

УДК 533.6.011.6

ТЕЧЕНИЕ ПЛЕНКИ РАСПЛАВА С МЕЛКОДИСПЕРСНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

ЛУНЕВ В. В.

При разрушении стеклопластиковых материалов продукты пиролиза смол помимо газовой фазы могут содержать примеси или включения в виде твердых частиц (углерода, карбида кремния, тугоплавкие окислы металлов) или жидких капелек (металлы).

Эти примеси при испарении кварца с поверхности пленки будут как бы всплывать и в случае меньшей скорости их сублимации могут скапливаться у внешней границы пленки, тем самым уменьшая эффективную поверхность ее испарения. А так как теплота испарения теплозащитных материалов и эффект снижения теплообмена за счет вдува в сумме обычно достаточно велики, то уменьшение площади испарения увеличит долю теплосъема в жидкой фазе и тем самым — скорость уноса материала, что и побуждает к исследованию этого вопроса.

В данной работе предложена простейшая модель для описания процесса поверхностного скопления частиц и учета влияния его на скорость уноса материала. Получено дифференциальное уравнение для вычисления эффективной поверхности испарения в предположении, что размер взвешенных частиц d мал по сравнению с толщиной пленки $\delta \gg d$ расплава несущей жидкости (носителя). К такой смеси применима модель двухфазной жидкости, а большая вязкость расплава и малость скоростей течения в пленке дают возможность пренебречь в ней инерционными членами и различием скоростей отдельных фаз, что позволяет интерпретировать такую смесь как однородную жидкость с некоторыми эффективными значениями плотности ρ , теплопроводности λ , вязкости μ , теплоемкости c и т. д.

Вследствие малости инерционных сил характер движения и расположение частиц вблизи поверхности должны полностью определяться действующими на них внешними силами (аэродинамические, капиллярные и т. д.). В принципе это не исключает и механического уноса частиц (как, впрочем, и несущего расплава), что формально учтено в уравнениях п. 1. Но количественному описанию поддается пока лишь процесс сублимации вещества с поверхности, который только и учтен в работе полностью.

Рассмотрен пример оплавления кварца с односортовой примесью в точке торможения тупого тела. Эффект поверхностного скопления частиц оказывается здесь непропорционально большим: даже процентные примеси микронных частиц могут (и тем сильнее, чем меньше их размер) существенно увеличить скорость уноса таких материалов. И хотя поведение какого-либо из них ввиду недостатка данных пока трудно связать с влиянием всплывающих частиц, этот эффект следует принимать во внимание при интерпретации экспериментальных данных, а развитую ниже теорию следует рассматривать как один из фрагментов незавершенной пока общей теории разрушения композитных плавящихся материалов (основы которой изложены, например, в книге [1]).

Допущение об относительной малости вкрапленных в носитель примесей для реальных теплозащитных материалов, возможно, не всегда выполнимо (особенно если учесть малую толщину пленки — обычно $\delta \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ мм для кварцевидных материалов), однако и в этом случае физическая прозрачность полученных ниже результатов позволяет надеяться по крайней мере на качественную их достоверность.

Одновременно подчеркнем применимость предлагаемой теории только к механическим включениям частиц, так как в предельном случае мелкодисперсных примесей — растворов с различной скоростью испарения компонент — распределение их концентраций по толщине пленки будет регулироваться процессом диффузии.

1. Обозначим через m_i удельную массу частиц i -го сорта, пересекаемых единичной площадкой внешней поверхности, а через σ_i — площадь такого сечения. Величину σ_i можно назвать коэффициентом заполнения

поверхности i -й примесью, $\sigma = \sum \sigma_i$ — суммарным коэффициентом заполнения, а $\sigma_0 = 1 - \sigma$ — удельной площадью испарения.

Если d_i — средний размер частиц, то можно записать соотношение $m_i = k_i \rho_i \sigma_i d_i$, где $k_i \sim 1$ — коэффициент, зависящий от формы частиц и их расположения относительно поверхности; для кубиков, например, $k_i = 1$, для симметрично плавающих сфер $k_i = 2/3$, при случайном же расположении разнокалиберных частиц величина k_i носит статистический характер, поэтому впредь положим $k_i = 1$, включив ее неопределенность в размер d_i .

Пусть ρ_0 и ρ_i — индивидуальные плотности несущей жидкости и частиц i -го сорта соответственно, κ_0 и κ_i — их начальные массовые концентрации, \dot{m}_{0w} и \dot{m}_{iw} — индивидуальные удельные на единицу площади поверхности массовые скорости сублимации (или механического уноса в общем случае) носителя и примесей. Их результирующие или эффективные значения для единичной площадки поверхности, а также суммарная массовая скорость испарения будут соответственно равны

$$\dot{m}_{0w}^* = \sigma_0 \dot{m}_{0w}, \quad \dot{m}_{iw}^* = \sigma_i \dot{m}_{iw}, \quad \dot{m}_w = \dot{m}_{0w}^* + \sum_{i=1} \dot{m}_{iw}^* \quad (1.1)$$

При испарении единичной массы носителя на поверхность всплывает κ_i/κ_0 массы i -й примеси, поэтому с учетом возможной ее сублимации массовая скорость притока частиц в единичной площадке поверхностного слоя будет равна

$$\dot{m}_i = \frac{\kappa_i}{\kappa_0} \sigma_0 \dot{m}_{0w} - \sigma_i \dot{m}_{iw} \quad (1.2)$$

Кроме этого, масса частиц на поверхности будет изменяться за счет конвективного их переноса вдоль поверхности жидкости со скоростью \mathbf{u} . Согласно теореме Гаусса, поток вектора $m_i \mathbf{u}$ через грани элементарной площадки Δs равен произведению его дивергенции на Δs . Поэтому уравнение баланса массы частиц i -го сорта на поверхности пленки в нестационарном процессе будет иметь вид

$$\frac{\partial \dot{m}_i}{\partial t} + \text{div}(m_i \mathbf{u}) = \dot{m}_i \quad (1.3)$$

Отсюда получим уравнения для коэффициентов заполнения ($i=1, \dots$)

$$\frac{\partial \sigma_i}{\partial t} + \text{div}(\sigma_i \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho_i d_i} \dot{m}_i \quad (1.4)$$

Эти уравнения за счет присутствия в правой части неизвестного суммарного коэффициента заполнения σ образуют взаимосвязанную систему. Но для несублимирующих примесей она легко расщепляется, так как, просуммировав уравнения (1.4), можно получить отдельное уравнение для σ

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \text{div}(\sigma \mathbf{u}) = (1 - \sigma) \dot{m}_{0w} \sum_{i=1} \frac{\kappa_i}{\kappa_0 \rho_i d_i} \quad (1.5)$$

Для плоского ($\nu=0$) и осесимметричного ($\nu=1$) стационарных течений на тупом теле с продольной криволинейной координатой x и расстоянием r до оси симметрии уравнения (1.4) принимают вид

$$\rho_i d_i r^{-\nu} \frac{d}{dx} (r^\nu \sigma_i u) = \dot{m}_i \quad (1.6)$$

Очевидно, характер решений этих уравнений определяется при $\dot{m}_{iw} = 0$ совокупностью параметров $\chi_i = \rho_i d_i u / \kappa_i L \dot{m}_{0w}$, где L — характерный размер течения. При малых $\chi_i \rightarrow 0$ уравнения (1.6) будут иметь малые параметры

при производных и гладкое их решение будет определяться предельными соотношениями $\dot{m}_i=0$.

В критической точке тупого тела $u=\beta x$, $r=x$ и уравнения (1.6) вместе с (1.2) обращаются в систему линейных относительно σ ; алгебраических уравнений

$$\kappa_0[(1+\nu)\beta\rho_i d_i + \dot{m}_{iw}] \sigma_i = (1-\sigma) \kappa_i \dot{m}_{ow} \quad (i=1 \dots) \quad (1.7)$$

которые легко обратить в формулы для σ_i , если, просуммировав их, получить величину

$$\sigma = \frac{z}{1+z}, \quad z = \sum_{i=1} \frac{(\kappa_i/\kappa_0) \dot{m}_{ow}}{(1+\nu)\beta\rho_i d_i + \dot{m}_{iw}} \quad (1.8)$$

Для односортовой примеси

$$\sigma_1 = \sigma = \kappa_1 \dot{m}_{ow} [(1+\nu)\kappa_0 \beta \rho_1 d_1 + \kappa_1 \dot{m}_{ow} + \kappa_0 \dot{m}_{1w}]^{-1}. \quad (1.9)$$

Отсюда, в частности, следует, что для несублимируемых примесей $\sigma \rightarrow 1$ при $d_1 \rightarrow 0$, т. е. даже малая концентрация примесей достаточно малых частиц может закрыть для испарения поверхность пленки полностью.

Частицы каждого сорта могут иметь различные размеры. При условном их разбиении на конечное число j -х подсортов с размерами d_{ij} для определения соответствующих σ_{ij} будут пригодны те же уравнения, что и выше. Более вероятно, однако, существование некоторых функций распределения, таких, что величина $\kappa_i f_i(d_i) \Delta d_i$ равна массовой концентрации i -х частиц с размерами от d_i до $d_i + \Delta d_i$. Тогда, например, формулы (1.7) — (1.8) перейдут в интегральные

$$\sigma_i = \frac{\kappa_i}{\kappa_0} (1-\sigma) \dot{m}_{ow} I_i, \quad I_i = \int_{d_{i\min}}^{d_{i\max}} \frac{f_i(\tau) d\tau}{(1+\nu)\beta\rho_i \tau + \dot{m}_{iw}} \quad (1.10)$$

$$z = \frac{1}{\kappa_0} \dot{m}_{ow} \sum_{i=1} \kappa_i I_i$$

2. Применим полученные результаты к стационарному фронту прогрева и уноса в критической точке тупого тела, изложив предварительно некоторые необходимые для этого сведения. Уравнение энергии для стационарного фронта имеет вид [1, 2]

$$q_0 = \alpha \Delta H - q_r = q_w + \sum_{i=0} \dot{m}_{iw} Q_i^* \quad (2.1)$$

$$q_w = \rho c (T_w - T_0) \dot{m}, \quad Q_i^* = Q_i + B \Delta H \quad (i=0, 1 \dots)$$

Здесь \dot{m} — массовая скорость уноса материала, q_0 — внешний тепловой поток к непроницаемой поверхности, уменьшаемый здесь на величину $\dot{m}_w B \Delta H$ при учете влияния вдува, ΔH — перепад энтальпий во внешнем, ламинарном в данном случае, пограничном слое, $B \approx 0,7$, α — коэффициент теплообмена, q_r — излучение стенки, q_w — тепло, затрачиваемое на прогрев материала от начальной температуры T_0 до температуры T_w внешней границы пленки, Q_i — удельные тепловые эффекты сублимации и сопутствующих химических реакций материалов носителя ($i=0$) и примесей ($i=1, \dots$).

Эффективность материала при уносе принято характеризовать величиной эффективной энтальпии

$$H_{ef} = \frac{q_0}{\dot{m}} = c(T_w - T_0) + \sum_{i=0} \Gamma_i Q_i^*, \quad \Gamma_i = \frac{\dot{m}_{iw}}{\dot{m}} \quad (2.2)$$

где Γ_i — степень газификации материалов. Для кварца при реальных условиях его аэродинамического нагрева и разрушения коэффициент при

Γ_0 в несколько раз больше удельной теплоты нагрева материала (например, $T_w \approx 3000$ К, $c = 0,3$ ккал/кг, $Q_0 = 2000 - 2800$ ккал/кг, $\Delta H = 10^3 - 10^4$ ккал/кг, так что отношение $Q_0^*/c(T_w - T_0) > 3$), поэтому скорость уноса его сильно зависит от степени газификации.

Испарение кварца определяется формулой Кнудсена – Ленгмюра

$$\dot{m}_{0w} = a(p_H - p_0)K, \quad K = \sqrt{\frac{M_0}{2\pi RT_w}} \quad (2.3)$$

Здесь $a \leq 1$ – коэффициент аккомодации, R – газовая постоянная, p_H и p_0 – насыщенное и парциальное давления паров кварца, равные

$$p_H = p^{(0)} e^{-\theta_0/T}, \quad p_0 = p c_0 M / M_0 \quad (2.4)$$

где $p^{(0)}$, θ_0 – постоянные, c_0 – массовая концентрация паров, M_0 и M – молекулярные массы паров и пристеночной смеси газов, p – суммарное их давление. Величины p_0 или c_0 определяются сложной совокупностью физических процессов, из которых простейшим и наиболее характерным для подобных задач является процесс диффузионного оттока паров кварца, описываемый уравнением материального баланса. Это уравнение, предполагая характерный масштаб осреднения свойств поверхности пленки много меньшим толщины внешнего газового пограничного слоя, можно представить в виде

$$\dot{m}_{0w}^* = (1 - \sigma) \dot{m}_{0w} = (\alpha_M - B_M \dot{m}_w + \dot{m}_w) c_0 \quad (2.5)$$

Здесь α_M – коэффициент массообмена к непроницаемой поверхности, второй член в скобке справа учитывает (как и в формуле (2.1) для тепловых потоков) ослабление α_M за счет вдува, третий член обусловлен конвективным переносом вещества. Поскольку слева (2.5) входит эффективный или суммарный массовый подвод паров, то целесообразно переписать уравнение (2.3) в виде

$$\dot{m}_{0w}^* = a^*(p_H - p_0)K, \quad a^* = a\sigma_0 = a(1 - \sigma) \quad (2.6)$$

где величину a^* можно назвать эффективным коэффициентом аккомодации, который только и учитывает влияние σ на рассматриваемый процесс.

Комбинируя (2.5) и (2.6), получим формулу

$$\dot{m}_{0w}^* = \frac{a^* p_H}{1 + a^* \omega} K, \quad \omega = \frac{M p}{M_0 \alpha_M (1 + b)} K \quad (2.7)$$

$$b = (1 - B_M) \frac{\dot{m}_w}{\alpha_M} = \Gamma (1 - B_M) \frac{\alpha \Delta H}{\alpha_M H_{ef}}$$

Обычно величина $b \leq 1$ и не влияет на порядок величины ω , что оправдывает такую запись формулы (2.7), которая, строго говоря, является уравнением относительно \dot{m}_{0w}^* .

Формула (2.7) дает два предельных режима соответственно равновесного и вакуумного испарения

$$\dot{m}_{0w}^* = \frac{\alpha_M p_H}{(M/M_0) p - p_H}, \quad a^* \omega \gg 1 \quad (2.8)$$

$$\dot{m}_{0w}^* = a^* p_H \sqrt{\frac{M_0}{2\pi RT_n}}, \quad \dot{m}_{0w} = a p_H \sqrt{\frac{M_0}{2\pi RT_n}}, \quad a^* \omega \ll 1$$

При малых ω всегда реализуется последний режим, а при больших происходит смена режимов при изменении a^* от 0 до 1. При равновесном режиме суммарное испарение при заданной температуре практически не зависит от удельной площади испарения σ_0 и целиком определяется ско-

ростью эвакуации паров кварца от стенки. При вакуумном режиме суммарная скорость испарения пропорциональна площади испарения (или коэффициенту $a^* = (1-\sigma)a$).

Заметим, что уравнение (2.5) дает лишь упрощенное описание реального процесса, так как не учитывает убыль молекул кварца за счет их диссоциации или других химических реакций. В общем же случае соотношения типа (2.5) записываются для элементов и дополняются необходимым числом условий равновесия. Кроме того, при малых давлениях указанные процессы могут протекать неравновесным образом [3]. Здесь важно лишь подчеркнуть, что во все подобные условия материального баланса входит лишь эффективная скорость испарения \dot{m}_{0w}^* , что сохраняет определяющую роль эффективного коэффициента accommodation a^* . Также сохраняют смысл предельные режимы равновесного и вакуумного испарения, в которых массовая скорость испарения пропорциональна давлению насыщенных паров.

Скорости сублимации примесей \dot{m}_{iw} определяются в общем случае соотношениями типа (2.5)–(2.6) или другими условиями гетерогенного их взаимодействия с пристеночной газовой средой, и их здесь конкретизировать не будем.

Совокупность соотношений, определяющих скорости сублимации носителя и примесей, и уравнение баланса энергии (2.1) определяют скорость уноса материала при заданных σ_i и T_w . Первые определены в п. 1, а для определения T_w и вообще для замыкания задачи служат уравнения движения жидкой пленки расплава, которые в частном случае течения в окрестности точки торможения сводятся к уравнению Бэтта – Адамса [4]

$$D - V_w = 2\nu \frac{\tau' \delta^2 - 2p'' \delta^3}{\mu_w}, \quad \delta = \frac{\lambda T_w^2}{\theta q_w}, \quad \mu = \mu_0 e^{\theta/T}, \quad \mu_0 = \text{const}, \quad \mu_w = \mu(T_w) \quad (2.9)$$

Здесь $D = \dot{m}/\rho$ и $V_w = \dot{m}_w/\rho$ – линейные скорости уноса и испарения материала, δ – эффективная толщина пленки, $\tau(x)$ и $p(x)$ – трение и давление на внешней границе пленки расплава, θ – характерная температура в законе зависимости вязкости μ от температуры [5].

При отсутствии испарения ($V_w = 0$) весь унос материала происходит за счет растекания пленки расплава под воздействием трения и градиентов давления.

Для чистого кварца обычно принимают значения $\theta = 6,88 \cdot 10^4$ К, $\theta_0 = 6,06 \cdot 10^4$ К. Поскольку характерные значения $T \approx 3000$ К, то отношение T/θ служит малым параметром задачи и в соответствии с асимптотической теорией пленки [6] температура в пленке лишь весьма слабо ($\Delta T/T \sim T/\theta$) зависит от определяющих параметров задачи. Изменяемыми же на свой порядок величинами являются экспоненты $e^{\theta/T}$ или $e^{\theta_0/T}$, которые и определяются из уравнения (2.9), если из него исключить величину D с помощью уравнения энергии (2.1). Константы равновесия химических реакций, не выписанных при выводе системы (2.3)–(2.6), также содержат экспоненты типа $e^{-\theta'/T}$, где обычно $\theta' \sim \theta, \theta_0$.

Приведем еще формулу для величины градиента скорости β , входящую в (2.9)

$$\beta = (\tau' \delta - p'' \delta^2) / \mu_w \quad (2.10)$$

3. Для иллюстрации возможного влияния частиц на скорость уноса рассмотрим простейший пример односортовой несублимируемой примеси. В этом случае можно воспользоваться обратным методом решения задачи, т. е., используя уже известный метод и программу расчета для пленки расплава чистого кварца¹, получить зависимость решения от коэффи-

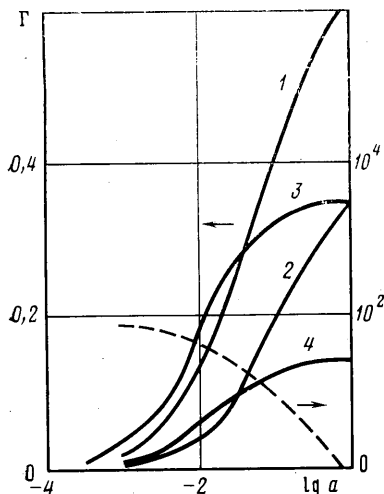
¹ Эти данные получены В. В. Знаменским и И. Г. Панченко, которым автор выражает благодарность.

циента аккомодации a^* , а затем по обращенной формуле (1.9)

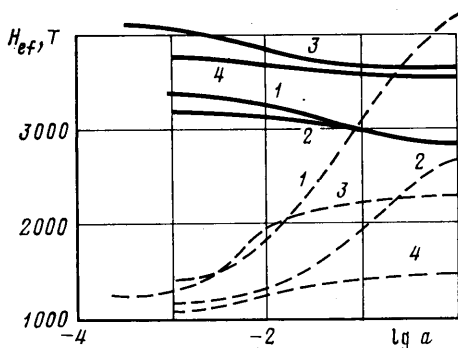
$$\frac{d_1}{\kappa_1 L} = \frac{\dot{m}_{0w}^*}{2\rho_1 \sigma \beta L} \quad (\sigma = 1 - a^*/a) \quad (3.1)$$

определить соответствующие данному значению σ величины d_1/κ_1 .

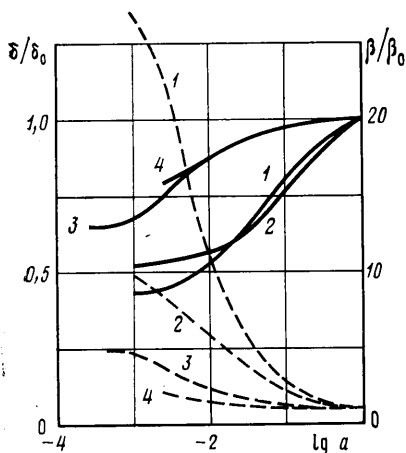
Зависимость решения от a^* показана на фиг. 1–3 для критической точки сферы радиусом $L=1$ см, и двух режимов обтекания: I – с давлением $p=0,3$ атм и энтальпией торможения $H_0=6000$ ккал/кг, $\alpha=0,55$ кг/мс²



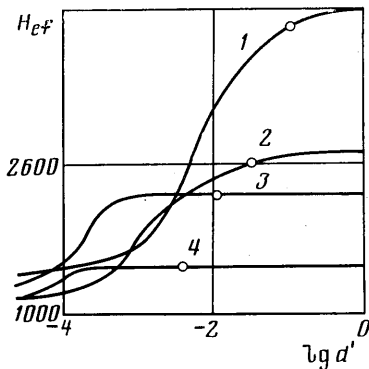
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



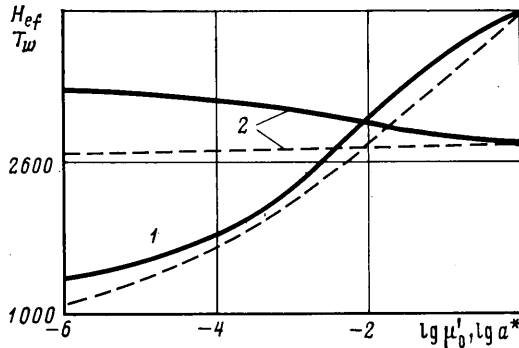
Фиг. 4

(кривые 1, 2) и II – $p=60$ атм, $H_0=3600$ ккал/кг, $\alpha=9,5$ кг/мс² (кривые 3, 4). Данные приведены для значений $\mu_0^{(1)}=2,4 \cdot 10^{-9}$ кг/мс² и $\mu_0^{(2)}=0,21 \cdot 10^{-9}$ кг/мс² («максимальная» и «минимальная» вязкости кварца [1], кривые 1, 3 и 2, 4 соответственно). Остальные величины: $p^{(0)}=4 \cdot 10^7$ атм, $c=1040$ Дж/кг, $\rho=\rho_1=2200$ кг/м³, $\lambda=2,9$ Дж/мс·град, $a=1$, $\alpha_M=\alpha$, $B_M=B=0,7$.

На фиг. 1 сплошными линиями приведены степени газификации Γ , на фиг. 2 – эффективные энтальпии H_{ef} , ккал/кг (штриховая) и температуры T_w (сплошные линии), на фиг. 3 – отношения β/β_0 (штриховая) δ/δ_0 (сплошные), где величины при $a^*=1$ для кривых 1–3 сильно разнятся

между собой и соответственно равны $\beta_0 L = 0,28; 1,3; 9,3; 356$ см/с, $\delta_0 = 0,14; 0,09; 0,011; 0,007$ мм.

Из фиг. 1, 2 следует, что уменьшение эффективного коэффициента аккомодации или площади испарения $\sigma_0 = a^*/a$ существенно снижает степень газификации и, как следствие, эффективную энтальпию материала. Однако это снижение значительно меньше уменьшения σ_0 , что объясняется следующим. Величина $\omega \approx 10$ для режима I и $\omega \approx 100$ для режима II,



Фиг. 5

что, согласно (2.7), соответствует при $\sigma=0$ равновесному испарению, не зависящему от эффективной площади σ . Существенное же изменение интенсивности испарения проходит в переходном между равновесным и вакуумным режимах в примерном диапазоне $0,1 \leq a^* \omega \leq 10$, что при $a=1$ соответствует диапазону $10^{-2} \leq \sigma_0 < 1$ для режима I и $10^{-3} \leq \sigma_0 \leq 10^{-1}$ для режима II в полном согласии с поведением кривых на фиг. 1, 2. В то же время индивидуальная скорость испарения со свободной поверхности жидкого кварца резко возрастает, во-первых, за счет уменьшения концентрации паров вблизи поверхности (вызванного уменьшением площади испарения) и, во-вторых, за счет роста температуры (вызванного перегревом пленки при уменьшении суммарного испарения). Соответствующая величина $\dot{m}_{0w}/\dot{m}_{0m}$ ($a^*=1$) показана на фиг. 1 пунктиром.

На фиг. 4 показана зависимость H_{ef} от удельного размера частиц $d_1/L\kappa_1 = d'$, зависимость которых от величины a^* задается формулой (3.1). Точка на каждой кривой соответствует отношению $d_1/\delta = 0,1$ при $L=1$ см и $\kappa_1=0,01$, что можно условно считать пределом количественной применимости теории.

Как видно, даже процентная примесь частиц размером в треть микрона в условиях режима I уменьшает эффективность материала вдвое. Отметим избирательность эффекта: та же примесь (из-за большей на два порядка величины β) не оказывает еще влияния при режиме II.

Приведем некоторые качественные соображения относительно влияния сублимаций примесей. В уравнения уноса входят (и из них определяются), как показано выше, эффективные скорости испарения, переходя к которым, получим

$$\sigma = \frac{\kappa_1 \dot{m}_{0w}^* - \kappa_0 \dot{m}_{1w}^*}{(1+\nu)\beta\rho_1 d_1} \quad (3.2)$$

Это решение имеет физический смысл лишь при положительной правой части, т. е. при времени испарения носителя в частичке расплава $t_0 = \kappa_0/\dot{m}_{0w}^*$, меньшем времени испарения примесей $t_1 = \kappa_1/\dot{m}_{1w}^*$, в результате чего последние имеют возможность оседать на поверхности. При обратном соотношении $t_0 > t_1$ реальная массовая скорость испарения примесей будет определяться скоростью испарения носителя, поверхность пленки в этом случае будет чистой ($\sigma=0$), а формула (3.2) — непригодной.

Закон возрастания σ с уменьшением d_1 может быть получен лишь при конкретизации законов сублимации примесей и учета обратного влияния σ на скорости испарения, что является предметом отдельной работы.

Наличие примесей как-то изменяет осредненные характеристики смеси, но для механической смеси это влияние будет пропорционально или порядка концентраций примесей. Это очевидно для теплоемкости и плотности смеси, аналогичные данные известны для вязкости. Это не относится к растворам, в которых пропорционально концентрациям примесей может изменяться величина θ , что при $\theta \gg T$ может привести к заметному различию в величинах вязкости [5]. Можно отметить, что решение слабо (логарифмически) зависит от коэффициента μ_0 в формуле вязкости (2.1), в подтверждение чего на фиг. 5 для условий 1 при $a^*=1$ штриховой линией показаны зависимости H_{ef} и T_w (кривые 1, 2) от $\mu_0' = \mu_0/\mu_0^{(1)}$. Что касается влияния теплопроводности, то оно аналогично влиянию μ_0 , так как входит в уравнение (2.9) в комбинациях λ^2/μ_0 и λ^3/μ_0 .

В то же время влияние малой концентрации частиц на испарение соизмеримо с влиянием вязкости при изменении последней на порядок величин, что следует из сопоставления кривых на фиг. 5, где сплошными линиями показаны зависимости тех же величин от a^* при $\mu_0 = \mu_0^{(1)}$. В обоих случаях происходит существенное снижение H_{ef} , но с различным поведением температуры T_w : в случае частиц при уменьшении площади испарения s_0 пленка перегревается и T_w растет, при уменьшении же μ_0 сохранение порядка величины $\mu \sim \tau \delta^2/D$ достигается уменьшением температуры T_w .

ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
2. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975. 623 с.
3. Беспалов В. Л., Залогин Г. Н. О влиянии неравновесных физико-химических процессов в пограничном слое на разрушение кварцевого стекла.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 4, с. 125—131.
4. Бете, Адамс. Теория абляции стекловидных материалов.— Вопр. ракетн. техники, 1960, № 2, с. 63—79.
5. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1945. 424 с.
6. Знаменский В. В., Лунев В. В. Об асимптотических свойствах уравнений пленочной теории разрушения материалов в задачах об изменении формы тел при аэродинамическом нагреве.— АН СССР. МЖГ, 1984, № 1, с. 46—54.

Москва

Поступила в редакцию
31.V.1984