

УДК 533.22, 533.697.3

**Численные и экспериментальные  
исследования обтекания каверны  
высокоэнтальпийным  
высокоскоростным потоком\***

М.А. Гольдфельд<sup>1</sup>, Ю.В. Захарова<sup>1</sup>, Н.Н. Федорова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный архитектурно-строительный  
университет*

E-mail: nfed@itam.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального и численного исследования сверхзвуковых турбулентных высокоэнтальпийных течений в каналах с каверной. На основе экспериментальных исследований, проведенных в аэродинамической установке кратковременного действия ИТ-302М, получены данные о структуре течений и распределения статического давления вдоль стенок модели, которые использованы для верификации численного алгоритма. В расчетах проведены параметрические исследования влияния числа Маха, конфигурации каверны и температурного фактора на параметры течений. Численно показано, что изменение указанных параметров приводит к изменению режима течения в окрестности каверны.

**Ключевые слова:** высокоскоростные высокоэнтальпийные течения, каналы технических устройств, каверна, турбулентность, эксперимент, математическое моделирование.

**Введение**

Каверна (выемка) — простая геометрическая конфигурация, которая часто встречается на поверхностях летательных аппаратов и в каналах технических устройств. Возросший в последнее время интерес к исследованиям каверн связан с тем, что каверну часто используют как средство управления сложными течениями при сверхзвуковых скоростях, например, при сливе пограничного слоя [1] или в качестве стабилизатора пламени [2, 3].

Начиная с 1950 г. дозвуковые и сверхзвуковые течения в каверне являются предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований [2–7], в которых выявлены основные особенности течений. Достаточно полный обзор исследований, выполненных в 50–60-е годы, можно найти, например, в работе [4].

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-08-01001-а) и программы АВЦП РНП ВШ (проект № 2.1.1/11316).

Режим течения в каверне определяется отношением ее длины  $L$  к глубине  $h$  (см. [4]). При  $L/h > 10$  оторвавшийся на передней кромке каверны слой смешения присоединяется на дне каверны, а затем вновь отрывается перед задней стенкой. При таком режиме обтекания каверна называется закрытой. При  $L/h < 10$  слой смешения, как правило, присоединяется в окрестности задней кромки, и в этом случае каверна называется открытой.

При обтекании каверны открытого типа с прямой задней стенкой реализуется нестационарный режим течения. В работе [8] на основании экспериментальных измерений предложена полуэмпирическая формула для доминирующих частот осцилляций, которая широко используется для верификации расчетных результатов [9]. В работах [10–14] изучены продольные и поперечные осцилляции давления в течениях с каверной. Показано, что интенсивность и спектр осцилляций зависят от отношения  $L/h$  и числа Маха набегающего потока  $M_\infty$ . Для коротких каверн, внутри которых формируется один большой вихрь, осцилляции контролируются поперечным механизмом, тогда как для длинных каверн с двумя и более внутренними вихрями осцилляции контролируются продольным механизмом. Переход от поперечных осцилляций к продольным происходит при  $L/h = 2$  для числа Маха  $M_\infty = 1,5$  и при  $2 < L/h < 3$  для числа Маха  $M_\infty = 2,5$ . В работах [11, 12] показано, что осцилляции возникают из-за взаимодействия сдвигового слоя с задней стенкой каверны. Для расчетов нестационарных течений в окрестности каверн используются LES-подход для моделирования турбулентности, высокоразрешающие численные алгоритмы и адаптивные сетки [11, 13]. Для подавления осцилляций в каверне разработаны специальные методы активного и пассивного управления [15–18].

В последнее время исследование различных типов каверн связано с их использованием в качестве стабилизатора пламени в камере сгорания [2, 3, 19–22]. Как и для обратного уступа, использование каверны в качестве стабилизатора пламени основано на концепции «захваченного вихря» [23], согласно которой низкоскоростная высокотемпературная рециркуляционная область внутри каверны может служить источником воспламенения смеси топлива и окислителя. Для эффективной работы камеры сгорания ее конфигурация должна обеспечивать быстрое смешение окислителя и топлива, подаваемого в канал перед каверной, а также достаточное время пребывания смеси в рециркуляционной зоне при оптимальных для воспламенения значениях статических параметров (температуры и давления). Ввиду сложности физических процессов в камере сгорания для их изучения наряду с экспериментальными широко используются расчетные методы [24, 25], которые позволяют получить полную информацию о течении, провести параметрические расчеты и выбрать оптимальные геометрические и газодинамические параметры.

Одно из ключевых исследований сверхзвукового обтекания каверны в канале камеры сгорания — работа [3], в которой приведены экспериментальные и расчетные результаты при  $M_\infty = 3$  для различных геометрических параметров каверны (длины и угла наклона задней стенки). В эксперименте получены стационарный и нестационарный режимы течения, а также режимы с формированием различных волн (сжатия и разрежения) на передней стенке каверны. Результаты расчетов в двумерной постановке, выполненных с использованием  $k-\omega$  модели турбулентности, описанной в работе [26], и специальной процедуры, позволяющей использовать достаточно крупный шаг сетки в окрестности стенок, согласуются с экспериментальными данными по распределению давления вдоль стенки каверны. Однако в расчетах не удалось воспроизвести нестационарный режим и режим с возникновением волны сжатия на передней кромке, что может быть связано с недостаточно подробной расчетной сеткой, а также с использованием осредненных уравнений.

Следует отметить, что эти и другие цитируемые выше расчетные работы выполнены при невысоких полных температурах потока и адиабатических температурных условиях на стенке. В то же время при использовании данной конфигурации в качестве модельной камеры сгорания необходимо исследовать течения с высокими значениями полной температуры, а также изучить влияние неадиабатических (холодных) стенок модели, которые реализуются в экспериментах, проводимых в импульсных аэродинамических установках.

Целями настоящей работы являются:

а) изучение режимов обтекания каверны и структуры течения в условиях высокоэнтальпийного ( $T_0 = 1500 \div 2500$  К) внешнего потока при больших скоростях ( $M_\infty = 2 \div 3$ );

б) численное исследование влияния числа Маха набегающего потока, геометрии каверны (длины и угла отклонения задней стенки), а также температурного фактора на изменение структуры течения в канале с каверной, статическую температуру и давление внутри каверны;

в) получение базовых экспериментальных сведений о полях течения и о распределении давления вдоль поверхности модели, необходимых для верификации результатов расчетов.

### 1. Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования течения в канале с каверной были проведены в импульсной аэродинамической установке кратковременного действия ИТ-302М ИТПМ СО РАН [27] в режиме присоединенного трубопровода. В качестве источника высокоэнтальпийного газа использовалась форкамера установки. Модель состояла из следующих основных частей: вторая (дросселирующая) форкамера, блок плоских профилированных сопел, позволяющих получать на входе в канал течение с числами Маха  $M_\infty = 2 \div 4$ , изолятор для выравнивания потока, экспериментальная секция длиной 120 мм, измерительная система. Дозвуковая часть сопла выполнена по профилю Витошинского с требуемым уровнем поджатия дозвукового потока, близким к 6. Внешние части сопловой коробки и профилированный контур изготовлены из конструкционной стали, которая позволяет обеспечить устойчивость и износостойкость соплового контура в заявленном диапазоне температур испытаний с учетом длительности режима установки. Секция-изолятор имела постоянное поперечное сечение  $50 \times 100$  мм и присоединялась к соплу через специальную электрически изолирующую прокладку для обеспечения гальванической развязки модели от разрядной форкамеры.

Для калибровки сопел использовалась гребенка из 5 трубок Пито, равномерно расположенных по ширине канала. Десять приемников статического давления (по 5 на верхней и нижней стенках канала) были установлены в тех же поперечных сечениях, что и гребенка приемников Пито. Для контроля течения на входе в экспериментальный канал секция-изолятор была оборудована двумя приемниками статического давления и двумя датчиками теплового потока (каждого по одному сверху и снизу).

Экспериментальная секция (рис. 1) выполнена с двумя вариантами верхней стенки: с каверной и без каверны. Размер и конфигурация каверны могли изменяться с помощью специальной вставки (рис. 1, *b*). Как следует из приведенной схемы, глубина каверны в эксперименте составляла  $h = 16$  мм, длина каверны  $L = 56,4$  мм, угол наклона задней стенки  $\theta = 22,5^\circ$ , высота канала перед каверной  $d = 50$  мм. За каверной канал имел небольшое расширение ( $3^\circ$ ) для стыковки с последующей секцией.

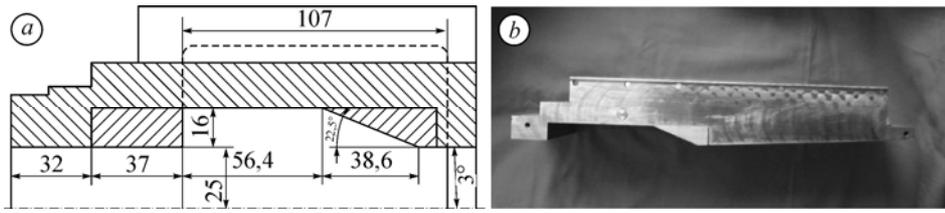


Рис. 1. Схема экспериментальной секции (а) и фотография вставки с каверной (b).

Таблица 1

Параметры экспериментов в ИТ-302М

$M_\infty$	$P_0 \times 10^{-5}$ , Па	$T_0$ , К	$P_1 \times 10^{-5}$ , Па	$T_1$ , К
2	24	1731	2,8	938
2,33	36	2078	2,5	973
2,8	34	2146	1,08	887

Модель была оборудована датчиками для измерения статического давления и тепловых потоков на стенках модели. Регистрация данных осуществлялась быстродействующей системой сбора и обработки информации. Для оптических измерений модель имела окна из термостойкого кварцевого стекла. Большая площадь окон (вся высота канала и общая длина каверны) позволяла подробно визуализировать характер течения практически во всем объеме экспериментальной секции.

Для измерения статического давления на верхней и нижней стенках канала использовались тензометрические датчики с номиналами 1,6, 4 и 10 бар. Проведенная оценка точности измерений в импульсной трубе показала, что давление измерялось со среднеквадратичной погрешностью 1–1,5 % для указанного диапазона давления.

В эксперименте измерялись полное давление в первой и во второй форкамерах аэродинамической трубы и распределение статического давления вдоль канала модели, а также была выполнена визуализация течения. Параметры экспериментов представлены в табл. 1. Здесь  $M_\infty$  — число Маха набегающего потока,  $P_0$  и  $T_0$  — параметры торможения во второй форкамере,  $P_1$ ,  $T_1$  — статическое давление и температура на входе в измерительный канал.

На стенке канала перед каверной имеется достаточно толстый пограничный слой. Известно, что его толщина является одним из определяющих параметров при обтекании каверны. Измерение параметров пограничного слоя в установке кратковременного действия представляет трудную задачу. Для их оценки на входе в экспериментальную секцию были выполнены измерения с помощью гребенки, состоящей из 9 трубок Пито.

Расположение трубок в шахматном порядке (рис. 2) позволило минимизировать шаг между трубками, а также исключить влияние ударных волн.

Анализ измеренных при  $M_\infty = 2,8$  профилей скорости показал, что их наполненность около стенки была высокой.

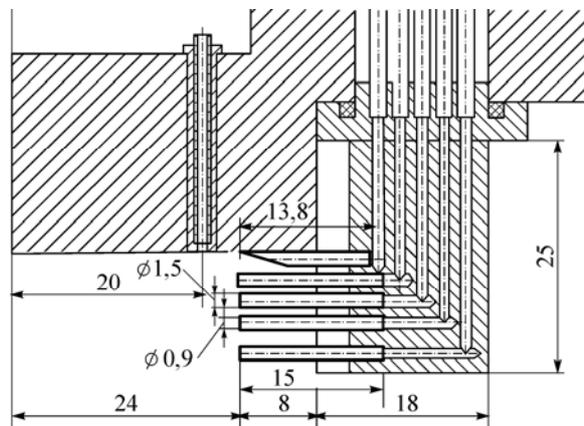
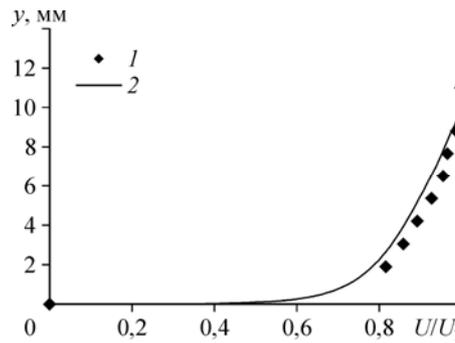


Рис. 2. Гребенка приемников Пито для измерения параметров течения в пограничном слое.

Рис. 3. Экспериментальный (1) и расчетный (2) профили скорости в сечении перед каверной, обезразмеренные на скорость набегающего потока  $U_1$ .



Это означает, что течение в пограничном слое является турбулентным. Толщина пограничного слоя составляет приблизительно 10 мм, что согласуется с расчетными значениями, которые были получены по профилям скорости (рис. 3). Некоторое различие расчетных и экспериментальных данных по наполненности профилей скорости может быть связано с высоким уровнем турбулентности потока, характерного для экспериментальных установок, к числу которых относится использованная в настоящей работе.

## 2. Метод расчета и верификация

Численное моделирование было проведено с использованием коммерческого пакета программ ANSYS CFD (Fluent) на основе решения полных нестационарных осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса, дополненных моделями турбулентности Уилкокса и ее SST модификации [26, 28]. Был выбран «совместный» решатель, при котором производится совместное решение уравнений импульса, неразрывности, энергии, а также уравнений модели турбулентности, после чего осуществляется проверка сходимости.

Расчетная область задачи была ограничена слева входным сечением, сверху и снизу — стенками и выходной границей справа. Процесс решения задачи состоял из двух этапов. Сначала рассчитывался прямоугольный канал длиной 800 мм, расчетная сетка для которого содержала 1000 узлов в  $x$ -направлении и 300 узлов в  $y$ -направлении. Длина канала была подобрана таким образом, чтобы на его выходе сформировался развитый турбулентный профиль с параметрами, близкими к экспериментальным (рис. 3). На выходе из канала записывались профили средней скорости, статического давления и температуры, а также турбулентных параметров. После этого данные профили задавались в качестве граничных условий на входе в расчетную область, представляющую собой канал с каверной. Была использована структурированная сетка со сгущением к твердым поверхностям. Как правило, сетка в этой секции содержала 650 ячеек в направлении  $x$ . В  $y$ -направлении сетка содержала 300 узлов, из которых примерно 50 узлов лежало в пограничном слое на верхней и нижней стенках канала. Минимальный размер шага разностной сетки у поверхности модели выбирался таким образом, чтобы  $y_1^+ \sim 1$  для выбранных условий набегающего потока, а в ламинарный подслой  $y^+ < 10$  попадало несколько расчетных узлов, что обеспечивало его достаточное разрешение.

Для проверки сходимости по сетке были проведены расчеты течения в канале с каверной глубиной  $h = 16$  мм, длиной  $L/h = 4,5$ , углом наклона задней стенки  $\theta = 45^\circ$  при  $M_\infty = 2$ , давлении  $P_0 = 30$  бар и температуре торможения  $T_0 = 1500$  К с измельчением сетки по координате  $y$ . Параметры сетки показаны в табл. 2.

Результаты расчетов на трех сетках представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что распределения давления, полученные на средней и мелкой сетках, совпадают. Отличие результатов в распределении трения (5%), полученных на грубой и средней сетках, может быть связано с недостаточным разрешением пограничного слоя вблизи стенки. Результаты расчетов, представленных ниже, получены на средней сетке.

Таблица 2

Параметры расчетных сеток

Сетка	Общее число ячеек	Минимальный шаг по $y$ , м	Максимальный шаг по $y$ , м
Грубая	450500	$2 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Средняя	503000	$5 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Мелкая	694000	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$

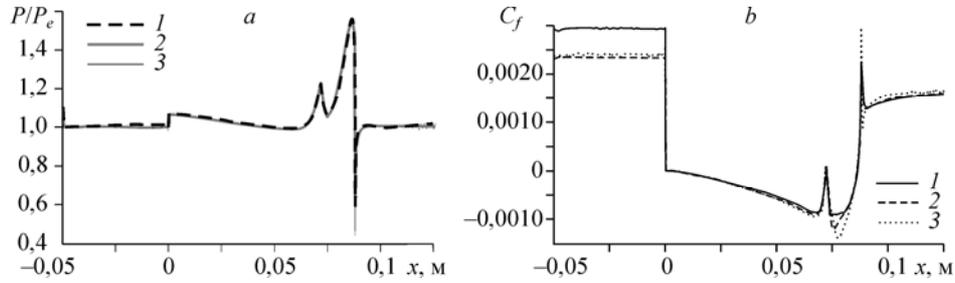


Рис. 4. Расчетное распределение безразмерного статического давления  $P/P_1$  (a) и коэффициента трения  $C_f$  (b) вдоль нижней поверхности канала с каверной с использованием разных сеток: 1 — грубая, 2 — средняя, 3 — мелкая.

Верификация расчетного алгоритма и модели турбулентности была проведена путем сравнения с данными экспериментов, проведенных в ИТ-302М для следующих геометрических размеров каверны:  $h = 16$  мм,  $L/h = 3,5$ ,  $d = 50$  мм,  $\theta = 22,5^\circ$  и параметров течений, приведенных в табл. 1.

На рис. 5, 6 представлены экспериментальные и расчетные распределения статического давления вдоль нижней и верхней поверхности канала для  $M_\infty = 2$  и 2,3, соответственно. Давление обезразмерено значением статического давления в набегающем потоке  $P_1$  (см. табл. 1), ось  $x$  направлена вдоль нижней стенки канала, вертикальная грань не показана.

Полученные в расчетах распределения статического давления на верхней и нижней стенках канала хорошо согласуются с экспериментальными данными. За передней кромкой каверны ( $x = 0$ ) наблюдается небольшое снижение уровня статического давления, далее оно начинает расти. В точке  $x = 0,052$  м, в которой находится угол сжатия нижней стенки, наблюдается небольшой локальный максимум давления. Основной максимум давления на нижней стенке приходится на наклонную заднюю стенку каверны, за ним следует резкое падение давления с образованием узкой зоны перерасширения потока. Локальный минимум достигается на задней кромке каверны, которая находится вблизи точки  $x = 0,1$  м. Характерный

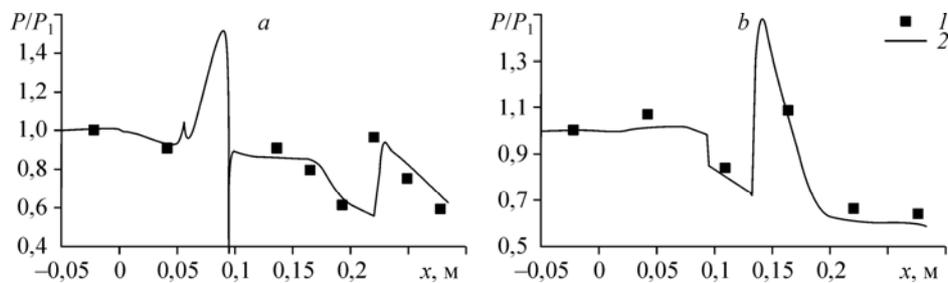


Рис. 5. Распределение давления на нижней (a) и верхней (b) стенках канала.  $M_\infty = 2$ . Экспериментальные (1), расчетные (2) данные.

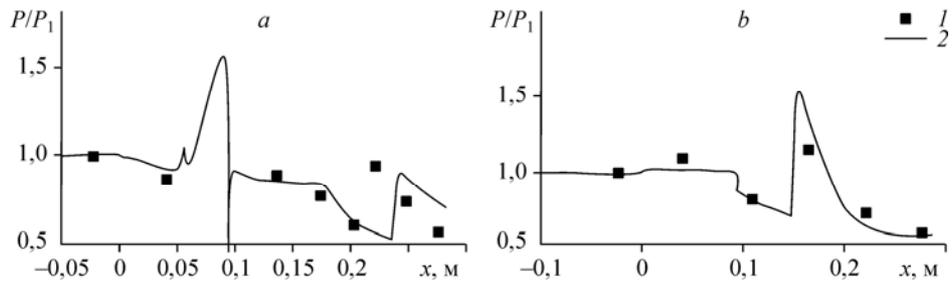


Рис. 6. Распределение давления на нижней (а) и верхней (б) стенках канала.

$M_\infty = 2,33$ . Экспериментальные (1), расчетные (2) данные.

пилообразный профиль давления за каверной ( $x > 0,1$  м) связан с распространением по каналу волн сжатия и разрежения, образовавшихся при обтекании каверны. Как показано ниже, расчетные данные позволяют объяснить особенности волновой картины течений, реализующихся в канале с каверной при разных числах Маха.

### 3. Структура течения

Для понимания особенностей в распределениях давления, приведенных на рис. 4 и 6, при разных числах Маха выполнен анализ полей течения. Расчетные изолинии числа Маха для  $M_\infty = 2$  (рис. 7, а) показывают, что на стенках канала перед каверной наблюдается толстый пограничный слой. На передней стенке каверны ( $x = 0$ ) пограничный слой отрывается, формируя слой смешения, который затем присоединяется вблизи задней стенки каверны. Внутри каверны течение

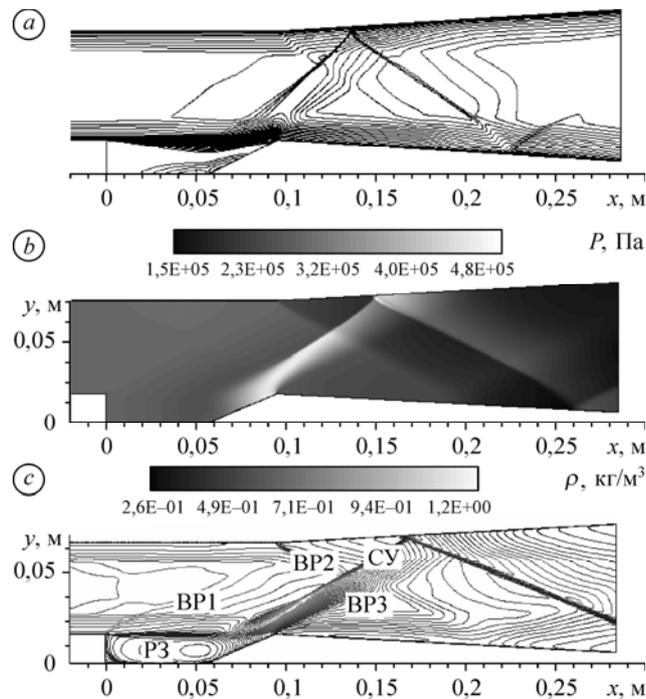


Рис. 7. Расчетные изолинии числа Маха для  $M_\infty = 2$  (а), поле статического давления для  $M_\infty = 2,3$  (б) и изолинии плотности для  $M_\infty = 2,8$  (с).

является дозвуковым. Звуковая линия в слое смешения образует эффективную поверхность, которую обтекает внешний сверхзвуковой поток, и от ее формы зависит распределение давления в сверхзвуковом потоке над каверной. При «проседании» звуковой линии в окрестности передней кромки каверны образуется веер волн разрежения (ВР). Если слой, напротив, «вспухает», будет образовываться волна сжатия. Формирование волны сжатия на передней кромке каверны получено также в экспериментах [3], однако в приведенных в этой работе расчетных данных волна сжатия на передней кромке каверны не была воспроизведена. В настоящей работе режим с волной сжатия получен в тестовых расчетах при  $M_\infty = 2$ ,  $L/h = 4,5$ ,  $\theta = 45^\circ$  (рис. 4).

Для меньшего угла наклона задней стенки  $\theta = 22,5^\circ$  (рис. 5) при этом же числе Маха за передней кромкой каверны звуковая линия «проседает», что приводит к образованию слабых волн разрежения. Вблизи задней кромки звуковая линия образует эффективный угол сжатия. Сформировавшиеся в зоне присоединения слоя смешения волны сжатия образуют скачок уплотнения, который распространяется вниз по течению, отражаясь от стенок канала. Интенсивность этого скачка уплотнения ослабляется из-за расширения канала за каверной, и после отражения от нижней стенки ( $x \approx 0,23$  м) скачок полностью вырождается.

На рис. 7, б представлено поле статического давления для случая  $M_\infty = 2,3$ . С ростом числа Маха уменьшаются углы наклона скачков, что можно заметить по сдвигу вниз по потоку областей взаимодействия скачков уплотнения со стенками канала. Следует отметить небольшое понижение давления над каверной и область высокого давления в зоне присоединения слоя смешения.

Более детально картину обтекания каверны можно увидеть на рис. 7, с, на котором представлены изолинии плотности для случая  $M_\infty = 2,8$ . На рисунке отмечены: волна разрежения, образующаяся вблизи передней кромки каверны (ВР1); рециркуляционная зона (РЗ) с двумя разнонаправленными вихрями внутри каверны; веер волн разрежения, образованный в точке излома верхней стенки (ВР2); скачок уплотнения (СУ), формирующийся в зоне присоединения слоя смешения, и следующий за ним веер волн разрежения (ВР3). Для этого числа Маха скачок уплотнения, отразившись от верхней стенки канала, уходит за границы расчетной области.

Сопоставление рис. 4, 6, 7 позволяет объяснить особенности в распределении давления на верхней и нижней стенках канала с отмеченными на рис. 7 волнами разрежения и скачками уплотнения. Для всех чисел Маха давление на передней кромке понижается, что обусловлено «проседанием» слоя смешения над каверной. Пик в распределении давления вдоль нижней стенки в окрестности задней стенки ( $x = 0,1$ ) связан с образованием волн сжатия в области присоединения слоя смешения на задней кромке каверны. Далее эти волны сжатия формируют ударную волну, которая распространяется вниз по потоку и формирует характерный пилообразный профиль в распределении давления.

#### 4. Влияние числа Маха

Для различных чисел Маха и полных температур набегающего потока выполнены расчеты течения в канале с каверной для следующих геометрических параметров:  $h = 16$  мм,  $L/h = 4,5$  мм,  $\theta = 22,5^\circ$ ,  $d = 50$  мм. Эта конфигурация отличалась от рассмотренной в предыдущем разделе большей длиной и отсутствием дополнительного расширения канала за каверной. Расчеты были выполнены для типичных для установки ИТ-302 М условий, представленных в табл. 3. Здесь  $Re$  — размерное число Рейнольдса,  $\rho_1$  и  $U_1$  — значения плотности и скорости во внешнем

Таблица 3

Параметры расчетных течений

№	$M_\infty$	$P_0$ , бар	$T_0$ , К	$Re_1 \cdot 10^{-6}/м$	$P_1$ , бар	$\rho_1, кг/м^3$	$T_1$ , К	$U_1$ , м/с
1	2	30	1500	49,3	3,834	1,66	833	1157
2	2,5		1800	29,7	1,755	0,765	800	1417
3	3		2000	18,97	0,817	0,398	714	1600

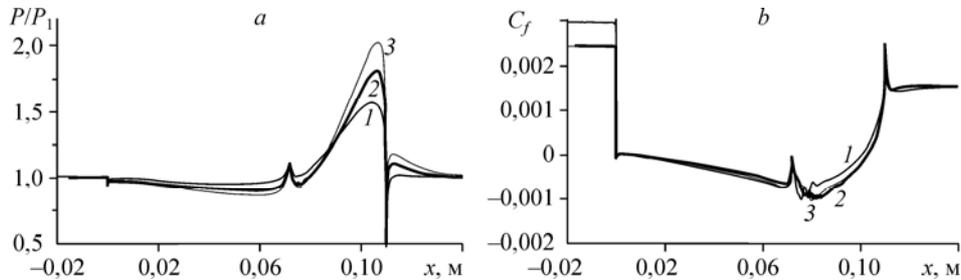


Рис. 8. Расчетные распределения статического давления (а) и поверхностного трения (b) на нижней стенке каверны.

$M_\infty = 2$  (1), 2,5 (2), 3 (3).

потоке. Численное моделирование проводилось для условий холодной стенки ( $T_w = 300$  К) с использованием SST модификации  $k-\omega$  модели турбулентности [28].

Для всех рассматриваемых чисел Маха  $M_\infty = 2, 2,5, 3$  на передней кромке каверны ( $x = 0$ ) образуется волна разрежения, интенсивность которой выше, чем для рассмотренной ранее более короткой каверны. На рис. 8, а видно, что с ростом числа Маха набегающего потока интенсивность волны разрежения и угла разворота на передней кромке увеличиваются, следовательно растет угол, на который разворачивается слой смешения в окрестности задней стенки каверны. Вследствие этого увеличивается интенсивность скачка уплотнения, образующегося в области присоединения потока, растет локальный максимум в нижней угловой точке задней стенки каверны ( $x = 0,072$  м) и максимум за зоной перерасширения потока ( $x = 0,11$  м).

Рост числа Маха приводит к уменьшению коэффициента трения перед областью расширения (рис. 8, б), однако на нижней стенке каверны и за каверной уровень коэффициента трения примерно одинаков для всех чисел Маха.

### 5. Влияние геометрии каверны

При  $M_\infty = 2$  и 3 для параметров потока, приведенных в табл. 3, исследовано влияние геометрии каверны (относительной длины  $L/h$  и угла отклонения задней стенки  $\theta$ ) на изменение структуры течения и распределения основных параметров в канале с каверной. Геометрические параметры конфигураций представлены в табл. 4. Конфигурации 1–3 рассчитаны при  $M_\infty = 2$ , а конфигурации 4–7 — при  $M_\infty = 3$ . Численное моделирование проводилось для условий холодной стенки ( $T_w = 300$  К) с использованием SST модели турбулентности.

Таблица 4

Геометрические параметры каверны

№	1	2	3	4	5	6	7
$L/h$		4,5		4,5	8	10	12
$\theta^\circ$	45	22,5	90	22,5			

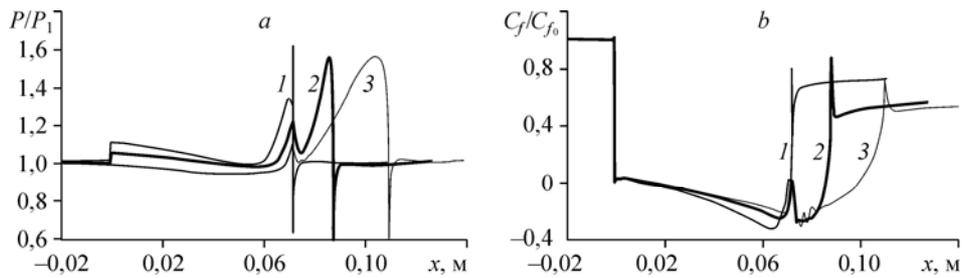


Рис. 9. Распределения статического давления (а) и относительного коэффициента поверхностного трения (б) на нижней стенке канала для  $M_\infty = 2$ ,  $L/h = 4,5$ ,  $\theta = 90^\circ$  (1),  $45^\circ$  (2),  $22,5^\circ$  (3).

Как показывает рис. 9, на котором представлены распределения давления и поверхностного трения вдоль нижней стенки канала для случаев 1–3 табл. 4, при изменении угла отклонения задней стенки происходят значительные изменения давления в каверне, вызванные изменением структуры течения в ней. Для прямоугольной каверны (кривая 1) волна, формирующаяся в области передней кромки, является волной сжатия, что можно видеть из распределения давления (рис. 9, а). Повышение давления в ударной волне составляет примерно 10 % от уровня статического давления перед каверной. В этом случае большую часть каверны занимает область высокого давления. При уменьшении угла ( $\theta = 45^\circ$ , кривая 2) интенсивность ударной волны в области передней кромки каверны снижается, а интенсивность ударной волны в области присоединения потока вблизи задней стенки каверны возрастает. При дальнейшем уменьшении угла ( $\theta = 22,5^\circ$ ) в области передней кромки формируется веер волн разрежения, что видно из распределения давления (рис. 9, а, кривая 3). С ростом  $\theta$  увеличивается локальный максимум во внутреннем угле в окрестности задней стенки. Поверхность задней стенки для  $\theta = 90^\circ$  на графике не показана, поэтому второй локальный максимум, соответствующий присоединению слоя смешения, а также локальный минимум перерасширения находятся очень близко друг у другу. С уменьшением  $\theta$  длина наклонной грани растет, поэтому положение второго локального максимума сдвигается вниз по потоку, и ширина области повышенного давления на наклонной стенке растет. Само значение максимума изменяется незначительно. В точках присоединения слоя смешения на распределениях коэффициента трения (рис. 9, б) также наблюдаются пики. Минимальные значения коэффициента трения на нижней поверхности каверны имеют место при  $\theta = 90^\circ$  (кривая 1 на рис. 9, б), за каверной уровень коэффициента трения при этом  $\theta$  максимальный.

При числе Маха  $M_\infty = 3$ ,  $\theta = 22,5^\circ$  были проведены расчеты с изменением длины каверны в соответствии с данными табл. 4 (случаи 4–7). При этом числе Маха для всех рассматриваемых  $L$  в окрестности передней кромки наблюдался веер волн разрежения (рис. 10, а). Для  $L/h = 4,5, 8$  и  $10$  при  $M = 3$  в каверне реализуется течение открытого типа. Кривые для  $L/h = 10$  на рис. 10 не приведены, поскольку качественно они не отличаются от случая  $L/h = 8$ . Можно видеть, что уровень давления на нижней стенке каверны зависит от ее относительной длины. При увеличении длины каверны появляется возможность более значительного разворота слоя смешения на передней кромке каверны и, соответственно, более значительного снижения давления на ее нижней стенке. Уровень давления и характер его поведения за открытой каверной примерно одинаков для различных  $L/h$ . Отметим, что зависимости коэффициента трения (рис. 10, б) для открытых каверн в области излома нижней поверхности ( $x/h = 4,5$  и  $8$ ) имеют тенденцию к образованию вторичного отрыва. На кривых распределения статического давления (рис. 10, а) в этих же точках наблюдается локальный максимум.

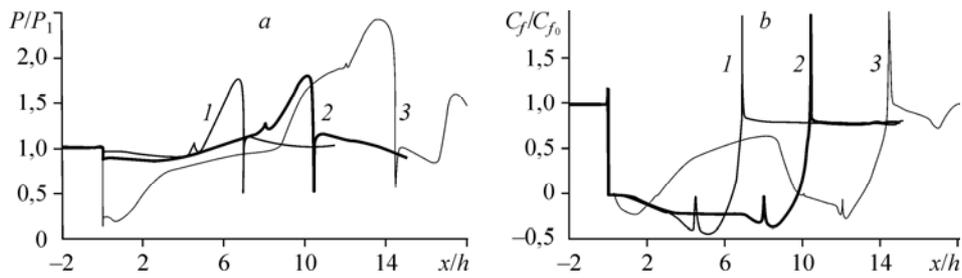


Рис. 10. Распределение статического давления (а) и коэффициента поверхностного трения (b) на нижней стенке канала для  $M_\infty = 3$ ,  $\theta = 22,5^\circ$ ,  $L/h = 4,5$  (1), 8 (2), 12 (3).

При отношении  $L/h = 12$  (табл. 4, случай 7) реализуется режим закрытой каверны, при котором слой смешения присоединяется на нижней стенке каверны, а потом снова отрывается перед наклонной задней стенкой с образованием отрывного скачка, области «плато» давления и скачка присоединения (кривая 3 на рис. 10, а). Существование двух разделенных областей отрыва показывает также распределение коэффициента поверхностного трения (рис. 10, b), из которого видно, что значительную часть нижней поверхности каверны занимает область положительного коэффициента трения.

Изменение относительной длины каверны  $L/h = 4,5$  и 8 при фиксированном угле отклонения задней стенки не приводит к существенному изменению вихревой структуры течения внутри каверны (рис. 11, а). Внутри каверны формируются 2 вихря: основной, вращающийся по часовой стрелке, и небольшой пристенный вихрь вблизи передней стенки, имеющий противоположную направленность. При  $L/h = 8$  (рис. 11, b) внутри каверны наблюдается тенденция к разделению основного вихря и образованию дополнительного вихря противоположной направленности.

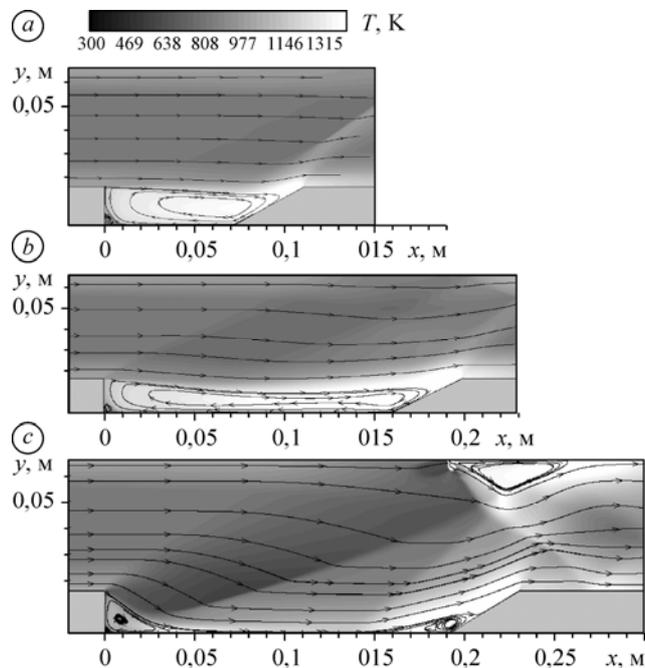


Рис. 11. Поля статической температуры и линии тока в канале для  $M_\infty = 3$ ,  $\theta = 22,5^\circ$ ,  $L/h = 4,5$  (a), 8 (b), 12 (c).

При дальнейшем увеличении  $L/h = 12$  (рис. 11, *c*), как уже было отмечено выше, происходит смена типа течения. В этом случае конфигурацию следует рассматривать как последовательность уступа и ступеньки. В окрестности уступа формируется интенсивная волна разрежения и рециркуляционная зона, а в точке присоединения — замыкающий скачок. Внутри рециркуляционной области за уступом можно наблюдать два противоположно вращающихся вихря. Еще одна отрывная зона образуется при обтекании задней стенки каверны ( $x = 0,15$  м) с образованием отрывного скачка и скачка присоединения. Присоединение пограничного слоя происходит на наклонной поверхности каверны достаточно далеко от верхней угловой точки. Замыкающий и отрывной скачок при приближении к верхней стенке объединяются в ударную волну, которая вызывает отрыв пограничного слоя на верхней стенке.

Кроме линий тока, рис. 11 показывает поля статической температуры. Для случаев открытой каверны статическая температура во внешнем потоке меняется незначительно. В то же время для закрытой каверны над отрывной областью за уступом наблюдается существенное снижение статической температуры, вызванное сильным расширением потока. Внутри рециркуляционной зоны за уступом температура значительно выше, чем во внешнем потоке. Существенный рост статической температуры наблюдается в области присоединения слоя смешения на нижней стенке каверны. Максимальные значения температуры для закрытой каверны имеют место в отрывных зонах, образованных на нижней и верхней поверхностях канала вследствие взаимодействия пограничного слоя со скачками уплотнения (рис. 11, *c*).

### 6. Влияние температурного фактора

Известно, что изменение температуры стенки может оказывать существенное влияние на структуру течения и распределение параметров потока в канале. Такое влияние может быть определяющим при выборе каверны в качестве стабилизатора пламени. В условиях холодной стенки уровень статической температуры в каверне существенно снижается. Для оценки влияния температурного фактора были выполнены расчеты течения в канале с каверной для  $M_\infty = 2, 2,5$  и 3 для каверны с  $L/h = 4,5$  мм,  $\theta = 22,5^\circ$  при параметрах потока, приведенных в табл. 3.

При  $M_\infty = 2,5$  температурный фактор  $T_w/T_0$  варьировался от 0,15 до 1, что соответствовало следующим значениям температуры стенки:  $T_w = 270$  (1), 900 (2) К и адиабатическим условиям (3). Представленные на рис. 12 распределения давления и поверхностного трения вдоль нижней стенки канала показывают, что с уменьшением температуры стенки происходит монотонное снижение давления

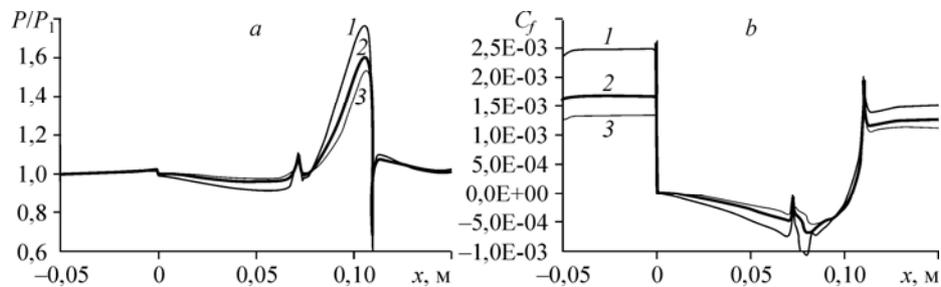


Рис. 12. Распределение статического давления (*a*) и коэффициента поверхностного трения (*b*) для различных температурах стенки.

$M_\infty = 2,5$ :  $T_w = 270$  (1), 900 (2) К, 3 — адиабатические условия.

внутри каверны и рост интенсивности ударной волны, образованной в области присоединения слоя смешения, что сопровождается ростом давления примерно на 25 %.

В окрестности передней кромки каверны при этом числе Маха для всех  $T_w$  реализуется волна разрежения, интенсивность которой падает с увеличением температуры стенки (рис. 12, *a*). Для холодной стенки наблюдаются максимальные значения коэффициента трения перед областью взаимодействия и после присоединения слоя смешения в окрестности задней стенки (рис. 12, *b*). Аналогичные результаты получены для  $M_\infty = 3$ ,  $T_0 = 2000$  К при изменении температуры стенки от холодной ( $T_w = 300$  К) до адиабатической.

При числе Маха  $M_\infty = 2$  и температуре  $T_0 = 1500$  К изменение температурного фактора варьировалось от 0,15 до 1, что соответствовало следующим значениям температуры стенки:  $T_w = 225$  (1), 1125 (2) К и адиабатическим условиям (3). Представленные на рис. 13 расчетные распределения давления и поверхностного трения вдоль нижней стенки канала свидетельствуют, что при низких значениях температурного фактора, как и при больших числах Маха, получены высокие значения статического давления в области присоединения слоя смешения. Но при этом зависимость давления от температурного фактора становится немонотонной: давление, соответствующее  $T_w = 1125$  К, на задней наклонной стенке каверны ( $0,072 \text{ м} < x < 0,11 \text{ м}$ ) ниже давления, соответствующего адиабатическим условиям (рис. 13, *a*). Аналогичный эффект имеет место для распределения коэффициента поверхностного трения. В области  $x < 0$  (до каверны) снижение температуры стенки приводит к повышению коэффициента трения. Так, для случая самой холодной стенки  $C_f$  в два раза превышает соответствующие значения для более высоких значений  $T_w$ , которые монотонно снижаются с ростом  $T_w$ . Внутри каверны ( $0 < x < 0,11 \text{ м}$ ) коэффициент трения в зависимости от температурного фактора ведет себя немонотонно. Кривая, соответствующая температуре  $T_w = 1125$  К, лежит несколько выше кривой, соответствующей адиабатической температуре (рис. 13, *b*).

Проведенные для различных чисел Маха и температурного фактора расчеты показали, что с изменением температуры стенки может происходить перестройка течения в окрестности передней и задней стенок каверны. При числах Маха  $M_\infty = 2,5$  и 3 в окрестности передней стенки каверны всегда наблюдалась волна разрежения, интенсивность которой увеличивалась при снижении  $T_w$ . Интенсивность волны сжатия, образованной в области присоединения слоя смешения, при этих числах Маха также монотонно растет с уменьшением температуры стенки. При числах Маха  $M_\infty = 2$  получена немонотонная зависимость от температурного

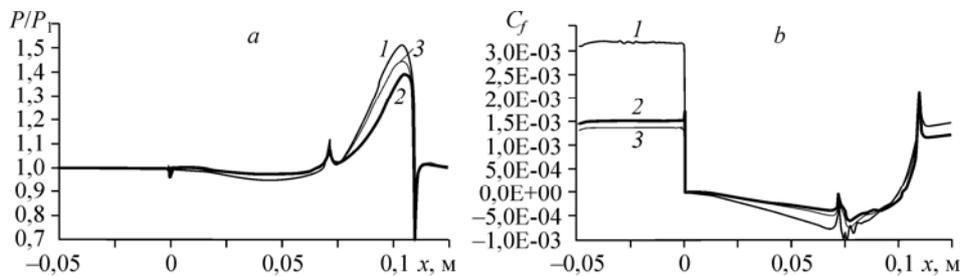


Рис. 13. Расчетные распределения давления (*a*) и коэффициента поверхностного трения (*b*) вдоль нижней стенки канала.

$M_\infty = 2$ ,  $T_w = 225$  (1), 1125 (2) К, 3 — адиабат.

фактора интенсивности ударной волны, образованной в области присоединения слоя смещения, и поведения коэффициента трения на нижней поверхности каверны. Это связано с изменением характера течения в окрестности передней стенки. При адиабатических условиях в окрестности передней стенки наблюдалась волна сжатия, что приводило к увеличению давления в этой области, в то время как при более низких температурах стенки в окрестности передней кромки, как и при более высоких числах Маха, формировалась слабая волна сжатия.

### Выводы

1. Экспериментально и численно исследовано течение в канале с каверной при числах Маха  $M_\infty = 2, 2,33$  и  $2,8$  для условий высокоэнтальпийной установки кратковременного действия ИТ-302М. Результаты расчетов для  $M_\infty = 2$  и  $2,33$  хорошо совпадают с экспериментальными данными по распределению статического давления на стенках канала.

2. При изменении числа Маха набегающего потока, конфигурации каверны и температурного фактора реализуются режимы закрытой и открытой каверны, причем для открытой каверны на передней кромке может формироваться и волна разрежения, и волна сжатия. В расчетах впервые получен режим открытой каверны с волной сжатия, который является переходным между стационарным и нестационарным режимами обтекания каверны. Расчеты на последовательности вложенных сеток показали, что данный эффект не зависит от сетки.

3. При увеличении числа Маха и относительной длины каверны давление в окрестности передней кромки монотонно снижается, а при увеличении угла наклона задней стенки — повышается. Следовательно, режим с волной сжатия на передней кромке реализуется при обтекании сверхзвуковым потоком относительно коротких каверн с большими углами наклона задней стенки при невысоких значениях числа Маха.

4. В расчетах впервые показано, что смена режима обтекания каверны может происходить также и при изменении температурного фактора. При низких температурных факторах давление внутри каверны снижается, а при адиабатических условиях — повышается, что может привести к формированию на передней кромке волны сжатия. Данный эффект, обнаруженный в расчетах при  $M_\infty = 2$ , послужил причиной немонотонного изменения давления и коэффициента трения в зависимости от температурного фактора.

### Список литературы

1. Seddon J., Goldsmith E.L. Intake Aerodynamics // AIAA Education Serie. Ohio: AIAA, 1985. 532 p.
2. Ben-Yakar A., Hanson R.K. Cavity flame-holder for ignition and flame stabilization in scramjets: an overview // J. of Propulsion and Power. 2001. Vol. 17, No. 4. P. 869–877.
3. Gruber M.R., Baurle R.A., Mathur T., Hsu K.-Y. Fundamental Studies of Cavity-Based Flameholder Concepts for Supersonic Combustors // J. of Propulsion and Power. 2001. Vol. 17, No. 1. P. 146–153.
4. Чжен П.К. Отрывные течения. Т. 2. Москва: Мир, 1972. 280 с.
5. Komerath N.M., Ahuja K.K., Chambers F.W. Prediction and measurement of flows over cavities — a survey. AIAA Paper. 1987. No. 87–0166.
6. Rowley C.W., Williams D.R. Dynamics and control of high-Reynolds number flow over cavities // Ann. Rev. Fluid Mech. 2006. Vol. 38. P. 251–276.
7. Zhuang N., Alvi F.S., Alkisar M.B., Shih C. Supersonic cavity flows and their control // AIAA J. 2006. Vol. 44, No. 9. P. 2118–2128.
8. Rossiter J.E. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // Aeronautical research Council Reports and Memo. 1964. No. 3838.
9. Kim Ch.K., Im K.S., Zhang Z.Ch., Yu S.-T.J. Direct calculation of high-speed cavity flows in a scramjet engine by the CESE method // AIAA Paper. 2002. No. 3887.

10. **Heller H.H., Holmes, G., Covert E.E.** Flow induced pressure oscillations in shallow cavities // Air Force Flight Dynamics Lab., AFFDL-TR-70-104, Dec. 1970. 147 p.
11. **Zhang X., Edwards J.A.** An investigation of supersonic oscillatory cavity flows driven by thick shear layer // Aeronautical J. 1990. P. 355–364.
12. **Heller H., Delfs J.** Cavity pressure oscillations: the generating mechanism visualized // J. of Sound and Vibration. 1996. Vol. 196, No. 2. P. 248–252.
13. **Zhang X., Edwards J.A.** Analysis of unsteady supersonic cavity flow employing an adaptive meshing algorithm // Computers and Fluids. 1996. Vol. 25, No. 4. P. 373–393.
14. **Heller H.H., Bliss D.B.** The physical mechanism of flow induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression // AIAA Paper. 1975. No. 491.
15. **Vakili A.D., Gauthier C.** Control of cavity flow by upstream mass-injection // J. of Aircraft. 1994. Vol. 31, No. 1. P. 169–174.
16. **Perng S.W., Dolling D.S.** Passive Control of Pressure Oscillations in Hypersonic Cavity Flow // AIAA Paper. 1996. No. 0444.
17. **Sarno R.L., Franke M.E.** Suppression of flow-induced pressure oscillations in cavities // J. of Aircraft. 1994. Vol. 31, No. 1. P. 90–96.
18. **Lamp A.M., Chokani N.** Computation of cavity flows with suppression using jet blowing // J. of Aircraft. 1997. Vol. 34, No. 4. P. 545–551.
19. **Gruber M.R., Donbar J.M., Carter C.D., Hsu K.Y.** Mixing and combustion studies using cavity-based flameholder in a supersonic flow // J. of Propulsion and Power. 2004. Vol. 20, No. 5. P. 769–778.
20. **Yu G., Li J., Yue L., Chang X., Sung C.L.** Experimental investigation of flameholding mechanism and combustion performance in hydrogen-fueled supersonic combustors // Comb. Sci. and Technology. 2002. Vol. 174. P. 1–27.
21. **Jeong E., O'Byrne S., Jeung I.-S., Houwing A.F.P.** Investigation of supersonic combustion with angled injection in a cavity-based combustor // J. Of Propulsion and Power. 2008. Vol. 24, No. 6. P. 1258–1268.
22. **Ouzi L., Jinsheng C.** Characteristics of cavity in reacting flows for scramjet flame-holder application // Modern Physics Letters B. 2001. Vol. 24, No. 13. P. 1319–1323.
23. **Roquemore W.M., Shouse D., Burrus D., Johnson A., Cooper C., Duncan B., Hsu H.Y., Katta V.R., Sturgess G.J., Vihinen I.** Trapped vortex combustor concept for gas turbine engines // AIAA Paper. 2001. No. 0483.
24. **Huang W., Luo S.-B., Pourkashanian M., Ma L., Derek B., Ingham J.L., Wang Z.-G.** Numerical simulations of a typical hydrogen fueled scramjet combustor with a cavity flameholder // Proc. of the World Congress on Engng WCE 2010, June 30–July 2, 2010, London, U.K. Vol. II.
25. **Kim K.M., Baek S.W., Han C.Y.** Numerical study on supersonic combustion with cavity-based fuel injection // Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. P. 271–286.
26. **Wilcox D.C.** Turbulence modeling for CFD, DCW Ind. Inc., La Canada, California, 1993.
27. **Пузырёв 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.
28. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.

*Статья поступила в редакцию 7 декабря 2011 г.*