

**РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМОВ
ОБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ С РАЗЛИЧНЫМИ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ**

УДК 533.526:536.24

В. И. Зинченко, В. И. Лаева, Т. С. Сандрыкина

**Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики,
634050 Томск**

При больших сверхзвуковых скоростях перетекание тепла в материале тела может служить эффективным средством защиты конструкции от перегрева для областей, где достигаются максимальные тепловые потоки, что отмечено для стационарных режимов в [1, 2]. Из анализа характеристик нестационарного сопряженного теплообмена, проведенного в [3] при различных режимах течения в пограничном слое, видно, что наряду с перетеканием тепла большое снижение температуры поверхности может дать вдув газа-охлаждителя в областях высоких тепловых нагрузок. Указанные работы относятся к осесимметричному обтеканию тела, в то же время большой практический интерес представляет движение под углами атаки, когда разница в тепловых потоках на наветренной и подветренной сторонах может быть весьма значительной, что вызывает перетекание тепла как в продольном, так и в окружном направлении.

В данной работе рассмотрено решение задачи прогрева и изучено влияние перетекания тепла в пространственном случае для материалов с различными теплофизическими характеристиками. При моделировании теплового состояния для трехмерного нестационарного уравнения теплопроводности используются граничные условия, отвечающие заданию тепловых потоков со стороны газовой фазы для пространственного сверхзвукового обтекания затупленного по сфере конуса с учетом влияния возможного вдува с поверхности сферического затупления.

1. Для определения полей температуры в пористой сферической оболочке с учетом допущения об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности уравнение сохранения энергии в естественной системе координат, связанной с осью симметрии тела, запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \pi_{\rho_1} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{h_1 r} \left[\frac{\partial}{\partial n_1} \left(n_1 r \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r}{h_1} \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial s} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{h_1}{r} \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \right) \right] + \frac{(\rho v)_w \sqrt{\text{RePr}} \lambda_{e0} r_w}{h_1 \lambda_*} \frac{r_w}{r} \frac{\partial \theta}{\partial n_1}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$0 < n_1 < L/R_N, \quad 0 < s < s_1, \quad 0 < \varphi < \pi.$$

На конической части тела уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\begin{aligned} \pi_{\rho_2} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \right), \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$z_1 < z < z_k, \quad r_{w1} < r < r_w(z), \quad 0 < \varphi < \pi.$$

На границе раздела газового потока и тела

$$\tilde{q}_w \sqrt{\text{RePr}} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} - \pi_\sigma \theta^4 = - \left(\pi_{\lambda_i} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right)_w, \quad i = 1, 2; \quad (1.3)$$

на внутренней поверхности пористой оболочки

$$\left(\pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right)_{w1} = \sqrt{\text{RePr}} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} \frac{r_w}{(r h_1)_{w1}} (\bar{\rho v})_w (\theta_n - \theta_{w1}); \quad (1.4)$$

на внутренней поверхности конической части

$$\pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=r_{w1}} = 0; \quad (1.5)$$

на границе раздела сферической и конической частей $z = z_1$

$$\pi_{\lambda_1} \left[\frac{1}{h_1} \frac{\partial \theta}{\partial s} \frac{1}{\sqrt{1 + h_1^2 \text{tg}^2 \beta}} + \frac{h_1 \text{tg} \beta}{\sqrt{1 + h_1^2 \text{tg}^2 \beta}} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right] = \pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial z}; \quad (1.6)$$

при $z = z_k$ адиабатическое условие

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=z_k} = 0; \quad (1.7)$$

для течения, имеющего плоскость симметрии,

$$\frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=0} = \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\pi} = 0; \quad (1.8)$$

начальное условие

$$\theta \Big|_{r=0} = \theta_n. \quad (1.9)$$

В (1.1)–(1.9) линейные размеры отнесены к радиусу затупления R_N ; $\theta = T/T_*$ — безразмерная температура; $h_1 = 1 - n_1$, $r = r_w - n_1 \cos \chi$ — коэффициенты Ламэ для сферической части; $(\bar{\rho v})_w = (\rho v)_w \sqrt{\text{Re}} / (\rho_{e0} v_m)$ — безразмерный расход газа-охладителя;

$$\pi_{\rho_1} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_* c_*} (1 - \Pi) + \frac{\rho_r c_r}{\rho_* c_*} \Pi, \quad \pi_{\lambda_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_*} (1 - \Pi) + \frac{\lambda_r}{\lambda_*} \Pi,$$

$$\pi_{\rho_2} = \frac{\rho_2 c_2}{\rho_* c_*}, \quad \pi_{\lambda_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_*}, \quad \pi_\sigma = \frac{\varepsilon \sigma T_{j0}^3 R_N}{\lambda_*}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_{e0} v_m R_N}{\mu_{e0}}$$

— безразмерные параметры; $t_* = R_N^2 \rho_* c_* / \lambda_*$ — характерное время; n_1 — нормаль к внешнему контуру тела; β — угол полураствора конуса; \tilde{q}_w — безразмерный тепловой поток из газовой фазы, который связан с размерным

$$q_w = \frac{\mu_w}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w$$

следующим образом: $\tilde{q}_w = q_w \sqrt{\text{Re}} / (\rho_{e0} v_m H_{e0})$, где $v_m = \sqrt{2H_{e0}}$, H_{e0} — энтальпия торможения. Индексы $e0$, w отвечают условиям на внешней границе пограничного слоя в точке торможения и на границе раздела сред $n_1 = 0$ соответственно, $w1$ — условиям на внутреннем контуре расчетной области, 1, 2 — характеристикам конденсированной фазы сферической и конической частей, r — газовой фазе пористой оболочки, * — характерным величинам, n — температуре при начальных условиях.

Отметим, что помимо приведенных граничных условий в окрестности точки торможения потока на сферической части для уравнения (1.1) могут быть поставлены условия симметрии в системе координат, связанной с точкой торможения. Для определения теплового потока из газовой фазы q_w необходимо решать сопряженную задачу отыскания характеристик пространственного пограничного слоя, однако на первом этапе воспользуемся формулами работы [4], в которой для непроницаемых тел получены выражения для $q_w(z, \varphi)$, согласующиеся с результатами численных расчетов [5]. В этом случае тепловой поток на конической части при отсутствии вдува с поверхности затупления при турбулентном режиме течения в пограничном слое имеет вид

$$q_w^0(z, \varphi) = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)^0 (H_r - h_w), \quad \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)^u = \frac{2,2(p_e/p_{e0})(u_e/v_m)}{k^{0,4}r_w^{0,2}} \frac{16,4 U_\infty^{1,25} \rho_\infty^{0,2}}{R_N^{0,2}(1 + h_w/H_{e0})^{2/3}}, \quad (1.10)$$

где [4] $u_e/v_m = \sqrt{1 - (p_e/p_{e0})^{(\gamma-1)/\gamma}}$; $k = (\gamma-1 + 2/M_\infty^2)/(\gamma+1)$; $H_r = H_{e0}[(p_e/p_{e0})^{(\gamma-1)/\gamma} + \sqrt{\text{Pr}}(u_e/v_m)^2]$; $(\alpha/c_p)^0$, кг/(м² · с); U_∞ , км/с — скорость движения; ρ_∞ , кгс · с²/м⁴ — плотность в набегающем потоке; R_N , м — радиус сферического затупления; p_e/p_{e0} — распределение давления на поверхности тела, отнесенное к значению давления торможения, которое отыскивается из результатов решения пространственной газодинамической задачи [6].

Для оценки влияния вдува на тепловой поток в завесной зоне на конической части могут быть использованы результаты обработки [7]. При этом для умеренных вдувов однородного газа

$$q_w(z, \varphi) = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)(H_r - h_w), \quad \left(\frac{\alpha}{c_p}\right) = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)^0 [1 - k_1 b^{k_2}]. \quad (1.11)$$

Здесь k_1, k_2 — константы; b — безразмерный параметр, который характеризует отношение суммарной массы вдуваемого газа к произведению коэффициента теплообмена в рассматриваемом сечении z в отсутствие вдува на площадь поверхности конуса от z_1 до текущего значения z . Будем брать закон расхода газа $(\rho v)_w$ в системе координат (s', φ', n_1) , связанной с точкой торможения, для которой течение на сферическом затуплении является осесимметричным, в виде $(\rho v)_w(s') = (\rho v)_w(0)(1 + a \sin^2 s')$. Тогда, учитывая близость φ и φ' для расчетных параметров, имеем

$$b = \frac{2(\rho v)_w(0)[1 - \cos s'_1 + a(2/3 - \cos s'_1 + (1/3) \cos^3 s'_1)]}{(z - z_1)(\cos \beta)^{-1}[2 \sin(\pi/2 - \beta) + \text{tg} \beta(z - z_1)](\alpha/c_p)^0(z, \varphi)}, \quad (1.12)$$

где $\cos s'_1 = \cos s_1 \cos \alpha + \sin s_1 \cos \varphi \sin \alpha$; $s_1 = \pi/2 - \beta$; α — угол атаки. Представление в виде второго соотношения (1.11) при пространственном обтекании использовалось для окрестности плоскости симметрии на наветренной стороне [8] и в данном случае распространяется на всю боковую поверхность, что требует дальнейшего уточнения оценки влияния вдува с поверхности затупления на характеристики теплообмена в завесной зоне. В целом (1.10), (1.11) определяют с учетом сформулированных допущений тепловую нагрузку на поверхность конической части обтекаемого тела.

Что касается расчета теплового режима пористой сферической оболочки, то исследования [3] показали, что при вдуве газа на пористой части при постоянных параметрах торможения быстро устанавливается стационарный режим, причем при возрастании расхода газа-охлаждителя температура сферического затупления становится меньше температуры конической части, т. е. имеет место перетекание тепла с конической части тела на

сферическую. Для моделирования этого процесса и оценки влияния перетекания в области сопряжения при решении задачи на границе раздела сферической и конической частей ($z = z_1$) ставились граничные условия двух видов: адиабатическое и заданной температуры, совпадающей с начальной температурой газа-охлаждителя в полости оболочки:

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|_{z=z_1} = 0 \quad \text{или} \quad \theta \Big|_{z=z_1} = \theta_n. \quad (1.13)$$

Поставленная краевая задача решалась численно методом расщепления с применением неявных разностных схем, полученных с помощью итерационно-интерполяционного метода [9, 10]. Исходная расчетная сетка для серийных расчетов составляла $31 \times 61 \times 6$ узлов по направлениям r , z и φ . Сгущение узлов по координате φ в 2 раза привело к отклонению температуры поверхности не более 2%. При решении задачи шаг по времени выбирался переменным, и его значение определялось заданием приращения температуры поверхности, на каждом временном слое проводились итерации вследствие нелинейности балансовых условий (1.3). Для выхода на стационарный режим требовалось от 300 до 1600 расчетных слоев по времени, их число определялось тепловым потоком и теплофизическими характеристиками материала.

2. При проведении численного интегрирования угол полураствора конуса $\beta = 5^\circ$, радиус затупления $R_N = 1,85 \cdot 10^{-2}$ м, $z_k = 5,2$, $r_{w1} = 0,22$. Параметры набегающего потока брались постоянными: $\rho_\infty = 0,02$ кгс \cdot с²/м⁴, $U_\infty = 2,078$ км/с, что соответствует числу Маха $M_\infty = 6$, при этом энтальпия торможения $H_{e0} = 2,46 \cdot 10^6$ м²/с², угол атаки $\alpha = 20^\circ$. Число Рейнольдса, построенное по параметрам торможения, $Re = \rho_{e0} \sqrt{2H_{e0}} R_N / \mu_{e0} \approx 0,7 \cdot 10^6$, что определяло турбулентный режим течения в пограничном слое на конической части тела. Теплофизические характеристики материала конической части тела — постоянные величины. Коэффициент теплопроводности изменялся в широких пределах: $\lambda_2 = 10 \div 380$ Вт/(м \cdot К). В качестве опорных материалов тела использовались сталь ($\lambda_2 = 20$ Вт/(м \cdot К), $c_2 = 600$ Дж/(кг \cdot К), $\rho_2 = 7800$ кг/м³) и медь ($\lambda_2 = 380$ Вт/(м \cdot К), $c_2 = 386$ Дж/(кг \cdot К), $\rho_2 = 8930$ кг/м³). Начальная температура $T_n = 300$ К, $\varepsilon = 0,85$.

На рис. 1 приведены распределения тепловых потоков q_w и температуры поверхности T_w вдоль координаты z в различных меридиональных сечениях (кривые 1–3 соответствуют наветренной стороне плоскости симметрии ($\varphi = 0$), 1'–3' — подветренной ($\varphi = \pi$)) для образца, выполненного из стали при $(\rho v)_w = 0$. Расчеты проводились до выхода на стационарный режим протекания процесса при использовании граничных условий первого рода из (1.13), кривые 1, 1' отвечают моменту времени $t = 5$ с, а 2, 2' — стационарному режиму. Линии 3, 3' также соответствуют стационарному случаю, но при этом использовалось адиабатическое условие (1.13). Помимо трехмерных расчетов (сплошные линии) для оценки влияния перетекания тепла в окружном направлении проводилось решение двумерной задачи, вытекающей из (1.2), вдоль различных сечений φ (штриховые линии). Штрихпунктирными линиями обозначены распределения радиационной равновесной температуры в плоскости симметрии на наветренной и подветренной сторонах, которая отыскивалась из условия сохранения энергии

$$\tilde{q}_w \sqrt{RePr} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} = \pi \sigma \theta_w^4. \quad (2.1)$$

Из распределения тепловых потоков при $T_n = 300$ К (кривые q_{wn} , q'_{wn} для $\varphi = 0, \pi$) видно, что тепловая нагрузка существенно меняется по окружной координате, и это вызывает

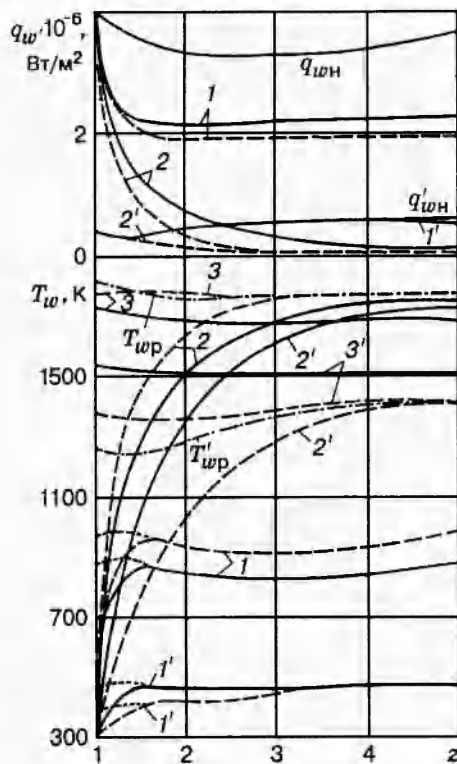


Рис. 1

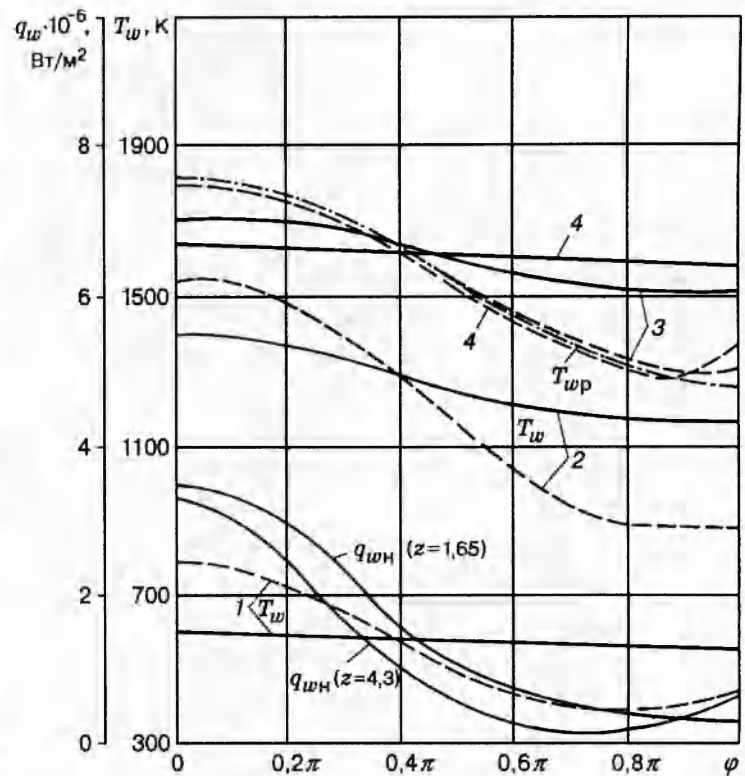


Рис. 2

перетекание тепла с наветренной на подветренную сторону. Решение с учетом перетекания тепла в окружном направлении дает существенно большие значения температуры на подветренной стороне (более чем на 300 К при $t \rightarrow \infty$), чем решение двумерной задачи. В то же время температура поверхности наиболее теплонапряженной части при $\varphi = 0$ снижается более чем на 100 К при $1,5 < z < 3$. Как и следовало ожидать, имеет место значительное расслоение температур поверхности на наветренной и подветренной сторонах в моменты времени, близкие к начальному при решении трехмерной задачи (кривые 1, 1'), а при выходе на стационарный режим различие T_w в плоскости симметрии течения не превышает 250 К для области, примыкающей к сферическому носку. На задней части конической поверхности разница температур поверхности составляет не более 20 К. При этом при удалении от носка значения T_w при $\varphi = \pi$ вследствие перетекания тепла на подветренную сторону существенно превышают значения радиационной равновесной температуры T'_{wp} , которая определяет максимально достижимую температуру поверхности в отсутствие перетекания тепла в продольном и окружном направлении.

Представляет интерес анализ задания граничного условия на стыке сферической и конической частей. Из кривых 1 видно, что вначале процесса влияние заданных граничных условий при $z = z_1$ локализуется в достаточно узкой области, примыкающей к z_1 , и на большей части конической поверхности не сказывается (кривые 1, продолженные точками, получены для адиабатического условия при $z = z_1$). При $t \rightarrow \infty$ найденные значения стационарной температуры поверхности (сплошные и штриховые кривые 3, 3') удовле-

творяют выражениям

$$\int_{s_1}^{s_k} \int_0^\pi r_w \left[\frac{\alpha}{c_p} (H_r - h_w) - \varepsilon \sigma T_w^4 \right] ds d\varphi = 0; \quad (2.2)$$

$$\int_{s_1}^{s_k} r_w \left[\frac{\alpha}{c_p} (H_r - h_w) - \varepsilon \sigma T_w^4 \right] ds = 0 \quad (2.3)$$

для трехмерного и двумерного случаев соответственно, которые легко могут быть получены после интегрирования уравнения теплопроводности, выписанного для конической части в естественной системе координат. Проводились также расчеты при $\lambda_2 \rightarrow \infty$, что приводит к выравниванию температурного поля в материале обтекаемого тела; значения температур хорошо согласуются с результатами расчетов по формулам, вытекающим из (2.2), (2.3) при использовании выражения для теплового потока в виде

$$q_w(s, \varphi) = \left(\frac{\bar{\alpha}}{c_p} \right) (H_{e0} - c_p T_w), \quad \frac{\int_{s_1}^{s_k} \int_0^\pi r_w (\bar{\alpha}/c_p) ds d\varphi}{\pi \int_{s_1}^{s_k} r_w ds} (H_{e0} - c_p T_w) = \varepsilon \sigma T_w^4. \quad (2.4)$$

$$\left(\int_{s_1}^{s_k} r_w \left(\frac{\bar{\alpha}}{c_p} \right) ds / \int_{s_1}^{s_k} r_w ds \right) (H_{e0} - c_p T_w) = \varepsilon \sigma T_w^4. \quad (2.5)$$

Для данного случая при решении трехмерной задачи $T_w(s, \varphi) = 1604$ К, при неучете перетекания в окружном направлении $T_w(s, 0) = 1790$ К, $T_w(s, \pi) = 1388$ К.

Отметим, что формула (2.1) характеризует радиационную равновесную температуру T_{wp} в отсутствие потока тепла в к-фазу, которая обычно принимается за максимально достижимую. Она вытекает из приведенной постановки задачи при допущении об одномерности процесса при $t \rightarrow \infty$, когда поле температуры в материале выравнивается. Наличие перетекания приводит к тому, что T_w может быть гораздо большей, чем T_{wp} на подветренной стороне, как это следует из рис. 1 и анализа формул (2.2)–(2.5).

Влияние материала конической части показано на рис. 2, где в сечении $z = 1,65$ приведены распределения стационарной температуры поверхности по окружной координате для меди (кривые 1) и стали (кривые 2) при использовании граничных условий первого рода из (1.13). Кривые 3, 4 (соответственно для стали и меди) получены для стационарной температуры при использовании адиабатического условия при $z = z_1$, штриховые кривые отвечают отсутствию перетекания тепла в окружном направлении, а штрихпунктирная кривая — радиационной равновесной температуре стенки T_{wp} . Здесь же в начальный момент времени в различных сечениях по z показано поведение теплового потока $q_{wn}(\varphi)$, которое приводит к немонотонному поведению штриховой кривой 4 для T_w в зависимости от окружной координаты φ , что вытекает и из анализа формулы (2.5). Из рис. 2 видно, что применение более теплопроводного материала значительно снижает температуру обтекаемого тела (до 800 К) при задании граничных условий первого рода, которые моделируют сток тепла в сферической части тела.

С использованием обозначений кривых рис. 2 на рис. 3 показана динамика изменения температуры поверхности в сечении $z = 1,65$ в зависимости от времени протекания процесса. Видно, что при граничных условиях первого рода при $z = z_1$ для менее теплопроводного материала (сталь, кривые 2, 2' для наветренной и подветренной сторон в

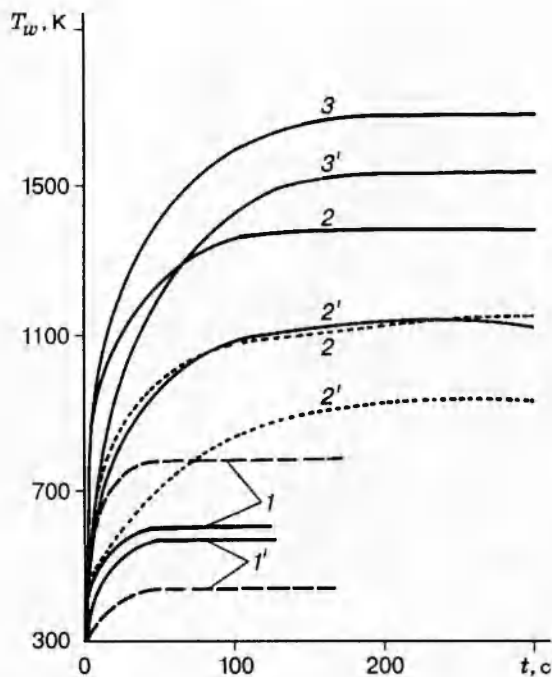


Рис. 3

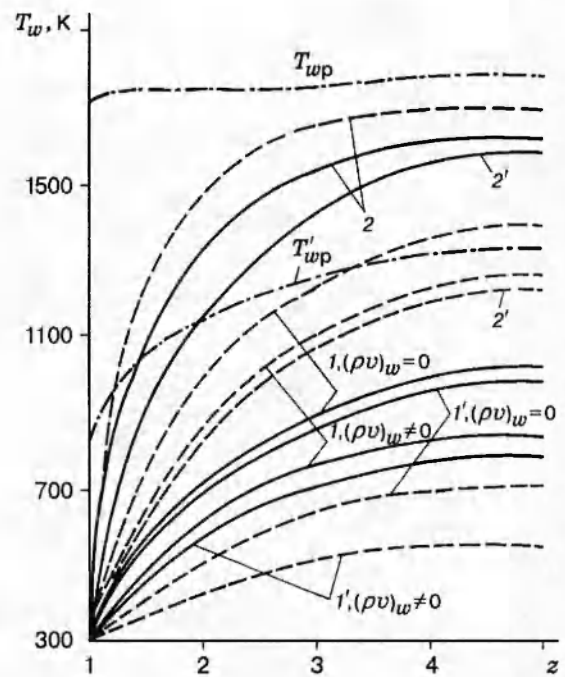


Рис. 4

плоскости симметрии) времена выхода на стационарный режим протекания процесса значительно возрастают по сравнению с более теплопроводным материалом (медь, кривые 1, 1'). Причем неучет перетекания тепла в окружном направлении почти не сказывается на временах достижения стационарных значений температуры (штриховые кривые 1, 1'). Слабое влияние на времена выхода на стационарный режим оказывает также вид условий (1.13), как следует из кривых 3, 3', полученных для стали при использовании адиабатических условий при $z = z_1$.

Влияние вдува с поверхности сферического затупления при $(\rho v)_w(0) = 3 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $a = 9$, $k_1 = 0,285$, $k_2 = 0,165$ показано на рис. 4. Здесь, как и на предыдущих рисунках, кривые 1, 1', отвечающие стационарной температуре T_w , получены для меди, 2, 2' — для стали. При $z = z_1$ использовалось граничное условие первого рода. Как и следовало ожидать, уменьшение теплового потока в завесной зоне приводит к снижению температур поверхности конической части тела, а также максимальной радиационной равновесной температуры при $\varphi = 0$. Сравнение кривых 1, 1', полученных в отсутствие и при наличии вдува, а также кривых 2, 2' с соответствующими кривыми рис. 1 показывает, что вдув газа вызывает большее расслоение температурных кривых $T_w(z)$ при $\varphi = 0, \pi$, что обусловлено поведением теплового потока $q_w(\varphi)$ вследствие попадания большей массы газа-охлаждителя на подветренную сторону конической части тела. Это, в свою очередь, при увеличении углов атаки будет вызывать возрастание роли перетекания тепла в окружном направлении. Вдув газа с поверхности сферического затупления приводит также к монотонному росту теплового потока q_w в области завесной зоны на коническом участке во всех меридиональных сечениях в отличие от данных рис. 1 [8]. Этот факт, в свою очередь, приводит к увеличению перетекания тепла по координате z на периферийных участках тела, поэтому штриховые кривые 2, 2' лежат ниже значений радиационной равновесной

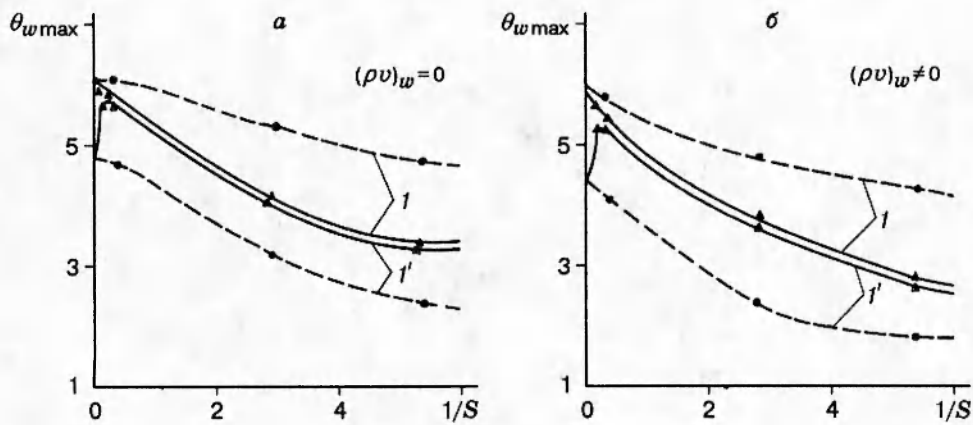


Рис. 5

температуры.

Динамика изменения температуры поверхности при наличии вдува близка к поведению соответствующих кривых в отсутствие вдува, как следует из сравнения кривых 2, 2' рис. 3 (пунктирные кривые 2, 2' получены при $(\rho v)_w \neq 0$).

Влияние перетекания тепла на максимальные значения температуры поверхности в окрестности плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах (кривые 1, 1') обобщено на рис. 5 для различных материалов при заданной температуре газа в сечении $z = z_1$. Как и выше, штриховые кривые здесь построены при неучете перетекания тепла в окружающем направлении. Рис. 5,а получен при отсутствии вдува со сферического затупления, а рис. 5,б — при $(\rho v)_w \neq 0$, величина $1/S = (\sqrt{\text{RePr}}(\lambda_{e0}/\lambda_*)^{-1}$ выражает отношение кондуктивного и конвективного потоков тепла, $T_* = T_n = 300$ К, \blacktriangle и \bullet соответствуют расчетам, проведенным при разных значениях параметра сопряженности.

Как и следовало ожидать, на наветренной стороне ($\varphi = 0$) зависимость $\theta_{w\max}$ от $1/S$ носит монотонно убывающий характер, причем по мере роста коэффициента теплопроводности материала неучет перетекания тепла в окружающем направлении завышает уровень максимальных температур до 1,5 раза. На подветренной стороне ($\varphi = \pi$) учет перетекания тепла в окружающем направлении меняет качественный характер кривой и приводит к значительному повышению уровня максимальных температур для различных материалов тела. Как видно из рис. 5, вдув заметно снижает максимальные температуры тела, но гораздо больший эффект по уменьшению $\theta_{w\max}$ связан с использованием теплопроводных материалов.

Таким образом, в работе исследовано влияние теплофизических характеристик материала на температурные поля в теле при задании теплового потока из газовой фазы в отсутствие и при наличии вдува с поверхности сферического затупления. Рассмотрено изменение λ_2 от значения $\lambda_2 = 0$, которое соответствует радиационной равновесной температуре $T_{wp}(z, \varphi)$, до значения $\lambda_2 \rightarrow \infty$, при котором получены формулы для отыскания стационарной изотермической температуры. Изучено влияние перетекания тепла в пространственном случае для ряда материалов. Показано, что выдув газа-охлаждителя приводит к снижению максимальной температуры поверхности тела за счет ослабления теплового потока в завесной зоне, однако гораздо больший эффект достигается в сочетании с использованием высокотеплопроводных материалов, обеспечивающих интенсивный

сток тепла в область пористого сферического затупления.

В заключение авторы выражают благодарность В. Д. Гольдину за предоставленные результаты газодинамических расчетов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-01-17286).

ЛИТЕРАТУРА

1. Башкин В. А., Решетько С. М. О максимальной температуре затупления с учетом теплопроводности // Учен. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 5. С. 53–59.
2. Башкин В. А., Решетько С. М. Температурный режим затупленных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учетом теплопроводности материала стенки // Учен. зап. ЦАГИ. 1990. Т. 21, № 4. С. 11–17.
3. Зинченко В. И., Катаев А. Г., Якимов А. С. Исследование температурных режимов обтекаемых тел при вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1992. № 6. С. 57–64.
4. Землянский Б. А., Степанов Г. Н. О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха / Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 173–177.
5. Зинченко В. И., Федорова О. П. Исследование пространственного турбулентного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена // ПМТФ. 1989. № 3. С. 118–124.
6. Антонов В. А., Гольдин В. Д., Пахомов Ф. М. Аэродинамика тел со вдувом. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990.
7. Харченко В. Н. Теплообмен в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое при вдуве охлаждающего газа через щель // Теплофизика высоких температур. 1972. № 1. С. 101–105.
8. Буреев А. В., Зинченко В. И. Расчет пространственного обтекания сферически затупленных конусов в окрестности плоскости симметрии при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1991. № 6. С. 72–78.
9. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981.
10. Гришин А. М., Тиванов Г. Г., Чепрасов А. И. Математическое моделирование тепловых состояний осесимметричных тел произвольного сечения с анизотропными включениями // ЧММСС. 1984. Т. 15, № 6. С. 41–58.

*Поступила в редакцию 15/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 28/VI 1995 г.*