

УДК 536.46:536.245.022

**РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СОПРЯЖЕННОГО
ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ПРИ ВДУВЕ ГАЗА И
ТЕРМОХИМИЧЕСКОМ РАЗРУШЕНИИ В ЗАВЕСНОЙ ЗОНЕ***

В. И. Зинченко, А. Г. Катаев, А. С. Якимов

*НИИ прикладной математики и механики,
634055 Томск*

Как показано в [1], вдув газа с поверхности сферического затупления наряду с перетеканием тепла вдоль образующей может служить эффективным способом снижения температур поверхности в областях, где реализуются максимальные тепловые нагрузки. При возрастании энтальпии и давления торможения за участком вдува в области тепловой завесы может достигаться режим термохимического разрушения, характеристики которого будут связаны с параметрами обтекания, интенсивностью расхода вдуваемого газа-охладителя, теплофизическими характеристиками обтекаемой оболочки и ее геометрией.

В данной работе рассмотрено решение задачи прогрева и термохимического разрушения при сверхзвуковом обтекании высокоэнтальпийным потоком воздуха затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое и вдуве газа с поверхности затупления. Изучено влияние интенсивности расхода вдуваемого газа и перетекания тепла вдоль образующей на характеристики сопряженного тепло- и массообмена и термохимического разрушения углеграфитового материала конической части.

1. Характеристики сопряженного тепло- и массообмена будем отыскивать из решения системы уравнений, описывающей изменение осредненных величин в пограничном слое, уравнения сохранения энергии для пористой сферической затупления и нестационарного уравнения теплопроводности для конической части оболочки, записанного в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения.

В переменных Дородницына — Лиза система уравнений пограничного слоя с учетом ламинарной, переходной и турбулентной областей течения в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + \beta \left(\bar{u}^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right); \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{l}{\text{Pr}_\Sigma} \frac{\partial g}{\partial \eta} + \frac{u_e^2}{H_e} \left(1 - \frac{1}{\text{Pr}_\Sigma} \right) \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right] + f \frac{\partial g}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial g}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \eta} \right); \quad (1.2)$$

$$p = \rho h \frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3}. \quad (1.3)$$

Для пористой сферической оболочки ($0 \leq s < s_1$) при допущении об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нор-

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17286).

мали к поверхности в рассматриваемой системе координат имеем

$$\rho_1 c_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{H_1 r} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r}{H_1} \lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r H_1 \lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) \right] + (\rho v)_{1w} \frac{r_w}{r H_1} c_{pr} \frac{\partial T}{\partial n_1}. \quad (1.4)$$

Для конической части тела ($s_1 \leq s \leq s_k$) уравнение теплопроводности примет вид

$$\rho_2 c_2 \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \omega \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(r \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) \right], \quad \omega = \frac{(\rho v)_{2w}}{\rho_2}. \quad (1.5)$$

Граничные и начальные условия запишем следующим образом:

$$\bar{u}(\xi, \infty) = g(\xi, \infty) = 1; \quad (1.6)$$

$$\bar{u}(\xi, 0) = 0, \quad f(0, \xi) = f_w = - \frac{\int_0^\xi (\rho v)_w r_w d\xi}{\left(\frac{2}{R_N} \int_0^\xi \rho_e \mu_e u_e r_w^2 d\xi \right)^{0,5}},$$

$$\left. \frac{\mu_w}{r \Gamma_w} \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w - \varepsilon_1 \sigma T_w^4 = -\lambda_1 (1 - \varphi) \left. \frac{\partial T}{\partial n_1} \right|_w, \quad 0 \leq s < s_1, \quad (1.7)$$

$$\left. \frac{\mu_w}{r \Gamma_w} \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w - \varepsilon_2 \sigma T_w^4 - (\rho v)_{2w} (h_w - h_c) = -\lambda_2 \left. \frac{\partial T}{\partial n_1} \right|_w, \quad s_1 \leq s \leq s_k,$$

$$J_{iw} + (\rho v)_{2w} c_{iw} = R_i, \quad i = \overline{1, N-1}, \quad (\rho v)_{2w} = \sum_{i=1}^N R_i;$$

$$\left(\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) \Big|_{n_1=L_H} =$$

$$= (\rho v)_{1w} c_{pr} \frac{r_w}{(r H_1)_{n_1=L_H}} (T_H - T|_{n_1=L_H}), \quad 0 \leq s < s_1, \quad (1.8)$$

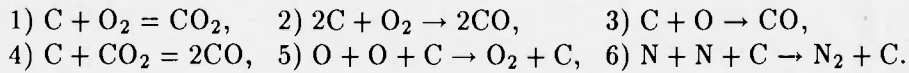
$$\lambda_2 \left. \frac{\partial T}{\partial n_1} \right|_{n_1=L} = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_k, \quad L = L_H - \int_0^t \omega dt;$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_{s=0} = 0, \quad \frac{\lambda_1 (1 - \varphi)}{H_1} \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_{s=s_1} = \lambda_2 \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_{s=s_1}, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_{s=s_k} = 0; \quad (1.9)$$

$$T|_{t=0} = T_H. \quad (1.10)$$

При записи постановки задачи эффективный показатель адиабаты γ , для химически равновесного воздуха определялся из [2], в качестве вдуваемого газа-охладителя выступает воздух. Считалось, что продукты разрушения углеграфитовой конической части слабо разбавляют воздушную смесь и незначительно сказываются на коэффициентах переноса. При допущении о равенстве чисел Льюиса единице величина теплового потока $\left. \frac{\mu_w}{r \Gamma_w} \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w$ определялась из системы уравнений в газовой фазе, а значе-

ния диффузионных потоков J_{iw} находились с учетом аналогии процессов тепло- и массообмена. Расход газа с поверхности пористого затупления $(\rho v)_{1w}$ считался заданным либо определялся через разность квадратов давлений в полости оболочки и на внешней границе пограничного слоя после интегрирования уравнения Дарси. На границе раздела сред при $s \geq s_1$ рассматривалась кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций [3, 4]:



Молярные и массовые скорости протекания данных химических реакций подробно описаны в [4], и выражение для массовой скорости уноса имеет вид

$$\begin{aligned} (\rho v)_{2w} = \rho_w \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right]. \quad (1.11) \end{aligned}$$

В (1.11) порядковый номер компонентов соответствует следующему порядку их перечисления: O, O₂, N, N₂, CO, CO₂;

$$B_j = k_j \exp \left(- \frac{E_j}{RT_w} \right); \quad \rho_w = \frac{p_e m_w}{RT_w}.$$

Здесь и ниже

$$\begin{aligned} \bar{u} = \frac{u}{u_e}, \quad g = \frac{H}{H_{e0}} \quad \text{— безразмерные значения скорости и полной энтальпии;} \\ \xi = \frac{s}{R_N}, \quad \eta = \frac{u_e r_w}{\left(2 \int_0^s \rho_e \mu_e u_e r_w^2 ds \right)^{1/2}} \int_0^\eta \rho dn \quad \text{— переменные Лордоницына —} \end{aligned}$$

Лиза;

$$\alpha = \frac{2 \int_0^\xi \rho_e \mu_e u_e r_w^2 d\xi}{\rho_e \mu_e u_e r_w^2}, \quad \beta = \frac{1}{u_e} \frac{du_e}{d\xi} \alpha \quad \text{— безразмерные параметры;}$$

r, H_1 — коэффициенты Ламэ;

n_1 направлена по нормали к внешнему контуру тела в глубину материала;

φ — пористость;

ω — линейная скорость перемещения поверхности разрушения;

$$h_w = \sum_{i=1}^N c_{iw} h_{iw}, \quad m_w = \left(\sum_{i=1}^N \frac{c_{iw}}{m_i} \right)^{-1} \quad \text{— энтальпия смеси и средняя молекулярная масса на стенке;}$$

L_H — начальная толщина обтекаемой оболочки;

E_j, k_j — энергия активации и предэкспонент j -й гетерогенной реакции;

c_i — массовая концентрация i -го компонента;

R_N — радиус сферического затупления.

Для ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое

$$l = \frac{\rho(\mu + \Gamma\mu_T)}{\rho_e \mu_e}, \quad \text{Pr}_\Sigma = \frac{(\mu + \Gamma\mu_T)\text{PrPr}_T}{\mu\text{Pr}_T + \Gamma\mu_T\text{Pr}}.$$

Индексы $e, e0, w$ отвечают величинам на внешней границе пограничного слоя, в точке торможения и на поверхности обтекаемого тела, 1, 2 — характеристикам конденсированной фазы сферической и конической частей тела, g — газовой фазе пористой сферической оболочки, t, n — характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям. В выражении для функции тока f_w из (1.7) $(\rho v)_w$ принимает значения $(\rho v)_{1w}$ при $0 \leq \xi < \xi_1$, $(\rho v)_w = (\rho v)_{2w}$ при $\xi_1 \leq \xi \leq \xi_k$.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [5], подробно выписанная и оттестированная в [6, 7]. При численном интегрировании $Pr = 0,72$, $Pr_T = 1$. Для уравнения пограничного слоя с помощью итерационно-интерполяционного метода [8] были получены комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомым характеристикам на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Это позволило проводить расчеты в широком диапазоне чисел Рейнольдса и интенсивностей расхода двухфазного газа. Расчет двумерных уравнений (1.4), (1.5) проводился методом расщепления [9] в комбинации с методом [8].

С учетом квазистационарного характера процессов в газовой фазе алгоритм расчета строился следующим образом: при заданных параметрах торможения для известного распределения давления вдоль обтекаемого тела находились значения величин на внешней границе пограничного слоя, включая значения концентраций c_{ie} ; при заданном начальном значении T_{wn} проводился расчет системы уравнений (1.1)–(1.3) с учетом известного распределения $(\rho v)_{1w}$ и отыскивался тепловой поток к поверхности тела $\frac{u_w}{Pr_v} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w$; из условий сохранения массы компонентов в (1.7) определялись состав газов на стенке c_{iw} , энтальпия смеси на стенке h_w и скорость массового уноса $(\rho v)_{2w}$. Затем проводился расчет уравнений (1.4), (1.5) с соответствующими граничными и начальными условиями и находилась новая температура поверхности $T_w(\xi)$. После чего процесс повторялся указанным выше способом.

При решении задачи в k -фазе обеспечивался автоматический выбор шага по времени из условия заданной точности, для достижения стационарного режима требовалось от 80 до 200 шагов по времени в зависимости от подводимого теплового потока.

2. Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора 5° проводились для условий испытаний и геометрии модели из [10]: $M_\infty = 5$, $R_N = 0,0508$ м. При этом температура торможения T_{e0} выбиралась равной 4000 К, давление торможения менялось от $3,125 \cdot 10^5$ до 10^6 Н/м², расходы газа-охлаждителя от $(\rho v)_{1w}(s) = \text{const} = 1,626$ кг/(м²·с) до $(\rho v)_{1w} = 13$ кг/(м²·с). Толщина оболочки L_n бралась равной $2,2 \cdot 10^{-3}$ и $15 \cdot 10^{-3}$ м. Теплофизические характеристики пористого затупления соответствовали стали ($\rho_1 c_1 (1 - \varphi) = 4,68 \cdot 10^6$ Дж/(м³·К), $\lambda_1 (1 - \varphi) = 23$ Вт/(м·К)). Для графитового материала конической оболочки теплофизические коэффициенты задавались из [11]. Степень черноты $\epsilon_1 = 0,7$, $\epsilon_2 = 0,85$, кинетические характеристики гетерогенных реакций брались из [3, 12], энтальпия графита h_C рассчитывалась по формуле из [13].

На рис. 1, 2 приведены распределения тепловых потоков и температур поверхности, а также скоростей массового уноса в завесной зоне в различные моменты времени. Здесь $p_{e0} = 3,125 \cdot 10^5$ Н/м², кривые 1 отвечают начальному моменту времени $t = 0$ ($T_w = T_n = 288$ К), 2 соответствуют $t = 5$ с, а 3 получены для стационарного режима, который достигается для различных значений времени, зависящих от условий обтекания и значения L_n . Штриховые кривые найдены при $(\rho v)_{1w} = 1,626$ кг/(м²·с),

$L_H = 2,2 \cdot 10^{-3}$ м, пунктирные — при $(\rho v)_{1w} = 1,626$ кг/(м²·с), $L_H = 15 \cdot 10^{-3}$ м, штрихпунктирные с одной и двумя точками отвечают $L_H = 15 \cdot 10^{-3}$ м и $(\rho v)_{1w} = 6,5$ кг/(м²·с), $(\rho v)_{1w} = 13$ кг/(м²·с), а сплошные получены для одномерной постановки задачи, вытекающей из (1.4), (1.5) в отсутствие перетекания по координате z при $(\rho v)_{1w} = 1,626$ кг/(м²·с), $L_H = 2,2 \cdot 10^{-3}$ м.

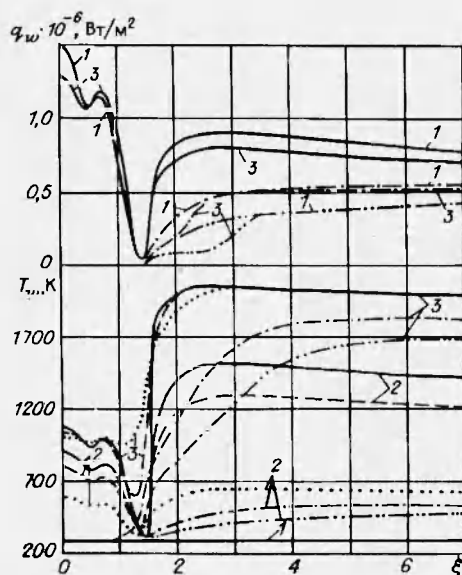


Рис. 1

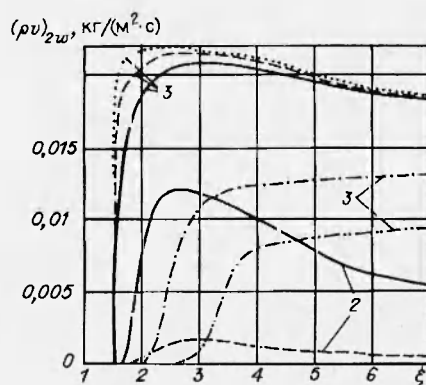


Рис. 2

его изменение носит достаточно сложный вид, что связано с немоноотонным характером зависимости энтальпии h_w от температуры T_w . В этом случае при возрастании T_w в области интенсивного протекания гетерогенных химических реакций функция $h_w(c_{iw}, T_w)$ имеет минимум, положение и значение которого определяются также условиями теплообмена, т. е. величиной $\alpha/c_p = q_w/(H_{e0} - h_w)$. Таким образом, влияние энтальпийного фактора h_w/H_{e0} на тепловой поток будет зависеть от положения точки ξ , определяющих параметров задачи и т. д. Помимо этого, тепловой поток зависит также от значения $\frac{\partial h_w}{\partial \xi}/(H_{e0} - h_w)$ [14].

Как следует из рис. 1, при одинаковом расходе $(\rho v)_{1w} = 1,626$ кг/(м²·с) влияние перетекания тепла и начальной толщины оболочки L_H сильно сказывается в моменты времени, близкие к начальному (кривые 2 для $T_w(\xi)$), что может быть использовано для снижения температур поверхности при небольших временах протекания процесса. Для стационарного режима при рассмотренных условиях влияние перетекания тепла и значения L_H сказывается в области конической части, прилегающей к пористому затуплению, и на сферической части тела. При возрастании расхода газа $(\rho v)_{1w}$ (штрихпунктирные кривые с одной и двумя точками) тепловые потоки в завесной зоне носят монотонный характер, значительно снижается температура на стыке сферической и конической частей и реализуется режим стока тепла с конической части оболочки в область пористого затупления. При этом влияние перетекания тепла сказывается на значительной части завесной зоны, а снижение стационарной температуры поверхности по сравнению с радиационной равновесной температурой T_{wp} (сплошные кривые 3, 4, рис. 3) достигает сотен градусов.

Что касается поведения теплового потока по обводу тепла в различные моменты времени, то

Из рис. 2 вытекает, что распределения скорости массового уноса $(\rho v)_{2w}$, связанные с термохимическим разрушением конической части тела в стационарном случае, качественно повторяют поведение конвективных тепловых потоков к поверхности. При этом в завесной зоне при $(\rho v)_{1w} = 1,626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ (рис. 2, кривые 3 — сплошные, штриховые и пунктирные) для максимальной температуры поверхности достигается минимальный унос, а самое большое значение $(\rho v)_{2w}$ отвечает случаю минимальной температуры T_w для $L_H = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Этот факт связан с тем, что при данных температурах поверхности реализуется диффузионный режим протекания процесса, при котором значение $(\rho v)_{2w}$ не зависит от T_w , а связано со значением коэффициента теплоотдачи α/c_p , который убывает с ростом температуры поверхности для рассматриваемого диапазона изменения T_w .

Действительно, используя из кинетической схемы реакцию 2 в качестве определяющей [12] и закон Фика для диффузионных потоков, из (1.7), (1.11) получим

$$\begin{aligned} -\rho_w D \left. \frac{\partial c_2}{\partial n} \right|_w + (\rho v)_{2w} c_{2w} &= -k_2 c_{2w} \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right), \\ -\rho_w D \left. \frac{\partial c_5}{\partial n} \right|_w + (\rho v)_{2w} c_{5w} &= 2k_2 c_{2w} \rho_w \frac{m_5}{m_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right), \\ (\rho v)_{2w} &= k_2 c_{2w} \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right) \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1\right). \end{aligned} \quad (2.1)$$

С учетом аналогии процессов тепло- и массообмена

$$c_{2w} = \frac{c_{2e}(\alpha/c_p) - (\rho v)_{2w} \left(\frac{m_2}{2m_5 - m_2}\right)}{\alpha/c_p + (\rho v)_{2w}}.$$

Тогда для определения $(\rho v)_{2w}$ имеем

$$\begin{aligned} \left[\frac{(\rho v)_{2w}}{(\alpha/c_p)} \right]^2 + \frac{(\rho v)_{2w}}{(\alpha/c_p)} \left[1 + \frac{k_2 \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right)}{(\alpha/c_p)} \right] &= \\ &= \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1\right) \frac{c_{2e} k_2}{(\alpha/c_p)} \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Для диффузионного режима $k_2 \exp(-E_2/(RT_w)) \rightarrow \infty$ из (2.2) находим

$$\frac{(\rho v)_{2w}}{(\alpha/c_p)} = \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1\right) c_{2e}. \quad (2.3)$$

Отметим, что, используя линейный закон ослабления коэффициента теплоотдачи вследствие вдува продуктов разрушения, выражения (2.2), (2.3) можно привести к употребительному виду для $(\rho v)_{2w}/(\alpha/c_p)^0$, где $(\alpha/c_p)^0$ — коэффициент теплоотдачи к непроницаемой поверхности. Сравнение (2.2), (2.3) с результатами решения условий сохранения массы компонентов для полной кинетической схемы показало удовлетворительную точность полученных аналитических выражений для кинетического и диффузионного режимов, причем вследствие упрощения кинетической схемы в (2.2), (2.3) концентрация c_{2e} принималась равной 0,23.

При возрастании расхода газа-охлаждителя с поверхности затупления вследствие уменьшения конвективного теплового потока в завесной зоне и снижения температур поверхности скорости разрушения значительно падают (штрихпунктирные кривые 3 с одной и двумя точками, получен-

ные для стационарных условий). Отметим также, что резкое изменение кривой уноса по обводу конуса (сплошная кривая 2) обусловлено кинетическим режимом протекания поверхностных реакций для данного момента времени.

Для анализа влияния перетекания тепла помимо расчетов задачи в сопряженной постановке проводилось численное интегрирование стационарной задачи, вытекающей из одномерной постановки уравнений в конденсированной фазе (1.4), (1.5). В этом случае условия сохранения энергии из (1.7) имеют вид

$$\frac{\mu_w}{Pr_w} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{wp}^4 = (\rho v)_{1w} c_{pr} (T_{wp} - T_n), \quad 0 \leq s < s_1, \quad (2.4)$$

$$\frac{\mu_w}{Pr_w} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w - \varepsilon_2 \sigma T_{wp}^4 - (\rho v)_{2w} (h_w - h_c) = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_k,$$

где T_{wp} при $s \geq s_1$ отвечает радиационной равновесной температуре.

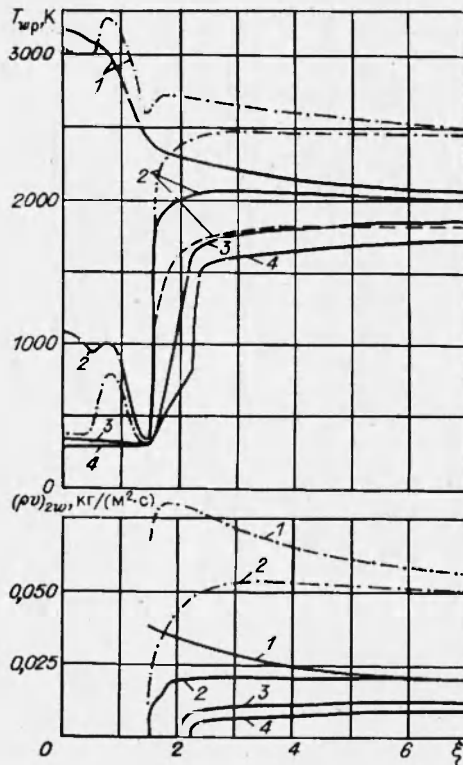


Рис. 3

На рис. 3 приведены распределения T_{wp} и скоростей массового уноса на конической части $(\rho v)_{2w}$ для различных значений $(\rho v)_{1w}$ и давлений торможения. Здесь сплошные кривые 1-4 отвечают $p_{e0} = 3,125 \times 10^5$ Н/м² и $(\rho v)_{1w} = 0; 1,626; 6,5; 13$ кг/(м²·с), штриховая кривая 2 получена для $(\rho v)_{1w} = 1,626$ в отсутствие гетерогенных химических реакций, штрихпунктирные 1, 2 найдены для $p_{e0} = 10^6$ Н/м² и $(\rho v)_{1w} = 1,626; 4,88$ кг/(м²·с). Как и следовало ожидать, имеет место совпадение результатов, представленных на рис. 3 сплошными линиями 2, с данными рис. 1, 2 (сплошные линии 3), найденными при $t \rightarrow \infty$ для одномерного случая в конденсированной фазе.

Увеличение давления торможения приводит к возрастанию коэффициента турбулентной вязкости μ_T и как следствие к увеличению конвективных тепловых потоков к телу, температур T_{wp} и уносов $(\rho v)_{2w}$. При этом качественно меняется поведение q_w ,

T_{wp} в области пористого затупления, где максимальные значения тепловых потоков и температур T_{wp} отвечают значениям $\xi \sim 0,75$.

Как следует из проведенных расчетов и рис. 3, имеет место одинаковое качественное поведение конвективных потоков q_w , температур T_{wp} и уносов $(\rho v)_{2w}$ вдоль образующей обтекаемого тела. Отметим также вклад гетерогенных химических реакций, которые для рассматриваемых условий приводят к значительному росту температур поверхности T_{wp} , что вытекает из сравнения сплошной и штриховой кривых 2.

В целом указанная модель может быть использована для оперативного

расчета уровня максимальных температур T_{wp} в области газовой завесы и величины уноса $(\rho v)_{2w}$, однако, как показывает сравнение с данными рис. 1, 2, влияние перетекания тепла может становиться определяющим для ряда условий, особенно в области сопряжения сферической и конической частей.

Согласно принятым на рис. 1, 2 обозначениям кривых, на рис. 4 приведена динамика изменения от времени температуры поверхности и скорости массового уноса в различных сечениях вдоль образующей (линии 1-3 для $\xi = 0; 1,7; 7$). Видно, что при увеличении толщины оболочки и снижении теплового потока вследствие возрастания расхода $(\rho v)_{1w}$ происходит значительное затягивание времени выхода на стационарный режим протекания процесса. Так, для $(\rho v)_{1w} = 13 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $L_H = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ (штрихпунктирные кривые с двумя точками) это время на конической части составляет 420 с. Что касается изменения скорости массового уноса, то интересно отметить немонотонный характер поведения $(\rho v)_{2w}$ от времени в сечении $\xi = 1,7$ (сплошная линия 2).

При $t = 10 \text{ с}$ в этом случае температура поверхности превышает 1650 К, и режим протекания гетерогенных реакций приближается к диффузионному. Причиной снижения $(\rho v)_{2w}$ для последующих моментов времени является снижение коэффициента теплоотдачи α/c_p , для которого в данном сечении характерно немонотонное поведение от времени и температуры T_w . Отметим, что глубина выгорания $\int_0^t \omega dt$ для результатов, представленных на рис. 2, 4, при $\xi = 7,0$ для пунктирных линий составляет $1,45 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ к моменту времени $t = 200 \text{ с}$.

Как следует из представленных результатов, в завесной зоне на конической части тела в одинаковые моменты времени могут реализовываться различные режимы термохимического разрушения. Так, при стационарном режиме для удаленных от сферического затупления областей конической части достигается диффузионный режим, а в зоне, прилегающей к затуплению, — кинетический. Это вытекает из обработки ряда результатов решения задачи в сопряженной постановке в виде зависимости $(\rho v)_w$ от T_w , представленной на рис. 5, где кривые 1 и 2 получены для $\xi = 1,7$ и 7. Отметим согласование расчетных данных и результатов аналитического решения (2.2), (2.3), помеченных крестиками, что может быть использовано для оценки массовой скорости уноса. Следует помнить, что при этом основная сложность связана с определением коэффициента теплоотдачи в завесной зоне.

Для иллюстрации на рис. 5 приведена обработка результатов варианта, показанного на рис. 1 сплошными линиями, в виде зависимости α/c_p

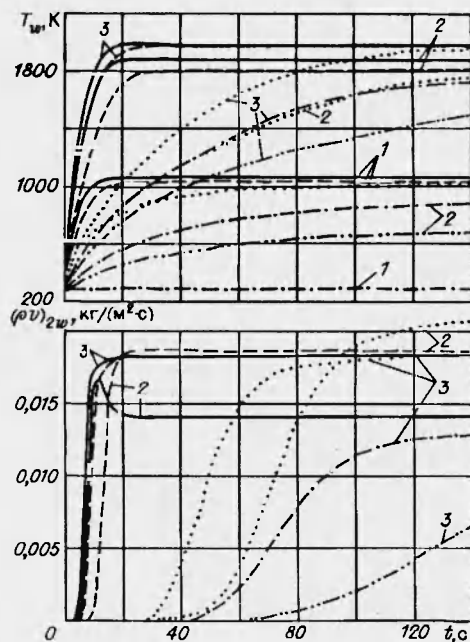


Рис. 4

от T_w в указанных выше сечениях ξ (сплошные линии 1, 2). Здесь же для анализа влияния неизотермической поверхности на q_w и α/c_p приведена обработка расчетов, найденных при параметрическом переборе $T_w(\xi) = \text{const}$ для случая термохимически разрушающейся поверхности конуса (штриховые линии 1, 2).

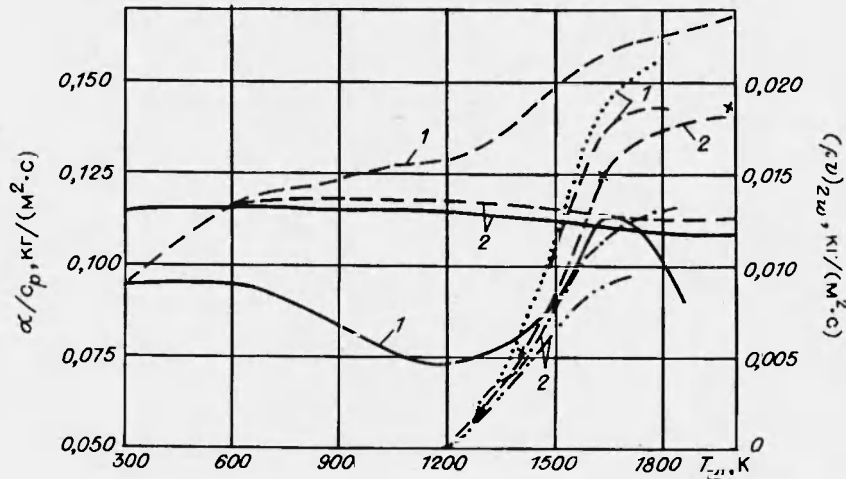


Рис. 5

Сравнение показывает, что в периферийной области конической части $\xi = 7$ коэффициенты теплоотдачи близки и в этой области завесной зоны могут быть использованы зависимости $\alpha/c_p(T_w)$, полученные для изотермических условий. Для сечений, близких к ξ_1 , α/c_p является сложной функцией, вид которой связан с немонотонным поведением h_w с одной стороны и сильной зависимостью от величины $\frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (\bar{h}_{e0} - h_w)$, поскольку, как показано в [6, 14], структура коэффициента теплоотдачи в общем случае имеет вид $\alpha/c_p = f_1(h_w/H_{e0}) - f_2(h_w/H_{e0}) \frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{e0} - h_w)$. В свою очередь, рост α/c_p от T_w для изотермических условий на стенке связан с монотонным уменьшением h_w от ξ на конической поверхности в области, прилегающей к ξ_1 , причем $\frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (\bar{h}_{e0} - h_w)$ возрастает по абсолютной величине с ростом температуры T_w . Для рассматриваемых условий второй член оказывает превалирующее влияние, что и приводит к указанному изменению α/c_p .

Таким образом, в области резкого изменения функций по обводу тела, связанного с наличием тепловой завесы, целесообразно использовать сопряженную постановку задачи для отыскания характеристик тепло- и массообмена и термохимического разрушения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зинченко В. И., Катаев А. Г., Якимов А. С. Исследование температурных режимов обтекаемых тел при вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1992. № 6.
2. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равновесно диссоциирующего воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 2.
3. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984.

4. **Зинченко В. И., Якимов А. С.** Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. № 2.
5. **Sebeci T.** Behaviour of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J. 1970. V. 8, N 12.
6. **Зинченко В. И.** Математическое моделирование сопряженных задач тепло-массообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985.
7. **Буреев А. В., Зинченко В. И.** Расчет обтекания сферически затупленного конуса при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1991. № 2.
8. **Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. В.** Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1961.
9. **Яненко Н. Н.** Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1987.
10. **Feldhuhm R. N.** Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere. N.Y., 1976. (Pap. / AIAA; N 119).
11. **Соседов В. П.** Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник. М.: Металлургия, 1975.
12. **Khanter L. V., Perini L. L., Conn O. V., Brenza P. T.** The method of ablation computation of graphite coating of re-entering aircraft at subsonic and supersonic velocities // Aerocosmic technics. 1987. N 8. P. 31-37.
13. **Бучнев Л. М., Смыслов А. И., Дмитриев И. А. и др.** Экспериментальное исследование энтальпии квазимонокристалла графита и стеклоуглерода в интервале температур 300-3800 К // ТВТ. 1987. Т. 25, № 6.
14. **Зинченко В. И.** Исследование характеристик сопряженного тепло-массообмена при обтекании затупленных тел сверхзвуковыми и гиперзвуковыми потоками // Изв. вузов. Физика. 1992. Т. 35, № 8.

*Поступила в редакцию 19/1 1994 г.,
в окончательном варианте — 5/IV 1994 г.*