

6. Леонтьев А. И., Кирдяшкин А. Г. Трение и теплообмен в зазоре между двумя вращающимися коаксиальными цилиндрами.— ИФЖ, 1967, т. 13, № 6.
7. Кутателадзе С. С., Кирдяшкин А. Г., Бердников В. С. Влияние термокапиллярных сил на процессы переноса у свободной поверхности в горизонтальном слое при турбулентной тепловой гравитационной конвекции.— ДАН СССР, 1976, т. 231, № 2.
8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
9. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1969.
10. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Микроструктура пограничных слоев и процессы переноса в них при повышенной турбулентности внешнего потока.— В кн.: Труды XVIII Сибир. теплофиз. сем. Ч. II. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1975.

УДК 533.6.01+536.24

ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ УГЛЕГРАФИТОВОГО ТЕЛА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

В. Н. Берцун, А. М. Гришин, Н. Г. Исмаилов

(Томск)

Термохимическое разрушение тел в гиперзвуковом потоке газа исследовалось в работах [1—7]. В [2] впервые обнаружено появление угловых точек на контуре обтекаемого тела. В дальнейшем динамика образования и перемещения угловых точек качественно и количественно анализировалась в [3—5] без учета переноса тепла в обтекаемом твердом теле. Унос массы трехмерного тела при его полете по заданной траектории исследовался в [6], а в [7] предложено правило площадей для определения коэффициента теплообмена.

В данной работе предлагается простая методика определения скорости уноса массы углеграфитовых материалов, в рамках которой не используется понятие эффективной энтальпии. Эта методика позволяет учесть нестационарность процесса и перетекание тепла в твердом теле, а также определить скорость массового уноса как результат сублимации и гетерогенных химических реакций.

Предлагается алгоритм численного решения двумерной нестационарной задачи термохимического разрушения и приводятся результаты численных расчетов при фиксированных и переменных параметрах набегающего потока. Показано, что для турбулентных течений форма обтекаемого тела, возникающая вследствие термохимического разрушения, качественно отличается от формы тела при ламинарном течении. Исследовано влияние анизотропии теплофизических свойств на поле температур в твердом теле. Установлено, что с учетом перетекания тепла угловые точки на обтекаемой поверхности [4] не исчезают. Показано, что при полете тела по траектории имеет место взаимодействие «внешней» и «внутренней» нестационарностей процесса [8—10].

1. Рассмотрим термохимическое разрушение углеграфитового твердого тела, имеющего в начальный момент времени форму конуса, затупленного по сфере (фиг. 1, где указана также система координат, принятая в данной работе), в гиперзвуковом потоке газа при следующих основных предположениях:

1. Число Рейнольдса в набегающем потоке $Re_\infty \gg 1$, и в окрестности поверхности тела сформировался замороженный пограничный слой.

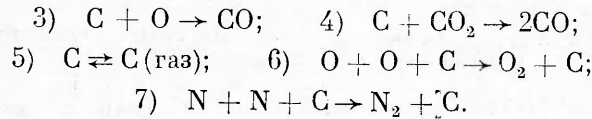
2. Воздух на внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термодинамического равновесия и представляет собой четырехкомпонентную смесь O, O_2, N, N_2 .

3. Внутренняя поверхность BCD является либо изотермической, либо адиабатической, а перетекание тепла на участке AB (см. фиг. 1) пренебрежимо мало.

4. Будем считать, что на внешней поверхности тела протекают следующие гетерогенные процессы*:



* Гетерогенные реакции образования циана CN , протекающие при очень высоких температурах поверхности, в расчетах не учитываются ввиду отсутствия в литературе надежных данных о кинетике этих реакций. До температур поверхности $T_w \sim \sim 3000$ К образование CN мало влияет на скорость уноса массы.



С учетом вышеуказанных предположений рассмотрим следующую краевую задачу. В твердой фазе имеем уравнение теплопроводности

$$(1.1) \quad c_s(T) \rho_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{rL} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\lambda_x(T) r}{L} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y(T) rL \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right],$$

$$0 < x < x_B, 0 < y < l(x, t), r = r(x, y),$$

которое необходимо решать с начальными и граничными условиями

$$(1.2) \quad T|_{t=0} = T_H, T|_{y=0} = T_H, \left(\text{или } \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \right), \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_B} = 0;$$

$$(1.3) \quad \lambda_y(T_w) \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{y=l(x,t)} = q_w - (\rho\nu)_w h_w + (\rho\nu)_w \dot{h}_{sw} - \epsilon_s \sigma T_w^4.$$

Уравнение для определения текущей формы поверхности тела имеет вид

$$(1.4) \quad \frac{\partial l}{\partial t} = -V_n(x, t) \sqrt{1 + \left(\frac{1}{1 + \kappa} \frac{\partial l}{\partial x} \right)^2},$$

начальные условия для которого

$$(1.5) \quad l(x, 0) = l_0 = R_w - R_B, l(0, t) = l_0 - \int_0^t V_n(0, t) dt,$$

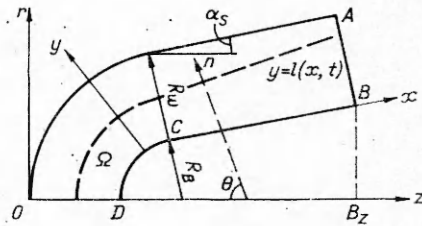
где $l(x, t)$ — функция, определяющая текущую форму внешней поверхности тела; $V_n = (\rho\nu)_w / \rho_s$ — линейная скорость термохимического разрушения по нормали к внешней поверхности тела.

Для определения концентраций компонентов газа у поверхности тела c_{iw} ($i = 1, \dots, 7$) имеем условие баланса массы на поверхности

$$(1.6) \quad J_i + (\rho\nu)_w c_{iw} = R_i, J_i = \beta_{iw} (c_{iw} - c_{ie}), i = \overline{1,7},$$

где коэффициенты массообмена $\beta_{i,w}$ определяются при помощи аналогии процессов тепло- и массообмена [11].

Здесь используются следующие обозначения: r, z — радиальная и продольная цилиндрические координаты; y — расстояние от произвольной точки до базисной кривой $B\bar{C}D$ по нормали; x — длина дуги базисной кривой $B\bar{C}D$ от точки D до точки пересечения ее с указанной нормалью; $L = 1 + \mu\kappa(x)$; $\kappa(x)$ — кривизна базисной кривой $B\bar{C}D$ в точке x ; x_B — длина дуги $B\bar{C}D$; B_z — длина тела; R_w, R_B — радиусы сферического затупления внешней и внутренней поверхности соответственно; α_s — полуугол раствора конуса; $\lambda_x, \lambda_y, c_s, \rho_s$ — коэффициент теплопроводности в направлениях вдоль x и y соответственно, удельная теплоемкость и плотность углеграфитового материала; \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности тела; T — абсолютная температура; t — время; q_w — конвективный тепловой поток из газовой фазы; c_i, R_i, h_i — массовая концентрация, массовая скорость образования и энтальпия i -го компонента, причем порядковый номер компонента соответствует следующему порядку их перечисления $\text{O}, \text{O}_2, \text{N}, \text{N}_2$,



Ф и г. 1

C (газ), CO, CO₂; $h_w = \sum_{i=1}^7 c_{iw} h_{iw}$ — энтальпия газа у поверхности тела;

$(\rho v)_w = \sum_{i=1}^7 R_i$ — массовый унос материала с единицы поверхности тела в единицу времени; h_s — энтальпия материала твердого тела; σ — постоянная Стефана—Больцмана; ε_s — коэффициент черноты тела. Индексы e, w, s относятся к параметрам на внешней границе пограничного слоя, у внешней поверхности и в твердом теле соответственно.

2. Молярно-объемные скорости реакций 1—7 имеют вид [8]

$$(2.1) \quad U_1 = k_1 \frac{c_{2w} \rho_w}{M_2} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_w}\right), \quad U_2 = k_2 \frac{c_{2w} \rho_w}{M_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right);$$

$$(2.2) \quad U_3 = k_3 \frac{c_{1w} \rho_w}{M_1} \exp\left(-\frac{E_3}{RT_w}\right), \quad U_4 = k_4 \frac{c_{7w} \rho_w}{M_7} \exp\left(-\frac{E_4}{RT_w}\right);$$

$$(2.3) \quad U_5 = \frac{A_C (p_C^* - p_C)}{\sqrt{2\pi R M_5 T_w}}, \quad U_6 = k_6 \frac{c_{1w} \rho_w}{M_1}, \quad U_7 = k_7 \frac{c_{3w} \rho_w}{M_3},$$

где E_j, k_j — энергия активации и предэкспоненциальный множитель j -й реакции; A_C — коэффициент аккомодации графита ($0 \leq A_C \leq 1$); p_C^* — давление насыщенного пара C; p_C — парциальное давление паров C:

$$p_C = p_e c_{5w} \frac{M_w}{M_5}, \quad M_w = 1 \left/ \sum_{i=1}^7 \frac{c_{iw}}{M_i} \right., \quad \rho_w = \frac{p_e M_w}{RT_w},$$

M_i — молекулярный вес i -го компонента; R — универсальная газовая постоянная.

Используя (2.1)—(2.3), получим массовые скорости образования (исчезновения) компонентов в результате гетерогенных реакций R_i ($i = 1, \dots, 7$) и выражение для массового уноса

$$(2.4) \quad (\rho v)_w = \sum_{i=1}^7 R_i = \rho_w \left[\left(\frac{M_7}{M_2} - 1 \right) c_{2w} \varphi_1 + \left(\frac{M_6}{M_1} - 1 \right) c_{2w} \varphi_2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{M_6}{M_1} - 1 \right) c_{1w} \varphi_3 + \left(\frac{2M_6}{M_7} - 1 \right) c_{7w} \varphi_4 \right] + \frac{M_5 A_C (p_C^* - p_C)}{\sqrt{2\pi R M_5 T_w}},$$

где $\varphi_j = k_j \exp(-E_j/RT_w)$ — константа скорости j -й реакции.

Термокинетические постоянные для реакций 1—7, используемые при расчетах, приведены в табл. 1. Следует заметить, что в некоторых работах (см., например, [14]) приведены данные для вероятности реакций ε_j . Вероятность j -й гетерогенной реакции ε_j связана с константой скорости этой реакции соотношением

Таблица 1 (2.5)

j	$h_j, \text{ м/с}, E_j, \text{ кал/моль}, A_C, \varepsilon_j$	Источник
1	$k_1 = 15 \cdot 10^6, E_1 = 58\ 000$	[12]
2	$k_2 = 8 \cdot 10^6, E_2 = 37\ 800$	[13]
3	$\varepsilon_3 = 0,63 \exp(-1160/T_w)$	[14]
4	$k_4 = 16 \cdot 10^6, E_4 = 85\ 000$	[15]
5	$A_C = 0,3$	[29]
6	$\varepsilon_6 = \varepsilon_3 = 0,63 \exp(-1160/T_w)$	[14]
7	$\varepsilon_7 = 0,01$	[21]

$$\varphi_j = \varepsilon_j \sqrt{RT_w} / 2\pi M_r,$$

где M_r — молекулярный вес соответствующего газообразного реагента j -й реакции.

Для давления насыщенного пара C используется зависимость от температуры

(2.6)

$$p_C^* = \exp\left(30,223 - \frac{85656}{T}\right) \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}.$$

полученная аппроксимацией табличных данных из [16], причем погрешность аппроксимаций не превышает 1%. Энтальпии отдельных компонент вычисляются по аппроксимационным формулам из [17]. Используемые при расчетах теплофизические характеристики различных углеродистых материалов приведены в [18, 19], причем зависимость коэффициента теплопроводности от температуры задается кусочно-линейной аппроксимацией табличных данных, что обеспечивает вполне достаточную для практики точность.

3. Параметры набегающего потока в невозмущенной зоне определяются из формул стандартной атмосферы Земли [20] по геометрической высоте H_∞ от поверхности Земли.

Система уравнений для расчета параметров газа непосредственно за ударной волной и в точке полного торможения в предположении бинарной модели воздуха и отсутствия ионизации имеет вид [21]

$$(3.1) \quad \frac{p_1}{p_\infty} = \frac{2\gamma_\infty M_\infty^2}{\gamma_\infty + 1}, \quad \frac{T_1}{T_\infty} = \frac{p_1}{p_\infty} \frac{\rho_\infty}{\rho_1} \frac{1}{1 + \alpha};$$

$$(3.2) \quad \frac{\rho_1}{\rho_\infty} = \frac{\gamma_\infty + 1}{\gamma_\infty - 1}, \quad \frac{4\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{K_c(T_1)}{p_1};$$

$$(3.3) \quad \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty} = f_1(h_0) + f_2(h_0) \lg p_0, \quad h_0 = h_\infty + \frac{V_\infty^2}{2};$$

$$(3.4) \quad \frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} M_1^2, \quad M_1^2 = \frac{\gamma_\infty - 1}{2\gamma_\infty};$$

$$(3.5) \quad \frac{p_0}{p_1} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{\frac{\gamma_\infty}{\gamma_\infty - 1}}, \quad \rho_0 = \frac{\gamma_\infty}{\gamma_\infty - 1} \frac{p_0}{h_0},$$

где K_c — константа равновесия для бинарной модели воздуха [22]; f_1 , f_2 — аппроксимационные функции уравнения состояния воздуха [23].

Система (3.1)–(3.5) решается с помощью итерационного процесса по γ_∞ , за начальное приближение берется $\gamma_\infty = 1,25$ ($1 \leq \gamma_\infty \leq 1,4$), функции f_1 и f_2 задаются таблично, а при необходимости проводится квадратичная интерполяция.

В (3.1)–(3.5) и ниже p — давление, V — скорость, ρ — плотность, h — энтальпия, γ — показатель адиабаты, M — число Маха, α — степень диссоциации для бинарной модели воздуха, а индексы ∞ , 1 и 0 приписываются параметрам в невозмущенном потоке, непосредственно за прямым скачком уплотнения и в точке полного торможения соответственно, индекс э соответствует эффективным величинам.

Давление на внешней границе пограничного слоя рассчитывается по модифицированной формуле Ньютона [22]

$$(3.6) \quad p_e/p_0 = \cos^2\theta + (p_\infty/p_0) \sin^2\theta,$$

где θ — угол между внешней нормалью n и направлением, противоположным осью z (см. фиг. 1).

Расчет параметров V_e , ρ_e , T_e проводился при помощи формул для изэнтропического течения газа с эффективным показателем адиабаты γ_e :

$$(3.7) \quad \frac{V_e^2}{2h_0} = 1 - \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e}}, \quad \frac{\rho_e}{\rho_0} = \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{1}{\gamma_e}}, \quad \frac{T_e}{T_0} = \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e}}.$$

Следует отметить, что предположение об изэнтропичности течения газа на внешней границе пограничного слоя оправдано при $Re_\infty = \frac{\rho_\infty V_\infty}{\mu_\infty} R_w \geq 10^4$ [23], так как в этом случае изменением энтропии вдоль внешней границы пограничного слоя можно пренебречь.

Динамическая вязкость μ_e вычисляется по формуле Сатерленда с поправкой на диссоциацию [22]. Концентрации c_{ie} ($i = 1, \dots, 4$) определяются из уравнений равновесия [22]:

$$(3.8) \quad \frac{c_{1e}^2}{c_{2e}} = \frac{150000}{\rho_e} \exp\left(-\frac{59500}{T_e}\right), \quad c_{1e} + c_{2e} = 0,235;$$

$$(3.9) \quad \frac{c_{3e}^2}{c_{4e}} = \frac{130000}{\rho_e} \exp\left(-\frac{113000}{T_e}\right), \quad c_{3e} + c_{4e} = 0,765.$$

Энтальпия h_e определяется по формуле Бернулли.

Для вычисления конвективного теплового потока из газовой фазы q_w существует много различных приближенных формул [22], полученных аналитическими методами или в результате численных расчетов и данных экспериментальных исследований. Согласно оценкам, все эти формулы имеют одну и ту же точность. Поэтому в данной работе используются формулы, реализация которых на ЭЦВМ при численных расчетах является наиболее простой.

Тепловой поток в лобовой критической точке вычисляется по формуле Фенстера для замороженного течения в пограничном слое [24]

$$(3.10) \quad q_{w0} = 0,09V_\infty^{1,96} \sqrt{R_w \frac{p_M}{p_0}},$$

где p_M — давление над уровнем моря, а размерности величин в системе СИ.

Для определения теплового потока по обводу поверхности тела используются формулы из [1]:

для ламинарного режима течения

$$(3.11) \quad q_w = q_{w0}(0,55 + 0,45 \cos 2\theta);$$

для турбулентного режима

$$(3.12) \quad q_w = q_{wt} (2,5 \sin \theta - 2,3 \sin^3 \theta),$$

где q_{wt} — максимальный тепловой поток в турбулентной зоне течения вблизи звуковой линии. Согласно [22],

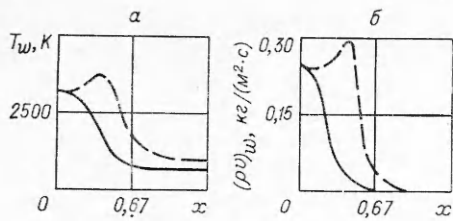
$$(3.13) \quad q_{wt} = q_{w0} 10,637 (R_w \rho_\infty)^{0,3}.$$

Учет влияния вдува продуктов разрушения и неизотермичности обтекаемой поверхности на характеристики тепло- и массопереноса проводится по приближенному методу [25].

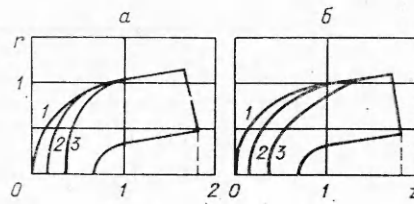
4. Для удобства численных расчетов теплового поля в твердом теле проводится преобразование координат $\bar{y} = y/l(x, t)$, которое переводит изменяющуюся со временем область Ω (см. фиг. 1) в прямоугольник. Алгоритм численного решения задачи, поставленной выше, состоит из трех основных этапов: 1) при $t = t_n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) по известной температуре и форме поверхности тела рассчитываются все параметры, определяющие правую часть уравнения теплового баланса на поверхности тела (1.3); 2) решением уравнения теплопроводности (1.1) с краевыми условиями (1.2), (1.3) определяется температурное поле в твердом теле; 3) по вновь определенной температуре поверхности определяется массовый унос $(\rho v)_w$, и решением уравнения (1.4) определяется новое положение поверхности для $t = t_{n+1} = t_n + \tau$, где τ — шаг по времени.

Для численного решения уравнения теплопроводности (1.1) с соответствующими краевыми условиями применяется метод расщепления по направлениям [26], а для решения локально-одномерных задач используется двухслойная неявная разностная схема, полученная на основе итерационно-интерполяционного метода [27].

При решении уравнения перемещения поверхности (1.4) для производной по пространственной переменной используется левая разностная



Ф и г. 2



Ф и г. 3

аппроксимация, поскольку, согласно [5], применение центральных разностей может привести к неустойчивости счета.

Сравнение значений скорости массового уноса $(\rho v)_w = 0,17; 0,24; 0,30$ $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, полученных в окрестности лобовой критической точки при $p_0 = 10^5$ Па, $R_w = 0,015$ м для $T_w = 3000; 3500; 3700$ К соответственно, по описанной выше методике с экспериментальными данными, приведенными в работе [28], где при $p_0 = 10^5$ Па, $R_w = 0,018$ м соответствующие значения $(\rho v)_w = 0,16; 0,22; 0,32$, позволяет считать, что предлагаемая методика дает возможность получать характеристики термохимического разрушения с приемлемой для практики точностью.

5. По результатам расчетов модельных тепловых задач без учета разрушения тела изучалось влияние степени анизотропии тепловых свойств различных углеродистых материалов на температурное поле. Обнаружено, что перетекание тепла по обводу тела в случае изотермической поверхности BCD существенно влияет на температурное поле только в случае $(\lambda_x/\lambda_y) \gg 1$, т. е. когда коэффициент теплопроводности по нормали к базисной кривой (в направлении y). Таким образом, при $(\lambda_x/\lambda_y) \leq 1$, что характерно для большинства углеродистых материалов, используемых в авиационной и ракетно-космической технике, расчет температурного поля в твердом теле, если поверхность BCD изотермическая, можно проводить в локально-одномерной постановке по переменной y . Такая возможность и реализовалась в дальнейших расчетах, результаты которых приводятся ниже.

В качестве примера на фиг. 2, 3 приведены результаты расчетов по описанной выше схеме для термохимического разрушения первоначально затупленного по сфере конуса с углом полураствора 10° из графита марки ВПП [18] при фиксированных параметрах набегающего потока: $H_\infty = 40\,000$ м, $V_\infty = 7500$ м/с.

На фиг. 2, а, б представлены распределения температуры поверхности T_w и локального массового уноса $(\rho v)_w$, характерные для случая ламинарного обтекания (сплошные линии) и при наличии зоны перехода ламинарного течения в турбулентное (штриховые). На фиг. 3, а, б соответственно приведены формы поверхности тела, возникающие вследствие разрушения, при ламинарном течении и при течении с зоной перехода для различных моментов времени. Линейные размеры на фиг. 2—4 отнесены к радиусу затупления начальной формы, время \bar{t} на фиг. 3 указано в безразмерных единицах (кривая 1 соответствует $\bar{t} = 0$, 2 — $\bar{t} = 1$, 3 — $\bar{t} = 2$). Из анализа фиг. 2—4 видно, что наличие зоны перехода способствует более интенсивному разрушению боковой поверхности тела в отличие от разрушения при ламинарном течении. Это связано с возникновением максимума температуры и массового уноса в области перехода ламинарного течения в турбулентное.

Любопытно, что при расчетах свободной поверхности в рамках обсуждаемой методики фиксируются выпуклости, которые можно интерпретировать как угловые точки, обнаруженные в работе [2]. Основные закономерности поведения угловых точек совпадают с теми, что изложены в работах [2—4]. В частности, получены режимы разрушения, в рамках

Таблица 2

t, c	0	10	20	30	40
H_{∞}, M	65 000	57 000	48 000	38 000	25 000
$V_{\infty}, M/c$	7 700	7 600	7 500	6 000	5 000

которых реализуется появление нескольких угловых точек и их перемещение.

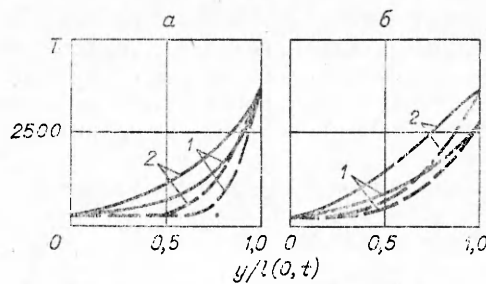
Представляет интерес анализ температурного поля в твердом теле. На фиг. 4 приведены профили температуры на осевой линии тела OD (см. фиг. 1) для различных моментов времени, полученные по предлагаемой методике (сплошные кривые), и соответствующие квазистационарные профили температуры (штриховые кривые), полученные аналитически:

$$(5.1) \quad y = \int_T^{T_w} \frac{\lambda_y(T) dT}{(\rho v)_w \int_T^{T_w} c_s(T) dT - q_s} + l(0, t).$$

При выводе этой формулы считалось, что внутренняя граница слоя углеграфитового теплозащитного материала изотермична, а на поверхности задан тепловой поток в стенку q_s . В расчетах по формуле (5.1), результаты которых приводятся на фиг. 4, значения $(\rho v)_w$, q_s и T_w брались из расчетов по предлагаемой методике. Очевидно, что в этом случае различие полей температур, полученных по формуле (5.1) и в результате решения краевой задачи (1.1)—(1.6), будет минимальным.

На фиг. 4, *a* даны результаты расчетов при фиксированных условиях набегающего потока (кривые 1 соответствуют $t = 2$, 2 — $t = 5$ с), на фиг. 4, *б* — результаты расчетов по траектории [30], задаваемой табл. 2 (кривые 1 соответствуют $t = 10$, 2 — $t = 30$ с). Сплошные кривые соответствуют расчету по изложенной в работе методике, штриховые — расчету по формуле (5.1).

Из анализа фиг. 4, *a*, *б* следует, что квазистационарные температурные кривые существенно отличаются от точных значений, полученных путем численного интегрирования нестационарных уравнений. Любопытно, что при полете по заданной траектории степень отличия с ростом времени увеличивается. Иными словами, изменение условий на внешней границе пограничного слоя («внешняя нестационарность» по терминологии [8, 10]) приводит к изменению полей температуры внутри теплозащитного материала (ТЭМ), т. е. порождает так называемую «внутреннюю нестационарность» [8, 10]. Этот эффект обусловлен тем, что характерное время изменения параметров состояния на внешней границе пограничного



Фиг. 4

слоя по порядку величин совпадает со временем тепловой релаксации в твердом теле $t_{se} \sim 0,05R_w^2/a_s$, где a_s — характерное значение коэффициента теплопроводности. В данном случае перемещение угловых точек на поверхности раздела сред приводит к дополнительной нестационарности процесса в твердом теле.

Следует отметить, что температурное поле слоя ТЭМ оказывает огромное влияние на поле напряжений, а последние сильно влияют на величину механического уноса ТЭМ.

Таким образом, данный пример подтверждает представление [8, 10] о взаимодействии «внешней» и «внутренней» нестационарностей при полете тел по траекториям.

Поступила 19 II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзинов И. Н. О форме тел, разрушающихся под действием интенсивного нагрева при движении в атмосфере.— Изв. АН СССР. Механика, 1965, № 4.
2. Коняев В. Г. Аналитическое исследование изменения формы аблирующих тел при их движении в атмосфере со сверхзвуковыми скоростями.— Учен. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 6.
3. Лунев В. В. Некоторые свойства и решения уравнения абляции.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 3.
4. Воронкин В. Г., Лунев В. В., Никулин А. П. О стационарной форме тел при их разрушении за счет аэродинамического нагрева.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2.
5. Знаменский В. В. Численное решение уравнения уноса.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2.
6. Апштейн Э. З., Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А. Унос массы и изменение формы трехмерного тела при движении по траектории в атмосфере Земли.— Космические исследования, 1979, т. 17, вып. 2.
7. Апштейн Э. З., Пилюгин Н. Н. Правило площадей для коэффициента теплообмена пространственных аблирующих тел при тепловых потоках, локально зависящих от угла наклона поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 2.
8. Гришин А. М. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений. Томск: изд. ТГУ, 1973.
9. Гришин А. М., Зинченко В. И. Сопряженный теплообмен между реакционноспособным твердым телом и газом при наличии неравновесных химических реакций.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 2.
10. Гришин А. М. Математическое моделирование сопряженных задач механики реагирующих сред.— В сб.: Численные методы решения задач переноса. Ч. 2. Минск: изд. ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР, 1979.
11. Тирский Г. А. Определение тепловых потоков в окрестности критической точки двойкой кривизны при обтекании тела диссоциирующим газом произвольного химического состава.— ПМТФ, 1965, № 1.
12. Лавров Н. В. Физико-химические основы процесса горения топлива. М.: Наука, 1971.
13. Резников А. Б., Васина И. П. и др. Горение натурального твердого топлива. Алма-Ата: Наука, 1968.
14. Парк. Влияние атомарного кислорода на абляцию графита.— Ракетная техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 11.
15. Хаустович Г. П. Взаимодействие углерода с двуокисью углерода в диапазоне 1300-3100°К. Журн. физ. химии, 1968, т. 42, № 7.
16. Гурвич Л. В., Хачкурузов Г. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 2. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
17. Гурвич Л. В., Ртищева Н. П. Аналитическое представление табулированных значений термодинамических свойств газов.— ТВТ, 1965, т. 3, № 1.
18. Соседов В. П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Справочник. М.: Металлургия, 1975.
19. Бучнев Л. М., Волга В. И. и др. Исследование энтальпии углеродов в интервале 500—3250°К.— ТВТ, 1973, т. 11, № 6.
20. Стандартная атмосфера. Параметры. ГОСТ 4401-73. М., 1977.
21. Агафонов В. П., Вертушкин В. К. и др. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972.
22. Краснов Н. Ф. Аэродинамика. М.: Высшая школа, 1971.
23. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 2.
24. Фенстер С. Дж. Теплопередача в критической точке для новой бинарной модели воздуха, учитывающей диссоциацию и ионизацию.— Ракетная техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 12.
25. Авдусевский В. С. и др. Основы теории полета космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1972.
26. Яненко Н. П. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
27. Гришин А. М., Берцин В. Н. Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов.— ДАН СССР, 1974, т. 214, № 4.

28. Lundell J. H., Dickey R. R. Graphite ablation at high temperatures. AIAA Paper № 71—418, 1971.
29. Dolton T. A., Maurer R. E., Goldstein H. E. Thermodynamic performance of carbon in hypersonic environments. AIAA Paper № 68—754, 1968.
30. Баранов В. Н. Приближенное аналитическое решение уравнений движения при спуске в атмосфере. — Космические исследования, 1978, т. 16, вып. 3.

УДК 532.529

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ДВУХФАЗНЫМ ПОТОКОМ

А. П. Алхимов, Н. И. Нестерович, А. Н. Папырин

(Новосибирск)

Исследование обтекания тел двухфазными потоками имеет важное научное и практическое значение в связи с задачами энергетики, технологии нанесения упрочняющих покрытий и т. д. Например, при работе турбин с конденсацией пара, детонационном напылении, движении летательных аппаратов в условиях облачности значительное влияние на параметры потока вблизи тела и его аэродинамические характеристики оказывает присутствие мелких твердых или жидких частиц в несущей газовой (паровой) фазе.

К настоящему времени известен ряд работ [1—4], в которых рассматриваются некоторые аспекты данной проблемы на основе решения задачи о движении одиночных частиц в заданном потоке газа. Однако полный анализ задачи обтекания тела двухфазным потоком представляет собой сложную задачу ввиду многообразия физических процессов, определяющих характер данного явления. Это процессы, связанные с движением частиц в зоне торможения и их взаимодействием между собой и с поверхностью тела, которые в одних условиях могут приводить к эрозии и уносу материала, а в других — к внедрению частиц в поверхностный слой и образованию устойчивых покрытий. Важное значение имеет также учет факторов, обусловленных влиянием частиц на поле течения газа, особенно при сверхзвуковом обтекании тел.

Следует отметить, что экспериментальные работы (см., например, [5, 6]) относятся в основном к определению интегральных параметров обтекаемого тела (сопротивления, теплового потока и т. д.). Для того чтобы выявить и изучить отдельные факторы, влияющие на характер всего процесса, необходима постановка опытов, позволяющих измерять локальные параметры двухфазного потока и проводить наблюдение за динамикой движения отдельных частиц при их взаимодействии с телом. Реализация таких измерений связана с необходимостью использования методов диагностики, обеспечивающих высокое пространственное и временное разрешение при отсутствии возмущения, вносимого в исследуемый поток.

В данной работе представлены некоторые результаты экспериментального исследования обтекания тел сверхзвуковым двухфазным потоком, полученные с помощью быстродействующих методов лазерной диагностики: лазер-доплеровского измерителя скорости, а также схем импульсной визуализации в рассеянном и проходящем свете. Получены данные о характере изменения волновой структуры вблизи тел при введении в поток различных частиц.

1. Схема экспериментальной установки и методы диагностики представлены на фиг. 1. Измерение скорости частиц осуществлялось с помощью лазер-доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) с прямым спектральным методом регистрации доплеровского сдвига частоты. Схема ЛДИС включала в себя следующие элементы: одночастотный гелий-неоновый лазер типа ЛГ-159 1; делительную прозрачную пластину 2; поворотное 100%-ное зеркало 3; поляризатор, служащий для регулировки интенсивности опорного луча 4; фокусирующие линзы 5, 6; апертурную диафрагму приемной оптической системы 7; собирающую линзу 8; согласующий объектив 9; многолучевой конфокальный интерферометр с фотоумножителем на выходе 10; осциллограф 11. Лазер-доплеровские измерители с прямым спектральным анализом наиболее эффективны при исследовании высокоскоростных потоков ($v \geq 10^2$ м/с). Кроме того, данные схемы в отличие от ЛДИС, основанных на выделении доплеровского сигнала с помощью фотосмещения, позволяют определить как величину, так и направление скорости. Это имеет важное значение для одновременной регистрации потоков частиц, движущихся во встречных направлениях.