

УДК 621.452:51-72

ВЛИЯНИЕ ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЮ ГОРЕНИЯ

М. А. Гольдфельд¹, Ю. В. Захарова¹, А. В. Фёдоров¹, Н. Н. Фёдорова^{1,2}

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
nfed@itam.nsc.ru

²Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), 630008
Новосибирск

Представлены результаты численных и экспериментальных исследований высокоскоростного течения в плоском канале с внезапным расширением в виде обращенного по потоку уступа, который используется в качестве стабилизатора пламени в сверхзвуковом потоке. Эксперименты проведены в высокоэнтальпийной установке кратковременного действия ИТ-302М при числе Маха на входе в камеру сгорания 2.8, числе Рейнольдса $30 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и полной температуре $T_0 = 2000 \text{ К}$ для условий, близких к полетным при числе Маха 6. Математическое моделирование выполнено на основе полных нестационарных осредненных уравнений Навье — Стокса, дополненных $k-\omega$ SST-моделью турбулентности и блоком химической кинетики, содержащим 38 прямых и обратных реакций горения водородовоздушной смеси. Исследованы три конфигурации уступа: прямой без предварительного воздействия, с предварительным сжатием, с предварительным расширением. Показано, что конфигурация обратного уступа оказывает существенное влияние на размеры отрывных областей, распределение давления и температуру в канале за уступом, от которых зависит самовоспламенение смесей. Расчетные данные показывают, что предварительное сжатие создает условия для эффективного воспламенения смеси и позволяет получить воспламенение подготовленной водородовоздушной смеси и устойчивое горение по всей высоте канала.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, турбулентность, ударная волна, волна разрежения, камера сгорания, подготовленная смесь, воспламенение.

DOI 10.15372/FGV20180601

ВВЕДЕНИЕ

Обращенная по потоку ступенька (обратный уступ) является одной из наиболее распространенных геометрических конфигураций, используемых при изучении летательных аппаратов и их элементов. Обтекание прямого и обратного уступов изучается как важный пример течения с отрывом потока. Физический механизм отрыва потока при сверхзвуковом обтекании обратного уступа весьма сложен и требует тщательного исследования. По данной тематике выполнено большое количество как экспериментальных, так и численных исследований (см., например, работы [1–4]).

Конфигурация обратного уступа используется в различных практических приложениях, прежде всего как элемент кормовой части, влияющий на донное давление и снижающий сопротивление летательных аппаратов различного назначения [4]. В последнее время интерес к исследованию течений в окрестности обратного уступа усилился в связи с изучением сверхзвуковых камер сгорания [5].

В работе [6] основной целью исследования являлось определение возможности повышения донного давления путем изменения формы кромки. В предыдущие годы значительные усилия были сосредоточены на изучении несжимаемых течений [7, 8]. Экспериментальные исследования ламинарных, переходных и турбулентных отрывных течений в окрестности двумерного обратного уступа проведены в работе [7]. Представлена детальная информация о структуре течения и длине отрывной

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-08-01158а).

© Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В., Фёдоров А. В., Фёдорова Н. Н., 2018.

зоны в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Было показано, что при ламинарном режиме течения длина отрывной области увеличивается с ростом числа Рейнольдса, но не линейно, как в осесимметричных течениях с резким расширением. Этот эффект наблюдался до чисел Рейнольдса, соответствующих переходному режиму течения.

Численное моделирование течений в каналах с обратным уступом проведено в работах [8, 9], в которых показана возможность правильно предсказывать параметры течения и размеры отрывных зон. Однако эти данные были получены при низких скоростях потока и не могут использоваться для сверхзвуковых течений, в которых значительное влияние оказывают эффекты сжимаемости. Сверхзвуковые течения в донной области снарядов и ракет были исследованы в [10, 11]. Установлено, что правильный выбор формы хвостовой части позволяет значительно уменьшить донное сопротивление [10].

Экспериментальные и расчетные данные [11, 12] вносят значительный вклад в понимание особенностей отрывных течений и оценку эффективности различных численных методов.

В работе [13] представлен детальный обзор экспериментальных исследований донного давления и тепловых потоков при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях потока. Полученные результаты показывают, что сверхзвуковое течение за обратным уступом характеризуется высоким уровнем неравномерности и включает в себя быстрое расширение на острой кромке уступа, отрыв и присоединение пограничного слоя с образованием протяженной области течения с положительным (неблагоприятным) градиентом давления. Течение характеризуется увеличением числа Маха во внешнем потоке, ненулевым углом местного течения и переменным градиентом давления во всей области за уступом.

Для оценки уровня донного давления и тепловых потоков в плоских и осесимметричных конфигурациях были разработаны эмпирические соотношения, которые применимы в широком диапазоне чисел Маха и Рейнольдса для ламинарных и турбулентных течений. Сравнение полетных данных и результатов экспериментов, полученных в аэродинамической трубе, показало применимость предложенных соотношений для прогнозирования параметров потока.

Состояние пограничного слоя перед уступом является важным фактором, влияющим на параметры течения за уступом и уровень донного давления. На основе обобщения доступных экспериментальных и расчетных данных в работе [14] был разработан приближенный метод расчета донного давления и энтальпии за плоским или осесимметричным уступом, обтекаемым сверхзвуковым потоком. Метод, основанный на использовании модели вязко-невязкого взаимодействия, позволяет определять параметры донного течения для произвольных толщин начального пограничного слоя при числах Маха набегающего потока $1 \div 6$. В модели учитываются наличие протяженной области возрастания давления в отрывной области за уступом и специальное условие присоединения.

В [15–17] показано, что быстрое расширение потока за уступом может существенно исказить средние характеристики и структуру турбулентного пограничного слоя, что существенно влияет на особенности отрыва, скорость роста сдвигового слоя и его присоединение [6, 17]. Обнаружено, что давление и тепловые потоки увеличивались вдоль стенки канала и их распределение зависело от высоты уступа и его формы. Было также показано, что внезапное расширение снижает уровень турбулентности в сжимаемом пограничном слое.

Численное моделирование течений в окрестности обратного уступа, как правило, основано на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS). В работе [18] для численного анализа резкого расширения сверхзвукового потока использована явная схема Мак-Кормака и $k-\varepsilon$ -модель турбулентности. В работе [19] проведено детальное теоретическое исследование структуры сверхзвукового течения в окрестности обратного уступа с применением схемы расщепления вектора потока LU-SSOR для решения основных уравнений и алгебраической модели вихревой вязкости Болдуина — Ломакса. Сравнение полученных расчетных и экспериментальных данных показало удовлетворительное соответствие.

Численное моделирование сверхзвукового турбулентного течения в окрестности обратного уступа с применением метода конечных объемов и $k-\varepsilon$ -модели турбулентности проведено в [20]. Показано, что данный метод позволяет предсказать все существенные особенности

рассматриваемого течения и дает удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных результатов. В работе [5] моделирование сверхзвукового потока при обтекании уступа было выполнено на основе использования подхода RANS и метода крупных вихрей (LES). В данной работе было также исследовано влияние числа Маха перед уступом и степени расширения канала. Показано, что длина отрывной зоны уменьшается при увеличении числа Маха, а высота уступа оказывает сильное влияние на структуру потока. При этом получено хорошее согласование расчетных и экспериментальных результатов. Данные работы [5] полезны для понимания физики отрыва сверхзвукового потока, однако здесь не рассматривалось влияние формы уступа и состояния пограничного слоя перед отрывом на структуру потока в канале.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию крупномасштабных вихревых структур, развивающихся в слое смешения над отрывной зоной и играющих важную роль в переносе массы, количества движения и энергии между рециркуляционной зоной и внешним невязким потоком [21]. Традиционные модели турбулентности на основе подходов RANS имеют ограниченные возможности в разрешении спектра вихрей, срывающихся с кромки обратного уступа. Реализация вихреразрешающих подходов, таких как LES или DES (гибридный RANS-LES метод), является обязательным условием для получения полного спектра вихрей [22], но для этого требуются значительные компьютерные ресурсы.

Приведенный анализ свидетельствует о необходимости использования соответствующих моделей турбулентности и численных схем высокого порядка для получения детальной информации о структуре потока и хорошего соответствия экспериментальных и расчетных данных.

В проточных воздушно-реактивных двигателях обратный уступ рассматривается как стабилизатор пламени в сверхзвуковой камере сгорания [23–25]. Течение за обратным уступом характеризуется наличием низкоскоростной рециркуляционной области, что увеличивает время пребывания смеси в высокотемпературной зоне и формирует непрерывный источник самовоспламенения смеси [26]. В работе [27] были исследованы механизмы стабилизации пламени в сверхзву-

ковой камере сгорания с помощью обратного уступа и каверны. Было показано, что вихри, формирующиеся в рециркуляционной области, способствуют смешению топливовоздушной смеси и улучшают эффективность горения в сверхзвуковом потоке. Ударные волны, формирующиеся в канале камеры сгорания, отражаются от стенок и взаимодействуют друг с другом, что приводит к формированию сложной волновой структуры течения [28, 29]. Сопротивление поверхностного трения в сверхзвуковой камере сгорания составляет около 30 % сопротивления всего летательного аппарата.

Необходимо отметить, что приемлемое соответствие между расчетными и экспериментальными данными для внешних течений не гарантирует успешного применения тех же численных методов к моделированию внутренних течений, характеризующихся наличием ударных волн и волн разрежения. Для определения структуры потока в канале, которая оказывает существенное влияние на параметры камеры сгорания, необходимо знать поле давления во всей области течения, а также поверхностное трение на стенках канала и распределение теплового потока по каналу [30].

Течение в канале с уступом и каверной при различных числах Маха исследовано в работах [31, 32] в условиях холодного ($T_0 = 300$ K) и высокотемпературного ($T_0 = 2500$ K) внешнего потока. Показано, что температурные условия могут существенно влиять на протяженность отрывной области и структуру течения за уступом. В этих работах изучено влияние температурного фактора на формирование вихревой структуры в отрывной зоне. Однако необходимо отметить, что эти исследования были ограничены одной конфигурацией уступа.

Одним из важных факторов, препятствующих самовоспламенению водородовоздушной смеси в сверхзвуковом потоке, является высокая скорость, из-за которой смесь имеет низкие статические параметры. Поэтому необходимо исследовать структуру потока, поля скорости и температуры и определить зоны, в которых возможно самовоспламенение. Физические механизмы сверхзвукового течения в канале с обратным уступом достаточно сложны и требуют более детального исследования. Данные о влиянии числа Маха, температуры стенки и степени расширения ограничены, особен-

но для высокотемпературных течений. Форма уступа, температура стенки и процесс горения являются дополнительными факторами, которые осложняют задачу исследования течения в канале с уступом. Влияние данных параметров на течение в камере сгорания требует дополнительных исследований.

Цель настоящей работы — проведение совместных экспериментальных и расчетных исследований влияния конфигурации уступа на следующие параметры: волновую структуру сверхзвукового течения в канале при числе Маха $M = 2.8$; положение и размеры отрывных зон на стенках канала; распределение температуры и вихревую структуру в потоке; воспламенение смеси и стабилизацию горения подготовленной водородовоздушной смеси.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Испытания канала с уступом были проведены на модельной камере сгорания в режиме присоединенного трубопровода в высокоэнтальпийной аэродинамической установке ИТ-302М [33]. Схема экспериментальной модели представлена на рис. 1.

Модель состояла из форкамеры, блока сменных сопел, секции изолятора для выравнивания потока и канала для моделирования реагирующих течений в сверхзвуковой камере сгорания. Такой модульный принцип построения модели позволяет эффективно использовать преимущества аэродинамической установки как источника высокоэнтальпийного рабочего газа (воздуха). Сменный блок профилированных сопел обеспечивает режимы течения с различными скоростями, соответствующими числам Маха $M = 2.5, 3, 3.5, 4$ и 5 . Модель оборудована датчиками статического давления и тепловых потоков, установленными на верхней и нижней стенках канала. Боковые стенки рабочего канала имеют окна из термостойкого кварцевого стекла размерами 100×100 мм, что позволяет проводить визуализацию потока

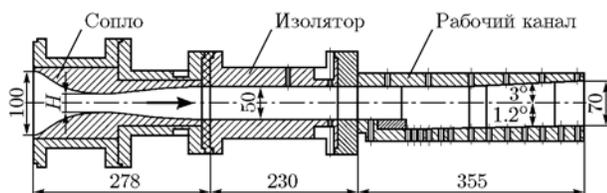


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

и оптические измерения.

Исследования выполнены при следующих параметрах: число Маха на входе в камеру сгорания $M_\infty = 2.8$, давление торможения $p_0 = 3.5$ МПа, температура торможения $T_0 = 1813$ К, статическое давление $p_\infty = 0.13$ МПа, статическая температура $T_\infty = 705$ К. Поскольку длительность эксперимента составляла примерно 100 мс, стенка экспериментальной модели оставалась холодной ($T_w = 300$ К), что соответствовало низкому значению температурного фактора $k = T_w/T_0 = 0.17$.

В течение эксперимента измерялись полные давления в первой и второй форкамерах аэродинамической установки, расход воздуха и топлива, распределения статического давления на стенках модели. При подготовке к испытаниям проводили калибровку сопел. Максимальное отклонение от номинального значения числа Маха не превышало 1.2 %. Среднеквадратичное отклонение средней продольной скорости в канале варьировалось от 0.5 до 1.5 % скорости входящего потока в различных режимах испытательной установки [34]. Пульсации скорости составляли $2.5 \div 3$ %, а пульсации давления не превышали 5 %.

Для оценки параметров пограничного слоя перед камерой сгорания были проведены измерения с помощью гребенки, состоящей из девяти трубок полного давления. Расположение трубок в шахматном порядке позволило минимизировать шаг между ними, а также исключить взаимное влияние ударных волн, возникающих при обтекании трубок Пито. Одна из трубок была установлена таким образом, что касалась поверхности модели.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ, ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Численное моделирование течений в канале с уступом было выполнено в стационарной двумерной постановке на основе осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса, дополненных $k-\omega$ SST-моделью турбулентности (модель переноса сдвиговых напряжений). Применение двумерного подхода основывается на измерениях статического давления в трансверсальном направлении в трех сечениях модели, которые показали, что течение остается двумерным по крайней мере на ширине $75 \div 80$ % размаха модели, а изменение давления у стенок не превышает 10 %. При расчете реаги-

рующих течений математическая модель была дополнена уравнениями переноса химических компонентов и блоком химической кинетики аррениусовского типа, включающим 38 прямых и обратных реакций горения водородовоздушной смеси [35], которая показала хорошее соответствие с данными эксперимента по времени задержки воспламенения водородовоздушных смесей [36]. Расчеты выполнены с использованием коммерческого пакета ANSYS CFD (Fluent).

В работе исследованы три конфигурации уступа (рис. 2): 1) прямой уступ без предварительного воздействия, 2) с предварительным сжатием потока, 3) с предварительным расширением потока. Расчеты проведены при значениях углов $\alpha_1 = \alpha_2 = 8^\circ$ и высот уступа $h_1 = 16$ мм, $h_2 = 22$ мм, $h_3 = 10$ мм.

Расчетная область задачи (см. рис. 2) ограничена входным сечением слева, стенками сверху и снизу и выходным сечением справа. В расчетах использовалась структурированная сетка с четырехугольными ячейками, сгущающаяся к твердым поверхностям. Параметр сгущения выбирался таким образом, чтобы безразмерное расстояние до стенки в первом расчетном узле составляло $y_1^+ \approx 1$, а в ламинарный подслой попадало около 10 расчетных узлов, что обеспечивало достаточно точное разрешение турбулентного пограничного слоя в пристеночной области и позволяло проводить расчет без использования пристеночных функций.

При расчете холодных (нераагирующих) течений на стенках канала были заданы условия прилипания для скорости и условия холодной стенки ($T_w = 300$ К) для температуры, соответствующие условиям эксперимента. На входе в расчетную область задавались профи-

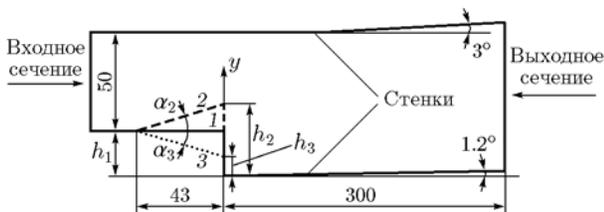


Рис. 2. Схема расчетной области с уступами различной конфигурации:

1 — прямой уступ без предварительного воздействия, 2 — предварительное сжатие потока, 3 — предварительное расширение потока

ли числа Маха, статического давления и статической температуры, полученные в результате предварительного расчета течения в канале постоянного сечения длиной 800 мм с различными начальными уровнями турбулентности. Полученные результаты использовались для оценки влияния уровня турбулентности аэродинамической трубы на формирование профиля скорости перед уступом. Расчетные коэффициенты трения C_f перед уступом при уровнях внешней турбулентности 0.5, 1, 3 % (линии 1–3) приведены на рис. 3,а. Профили средней скорости в координатах $u^+(y^+)$ представлены на рис. 3,б, где закон стенки — следа [37] (линия 4) имеет вид

$$\frac{u^*}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B + \frac{C}{\kappa} \left(1 - \cos \frac{\pi y}{\delta} \right),$$

$\kappa = 0.41, B = 5.1, C = 0.58.$

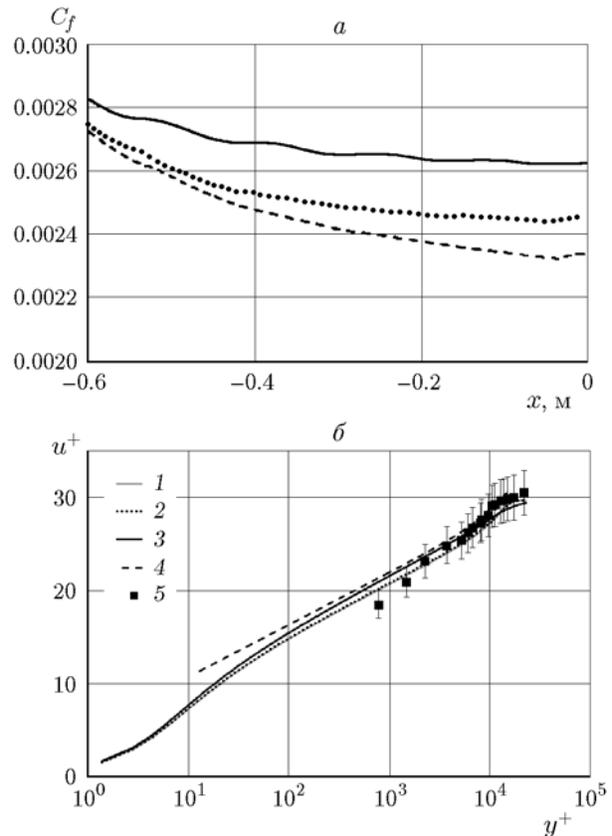


Рис. 3. Распределение коэффициента трения при различных уровнях турбулентности (а) и профили средней скорости перед уступом в переменных законах стенки — следа (б):

1–3 — турбулентность соответственно 0.5, 1, 3 %, 4 — закон стенки — следа, 5 — эксперимент

Таблица 1
Параметры расчетной сетки

Сетка	Количество ячеек	Шаг в направлении y , м	
		минимальный	максимальный
Мелкая	477 500	$5 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Средняя	272 250	$3 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Грубая	123 300	$6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Полученные данные показывают, что при уровне начальной турбулентности 3 % расчетная кривая практически совпадает с теоретической зависимостью закона стенки — следа. Некоторые отличия расчетных и экспериментальных данных наблюдаются только в пристенной части слоя, что может быть связано с погрешностью измерения давления вблизи стенки канала с помощью приемника полного давления, а также с наличием локальной отрывной зоны перед трубкой.

Проведенные измерения показали, что на стенках канала формируется пограничный слой толщиной 10 мм, что соответствует полученным расчетным данным. Выходное сечение расчетной области, кроме узких пристенных зон, находилось в сверхзвуковой области течения. Заданное давление на выходе гарантировало отсутствие притока массы и энергии через это сечение. Варьирование положения выходного сечения и параметров потока не влияло на результаты расчета для области, находящейся выше по течению.

Для исследования сходимости по сетке были проведены расчеты с использованием конфигурации 2 на трех различных сетках, параметры которых приведены в табл. 1. Сопоставление показало, что результаты, полученные на средней и мелкой сетках, отличаются менее чем на 1 %. Поэтому в дальнейшем использовалась средняя сетка.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры пограничного слоя и профили скорости

Наличие предварительного сжатия или расширения перед уступом приводит к изменению интегральных характеристик пограничного слоя и, соответственно, профиля скорости

Таблица 2
Толщины пограничного слоя перед уступом

Конфигурация	$T_w = 300$ К		Адиабатическая стенка	
	δ , мм	δ^* , мм	δ , мм	δ^* , мм
1	10.7	2.77	9.04	2.88
2	8.5	2.3	6.9	2.4
3	14.3	4.65	12.3	4.52

перед уступом. Этот фактор является существенным для картины течения за уступом, поэтому его влияние было проанализировано на первом этапе.

Представленные в табл. 2 интегральные характеристики пограничного слоя (его толщина δ и толщина вытеснения δ^*) при различных температурных условиях отражают изменение свойств пограничного слоя в зависимости от типа предварительного воздействия. После взаимодействия пограничного слоя с волной сжатия (конфигурация 2) происходит поджатие потока и уменьшение толщины пограничного слоя. При взаимодействии пограничного слоя с волной разрежения (конфигурация 3) его толщина увеличивается. При условиях адиабатической стенки пограничный слой при всех конфигурациях уступа был тоньше.

Волновая структура течения в канале

На рис. 4 представлены поля числа Маха для трех конфигураций уступа. При обтекании сверхзвуковым потоком обратного уступа базовой конфигурации (рис. 4,а) реализуется следующая структура течения: волна разрежения (EF) в угловой точке уступа; рециркуляционная область (RZ); замыкающий скачок (TS) в области присоединения потока. Наклон первой характеристики волны разрежения определяется числом Маха набегающего потока. Наклон последней характеристики и интенсивность замыкающего скачка связаны с размером отрывной области, который, в свою очередь, зависит от числа Маха набегающего потока, начальной толщины пограничного слоя и температуры стенки [31]. Вследствие взаимодействия замыкающего скачка с пограничным слоем на верхней стенке образуется локальная отрывная зона (SZ).

При обтекании уступа конфигурации 2 (рис. 4,б) ударная волна (1), образовавшаяся в

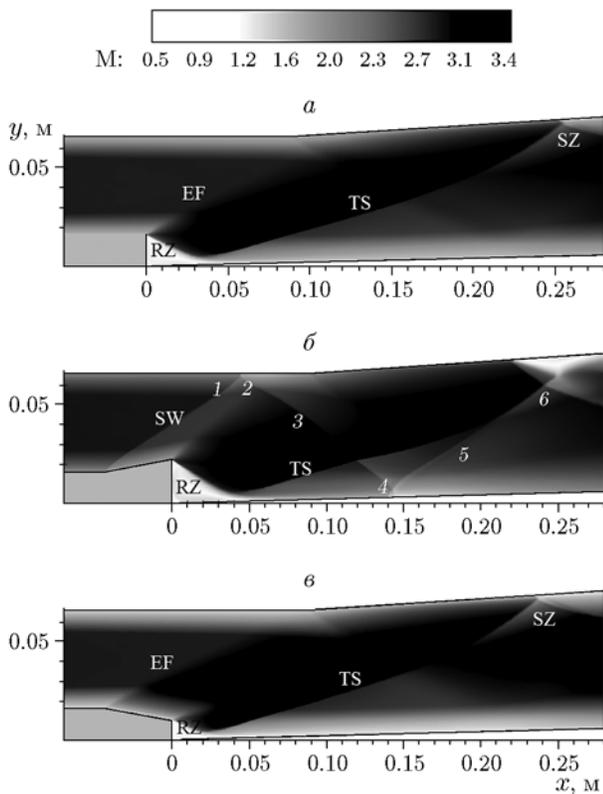


Рис. 4. Расчетные поля числа Маха для конфигураций уступа 1 (а), 2 (б) и 3 (в):

EF — волна разрежения, RZ — рециркуляционная зона, TS — замыкающий скачок, SZ — локальная отрывная зона, SW — ударная волна; 1 — ударная волна, 2 — отрыв потока на верхней стенке, 3 — отраженная ударная волна, 4 — отрыв пограничного слоя, 5 — повторно отраженный скачок, 6 — отрывная зона

угле сжатия, вызывает отрыв потока на верхней стенке (2) и затем отражается от нее ударной волной (3). Отраженная волна, падая на нижнюю стенку, также вызывает отрыв пограничного слоя (4) и соответствующее увеличение статического давления в области $x = 0.15$ м (рис. 4, б). Повторно отраженный скачок (5) объединяется с замыкающим скачком. Это приводит к образованию интенсивной ударной волны, которая при падении на верхнюю стенку формирует отрывную зону (6). Массивная отрывная зона уменьшает эффективное сечение канала, вследствие чего давление в канале повышается, а число Маха, осредненное по поперечному сечению, снижается.

Обтекание уступа конфигурации 3 сопровождается образованием предварительной волны разрежения, что приводит к росту числа

Маха и снижению давления в сечении перед уступом (рис. 4, в). Вследствие изменения угла наклона стенки в окрестности уступа разворот потока в угле расширения ($x = 0$) уменьшается, что приводит к значительному сокращению размеров рециркуляционной зоны за уступом. Вследствие этого волновая структура, связанная с замыкающим скачком уплотнения, сдвигается вверх по потоку по сравнению с базовой конфигурацией (1). Сравнение полей числа Маха показывает, что сильнее всего поток тормозится в канале с уступом при наличии предварительного сжатия, а самая высокая скорость наблюдается для конфигурации 3 при наличии предварительного расширения.

Экспериментальная теневая картина течения (рис. 5), полученная в высокоэнтальпийной установке при $M_\infty = 2.8$ и $T_w = 300$ К для уступа конфигурации 1, хорошо согласуется с результатом расчета (см. рис. 4, а).

Количественные данные о распределении статического давления на нижней и верхней стенках канала и в ядре потока представлены на рис. 6. Сравнение расчетных и экспериментальных данных (рис. 6, а) подтверждает их хорошее количественное соответствие для всех рассматриваемых конфигураций уступа. Данные рис. 6, а свидетельствуют о зависимости донного давления от конфигурации уступа. Резкое расширение канала вызывает падение давления до уровня $0.2 \div 0.3$ от значений перед уступом. Максимальное давление в донной области получено при использовании уступа конфигурации 3, что согласуется с данными для внешнего обтекания сужающихся кормовых частей [6, 13]. Применение уступа с предварительным сжатием (конфигурация 2) приводит к существенному увеличению давления в канале и снижению донного давления вследствие роста угла разворота потока вокруг угловой точки.

За хвостовым скачком относительное статическое давление на нижней стенке канала

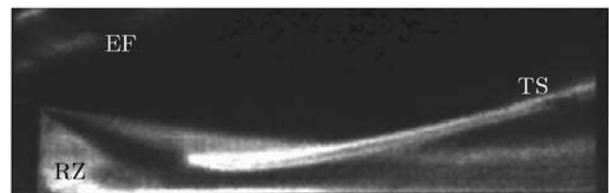


Рис. 5. Экспериментальная теневая картина течения в канале с уступом конфигурации 1

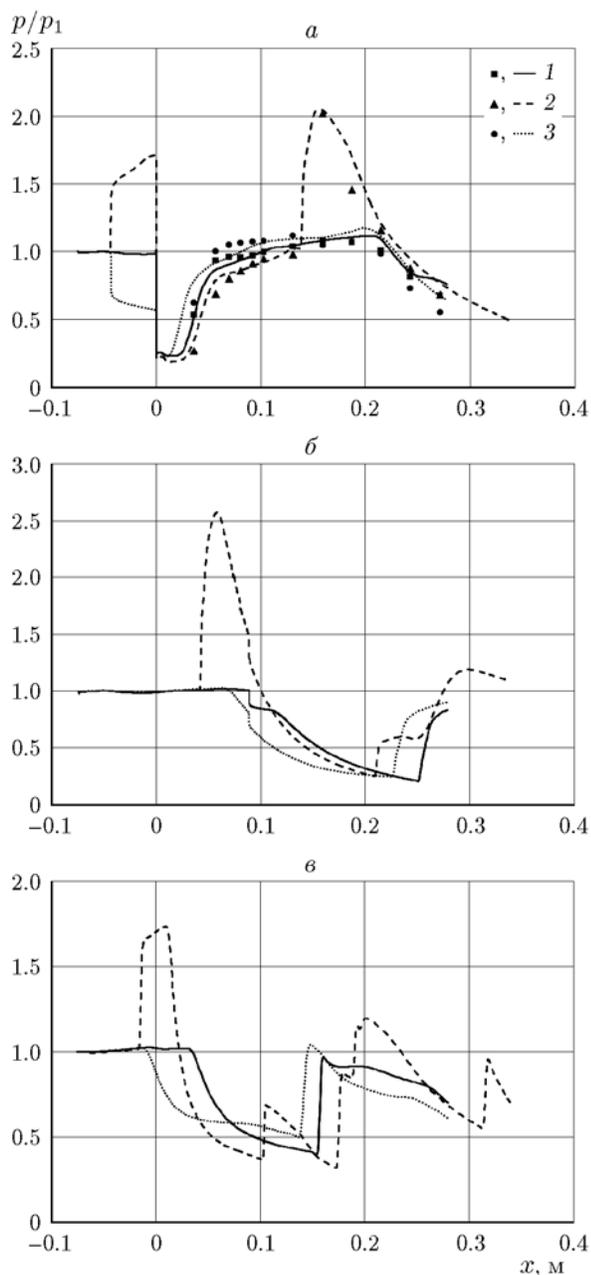


Рис. 6. Распределения статического давления на нижней (*a*) и верхней (*б*) стенках канала и в ядре потока (*в*) при использовании уступов конфигураций 1–3 (линии 1–3, значки — эксперимент)

восстанавливается до значений, близких к единице (см. рис. 6, *a*). Далее вниз по потоку поведение давления существенно различается в зависимости от наличия или отсутствия предварительного сжатия или расширения.

Для конфигураций 1 и 3 на нижней стенке при $x > 0.2$ м наблюдается монотонное

падение давления, обусловленное воздействием веера волн разрежения, сформировавшихся в окрестности уступа и пришедших на нижнюю стенку после отражения от верхней стенки канала. Для конфигурации 2 значительное увеличение давления наблюдается при $x = 0.15$ м, что связано с падением скачка 3 (см. рис. 4, *б*), а затем давление монотонно убывает вплоть до конца расчетной области.

Для распределения давления на верхней стенке в случае конфигурации 2 (рис. 6, *б*) характерно наличие «пика» давления, обусловленного влиянием скачка 1 (см. рис. 4, *б*), образование «плато» давления в области отрывной зоны 6 и дальнейшее повышение давления за скачком присоединения.

Из распределения статического давления в ядре потока, представленного на рис. 6, *в*, видно, что наличие дополнительного угла сжатия приводит к образованию интенсивного скачка перед уступом и существенному усилению скачка, замыкающего отрывную зону за уступом. Как будет показано ниже, усиление скачков обуславливает появление больших локальных отрывных зон на стенках канала.

При изменении конфигурации уступа изменяется волновая структура течения, поэтому необходимо оценить потери полного давления для каждой конфигурации уступа. Коэффициенты восстановления полного давления рассчитывались как отношение среднего значения полного давления на входной и выходной границах. По результатам расчетов получены коэффициенты восстановления полного давления 0.794, 0.653, 0.877 для конфигураций уступа 1–3 соответственно. Максимальные потери полного давления соответствуют конфигурации 2, поскольку в этом случае в канале реализуется большее количество ударных волн и отрывов пограничного слоя на стенках канала.

Отрыв потока

Данные, представленные в табл. 2, показывают, что параметры пограничного слоя перед уступом могут существенно меняться в зависимости от предварительного воздействия. Поэтому при анализе результатов расчетов и определении длины рециркуляционной области необходимо учитывать состояние пограничного слоя в канале перед расширением [3, 4]. Распределение коэффициента поверхностного трения вдоль стенок канала (рис. 7) позволяет

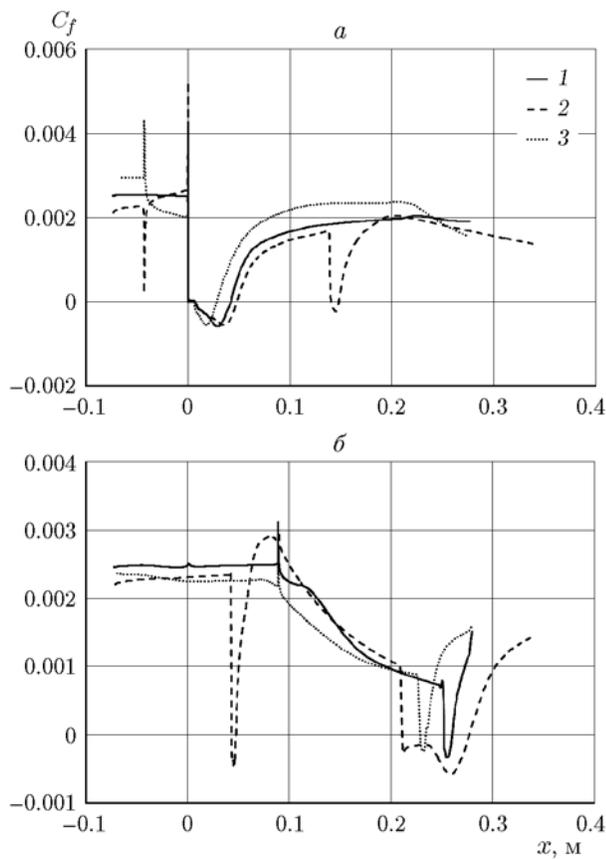


Рис. 7. Расчетные распределения коэффициента трения на нижней (а) и верхней (б) стенках канала с уступом конфигураций 1–3 (линии 1–3)

идентифицировать зоны отрыва на стенках канала по областям, в которых коэффициент трения принимает отрицательные значения. Приведенные данные дают основания заключить, что минимальная длина области отрыва за уступом достигается при использовании уступа с предварительным расширением (конфигурация 3). Максимальная протяженность отрыва получена при использовании уступа с предварительным сжатием (конфигурация 2), что согласуется с данными теневой визуализации. В этом случае на верхней стенке в результате падения скачков уплотнения 1 и 5 (см. рис. 4,б) формируются отрывные зоны 2 и 6, а на нижней стенке в зоне падения скачка 3 образуется отрывная зона 4.

Ранее в работах [38, 39] для всех конфигураций уступа было численно исследовано влияние температуры стенки на протяженность отрывной области за уступом. Расчеты проведены для холодных ($T_w = 300, 800$ К) и адиа-

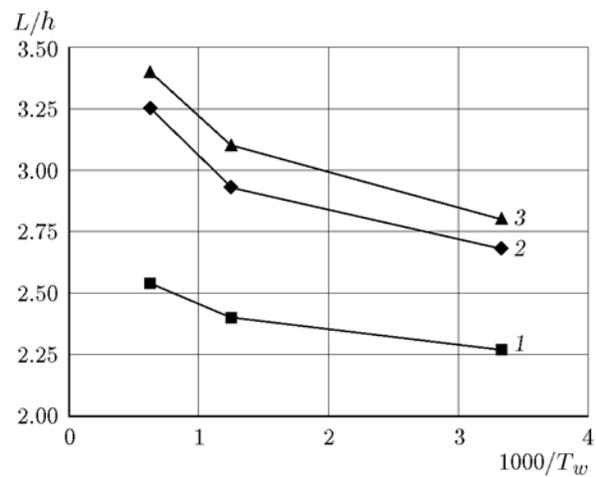


Рис. 8. Относительная длина отрывных зон в зависимости от температуры стенки канала с уступом конфигураций 1–3 (линии 1–3)

батических температурных условий на стенке. На рис. 8 представлены обобщенные данные, отражающие изменение относительной длины L отрывной области, обезразмеренные высотой уступа h каждой конфигурации, в зависимости от температуры стенки. Полученные данные показывают, что температура стенки и конфигурация уступа являются независимыми факторами, влияющими на длину отрывной зоны. Снижение температуры стенки приводит к сокращению длины отрывной области при использовании уступов всех трех конфигураций, при этом минимальная относительная длина отрывной зоны получена для конфигурации 2.

Влияние температуры потока

Важной характеристикой течения в камере сгорания является температура потока, от которой в большой степени зависит самовоспламенение смеси. Выполненный в [31, 39] анализ показал влияние температуры стенок канала на уровень донного давления, протяженность отрывной зоны за уступом и структуру вихрей в отрывной зоне.

Статическая температура в ядре сверхзвукового потока перед зоной взаимодействия составляет 700 К, а вблизи стенок температура повышается вследствие вязкой диссипации. Наличие низкоскоростной и, следовательно, высокотемпературной рециркуляционной зоны за уступом должно способствовать воспламенению. При адиабатических условиях на стенке температура в отрывной зоне достигает высо-

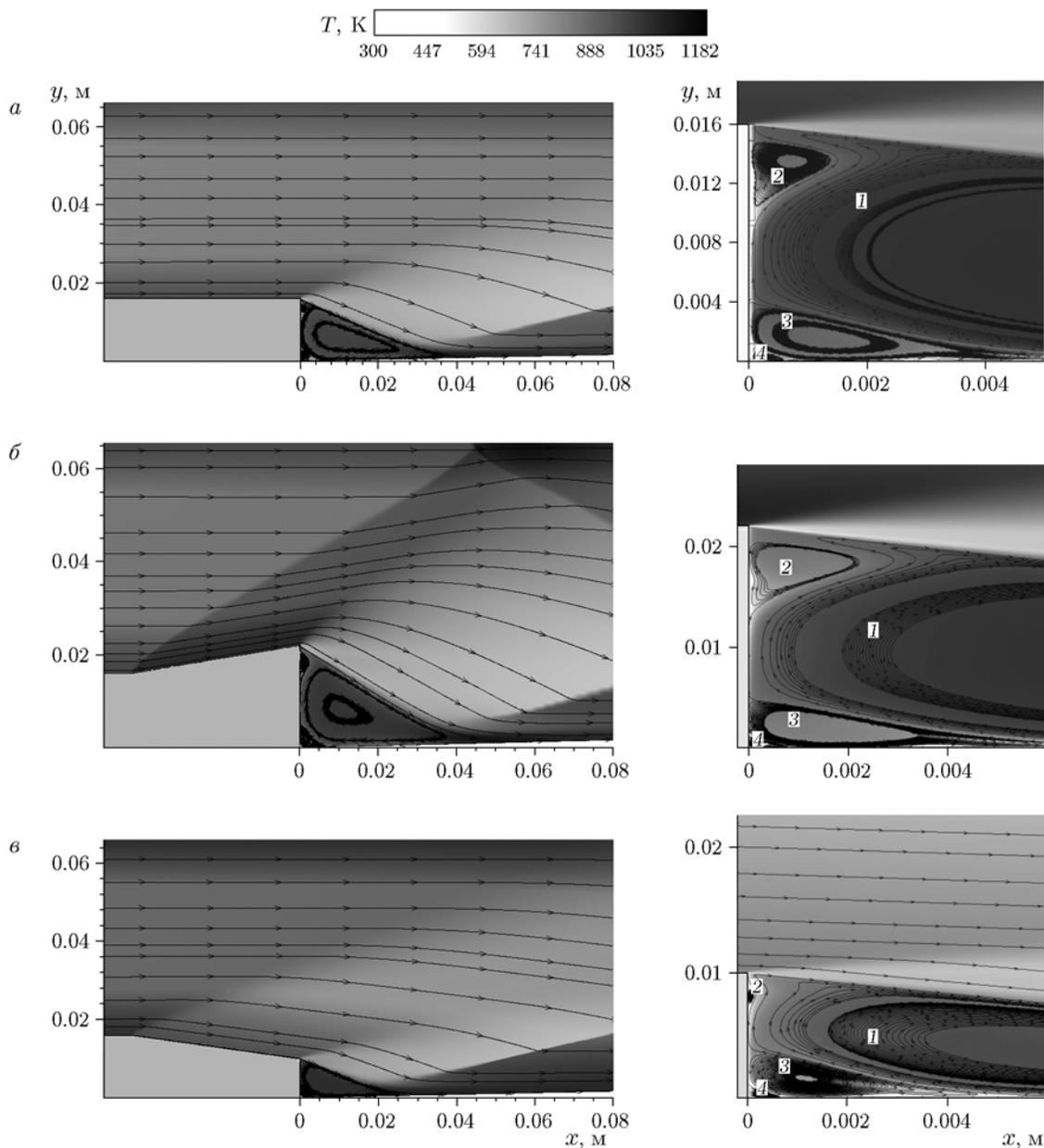


Рис. 9. Поля статической температуры и линии тока канала с уступом конфигураций 1 (а), 2 (б) и 3 (в):

1 — основной вихрь, вращающийся по часовой стрелке, $T \approx 800$ К, 2–4 — вторичные вихри, вращающиеся против (2, 3, $T = 650 \div 700$ К) и по часовой стрелке (4, $T \approx 300$ К)

ких значений, близких к температуре торможения. Однако условия холодной стенки существенно снижают уровень температуры в рециркуляционной зоне, что может препятствовать воспламенению смеси [39].

На распределение температуры в канале существенное влияние оказывает конфигурация уступа. На рис. 9 представлены поля температуры и линии тока при разных конфигу-

рациях уступа. Для конфигурации 1 (рис. 9, а) над отрывной зоной вследствие расширения потока происходит снижение уровня статической температуры до 400 К. Максимальная температура 1100 К достигается в точке присоединения потока $x_R = 43$ мм. В отрывной области за уступом реализуется четырехвихревая структура с основным вихрем (1), вращающимся по часовой стрелке, температура

внутри которого достигает 800 К. Существуют вторичные вихри (2, 3), вращающиеся против часовой стрелки, с уровнем температуры $650 \div 700$ К. На увеличенном фрагменте можно наблюдать также вращающийся по часовой стрелке вторичный вихрь (4) с температурой, близкой к температуре стенки 300 К. Образование вторичных вихрей связано с тем, что в центре основного вихря статическое давление минимально. При движении от точки растекания внутрь отрывной зоны низкоскоростной пристенный слой сначала проходит через область течения с отрицательным градиентом давления, что приводит к его реламинаризации. Пройдя под центром вихря, слой, направленный к вертикальной грани уступа, взаимодействует с областью течения с положительным градиентом давления, что приводит к вторичному отрыву и образованию дополнительного вихря 3. Аналогичная ситуация имеет место вблизи вертикальной стенки. Присоединившийся в центре грани поток движется вверх, а статическое давление при этом слабо растет. Однако и этот небольшой неблагоприятный градиент давления способен оторвать низкоскоростной пристенный слой, вследствие чего образуется вихрь 2.

Для конфигурации уступа 2 (рис. 9,б) из-за разворота потока на больший угол увеличивается размер отрывной области и, следовательно, растет размер внешнего вихря 1. Присоединение потока происходит при $x_R = 50$ мм. Увеличение размеров отрывной зоны влечет за собой увеличение размеров вторичных вихрей 2–4. Температура в ядре потока за скачком увеличивается до 1100 К, а затем снижается в волне разрежения до 500 К.

Для конфигурации уступа 3 (рис. 9,в) вследствие более плавного расширения потока не наблюдалось существенного снижения температуры над отрывной зоной, отмеченного для конфигураций 1 и 2. Температура потока над слоем смещения составляет примерно 600 К. Присоединение потока происходит при $x_R = 28$ мм. Протяженность рециркуляционной зоны и, соответственно, размер основного вихря 1 в этом случае минимальны. Вблизи верхней кромки уступа формируется вторичный вихрь 2, размер которого значительно меньше, чем в случае двух других конфигураций. Внутри рециркуляционной зоны температура однородна и равна примерно 800 К.

Количественное изменение температуры в

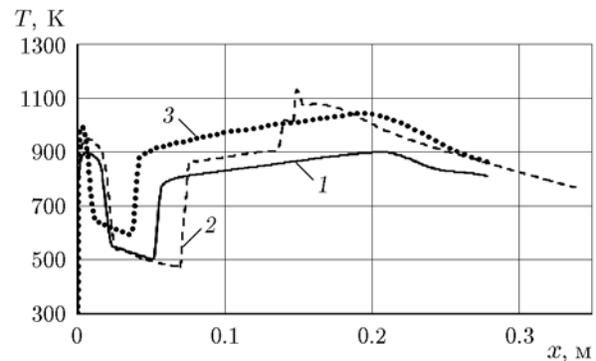


Рис. 10. Расчетные распределения температуры вдоль линии, проходящей через середину уступа конфигураций 1–3 (линии 1–3)

канале представлено на рис. 10, на котором показано распределение статической температуры на линии, проходящей через середину высоты соответствующего уступа, т. е. на расстоянии $y = 8, 11$ и 5 мм от нижней стенки. Вблизи вертикальной грани уступа температура быстро возрастает от значений, определяемых условиями холодной стенки (300 К), до достаточно высоких значений ($900 \div 1000$ К), что обусловлено низкими скоростями потока в этой области. В центре основного вихря в отрывной зоне температура опять падает до уровня $500 \div 600$ К, а за скачком присоединения резко возрастает. Далее картина качественно напоминает описанную выше при анализе поведения давления. Монотонный рост статической температуры происходит вплоть до зоны, в которую приходят волны разрежения. Для конфигурации уступа 2 наблюдается самая большая протяженность отрывной зоны и резкий рост температуры в зоне падения скачка 3 (см. рис. 4,б). Самая низкая температура в конце канала реализуется для конфигурации 1.

Воспламенение и стабилизация горения

Численное моделирование влияния конфигурации уступа на воспламенение смеси и распространение пламени в канале было выполнено как предварительный этап исследования течения с горением на примере воспламенения стехиометрической водородовоздушной смеси. Предварительно подготовленная смесь выбрана для того, чтобы отделить эффекты влияния формы уступа (предварительного сжатия или расширения потока) и структуры течения от эффектов влияния инжекции топлива и уров-

ня смешения на воспламенение и стабилизацию горения.

Расчет воспламенения смеси и распространения пламени проведен для тех же параметров потока, для которых ранее был выполнен анализ структуры нереагирующего потока в канале, при температуре стенки $T_w = 800$ К, близкой к температуре стенки реальной камеры сгорания. Предварительно перемешанная смесь подавалась на вход камеры сгорания в сечении $x = -0.1$ м перед уступом.

Рис. 11 демонстрирует изменение расчетного относительного статического давления в канале с уступом конфигураций 2 и 3 с учетом и без учета химических реакций горения водорода. Видно, что горение, которое идентифицируется повышением статического давления по сравнению с нереагирующим течением, начинается непосредственно за областью присоединения слоя смешения за уступом. Для конфигурации 2 высокие значения давления вблизи выхода из секции постоянного сечения ($x = 0.28$ м) свидетельствуют о том, что зона горения распространяется до конца расчетной области.

Это подтверждает также расчетное поле концентрации продукта реакции (воды) в канале с уступом конфигурации 2, приведенное на рис. 12. Зона горения начинается за уступом, который служит стабилизатором процесса горения. Интенсивное горение распространяется на всю высоту камеры сгорания на расстоянии 0.2 м от уступа, что связано с существованием обширной области отрыва пограничного

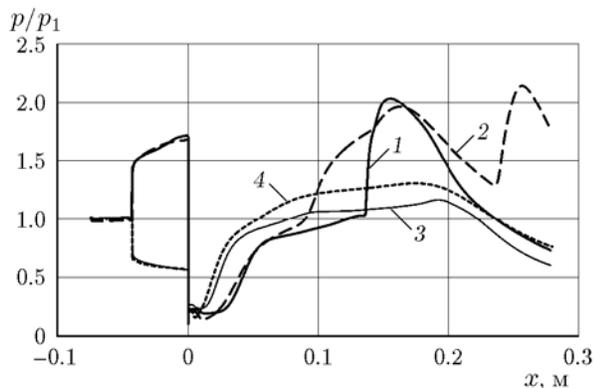


Рис. 11. Распределение статического давления вдоль нижней стенки канала с уступом конфигурации 2 (1, 2) и конфигурации 3 (3, 4) без учета (1, 3) и с учетом химических реакций горения водорода (2, 4)

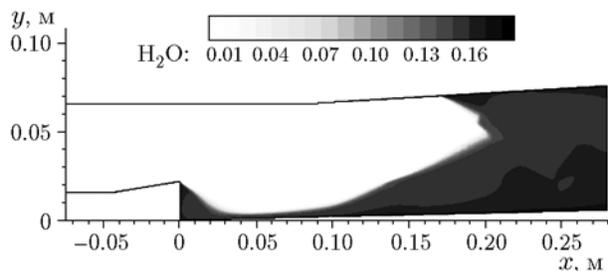


Рис. 12. Расчетное поле массовой концентрации воды в канале с уступом конфигурации 2

слоя на верхней стенке вследствие воздействия ударных волн, описанных выше. Именно в отрывных зонах происходит наиболее интенсивное горение, о чем свидетельствуют высокие значения концентрации воды.

Применение уступа с предварительным расширением потока приводит к снижению интенсивности тепловыделения, что подтверждается распределением статического давления в канале (кривые 3, 4 на рис. 11). Повышение давления начинается непосредственно за зоной отрыва (за уступом), и оно заметно ниже, чем в предыдущем случае. Рост давления в канале при горении не превышает 30 % по отношению к давлению без горения, тогда как при использовании предварительного сжатия давление увеличивается почти в три раза (кривые 1, 2 на рис. 11). Анализ расчетных полей концентрации воды показал, что горение не распространяется по всему объему камеры сгорания, а ограничивается областью вблизи нижней стенки. Такое изменение особенностей горения в канале с предварительным расширением вызвано уменьшением высоты уступа и размеров рециркуляционной области за ним. Одновременно увеличивается скорость потока и снижается плотность, что не способствует интенсификации смешения и тепловыделения.

Случай без предварительного сжатия или расширения, как и следовало ожидать, занимает промежуточное положение, что подтвердили результаты расчетов.

ВЫВОДЫ

В работе численно и экспериментально исследованы процессы воспламенения и стабилизации горения водородного топлива в модельной камере сгорания при сверхзвуковых скоростях потока. Изучено влияние конфигурации обратного уступа на размер отрывной области

и волновую структуру течения, а также на процесс воспламенения в канале при числе Маха 2.8. На основании проведенных исследований показано:

- изменение конфигурации обратного уступа не приводит к качественной перестройке вихревой структуры потока за уступом, но изменяет масштаб вихрей;
- уменьшение температуры стенки (охлаждение) приводит к значительному сокращению размеров отрывной области за уступом;
- протяженность отрывной зоны существенно зависит от характера предварительного воздействия (конфигурации уступа); минимальная относительная длина отрывной зоны получена для конфигурации уступа с предварительным сжатием;
- предварительное сжатие формирует волновую структуру течения в канале, которая обуславливает повышение статического давления и температуры за уступом и способствует самовоспламенению водородовоздушной смеси и стабилизации горения.

Расчет воспламенения предварительно подготовленной смеси выполнен как предварительный этап исследований для того, чтобы разделить эффекты влияния формы уступа (предварительного сжатия или расширения) и структуры течения и эффекты влияния инжекции топлива и уровня смещения на процесс воспламенения и стабилизацию горения. В дальнейшем расчеты будут выполнены для условий с распределенной подачей топлива, в том числе и для определения влияния схемы инжекции на эффективность горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Larson R. E., Hanson A. R.** A review of research on base flow // AIAA Paper N 65-825. — 1965.
2. **Alber I. E., Lees L.** Integral theory for supersonic turbulent base flow // AIAA Journal. — 1968. — V. 6, N 7. — P. 1343–1351.
3. **Reda D. C., Page R. H.** Supersonic turbulent flow reattachment downstream of two-dimensional backward facing step // AIAA Paper 70-108. — 1970.
4. **Dutton J. C., Herrin J. L., Molezzi M. J., Mathur T., Smith K. M.** Recent progress on high-speed separated base flows // AIAA Paper 95-0472. — 1995.
5. **Liu H., Wang B., Guo Y., Zhang H., Lin W.** Research article effects of inflow mach number and step height on supersonic flows over a backward-facing step // Adv. Mech. Eng. — Hindawi Publ. Corp., 2013. — V. 2013, Article ID 147916. — <http://dx.doi.org/10.1155/2013/147916>.
6. **Herrin J. L., Dutton J. C.** Supersonic near-wake afterbody boattailing effects on axisymmetric bodies // J. Spacecraft Rockets. — 1994. — V. 31, N 6. — P. 1021–1028.
7. **Armaly B. F., Durst F., Pereira J. C. F., Schoenung B.** Experimental and theoretical investigation of backward facing step flow // J. Fluid Mech. — 1983. — V. 127. — P. 473–496.
8. **Thangam S., Knight D. D.** Effect of step height on the separated flow past a backward facing step // Phys. Fluids. A. — 1989. — V. 1, N 3. — P. 604–615.
9. **Scarano F., Benocci C., Riethmuller M. L.** Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward facing step // Phys. Fluids. — 1999. — V. 11, N 12. — P. 3808–3818.
10. **Rollstin L.** Measurement of inflight base pressure on an artillery fired projectile // AIAA Paper 87-2427. — 1987.
11. **Deepak R., Gai S. L., Neely A. J.** A computational study of high enthalpy flow over a rearward facing step // AIAA Paper 2010-444. — 2010.
12. **Statnikov V., Saile D., Mei J.-H., et al.** Experimental and numerical investigation of the turbulent wake flow of a generic space launcher configuration // Prog. Flight Phys. — 2015. — V. 7. — P. 329–350.
13. **Parker-Lamb J., Oberkampf W. L.** Review and development of base pressure and base heating correlations in supersonic flow // J. Spacecraft Rockets. — 1995. — V. 32, N 1. — P. 8–23.
14. **Аукин М. К., Тагиров Р. К.** Расчет донного давления и энтальпии за плоским или осесимметричным уступом, обтекаемым сверхзвуковым потоком, с учетом влияния начального пограничного слоя // Изв. РАН. МЖГ. — 1999. — № 2. — С. 110–119.
15. **Mathur T., Dutton J. C.** Velocity and turbulence measurements in a supersonic base flow with mass bleed // AIAA Journal. — 1996. — V. 34, N 6. — P. 1153–1159.
16. **Smith D. R., Smits A. J.** The rapid expansion of a turbulent boundary layer in a supersonic flow // J. Theor. Comput. Fluid Dynamics. — 1991. — V. 2, N 5/6. — P. 319–328.
17. **Arnette S. A., Samimy M., Elliott G. S.** The effect of expansion on the large scale structure of a compressible turbulent boundary layer // AIAA Paper 93-2991. — 1993.
18. **Correa S. M., Warren R. E.** Supersonic sudden-expansion flow with fluid injection: an experimental and computational study // AIAA Paper 89-0389. — 1989.

19. **Yang A. S., Hsieh W. H., Kuo K. K.** Theoretical study of supersonic flow separation over a rearward-facing step // *J. Propul. Power.* — 1997. — V. 13, N 2. — P. 324–326.
20. **Manna P., Chakraborty D.** Numerical investigation of transverse sonic injection in a non-reacting supersonic combustor // *J. Aerospace Eng.* — 2005. — V. 219, N 3. — P. 205–216.
21. **Smith K. M., Dutton J. C.** Investigation of large-scale structures in supersonic planar base flows // *AIAA Journal.* — 1996. — V. 34, N 6. — P. 1146–1152.
22. **Sainte-Rose B., Bertier N., Deck S., Dupoirieux F.** A DES method applied to a backward facing step reactive flow // *C. R. Akad. Sci. Ser. IIB. Mecanique.* — 2009. — V. 337. — P. 340–351.
23. **Karimi A., Wijeyakulasurya S. D., Razi Nalim M.** Numerical study of supersonic flow over backward-facing step for scramjet application // *AIAA Paper 2012-4001.* — 2012.
24. **Abbitt III J. D., Segal C., McDaniel J. C., Krauss R. H., Whitehurst R. B.** Experimental supersonic hydrogen combustion employing staged injection behind a rearward-facing step // *J. Propul. Power.* — 1993. — V. 9, N 3. — P. 472–478.
25. **Takahashi S., Yamano G., Wakai K., Tsue M., Kono M.** Self-ignition and transition to flame-holding in a rectangular scramjet combustor with a backward step // *Proc. Combust. Inst.* — 2000. — V. 28, N 1. — P. 705–712.
26. **Morrison C., Lyu H.-Y., Edelman R.** Fuel sensitivity studies based on a design system for high speed airbreathing combustors // *ISABE 99-7235,* 1999.
27. **Huang W., Pourkashanian M., Ma L., Ingham D. B., Luo S. B., Wang Z. G.** Investigation on the flameholding mechanisms in supersonic flows: backward-facing step and cavity flameholder // *J. Visualization.* — 2011. — V. 14, N 1. — P. 63–74.
28. **Uenishi K., Rogers R. C., Northam G. B.** Numerical predictions of a rearward-facing-step flow in a supersonic combustor // *J. Propul. Power.* — 1988. — V. 5, N 2. — P. 158–167.
29. **Tsau F. H., Strahle W. C.** Prediction of turbulent combustion flowfields behind a backward-facing step // *J. Propul. Power.* — 1990. — V. 6, N 3. — P. 227–236.
30. **Owens M. G., Tehranian S., Segal C., Vinogradov V. A.** Flame-holding configurations for kerosene combustion in a mach 1.8 airflow // *J. Propul. Power.* — 1998. — V. 14, N 4. — P. 456–461.
31. **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.
32. **Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В., Федорова Н. Н.** Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоэнthalпийным высокоскоростным потоком // *Теплофизика и аэромеханика.* — 2012. — Т. 19, № 6. — С. 673–687.
33. **Пузырев Л. Н., Ярославцев М. И.** Стабилизация параметров газа в форкамере гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.* — 1990. — Вып. 5. — С. 135–140.
34. **Громыко Ю. В., Маслов А. А., Сидоренко А. А., Поливанов П. А., Цырюльников И. С.** Расчет параметров потока в гиперзвуковых аэродинамических трубах // *Вестн. НГУ. Сер. Физика.* — 2011. — Т. 6, № 2. — С. 10–16.
35. **Tien J. H., Stalker R. J.** Release of chemical energy by combustion in a supersonic mixing layer of hydrogen and air // *Combust. Flame.* — 2002. — N 130. — P. 329–348.
36. **Бедарев И. А., Федоров А. В.** Сравнительный анализ трех математических моделей воспламенения водорода // *Физика горения и взрыва.* — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 26–33.
37. **Tuncer Cebeci.** *Analysis of Turbulent Flow.* — 2nd Ed. — Elsevier, 2004. — P. 128.
38. **Fedorova N. N., Bedarev I. A., Zhakharova Y. V., Goldfeld M. A.** Step configuration influence on combustion in premixed hydrogen-air supersonic flow // *ECCOMAS 2012 — Eur. Congr. on Computational Methods in Applied Sciences and Engineerin: E-Book Full Papers.* — 2012. — P. 6074–6088.
39. **Goldfeld M. A., Fedorova N. N., Zakharova Yu. V.** Influence of step configuration on supersonic turbulent flow in base region // *Proc. of 51st Israel Annu. Conf. on Aerospace Sciences, February 23–24, 2011, Tel Aviv, Haifa, Israel.*

Поступила в редакцию 28/VII 2017 г.