

УДК 536.46:536.245.022

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОМАССОБМЕНА ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ БОЛЬШИХ ВРЕМЕНАХ ПОЛЕТА

В. И. Зинченко, В. Д. Гольдин, В. Г. Зверев

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета, 634050 Томск, Россия
E-mails: vladislav.zinchenko@bk.ru, vdg@math.tsu.ru, zverev@niipmm.tsu.ru

Рассмотрена задача о нестационарном сопряженном тепломассообмене при движении затупленного по сфере конусообразного тела, выполненного с использованием различных теплозащитных материалов. Путем численного интегрирования исследованы характеристики тепломассообмена при постоянных параметрах торможения (число Маха равно 6, высота 15 км, время полета 600 с), налагающих жесткие ограничения на выбор материалов для тепловой защиты. Показано, что использование перспективных керамических материалов обеспечивает допустимый температурный режим и сохранение исходной геометрии тела, в том числе при движении под углом атаки.

Ключевые слова: гиперзвуковая скорость, аэродинамический нагрев, тепловая защита, сопряженный тепломассообмен, теплозащитные материалы.

DOI: 10.15372/PMTF20180211

Введение. В настоящее время при полетах длительностью порядка нескольких десятков секунд тел с гиперзвуковыми скоростями на траекториях входа в атмосферу, как правило, используются пассивные методы тепловой защиты, основанные на использовании углеродных и угленаполненных аблирующих материалов [1–3], существенным недостатком которых является возможность изменения исходной геометрии тела, что негативно влияет на аэродинамические характеристики и баллистические параметры.

Поскольку при увеличении длительности полетов и использовании сложных траекторий [4] необходимо, чтобы сохранялась исходная геометрия тела, задача создания, исследования и применения новых теплозащитных материалов является актуальной.

При больших временах движения и различных теплофизических характеристиках материала тела помимо прогрева материала по толщине начинается его прогрев вдоль поверхности обтекаемой оболочки [5], а при углах атаки $\alpha \neq 0^\circ$ еще и по окружной координате. Сложный характер распределения температуры поверхности по продольной и окружной координатам даже при обтекании неразрушающегося тела, выполненного из однородного материала, обуславливает необходимость сопряженной постановки задачи для газовой и конденсированной фаз с соответствующими краевыми и начальными условиями [5–7].

Следует отметить, что при сверхзвуковом и гиперзвуковом осесимметричном обтекании неразрушающихся тел нестационарная задача сопряженного теплообмена при раз-

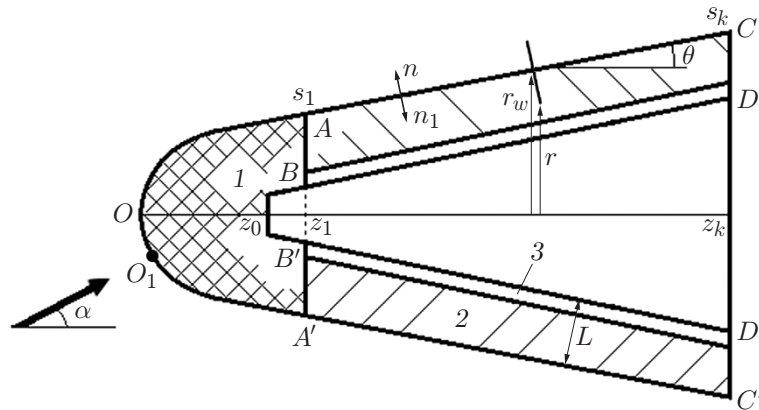


Рис. 1. Схема обтекаемого затупленного конусообразного тела:
 O_1 — передняя критическая точка; 1 — керамический материал, 2 — теплозащитное покрытие, 3 — титановая подложка

личных режимах течения в пограничном слое рассматривалась в работе [8]. В [9] данные исследования проведены для случая пространственного обтекания при неравновесных химических реакциях и термохимическом разрушении материала.

Целью настоящей работы является исследование теплозащитных свойств различных материалов, в том числе перспективных, для обеспечения тепловой защиты тела при длительности полета, составляющей несколько сотен секунд.

Постановка задачи. Рассмотрим движение затупленного по сфере конусообразного тела (рис. 1), состоящего из керамического носка (область 1) и конической части (область 2), выполненной из трех материалов: углепластикового, углеродного и керамического. Слои углепластикового и углеродного материалов имеют толщину $L = 15$ мм, слой керамического материала толщиной 12 мм расположен на титановой подложке толщиной 3 мм. Угол конусности тела равен $\theta = 5^\circ$, радиус сферического затупления принимается равным $R_N = 20$ мм либо $R_N = 100$ мм для реализации различных режимов течения в пограничном слое. Заметим, что в соответствии с работой [10] при $R_N = 20$ мм точка перехода находится в пограничном слое в окрестности координаты z_k , и режим течения полагается ламинарным.

Внутренний контур обтекаемой оболочки представляет собой конус с торцевым затуплением (см. рис. 1), для которого $z_0/R_N = 1,7$. Координата $z_1/R_N = 2$ определяет линию стыка различных материалов. Тело движется на высоте 15 км при числе Маха $M_\infty = 6$ в течение 600 с с постоянными параметрами торможения. Требуется определить тепловое состояние тела и параметры тепловой защиты в заданных условиях полета.

Для расчета течения в пространственном пограничном слое используем модель химически равновесного воздуха, что оправданно для заданной высоты и скорости полета. В предположении, что концентрации продуктов термохимического разрушения материала тела в воздушной смеси малы, а молекулярные и турбулентные числа Льюиса равны единице, запишем систему уравнений пограничного слоя в естественной системе координат (O, s, φ, n) (см. рис. 1) [7, 11]:

$$\frac{\partial(\rho u r_w)}{\partial s} + \frac{\partial(\rho v r_w)}{\partial n} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial \varphi} = 0,$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right),$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = -\frac{1}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial H}{\partial \varphi} \right) = \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\mu_\Sigma}{\text{Pr}_\Sigma} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (\text{Pr}_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} \right) \right] \right\},$$

$$P = \rho h \frac{\gamma_{\text{eff}} - 1}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad P = P_e(s, \varphi), \quad H = h + \frac{u^2 + w^2}{2}, \quad \mu_\Sigma = \mu + \Gamma \mu_t, \quad \text{Pr}_\Sigma = \frac{\mu_\Sigma \text{Pr} \text{Pr}_t}{\mu \text{Pr}_t + \Gamma \mu_t \text{Pr}}.$$

Здесь u, w, v — компоненты вектора скорости по продольной, окружной и нормальной координатам; P, ρ, h, H — давление, плотность, статическая и полная энтальпия смеси; γ_{eff} — эффективный показатель адиабаты; μ — динамическая вязкость; Pr — число Прандтля; Γ — коэффициент продольной перемежаемости; r_w — расстояние от поверхности тела до оси симметрии; индекс t соответствует турбулентному режиму течения; индексом Σ отмечены эффективные величины, учитывающие ламинарный и турбулентный режимы течения в пограничном слое, индексом e — величины на внешней границе пограничного слоя.

Следует отметить, что в отсутствие термохимического разрушения (вдува) теплозащитного материала справедливы уравнения пограничного слоя (1), поскольку концентрации химических элементов практически постоянны в направлении поперек пограничного слоя. В принятом приближении химически равновесного слоя в уравнении состояния используется эффективный показатель адиабаты $\gamma_{\text{eff}}(P, h)$ для воздушной смеси. Сравнение с результатами, полученными с использованием точной модели многокомпонентного пограничного слоя [9], показало, что такой подход является правомерным.

С учетом принятых допущений равновесный состав многокомпонентной смеси можно рассчитать независимо от решения основной системы уравнений (1).

Для расчета теплового режима в твердом теле используются следующие предположения о его геометрии и происходящих физико-химических процессах: 1) в слое теплозащитного покрытия, который может быть составным, в зависимости от вида материала может происходить термическое разложение (пиролиз) вещества, фильтрация газообразных продуктов, линейный унос вещества с нагреваемой поверхности вследствие сублимации и гетерогенных химических реакций; 2) имеются внутренние области-оболочки, которые не подвергаются термохимическому разрушению; 3) имеется внутренняя полость.

Для произвольной системы координат при использовании обозначений, принятых в [1, 12], система уравнений представляет собой законы сохранения энергии и массы в конденсированной фазе:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s h_s + \rho_g h_g) + \text{div} (\mathbf{G}_g h_g) = \text{div} (\lambda_\Sigma \nabla T); \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -W = -k_0 (\rho_s - \rho_{sk}) \exp \left(-\frac{E}{RT} \right), \quad \text{div} (\mathbf{G}_g) = W. \quad (3)$$

Здесь h_s, h_g — удельные энтальпии твердого каркаса и газа в пористом материале; \mathbf{G}_g — вектор потока массы фильтрующихся газов; T — температура; t — время; ρ_g, ρ_s — плотность газовой и твердой фаз в теплозащитном материале; ρ_{sk} — плотность коксового остатка; E, k_0, W — энергия активации, предэкспоненциальный множитель, суммарная скорость реакции термического разложения материала; λ_Σ — эффективная теплопроводность материала; индексы g, s соответствуют газовой и твердой фазам теплозащитного материала.

Уравнения (3) используются только для пористых материалов, в которых происходят реакция пиролиза и фильтрация газообразных продуктов разложения. Предполагается, что скорость фильтрации и вектор \mathbf{G}_g имеют только одну компоненту, направленную по

нормали к нагреваемой поверхности. Для керамического материала и титановой подложки система уравнений (2), (3) сводится к уравнению теплопроводности, записанному для произвольной системы координат.

Для оценки влияния распространения тепла в теле использовалось одномерное приближение (по координате n_1), следующее из общей модели, записанной в координатах $(O, s, \varphi, \bar{n}_1)$ ($\bar{n}_1 = n_1 - \delta(t)$ — координата, связанная с фронтом термохимического разложения). Имеем

$$\begin{aligned} \rho_s c_s \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \omega \frac{\partial T}{\partial \bar{n}_1} \right) + G_g c_{pg} \frac{r_w}{r_1} \frac{\partial T}{\partial \bar{n}_1} &= \frac{1}{r_1} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{n}_1} \left(r_1 \lambda_\Sigma \frac{\partial T}{\partial \bar{n}_1} \right) \right] - QW, \\ \frac{\partial G_g}{\partial \bar{n}_1} &= W, \quad G_g = \rho_g v_g, \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_s}{\partial \bar{n}_1} &= -W. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\omega = d\delta/dt = (\rho v)_w^{(2)}/\rho_s$ — скорость перемещения нагреваемой поверхности вследствие линейного уноса; $\delta(t) = \int_0^t \omega(\tau) d\tau$ — толщина унесенного слоя материала; $(\rho v)_w^{(2)}$ — скорость массового уноса вследствие гетерогенных реакций; Q — тепловой эффект реакции пиролиза; c_s, c_{pg} — теплоемкость материала и газа при постоянном давлении; r_1 — расстояние от точки тела до оси симметрии.

В области керамического носка и керамического материала конической части на подложке (см. рис. 1) система уравнений (4) сводится к одномерному уравнению теплопроводности, записанному в принятой системе координат.

Граничные и начальные условия для системы уравнений (1)–(4) имеют следующий вид:

— на внешней границе пограничного слоя при $n \rightarrow \infty$ —

$$u \rightarrow u_e(s, \varphi), \quad w = w_e(s, \varphi), \quad H_e = h_e + (u_e^2 + w_e^2)/2 = H_{e0}, \quad P_e = P_e(s, \varphi)$$

(P_e, u_e, w_e, h_e определяются из решения системы уравнений Эйлера [13] для химически равновесного воздуха);

— на поверхности обтекаемого тела $n = \bar{n}_1 = 0$ —

$$u_w(s, \varphi) = w_w(\varphi) = 0; \quad (5)$$

$$(\rho v)_w = (\rho v)_w^{(1)} + (\rho v)_w^{(2)}; \quad (6)$$

$$\left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial n} \right)_w - (\rho v)_w^{(2)} (h_w - h_s) - (\rho v)_w^{(1)} (h_w - h_w^{(1)}) - \varepsilon \sigma T_w^4 = - \left(\lambda_\Sigma \frac{\partial T}{\partial \bar{n}_1} \right)_w. \quad (7)$$

Здесь $(\rho v)_w = (\rho v)_w^{(1)} + (\rho v)_w^{(2)}$ — суммарная скорость массового уноса; $(\rho v)_w^{(1)} = -G_{gw} = \int_0^{L-\delta} W d\bar{n}_1$ — скорость массового уноса вследствие пиролиза материала; $h_w^{(1)}, h_s$ — энтальпия выдуваемых газов и конденсированной фазы; ε — коэффициент черноты поверхности; σ — постоянная Стефана — Больцмана; индекс w соответствует поверхности тела. В случае керамического покрытия выражение (6) принимает вид

$$(\rho v)_w^{(1)} = (\rho v)_w^{(2)} = 0.$$

На внутренней границе обтекаемой оболочки L задаются условия отсутствия потока тепла и равенства $G_g = 0$ для разлагающихся теплозащитных материалов, на границе облатей 1 и 2 (сечения $AB, A'B'$), а также на границе керамического и титанового слоев —

условия идеального теплового контакта. В сечениях CD и $C'D'$ на наветренной и подветренной поверхностях также принимаются условия тепловой изоляции. С учетом наличия плоскости симметрии течения получаем

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\pi} = 0.$$

Начальные условия для системы уравнений (2)–(4) имеют вид

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad \rho_s = \rho_{s0}.$$

Для определения состава продуктов гетерогенных химических реакций и энтальпии смеси на стенке $h_w = \sum_{i=1}^N c_{iw} h_{iw}$ законы сохранения на разрушаемой поверхности запишем в виде

$$J_{jw}^* + (\rho v)_w c_{jw}^* = \rho_s \omega c_{jw}^{*(1)} - G_{gw} c_{jw}^{*(1)}, \quad (\rho v)_w = -G_g + \rho_s \omega, \quad (8)$$

где $J_{jw}^* = (\alpha_T/c_p)(c_{je}^* - c_{jw}^*)$, $j = 1, \dots, N_{el}$ с учетом того, что поток тепла определяется следующим образом:

$$q_w = \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial n} \right)_w = \frac{\alpha_T}{c_p} (H_{e0} - h_w);$$

N_{el} — число элементов ($j = \text{Ar, C, O, N}$); J_{jw}^* — диффузионный поток j -го элемента смеси; α_T — коэффициент теплоотдачи.

С учетом кинетической схемы гетерогенных химических реакций, представленной в [9], в модель равновесных химических реакций на поверхности материала к условиям (8) добавлялись семь условий равновесия для концентраций 11 компонентов смеси ($i = \text{O, O}_2, \text{N, N}_2, \text{NO, Ar, CO, CO}_2, \text{C, C}_2, \text{C}_3$). Результаты анализа равновесного состава показывают, что при рассматриваемом в данной задаче уровне температур и давлений в смеси значительную долю могут составлять лишь компоненты $\text{O}_2, \text{N}_2, \text{Ar, CO, CO}_2$.

Система уравнений и граничных условий записывалась с использованием выражений для энтальпии смеси в виде

$$h = \sum_{i=1}^N c_i h_i, \quad h_i = \int_0^T c_{pi} dT + h_i^0,$$

где h_i — энтальпия i -го компонента; h_i^0 — энтальпия образования i -го компонента; c_i, c_j^* — концентрация i -го компонента и j -го элемента смеси.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [7, 14]. При расчете течения в области, переходной от ламинарного режима течения к турбулентному, использовался коэффициент продольной перемежаемости Γ [15].

Методика расчета и исходные данные. Система уравнений пространственного пограничного слоя решалась численно в переменных Дородницына — Лиза с помощью методов, предложенных в работах [16, 17].

При расчете течения на сферической части затупления использовалась локальная естественная система координат, связанная с точкой торможения O_1 , затем осуществлялся переход к принятой системе координат (O, s, φ, n) . Методика расчета турбулентного пограничного слоя и тестовые расчеты детально описаны в [9]. Метод расчета теплового поля обобщен на пространственный случай в соответствии с работой [18].

Использование предложенного подхода в общем случае обеспечило возможность расчета тепловых потоков для тел сложной геометрии с учетом составных областей с различными теплофизическими характеристиками. В случае одномерного приближения расчет проводился с помощью метода [17].

При численном решении краевой задачи в сопряженной постановке использовались следующие вычислительные модули.

1. В соответствии с заданными значениями скорости и высоты полета из системы уравнений Эйлера определялись поля характеристик в ударном слое: давление, компоненты скорости, энтальпия и параметры торможения P_{e0} , H_{e0} .

2. С учетом известного давления на поверхности обтекаемого тела $P_w(s, \varphi)/P_{e0}$ из системы уравнений на внешней границе пограничного слоя находились значения компонент скорости $u_e(s, \varphi)$, $w_e(s, \varphi)$, $h_e(s, \varphi)$.

3. При заданной температуре тела $T_w(s, \varphi)$ решалась система уравнений пространственного пограничного слоя, определялись тепловые потоки к телу и коэффициенты теплообмена $(\alpha_T/c_p)(s, \varphi)$ на поверхности. Для расчета плотности и связи энтальпии с температурой использовались таблицы равновесного состава воздуха, по которым также вычислялось значение эффективного показателя адиабаты $\gamma_{eff}(h, P)$.

4. При граничных условиях третьего рода с определенным на этапе 3 значением α_T/c_p решались уравнения сохранения в конденсированной фазе. Определялись поле температур в покрытии, скорость массового уноса при пиролизе материала $(\rho v)_w^{(1)}$, значения концентраций компонентов равновесного состава смеси на поверхности, скорость массового уноса $(\rho v)_w^{(2)}(s, \varphi)$, толщина унесенного слоя материала $\delta(s, \varphi)$ и энтальпия $h_w(s, \varphi)$.

5. С использованием полученных значений температуры поверхности $T_w(s, \varphi)$ и скорости вдува $(\rho v)_w(s, \varphi)$ в следующий момент времени осуществлялся переход на модуль 3.

Представленный алгоритм соответствует квазистационарной постановке задачи в газовой фазе и в общем случае требует переменного шага по времени в зависимости от условий движения по траектории.

Теплофизические характеристики композиционного керамического материала взяты из работы [19], для углепластикового материала использовались данные [7, 20]. Для углеродного материала при начальной температуре тела $\rho_s = 1910 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_s = 53,6 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $c_s = 723 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, для титановой подложки зависимость теплофизических характеристик от температуры приведена в [21]. Начальная температура материала тела полагалась равной 293 К.

Анализ результатов численного решения. Как следует из решения системы уравнений Эйлера в осесимметричном и трехмерном случаях для химически равновесного воздуха, значения давления на поверхности тела при $\alpha = 0, 5^\circ$ близки к табличным [22].

На рис. 2 для случая осесимметричного обтекания при $R_N = 100 \text{ мм}$ приведены распределения температуры, скорости массового уноса и линейного уноса для различных теплозащитных материалов на начальном этапе движения ($t < 200 \text{ с}$). Распределение температуры поверхности (см. рис. 2, а) для трех типов материалов определяется развитым турбулентным режимом течения с максимальным значением $T_w(z/R_N)$ на сферической части затупления. Второй максимум температуры при $z/R_N > 2$ обусловлен резким уменьшением толщины слоя теплозащитного материала на конической части по сравнению с толщиной носовой части тела (см. рис. 1), что приводит к более быстрому прогреву и увеличению температуры покрытия в данной области. Этот фактор определяет суммарную скорость массового $(\rho v)_w$ и линейного δ уноса в случае углепластикового и углеродного материалов (см. рис. 2, б). На рис. 2, б также для углепластикового материала приведены значения скорости массового уноса $(\rho v)_w^{(1)}$ вследствие пиролиза материала. Видно, что при увеличении

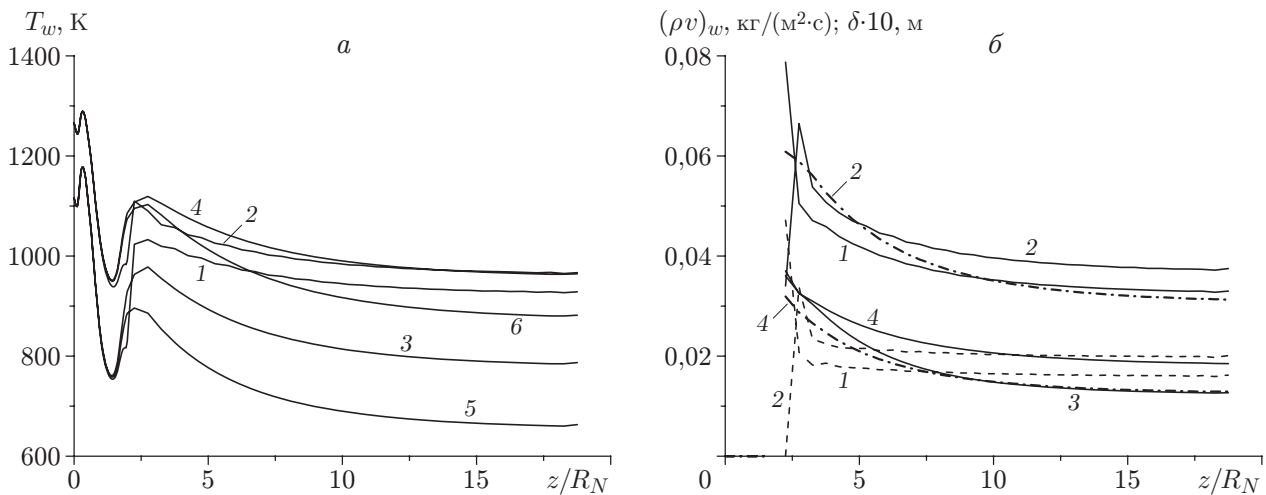


Рис. 2. Распределения температуры (а) и скорости уноса (б) на поверхности тела при $\alpha = 0^\circ$ и различных значениях времени t для различных теплозащитных материалов боковой поверхности:

1, 2 — углепластик, 3, 4 — углерод, 5, 6 — композиционная керамика на подложке; 1, 3, 5 — $t = 100$ с, 2, 4, 6 — $t = 200$ с; сплошные линии — суммарная скорость массового уноса $(\rho v)_w$, штрихпунктирные — толщина унесенного слоя δ , штриховые — скорость массового уноса $(\rho v)_w^{(1)}$ вследствие пиролиза

времени скорость массового уноса $(\rho v)_w$ имеет максимум, который с течением времени смещается по продольной координате. Это обусловлено немонотонным поведением величины $(\rho v)_w^{(1)}(z/R_N)$ вследствие окончания процесса пиролиза в окрестности координаты z_1/R_N . В случае углепластикового покрытия толщина унесенного слоя материала δ в 2,5–3 раза больше, чем в случае углеродного покрытия, и при времени полета $t < 200$ с начальный контур тела значительно искажается. Так, максимальная толщина унесенного слоя составляет приблизительно 40 и 20 % начальной толщины покрытия для углепластикового и углеродного материалов соответственно.

На рис. 2,а видно, что при использовании керамического материала температура поверхности в периферийной зоне $z/R_N \geq 10$ при $t = 100$ с уменьшается на 120 и 200 К в случае углеродного и углепластикового материалов соответственно, при $t = 200$ с это уменьшение составляет приблизительно 100 К.

Рассмотрим характеристики теплообмена при использовании керамического теплозащитного материала во всем диапазоне времени полета при различных радиусах затупления тела и углах атаки (рис. 3–9).

На рис. 3 для нулевого угла атаки α приведены распределения теплового потока на сферической и боковой поверхностях тела в начальный и конечный моменты времени для двух радиусов затупления R_N . Видно, что при $t = 0$, $R_N = 20$ мм в пограничном слое реализуется ламинарный режим течения с максимальным значением теплового потока в окрестности критической точки. На боковой поверхности при $R_N = 20$ мм значение $q_w(z/R_N)$ фактически в два раза меньше соответствующего значения q_w при $R_N = 100$ мм, при котором реализуется режим турбулентного пограничного слоя. Для той же области при $t = 600$ с значения q_w при $R_N = 20$ мм также меньше значений q_w при $R_N = 100$ мм на 50 %. Такое поведение теплового потока определяет распределения температуры поверхности T_w , приведенные на рис. 4 для двух моментов времени ($t = 200, 600$ с). Видно, что уменьшение радиуса затупления приводит к уменьшению T_w на периферийной части

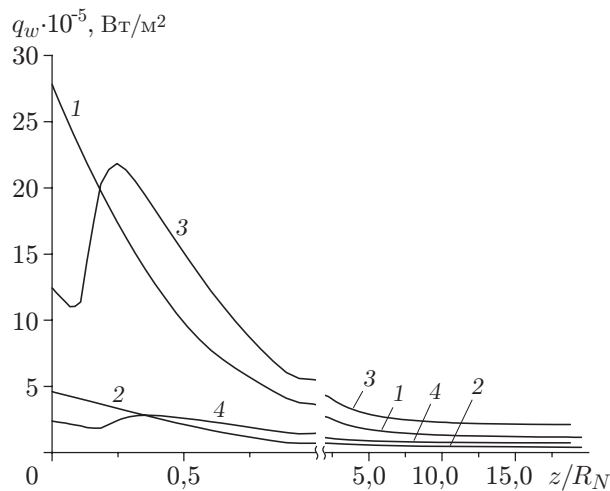


Рис. 3

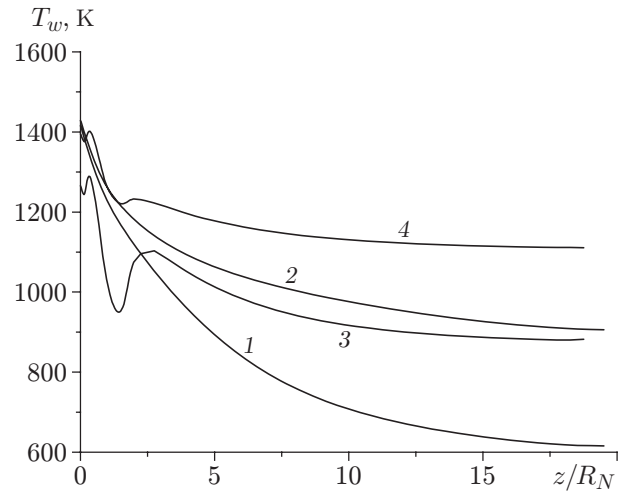


Рис. 4

Рис. 3. Распределения теплового потока на сферической и боковой поверхностях тела при $\alpha = 0^\circ$ и различных значениях времени t и радиуса затупления R_N : 1, 2 — $R_N = 20$ мм, 3, 4 — $R_N = 100$ мм; 1, 3 — $t = 0$, 2, 4 — $t = 600$ с

Рис. 4. Распределения температуры поверхности тела при $\alpha = 0^\circ$ и различных значениях времени t и радиуса затупления R_N : 1, 2 — $R_N = 20$ мм, 3, 4 — $R_N = 100$ мм; 1, 3 — $t = 200$ с, 2, 4 — $t = 600$ с

тела более чем на 200 К. Для двух значений R_N характер распределения $T_w(z/R_N)$ на конической части тела определяется тем, что при $R_N = 20$ мм и заданной толщине покрытия $L/R_N = 0,75$. Это обеспечивает монотонный характер распределения $T_w(z/R_N)$. При $R_N = 100$ мм $L/R_N = 0,15$ и имеет место резкое изменение толщины теплозащитного покрытия. Как следствие, распределение $T_w(z/R_N)$ в этой области имеет немонотонный характер.

Представляет интерес сравнение полученных результатов с результатами решения одномерного уравнения энергии в твердом теле, а также сопоставление температуры поверхности с радиационно-равновесной температурой T_{wr} , которая определяется из условия баланса энергии на поверхности тела:

$$\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial n} \right)_w - \varepsilon \sigma T_{wr}^4 = 0.$$

Для приведенных выше условий полета на рис. 5 при $t = 600$ с и различных радиусах затупления приведены распределения температуры сферической и боковой поверхностей тела. В случае ламинарного режима течения в пограничном слое (кривые 1) учет распространения тепла на лобовой части тела при $z/R_N < 0,4$ приводит к уменьшению T_w на 120 К по сравнению с радиационно-равновесным значением T_{wr} . Для той же области T_{wr} совпадает со значением T_w , определенным в случае одномерной постановки задачи. Для конической части тела при координате $z/R_N \geq 2$, вдоль которой градиенты искомых величин существенно уменьшаются, значения температуры поверхности, полученные в двумерной и одномерной постановках, близки. При $z/R_N \geq 8$ значения T_w значительно меньше T_{wr} , что свидетельствует о сохраняющемся нестационарном характере процесса для этой области вследствие меньших тепловых нагрузок. Это подтверждают приведенные на рис. 6 зависимости температуры поверхности от времени в критической и периферийной точках. При $t \rightarrow \infty$ значения T_w в обеих постановках и T_{wr} становятся близкими.

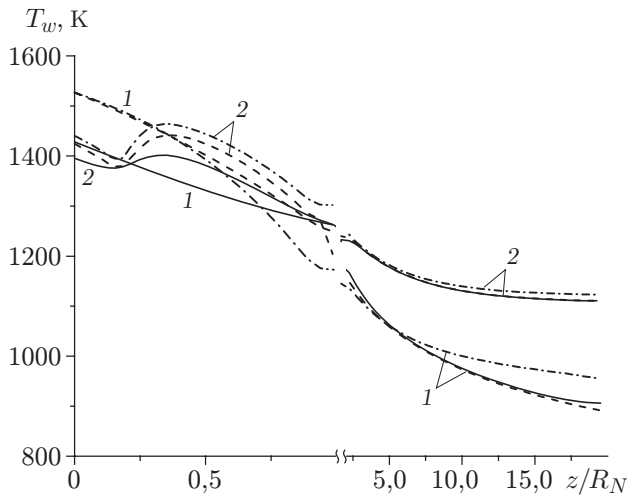


Рис. 5

Рис. 5. Распределения температуры сферической и боковой поверхностей тела при $\alpha = 0^\circ$, $t = 600$ с и различных значениях радиуса затупления R_N :

1 — $R_N = 20$ мм, 2 — $R_N = 100$ м; сплошные линии — двумерный расчет, штриховые — одномерный расчет, штрихпунктирные — радиационно-равновесная температура T_{wr}

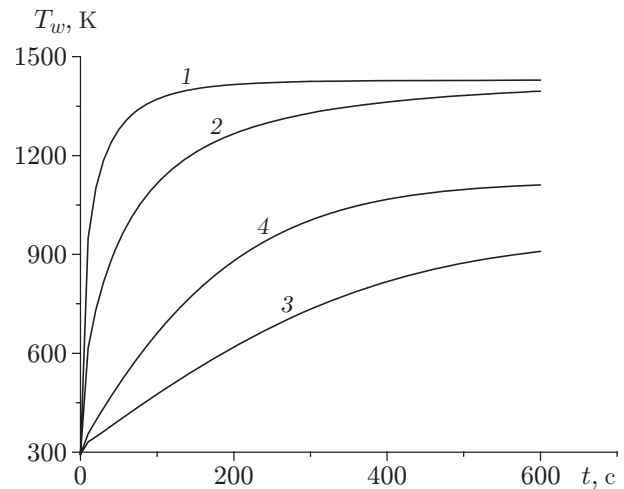


Рис. 6

Рис. 6. Зависимости температуры поверхности тела от времени t при $\alpha = 0^\circ$ и различных значениях координаты z/R_N и радиуса затупления R_N :

1, 2 — $z/R_N = 0$ (критическая точка), 3, 4 — $z/R_N = 18$; 1, 3 — $R_N = 20$ мм, 2, 4 — $R_N = 100$ мм

В случае турбулентного режима течения в пограничном слое (кривые 2 на рис. 5) температура T_w вследствие распространения тепла уменьшается менее существенно, чем в одномерном случае и чем радиационно-равновесная температура T_{wr} . В области максимальных значений T_w различие указанных температур составляет 40 и 80 К соответственно. Этот результат согласуется с данными [8] и обусловлен также наличием положительного градиента $\partial T_w / \partial z$ на лобовой части, что уменьшает тепловые потоки к телу по сравнению со случаем изотермической поверхности. В периферийной области при $t = 600$ с температура поверхности близка к стационарным значениям (кривая 4 на рис. 6); значения T_w хорошо согласуются с T_{wr} и со значениями, полученными по одномерной модели (см. рис. 5).

Таким образом, для заданных больших времен полета максимальную температуру поверхности на сферической части затупления можно уменьшить за счет распространения тепла в продольном направлении. Значительное уменьшение температуры $T_w(z/R_N)$ по сравнению с ее значением, полученным в одномерной постановке задачи, наблюдается в случае ламинарного режима течения в пограничном слое, реализуемого при постоянных параметрах торможения и соответствующем выборе геометрических характеристик затупления.

На периферийной части конической поверхности при принятых граничных условиях механизм распространения тепла в продольном направлении не оказывает существенного влияния на формирование поля температур, и может быть использована одномерная постановка задачи. Уменьшить T_w по сравнению с T_{wr} можно путем создания условий для увеличения времени выхода T_w на стационарный режим. Используя известное решение линейного одномерного уравнения теплопроводности при принятых выше граничных условиях [23], при малых числах Био $Bi = \alpha_T L / \lambda_s$ приближенное решение, совпадающее

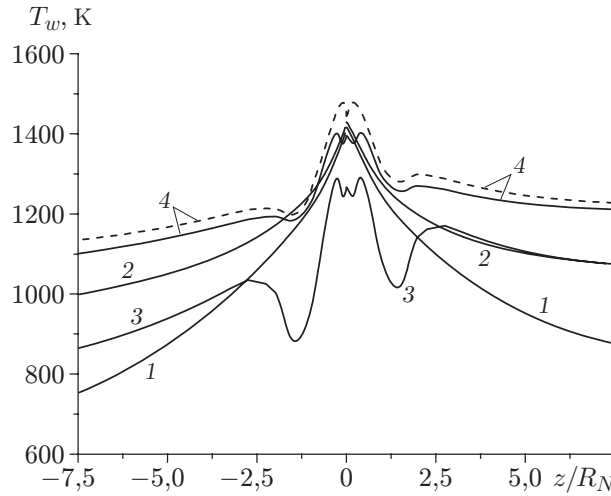


Рис. 7. Распределения температуры лобовой и боковой поверхностей тела при $\alpha = 5^\circ$ и различных значениях времени t и радиуса затупления R_N :
 1, 3 — $t = 200$ с, 2, 4 — $t = 600$ с; 1, 2 — $R_N = 20$ мм, 3, 4 — $R_N = 100$ мм; штриховая линия — расчет по формулам [24] при $t = 600$ с, $R_N = 100$ мм

с данными расчетов, запишем в виде

$$T_w = T_{wr} - (T_{wr} - T_0) \exp\left(-\frac{\alpha_T t}{\rho_s c_s L}\right), \quad \alpha_T = \frac{q_w}{T_{wr} - T_w}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что при заданных теплофизических характеристиках материала и толщине L определяющей величиной является коэффициент теплообмена α_T , и при ламинарном режиме течения в пограничном слое время выхода на стационарный режим существенно увеличивается (см. рис. 5, 6).

Влияние угла атаки на распределение температур показано на рис. 7–9. На рис. 7 для угла атаки $\alpha = 5^\circ$ в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной (отрицательные значения z/R_N) поверхностях приведены полученные зависимости $T_w(z/R_N)$ в моменты времени $t = 200, 600$ с при двух значениях R_N . Результаты, полученные для лобовой ($z/R_N \leq 1$) и сферической поверхностей, близки к данным для осесимметричного течения. Видно, что для периферийных значений z/R_N разность температур наветренной и подветренной поверхностей достигает 250 К для расчетных времен полета при двух режимах течения в пограничном слое. Сравнение данных, приведенных на рис. 7, 4, показывает, что на наветренной поверхности конической части тела при $t = 600$ с T_w увеличивается на 150 К при $R_N = 20$ мм и на 50 К при $R_N = 100$ мм по сравнению со случаем осесимметричного обтекания.

Штриховая кривая на рис. 7 получена в случае отдельной постановки задачи, в которой для потоковых величин газовой фазы используются формулы [24] для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое. Сравнение результатов решения задачи в сопряженной и отдельной постановках показывает, что погрешность определения T_w на наиболее теплонапряженной наветренной поверхности не превышает 8 %.

Представляет интерес сравнить результаты решения задачи для твердого тела в трехмерной и одномерной постановках, а также значения найденных температур со значением T_{wr} в пространственном случае. На рис. 8 показаны распределения T_w по окружной координате φ в различных сечениях z/R_N для момента времени $t = 600$ с. На рис. 9 приведены зависимости $T_w(t)$ в различных сечениях на наветренной и подветренной поверхностях. Как и в осесимметричном случае, в конечный момент времени при турбулентном

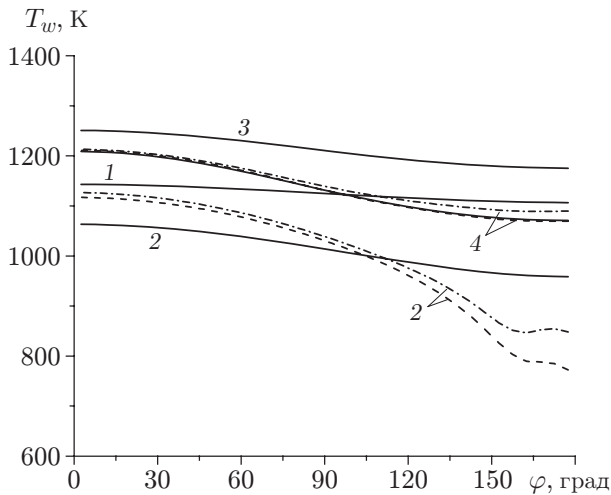


Рис. 8

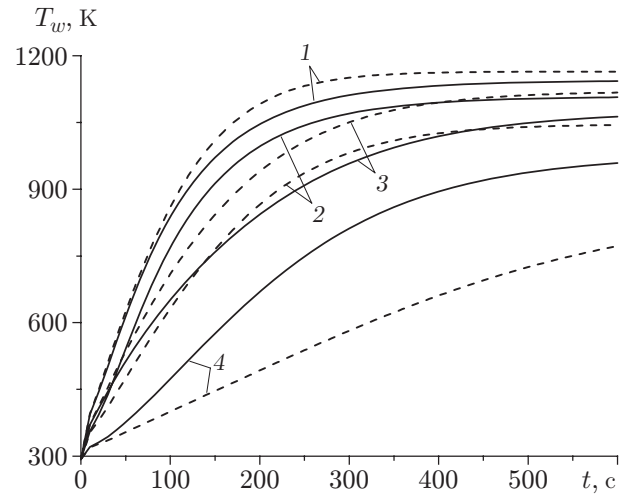


Рис. 9

Рис. 8. Зависимость температуры поверхности тела от окружной координаты при $t = 600$ с, $\alpha = 5^\circ$ и различных значениях координаты z/R_N и радиуса затупления R_N :

1, 2 — $R_N = 20$ мм, 3, 4 — $R_N = 100$ мм; 1, 3 — $z/R_N = 3,25$, 2, 4 — $z/R_N = 10,25$; сплошные линии — трехмерный расчет, штриховые — одномерный расчет, штрихпунктирные линии — радиационно-равновесная температура

Рис. 9. Зависимость температуры поверхности тела от времени при $\alpha = 5^\circ$, $R_N = 20$ мм и различных значениях координаты z/R_N :

1, 2 — $z/R_N = 3,25$, 3, 4 — $z/R_N = 10,25$; 1, 3 — наветренная поверхность, 2, 4 — подветренная поверхность; сплошные линии — трехмерный расчет, штриховые — одномерный расчет

режиме течения значение T_w удовлетворительно согласуется со значением T_{wr} (кривые 4 на рис. 8). При ламинарном режиме течения (кривые 2 на рис. 8) учет распространения тепла по окружной и продольной координатам приводит к уменьшению T_w на наветренной поверхности и ее увеличению на подветренной поверхности. При этом в окрестности координаты $\varphi = 180^\circ$ значение T_w больше T_{wr} на 120 К, а также на 180 К больше значений, полученных по одномерной модели распространения тепла в твердом теле. Это обусловлено неустановившимся характером процесса на подветренной поверхности в сечении $z/R_N = 10,25$ (кривые 4 на рис. 9).

Заключение. В работе проведено сравнение эффективности использования ряда традиционных и перспективных теплозащитных материалов при больших временах полета. Показано, что высокотемпературные керамические покрытия, в отличие от традиционных угленаполненных материалов, обеспечивают сохранение исходной геометрии и значительное уменьшение температуры поверхности тела.

Для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое и различных материалов покрытия исследовано влияние распространения тепла в продольном и окружном направлениях. Определены границы области применимости упрощенных одномерных подходов для описания распространения тепла в материале покрытия при больших временах процесса.

Рассмотрены и обоснованы способы уменьшения температуры поверхности тела за счет распространения тепла, а также путем увеличения времени выхода на стационарный режим. Показано, что при пространственном обтекании тела распространение тепла

в окружном направлении может определять значительное увеличение температуры на подветренной поверхности тела.

Обобщен предложенный ранее метод решения задачи для конденсированной фазы на пространственный случай, что позволило создать программный комплекс для расчета теплового состояния тел сложной геометрии с учетом составных областей из различных материалов и термохимического уноса материала поверхности.

Полученные результаты позволяют использовать созданное программно-методическое обеспечение для решения задачи в сопряженной постановке при проектировании тепловой защиты гиперзвуковых изделий, движущихся по траектории под углами атаки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Полежаев Ю. В.** Тепловая защита / Ю. В. Полежаев, Ф. П. Юревич. М.: Энергия, 1976.
2. **Горский В. В.** Математическое моделирование процессов тепло- и массообмена при аэротермохимическом разрушении композиционных теплозащитных материалов на кремнеземной основе / В. В. Горский, П. Я. Носатенко. М.: Науч. мир, 2008.
3. **Сидняев Н. И.** Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающимся покрытием // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 4. С. 501–522.
4. **Фомин В. М., Аульченко С. М., Звегинцев В. И.** Полет гиперзвукового летательного аппарата с прямоточным воздушно-реактивным двигателем по рикошетирующей траектории // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 4. С. 85–94.
5. **Башкин В. А., Решетько С. М.** Температурный режим затупленных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учетом теплопроводности материала стенки // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1990. Т. 21, № 4. С. 11–17.
6. **Зинченко В. И., Лаева В. И., Сандрыкина Т. С.** Расчет температурных режимов обтекаемых тел с различными теплофизическими характеристиками // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 5. С. 106–114.
7. **Гришин А. М.** Математическое и физическое моделирование тепловой защиты / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, В. И. Зинченко, К. Н. Ефимов, А. С. Якимов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011.
8. **Башкин В. А., Решетько С. М.** О температурном режиме на затупленных конусах и клиньях при наличии областей переходного и турбулентного течений // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1993. Т. 24, № 1. С. 163–166.
9. **Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С.** Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91. DOI: 10.1134/S0018151X10051049.
10. **Бражко В. Н., Ваганов А. В., Ковалева Н. А. и др.** Экспериментальные и расчетные исследования перехода в пограничном слое на затупленных конусах при сверхзвуковом обтекании // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2009. Т. 40, № 3. С. 21–27.
11. **Зинченко В. И.** Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985.
12. **Гришин А. М.** Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред / А. М. Гришин, В. М. Фомин. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
13. **Антонов В. А.** Аэродинамика тел со вдувом / В. А. Антонов, В. Д. Гольдин, Ф. М. Пахомов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990.

14. **Cebeci T.** Physical and computational aspects of convective heat transfer / T. Cebeci, P. Bradshaw. N. Y.: Springer-Verlag, 1984.
15. **Chen K. K., Thyson N. A.** Extension of Emmons' spot theory to flows on blunt bodies // AIAA J. 1971. V. 9, N 5. P. 821–825.
16. **Гришин А. М.** Итерационно-интерполяционный метод и его приложения / А. М. Гришин, В. Н. Берцун, В. И. Зинченко. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981.
17. **Петухов И. В.** Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–324.
18. **Гаджиев А. Д., Писарев В. Н., Шестаков А. А.** Метод расчета двумерных задач теплопроводности на неортогональных сетках // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1982. Т. 22, № 2. С. 339–347.
19. **Каблов Е. Н., Гращенков Д. В., Исаева Н. В., Солнцев С. С.** Перспективные высокотемпературные керамические композиционные материалы // Рос. хим. журн. 2010. Т. 54, № 1. С. 20–24.
20. **Несмелов В. В.** Влияние темпа нагрева на характеристики теплопереноса при термической деструкции фенольного углепластика // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 53–58.
21. **Зиновьев В. Е.** Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия, 1989.
22. **Лунев В. В.** Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений / В. В. Лунев, К. М. Магомедов, В. Г. Павлов. М.: Вычисл. центр АН СССР, 1968.
23. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.
24. **Землянский Б. А., Степанов Г. Н.** О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 5. С. 173–177.

*Поступила в редакцию 21/II 2017 г.,
в окончательном варианте — 26/VI 2017 г.*
