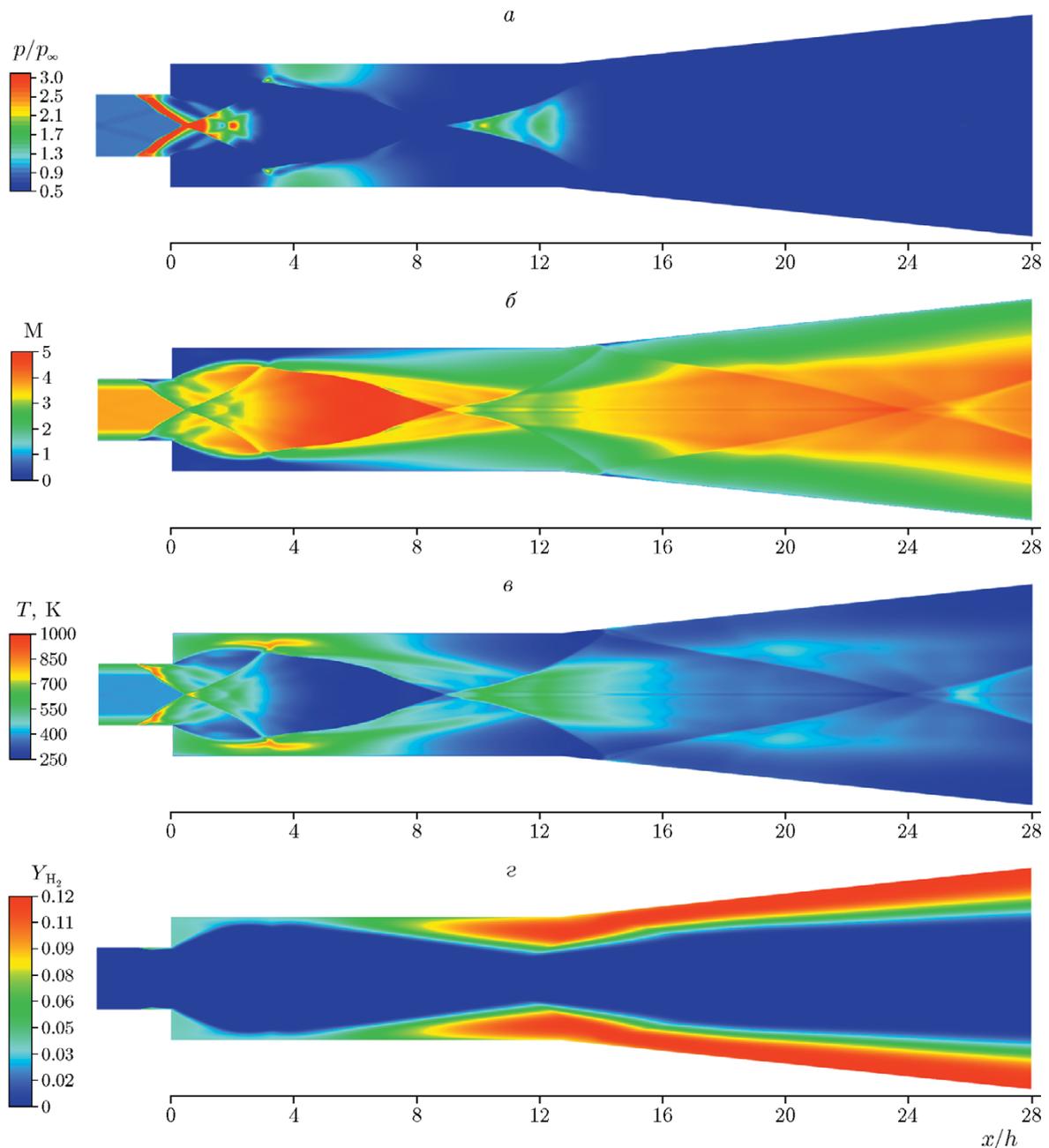


Рис. 3. Поля нормированного статического давления (а), числа Маха (б), статической температуры (в) и массовой доли водорода (г) в плоскости симметрии в случае «холодного» течения

всех параметров течения. В центральном продольном сечении, расположенном между струями, максимальные массовые концентрации водорода не превышают 12 % (рис. 3,г). Водород в невысокой концентрации (3 ÷ 5 %) присутствует в отрывных зонах, сформировавшихся в окрестности струи и за уступом.

Быстрый рост концентрации водорода происходит при $x/h > 8$, что объясняется рас-

ширением водородных струй в поперечном направлении. Как показывает рис. 3,г, до конца расчетной области водород в основном сосредоточен вблизи стенок и полностью отсутствует в ядре потока. Ядро потока остается высокоскоростным ($M > 3.5$), а в пристенных областях число Маха снижается из-за наличия там водорода, скорость звука в котором существенно выше.

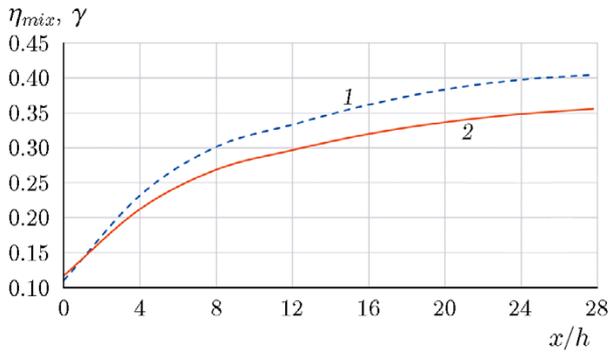


Рис. 4. Эффективность смешения (1) и взвешенный по массе индекс однородности (2) по длине канала в случае «холодного» течения

Для оценки степени смешения водорода с воздухом в поперечных сечениях канала $x = \text{const}$, расположенных равномерно по длине канала, были вычислены осредненный по массе индекс однородности [36]

$$\gamma_m = 1 - \frac{\int (Y_{H_2} - \bar{Y}_{H_2}) |\rho u_n| dS}{2\bar{Y}_{H_2} \int |\rho u_n| dS},$$

$$\bar{Y}_{H_2} = \frac{\int Y_{H_2} |\rho u_n| dS}{\int |\rho u_n| dS}$$

и эффективность смешения [37]

$$\eta_{mix} = \frac{\int Y_{H_2}^r |\rho u_n| dS}{\int Y_{H_2} |\rho u_n| dS},$$

$$Y_{H_2}^r = \begin{cases} Y_{H_2}, & Y_{H_2} \leq Y_{H_2}^{st}, \\ Y_{H_2}^{st} \frac{1 - Y_{H_2}}{1 - Y_{H_2}^{st}}, & Y_{H_2} > Y_{H_2}^{st}, \end{cases}$$

где u_n — нормальная к сечению скорость, Y_{H_2} — массовая доля водорода, $Y_{H_2}^{st}$ — стехиометрическая массовая доля водорода в воздухе. Графики параметров γ_m, η_{mix} , представленные на рис. 4, показывают, что и та, и другая величина монотонно растут по длине канала. Самый быстрый рост наблюдается в секции постоянного сечения за уступом ($x/h < 12$), а в расширяющейся части скорость смешения замедляется. При этом в конце канала уровень смешения невысокий, поскольку высокие скорости препятствуют смешению. Поэтому следует ожидать, что интенсивность горения на начальном этапе будет лимитироваться скоростью смешения.

Возможные зоны самовоспламенения можно определить на основе совместного анализа температуры смеси и концентрации водорода. На рис. 5 представлены поля массовой доли водорода в плоскости, проходящей через центр инжекции, и статической температуры

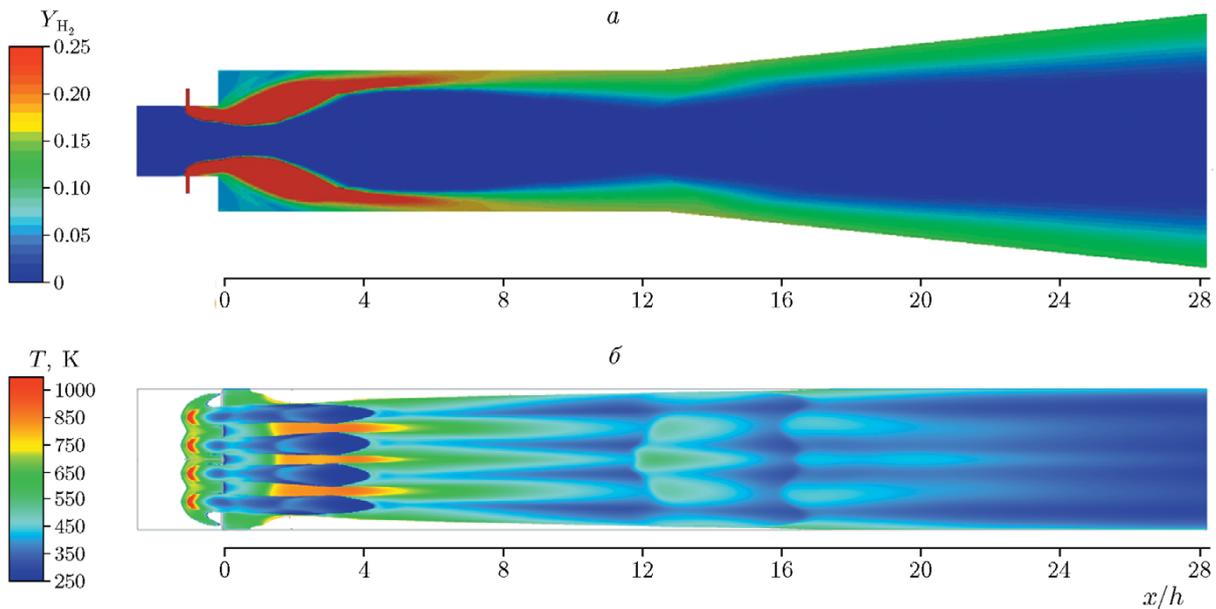


Рис. 5. Поля массовой доли водорода в плоскости струи (а) и статической температуры на стехиометрической изоповерхности $Y_{H_2} = 0.029$ (вид сверху) (б)

на стехиометрической изоповерхности $Y_{\text{H}_2}^{st} = 0.029$. Как видно на рис. 5,а, в этом продольном сечении концентрация водорода на начальном участке $x/h < 8$ очень высокая, а далее под действием волн разрежения происходит расширение струи в поперечном направлении, что приводит к снижению концентрации водорода в этом сечении и повышению в сечении, расположенном между струями (см. рис. 3,г).

Анализ рис. 5,б показывает, что, поскольку струи водорода имеют низкую температуру, самовоспламенение смеси возможно в области головного скачка перед струей, где температура смеси самая высокая, а также в областях, расположенных за уступом между струями, где повышение температуры вызвано воздействием головных скачков, упавших на стенку.

2.2. «Горячее» течение

Далее выполнен нестационарный расчет «горячего» течения, начальными данными для которого служило стационарное «холодное» течение. После подключения в расчетную модель блока химических реакций происходит самовоспламенение смеси, обусловленное высокими параметрами торможения и наличием в структуре течения скачков уплотнения и низкоскоростных отрывных зон. Детальный анализ картин течения в зависимости от времени показал, что смесь воспламеняется в области генерированных струями головных скачков и в пристеночной области между струями в области замыкающего отрывную зону за уступом скачка уплотнения, что согласуется с данными «холодного» расчета (см. рис. 5,б). Затем пламя распространяется вниз по потоку. Динамику процесса можно проследить на рис. 6–8, на которых показаны мгновенные поля массовой доли радикалов ОН, статической температуры и относительного давления в плоскости симметрии канала в моменты времени $t_1 = 2.82$ мс, $t_2 = 2.95$ мс, $t_3 = 3.23$ мс, $t_4 = 3.58$ мс, $t_5 = 3.7$ мс, $t_6 = 3.85$ мс.

Белая линия на всех рисунках показывает положение звуковой поверхности $M = 1$. На рис. 6,а кроме звуковой линии 2 имеется линия стехиометрии 1. Из анализа рис. 6,а следует, что в момент t_1 слой горения ламинарный. Зоны реакций расположены в сверхзвуковой части потока вблизи поверхности стехиометрии в бедной смеси. Между зонами реакций и стенками канала расположен «горячий» слой с тем-

пературой $1\,700 \div 1\,800$ К (рис. 7,а). В ядре потока горячие продукты реакций отсутствуют. В местах прихода скачков уплотнения толщина пристенного дозвукового слоя резко возрастает (рис. 7,а). В конце секции постоянного сечения звуковая линия образует петлю (выделено рамкой), внутри которой температура достигает 2 300 К. Положение петли совпадает с вершиной ромба, образованного падающими и отраженными хвостовыми скачками (рис. 8,а), которые интенсифицируют химические реакции и повышают тепловыделение.

В момент времени t_2 наблюдается турбулизация слоя горения, которая приводит к его распаду на серию вихрей, способствующих смешению водорода и воздуха. Интенсивность горения растет, о чем свидетельствует повышение концентрации ОН внутри вихрей. В следующие моменты времени масштаб турбулентных вихрей увеличивается. Языки пламени и звуковые линии практически смыкаются в центре канала (рис. 6,в, 7,в), образуя тепловое горло, в котором давление повышается в пять раз от уровня входного. Высокий градиент давления отрывает пограничный слой, и горячие продукты реакций с температурой 2 500 К возвратным течением переносятся к торцу уступа. Толщина дозвукового слоя существенно возрастает, тепловое горло смещается вверх по потоку, а возвратное течение вблизи уступа становится сверхзвуковым (рис. 7,г). В сверхзвуковом ядре течения формируется сложная система волн, и в центре канала присутствуют области, в которых статическое давление повышается в десять раз. В момент t_5 зона высокого давления сдвигается к торцу уступа, а в следующий момент (t_6) перемещается в инжекторную часть канала, что приводит к формированию обширного отрыва перед струей. Ядро течения дважды перекрывается дозвуковой зоной конечной протяженности (рис. 7,е): в зоне пересечения головных скачков перед уступом и в центре секции постоянного сечения.

Количественные значения мгновенных параметров позволяет оценить рис. 9, на котором представлены распределения статического давления (а) и тепловых потоков (б) в моменты времени t_2 – t_6 (кривые 2–6) в сравнении с «холодным» случаем (кривая 1). Графики приведены для инжекторной секции и секции постоянного сечения $-2.4 < x/h < 12$. Давление обезразмерено значением $p_\infty = 0.8$ бар, а тепловые потоки — значением $q_\infty = 1.4$ мВт/м².

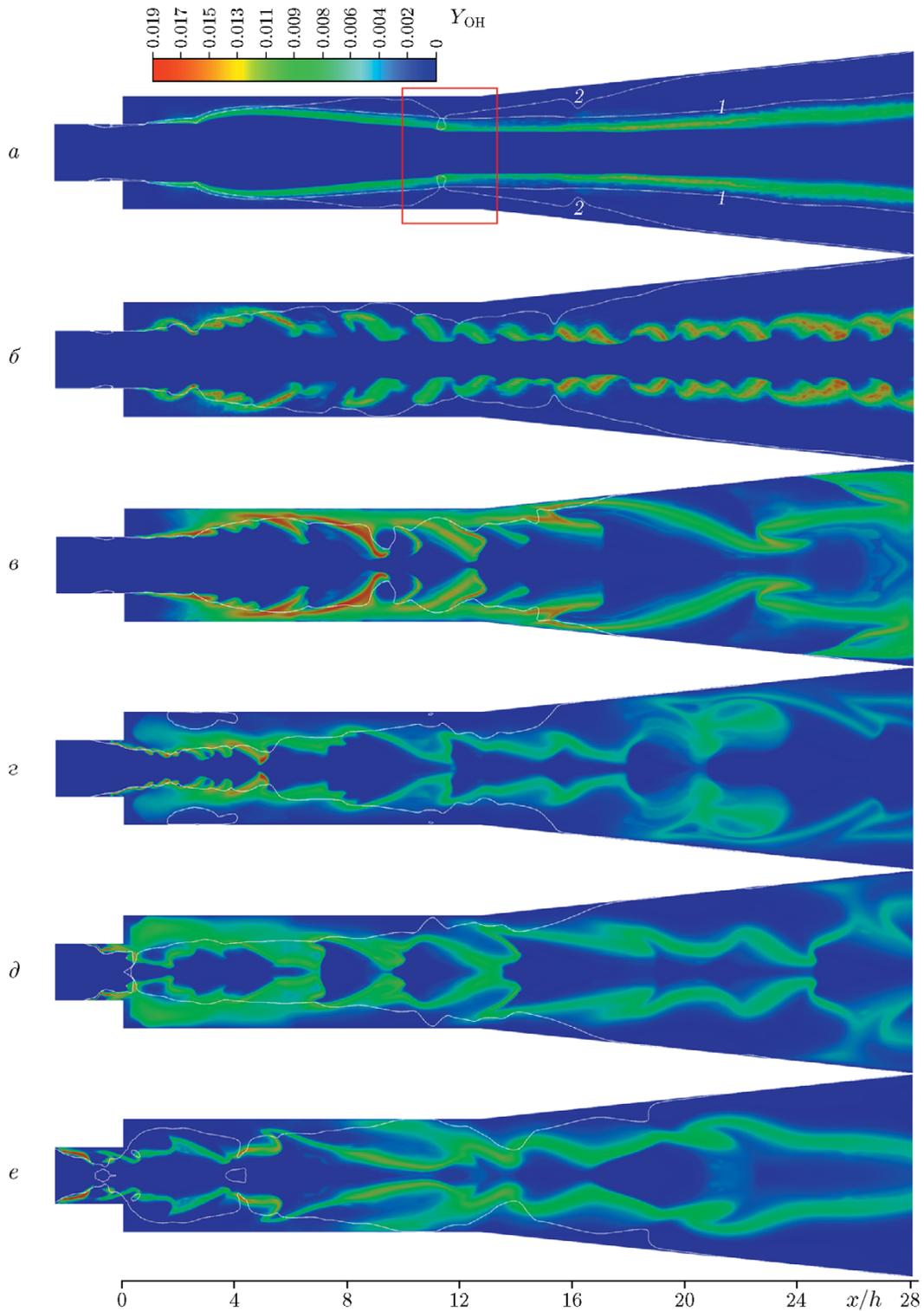


Рис. 6. Мгновенные поля массовых концентраций ОН в моменты времени t_1 – t_6 :

1 — линия стехиометрии, 2 — звуковая линия

Кривая 2 на рис. 9, *a* показывает, что в момент t_2 давление по сравнению с «холодным» случаем (кривая 1) повышается в донной об-

ласти ($0 < x/h < 3$), за замыкающим скачком уплотнения ($3 < x/h < 5$) и в конце секции постоянного сечения $9 < x/h < 12$. В следую-

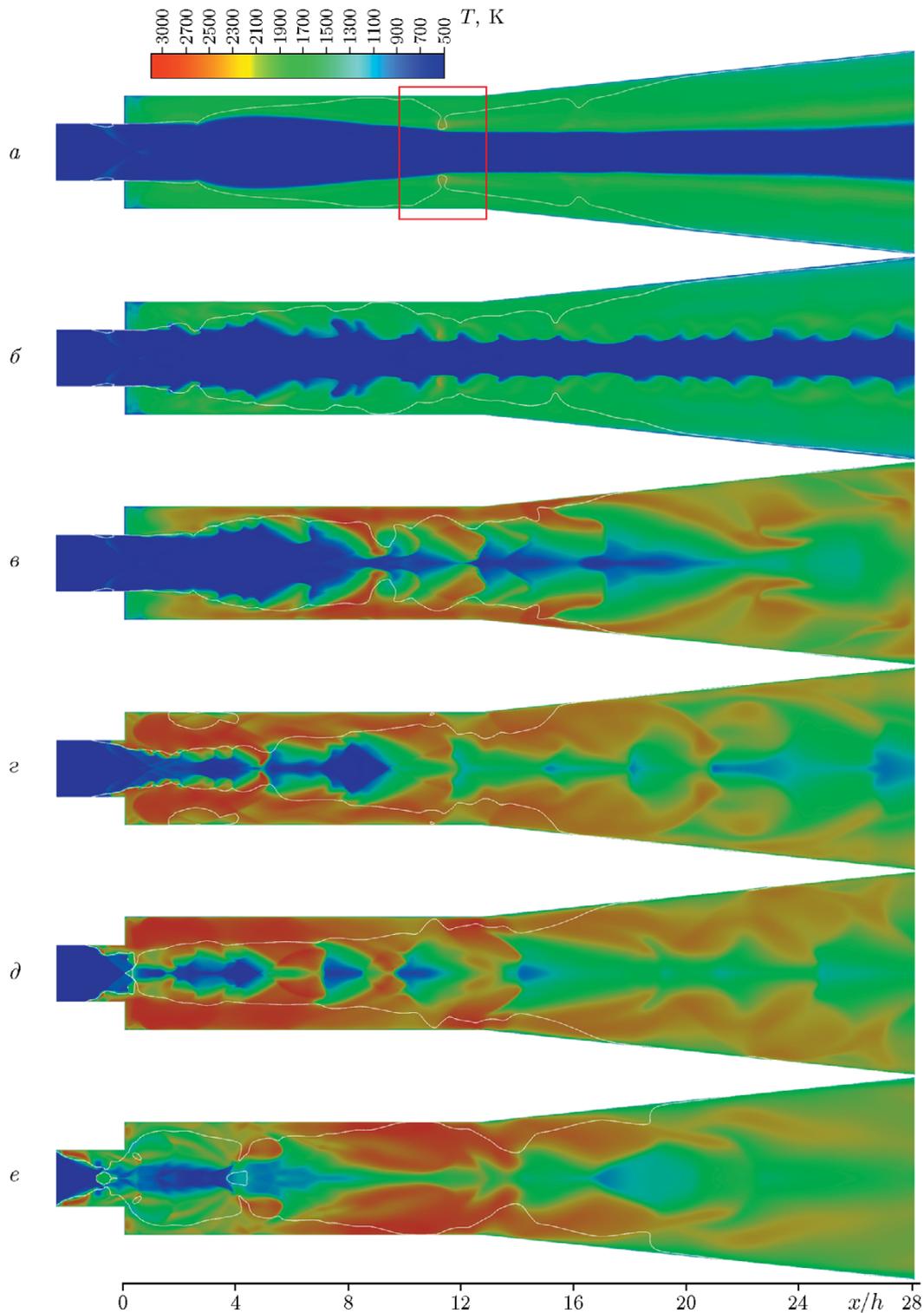


Рис. 7. Мгновенные поля статической температуры в моменты времени t_1-t_6

щий момент t_3 максимум безразмерного давления вырастает в три раза по сравнению с входным уровнем и зона повышенного давлe-

ния распространяется вверх по потоку в положение $x/h = 8$. В момент t_4 максимум безразмерного давления достигает 10 и смещается в

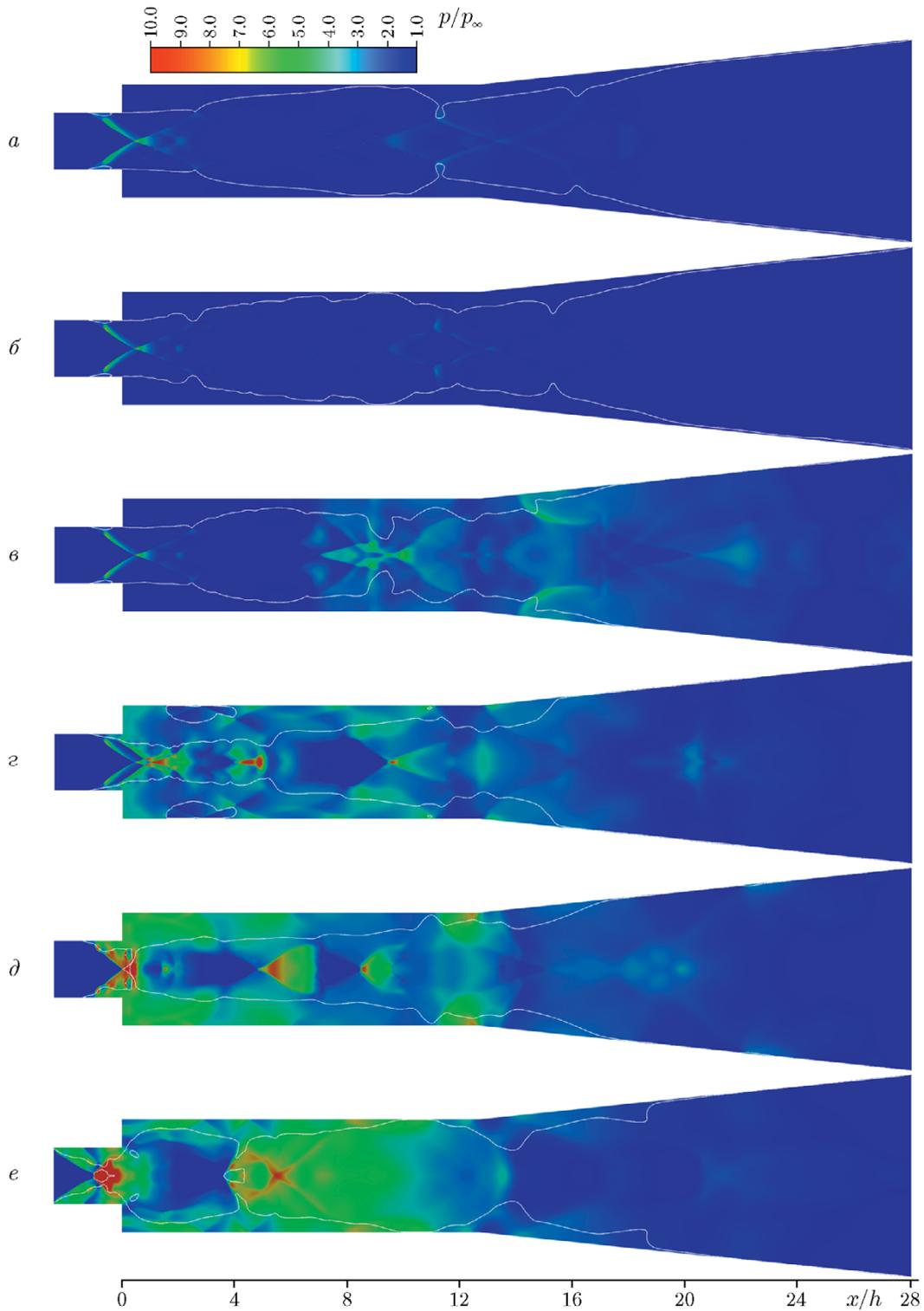


Рис. 8. Мгновенные поля нормированного статического давления в моменты времени t_1-t_6

положение $x/h = 7$. При этом в донной области давление повышается почти в четыре раза. При $t = t_5$ ударная волна выходит в сек-

цию инъекции $x/h < 0$. Зона высокого давления $p/p_\infty > 6$ захватывает дозвуковую отрывную зону за уступом, но во входном сечении

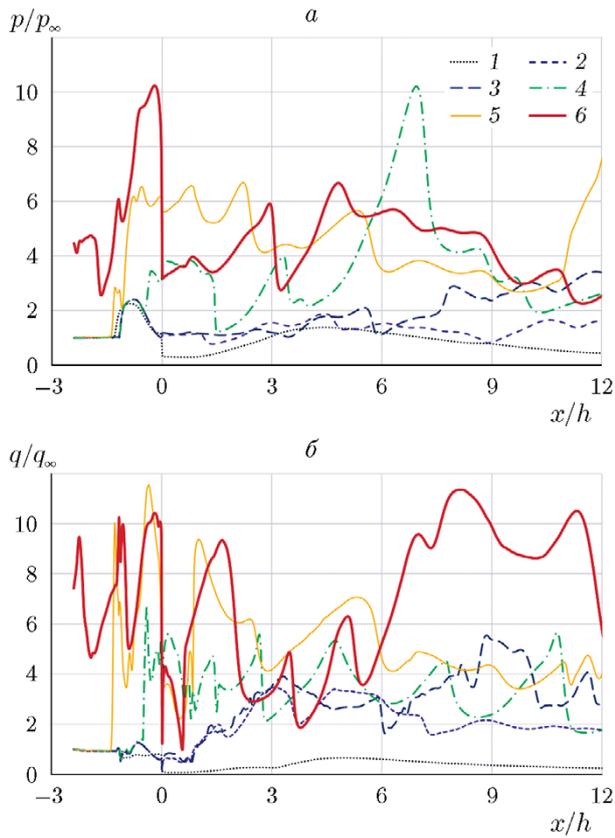


Рис. 9. Мгновенные распределения нормированного статического давления (*а*) и тепловых потоков (*б*) на стенках канала для «холодного» (1) и «горячих» течений в моменты времени t_2 – t_6 (2–6)

сохраняется исходное давление p_∞ . При $t = t_6$ максимум безразмерного давления порядка 10 находится в инжекторной части и ударная волна достигает входного сечения. В этот момент расчет был остановлен, поскольку ограниченный размер канала не позволяет моделировать дальнейшее продвижение системы скачков вверх по потоку.

Характер поведения тепловых потоков качественно согласуется с поведением статического давления. В момент t_2 наблюдается существенное (почти в десять раз по сравнению с «холодным» случаем и в три раза по сравнению с входным значением) повышение тепловых потоков в области замыкающего скачка уплотнения ($4 > x/h > 2$) и в середине секции постоянного сечения ($6 > x/h > 5$), что свидетельствует об активном горении в этих областях. В момент t_3 в этих зонах тепловые потоки изменяются незначительно по сравнению с предыдущим моментом времени, а максималь-

ный рост тепловых потоков до значений $5q_\infty$ наблюдается в конце секции постоянного сечения $x/h \approx 9$. В момент t_4 во всей секции постоянного сечения значения относительных тепловых потоков умеренно высокие: $q/q_\infty = 2 \div 6$. Существенный рост тепловых потоков (выше $10q_\infty$) происходит при $t = t_5$. Смещение максимума в область $x/h < 0$ свидетельствует о том, что волна горения вышла в инжекторную часть канала. Финальная стадия процесса характеризуется высокими тепловыми потоками порядка $10q_\infty$ и больше, как в секции инжекции, так и в канале постоянного сечения.

Приведенные на рис. 9 результаты согласуются с данными [31], где указано, что перед запуском экспериментальные значения статического давления и тепловых потоков превышают входные в 8 раз, а после запуска — в 12–15 раз.

На рис. 10 представлены зависимости средней по объему канала статической температуры, нормированной на значение полной температуры набегающего воздушного потока T_{0air} (кривая 1), и полноты сгорания водорода η_c в выходном сечении канала (кривая 2) в зависимости от времени. Здесь

$$\eta_c = 1 - \frac{\dot{m}_{H_2, outlet}}{\dot{m}_{H_2, inlet}},$$

где \dot{m}_{H_2} — суммарный по поперечному сечению массовый расход водорода [38].

На основе анализа этих зависимостей процесс теплового заклинивания можно разделить на четыре этапа. На первом этапе, занимающем около 2 мс, происходит воспламенение и рас-

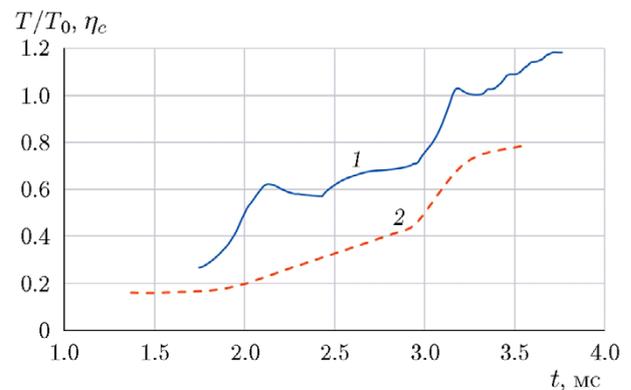


Рис. 10. Средняя по объему статическая температура (1) и полнота сгорания водорода в выходном сечении (2) в зависимости от времени

пространение пламени по каналу. При этом средняя температура быстро растет, а полнота сгорания водорода в выходном сечении постоянна и не превышает 0.2. На втором этапе $2 < t < 3$ мс рост статической температуры замедляется, а полнота сгорания начинает умеренно расти и достигает значения 0.4. На третьем этапе протяженностью около 0.2 мс в канале наблюдается взрывной рост температуры и полноты сгорания, в результате чего формируется сильная ударная волна (см. рис. 8,6). Заключительный период процесса ($t > 3.2$ мс) характеризуется высокими значениями полноты сгорания $\eta \approx 0.8$ и умеренно растущими значениями средней температуры, превышающими T_0 .

На рис. 11 представлены мгновенные значения нормированного статического давления в двух точках, расположенных в ядре потока в центральном продольном сечении канала в начале (линия 1) и в конце (линия 2) секции постоянного сечения. Показан временной отрезок, соответствующий третьему и четвертому этапам нестационарного процесса. Рисунок показывает, что в начале третьего этапа начинается резкий рост средних значений и пульсаций давления в датчике 2, расположенном в конце секции постоянного сечения. Средние значения увеличиваются в три раза, амплитуда пульсаций примерно равна p_∞ . На четвертом этапе ($t > 3.2$ мс) среднее давление

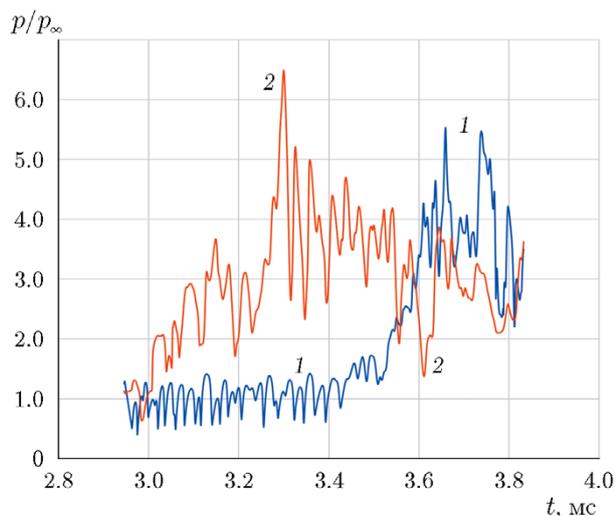


Рис. 11. История нормированного статического давления в точках-мониторах, расположенных в начале (1) и в конце (2) секции постоянного сечения

и уровень пульсаций в этой точке существенно возрастают. Уровень средних и пульсационных значений немного снижается после того, как тепловое горло и связанная с ним система скачков уплотнения сдвигается вверх по течению. Среднее давление в области первого датчика, расположенного вблизи уступа, равно входному, пульсации имеют частоту $5 \div 6$ кГц и их амплитуда не превышает $0.5p_\infty$. Резкий рост среднего давления и амплитуды пульсаций происходит при $t > 3.5$ мс, когда на этот датчик приходит система скачков уплотнения, после чего средние и пульсационные значения давления в двух датчиках становятся примерно одинаковыми.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты численного моделирования нестационарного сверхзвукового течения в плоском канале с резким расширением с учетом тепловыделения в результате химических реакций подтверждают полученный в эксперименте режим с тепловым запиранием канала.

Полученная в расчете подробная информация о параметрах потока позволила описать особенности структуры потока в расширяющемся канале с поперечной инжекцией водородных струй, оценить интенсивность смещения и предсказать зоны, благоприятные для воспламенения. На основании детального анализа мгновенных и средних параметров описаны механизм и этапы процесса теплового запиравания канала. Этапы включают в себя воспламенение, распространение пламени и формирование в зоне интенсивного тепловыделения теплового горла, в котором статическое давление возрастает в несколько раз. Неблагоприятный градиент давления отрывает пограничный слой на стенках канала, и горячие продукты реакции переносятся возвратным течением в начало канала. Несмотря на то, что ядро потока остается сверхзвуковым, область высокого давления смещается по дозвуковым и отрывным зонам вверх по потоку к началу канала и затем в секцию инжекции. «Выбитая» ударная волна объединяется с головным скачком перед струями, в результате чего в ядре потока образуется дозвуковая зона. Однако ниже по течению поток ускоряется, и течение остается сверхзвуковым вплоть до выхода из канала. Таким образом, из-за высокой скорости и сложной простран-

ственной структуры течения переход к дозвуковому режиму горения не реализуется.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Chang J., Li N., Xu K., Bao W., Yu D.** Recent research progress on unstart mechanism, detection and control of hypersonic inlet // *Prog. Aerosp. Sci.* — 2017. — V. 89. — P. 1–22. — DOI: 10.1016/j.paerosci.2016.12.001.
2. **Rodi P. E., Emami S., Trexler C. A.** Unsteady pressure behavior in a ramjet/scramjet inlet // *J. Propul. Power.* — 1996. — V. 12, N 3. — P. 486–493. — DOI: 10.2514/3.24061.
3. **Tan H.-J., Sun S., Yin Z.-L.** Oscillatory flows of rectangular hypersonic inlet unstart caused by downstream mass-flow choking // *J. Propul. Power.* — 2009. — V. 25, N 1. — P. 138–147. — DOI: 10.2514/1.37914.
4. **Do H., Im S., Mungal M. G., Cappelli M. A.** The influence of boundary layers on supersonic inlet flow unstart induced by mass injection // *Exp. Fluids.* — 2011. — V. 51. — P. 679–691. — DOI: 10.1007/s00348-011-1077-3.
5. **Zhao G., Du J., Yang H., Tang T., Sun M.** Effects of injection on flame flashback in supersonic crossflow // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2022. — V. 120. — 107226. — DOI: 10.1016/j.ast.2021.107226.
6. **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.
7. **Xiong B., Fan X., Wang Y., Zhou L., Tao Y.** Back-pressure effects on unsteadiness of separation shock in a rectangular duct at Mach 3 // *Acta Astronaut.* — 2017. — V. 141. — P. 248–254. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2017.09.032.
8. **Owens M. G., Mullagiri S., Segal C., Ortwirth P. J., Mathur A. B.** Thermal choking analyses in a supersonic combustor // *J. Propul. Power.* — 2001. — V. 17, N 3. — P. 611–616. — DOI: 10.2514/2.5785.
9. **Mashio S., Kurashina K., Bamba T., Okimoto S., Kaji S.** Unstart phenomenon due to thermal choke in scramjet module // *AIAA Paper 2001-1887.* — DOI: 10.2514/6.2001-1887.
10. **O’Byrne S., Doolan M., Olsen S. R., Houwing A. F. P.** Analysis of transient thermal choking processes in a model scramjet engine // *J. Propul. Power.* — 2000. — V. 16, N 5. — P. 808–814. — DOI: 10.2514/2.5645.
11. **Шибков В. М.** Влияние тепловыделения на течение газа в канале переменного сечения // *Теплофизика высоких температур.* — 2019. — Т. 57, № 3. — С. 353–360. — DOI: 10.1134/S004036441901023X.
12. **Звегинцев В. И.** Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных условиях (обзор) // *Теплофизика и аэромеханика.* — 2017. — Т. 24, № 6. — С. 829–858.
13. **Liu Q., Passaro A., Baccarella D., Do H.** Ethylene flame dynamics and inlet unstart in a model scramjet // *J. Propul. Power.* — 2014. — V. 30, N 6. — P. 1577–1585. — DOI: 10.2514/1.B35214.
14. **Im S., Baccarella D., McGann B., Liu Q., Wermer L., Do H.** Unstart phenomena induced by mass addition and heat release in a model scramjet // *J. Fluid Mech.* — 2016. — V. 797. — P. 604–629. — DOI: 10.1017/jfm.2016.282.
15. **Baccarella D., Liu Q., McGann B. J., Lee T.** Combustion induced choking and unstart initiation in a circular constant-area supersonic flow // *AIAA J.* — 2019. — V. 57, N 12. — P. 5365–5376. — DOI: 10.2514/1.J057921.
16. **Baccarella D., Liu Q., Lee G. S., Lee T.** Flow choking induced by combustion and mass injection in a circular model scramjet at Mach 4.5 // *AIAA Paper 2020-1611.* — DOI: 10.2514/6.2020-1611.c1.
17. **Baccarella D., Liu Q., McGann B., Lee G., Lee T.** Isolator-combustor interactions in a circular model scramjet with thermal and non-thermal choking-induced unstart // *J. Fluid Mech.* — 2021. — V. 917. — Article number A38. — DOI: 10.1017/jfm.2021.238.
18. **Laurence S. J., Karl S., Martinez Schramm J., Hannemann K.** Transient fluid-combustion phenomena in a model scramjet // *J. Fluid Mech.* — 2013. — V. 722. — P. 85–120. — DOI: 10.1017/jfm.2013.56.
19. **Laurence S. J., Lieber D., Schramm J. M., Hannemann K., Larsson J.** Incipient thermal choking and stable shock-train formation in the heat-release region of a scramjet combustor. Part I: Shock-tunnel experiments // *Combust. Flame.* — 2015. — V. 162, N 4. — P. 921–931. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.09.016.
20. **Larsson J., Laurence S., Bermejo-Moreno I., Bodart J., Karl S., Vicquelin R.** Incipient thermal choking and stable shock-train formation in the heat-release region of a scramjet combustor. Part II: Large eddy simulations // *Combust. Flame.* — 2015. — V. 162, N 4. — P. 907–920. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.09.017.
21. **Im S., Do H., Cappelli M. A.** The manipulation of an unstarting supersonic flow by plasma actuator // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2012. — V. 45. — 485202. — DOI: 10.1088/0022-3727/45/48/485202.
22. **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.

23. Бедарев И. А., Федорова Н. Н. Структура сверхзвуковых турбулентных течений в окрестности наклонных уступов // ПМТФ. — 2006. — Т. 47, № 6. — С. 48–58.
24. 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.
25. Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А. Влияние динамического напора и молекулярного веса газа на смешение при инъекции струй в поперечный сверхзвуковой поток // Письма в ЖТФ. — 2021. — Т. 47, № 2. — С. 3–8. — DOI: 10.21883/PJTF.2021.02.50536.18525.
26. 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.
27. 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.
28. Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А., Пикалов В. В. Исследование пульсационных режимов в высокоскоростном потоке с теплоподводом. I. Эксперимент // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 5. — С. 33–43. — DOI: 10.15372/FGV20220505.
29. Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А., Пикалов В. В. Исследование пульсационных режимов в высокоскоростном потоке с теплоподводом. II. Численное моделирование // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 5. — С. 44–53. — DOI: 10.15372/FGV20220506.
30. 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.
31. Goldfeld M. 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.
32. Goldfeld M. Heat modes of the supersonic combustion chamber at high entrance Mach numbers // AIP Conf. Proc. — 2021. — V. 2351, N 1. — 040024. — DOI: 10.1063/5.0052415.
33. Ansys CFD Academic Research. Custom number 610336.
34. Maas U., Warnatz J. Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures // Combust. Flame. — 1988. — V. 74, N 1. — P. 53–69. — DOI: 10.1016/0010-2180(88)90086-7.
35. Ванькова О. С., Фёдорова Н. Н. Моделирование воспламенения и горения спутной водородной струи в сверхзвуковом потоке воздуха // Физика горения и взрыва. — 2021. — Т. 57, № 4. — С. 18–28. — DOI: 10.15372/FGV20210402.
36. Ansys Fluent Theory Guide, Release 2022 R1, Section 26.3.1.18.
37. Lee S.-H. Characteristics of dual transverse injection in scramjet combustor. Part 1: Mixing // J. Propul. Power. — 2006. — V. 22, N 5. — P. 1012–1019. — DOI: 10.2514/1.14180.
38. 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 01.02.2023.

Принята к публикации 01.03.2023.