

ЛИТЕРАТУРА

1. Laderman A. J., Lewis C. H., Byron S. R. Two-phase plume impingement effects.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 10.
2. Probstein R. F., Fassio H. Dusty hypersonic flows.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 4.
3. Васильков А. П. Окрестность критической точки затупленного тела в гиперзвуковом двухфазном потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 5.
4. Latone J. A. Erosion prediction near a stagnation point resulting from aerodynamically entrained solid particles.— J. Aircraft, 1979, vol. 16, N 12.
5. Полежаев Ю. В., Романченков В. П. и др. Расчетная модель процесса эрозионного разрушения композиционного материала.— ИФЖ, 1979, т. 37, № 3.
6. Краснов И. Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964.
7. Клингел Дж., Никерсон Г. Течение смеси газа и твердых частиц в осесимметричном сопле.— В кн.: Детонация и двухфазное течение. М.: Мир, 1966.
8. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
9. Reinecke W. G. Debris shielding during high-speed erosion.— AIAA J., 1974, vol. 12, N 11.
10. Wakeman T., Tabakoff W. Erosion behavior in a simulated jet engine environment.— J. Aircraft, 1979, vol. 16, N 12.

Поступила 24/II 1983 г.

УДК 536.24

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ГРАФИТА В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

А. Г. ГОФМАН, А. М. ГРИШИН

(Томск)

Организация тепловой защиты гиперзвуковых аппаратов на основе разрушающихся теплозащитных материалов получила широкое распространение. Наиболее часто употребляются углеграфитовые покрытия. Явление термохимического разрушения такого покрытия в гиперзвуковом потоке является весьма сложным, так как необходимо учитывать не только сублимацию материала, но и различные гетерогенные и гомогенные неравновесные химические реакции.

Обобщающие результаты серии экспериментальных исследований физико-химических процессов взаимодействия высокоэнтальпийного воздуха с графитовой поверхностью даны в [1, 2], где представлены характеристики по важнейшим гетерогенным реакциям [1] и неравновесной сублимации графита [2].

Теоретическому исследованию вопроса взаимодействия высокоэнтальпийного воздуха с графитом посвящены работы [3—10]. Если в [3] предполагается «замороженность» химических реакций в потоке, то в [4—8] принимается гипотеза об их «равновесном» протекании. В [4, 6] исследуется влияние многокомпонентной диффузии на характеристики процесса. В [5] проводится сопоставление по определению скорости и температуры разрушения с [3] и отмечается их хорошее согласование. В [7] исследование проводится в предположении о равновесной сублимации графита с поверхности в виде атомарного углерода. Изучение перехода гетерогенного процесса окисления графита от кинетического к диффузионному режиму в зависимости от величины кинетических постоянных гетерогенной реакции рассматривается в [8]. Систематические исследования по взаимодействию графита с неравновесным потоком кислорода и воздуха проведены в [9]. Однако использованные в [9] данные по гетерогенным реакциям не отражают влияние степени диссоциации O_2 на величину скорости уноса углеграфитового материала, что, согласно [1], существенно искажает ее значение. Некоторые результаты по взаимодействию высокоэнтальпийного неравновесного воздушного потока с графитовой поверхностью и их сравнение с моделью «замороженного» пограничного слоя представлены в [10], однако в данной работе, как и в [9], не учитываются компоненты C_2 , C_3 , существенные в режиме сублимации графита.

Как следует из анализа, данного в [11, 12], в настоящее время нет удовлетворительного согласования теоретических и экспериментальных данных по термохимическому разрушению графита, что объясняется ограниченностью теоретических моделей разрушения углеграфитовых материалов.

В данной работе дается математическая модель термохимического разрушения графита в гиперзвуковом потоке с учетом наиболее важных неравновесных физико-химических процессов, возникающих при взаимодействии графита с диссоциированным потоком воздуха. Выявляются основные режимы взаимодействия: кинетический, диффузионный и сублимационный. Проводится сопоставление результатов расчетов по основным характеристикам процесса, полученным по предложенной модели, с результатами по более простым моделям «равновесного» и «замороженного» погранич-

ного слоя как в окрестности точки торможения, так и вдоль образующей тела вращения. Показано, что более предпочтительным из упрощенных моделей является приближение равновесного пограничного слоя, хотя и для данного приближения погрешность в определении теплового потока и скорости массового уноса на боковой поверхности тела может достигать 25%. Дается сравнение теоретических и экспериментальных результатов и показывается, что при использовании математической модели с учетом неравновесных физико-химических процессов наблюдается их удовлетворительное согласование.

1. Постановка задачи и метод решения. Рассматривается обтекание осесимметричного графитового тела заданной формы высокосубзвуковым ламинарным потоком воздуха под нулевым углом атаки. Возбуждение всех внутренних степеней свободы химических компонентов предполагается равновесным, исследование проводится в режиме течения, когда ионизацией и излучением газа можно пренебречь. Смесь газов рассматривается как смесь совершенных газов, а влиянием термодиффузии при описании диффузионных свойств многокомпонентной смеси пренебрегается. Обтекаемая поверхность предполагается гладкой.

Данный процесс при достаточно больших числах Рейнольдса математически описывается системой уравнений многокомпонентного химически неравновесного ламинарного пограничного слоя, которая в переменных типа Дороницына — Лиза имеет вид

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

$$(1.2) \quad - \frac{\partial X_i}{\partial \eta} + f \frac{\partial c_i}{\partial \eta} = \alpha \left(\tilde{u} \frac{\partial c_i}{\partial s} - \frac{\partial f}{\partial s} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) - a_1 \frac{W_i}{\rho}, \quad i = \overline{1, L_k};$$

$$(1.3) \quad - \frac{\partial X_i^*}{\partial \eta} + f \frac{\partial c_i^*}{\partial \eta} = \alpha \left(\tilde{u} \frac{\partial c_i^*}{\partial s} - \frac{\partial f}{\partial s} \frac{\partial c_i^*}{\partial \eta} \right), \quad i = \overline{L_{k+1}, L-1};$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{l}{Pr} \frac{\partial H}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial H}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[l \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\tilde{u}^2}{2} \right) \right] = \alpha \left(\tilde{u} \frac{\partial H}{\partial s} - \frac{\partial f}{\partial s} \frac{\partial H}{\partial \eta} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\sum_{i=1}^{L_k} \tilde{h}_i \left(X_i + \frac{l}{Pr} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) + \sum_{i=L_{k+1}}^L h_i \left(X_i^* + \frac{l}{Pr} \frac{\partial c_i^*}{\partial \eta} \right) \right];$$

$$(1.5) \quad \sum_{j=1}^{L_k} a_{ij} X_j + \sum_{j=L_{k+1}}^L a_{ij} X_j^* = l \left(\sum_{j=1}^{L_k} b_{ij} \frac{\partial c_j}{\partial \eta} + \sum_{j=L_{k+1}}^L b_{ij} \frac{\partial c_j^*}{\partial \eta} \right), \quad i = \overline{1, L-1};$$

$$(1.6) \quad \sum_{i=L_{k+1}}^L X_i^* = 0, \quad \sum_{i=L_{k+1}}^L c_i^* = 1;$$

$$(1.7) \quad p_e = \rho RT/M.$$

Эту систему уравнений необходимо решать с учетом следующих граничных условий:

$$(1.8) \quad \tilde{u} |_{\eta=0} = 0;$$

$$(1.9) \quad f |_{\eta=0} = f_w;$$

$$(1.10) \quad - X_{iw} + \left(f_w + \alpha \frac{df_w}{ds} \right) c_{iw} = - R_i a_2, \quad i = \overline{1, L_k};$$

$$(1.11) \quad - X_{iw}^* + \left(f_w + \alpha \frac{df_w}{ds} \right) c_{iw}^* = - R_i^* a_2, \quad i = \overline{L_{k+1}, L-1};$$

$$(1.12) \quad T |_{\eta=0} = T_w;$$

$$(1.13) \quad \tilde{u} |_{\eta \rightarrow +\infty} = 1;$$

$$(1.14) \quad c_i |_{\eta \rightarrow +\infty} = c_{ie}, \quad i = \overline{1, L_k};$$

$$(1.15) \quad c_i^* |_{\eta \rightarrow +\infty} = c_{ie}^*, \quad i = \overline{L_{k+1}, L-1};$$

$$(1.16) \quad H |_{\eta \rightarrow +\infty} = H_e.$$

Граничными условиями для системы (1.1)–(1.7) при $s = 0$ являются полученные из нее же уравнения автомодельного пограничного слоя. Для определения значения характеристик внешнего невязкого обтекания вдоль поверхности тела используются

уравнения сохранения вдоль линии тока при заданном распределении $p_e(s)$:

$$(1.17) \quad \rho_e u_e du_e/ds = -dp_e/ds;$$

$$(1.18) \quad \rho_e u_e dc_{ie}/ds = R_N W_{ie}, \quad i = \overline{1, L_k};$$

$$(1.19) \quad c_{ie}^* = c_{ie0}^*, \quad i = \overline{L_{k+2}, L-1};$$

$$(1.20) \quad H_e = H_{e0};$$

$$(1.21) \quad p_e = \rho_e RT_e/M_e.$$

Здесь и выше x, y — независимые переменные естественной ортогональной системы координат, связанной с поверхностью тела; r — расстояние от точки в потоке до оси симметрии; $\eta = \left(u_e r \int_0^y \rho dy \right) / \sqrt{2\xi}$; $\xi = \int_0^x \rho_e u_e \mu_e r^2 dx$; $s = x/R_N$; $\tilde{u} = u/u_e$; u — касательная составляющая вектора скорости; H — полная энтальпия в потоке газа; $L_k = L - N_e$; N_e — число независимых химических компонентов и общее число

компонентов смеси; $c_i^* = c_i + \sum_{k=1}^{L_k} \nu_{ki} \frac{m_i}{m_k} c_k$, $i = \overline{L_{k+1}, L}$ — концентрация i -го химического элемента; $\{\nu_{ki}\}$ — стехиометрическая матрица, построение которой описано

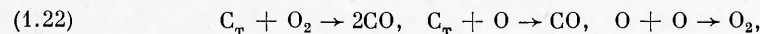
в [13]; J_i^* — диффузионный поток i -го элемента [13]; $\tilde{h}_i = h_i - \sum_{k=L_{k+1}}^L h_k \nu_{ik} \frac{m_k}{m_i}$, $i \leq L_k$; R_i, W_i — скорость образования i -го компонента вследствие гетерогенных и гомо-

генных реакций соответственно; $R_i^* = R_i + \sum_{k=1}^{L_k} \nu_{ki} \frac{m_i}{m_k} R_k$; R_N — радиус кривизны по-

верхности в точке торможения; $X_i = J_i a_2$; $a_2 = \sqrt{a_1/(\rho_e \mu_e)}$; $a_1 = 2\xi'_i / (u_e \xi'_x)$; $\alpha = -2\xi/\xi'_x$; $\beta = \alpha/u_e \frac{du_e}{ds}$; f_w определяется из соотношения $f_w + \alpha df_w/ds = -(\rho v)_w a_2$; функции $p, T, M, \mu, \rho, l, f, c_i, J_i, m_i, h_i, S_{ij}, D_{ij}, Pr, \lambda, c_p, (\rho v)_w, a_{ij}, \bar{v}_{ij}$ даны в [10]; индексы $w, e, 0, \infty$ приписываются значениям величин на поверхности тела, на внешней границе пограничного слоя, на оси симметрии и в невозмущенном потоке соответственно.

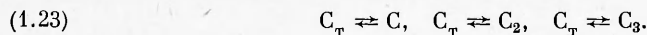
Уравнение (1.1) является следствием уравнений неразрывности и сохранения количества движения в направлении оси x , уравнение (1.2) представляет собой закон сохранения массы для компонента, а (1.3) — для элемента, (1.4) является законом сохранения энергии, а (1.5) — соотношения Стефана — Максвелла в форме, предложенной в [14]. Конечные соотношения (1.6) представляют собой алгебраические интегралы системы уравнений многокомпонентного пограничного слоя.

Анализ экспериментальных данных [1, 2] показывает необходимость учета следующих компонентов смеси: $O_2(1), N_2(2), NO(3), CO_2(4), CO(5), CN(6), C_2(7), C_3(8), C(9), O(10), N(11)$ (номер в скобке обозначает номер химического компонента). На поверхности графита протекают гетерогенные реакции

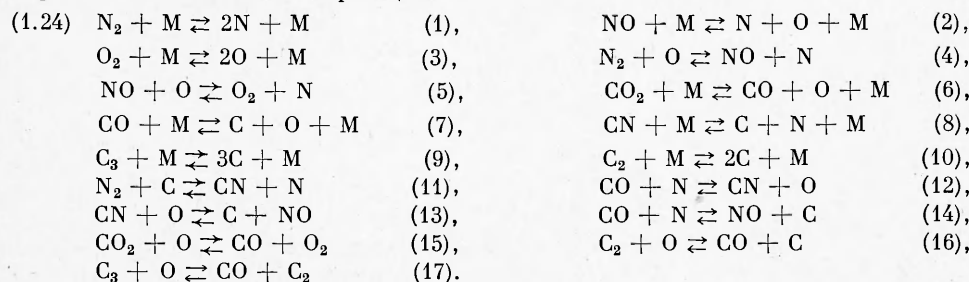


где C_T — графит в твердой фазе.

По отношению к другим компонентам поверхность принимается нейтральной. Данные по гетерогенным реакциям заимствованы из [1]. С поверхности графита принимается сублимация в виде компонентов C, C_2, C_3 :



Данные по давлению насыщенных паров C, C_2 и C_3 взяты из [2]. В потоке имеют место неравновесные химические реакции:



Здесь M — катализатор, в качестве которого может быть любой компонент смеси. В скобках дана принятая нумерация реакций. Данные по константам прямых реакций (1)–(8), (11)–(15) заимствованы из [15]. Расчет коэффициентов переноса μ , λ , D_{ij} проводился, как и в [10]. Все термодинамические величины рассчитывались на основе аппроксимаций [16]. За зависимые химические компоненты принимались O_2 , N_2 , NO , CO_2 , CO , CN , C_2 , C_3 а за независимые химические компоненты — реакции диссоциации (1)–(3), (6)–(10) из (1.24). Отметим, что элементный состав воздуха принимался следующим: $c_{e,O}^* = 0,236567$, $c_{e,C}^* = 0$, $c_{e,N}^* = 1 - c_{e,O}^*$. Коэффициенты аккомодации α_i для компонентов C , C_2 и C_3 равны 0,24; 0,5; 0,09 соответственно. Следует отметить, что в литературе не удалось обнаружить данных по термокинетическим постоянным неравновесных реакций (9), (10), (16), (17) из (1.24). В расчетах они принимались равными $k_9 = k_{10} = 39$, $n_9 = n_{10} = -1$, $E_9 = E_{10} = 59\,400$, $k_{16} = k_{17} = 35$, $n_{16} = n_{17} = 0$, $E_{16} = E_{17} = 38\,000$, где скорость прямой реакции записывается в виде $W = T^n \exp(k - E/T)$.

Рассматриваемая задача (1.1)–(1.21) решалась численно при помощи неявной конечно-разностной схемы, построенной на основе итерационно-интерполяционного метода [17]. При этом для расчета системы (1.1)–(1.6) использовался метод [18]. Разностная схема и алгоритм расчета описаны в [10]. Для тестовой проверки программы были проведены сравнения с результатами по обтеканию критической точки гиперзвуковым неравновесным воздушным потоком [18], получены совпадения с графической точностью.

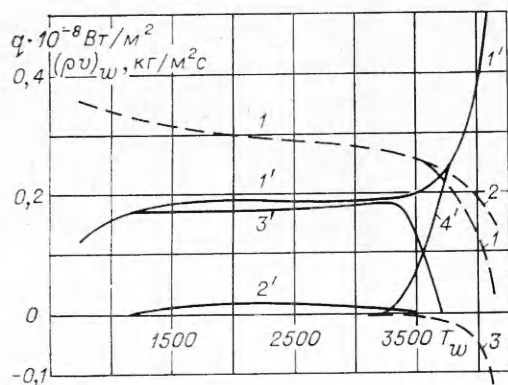
2. Теоретическое исследование режимов термохимического разрушения. На основе расчетов взаимодействия тела и потока в окрестности точки торможения была получена физическая картина процесса в широком диапазоне изменения температуры поверхности. Отмечаются три режима взаимодействия. Определим тепловой поток q_w со

стороны газовой фазы в твердое тело $q_w = \sum_{i=1}^3 q_i$, где $q_1 = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}$, $q_2 = - \sum_{i=1}^L J_{iw} h_{iw}$,

$q_3 = -(\rho v)_w h_w$. На фиг. 1, 2 представлены некоторые результаты, полученные при высоте полета 30 000 м, $v_\infty = 7500$ м/с и $R_N = 0,1$ м в зависимости от T_w . На фиг. 1: 1 — q_w , 2 — $q_1 + q_2$, 3 — q_3 ; 1' — скорость массового уноса $(\rho v)_w$, 2', 3' — доля массового уноса вследствие первых двух гетерогенных реакций (1.22) соответственно, 4' — доля уноса вследствие процесса сублимации (1.23). На фиг. 2 сплошными линиями даны значения концентраций компонентов потока на поверхности оболочки. При $750 \text{ K} \leq T_w \leq 1200 \text{ K}$ рост $(\rho v)_w$ предопределяется ростом T_w и имеет место кинетический режим абляции.

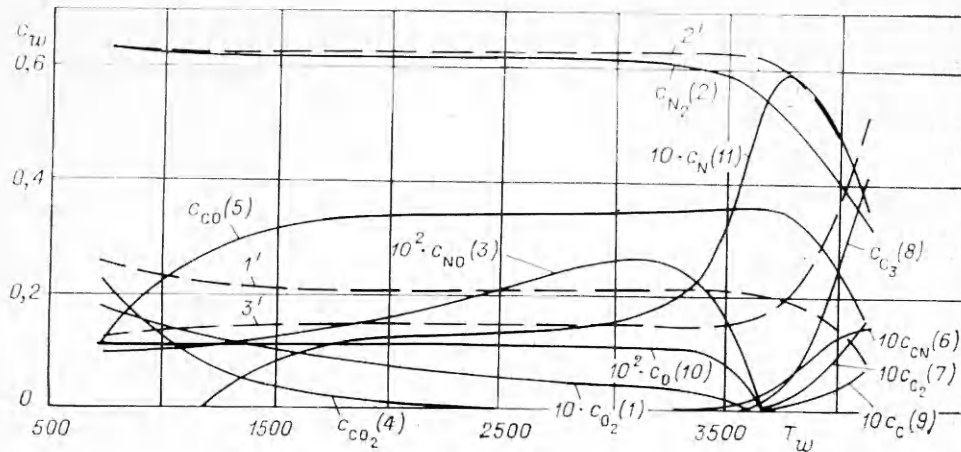
В диффузионном режиме, который в рассматриваемом варианте реализуется при $1250 \text{ K} \leq T_w \leq 3250 \text{ K}$, величина $(\rho v)_w$ практически постоянна и в основном определяется при заданных p_e и R_N концентрацией окисляющего компонента. Кривые 2' и 3' на фиг. 1 иллюстрируют вклад гетерогенных реакций в массовый унос в кинетическом и диффузионном режиме. Как показывает анализ, основная доля приходится на реакцию $C_T + O \rightarrow CO$, реакция $C_T + O_2 \rightarrow 2CO$ не более 7% общего уноса массы. Кривые 10, 5 фиг. 2 иллюстрируют постоянство в диффузионном режиме концентраций основного окисляющего компонента O и продукта гетерогенных реакций CO . С увеличением T_w наблюдается быстрое падение концентраций CO_2 , как на поверхности тела, так и в потоке.

При $3300 \text{ K} \leq T_w \leq 3700 \text{ K}$ происходит перестройка режима химического взаимодействия вследствие сублимации компонентов C , C_2 , C_3 с поверхности (см. кривые 7–9 фиг. 2). Массовая скорость сублимации возрастает от 0 ($T_w \approx 3250 \text{ K}$) до значения, равного $(\rho v)_w$ (см. кривые 1', 4' фиг. 1 при $T_w > 3700 \text{ K}$). Наблюдается быстрое



Ф и г. 1

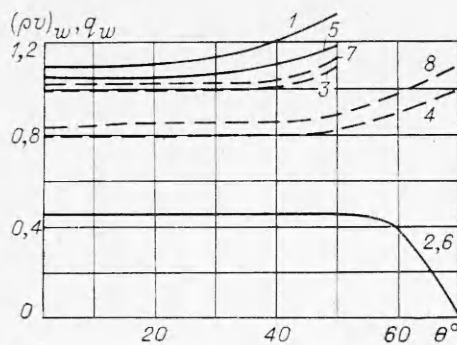
падение концентраций N_2 , O_2 , CO , O , NO (кривые 1–4, 10 фиг. 2) с ростом T_w . Величина c_{wN} вначале растет вследствие усиления диссоциации N_2 , а затем с увеличением $(\rho v)_w$ при $T_w > 3750 \text{ K}$ падает. В сублимационном режиме термохимического разрушения отмечается значительное возрастание концентраций C , C_2 , C_3 и CN у поверхности, при этом наиболее велика доля сублимации графита в виде C_3 . Если в кинетическом и диффузионном режиме увеличение T_w ведет к медленному, почти линейному уменьшению q_w и для них $q_3 \approx 0$, т. е. $q_w \approx q_1 + q_2$, то в сублимационном режиме q_3 быстро возрастает по абсолютному значению



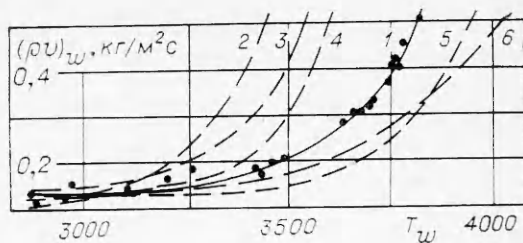
Ф и г. 2

(см. кривую 3' фиг. 1), что обеспечивает быстрое падение полного теплового потока до нулевого значения. Таким образом, в сублимационном режиме происходит экранизация теплового воздействия в результате термохимического разрушения тела. Отметим, что влияние вдува в этом режиме также проявляется в гидродинамическом отнесении пограничного слоя у поверхности и более быстром падении величины $q_1 + q_2$ с ростом T_w по сравнению с диффузионным режимом (кривая 2 фиг. 1). Изменение концентраций элементов от T_w представлено на фиг. 2: 1' — c_O^* , 2' — c_N^* , 3' — c_C^* . Эти величины практически постоянны в диффузионном режиме и значительно изменяются в режиме сублимации. Отметим, что по результатам [7] значение c_C^* на поверхности тела в диффузионном режиме равно 0,15, а данные расчеты дают близкое значение, равное $\sim 0,154$.

3. Сравнение расчетов характеристик термохимического разрушения с экспериментальными данными. В настоящей работе проведены сравнения с экспериментальными результатами [11, 12]. Для определения градиента скорости $du_e/dx|_{x=0}$ использовалась формула Ньютона с поправкой на умеренные числа Маха и отношение ρ_∞/ρ_e [19]. Рассматривались три модели протекания гомогенных химических реакций: полная модель неравновесного пограничного слоя (НПС), модель «равновесного» пограничного слоя (РПС) и «замороженного» пограничного слоя (ЗПС). В табл. 1 приведены величины скорости массового уноса $(\rho v)_w$ в зависимости от температуры T_w , давления p в точке торможения и радиуса затупления R_N , представленных в [11, 12]. В колонке 4 даны экспериментальные данные [11, 12], в 5 — теоретические данные из [11, 12], в 6, 8, 10 — расчеты по указанным трем моделям, в 7, 9, 11 дано в процентах отличие $(\rho v)_w$ по соответствующим моделям с экспериментальными данными. Сравнение результатов расчетов по модели НПС с экспериментальными данными показало их хорошее согласование во всем рассматриваемом диапазоне $2822 \text{ K} \leq T_w \leq 3778 \text{ K}$ при изменении R_N от 0,01193 до 0,0363 м. Расчеты показали также, что при $T_w > 3100 \text{ K}$ в рассматриваемом диапазоне R_N столь же хорошее согласование с экспериментальными данными по $(\rho v)_w$ может быть получено в рамках модели РПС. Значительно худшее согласование наблюдается при использовании модели ЗПС, причем отличие от экспериментальных данных особенно велико в диффузионном режиме ($T_w \leq 3500 \text{ K}$). На фиг. 3 представлены результаты по $(\rho v)_w$ в функции от T_w при значении $p = 0,98 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ и $R_N = 0,0184 \text{ м}$. Точками нанесены экспериментальные результаты [12], кривая 1 — данные настоящей работы по полной модели НПС, 2 — 6 — теоретические результаты [12]. Отмечается хорошее совпадение результатов настоящей работы с экспериментальными данными не только в диффузионном режиме, где и другие представленные в [12] модели близки к эксперименту, но и в сублимационном режиме, где прочие расчетные модели дают либо существенно завышенный, либо заниженный темп роста скорости уноса массы от T_w . В [12] отмечалось, что при $T_w > 3700 \text{ K}$ величина $(\rho v)_w$ удваивается с увеличением T_w на 110 К; расчеты по нашей модели дали ту же закономерность с увеличением $T_w \sim$ на 115 К. Заметим, что достаточно точное количественное описание уноса в сублимационном режиме наиболее важно, так как большая часть массы графита уносится в диапазоне температур, характерном для этого режима. Совпадение расчетных и экспериментальных данных по важнейшим характеристикам термохимического разрушения косвенным образом оправдывает выбор α_i и k, n, E для реакций (9), (10), (16), (17) из (1.24). Не рассматривая в данном пункте вопроса о возможности использования более простых моделей



Ф и г. 4



Ф и г. 3

РПС или ЗПС вместо полной модели НПС, отметим, что результаты расчетов по всем трем моделям в отличие от работ, цитированных в [12], получены при учете неравновесных физико-химических процессов на поверхности графита, протекающих с конечной скоростью. Хорошее согласование расчетов данной работы с экспериментальными результатами в отличие от рассмотренных ранее моделей позволяет надеяться на достаточно точное математическое моделирование процесса термохимического разрушения во всем практически важном диапазоне изменения температуры обтекаемой поверхности в рамках предложенной модели НПС.

4. Упрощенные математические модели термохимического разрушения и анализ их точности. Как было показано выше, учет неравновесных физико-химических процессов на поверхности графита является необходимым для описания процесса термохимического разрушения. Представляет также интерес возможность упрощения модели газофазных реакций, а именно сравнение основных характеристик процесса по моделям РПС и ЗПС с результатами по НПС. В табл. 2 даны значения q_w по трем моделям для некоторых из рассмотренных в п. 3 вариантов, где в процентах дано отличие q_w по моделям РПС и ЗПС от q_w по полной модели. В табл. 3 даны значения q_w и $(\rho\nu)_w$ в окрестности точки торможения сферы с $R_N = 0,01-1,0$ м при движении ее на высоте 30 000 м с $v_\infty = 7500$ м/с при некоторых T_w ; смысл погрешности в процентах тот же, что и описанный выше. Остановимся сначала на сопоставлении результатов по моделям НПС и РПС. Как показывает анализ данных табл. 2, при давлении $p_e \sim 10^5$ Н/м² имеется различие в $(\rho\nu)_w$ при $T_w \lesssim 3000$ К, причем скорость уноса

РПС или ЗПС вместо полной модели НПС, отметим, что результаты расчетов по всем трем моделям в отличие от работ, цитированных в [12], получены при учете неравновесных физико-химических процессов на поверхности графита, протекающих с конечной скоростью. Хорошее согласование расчетов данной работы с экспериментальными результатами в отличие от рассмотренных ранее моделей позволяет надеяться на достаточно точное математическое моделирование процесса термохимического разрушения во всем практически важном диапазоне изменения температуры обтекаемой поверхности в рамках предложенной модели НПС.

Т а б л и ц а 1

T_w, K	$p \cdot 10^{-5}, \text{Н/м}^2$	$R_N \cdot 10^3, \text{м}$	$(\rho\nu)_w, \text{кг/м}^2 \cdot \text{с}$	$(\rho\nu)_w$	$(\rho\nu)_w$ (НПС)	%	$(\rho\nu)_w$ (РПС)	%	$(\rho\nu)_w$ (ЗПС)	%	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
1	2822	1,03	1,63	0,150	0,145	0,162	7	0,127	16	0,113	25
2	2875	0,99	1,75	0,146	0,137	0,157	8	0,130	11	0,109	25
3	2911	1,03	1,78	0,145	0,138	0,157	8	0,137	5	0,110	24
4	2944	1,09	1,57	0,172	0,151	0,164	5	0,153	11	0,120	31
5	2992	1,06	1,69	0,152	0,145	0,164	8	0,153	1	0,114	25
6	3067	1,06	3,00	0,144	0,108	0,128	11	0,128	11	0,091	37
7	3100	1,12	2,87	0,145	0,117	0,137	6	0,136	6	0,095	34
8	3100	1,12	1,52	0,195	0,156	0,177	9	0,177	9	0,124	36
9	3322	0,95	1,76	0,185	0,139	0,164	11	0,170	8	0,120	35
10	3400	1,06	1,95	0,197	0,145	0,177	10	0,176	10	0,132	34
11	3447	1,02	1,66	0,209	0,159	0,188	10	0,197	6	0,152	27
12	3467	1,11	1,62	0,215	0,169	0,203	6	0,212	2	0,165	23
13	3489	1,09	1,69	0,226	0,165	0,203	10	0,210	7	0,170	25
14	3506	1,07	1,88	0,214	0,160	0,195	9	0,206	4	0,169	21
15	3567	0,98	1,88	0,209	0,165	0,213	2	0,228	9	0,200	4
16	3572	1,21	1,76	0,255	0,185	0,236	7	0,252	2	0,214	16
17	3617	1,03	1,98	0,270	0,177	0,243	10	0,256	6	0,241	11
18	3633	1,13	1,89	0,302	0,192	0,265	12	0,280	8	0,263	13
19	3672	1,06	1,92	0,294	0,203	0,303	3	0,313	7	0,313	7
20	3711	1,13	3,63	0,263	0,164	0,274	4	0,275	4	0,290	10
21	3722	0,99	2,20	0,335	0,211	0,362	8	0,360	8	0,388	16
22	3739	0,99	1,36	0,435	0,283	0,475	8	0,475	8	0,517	19
23	3739	1,09	2,06	0,417	0,231	0,399	4	0,396	5	0,428	3
24	3744	1,06	1,19	0,501	0,307	0,505	1	0,509	2	0,546	9
25	3778	1,23	1,92	0,459	0,269	0,491	7	0,479	4	0,534	16

Таблица 2

	T_w, K	$p \cdot 10^{-5}, \text{H/M}^2$	$R_N \cdot 10^3, \text{M}$	$q_w, \text{BT/M}^2 \text{ (НПС)}$	$q_w \text{ (РПС)}$	%	$q_w \text{ (ЗПС)}$	%
1	2822	1,03	1,63	$1,503 \cdot 10^7$	$1,867 \cdot 10^7$	24	$0,952 \cdot 10^7$	37
2	2944	1,09	1,57	$1,491 \cdot 10^7$	$1,890 \cdot 10^7$	27	$0,981 \cdot 10^7$	34
3	3067	1,06	3,00	$1,127 \cdot 10^7$	$1,300 \cdot 10^7$	15	$0,684 \cdot 10^7$	39
4	3400	1,06	1,95	$0,945 \cdot 10^7$	$1,526 \cdot 10^7$	26	$0,703 \cdot 10^7$	26
5	3506	1,07	1,88	$0,960 \cdot 10^7$	$1,419 \cdot 10^7$	48	$0,580 \cdot 10^7$	40
6	3572	1,21	1,76	$0,873 \cdot 10^7$	$1,451 \cdot 10^7$	66	$1,515 \cdot 10^7$	41
7	3633	1,13	1,89	$0,505 \cdot 10^7$	$1,134 \cdot 10^7$	125	$0,236 \cdot 10^7$	53
8	3711	1,13	3,63	$0,162 \cdot 10^6$	$4,706 \cdot 10^6$	300	$-2,016 \cdot 10^6$	1334

Таблица 3

	T_w, K	$10^{-7} q_w, \text{BT/M}^2 \text{ (НПС)}$	$\frac{(\rho v)_w}{\text{M}^2 \cdot \text{c}} \cdot 10 \text{ (НПС)}$	$q_w \text{ (РПС)}$	%	$(\rho v)_w \text{ (РПС)}$	%	$q_w \text{ (ЗПС)}$	%	$(\rho v)_w \text{ (ЗПС)}$	%
$R_N = 0,01 \text{ м}$											
1	2700	8,19	5,91	10,1	23	3,72	37	4,15	49	4,18	28
2	3500	7,32	6,04	8,84	21	6,20	3	3,61	50	4,45	26
3	4000	3,29	11,7	5,50	67	11,9	2	6,82	100	12,1	8
$R_N = 0,1 \text{ м}$											
4	2700	2,85	1,93	3,08	8	1,66	20	1,31	54	1,58	18
5	3500	2,58	2,01	2,77	7	2,08	2	1,14	56	1,67	17
6	4000	1,34	4,06	1,63	17	3,91	1	-0,1	108	4,54	15
$R_N = 1,0 \text{ м}$											
7	2700	0,93	0,62	0,95	2	0,56	7	0,41	55	0,56	10
8	3500	0,04	0,64	0,87	3	0,66	3	0,36	58	0,58	10
9	4000	0,48	0,13	0,51	5	0,13	2	-0,5	110	0,15	16

массы по теории НПС выше, чем по РПС. В то же время расчеты по РПС дают завышенное значение по q_w во всем рассматриваемом диапазоне T_w (см. табл. 2). При $T_w \geq 3100 \text{ K}$ результаты по $(\rho v)_w$ близки по обоим моделям (см. строки 7—25 табл. 1). При $p_e \sim 10^6 \text{ H/M}^2$ и $R_N = 0,01 \text{ м}$ погрешность в определении q_w по РПС остается значительной при всех рассматриваемых T_w (см. строки 1—3 табл. 3), величина $(\rho v)_w$ при $T_w = 2700 \text{ K}$ занижена по РПС (см. строку 1 табл. 3), а при $T_w = 3500; 4000 \text{ K}$ совпадает с данными по НПС (см. строки 2, 3 табл. 3). С увеличением радиуса затупления различие в определении q_w и $(\rho v)_w$ уменьшается (см. строки 4—6 табл. 3) и при $R_N = 1,0 \text{ м}$ значения q_w и $(\rho v)_w$ по обоим моделям достаточно близки. На фиг. 4 представлены результаты сопоставления по q_w и $(\rho v)_w$ при решении двумерной задачи обтекания сферы с $R_N = 0,1 \text{ м}$ и заданной постоянной температурой поверхности для двух вариантов: кривые 1—4 для высоты 30 000 м, $v_\infty = 7500 \text{ м/с}$, $T_w = 3500 \text{ K}$, кривые 5—8 — высоты 25 000 м, $v_\infty = 7500 \text{ м/с}$, $T_w = 3700 \text{ K}$. Сплошные кривые — отношения тепловых потоков q_w по РПС (кривые 1, 5) и ЗПС (кривые 2, 6) к данным по q_w модели НПС, штриховые — аналогичные отношения по $(\rho v)_w$: кривые 3, 7 — по РПС и кривые 4, 8 — по ЗПС к результатам по НПС. Распределение давления вдоль сферы бралось по формуле Ньютона. Как следует из анализа представленных графиков, наиболее значительным является различие в тепловых потоках, которое при $\theta = 50^\circ$ для РПС достигает 25%. Таким образом, расчеты по модели РПС могут давать существенное различие в сравнении с полной моделью в характеристиках процесса в точке торможения в некотором реальном диапазоне параметров течения и тела, а также дают различие в $(\rho v)_w$ и q_w вдоль поверхности тела при параметрах процесса, когда в точке торможения результаты по моделям НПС и РПС очень близки.

Сравнение результатов по q_w и $(\rho v)_w$, представленных в табл. 1—3 по моделям НПС и ЗПС, показывает их существенное различие, при этом q_w по ЗПС значительно ниже результатов по НПС. Еще большее различие наблюдается в определении q_w и $(\rho v)_w$ на боковой поверхности (кривые 2, 4, 6, 8 фиг. 4).

Таким образом, более точной из двух приближенных моделей в данных условиях оказалась модель РПС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Парк. Влияние атомарного кислорода на абляцию графита.— Ракетн. техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 11.
2. Бейкер. Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита.— Ракетн. техника и космонавтика, 1977, т. 15, № 10.
3. Анфимов И. А. Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах.— Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение, 1964, № 5.
4. Щенников В. В. Расчет ламнарного пограничного слоя у сублимирующей поверхности.— ЖВММФ, 1961, т. 1, № 5.
5. Завелевич Ф. С. Горение графита в химически равновесном пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 1.
6. Кендолл, Бартлетт. Решение задачи о многокомпонентном пограничном слое интегральным матричным методом.— Ракетн. техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 6.
7. Скала, Гильберт. Сублимация графита при гиперзвуковых скоростях.— Ракетн. техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 9.
8. Baron J. R., Bernstein H. Heterogeneous rate coupling for graphite oxidation. AIAA Paper N 70-832, 1970.
9. Алексеев Б. В. Пограничный слой с химическими реакциями. М.: ВЦ АН СССР, 1967.
10. Гофман А. Г., Грузин А. Д., Пырх С. И. Неравновесный многокомпонентный пограничный слой на сублимирующей углеграфитовой поверхности.— ЧММСС, Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980, т. 11, № 6.
11. Lundell J. H., Dickey R. R. Graphite ablation at high temperatures. AIAA Paper N 71-418, 1971.
12. Ланделл, Дикки. Абляция графита АТГ при высоких температурах.— Ракетн. техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 2.
13. Сулов О. П., Тирский Г. А., Щенников В. В. Описание химически равновесных течений многокомпонентных ионизованных смесей в рамках уравнений Навье — Стокса и Прандтля.— ПМТФ, 1971, № 1.
14. Гершбейн Э. А. Ламнарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 1.
15. Громов В. Г. Расчет вязкого обтекания сферы гиперзвуковым потоком газовой смеси, содержащей углекислый газ.— Науч. тр. Ин-та механики МГУ, 1970, № 5.
16. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978, т. 1, кн. 2; 1979, т. 2, кн. 2.
17. Гришин А. М., Берцун В. И. Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов.— ДАН СССР, 1974, т. 214, № 4.
18. Громов В. Г. Расчет ламнарного пограничного слоя при наличии неравновесных реакций.— В кн.: Новые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 1. М.: МГУ, 1971.
19. Краснов Н. Ф. Аэродинамика. М.: Высш. школа, 1971.

Поступила 4/V 1983 г.

УДК 621.789

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ БИМЕТАЛЛА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ

В. И. КИРКО, И. И. ПАК

(Красноярск)

Образование метастабильных структур при затвердевании тонкого слоя расплава, полученного воздействием концентрированного потока энергии на вещество, связано с высокой скоростью охлаждения. В [1] обсуждены тепловые условия обработки поверхности лазером, которые обеспечивают скорости закалки, необходимые для образования металлических стекол из жидкого состояния. Были получены [2] аморфные слои (15—20 мкм) на некоторых сплавах на основе железа. Однако для многих систем фиксация аморфной фазы требует более высоких скоростей закалки.

Представляет интерес возможность дополнительного ускорения процесса охлаждения в условиях воздействия теплового потока на поверхность биметалла. В этом случае скорость закалки при затвердевании поверхностного слоя может увеличиваться за счет теплопоглощения при проплавлении подложки и ее высокой теплопроводности. Если при этом температура плавления подложки не выше температуры стеклования расплавленного поверхностного слоя, то его аморфизация будет облегчена из-за отсутствия зародышей кристаллической фазы на границе раздела поверхностный слой — подложка.

В данной работе на основе численных расчетов анализируется температурный режим, возникающий в биметаллах при воздействии концентрированного потока энергии.