

5. Гаек А. В., Попов Е. Г., Попова Н. В. Термическое действие газового взрыва на металлы // Физика и химия обработки материалов. — 1986. — № 4.

г. Красноярск

Поступила 27/X 1989 г.,
в окончательном варианте — 23/III 1990 г.

УДК 536.24

А. М. Гришин, А. Н. Голованов, А. С. Якимов

СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КОМПОЗИЦИОННОМ МАТЕРИАЛЕ

Математическому моделированию процессов тепло- и массопереноса в составном композиционном материале (КМ) посвящено ограниченное число работ [1, 2]. Если в [1] рассмотрен режим термохимического разрушения под действием заданного теплового потока в многослойном КМ на боковой части тела вращения, то в [2] уже решается задача о взаимодействии высокоэнтальпийного потока с комбинированным КМ в сопряженной постановке от начала пористого тела вращения до семи калибров по обводу непроницаемого конуса. Однако математическая модель тепло- и массообмена (ТМО) в [2] записана без учета перетекания тепла между конусом и пористым телом (рис. 1). Кроме того, результаты расчетов в [2] для пористой части тела получены в однотемпературном приближении. В то же время известно [3], что в общем случае в газопроницаемых средах температура газа и температура конденсированной фазы (к-фазы) различаются.

В [4—6] приводится обширная библиография работ, в которых исследовано температурное состояние систем пористого охлаждения [7—9]. Однако, как справедливо отмечено в [4], полученные результаты не сопоставимы из-за значительного прозвона или недостаточной корректности в формулировке граничных условий. В отечественной и зарубежной литературе [4, 7, 9], посвященной математическому моделированию процессов ТМО в двухтемпературной среде, в уравнении сохранения энергии для газовой фазы при расчете поля температур, как правило, не учитывают перенос тепла кондукцией. В то же время при учете последнего в [8] предполагается, что весь тепловой поток на внешней границе раздела сред падает на поверхность каркаса (как для однотемпературной среды), а для газа выставляются мягкое граничное условие $(\partial^2 T_2 / \partial n^2)|_{n=0} = 0$ или условие тепловой изоляции. Изучение характеристик ТМО для двух типов газопроницаемых сред показало [10], что балансовые (имеющие смысл законов сохранения) граничные условия инвариантны относительно теплофизических свойств двухтемпературной пористой среды. Отметим, что в [10] получены пределы применимости мягких граничных условий.

Цель данной работы — изучение в рамках двухтемпературной модели пористой инертной среды внутреннего механизма ТМО для оболочки, составленной из разных материалов. В результате математических экспериментов показано, что необходимо: учитывать двухтемпературность пористой среды; использовать материалы, имеющие структурные характеристики, обеспечивающие максимальное значение коэффициента межфазного теплообмена; в качестве теплового экрана брать конструктивным элементом металлокерамику.

1. Постановка задачи. Для упрощения анализа будем считать, что: среда двухтемпературна, т. е. газовая и к-фаза имеют различные температуры; величина потока массы по нормали к обтекаемой поверхности тела значительно больше, чем по образующей этой поверхности; тело при взаимодействии с потоком газа не разрушается, а внутри и на его поверхности отсутствуют гетерогенные и гомогенные химические реакции и фазовые переходы; плотность газовой фазы определяется из уравнения состояния идеального газа; состав вдуваемого газа и в набегающем внешнем потоке одинаков; тепловой поток на внешней нагреваемой стороне конической части тела задавался таким образом, чтобы температура поверхности конуса к моменту окончания теплового воздействия ($t = t_0$) была меньше температуры плавления данного материала.

Расход газа-охлаждителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [5, 6, 8]. Дело в том, что при больших массовых скоростях $(\rho v)_w$ ($Re > 10$) наблюдается турбулентный режим фильтрации [6], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

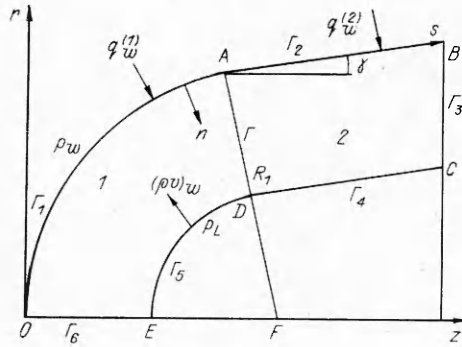


Рис. 1

Математическая задача расчета характеристик ТМО в естественных координатах сводится к решению системы уравнений сохранения

$$(1.1) \quad \partial(\rho_2 \varphi v r H) / \partial n = 0;$$

$$(1.2) \quad \rho_1 c_{p1} (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{rH} \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left[rH \lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n} \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r \lambda_1 (1 - \varphi)}{H} \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] \right\} - A_V (T_1 - T_2);$$

$$(1.3) \quad c_{p2} \left(\rho_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2 \varphi v \frac{\partial T_2}{\partial n} \right) = \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(rH \lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial n} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r \lambda_2 \varphi}{H} \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) \right] \frac{1}{rH} + A_V (T_1 - T_2);$$

$$(1.4) \quad A \mu v + B \rho_2 \varphi v |v| = -\partial p / \partial n;$$

$$(1.5) \quad p = \rho_2 R T_2 / M, \quad r = (R_1 - n) \sin(s/R_1), \quad H = (R_1 - n)/R_1,$$

$$\mu \sim \sqrt{T_2}, \quad \lambda_2 \sim \sqrt{T_2}, \quad \varphi = \text{const};$$

$$(1.6) \quad \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \frac{\lambda}{r} \left(\frac{\partial T}{\partial s} \sin \gamma - \frac{\partial T}{\partial n} \cos \gamma \right),$$

$$r = (R_1 - n) \cos \gamma + (s - s_A) \sin \gamma.$$

Систему уравнений (1.1)–(1.4), (1.6) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$(1.7) \quad T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T|_{t=0} = T_H;$$

на внешней нагреваемой поверхности пористого носка OA (область I на рис. 1)

$$(1.8) \quad (q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \sigma T_{1w}^4) (1 - \varphi) = -\lambda_1 (1 - \varphi) (\partial T_1 / \partial n)|_{\Gamma_1};$$

$$(1.9) \quad \varphi q_w^{(1)} = -\lambda_2 \varphi (\partial T_2 / \partial n)|_{\Gamma_1}, \quad q_w^{(1)} = \alpha^{(1)} (h_{e0} - c_{p2} T_{1w});$$

на оси симметрии OE

$$(1.10) \quad (\partial T_1 / \partial s)|_{\Gamma_6} = 0, \quad (\partial T_2 / \partial s)|_{\Gamma_6} = 0;$$

на внутренней поверхности области I

$$(1.11) \quad -\lambda_1 (1 - \varphi) (\partial T_1 / \partial n)|_{\Gamma_5} = \delta (T_1|_{\Gamma_5} - T_H);$$

$$(1.12) \quad T_2|_{\Gamma_5} = \frac{\delta}{c_{p2} (\rho v)_w} (T_1|_{\Gamma_5} - T_H) + T_H;$$

на линии соприкосновения AD областей I и 2 условия идеального контакта

$$(1.13) \quad H^{-1} \lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial s} \Big|_{\Gamma_-} = \lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{\Gamma_+}, \quad T_1|_{\Gamma_-} = T|_{\Gamma_+} = T_2|_{\Gamma_-};$$

на внешней нагреваемой сплошной поверхности AB

$$(1.14) \quad q_w^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \sigma T_w^4 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{\Gamma_2}, \quad q_w^{(2)} = \alpha^{(2)} (h_{e0} - c_{p2} T_w);$$

на ломаной линии $B CD$ области 2 выставляются условия тепловой изоляции

$$(1.15) \quad (\partial T / \partial s)|_{\Gamma_3} = 0, \quad (\partial T / \partial n)|_{\Gamma_4} = 0;$$

на внешней и внутренней поверхностях области I имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде:

$$(1.16) \quad p|_{\Gamma_1} = p_w, \quad p|_{\Gamma_5} = p_L.$$

Граничное условие (1.12) выводится из уравнения (1.11) и балансового соотношения для температуры на границе раздела тела и внешней среды с учетом вдува [5]

$$(1 - \varphi) \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{\Gamma_5} + \varphi \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n} \Big|_{\Gamma_5} = (\rho v)_w (h_2^{(1)} - h_n^{(1)}) \quad (h_2^{(1)} = c_{p2} T_2)$$

при условии $(\varphi \lambda_2 \partial T_2 / \partial n)|_{\Gamma_5} \ll (1 - \varphi) \lambda_1 (\partial T_1 / \partial z)|_{\Gamma_5}$, $\dot{h}_n^{(1)} = c_{p2} T_n$. Тем самым через (1.12) задается относительный подогрев теплоносителя $(T_2|_{\Gamma_5} - T_n) / (T_1|_{\Gamma_5} - T_n)$ до подхода к внутренней поверхности области I , определяемой, вообще говоря, неизвестной величиной δ .

Коэффициент теплообмена в выражении для конвективного теплового потока в области I находится из формул [3]

$$(1.17) \quad \alpha^{(1)} = \xi \eta \exp[-0,37(\rho v)_w / \xi \eta], \quad \eta = k_1 / R_1^{0,2} (1 + c_{p2} T_{1w} / h_{e0})^{2/3}, \\ \xi = 3,75 \sin(s/R_1) - 3,5 \sin^2(s/R_1).$$

В области 2 $\alpha^{(2)} = f(t, s)$ задается аналитической формулой

$$(1.18) \quad \alpha^{(2)} = 1,27s/R_1 \exp(s/k_4), \quad 0 \leq t < 1c, \\ \alpha^{(2)} = k_2 [k_3 - \exp(0,4t + t/t_0)] s \exp(s/k_1) / R_1, \quad t \geq 1c.$$

Здесь t — время; r, z — поперечная и продольная составляющие цилиндрической системы координат; n, s — составляющие естественной системы координат; T — температура; p — давление; ρ — истинная плотность; v — скорость фильтрации газа в области I ; $(\rho v)_w$ — расход газа-охладителя в порах; c_p, λ, μ и δ — коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости и теплоотдачи на внутренней поверхности оболочки; φ — пористость; A_V — объемный коэффициент теплообмена между газом и каркасом; R — универсальная газовая постоянная; A и B — вязкостный и инерционный коэффициенты в законе Дарси; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $\varepsilon^{(i)}$ ($i = 1, 2$) — излучательная способность поверхности каркаса и графита; R_1 — внешний радиус затупления тела; L_{OE} — толщина оболочки; s_{OB} — длина тела по образующей; $\alpha^{(i)}$ — коэффициент теплообмена в формуле для конвективного теплового потока; γ — угол конуса ости; $q_w^{(i)}$ ($i = 1, 2$) — конвективный тепловой поток из газовой фазы; $Q_{w1} = (q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \sigma T_{1w}^4) (1 - \varphi)$, $Q_{w2} = q_w^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \sigma T_w^4$ — суммарный тепловой поток в к-фазу на сфере и на конусе соответственно; h — энтальпия; M — молекулярная масса воздуха; Nu, Pe и Re — числа Нуссельта, Пекле и Рейнольдса; индексы e и $e0$ приписываются величинам на внешней границе пограничного слоя и в точке торможения соответственно, w и L — термодинамическим параметрам на внешней и внутренней границах раздела газообразной и к-фаз, 1 и 2 вверху — параметрам в области I и 2, 1 и 2 внизу — каркасу и газу в области I , n — начальным величинам, V — объемным величинам, 0 — моменту окончания теплового воздействия, * — характерным величинам.

2. Метод расчета, исходные данные. Давление на внешней нагреваемой поверхности тела $p_w = p_* p_{e0}$ находилось из формул сфер [11]: $p_* = 1 - 1,17 \sin^2(s/R_1) + 0,225 \sin^6(s/R_1)$, а в точке торможения задавалось постоянным. Давление на внутренней «холодной» поверхности оболочки сферы бралось в виде $p_L = 1,2 p_{e0}$, что обеспечивало нужный расход охладителя на участке теплового воздействия от $t = 0$ до $t = t_0$.

Квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 \varphi v = -(\rho v)_w r_w / r H$ (знак минус обусловлен тем, что нормальная составляющая координата n направлена в глубь тела (см. рис. 1), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с выражением (1.5), нелинейным зако-

ном Дарси (1.4) и граничными условиями (1.16) может быть проинтегрировано, и найдены расход газа и давление поперек слоя области I:

$$(2.1) \quad (\rho v)_w(s) = \{ [2B(p_L^2 - p_w^2) \varphi M D_L / R + E_L^2]^{0.5} - E_L \} / 2BD_L;$$

$$(2.2) \quad p(s, n) = \{ p_w^2 + 2R [B(\rho v)_w^2 D + (\rho v)_w E] / M \}^{0.5},$$

где
$$D(s, n) = \int_0^n T_2 (r_w/rH)^2 dn; \quad E(s, n) = A \int_0^n \mu T_2 (r_w/rH) dn.$$

Краевая задача (1.2), (1.3), (1.6)–(1.15) решалась численно при помощи локально-одномерного метода расщепления [12]. Использовались неявные, монотонные, абсолютно устойчивые разностные схемы с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_{1i+1} - H_{1i} + H_{2j+1} - H_{2j})$ (H_{1i} — переменный шаг по пространству вдоль координаты s , H_{2j} — вдоль координаты n). При этом обеспечивался автоматический выбор шага по времени τ из условия заданной точности, с одной стороны, и сходимость итераций по значениям T_1, T_2 — с другой. Если максимальный шаг по времени не превышал 0,5, то при расчетной сетке по пространству для T_1 (31×17) и T_2 (24×17) время решения задачи на БЭСМ-6 равно 5 мин. Кроме того, программа численного расчета тестировалась на точном аналитическом решении [13]. Отклонение численного решения от точного значения на заданном промежутке времени не превышало 0,76%. Интеграл в уравнении (2.2) находился по формуле трапеций. При численном решении необходимо было сгустить шаг разностной сетки по пространству (по n) в окрестности нагретой границы для преодоления трудностей расчета, связанных с малым параметром при старшей производной в уравнении (1.3).

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала брались из [14] для образца, изготовленного из спеченного порошка нержавеющей стали. При этом $T_H = 300$ К, $h_{e0} = 6,1 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\lambda_1 = 2,92 + 4,5 \cdot 10^{-3} T_1$ Вт/(м·К), $\rho_1 c_{p1} = (1252 + 0,544 T_1) \times 10^3$ Дж/(м³·К), $\varphi = 0,34$, $L_{OE} = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $s_{OB} = 0,2725$ м, $\varepsilon^{(1)} = 0,7$, $c_{p2} = 10^3$ Дж/(м³·К), $\delta = 100$ Вт/(м²·К), $A = 2,3 \cdot 10^{11}$ м⁻², $B = 5,7 \cdot 10^5$ м⁻¹, $R = 8,31$ Дж/(моль·К), $\gamma = 10^\circ$, $R_1 = 5 \cdot 10^{-2}$ м, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $p_{e0} = 4 \cdot 10^5$ Н/м², $t_0 = 10$ с, $k_1 = 1,76$, $k_2 = 0,7$, $k_3 = 2,5$, $k_4 = 0,18$.

Характерные величины при $T_* = 10^3$ К в формуле для вязкости и теплопроводности воздуха ($\lambda_2 = \lambda_* \sqrt{T_2/T_*}$, $\mu = \mu_* \sqrt{T_2/T_*}$) брались из [15]: $M = 0,029$ кг/моль, $\mu_* = 4,2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_* = 6,7 \times 10^{-2}$ Вт/(м·К). Теплофизические параметры и излучательная способность графита ВПП взяты из [16].

Теплофизические характеристики пористой металлокерамики $Al_2O_3 40\% + Si_3N_4 60\%$ с $\varphi = 0,36$ определялись с помощью измерителей теплоемкости и теплопроводности ИТ-с_p-400, ИТ-λ-400 [17], эффективные значения которых от температуры приведены в таблице. Суммарные статистические погрешности в определении параметров не превышали 6,9 и 7,7% соответственно, а плотность пористой керамики составила 2072,8 кг/м³. Фильтрационные характеристики A и B в нелинейном законе Дарси (1.4) получены по методике [18]: $A = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{10}$ м⁻², $B = (6,56 \pm 0,1) \cdot 10^3$ м⁻¹. Значение $Re = (\rho v)_w l_* / \mu$ варьировалось в пределах 1,57–2,37. В силу того что B невелико, в числе Рейнольдса

в качестве характерного размера использовалась величина $l_* = \sqrt{A^{-1}}$.

Анализ литературных данных показывает [3, 5, 6, 14, 19], что, несмотря на большое количество работ, посвященных теплообмену в пористых средах, существует значительное расхождение в коэффициентах теплообмена A_V . Опыт-

T, K	$c_{p1},$ Дж/(кг·К)	$\lambda_1, \text{Вт/(м·К)}$
300	701,3	0,101
400	950,2	0,11
500	1372	0,115
600	1804	0,125

ные данные по внутрипоровому теплообмену обобщены в [19] уравнением подобия

$$(2.3) \quad \text{Nu}_V = 0,015\text{Re}^{n_1}, \quad n_1 = 1 - 1,3, \quad 0,5 < \text{Re} < 80.$$

В [19] при обработке зависимости из (2.3) в качестве характерного размера использовалось $l_* = B/A$, причем A и B определялись экспериментально для данного образца. Такой подход позволяет в соотношении $\text{Nu}_V = f(\text{Re})$ учесть взаимосвязь гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Использование критериальной зависимости (2.3) для пористой керамики при $n_1 = 1,3$ дает $A_V = 1,1 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, а для пористой стали [14] $A_V = 3,6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$.

Пусть при заданных давлениях $p_L = 1,25 \cdot 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ и $p_w = 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ имеет место изотермический прогрев металлокерамики. Тогда при известных A , B и $T = 300 \text{ К}$ из формулы (2.1) без учета геометрии оболочки можно найти расход $(\rho v)_w = 5,03 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Эксперимент в этих условиях прогрева дает $(\rho v)_w = 5,48 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, что не превышает 8 %.

3. Анализ результатов численного решения. Сначала рассмотрим первый режим прогрева оболочки, когда передняя часть выполнена из пористой [14], а коническая из непроницаемой стали [6]. На рис. 2 дана зависимость температуры поверхности каркаса T_{1w} , газа T_{2w} , суммарного теплового потока в к-фазу Q_{wi} , $i = 1, 2$ (сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответственно) в моменты времени $t = 2, 4, 6 \text{ с}$ (линии 1—3) для коэффициента межфазного теплообмена $A_V = 3,6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$. Кривые 1'—3' отвечают расходу охладителя $(\rho v)_w$ в те же самые моменты времени. Видно, что с ростом Q_{w1} увеличивается температура каркаса и газа в проницаемом носке. Причем максимум температуры пористого носка $T_{1*} = T_{1w}(s_*, t)$ и Q_{w*} находятся в согласии с максимумом для $\alpha^{(1)}$ в формуле (1.17). Оказалось, что при заданных $A_V = 3,6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ и давлении $p_L = 1,2p_{e0}$ образец не разрушается, так как $T_{1*} = 1445 \text{ К}$ при $t = t_0$ остается меньше температуры плавления пористой стали ($T_{пл} = 1600 \text{ К}$). Расход газа-охладителя (см. рис. 2) вдоль поверхности на некоторых участках роста температуры газа уменьшается из-за увеличения влияния сил инерции по сравнению с силами давления в законе Дарси (1.4).

Температура поверхности T_w конической части оболочки для материала на основе керамики [20], стали [6] и графита ВПП [16] (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии) приведена на рис. 3 в моменты времени $t = 1, 4, 8 \text{ с}$ (линии 1—3). Так как теплопроводность керамики на порядок ниже стали, а у стали на порядок ниже, чем у графита, то материалы в том же порядке по глубине прогреваются меньше, тогда как температуры поверхности их выше. В силу того что теплопроводность графита и стали одного порядка, прогрев пористого тела на глубине одного шага по s от стыка с конусом для $t = t_0$ составил 338 и 351 К соответственно, в то время как для керамики прогрев из-за низкой теплопроводности составил лишь 305 К. По-видимому, последний материал в силу хороших теплоизоляционных свойств целесообразно использовать конструктивным элементом в тепловых экранах.

Изменение в граничных условиях величины δ до 500 при прочих равных входных данных не приводит ни к количественному, ни к качественному изменению результата решения задачи.

На рис. 4 сплошными линиями 1—4 показаны профили температуры поверхности каркаса T_{1*} , отвечающие соответственно $A_V = 3,6 \cdot 10^7, 1,8 \cdot 10^7, 7,2 \cdot 10^7, 10^{10} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, в зависимости от времени (штриховые кривые отвечают профилю $(\rho v)_w$). Распределение температуры каркаса и газа по глубине в сечении $s = s_*$ при $t = 2 \text{ с}$ для указанных режимов ТМО дано на рис. 5 штриховыми и сплошными кривыми соответственно. Анализ рис. 4 и 5 показывает, что уменьшение интенсификации теплообмена между газом и каркасом ($A_V = 1,8 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$) приводит к росту T_1 и T_2 в окрестности поверхности носка. Дело в том, что большее значение T_2 при $A_V = 1,8 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, чем при $A_V = 3,6 \times$

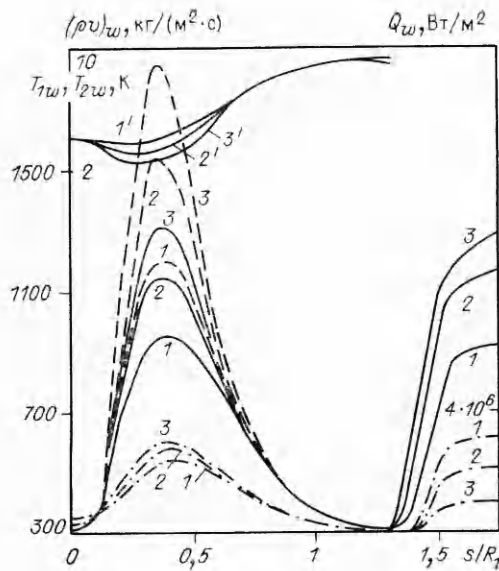


Рис. 2

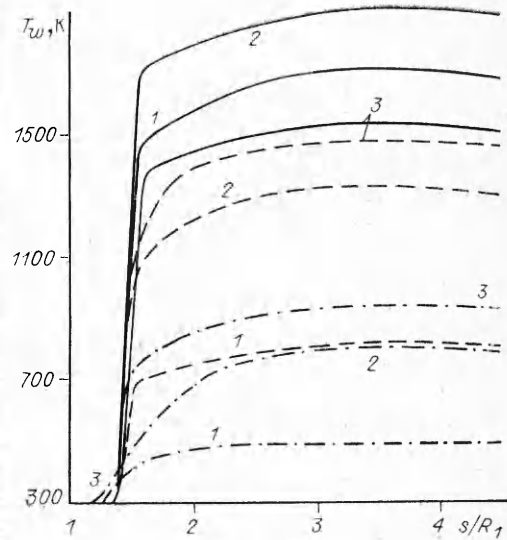


Рис. 3

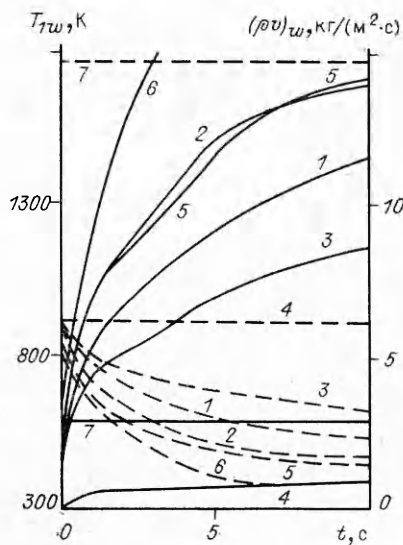


Рис. 4

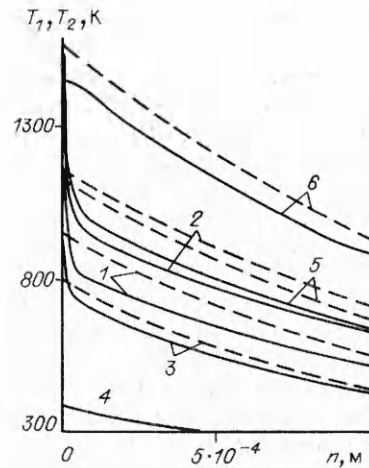


Рис. 5

$\times 10^7$ Вт/(м³ · К), ведет к уменьшению расхода охладителя (см. на рис. 4 кривую 2) согласно формуле (2.1). Таким образом, охладитель с более высокой температурой обладает меньшим эффектом охлаждения проникаемой оболочки, что не противоречит результатам [7—9]. Это приводит к увеличению коэффициента теплообмена $\alpha^{(1)}$ из (1.17), а в итоге — к росту конвективного теплового потока $q_w^{(1)}$.

Обратный эффект наблюдается при $A_V = 7,2 \cdot 10^7$ Вт/(м³ · К) (кривые 3 на рис. 4 и 5). Значение $A_V = 10^{10}$ Вт/(м³ · К) выравнивает температуру газовой и ж-фазы (рис. 5, кривая 4). А это в конечном итоге понижает температуру поверхности каркаса на 800 К. Для более толстой оболочки ($L = 5 \cdot 10^{-3}$ м и $A_V = 3,6 \cdot 10^7$ Вт/(м³ · К) — кривые 5 на рис. 4 и 5) вследствие уменьшения перепада давления расход охладителя понижается на 33 %, что приводит к увеличению $q_w^{(1)}$ и к разрушению каркаса при $t = t_0$.

Надо сказать, что для некоторых режимов ТМО для балансовых граничных условий (1.8), (1.9) $T_{2w} > T_{1w}$ (кривые 1—3, 5 на рис. 5).

Однако по мере продвижения в глубь материала T_1 становится выше T_2 . Это связано с тем, что для таких режимов ТМО мал расход газа при $t = 2$ с (см. рис. 4). В результате температура воздуха резко возрастает как на поверхности, так и в некоторой ее окрестности из-за теплообмена с внешней средой и каркасом и большей теплопроводности воздуха, чем у каркаса (стали). Затем по мере установления процесса теплообмена к-фаза прогревается быстрее, так как теплопроводность пористой стали на два порядка выше теплопроводности газа.

Кривые 6 на рис. 4 и 5 отвечают режиму $A_V = 3,6 \cdot 10^7$ Вт/(м³ · К) и условию тепловой изоляции для газа $(\partial T_2/\partial n)|_{\Gamma_1} = 0$. В этом случае, согласно граничному условию для T_{1w} (1.8), весь конвективный тепловой поток $q_w^{(1)}$ падает на поверхность каркаса. Так как $\varphi = 0,34$, то поверхность к-фазы все время греется интенсивнее более чем на 30 % и достигает $T_{пл}$ при $t > 2$ с.

При малой пористости ($\varphi = 0,05$) балансовые граничные уравнения (1.8), (1.9) практически совпадают с условиями $(\partial T_2/\partial n)|_{\Gamma_1} = 0$ [8], так как в этом случае $(\lambda_2 \varphi \partial T_2/\partial n)|_{\Gamma_1} / [\lambda_1 (1 - \varphi) \partial T_1/\partial n]|_{\Gamma_1} \ll 1$ и весь тепловой поток из газовой фазы падает на поверхность каркаса. Поэтому условия $(\partial T_2/\partial n)|_{\Gamma_1} = 0$ могут иметь физический смысл только при $\varphi < 0,1$. Однако КМ с малой пористостью в теплотехнике практически не используются [6]. Кроме того, в [10] показано, что условия тепловой изоляции для газа не являются инвариантными относительно теплофизических свойств двухтемпературной газопроницаемой среды.

Рассмотрим второй режим прогрева КМ, когда передняя часть — пористая керамика, а коническая — непроницаемая сталь (кривые 7 на рис. 4). В этом режиме при $p_{e0} = 1,8 \cdot 10^5$ Н/м², $A = 1,6 \cdot 10^{10}$ м⁻², $B = 6,56 \cdot 10^3$ м⁻¹, $A_V = 1,1 \cdot 10^7$ Вт/(м³ · К), $L_{OE} = 5,9 \cdot 10^{-3}$ м силы инерции и вязкости малы по сравнению с перепадом сил давления, последние из которых в итоге и определили расход газа охладителя в пористой керамике (см. для $(\rho v)_w$ штриховую линию 7 на рис. 4). В результате температура газа-охладителя увеличивается незначительно (до 325 К), а температура поверхности к-фазы в десятые доли секунды достигает стационарного значения (сплошная линия 7 на рис. 4). Из-за низкой теплопроводности каркаса (см. таблицу) и большого расхода газа температура пористой части в области стыка с конусом до $t = t_0$ сохраняется начальной. Последнее ведет к значительному стоку тепла, поступающего со стороны конической части оболочки. Поэтому в момент $t = t_0$ температура поверхности конуса по обводу на 200—300 К ниже, чем в первом режиме прогрева: передняя часть — пористая сталь.

Значения T_{1w} , T_{2w} существенно зависят от объемного коэффициента теплообмена A_V . Для обеспечения снижения температур поверхности пористых тел необходимо использовать материалы, имеющие структурные характеристики, обеспечивающие максимальное значение A_V .

Результаты численного эксперимента показали: 1) необходимость учета двухтемпературности при математическом моделировании процесса тепломассообмена в пористой стали и в проницаемой металлокерамике, потому что однотемпературность пористой среды ($A_V \rightarrow \infty$) значительно занижает температуру каркаса; 2) целесообразность применять в качестве теплового экрана материал на основе металлокерамики, так как в одинаковых условиях обтекания керамика из-за низкой теплопроводности практически не прогревается по глубине образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зинченко В. И., Якимов А. С. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ.— 1988.— № 2.
2. Зинченко В. И., Федорова О. П., Якимов А. С. Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при наличии термохимического разрушения // Тепломассообмен-ММФ.— Минск: ИТМО АН БССР, 1988.— Секц. 3.

3. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
4. Майоров В. А. Граничные условия для системы интенсивного транспирационного охлаждения // ИФЖ.— 1984.— Т. 47, № 4.
5. Поляев В. М., Майоров В. А., Васильев Л. Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов.— М.: Машиностроение, 1988.
6. Андриевский Р. А. Пористые металлокерамические материалы.— М.: Metallurgia, 1964.
7. Кох Дж., Колони Р. Анализ эффективности охлаждения для случая течения охладителя в канале с пористым материалом // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С. Теплопередача.— 1974.— № 3.
8. Кубота Х. Тепловая характеристика системы испарительного охлаждения в условиях совместного радиационного и конвективного нагрева // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С. Теплопередача.— 1977.— № 4.
9. Дорот В. Л., Стрелец М. Х. Пористое охлаждение в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // ТВТ.— 1973.— Т. 11, № 6.
10. Гришин А. М., Лаева В. И., Якимов А. С. О граничных условиях для математической модели тепломассообмена двухтемпературной пористой среды с потоком газа // ИФЖ.— 1989.— Т. 56, № 6.— Деп. в ВИНТИ 02.01.89, № 21—В89.
11. Лунев В. В., Павлов В. Г., Синченко С. П. Гиперзвуковое обтекание сферы равномерно диссоциирующим воздухом // ЖВММФ.— 1966.— Т. 6, № 1.
12. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.
13. Якимов А. С. Об одном методе расщепления // ЧММСС.— 1985.— Т. 16, № 2.
14. Алифанов О. М., Трянин А. П., Ложкин А. Л. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ.— 1987.— Т. 52, № 3.
15. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: ФМ, 1963.
16. Соседов В. П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник.— М.: Metallurgia, 1975.
17. Платунов Е. С., Буравой С. Е., Курепин В. В. и др. Теплофизические измерения и приборы.— Л.: Машиностроение, 1986.
18. Куршин А. П. О расчете гидродинамических характеристик металлокерамики // Тр. ЦАГИ.— 1975.— Вып. 1677.
19. Занемонец В. Ф., Родионов В. И. Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое // Тепломассообмен-ММФ.— Минск: ИТМО АН БССР, 1988.— Секц. 7.
20. Даукнис В. И., Казакиявичюс К. А., Пранцявичюс Г. А., Юренас В. Л. Исследование термической стойкости огнеупорной керамики.— Вильнюс: Минтис, 1971.

г. Томск

Поступила 8/II 1990 г.

УДК 539.3 : 534.1

В. А. Баскаков, А. В. Бобряшов

ОТРАЖЕНИЕ УДАРНОГО ИМПУЛЬСА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЛА

В рамках классической динамической теории пластичности рассматривается модель макроскопически изотропного идеального упругопластического тела при малых деформациях, поведение которого описывается уравнениями Прандтля — Рейсса, условием пластичности Мизеса и ассоциированным законом течения [1].

Цель данной работы — теоретическое исследование двумерной модельной задачи распространения и отражения от свободной границы тела ударного импульса конечной длины, порожденного учетом времени удара (времени контакта). Это время для широкого класса металлов достигает $T \sim 10^{-6}$ с, так что длина импульса может быть равна нескольким миллиметрам, чем пренебрегать нельзя. Рассматриваются слабые ударные волны, давление во фронте которых порядка 1 ГПа и которые не вызывают фазовых превращений вещества.

Таким образом, исследуются вопросы однократного локального отражения волн нагрузки и разгрузки, отвечающие реальному процессу ударного воздействия на тело. Из близких по постановке и методу решения отметим работы [2—5].

Профили ударных волн в металлах хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [6, 7] и представляют собой упругий предвестник, за которым с меньшей скоростью распространяется пластический фронт. Происходит расщепление ударной волны на две с образованием двухфронтной конфигурации волн. При этом в физических реальных процессах высокоскоростного соударения амплитуда (интенсивность) ударной волны сначала быстро возрастает, а затем монотонно убывает до нуля, что соответствует разгрузке. Такое обстоятельство приводит к большим трудностям при построении волны разгрузки [8]. Поэтому в дальнейшем будем считать разгрузку