

Исследование нестационарной теплопроводности на поверхности затупленных тел с поверхностным массообменом при обтекании сверхзвуковым потоком

© Н.И. Сидняев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
107005 Москва, Россия
e-mail: Sidn_ni@mail.ru

(Поступило в Редакцию 29 октября 2004 г.)

Взаимодействие высокотемпературного газа с теплозащитным покрытием обусловлено протеканием многочисленных и взаимосвязанных процессов. Необходимость в использовании специальной тепловой защиты возникает в тех случаях, когда незащищенная конструкция под действием тепловых потоков неминуемо должна разрушиться [1–3]. Верхним пределом применимости самых жаропрочных металлов без тепловой защиты можно считать тепловые потоки порядка $2.5 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$, которые приводятся к равновесным температурам поверхности выше 1500 К. Названные величины могут рассматриваться лишь как условная граница, поскольку в большинстве случаев тепловое воздействие может усугубляться механическими и окислительными воздействиями, что приводит к разрушению конструкции при существенно меньших температурах.

1. Теоретическое решение этой проблемы в общем случае должно основываться на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих явление нестационарного тепломассопереноса в системе газ–тело [2,4]. Сложным и вместе с тем очень важным является выявление механизма разрушения, т.е. установление определяющих элементарных физико-химических процессов, имеющих место при разрушении теплозащитного материала. На практике далеко не все вещества, обладающие высокими значениями теплоты испарения, могут быть использованы в качестве теплозащитных материалов. Низкие значения эффективности поглощения теплоты испарения у воды и металлов связаны с тем, что при плавлении они образуют пленку с очень низким значением вязкости расплава, которая практически мгновенно сдувается с поверхности набегающим потоком газа [3]. Строго говоря, разрушающиеся теплозащитные системы являются комбинированными, поскольку они поглощают тепло и одновременно с этим блокируют падающий тепловой поток за счет вдува газа в пограничный слой (как это имеет место при массообменном способе охлаждения). Важно только подчеркнуть, что сам принцип разрушающейся тепловой защиты немислим без фазового или в общем случае физико-химического превращения, приводящего к переходу части материала в газообразное состояние. Следует отметить, что исследование процессов нестационарного переноса тепла внутри теплозащитных покрытий необходимо в двух случаях: при определении толщины теплоизолирующего слоя; при расчете температуры внешней поверхности (и одновременно толщины унесенного слоя, если на этой поверхности материал разрушается).

2. Рассмотрим обтекание полусферического тела высокотемпературным потоком газа. Под действием постоянного высокотемпературного потока с обтекаемой

поверхности S толщиной L сублимирует разрушающееся покрытие. Каждый килограмм массы уносит заданное количество теплоты ΔQ . Теплофизические свойства материала постоянны. Физико-химические превращения в толще материала, излучение на внешней поверхности отсутствуют. Конвективный, или радиационный, тепловые потоки, подведенные извне к поверхности теплозащитного покрытия, в общем случае поглощаются за счет следующих эффектов [1]:

$$q_0 + q_R = \frac{\alpha}{c_p}(I_e - I_w) + q_R$$

$$= G_{\Sigma}\Delta Q_{\text{mel}} + G_w\Delta Q_w + \varepsilon\sigma T_w^4 + q_{\lambda} + q_{\text{bl}}, \quad (1)$$

где $G_{\Sigma}\Delta Q_{\text{mel}}$ — тепловой эффект плавления; $G_w\Delta Q_w$ — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности; $\varepsilon\sigma T_w^4$ — излучение с поверхности; q_{λ} — тепловой поток, идущий на прогрев внутренних слоев; q_{bl} — тепло, отводимое за счет вдува.

По закону Фурье

$$q_{\lambda} = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w, \quad (2)$$

где n — нормаль к поверхности тела.

В уравнении (1) суммарный расход массы $G_{\Sigma} = G_w + G_g + G_{\text{mel}}$, т.е. складывается из массы вещества, образующейся при поверхностных превращениях, выделяющегося в толще покрытия, газа и массы, уносимой с пленкой расплава. При некотором известном законе изменения теплового потока $q_0(\tau)$ расчет разрушающегося теплозащитного покрытия складывается из трех этапов: определения продолжительности нагрева до начала разрушения, расчета толщины унесенного слоя и, наконец, определения глубины прогретой зоны после

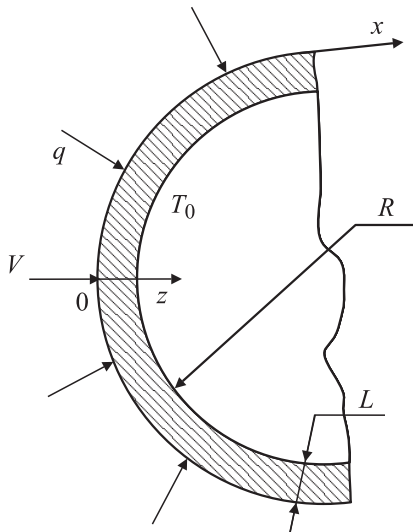


Рис. 1. Сферическая оболочка под действием нормального теплового потока.

уменьшения теплового потока и прекращения уноса массы с внешней поверхности. При воздействии теплового потока на теплозащитное покрытие может происходить переход вещества из твердой фазы непосредственно в газообразную. Если этот процесс идет на поверхности, к которой подводится тепловой поток, то говорят о сублимирующем покрытии.

3. Рассмотрим задачу в двумерной постановке о переносе тепла в однородной цилиндрической оболочке радиуса R и толщины L (рис. 1), внешняя поверхность которой равномерно разрушается при постоянной температуре под воздействием теплового потока, направленного по нормали к поверхности, а на внутренней поверхности поддерживается постоянная температура. При толщине оболочки, много меньшей, чем ее внутренний радиус, т.е. при $L \ll R$, прогрев является одномерным, т.е. двумерная задача эквивалентна одномерному случаю. Глубина прогрева, или расстояние по нормали к поверхности, на котором срабатывает перепад температур $T_w - T_0$, существенно меньше расстояния вдоль поверхности, на котором происходит такое же изменение температуры. Но очевидно, что подобное предположение несправедливо при резком изменении теплового потока q вдоль поверхности тела или при достаточно высоких значениях коэффициента теплопроводности материала.

Для решения поставленной задачи необходимо использовать более общее уравнение сохранения энергии в конденсированной фазе (уравнение теплопроводности), в котором должны быть учтены все процессы внутри теплозащитного покрытия, связанные с поглощением или выделением тепла.

Физическим прототипом данной расчетной модели является процесс оплавления или сублимации кристаллических веществ при интенсивном аэродинамическом

нагреве [3,5]. В самом характере нагрева четко различаются два периода. В первом при $\tau < \tau_T$ температура поверхности монотонно возрастает, пока не достигнет температуры разрушения T_p . Достигнув температуры разрушения, кристаллические вещества мгновенно сносятся в виде пара набегающим потоком газа. Предполагается, что температура разрушения и сопровождающий его тепловой эффект ΔQ остаются постоянными.

Величина T_p зависит от механизма разрушения данного класса теплозащитных материалов [1,3]. Очевидно, что она может и не быть достигнута при определенных условиях нагрева. При постоянных теплофизических свойствах материала и отсутствии физико-химических превращений в толще материала температурное поле описывается с помощью классического уравнения теплопроводности [6,7]

$$\frac{\partial T(t, z)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T(t, z)}{\partial z^2}, \quad (3)$$

где $a = \lambda/c\rho$ — коэффициент температуропроводности.

Пренебрегая излучением с внешней поверхности, вдувом и плавлением, сведем баланс тепла (1) к простейшему граничному условию

$$q_0(t) = q_\lambda = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}. \quad (4)$$

В качестве второго граничного условия

$$T(z = 0) = T_0.$$

Это условие отвечает реальным требованиям к теплозащитным покрытиям, поскольку при нестационарном нагреве большую часть времени они должны иметь низкие температуры конструкционной оболочки [3]. В качестве начального условия примем, что температура всех внутренних точек покрытия равна T_0 .

Под глубиной прогрева теплозащитного покрытия δ_T понимаем расстояние от поверхности разрушения до некоторой изотермической поверхности [6], имеющей температуру T_b , такую что $T_b - T_0 = 0.1(T_p - T_0)$.

4. В случае достижения температуры разрушения нахождение решения задачи сводится к нахождению решения для одномерного нестационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T(t, z)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T(t, z)}{\partial z^2}, \quad (5)$$

где $a = \lambda/c\rho$, с граничными условиями

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T(t, z)}{\partial z} &= q & \text{при } z = 0, \\ T(t, z) &= T_C & \text{при } z = L, \end{aligned} \quad (6)$$

с начальным условием

$$T(0, z) = T_0, \quad T_0 = T_C. \quad (7)$$

Неоднородность граничных условий не позволяет отыскать решение задачи с помощью метода Фурье. Поэтому для решения нужно использовать интегральное преобразование Лапласа по переменному t [7]

$$\tilde{T}(p, z) = \int_0^{\infty} T(t, z) \exp(-pt) dt, \quad (8)$$

где $\tilde{T}(p, z)$ — изображение по Лапласу, зависящее от z и параметра p в данном случае комплексного.

Следует отметить, что задача распадается на две: сначала нужно отыскать решение в изображениях, а потом перейти обратно к оригиналу.

Применив (8) с учетом начального условия к уравнению (5) с учетом условий (6) и (7), получим

$$p\tilde{T}(p, z) - T_0 = a \frac{\partial^2 \tilde{T}(p, z)}{\partial z^2}$$

относительно изображения $\tilde{T}(p, z)$ с граничными условиями

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial \tilde{T}(p, z)}{\partial z} &= \frac{q\lambda}{p} && \text{при } z = 0, \\ \tilde{T}(p, z) &= \frac{T_C}{p} && \text{при } z = L, \end{aligned}$$

с начальными условиями

$$T(0, z) = 0, \quad T_0 = T_C.$$

Решение этой задачи имеет вид

$$\tilde{T}(p, z) = \frac{T_0}{p} + C_1 \operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} z\right) + C_2 \operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} z\right).$$

Подставим граничные условия и получим систему линейных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} \sqrt{\frac{p}{a}} C_1 = -\frac{\lambda q\lambda}{p}, \\ C_1 \operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right) + C_2 \operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right) = 0, \\ C_1 = -\frac{\lambda q\lambda}{p} \sqrt{\frac{a}{p}}, \\ C_2 = \frac{\lambda q\lambda}{p} \sqrt{\frac{a}{p}} \operatorname{th}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right). \end{cases}$$

Таким образом, искомое решение в изображениях примет вид

$$\tilde{T}(p, z) = \frac{T_0}{p} + \frac{q\lambda}{\lambda p} \sqrt{\frac{a}{p}} \left(\frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{p}{a}}(L-z)\right)}{\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right)} \right).$$

Теперь надо перейти обратно к оригиналу решения. Для этого воспользуемся стандартными теоремами операционного исчисления [7].

Следует отметить, что в соответствии с третьей теоремой разложения оригинал искомого решения равен сумме вычетов функций $\tilde{T}(p, z)$ в ее полюсах. Полюсы функций $\tilde{T}(p, z)$ — это корни уравнения

$$p \operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right) = 0.$$

Ими будут $p_0 = 0 \dots p_k, k \in N$. Тогда

$$T(t, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \operatorname{Res}_{p=p_n}(\tilde{T}(p, z) \exp(pt)).$$

Отдельно рассмотрим корень $p_0 = 0$. Для вычисления вычета в данной точке воспользуемся определением вычета. Тогда можно записать, что

$$\operatorname{Res}_{p=p_n}(f(p)) = \lim_{p \rightarrow p_n} f(p)(p - p_n).$$

Или в данном случае последнее равенство примет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{Res}_{p=0}(\tilde{T}(p, z) \exp(pt)) &= \lim_{p \rightarrow 0} \{ \exp(pt) p \tilde{T}(p, z) \} \\ &= T_0 + \frac{q\lambda}{\lambda} \lim_{p \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right)} \left(\frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{p}{a}}(L-z)\right)}{\sqrt{\frac{p}{a}}} \right) \right\} \\ &= T_0 + \frac{q\lambda}{\lambda} (L-z). \end{aligned}$$

Уравнение

$$\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} L\right) = 0$$

не имеет действительных корней. Поэтому сделаем замену $\sqrt{p} = i\mu$. Тогда получим

$$\cos\left(\frac{L\mu}{\sqrt{a}}\right) = 0.$$

Это уравнение имеет счетное множество простых корней

$$\mu_k = \frac{\sqrt{a}}{L} \left(\frac{\pi}{2} + \pi k \right), \quad k \in N.$$

Все они являются простыми полюсами, и вычет в них можно посчитать по формуле

$$\operatorname{Res}_{p=p_n}(f(p)) = \frac{\varphi(p_n)}{\psi'(p_n)},$$

где $\varphi(p_n) \neq 0, \psi(p_n) = 0, \psi'(p_n) \neq 0$,

$$\operatorname{Res}_{p=p_n} \tilde{T}(p, z) \exp(pt) = \frac{\frac{2qa}{L\mu_n^2} \operatorname{sh}\left(\frac{i\mu_n}{\sqrt{a}}(L-z)\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{iL\mu_n}{\sqrt{a}}\right)} \exp(-\mu_n^2 t)$$

$$= \frac{\frac{2qa}{L\mu_n^2} \sin\left(\frac{\mu_n}{\sqrt{a}}(L-z)\right)}{\sin\left(\frac{L\mu_n}{\sqrt{a}}\right)} \exp(-\mu_n^2 t) = -(-1)^n \frac{2qa}{L\frac{a}{L^2} \left(-\frac{\pi}{2} + \pi n\right)^2}$$

$$\times \sin\left(\left(\frac{\pi}{2} + \pi n\right) \frac{(L-z)}{\sqrt{a}}\right) \exp(-\mu_n^2 t)$$

$$= \frac{8Lq}{\lambda\pi^2} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\pi}{2} (1+2n)\right)}{(1-2n)^2} \exp\left(-(-1+2n)^2 \operatorname{Fo} \frac{\pi}{4}\right),$$

где $\operatorname{Fo} = (a/L^2)t$ — безразмерный критерий Фурье [7].

Искомое решение имеет вид

$$T_*(t, z) = T_0 + \frac{q}{\lambda} \left((L-x) - \frac{8L}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{z}{L} \frac{\pi}{2}(1+2n)\right)}{(1+2n)^2} \right) \times \exp\left(- (1+2n)^2 \text{Fo} \frac{\pi}{4}\right), \quad z \in [0, L],$$

откуда можно рассчитать время достижения начала разрушения τ_T , глубину прогрева, а также профиль температуры в теле, который сформируется к этому моменту.

5. При постоянных теплофизических свойствах материала в неподвижной системе координат уравнение сохранения энергии

$$\frac{\partial T(\tau, y)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(\tau, y)}{\partial y^2}. \quad (9)$$

Тепловой баланс на внешней поверхности тела записывается как

$$q = \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=S(\tau)} + G_{i,w} \Delta Q, \quad (10)$$

где $G_{i,w}$ — массовая скорость испарения с поверхности [1].

Известно, что ее можно определить по формуле Кнудсена–Ленгмюра

$$G_{i,w} = \frac{a_*(p_i^H - p_i)}{\sqrt{2\pi R T_w / M_i}},$$

где a_* — коэффициент аккомодации (для металлов равен 1), p_i^H — давление насыщенных паров вещества при температуре T_w , p_i — давление паров вещества над поверхностью, M_i — молекулярная масса, T_w — температура поверхности сублимирующего вещества, R — универсальная газовая постоянная.

Давление насыщенного пара по уравнению Клайперона–Клаузиуса для кривой фазового равновесия определяется

$$p^H(T_w) = \exp(K - \Delta Q M / R T_w),$$

где M — молекулярная масса, K — экспериментальная константа.

Скорость связана с координатой этой поверхности в неподвижной системе отсчета следующими соотношениями:

$$G_{i,w} = \rho \frac{dS}{d\tau} \quad \text{или} \quad S = \frac{1}{\rho} \int_0^{\tau} G_{i,w} d\tau. \quad (11)$$

В начальный момент времени $\tau = 0$ и в последующем на достаточном удалении от внешней поверхности ($y \rightarrow L$) температура тела предполагается постоянной и равной T_0 (рис. 2). Пусть $\rho v = G_{i,w}$. Введем новую систему отсчета времени

$$t = \tau - \tau_T, \quad 0 \leq t \leq t_k, \quad (12)$$

в которой $t = 0$ соответствует начальному моменту разрушения, а $t = t_k$ соответствует моменту, когда $S(t_k + \tau_T) = L$.

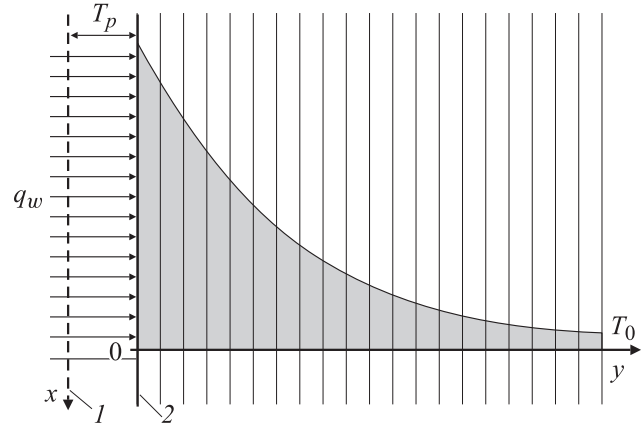


Рис. 2. Модель оплавливающегося тела с постоянной температурой поверхности $T_p = \text{const}$: 1 — начальное положение поверхности тела, 2 — текущее положение разрушающейся поверхности тела, 0 — точка торможения.

Для того чтобы исключить необходимость задания граничного условия на перемещающейся поверхности, введем безразмерные координату и температуру θ

$$z = y - S(\tau), \quad 0 \leq z \leq L, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_p - T_0}. \quad (13)$$

При всех $0 \leq t \leq t_k$ значение $z = 0$ соответствует поверхности разрушения.

С учетом сделанных замен уравнение (9) приобретает вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + (v+1) \frac{\partial \theta}{\partial z}; \quad (14)$$

при $z = 0$ имеем $\theta(t, 0) = 1$, причем

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \theta(t, z)}{\partial z} \right|_{z=0} &= \left(\frac{\rho \Delta Q}{\lambda} v - \frac{q}{\lambda} \right) \frac{1}{T_p - T_0} \\ &= \left(\frac{\Delta Q}{\lambda} \frac{a_*(p_i^H - p_i)}{\sqrt{2\pi R / M_i}} - \frac{q}{\lambda} \right) \frac{1}{T_p - T_0}; \end{aligned} \quad (15)$$

при $z = L$ $\theta(t, L) = 0$;

при $t = 0$

$$\theta(0, z) = \frac{T_*(\tau_T, 0) - T_0}{T_p - T_0}, \quad v(0) = 0.$$

В общем случае давление паров на поверхности зависит от температуры поверхности и, следовательно, от времени. Если $L \rightarrow \infty$, то нетрудно показать, что линейная скорость перемещения разрушающейся поверхности v , постепенно увеличиваясь, должна достигнуть своего стационарного значения $v|_{\tau \rightarrow \infty} = \bar{v}$. Поскольку этот переходный процесс закончится лишь через бесконечно большой отрезок времени, то обычно говорят не о стационарных, а о так называемых „квазистационарных“ параметрах разрушения [1].

Режим квазистационарного разрушения как предельное состояние, при котором температурный профиль перестает изменяться со временем, может быть описан

уравнениями (14), (15), в которых $\partial\theta/\partial t \rightarrow 0$. Тогда существует решение уравнения

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} + b \frac{\partial\theta}{\partial z} = 0,$$

где

$$b = \frac{1 + \bar{v}}{a},$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\theta}{\partial z} + b\theta \right) = 0, \quad \frac{\partial\theta}{\partial z} + b\theta = C = \text{const},$$

$$\frac{C - C_0 \exp(-bx)}{b} = \theta.$$

После подстановки граничных условий (13), учитывая, что $L \rightarrow \infty$, получаем

$$\theta = \exp(-bz),$$

$$\left. \frac{\partial\theta(t, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = -\frac{(\bar{v} + 1)(T_p - T_0)}{a} = \frac{\rho\Delta Q}{\lambda} \bar{v} - \frac{q}{\lambda},$$

$$\bar{v} = \frac{q + \rho\Delta Q}{\rho(c(T_p - T_0) + \Delta Q)} - 1$$

или

$$\frac{T - T_0}{T_p - T_0} = \exp\left(-\frac{q + \rho\Delta Q}{\rho(c(T_p - T_0) + \Delta Q)} \frac{(y - S(t))}{a}\right).$$

Таким образом, при $t = 0$ $v(0) = 0$; при $t = \infty$

$$v(\infty) = \bar{v} = \frac{q + \rho\Delta Q}{\rho(c(T_p - T_0) + \Delta Q)} - 1,$$

тогда

$$v(t) = \left(\frac{q + \rho\Delta Q}{\rho(c(T_p - T_0) + \Delta Q)} - 1 \right) (1 - \exp(-Ct)),$$

где $C > 0$.

6. В качестве примера рассматривалось обтекание полусферического затупления с теплозащитным покрытием толщиной $L = 0.005$ м с параметрами стенки при 20°C : $\lambda = 293$ Вт/м·К, $c = 0.92$ кДж/кг·К, $\rho = 2700$ кг/м³, $T_{\text{mel}} = 950$ К.

На рис. 3–7 представлены результаты численных расчетов. Обращает на себя внимание тот факт, что при постоянных параметрах внешнего воздействия набегающего газа (постоянный тепловой поток) профиль температуры перестает меняться во времени, если рассматривать его в подвижной системе отсчета, связанной с перемещающейся границей. Даже небольшой унос массы с внешней поверхности приводит к перестройке температурного поля.

На рис. 3 показано распределение температуры в различные моменты времени по толщине стенки до момента разрушения. В момент разрушения поверхности распределение температурных полей по толщине стенки показано на рис. 4. Следует отметить, что при достижении температуры разрушения T_p тепловой поток

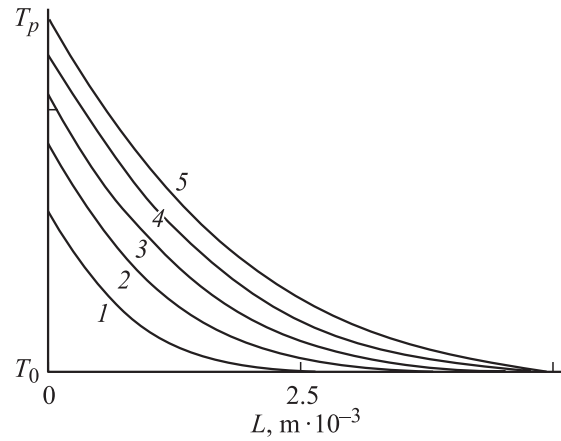


Рис. 3. Распределение температуры по толщине стенки в различные моменты времени: $t = 1$ (1), 5 (2), 10 (3), 15 (4), 20 с (5).

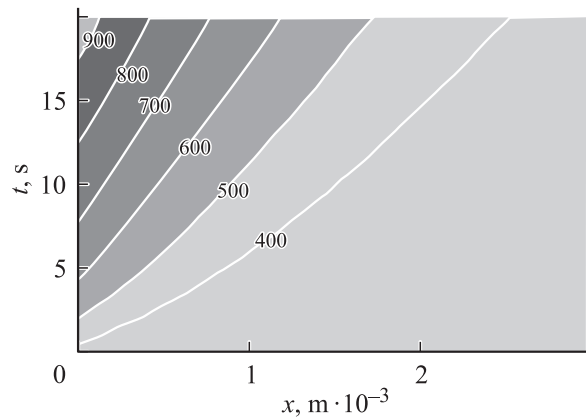


Рис. 4. Распределение температуры по толщине стенки в момент разрушения.

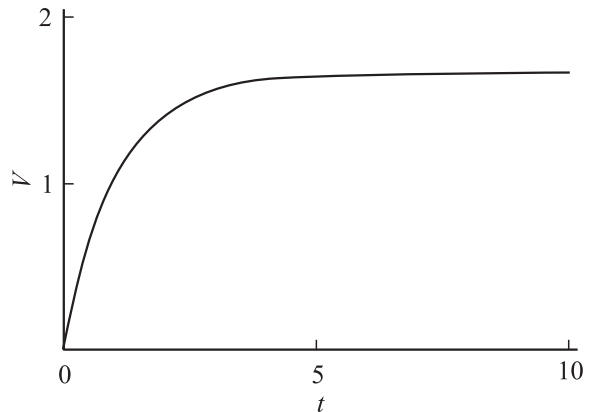


Рис. 5. Характер установления скорости уноса массы.

перестает изменяться и линейная скорость перемещения разрушающейся поверхности v_∞ , постепенно увеличиваясь, должна достигнуть своего постоянного значения (рис. 5). В начале стенка однородно прогревается, по-

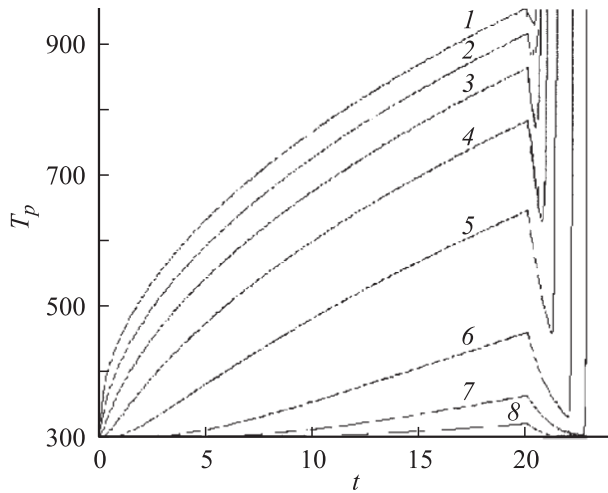


Рис. 6. Профиль температуры на различной толщине до и во время разрушения: 1 — распределение температуры по поверхности; 2 — на глубине $0.02L$, 3 — $0.05L$, 4 — $0.1L$, 5 — $0.2L$, 6 — $0.4L$, 7 — $0.55L$, 8 — $0.8L$. Время разрушения $\tau_p = 20$ с.

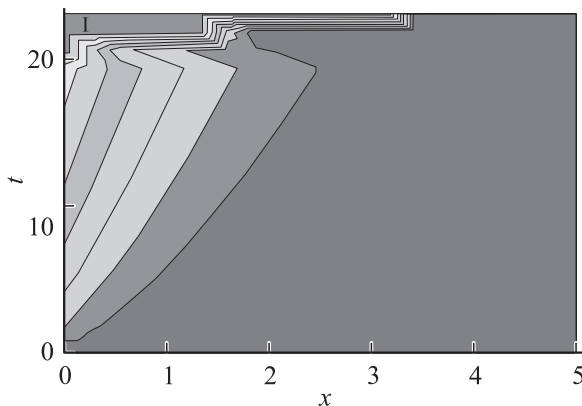


Рис. 7. Глубина прогрева стенки. I — разрушившаяся часть стенки.

ка на поверхности не будет достигнута температура разрушения. Тогда вместе с массой уносится какое-то количество теплоты, температурное поле перестраивается, температура немного падает, но снова подводится тепло и разрушение продолжается (рис. 6). Заметно, что скорость разрушения стенки со временем устанавливается постоянной (рис. 5). Следует отметить, что унос массы ведет к уменьшению глубины прогрева, так как практически все подводимое тепло тут же уносится разрушающимся покрытием. При наличии уноса массы, т.е. когда температура внешней поверхности все время поддерживается на заданном постоянном уровне, по толщине распространяется тепловая волна и в любой момент времени профиль температуры описывается единой функцией. На рис. 7 показано распределение температурных полей в процессе разрушения. Даже незначительный унос массы с поверхности приводит к перестройке температурного поля. Особенно сильно

проявляется это в области высоких температур. Появление уноса массы, т.е. перемещение поверхности, приводит к тому, что любая точка, ранее находившаяся в толще покрытия, оказывается на внешней поверхности.

На основе исследований можно выдвинуть общие требования к теплозащитным системам, базирующимся на физико-химических превращениях. Теплозащитные материалы должны поглощать большое количество тепла при физико-химических превращениях, иметь высокое значение объемной теплоемкости, обладать хорошей прочностью при высоких температурах для обеспечения небольшого механического уноса массы, по возможности иметь высокую температуру разрушающейся поверхности и большое значение степени черноты.

Список литературы

- [1] Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Теплозащита / Под ред. А.В. Лыкова. М.: Энергия, 1976. 392 с.
- [2] Сидняев Н.И. // Тез. докл. Второй Всероссийской конф. „Необратимые процессы в природе и технике“. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. С. 96–97.
- [3] Сидняев Н.И., Калугин В.Т., Луценко А.И. и др. // Научные основы технологий XXI века / Под ред. А.И. Леонтьева, Н.Н. Пилюгина, Ю.В. Полежаева и др. М.: УНПЦ „Энергомаш“, 2000. 136 с.
- [4] Сидняев Н.И. // Вест. МГТУ. Сер. Естественные науки. 2001. № 2(7). С. 54–63.
- [5] Сидняев Н.И. // Математическое моделирование. 2004. Т. 16. № 5. С. 55–65.
- [6] Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Математические модели термомеханики. М.: Физматлит, 2002. 168 с.
- [7] Зарубин В.С. Математическое моделирование в технике: Учеб. для вузов / Под ред. В.С. Зарубина, А.П. Крищенко. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2001. 496 с.