УДК 533.6.072:536.244

Моделирование нагрева чувствительного элемента датчика теплового потока в высокоскоростном течении при переменных входных условиях^{*}

И.Р. Васнёв, М.А. Гольдфельд, Н.Н. Федорова

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: vasnev@itam.nsc.ru

В статье приводятся результаты численных расчетов высокоскоростных турбулентных течений воздуха в плоском канале переменного сечения с резким расширением с учетом сопряженного теплообмена с медными пластинами, моделирующими чувствительные элементы датчиков тепловых потоков. Расчеты выполнены для условий высокоэнтальпийной аэродинамической установки импульсного типа, особенностями которой являются короткая длительность рабочего режима и нестационарные «падающие» условия на входе в модельный канал. При различных числах Маха на входе в модельный канал проанализирована волновая структура сверхзвукового течения, которая оказывает влияние на тепловые потоки на стенках. Выполнена валидация расчетного алгоритма на экспериментальных данных о прогреве чувствительных элементов датчиков тепловых потоков для нестационарных входных условий на входе в канал. Численно исследовано влияние числа Маха, статических параметров и параметров торможения на скорость прогрева чувствительных элементов, расположенных в различных частях канала. Проведено сравнение тепловых потоков, полученных в расчетах при постоянных и «падающих» условиях на входе в канал. Показано, что для повышения точности моделирования тепловых потоков необходимо учитывать интенсивность пульсаций параметров потока и их изменение по длине канала.

Ключевые слова: численное моделирование, Ansys Fluent, сверхзвуковое течение, аэродинамический нагрев, сопряженный теплообмен, тепловой поток.

Введение

Надежное предсказание тепловых нагрузок на стенках каналов технических устройств различного назначения является актуальной и сложной задачей, особенно в случае высокоскоростных течений [1]. Для теплозащиты может быть использована частичная изоляция теплонапряженных поверхностей [2]. Эффективными методами защиты стенок конструкции модели являются регенеративное и пленочное охлаждение [3–6]. Современные системы охлаждения элементов камер сгорания различного назначения основаны

^{*} Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-29-00776.

[©] Васнёв И.Р., Гольдфельд М.А., Федорова Н.Н., 2023

на применении газовых струй для охлаждения теплонапряженных поверхностей [7]. В качестве хладоносителя могут быть использованы как горючие (водород, метан), так и инертные (гелий, азот) газы [8]. В работе [9] изучались материалы с различным составом и степенью пористости и была представлена оценка их применимости для теплозащиты. В исследованиях [10, 11] содержится общирная база данных по нагреву и тепловой защите элементов двигателей летательных аппаратов и приведена оценка тепловых потоков, уровня нагрева и необходимого количества теплоносителя. Полученные данные используются для разработки методов оценки степени предполагаемого нагрева.

Следует отметить, что в подавляющем большинстве работ применяются интегральные подходы, в основе которых лежат расчетные и экспериментальные данные исследований элементов теплозащиты и их эффективности в различных условиях. Кроме того, в основном рассматриваются стационарные течения, не учитывающие переходные процессы вследствие изменения режима течения или тепловыделения, которые могут привести к разрушению конструкции из-за локального перегрева.

В литературе представлены немногочисленные результаты прямого измерения тепловых потоков на теплонапряженных элементах камер сгорания [12, 13]. Они относятся, как правило, к диапазону чисел Маха 2–2,5 и выполнены при умеренных температурах потока (1100–1400 K), которые лишь немного превышают температуры воспламенения водорода и значительно ниже условий, реализующихся в полетных испытаниях.

Для разработки методик теплозащиты необходимы данные о величине тепловых потоков на стенках модели. В настоящее время активно используются визуальные бесконтактные методы, основанные на измерении оптических свойств среды при помощи теневого метода, лазерной интерферометрии и др. [14, 15]. Однако более распространены методы оценки тепловых потоков на основе измерений температуры поверхностей с помощью электрических и тепловых эффектов [16, 17]. В исследованиях высокоскоростных течений применяются датчики в виде коаксиальной термопары и тонкопленочные термометры сопротивления [18]. Коаксиальные термопары способны выдержать высокие температуры, поэтому их используют в высокоэнтальпийных установках.

Измерение тепловых потоков и температур поверхностей является сложной инженерной задачей [19], особенно в нестационарных течениях с тепловыделением. Наличие датчика на поверхности влияет на характеристики течения даже в том случае, когда датчик встроен «заподлицо» [20]. В областях взаимодействия ударных волн и пограничных слоев в высокоскоростных газодинамических течениях наблюдаются сильные флуктуации тепловых потоков [21], что осложняет обработку результатов.

В последнее время все больше внимания уделяется изучению тепловых нагрузок в аэродинамических установках кратковременного действия (ударных и импульсных трубах). Эти установки обеспечивают высокий уровень температур и тепловых потоков [22, 23], однако малая продолжительность эксперимента и большие времена отклика датчиков температуры и теплового потока требуют особых усилий для калибровки датчиков и восстановления сигнала [24]. Восстановление тепловых потоков по данным измерения температуры основано на вычислении производной от зашумленного сигнала, для чего необходимо использовать алгоритмы сглаживания, выбор которых влияет на результат [25].

Проблемы теплообмена газовых потоков с твердыми телами изучаются как экспериментально, так и с помощью методов математического моделирования [26]. Зачастую экспериментальные и расчетные исследования выполняются совместно и экспериментальные данные используются для валидации математических моделей [27]. Методы математического моделирования могут быть использованы в тех областях, где проведение экспериментальных исследований затруднено, например, при разработке теплозащитных покрытий на основе новых конструкционных материалов в экстремальных условиях.

Для моделирования тепловой нагрузки и организации теплозащиты нужно решать сопряженную задачу, в которой учитывается тепловое взаимодействие различных сред. В сопряженной постановке исследуются характеристики теплозащитных материалов, эксплуатируемых в условиях сильного аэродинамического нагрева [28], теплообмен сверхзвукового потока газа и легкоплавкого материала, расположенного вдоль стенок модельного канала, процессы горения твердых топлив [29]. Численное решение сопряженных задач имеет определенные трудности, связанные прежде всего с тем, что в разных средах необходимо решать разные уравнения и, следовательно, использовать разные численные методы. Кроме этого, характерные времена тепловых процессов в газообразных и твердых телах существенно различаются. Перед тем как проводить исследования, необходимо выполнить валидацию математической модели, численного алгоритма и программного комплекса, а также выбрать параметры расчетных моделей, которые позволят решить задачу с учетом доступных компьютерных ресурсов. Хорошим тестом для валидации расчетной методики является задача о прогреве чувствительного элемента датчика тепловых потоков (ДТП), поскольку его температура измеряется в ходе экспериментов.

Вышеуказанные факты обосновывают актуальность проблемы определения тепловых потоков в высокоскоростных течениях при высоком уровне тепловых нагрузок, в том числе реализующихся при нестационарных условиях. В представленной работе исследуются тепловые потоки в высокоэнтальпийном течении при параметрах потока на входе в канал, близких к полетным, которые экспериментально были изучены в работе [30]. Ранее авторами были выполнены расчетные исследования, в которых рассматривался процесс прогрева одиночного элемента ДТП в высокоскоростных течениях при постоянных условиях на входе в модельный канал [31, 32]. Было показано, что модель турбулентности $k-\omega$ SST позволяет получить лучшее согласование с экспериментальными данными о прогреве чувствительного элемента ДТП в сжимаемых течениях, чем модель $k - \varepsilon$ RNG. Также было установлено, что за время эксперимента порядка 100 мс теплообмен со стальными стенками, окружающими датчик, не влияет на прогрев чувствительного элемента.

Цель настоящей работы заключается в изучении влияния нестационарных входных условий потока на нагрев чувствительных элементов ДТП. Моделирование выполняется для условиий высокоэнтальпийной аэродинамической установки импульсного типа, особенностями которой являются короткая длительность рабочего режима и нестационарные условия на входе в модельный канал [33]. Для валидации расчетной методики используются экспериментальные данные [30] при числе Маха на входе в канал $M_{\infty} = 4$. Также проводятся сравнение структур стационарного течения, распределений давления и тепловых потоков на стенках канала, прогрева медных пластин (чувствительных элементов датчиков тепловых потоков) при числах Маха на входе в канал $M_{\infty} = 3-5$ и параметрические исследования с изменением давления и температуры торможения. Выполняется сопоставление численных данных о тепловых потоках, полученных в расчетах при постоянных и «падающих» условиях на входе в канал.



Рис. 1. Схема расчетной области. 1 — вход, 2 — линия симметрии, 3 — выход, 4 — стальная стенка, G₀-G₆ — центры чувствительных элементов ДТП.

1. Постановка задачи, математическая модель и методы расчета

Расчеты стационарной задачи без учета сопряженного теплообмена выполнены в двух- и трехмерной постановках. Моделирование проведено в программе Ansys Fluent 2021 R1 [34]. Нестационарная сопряженная задача решалась в двумерной постановке. Расчетная область, построенная с учетом симметрии канала в вертикальном направлении, состоит из трех секций, схематично показанных на рис. 1. Начало координат расчетной области находится во внешнем угле уступа. Все размеры расчетной области отнесены к высоте уступа h = 0,025 м. В трехмерном случае ширина канала составляет 4*h*. Первая секция, представляющая собой прямой канал высотой *h* и длиной $S_1 = 40h$, позволяет получить на стенках модельного канала пограничный слой толщиной порядка 0,01 м, что совпадает с экспериментальными данными [30]. Вторая секция длиной $S_2 = 14,6h$ включает участки до и после уступа длиной 2,4*h* и 12,2*h* соответственно. Стенки третьей расширяющейся секции длиной $S_3 = 15,56h$ наклонены под углом 6° к оси канала. В стенки модельного канала толщиной 14 мм, изготовленные из стали, заподлицо встроены медные пластины шириной 3 мм и толщиной 0,3 мм, которые моделируют чувствительные элементы ДТП. Координаты центров медных пластин G_0-G_6 приведены в табл. 1.

Расчетная область содержит зоны ячеек газообразной и твердотельной сред. В газовой среде решались нестационарные осредненные по Фавру уравнения Навье – Стокса, дополненные $k - \omega$ SST моделью турбулентности, которая была выбрана в результате предыдущих исследований [32]. В качестве газа рассматривался воздух, плотность которого определялась по закону идеального газа, а вязкость — по закону Сазерленда. В твердотельной среде решалось уравнение теплопроводности. При решении сопряженной задачи учитывалось тепловое взаимодействие между двумя средами. Расчеты проводились для пяти случаев, соответствующих числам Маха M = 3, 4 и 5 на входе в канал (см. табл. 2, где P_{∞} и T_{∞} — статические давление и температура в начальный момент времени, P_0 и T_0 — давление и температура торможения).

Параметры течения при M = 4 (случай 3 в табл. 2) соответствовали экспериментальным данным [30]. Этот случай использовался для валидации расчетной методики. Кроме этого, были выполнены параметрические исследования с изменением числа Maха: M = 3 и 5. В случаях 1 и 2 параметры P_0 и T_0 выбирались такими же, как в течении

Таблица 1 Координаты центров чувствительных элементов ДТП

| ſ | G | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|---|-----|-------|------|-----|---|-----|-----|-----|
| ſ | x/h | -3,92 | 0,92 | 2,6 | 5 | 7,4 | 8,6 | 9,8 |

Таблица 2

| № случая | М | <i>Р</i> ₀ , бар | <i>T</i> ₀ , K | P_{∞} , бар | T_{∞}, \mathbf{K} |
|----------|---|-----------------------------|---------------------------|--------------------|--------------------------|
| 1 | 3 | 115 | 2220 | 3,13 | 793 |
| 2 | 5 | 115 | 2220 | 0,22 | 370 |
| 3 | 4 | 115 | 2220 | 0,76 | 529 |
| 4 | 3 | 28 | 1480 | 0,76 | 529 |
| 5 | 5 | 402 | 3174 | 0,76 | 529 |

Параметры расчетных случаев в начальный момент времени

при M = 4, а статические параметры вычислялись по изоэнтропическим соотношениям [35]

$$\frac{P_0}{P_{\infty}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot \mathbf{M}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad \frac{T_0}{T_{\infty}} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot \mathbf{M}^2, \tag{1}$$

где *γ* — показатель адиабаты. В случаях 3, 4 и 5 статические параметры были одинаковыми, а параметры торможения вычислялись по формулам (1).

Число Маха течения на входе в канал для каждого из случаев было постоянным, а статические параметры зависели от времени:

$$P(t) = P_{\infty} \cdot e^{-19t}, \quad T(t) = T_{\infty} \cdot e^{-4,3t}.$$
(2)

Формулы (2) получены путем аппроксимации экспериментальных данных [30] при M = 4. Графики безразмерных статических давления $\overline{P} = P(t)/P_{\infty}$ и температуры $\overline{T} = T(t)/T_{\infty}$ приведены на рис. 2. Интенсивность турбулентности на входе в канал составляла I = 10 %, а отношение турбулентной и ламинарной вязкостей $\mu_t/\mu = 100$.

На верхней границе расчетной области задавалось условие симметрии, а на выходе из канала — значение статического давления, которое обеспечивало отсутствие возвратного течения в пристенной дозвуковой области.

Стальная стенка модели, окружающая медные пластины, имела постоянную температуру $T_w = 300$ K, поскольку в течение рассматриваемого временного интервала она прогревалась незначительно [32]. На границах между медными пластинами и стальной стенкой канала задавалось условие теплоизоляции. На поверхностях раздела газовой среды и медных пластин задавались условия равенства температур и тепловых потоков:

$$T_{\rm f}\big|_{\rm wall} = T_{\rm s}\big|_{\rm wall}, \quad \left|\overrightarrow{q_{\rm f}}\right| = \left|\overrightarrow{q_{\rm s}}\right|,\tag{3}$$

где $T_{\rm f}$ и $T_{\rm s}$ — температуры в газовой (f) и твердой (s) зонах, $q_{\rm f}$ и $q_{\rm s}$ — тепловые потоки на границах газовой и твердой зон.

Расчет задачи включал два этапа. На первом решалась стационарная задача для получения начального поля газодинамичес-

кого течения. На входе в канал задавались постоянные параметры потока, приведенные в табл. 2. Температура медных пластин считалась постоянной и составляла 300 ± 8 K.

Рис. 2. Графики безразмерных статических давления (1) и температуры (2) на входе в канал в зависимости от времени.



| № сетки | Минимальная высота ячейки, м | y^+ |
|---------|------------------------------|-------|
| Сетка 1 | $1,5 \cdot 10^{-4}$ | 50 |
| Сетка 2 | $1,9.10^{-5}$ | 9 |
| Сетка 3 | $1,3.10^{-6}$ | 1 |
| Сетка 4 | $6 \cdot 10^{-7}$ | 0,6 |

Таблица З

На втором этапе решалась нестационарная задача с учетом сопряженного теплообмена между газовой и твердыми зонами при входных условиях (2). На границах газ – пластина задавались условия сопряжения (3). Шаги по времени в газовой и твердой средах внутри одного расчета были одинаковыми. Они выбирались таким образом, чтобы на каждом временном шаге обеспечивалась сходимость всех невязок уравнений за 30 внутренних итераций, и составляли $1 \cdot 10^{-6}$, $5 \cdot 10^{-6}$ и $1 \cdot 10^{-7}$ с для случаев 3, 4 и 5 соответственно.

Параметры расчетных сеток

В расчетных областях была построена структурированная сетка из четырехугольных (2D) или призматических (3D) элементов со сгущениями к стенкам каналов. Точность результатов моделирования тепловых потоков и сдвиговых напряжений на стенке зависит от профилей скорости и температуры в турбулентном пограничном слое. Поскольку тепловые параметры весьма чувствительны к размерам сеточных элементов вблизи твердых поверхностей, было проведено исследование сходимости профилей скорости $U^+ = U(y)/U_{\tau}$ и температуры $T^+ = |T(y) - T_w|/T_{\tau}$ при уменьшении высоты первой расчетной ячейки (см. табл. 3) в течении с M = 4 в зависимости от безразмерной координаты $y^+ = y \cdot U_{\tau}/v$, где $U_{\tau} = \sqrt{\tau}/\rho$ — скорость трения, τ — касательное напряжение, v — кинематическая вязкость, $T_{\tau} = q_w/(\rho \cdot c_P \cdot U_{\tau})$ — температура трения, q_w — удельный тепловой поток в стенку [36].

Сравнение результатов расчетов на различных сетках (рис. 3) показало, что сетка 3 позволяет разрешить ламинарный подслой турбулентного пограничного слоя и дает результаты, близкие к тем, что получены на более мелкой сетке 4. Дальнейшие расчеты проводились на сетках с размером пристеночного элемента, равным 1,3·10⁻⁶ м.

2. Результаты расчетов и их анализ

Для валидации расчетной методики использовались экспериментальные данные при числе Маха на входе в канал M = 4 (случай 3 в табл. 2). Результаты численного



моделирования сравнивались с данными эксперимента [30], проведенного в высокоэнтальпийной аэродинамической установке импульсного типа в режиме присоединенного трубопровода [33]. Особеностью рассматриваемого режима работы установки являются нестационарные условия на входе в модельный канал, для описания которых в расчете использовалась формула (2). Далее было проведено сравнение структуры стационарного течения, распределений давления и тепловых потоков на стенках канала, а также прогрева медных пластин при числах Маха набегающего потока $M_{\infty} = 3 - 5$. Кроме того, были выполнены параметрические исследования при изменении давления и температуры торможения.

2.1. Результаты стационарных расчетов без учета сопряженного теплообмена

На рис. 4 для сравнения представлены расчетные и экспериментальные шлиренизображения для случая 3. Можно видеть, что около внешнего угла уступа образуется волна Прандтля – Майера 1, характеристики которой отражаются от плоскости симметрии. Непосредственно за уступом возникает рециркуляционная зона 2. Поток, отклонившийся в течении Прандтля – Майера, набегает на стенку под некоторым углом, в результате чего образуется замыкающий отрывную зону «хвостовой» скачок уплотнения 3. Анализ показал, что расчетная волновая структура течения согласуется с экспериментальной по размеру отрывной зоны, положению и наклону хвостового скачка, который на экспериментальной картине продолжен до пересечения с плоскостью вертикальной симметрии. Однако на экспериментальной картине можно заметить дополнительное возмущение 4, которое, вероятнее всего, обусловлено особенностями конструкции экспериментального канала, не учтенными в расчетной модели. На численной картине так же присутствует волна сжатия 5, которая появляется из-за нарастания пограничного слоя на стенках канала, вследствие чего наблюдается повышение статического давления и снижение числа Маха в ядре потока. Волна имеет небольшую интенсивность и пропадает в результате взаимодействия с волной разрежения, в отличие от волны 4 на экспериментальной картине, след которой прослеживается до пересечения с хвостовым скачком 3. Это означает, что интенсивность волны 4 достаточно высока, и это может привести к некоторым различиям в значениях статического давления на стенке между количественными результатами эксперимента и численного моделирования.

На рис. 5 приведены для сопоставления экпериментальные данные и результаты 2D- и 3D-расчетов распределения статического давления на стенке канала для случая 3. Различия в значениях относительного давления, полученных в 2D- и 3D-расчетах, не превышают 12 % и могут быть следствием влияния боковых стенок, на которых также



Рис. 4. Экспериментальная (вверху) и расчетная (внизу) структуры течения вблизи уступа для случая 3. Описание обозначений см. в тексте.





присутствует пограничный слой. Различия между расчетными и экспериментальными данными при 2 < x/h < 5 могут быть обусловлены воздействием дополнительного возмущения в эксперименте, которое обсужда-

лось выше. Несмотря на указанные количественные различия, которые не превышают 15 %, можно утверждать, что результаты расчета и эксперимента продемонстрировали качественное совпадение картин течения и удовлетворительное количественное согласование, что является основой для дальнейших исследований.

На рис. 6 показаны изолинии градиента плотности, полученные в расчете для случаев 4 (рис. 6*a*), 3 (рис. 6*b*) и 5 (рис. 6*c*), позволяющие проследить изменение структуры течения при увеличении скорости на входе в канал. Обозначения, принятые на рис. 4, сохранены. На рисунке видно, что размер отрывной зоны 2 составляет 2h во всех случаях, следовательно, он не зависит от величины скорости на входе. Во всех случаях хорошо видна граница пограничного слоя перед уступом, а также слабые волны сжатия 4, формирующиеся из-за сужения эффективной высоты канала вследствие нарастания пограничного слоя. Внешнюю границу слоя смешения над отрывной зоной можно проследить по изменению наклона изолиний градиента плотности внутри волны разрежения 1. После присоединения слоя смешения на нижней стенке формируется новый пограничный слой, его верхнюю границу 6 можно увидеть за хвостовым скачком 3. Поля течений различаются углами наклона относительно стенки канала первой и последней характеристик веера волн разрежения 1, а также хвостового скачка 2, которые уменьшаются с ростом скорости. Так, в случае 4 (рис. 6а) хвостовой скачок приходит на поверхность симметрии канала в точке x/h = 10, в случае 3 — в точке x/h = 12, а в случае 5 эта точка смещается в расширяющуюся часть канала, которая на рисунке не показана.

Изменения структуры течения с увеличением его скорости приводят к смещению всех волновых структур вниз по потоку, что подтверждают количественные данные о распределении безразмерного статического давления на стенке канала за уступом, приведенные на рис. 7. Сплошными линиями здесь показаны результаты стационарных



Рис. 6. Расчетные изолинии градиента плотности для случаев 4 (*a*), 3 (*b*) и 5 (*c*). Описание обозначений см. в тексте.

| Рис. 7. Безразмерное статическое давление |
|---|
| на стенке канала |
| для случаев 4 (1), 3 (2) и 5 (3). |

расчетов в 2D-постановке, а штриховыми в 3D-постановке для случаев 4 (кривая *I*), 3 (кривая 2) и 5 (кривая *3*) при условиях, приведенных в табл. 2.

Самое низкое давление наблюдается в донной области за уступом 0 < x/h < 1.5,



причем с увеличением скорости уровень донного давления снижается. Отрывная зона за уступом замыкается хвостовым скачком, который вызывает быстрый рост давления на стенке в области $x/h \approx 2$. Далее относительное давление выходит на плато, а затем медленно растет и достигает максимума, который для всех случаев близок к 1. Снижение давления обусловлено воздействием волн разрежения, падающих с противоположной стенки канала, поэтому положение максимума сдвигается вниз по потоку с ростом числа Маха, что согласуется с приведенными на рис. 6 структурами течений. Сравнение расчетных распределений относительного давления для случаев 1 и 4, 2 и 5 (графики для случаев 1 и 2 на рисунке не приведены) показало совпадение результатов. Различия, не превышающие 1 %, обусловлены разными значениями числа Рейнольдса течений, которые зависят от полной температуры потока.

2.2. Результаты нестационарных расчетов с учетом сопряженного теплообмена

На следующем этапе была выполнена серия нестационарных расчетов с учетом сопряженного теплообмена между течением в канале и медными пластинами, моделирующими чувствительные элементы ДТП. В начальный момент времени температура всех чувствительных элементов составляла $T(0) = 300 \pm 8$ K, а в качестве начальных данных для газодинамических и турбулентных параметров использовались поля, полученные в стационарном расчете. Расчеты были проведены для отрезка времени 100 мс, который не превышал время продолжительности экспериментального пуска в импульсной установке. В ходе нестационарного расчета с шагом 1 мс записывались температуры, осредненные по объему чувствительных элементов датчиков G_0-G_6 . Поля всех параметров течения записывались с шагом 10 мс.

На рис. 8 показаны относительные приросты температуры $\Delta \overline{T} = (T(t) - T(0))/T(0)$, полученные в эксперименте для случая 3 (символы 1) и в расчетах для случаев 3–5 (кривые 2–4 соответственно) для чувствительных элементов датчиков G_0 , G_1 , G_2 и G_6 (рис. 8a-8d соответственно). Видно, что данные экспериментов и расчетов (случай 3) отличаются не более чем на 3 %, а скорость прогрева и уровень температуры в конце режима монотонно зависят от скорости на входе в канал. При этом чувствительные элементы датчиков, расположенных в различных частях канала, прогреваются неодинаково вследствие сложной структуры течения и взаимодействия волн разрежения и ударных волн с пограничным слоем (см. рис. 6). Самое большое изменение температуры (около 35 % для случая 4, 25 % для случая 3 и 13 % для случая 5) за время 100 мс наблюдается в датчике G_0 , который находится перед уступом. Существенные различия данных изменений для указанных случаев можно объяснить тем, что при одинаковой статической температуре в ядре потока разным случаям соответствуют разные температуры



Рис. 8. Графики прогрева датчиков $G_0(a)$, $G_1(b)$, $G_2(c)$ и $G_6(d)$. 1 — данные эксперимента для случая 3, 2–4 — результаты расчетов для случаев 3–5 соответственно.

в пристеночной области. Это подтверждает рис. 9, на котором приведены профили безразмерной температуры потока в сечении перед уступом. На рисунке видно, что в сверхзвуковых течениях влияние эффекта вязкого нагрева газа в пристенной области растет с увеличением скорости течения, что повышает тепловую нагрузку на стенку канала. В случае 5 (кривая 3) вблизи стенки, где проявляется действие вязкой диссипации, газ имеет самую высокую температуру. В случае 4 (кривая 2), напротив, максимум температуры менее чем на 10 % превышает значение статической температуры в ядре потока. Различие температур пристенной зоны является причиной того, что в случае 5 чувствительный элемент датчика прогревается сильнее, чем в случаях 3 и 4.

Датчик G_1 прогревается медленнее всего (на 2–3%), поскольку он находится в низкоскоростной рециркуляционной зоне с низким давлением, обусловленным воздействием волны разрежения. Также для этого датчика наблюдается минимальная разница между результатами для случаев 3, 4 и 5, что подтверждает сделанный выше вывод о независимости размеров отрывной зоны за уступом и параметров течения в ней от скорости внешнего потока.

Датчик G_2 расположен в области формирования хвостового скачка и присоединения слоя смешения, обтекающего отрывную зону. Температура этого датчика в зависимости от случая повышается на 10-20 %. Небольшая разница между расчетными случа-



ями объясняется совпадением волновых картин течения в этом месте.

Датчик G₆ размещается в конце секции постоянного сечения канала, где различия волновой структуры между случаями 3, 4 и 5

Рис. 9. Профили безразмерной статической температуры газа в области датчика G₀, полученные в результате расчетов для случаев 3 (1), 4 (2) и 5 (3).

существенны (см. рис. 6, 7). В случае 5 здесь находится максимум давления, поэтому датчик прогревается гораздо сильнее, чем в случаях 3 и 4, для которых эта зона лежит в области падения давления под действием волны разрежения.

При числах Маха 3 и 5 авторами были выполнены параметрические расчеты с изменением параметров торможения. Полученные данные об относительных прогревах датчиков представлены на рис. 10 ($\Delta \tilde{T} = (T(t) - T(0))/T_{\infty}$, кривые 1 - 3 соответствуют случаям 1-3). Здесь приведены результаты прогревов чувствительных элементов датчиков G_0, G_2, G_4 и G_6 , расположенных перед уступом (рис. 10*a*), в области хвостового скачка (рис. 10*b*), в области максимального давления для случаев 1, 3, 4 (рис. 10*c*) и в области максимума давления для случаев 2 и 5 (рис. 10*d*).

Анализ данных показывает, что, в отличие от случаев 3–5, имеющих одинаковые статические параметры, где рост числа Маха приводил к росту скорости прогрева, при равных параметрах торможения (случаи 1–3) рост числа Маха приводит к уменьшению величины прироста температуры для всех пластин. Это, в первую очередь, связано с уменьшением статической температуры в ядре потока (см. табл. 2) и, следовательно, температурного напора. Кроме того, снижено статическое давление, влияющее на плотность газа и, соответственно, тепловой поток вблизи стенки. Максимальные прогревы (около 27 %) получены в случае 1 для датчика, расположенного перед уступом (рис. 10*a*). Кривая для случая 1 лежит существенно выше других кривых для датчиков G_0 , G_2 и G_4 , однако для G_6 (рис. 10*d*) кривые, соответствующие разным случаям, близки. При этом в случае 2 относительный прогрев датчиков G_2-G_6 растет при смещении вниз по потоку (см. рис. 10*b*–10*d*), поскольку они находятся в области повышения давления. В случаях 1 и 3 положение датчика G_6 совпадает с областью падения давления вследствие воздействия волн разрежения, что приводит к снижению скорости прогрева этого датчика.



Рис. 10. Результаты прогревов датчиков $G_0(a)$, $G_2(b)$, $G_4(c)$ и $G_6(d)$ для случаев 1 (1), 2 (2), 3 (3).

Таким образом, проведенные расчеты позволили установить влияние числа Маха и статических параметров потока на прогрев чувствительных элементов ДТП. При одинаковых статических параметрах рост числа Маха на входе в канал приводит к росту скорости прогрева, а при одинаковых параметрах торможения получен обратный эффект. Также показано существенное влияние волновой структуры сверхзвукового течения на температуру чувствительных элементов ДТП.

2.3. Расчет тепловых потоков

По результатам расчетов двумя различными методами были получены величины тепловых потоков в чувствительном элементе датчика G_0 . Первый способ основан на вычислении градиента температуры в различные моменты времени:

$$q(t) = -\lambda \frac{dT(t)}{dn},\tag{4}$$

где n — нормаль к поверхности, λ — коэффициент теплопроводности газа, T(t) — температура газа в пристенной области в различные моменты времени. Во втором способе величина теплового потока рассчитывалась по формуле

$$q(t) = \rho \cdot c_P \cdot h \cdot \frac{dT(t)}{dt},\tag{5}$$

где $\rho = 8978 \text{ кг/м}^3$, $c_p = 381 \text{ Дж/(кг·K)}$ — соответственно плотность и удельная теплоемкость меди, h — толщина медной пластины, T(t) — полученная в расчете средняя по объему чувствительного элемента ДТП температура.

При экспериментальном подходе значение теплового потока также вычисляется по формуле (5), однако данные измерений необходимо сглаживать, для чего используются различные алгоритмы [25]. Это оказывает влияние на результат. На рис. 11 представлены относительные тепловые потоки $\bar{q} = q(t)/q(0)$ для датчика G_0 , где $q(0) = 2 \cdot 10^6$ BT/m², в зависимости от времени. Кривые 1 и 2 получены путем обработки расчетных данных для случая 3 по формулам (4) и (5), кривая 4 получена в расчетах при постоянных входных условиях [32], символы соответствуют экспериментальным данным. График показывает, что тепловой поток убывает со временем вследствие снижения полной температуры на входе в канал, а также уменьшения температурного напора по мере прогрева поверхности. Расчетные кривые 1 и 2 практически совпадают и удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Это подтверждает вывод о том, что сопряженный расчет достаточно точно описывает изменение тепловых потоков во времени для зависящих от него условий на входе в канал. Сравнение расчетных кривых 1, 2 и 3 показывает, что при постоянных входных условиях тепловой поток со временем убывает гораздо медленнее, поскольку в этом случае снижение теплового потока происходит



только в результате уменьшения теплового напора.

Рис. 11. Относительные тепловые потоки для датчика G₀, полученные с помощью расчета по формулам (4) и (5) (линии 1 и 2) и экспериментально (3), в сравнении с расчетными данными при постоянных условиях на входе (линия 4). Использованные выше подходы расчетного и экспериментального определения тепловых потоков были применены для вычисления относительного теплового потока по длине канала при фиксированном времени в течение каждого проводимого опыта. Очевидно, что сложная структура потока, равно как и изменение параметров течения на входе в канал, должны влиять на уровень теплового потока по длине канала. Результаты численного моделирования и их сравнение с экспериментальными данными при числе Maxa = 4 (случай 3) для моментов времени t = 0 (1), 50 (2) и 100 (3) мс приведены на рис. 12. Расчетные данные свидетельствуют о том, что в квазистационарных условиях импульсной установки [37] изменение входных параметров слабо влияет на величину относительных тепловых потоков. Такую же тенденцию демонстрируют экспериментальные данные, хотя диапазон разброса точек здесь гораздо шире (± 12 % от средних значений). В то же время расчетные и экспериментальные данные демонстрируют заметное количественное расхождение. Это может быть следствием различий в методологии определения величины теплового потока в эксперименте и расчете, а также недостатков подхода, основанного на осредненных уравнениях Навье–Стокса.

Трудность определения величины теплового потока в импульсной установке состоит в необходимости вычисления производной от сильно зашумленного сигнала температуры по времени dT/dt, что связано с особенностями рабочего процесса установки. Кроме этого, неравномерность давления и температуры обусловлена влиянием толстого пограничного слоя на стенках канала и сложной волновой структурой потока, которая является результатом многочисленных взаимодействий ударных волн и волн разрежения с пограничным слоем. Таким образом, реализуется течение со сложной структурой пульсаций, различающихся как по амплитуде, так и по частоте, и изменяющихся по длине канала. Это подтверждает рисунок 13, на котором приведены амплитудно-частотные характеристики экспериментальных сигналов, записанных в начале (1) и в конце (2) секции постоянного сечения. Полученные с использованием быстрого преобразования Фурье данные показывают, что амплитуда пульсаций в разных частях канала может отличаться в 2–2,5 раза (см. диапазон частот 0,65–0,8 кГц) или оставаться примерно



полученные в расчете и эксперименте.

Момент времени в эксперименте: 25 (1), 40 (2), 50 (3), 60 (4), 80 (5), 90 (6) мс; средняя по времени (7); расчеты для моментов времени 0 (8), 50 (9), 100 (10) мс.



Рис. 13. Амплитудно-частотные характеристики сигналов, полученных в начале (1) и конце (2) секции постоянного сечения канала.

одинаковой в широком диапазоне частот — от 1,24 до 1,65 кГц. Как было показано в работе [38], обработка (сглаживание и дифференцирование) такого сложного немонотонного сигнала приводит к большой погрешности восстановления теплового потока (± 8 %) по данным измерений.

С другой стороны, численное определение тепловых потоков в рамках осредненных уравнений Навье-Стокса (RANS) не позволяет учесть влияние интенсивности пульсаций и их изменение на величину теплового потока. В работе [39] было показано теоретически и подтверждено экспериментально, что при наличии градиента температуры или градиента давления пульсационное движение в турбулентном течении влечет за собой, во-первых, сильный обмен импульсами между слоями, движущимися с различными скоростями, и, во-вторых, повышенный тепло- и массообмен. Без учета этих свойств течения точность численного расчета может приводить к заметным погрешностям. Именно эти два обстоятельства определяют значительное различие расчетных и экспериментальных данных, приведенных на рис. 12. Можно видеть, что максимальные различия между расчетными и экспериментальными данными наблюдаются при 2h < x < 6h, т.е. в области взаимодействия хвостового скачка уплотнения с пограничным слоем, где интенсивность пульсаций давления и температуры максимальны. Вниз по потоку различия между экспериментальными и расчетными данными снижаются. Вместе с этим приведенные данные демонстрируют качественное соответствие результатов расчета и эксперимента, что позволяет получить оценку максимума теплового потока и тенденцию его развития по длине канала.

На основе данных о распределении тепловых потоков рассчитаны коэффициенты теплоотдачи *α* и число Стэнтона St:

$$\alpha = \frac{q}{T_{\text{aw}} - T_{w}}, \quad \text{St} = \frac{\alpha}{c_{p} \cdot \rho_{\infty} \cdot U_{\infty}},$$

| Рис. 14. Числа Стэнтона в пластине G |
|--------------------------------------|
| в зависимости от числа Маха, |
| полученные в расчетах случаев 1-3. |

где U_{∞} , ρ_{∞} — скорость и плотность газа в ядре потока на входе в канал, $T_{\rm aw}$ температура восстановления [40], определяемая как



$$T_{\rm aw} = T_0 \frac{1 + r(\gamma - 1/2)M^2}{1 + (\gamma - 1/2)M^2}$$

График полученных в расчетах чисел Стэнтона в датчике G_0 в начальный момент времени для случаев 1–3 приведен на рис. 14. С ростом числа Маха число Стэнтона убывает вследствие снижения температурного напора и плотности газа.

Заключение

Проведено численное моделирование прогрева медных пластин, моделирующих чувствительные элементы датчиков тепловых потоков, расположенных на стенках плоского канала с расширением в виде двух симметричных уступов, в высокоскоростных течениях. Расчеты выполнены для условий импульсной аэродинамической установки при нестационарных (падающих) входных условиях на входе в канал при различных числах Маха и параметрах торможения потока. При числе Маха М = 4 на входе в канал проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования, которое показало удовлетворительное согласование волновых структур течения и распределений статического давления на стенке. В расчете, учитывающем нестационарные входные условия и сопряженный теплообмен, получены данные о прогревах чувствительных элементов ДТП, которые с точностью 4 % совпадают с экспериментальными.

Выполнены расчеты с изменением параметров торможения и числа Маха на входе в канал, которые позволили выяснить влияние этих параметров на прогрев чувствительных элементов ДТП. При одинаковых статических параметрах увеличение числа Маха на входе в канал приводит к росту скорости прогрева, а при одинаковых параметрах торможения получен обратный эффект. Продемонстрировано существенное влияние волновой структуры сверхзвукового течения на температуру чувствительных элементов ДТП. Проведено сравнение зависящих от времени тепловых потоков, полученных в расчетах при постоянных и «падающих» условиях на входе в канал, которое позволяет отделить влияние нестационарных входных условий и эффекта снижения температурного напора в процессе прогрева чувствительного элемента. Показано, что для повышения точности определения значений тепловых потоков необходимо учитывать интенсивность пульсаций параметров потока и их изменение по длине канала. Также для датчика, расположенного в невозмущенном пограничном слое, численно получено, что при одинаковых параметрах торможения числа Стэнтона убывают при увеличении числа Маха потока.

Список литературы

- 1. Полежаев Ю.В. Современные проблемы тепловой защиты // Инж.-физ. журн. 2001. Т. 74, № 6. С. 8–16.
- Taibani A., Visaria M., Krishnan S. A combined combustion-conjugate heat transfer analysis for design of partially insulated pistons // Appl. Thermal Engng. 2022. Vol. 208. P. 118210-1–118210-9.
- **3. Luo S., Xu D., Song J., Liu J.** A review of regenerative cooling technologies for scramjets // Appl. Thermal Engng. 2021. Vol. 190. P. 116754-1–116754-14.
- 4. Sahoo N., Kulkarni V., Saravanan S., Jagadeesh G., Reddy K.P.J. Film cooling effectiveness on a large angle blunt cone flying at hypersonic speed // Physics of Fluids. 2005. Vol. 17, No. 3. P. 036102-1–036102-11.
- Bao W., Li X., Qin J., Zhou W., Yu D. Effect utilization of heat sink of hydrogen fuel for regeneratively cooled scramjet // Appl. Thermal Engng. 2012. Vol. 33–34. P. 208–218.
- Peng W., Jiang P.X. Effect of shock waves on supersonic film cooling with a slotted wall // Appl. Thermal Engng. 2014. Vol. 62. P. 187–196.
- Zhang C., Qin J., Yang Q., Zhang S., Bao W. Design and heat transfer characteristics analysis of combined active and passive thermal protection system for hydrogen fueled scramjet // Intern. J. of Hydrogen Energy. 2015. Vol. 40. P. 675–682.
- Böhrk H. Transpiration-cooled hypersonic flight experiment: setup, flight measurement, and reconstruction // J. of Spacecraft and Rockets. 2015. Vol. 52. P. 674–683.
- Strauss F.T., Witte J., General S., Manfletti C., Schlechtriem S. Experiments on nitrogen and hydrogen transpiration cooling in a model scramjet combustor // AIAA Paper. 2018. No. 2018-4932.
- 10. Prokein D., Dittert C., Böhrk H., Wolfersdorf J. Transpiration cooling experiments on a cmc wall segment in a supersonic hot gas channel // AIAA Paper. 2018. No. 2018-4696.
- Glass D.E., Dilley A.D., Kelly H.N. Numerical analysis of convection/transpiration cooling // J. Spacecraft Rockets. 2001. Vol. 38. P. 15–20.
- 12. Cheng D., Wang J., Gong J., Lu Y, Yao W., Li L., Fan X. Measurement of heat flux distribution of supercritical kerosene fueled supersonic combustor // AIAA Paper. 2016. No. 2016-4112.
- Li L., Fan X., Wang, J. Measurements of wall heat flux and temperature in supersonic model combustors // AIAA Paper. 2011. No. 2011-5916.
- 14. Гордов А.Н., Гордов А.Н., Жагуло О.М., Иванова Ф.Г. Основы температурных измерений. М.: Энергоатомиздат, 1992. 303 с.
- Solnař S., Dostál M., Jirout T. A novel contactless transient method for measuring local values of heat transfer coefficient // Heat Mass Transfer. 2021. Vol. 57. P. 1025–1038.
- Diller T.E. Advances in heat flux measurement // Advances in Heat Transfer. Boston: Academic Press, 1993. Vol. 23. P. 279–368.
- Moreira T.A., Colmanetti A.R. A., Tibirica C.B. Heat transfer coefficient: a review of measurement techniques // J. Brazilian. Society Mechanical Sci. Engng. 2019. Vol. 41, Iss. 6. Art. 264.
- Flaherty W., Austin J.M. Comparative surface heat transfer measurements in hypervelocity flow // J. Thermophysics and Heat Transfer. 2011. Vol. 25, No. 1. P. 180–183.
- 19. Li L., Wang J., Fan X. Development of integrated high temperature sensor for simultaneous measurement of wall heat flux and temperature // Review of Scientific Instruments. 2012. Vol. 83. P. 074901-1–074901-10.
- Hager J.M., Langley L.W., Onishi S., Diller T.E. Microsensors for high heat flux measurements // J. Thermophysics. 1993. Vol. 7. P. 531–534.
- Hayashi M., Aso S., Tan A. Fluctuation of heat transfer in shock wave/turbulent boundary layer interaction // AIAA J. 1989. Vol. 27. P. 399–404.
- 22. Kraetzig B., Buttsworth D.R., Zander F., Löhle S. Temperature and heat flux measurement on hot models in short-duration facilities // J. Thermophys and Heat Transfer. 2015. Vol. 29. P. 37–46.
- Sura J., Kumar S., Menezes V. Thermal and inertial parameters of the flow field of scramjet engine // J. Mechan. Sci. Technology. 2015. Vol. 29, No. 11. P. 4943–4950.
- 24. Lochle S. Review of heat flux measurements for high enthalpy flows // AIAA. Paper. 2016. No. 2016-3205. 12 p.
- 25. Федорова Н.Н., Гольдфельд М.М., Пикалов В.В. Исследование пульсационных режимов в высокоскоростном потоке с теплоподводом. І. Эксперимент // Физика горения и взрыва. 2022. Т. 58, №. 5. С. 33–43.
- 26. Wang X., Zhong F., Gu H., Zhang X. Numerical study of combustion and convective heat transfer of a Mach 2.5 supersonic combustor // Appl. Thermal Engng. 2015. Vol. 89. P. 883–96.
- Zhao S., Fan Y. Experimental and numerical study on the flame characteristics and cooling effectiveness of aircooled flame holder // Energy. 2020. Vol. 209. Art. 118421.
- 28. Зинченко В.И., Гольдин В.Д., Зверев В.Г. Исследование характеристик тепломассообмена теплозащитных материалов при больших временах полета // Прикл. механика и технич. физика. 2018. Т. 59, № 2. С. 108–120.

- 29. Скибина Н.П., Фарапонов В.В. Исследование взаимодействия сверхзвукового течения газа с легкоплавким материалом в камере сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя на твердом топливе // Вычислительная механика сплошных сред. 2021. Т. 14, № 3. С. 278–288.
- 30. Goldfeld M. The heat flux research in hydrogen supersonic combustor at Mach number of 4 // Intern. J. Hydrogen Energy. 2021. Vol. 46. P. 13365–13376.
- Vasnev I.R., Fedorova N.N. Numerical modeling of heating a heat flux gauge in a supersonic flow // J. of Physics: Conf. Series. 2022. Vol. 2389. P. 012010-1–012010-10.
- 32. Васнев И.Р., Федорова Н.Н. Численное моделирование нагрева стенки экспериментальной модели в сверхзвуковых течениях // Прикл. механика и технич. физика. 2023. Т. 64, № 2. С. 121–126.
- 33. Goldfeld M.A., Vaslov A.A., Starov A.V., Shumskii V.V., Yaroslavtsev M.I. IT-302M hotshot wind tunnel as a tool for the development of hypersonic technologies // AIP Conf. Proc. Vol. 1770. P. 030020-1–030020-8.
- 34. ANSYS CED Academic Research, Custom number 610336.
- 35. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика: учеб. руководство для ВТУзов. 5-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1991. Т. 1. 600 с.
- 36. Kader B.A. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1981. Vol. 24, No. 9. P. 1541–1544.
- 37. Затолока В.В. Импульсные аэродинамические трубы. Новосибирск: Наука, 1986. 141 с.
- 38. Goldfeld M.A., Pickalov V.V. Application of method of deconvolution at temperature measurements in highenthalpy impulse wind tunnel // Appl. Thermal Engng. 2017. Vol. 113. P. 31–38.
- 39. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1962. 478 с.
- **37. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоиздат. 1985. 320 с.

Статья поступила в редакцию 24 июня 2023 г.,

после доработки — 5 июля 2023 г.,

принята к публикации 17 августа 2023 г.