

Ю. В. ПОЛЕЖАЕВ

**ПРОЦЕСС УСТАНОВЛЕНИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА
ПЛАВЛЕНИЯ ВЯЗКОГО СТЕКЛООБРАЗНОГО МАТЕРИАЛА**

(Представлено академиком Г. И. Петровым 24 XII 1963)

Теоретически и экспериментально уже доказано, что время установления стационарного режима оплавления материала в гиперзвуковом потоке газа может существенно превосходить время достижения температуры разрушения на поверхности (¹, ²). Особенно это относится к вязким стеклообразным материалам типа кварцевого стекла, в процессе оплавления которых важную роль играет испарение пленки расплава. Тем не менее до сих пор количественного определения эффекта нестационарности не проведено из-за трудностей, которые вызваны необходимостью учета нелинейных связей между теплопередачей и плавлением вязкого стеклообразного материала, а также испарением и излучением с поверхности пленки.

Практически наиболее интересен случай разрушения материала в потоке газа, параметры которого не зависят от времени, поскольку именно этот случай имеет место при экспериментальном изучении процесса оплавления (¹) и поскольку именно при этом неучет времени установления может привести к полной непригодности полученных результатов для оценки эффективности данного материала.

Постановка и метод решения задачи о неустановившемся режиме оплавления материала в окрестности критической точки в потоке высокотемпературного газа были изложены в работе (³). Особенностью стеклообразного материала является экспоненциальная зависимость вязкости расплава от температуры и, следовательно, отсутствие четкой границы раздела между жидкой и твердой фазами. Толщина и скорость течения расплавленной пленки определяются, помимо вязкости, величиной сдвигающих напряжений: поверхностного трения и давления.

Время установления постоянной скорости оплавления t_c , можно определить как то значение времени, по истечении которого отличие между данным решением и соответствующим расчетом по стационарной программе (отмеченным индексом с) не превышает заданной величины ε (%):

$$\left| \frac{V_\infty(t) - (V_\infty)_c}{(V_\infty)_c} \right| < \frac{\varepsilon}{100},$$

где V_∞ — скорость уноса массы.

Определение времени установления постоянной скорости оплавления t_c проводилось при самых широких допущениях относительно величин теплофизических параметров материала, а также при произвольном изменении отдельных характеристик набегающего газового потока. Давление торможения варьировалось от 0,1 до 10 бар, а температура торможения от 3000 до 6000°K. Найденные значения t_c в зависимости от параметра $\lambda\rho/C(V_\infty)_c^2$ нанесены на рис. 1 ($\varepsilon = 10\%$), причем они образовали «дорожку», ширина которой доходит до 15% по t_c .

Интересно отметить, что знак и величина отклонения отдельных точек от середины «дорожки» определяются не только соотношением между величинами теплофизических свойств, но и той точностью ε , с которой нестационарное решение приближается к установившемуся. Как правило, с увеличением ε (уменьшением t_c) ширина дорожки также увеличивается. Все это говорит о том, что даже при отсутствии испарения и излучения с поверхности пленки расплава критерий $\lambda\rho/C(V_\infty)_c^2$, по-видимому, не полностью

отражает характер установления. Тем не менее, учитывая достаточно произвольный и широкий диапазон изменения различных параметров задачи (число вариантов превысило 70), можно считать, что тенденция зависимости t_c от $\lambda\rho/C(V_\infty)_{cr}^2$, изображенная на рис. 1, имеет общий характер и может быть распространена на другие случаи разрушения плавящихся и испаряющихся материалов.

С теоретической точки зрения наиболее интересно проанализировать поведение полученной зависимости при достаточно больших значениях независимой переменной.

Хотя по соображениям машинного времени расчеты не проводились в диапазоне малых тепловых потоков $(q_w)_{cr} < 1500$ квт/м², на рис. 1 уже отчетливо намечилось разветвление кривой на два отрезка. Первый из них (прямолинейный) отвечает тому случаю, когда уменьшение конвективного теплового потока не связано с уменьшением давления торможения, в то время как второй соответствует постепенному переходу от плавления к чистой сублимации.

Как известно, конвективный тепловой поток от горячего газа к поверхности тела может быть представлен в виде

$$q_w = (\alpha/c_p)(J_{00} - J_w),$$

где коэффициент теплопередачи (α/c_p) сравнительно слабо зависит от температуры торможения потока T_{00} и пропорционален корню квадратному от давления торможения P_{00} , а перепад энтальпии в пограничном слое $(J_{00} - J_w)$ в первом приближении определяется температурой торможения.

С другой стороны, равновесная скорость испарения пленки расплава может быть, согласно аналогии между уравнениями сохранения энергии и концентрации, записана в виде ⁽³⁾

$$V_w = \frac{(\alpha/c_p) P_v}{\bar{M}(P_{00} - P_v)},$$

где P_v — парциальное давление паров, а \bar{M} — отношение молекулярного веса газов в набегающем потоке к молекулярному весу паров.

Теперь легко заметить, что если уменьшение теплового потока не связано с уменьшением давления торможения, то доля испарения в общем процессе уноса массы не может существенно возрасти, тогда как время начала плавления, а следовательно, и время установления стационарного режима плавления будут стремиться к бесконечности.

Другая картина наблюдается в том случае, когда при достаточно больших тепловых потоках постепенно уменьшается давление торможения. При этом, начиная с некоторого момента, скорость испарения станет столь велика, что унос массы будет происходить практически лишь в газообразной фазе. Этому способствует еще и то, что сдвигающие напряжения на

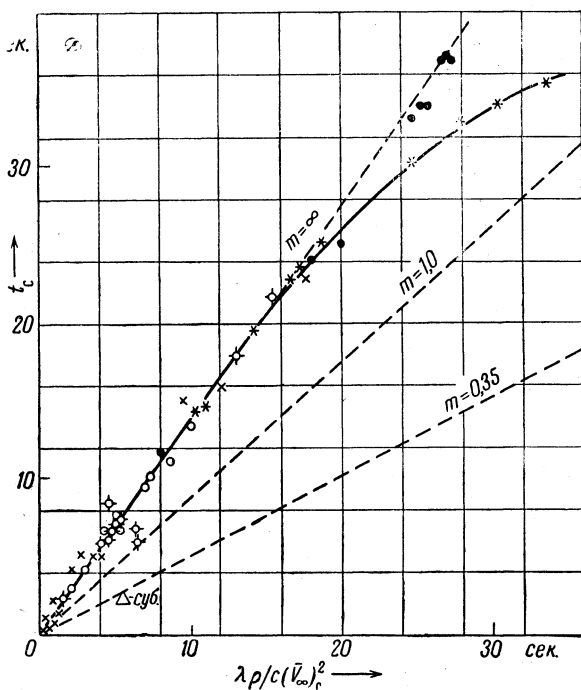


Рис. 1. Расчет времени установления постоянной скорости оплавления для однородного кварцевого стекла. Различные точки — различные варианты расчетов; пунктирные линии — расчет по формуле (1)

поверхности пленки — градиенты давления и трения — также стремятся к нулю по мере уменьшения давления торможения.

Очевидно, что точка разветвления кривой на рис. 1 должна, вообще говоря, зависеть не только от параметров набегающего потока, но и от соотношения между вязкостью и парциальным давлением насыщенных паров. Так, отмеченный на рис. 1 треугольником с индексом суб вариант соответствует бесконечно большой вязкости и давлению паров кварцевого стекла.

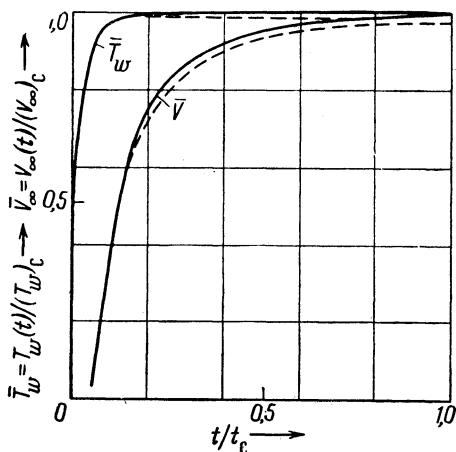


Рис. 2. Сравнение характера установления стационарных значений температуры поверхности \bar{T}_w и скорости уноса массы V_∞ для двух вариантов расчета: сплошные линии — с учетом толщины пленки расплава, пунктирные — без учета

соответствуют друг другу; 2) температура поверхности практически устанавливается намного быстрее скорости уноса массы.

Исходя из этого, хорошим приближением к действительности должна быть модель неустановившегося оплавления, изученная в работе Ландау (4), согласно которой пленка расплава моментально сдувается ($V \equiv V_\infty(t)$), а тепловой поток к поверхности постоянен $\bar{q}_w \equiv \text{const}$. Необходимо только вместо теплоты плавления L ввести ту долю теплового эффекта испарения $\Gamma H_{\text{исп}}$, которая действительно реализуется при данных условиях обтекания ($\Gamma = (V_w/V_\infty)_c$ — отношение скорости испарения к скорости уноса массы).

В этой постановке «время начала плавления» можно представить в виде

$$t_m = \frac{\pi}{4} \frac{\lambda \rho C}{q_w^2} (T_w - T_0)^2 = \frac{\pi}{4} \left(\rho \frac{\Gamma H_{\text{исп}}}{q_w} a m \right)^2,$$

где T_w — температура поверхности; T_0 — температура ненагретого материала; $a^2 = \lambda/\rho c$ — коэффициент температуропроводности; $m = C(T_w - T_0)/\Gamma H_{\text{исп}}$. Установившееся значение скорости уноса массы равно

$$(V_\infty)_c = \bar{V}_\infty = \frac{\bar{q}_w}{\Gamma H_{\text{исп}} + C(T_w - T_0)},$$

а время установления постоянной скорости оплавления

$$t_c = \frac{\lambda \rho}{C V_\infty^2} f(m, \varepsilon), \quad (1)$$

или, в другой записи:

$$t_c = \frac{\lambda \rho C}{q_w^2} (T_w - T_0)^2 F(m, \varepsilon). \quad (2)$$

Специальные расчеты показали, что процесс установления стационарного режима определяется не характером течения в весьма тонкой пленке расплава, а термодинамическим равновесием внутри твердого тела, внешняя поверхность которого перемещается со скоростью, равной скорости уноса массы. Иными словами, кинематические изменения в пленке происходят значительно быстрее тепловых изменений в твердом теле.

На рис. 2 представлены результаты сравнения двух вариантов, подтверждающих высказанное положение. В одном из них профиль течения в пленке заменялся на постоянный $V(t, y) \equiv V_\infty(t)$, а в другом рассчитывался в соответствии с вязкостно-температурным законом для кварцевого стекла.

Отметим два интересных факта:

1) оба варианта на рис. 2 хорошо

Вид функций $f(m, \epsilon)$ и $F(m, \epsilon)$ для двух значений точности установления стационарного режима оплавления $\epsilon = 10\%$ и $\epsilon = 5\%$ приведен на рис. 3, который обобщает результаты численных расчетов работы (4). С помощью формул (1) и (2) легко интерпретировать результаты, представленные на рис. 1. Следует только помнить, что \bar{q}_w отличается от конвективного теплового потока на величину эффекта вдува паров и излучения от поверхности пленки.

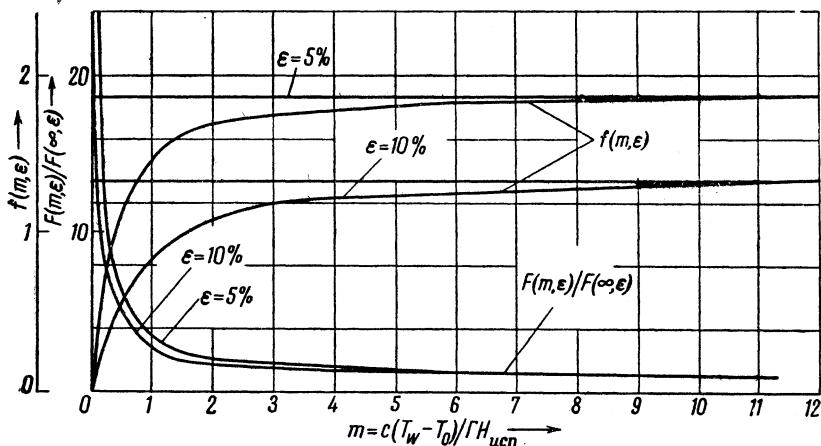


Рис. 3. Характер изменения функций $f(m, \epsilon)$ и $F(m, \epsilon)$, входящих в формулы (1) и (2), $F(m = \infty, \epsilon = 10\%) = 1,33$; $F(m = \infty, \epsilon = 5\%) = 1,88$

В случае чистого плавления ($m = \infty$) время установления выражается линейной функцией параметра $(\lambda\rho / C\bar{V}_\infty^2)$, причем наклон этой зависимости определяется той точностью ϵ , с которой желательно приблизиться к стационарному значению (уменьшение ϵ с 10 до 1% приводит к увеличению $f(\infty, \epsilon)$ более, чем на порядок).

По мере роста параметра $\Gamma = (V_w / V_\infty)_c$ или соответственно доли испарения наклон кривой $t_c(\lambda\rho / C\bar{V}_\infty^2)$ начинает уменьшаться и стремится к некоторому значению $f(m_{\text{пред}}, \epsilon)$, определяемому величиной температуры поверхности $m_{\text{пред}} = C(T_w - T_0) / 1 \cdot H_{\text{исп}}$ (для кварцевого стекла $m_{\text{пред}}$ имеет порядок 0,3).

Наличие испарения с поверхности пленки расплава при заданной величине теплового потока \bar{q}_w всегда увеличивает время установления по сравнению со временем установления стационарного режима чистого плавления, как это следует из формулы (2).

С другой стороны, при заданной скорости уноса массы (например, когда $(V_\infty)_c$ найдена экспериментально) верхняя и нижняя границы для времени установления легко определяются по формуле (1). Для этого достаточно оценить t_c при $m = \infty$ и $m = m_{\text{пред}}$.

Таким образом, соотношения (1) и (2) позволяют с заданной точностью определить время установления постоянной скорости уноса массы для всех случаев разрушения плавящихся, испаряющихся и сублимирующих материалов. Однако необходимо учесть, что эффективные значения теплопроводности многих стеклообразных материалов при аэродинамическом нагреве и плавлении оказываются существенно выше табличных значений, полученных при низких температурах (5).

Поступило
20 XII 1963

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ E. Mac Adams et al., JASS, 27, № 7 (1960). ² Е. М. Шахов, Инж. журн., 3, в. 3 (1963). ³ Ю. В. Полежаев, Изв. АН СССР, Мех. и машиностр., № 3 (1963). ⁴ H. G. Landaу, Quart. Appl. Math., 8, № 1.81 (1950). ⁵ Ю. В. Полежаев, Теплофиз. высоких температур, № 1 (1963).