

УДК 536.2.083

**Г. А. Фролов**

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

**Энергоемкость основных процессов поглощения тепла при аэродинамическом нагреве теплозащитных покрытий ракетно-космической техники. II. Предельная энергоемкость поверхностных процессов поглощения тепла при тепловом разрушении материала**

*Надійшла до редакції 25.06.02*

Узагальнено результати розрахунково-експериментальних досліджень теплового руйнування матеріалів у широкому діапазоні термогазодинамічних параметрів газового потоку, що моделює аеродинамічне нагрівання теплозахисних покриттів (ТЗП). Встановлено параметр стабілізації вносу маси, приблизно рівний подвоєному максимальному тепловому ефекту фізико-хімічних процесів на поверхні матеріалу  $(\Delta Q_w)_{\max}$ , що руйнується. Показано взаємозв'язок  $(\Delta Q_w)_{\max}$  та теплоти випаровування індивідуальних речовин із константою теплового руйнування матеріалу, уперше встановленої при аналізі нестационарного прогрівання та винесення маси ТЗП. Отримані результати дозволили довести справедливості установлені закономірності при пористому охолодженні тіла до значення безрозмірної швидкості вдування 9.

При переходе твердого тела в газообразное состояние поглощается некоторое количество тепла, которое определяется его термодинамической энтальпией. Если теплосодержание материала слабо зависит от способа нагрева тела, то на суммарный тепловой эффект фазовых и физико-химических превращений на поверхности  $\Delta Q_w$  влияют скорость уноса массы, давление и температура торможения, а также состав газового потока. Особенно сильно зависит от условий нагрева и свойств материала эффект вдува. Поэтому задача определения энергоемкости поверхностных процессов поглощения тепла требует рассмотрения всех взаимосвязанных факторов.

Принципиальное различие механизмов поглощения тепла за счет внутренних и поверхностных процессов состоит в том, что в первом случае тепло

аккумулируется в некотором объеме, а во втором поглощается в поверхностном слое разрушающегося материала. Время нестационарного периода накопления теплоты за счет процессов внутри материала  $\tau_\delta$  почти на порядок превышает время установления квазистационарного режима поглощения тепла в поверхностном слое, которое соответствует времени достижения квазистационарной скорости уноса массы  $\tau_v$ .

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ БЕЗРАЗМЕРНОЙ СКОРОСТИ УНОСА МАССЫ ПРИ  $\bar{G}_\Sigma < 0.5$**

При наличии уноса массы с внешней поверхности материала появляется возможность достижения квазистационарного режима прогрета. Важнейшей

особенностью этого режима является то, что профиль температур в теле перестает изменяться во времени, а тепловой поток, идущий на прогрев внутренних слоев, уже не зависит от коэффициента теплопроводности вблизи поверхности и обусловлен теплосодержанием прогретого слоя:

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = \rho \bar{V}_\infty c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_\infty H(T_w). \quad (1)$$

В этом случае скорость уноса массы при  $\gamma \bar{G}_w < 0.4$  может быть рассчитана по уравнению, вытекающему из уравнения баланса тепла на поверхности разрушающегося материала

$$G_\Sigma = \rho \bar{V}_\infty = \frac{q_0 + \varepsilon(q_\lambda - \sigma T_w^4)}{\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + H(T_w)}. \quad (2)$$

При  $0.4 < \gamma \bar{G}_w < 1.2$  уравнение (2) с учетом аппроксимации для эффекта вдува [11] преобразуется к виду

$$G_\Sigma = \rho \bar{V}_\infty = \frac{1}{\Gamma \Delta Q_w + H(T_w)} \{(\alpha/c_p)_0 [1.012 - 1.16 \gamma \bar{G}_w + 0.325(\gamma \bar{G}_w)^2] (I_e - I_w) - \varepsilon \sigma T_w^4\}. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma$  — коэффициент вдува,  $I_e$  — энтальпия торможения,  $I_w$  — энтальпия газа при температуре нагретой поверхности  $T_w$ ,  $\bar{G}_w$  — безразмерная скорость испарения,  $(\alpha/c_p)_0$  — коэффициент теплообмена,  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $\lambda$  — плотность, теплоемкость и теплопроводность материала,  $T_0$  — температура непрогретого материала,  $\bar{V}_\infty$  — квазистационарное значение линейной скорости уноса массы,  $q_0$  — конвективный тепловой поток к поверхности с температурой  $T_w$ ,  $q_\lambda$  — лучистый тепловой поток,  $\varepsilon$  — степень черноты поверхности,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\Gamma$  — коэффициент газификации,  $G_\Sigma$  — скорость уноса массы,  $\Delta Q_w$  — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности,  $H(T_w)$  — теплосодержание материала при температуре  $T_w$ .

Для определения скорости уноса массы по (2), (3) надо знать суммарный тепловой эффект физико-химических процессов на поверхности  $\Delta Q_w$  и коэффициент газификации  $\Gamma$ . При нахождении  $\Delta Q_w$  приходится рассматривать многочисленные химические реакции на разрушающейся поверхности материала. Только в некоторых случаях удается получить аналитические формулы для расчета состава газа и соответственно довести до конца зада-

чу определения  $\Delta Q_w$  [11]. Не меньшие трудности возникают и при расчете степени реализации  $\Delta Q_w$ , которая определяется коэффициентом газификации  $\Gamma$ . Поскольку определение параметров, входящих в (2), (3), представляет сложную самостоятельную задачу, то оценку энергоемкости новых материалов часто проводят по эффективной энтальпии разрушения  $I_{\text{эф}}$ :

$$I_{\text{эф}} = \frac{q_0 + \varepsilon(q_\lambda - \sigma T_w^4)}{G_\Sigma} = \Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + H(T_w), \quad (4)$$

которую определяют по результатам стендовых испытаний, моделирующих условия эксплуатации теплозащитного материала (ТЗМ).

Обобщение результатов экспериментальных исследований ТЗМ также проводят с помощью безразмерной скорости уноса массы [11], применение которой позволяет исключить из рассмотрения коэффициент теплообмена  $(\alpha/c_p)_0$ :

$$\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma / (\alpha/c_p)_0. \quad (5)$$

Из уравнения теплопроводности при постоянном тепловом потоке  $q_0 = \text{const}$  для времени достижения температуры разрушения поверхности материала  $T_p$  в [11] получено выражение

$$\tau_p = \pi \lambda \rho c \frac{(T_p - T_0)^2}{4q_0^2}. \quad (6)$$

С другой стороны, модель теплового разрушения материала, предложенная в работе [17], для  $\tau_p$  дает формулу

$$\tau_p = \frac{K_{T_p}^6 a}{4(K_{T_p}^2 + 1)^2 V_\infty^2}. \quad (7)$$

Решая совместно (6) и (7), приходим к уравнению

$$G_\Sigma = \frac{K_{T_p}^3}{(K_{T_p}^2 + 1)\sqrt{\pi}} \frac{q_0}{c_p(T_w - T_0)} \approx \frac{q_0}{6.8H(T_w)}. \quad (8)$$

Как правило, при экспериментальных исследованиях тепловой поток, подводимый к поверхности, за счет повышения ее температуры изменяется от калориметрического значения  $q_k$  (на холодную поверхность) до  $q_0 = q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4$  и в дальнейшем остается постоянным. Поэтому в формулу (8) следует поставлять среднеинтегральный тепловой поток за период времени от 0 до  $\tau_T$ , который, как показывает обработка экспериментальных зависимостей изменения температуры поверхности [16], с точностью до 2 % можно определить по формуле

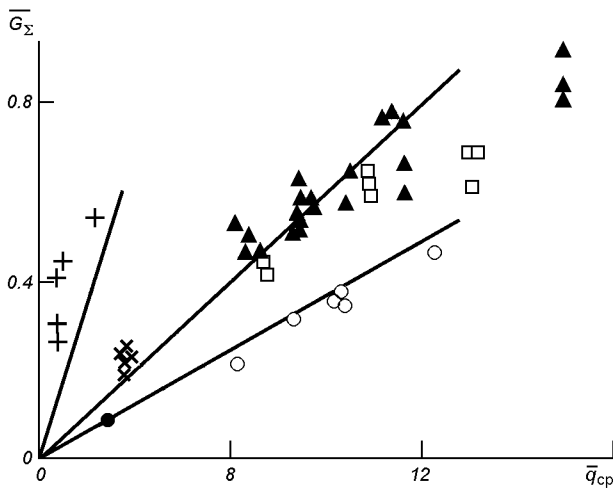


Рис. 1. Зависимость безразмерной скорости уноса ТЗМ от среднеинтегрального теплового потока: крестики — фторопласт [20]; треугольники, квадратики, косые крестики — стеклопластик на эпоксидном связующем (соответственно в воздушной, азотной плазме и на стенде ЖРД-2М), кружки и точки — легированная КСК (соответственно в воздушной плазме и на стенде ЖРД-2М), прямые — расчет по выражению (10)

$$q'_{cp} \approx \frac{q_k}{2} \left( 1 + \frac{I_e - I_w}{I_e - I_0} \right) - \frac{1}{4} \varepsilon \sigma T_w^4.$$

Если пренебречь излучением и разделить на коэффициент теплообмена, то получим выражение

$$\bar{q}_{cp} \approx 0.5(2I_e - I_w - I_0). \quad (9)$$

Тогда уравнение для определения безразмерной скорости уноса массы при максимально возможном теплосодержании материала  $H(T_k)$  (для температуры кипения), принимает вид

$$\bar{G}_z = \frac{\bar{q}_{cp}}{6.8H(T_k)}. \quad (10)$$

На рис. 1 представлена зависимость безразмерной скорости уноса фторопласта, стеклопластика на эпоксидном связующем и легированной кварцевой стеклокерамики (КСК) от  $\bar{q}_{cp}$ , из которой следует, что при отсутствии горения на поверхности (дан-

ные для фторопласта получены в потоке азота [20]) и эрозионного уноса экспериментальные результаты [14, 16] для  $\bar{G}_z < 0.5$  удовлетворительно описываются (10). Для стеклопластика на основе кремнеземного наполнителя и кварцевой стеклокерамики при атмосферном давлении  $T_k = 3050$  К, а для фторопласта  $T_k = T_p = 1000$  К [11].

Зависимость (10) в явном виде не учитывает поглощение тепла за счет физико-химических превращений и эффект вдува. Поэтому для ее пояснения были проведены эксперименты на образцах легированной КСК, для которой в работе [11] рассчитан тепловой физико-химических превращений на поверхности, а в работах [14, 15] разработана методика определения коэффициента газификации  $\Gamma$ . Испытания проводились в струях электродугового подогревателя установки РПУ-1 и стенда ЖРД-2М.

Из табл. 1, в которой приведены данные испытаний, видно, что несмотря на различие между коэффициентами газификации в восемь раз, примерно одинаковые среднеинтегральные тепловые потоки обеспечивают равные скорости уноса. В обоих случаях экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом по выражению (2), учитывающему как тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности, так и эффект вдува. Кроме того, стеклопластик на эпоксидном связующем испытывался при практически одинаковом calorиметрическом тепловом потоке  $q_k \approx 15000$  кВт/м<sup>2</sup> в условиях конвективного нагревания в струе продуктов сгорания стенда ЖРД-2М, дозвуковой и сверхзвуковой плазменных струях, а также при лучистом нагреве. Несмотря на то, что избыточное давление торможения изменялось примерно от 0 до  $2.5 \cdot 10^5$  Па, различие скоростей уноса не превысило 20 % [14]. Отсюда видно, что в диапазоне энthalпии заторможенного потока, соответствующем основному изменению  $T_w$  и  $\Gamma$  (согласно [11]  $I_e = 4000 \dots 20000$  кДж/кг), темп нагрева в начальный момент времени оказывает решающее влияние на скорость разрушения поверхности. Доля остальных факторов поглощения тепла в общем балансе определяется значением теплового потока в квазистаци-

Таблица 1. Скорость разрушения легированной кварцевой стеклокерамики

$q_k$ , кВт/м <sup>2</sup>	$I_e$ , кДж/кг	$P_e \cdot 10^{-5}$ , Па	$T_w$ , К	$q'_{cp}$ , кВт/м <sup>2</sup>	$q'_0$ , кВт/м <sup>2</sup>	$\Gamma$	$G_z$ , кг/(м <sup>2</sup> с)	
							эксперимент	расчет по (2)
11500	12300	1.0	2800	9250	5550	0.82	0.36	0.34
14700	4700	3.5	2610	8540	1530	0.1	0.36	0.38

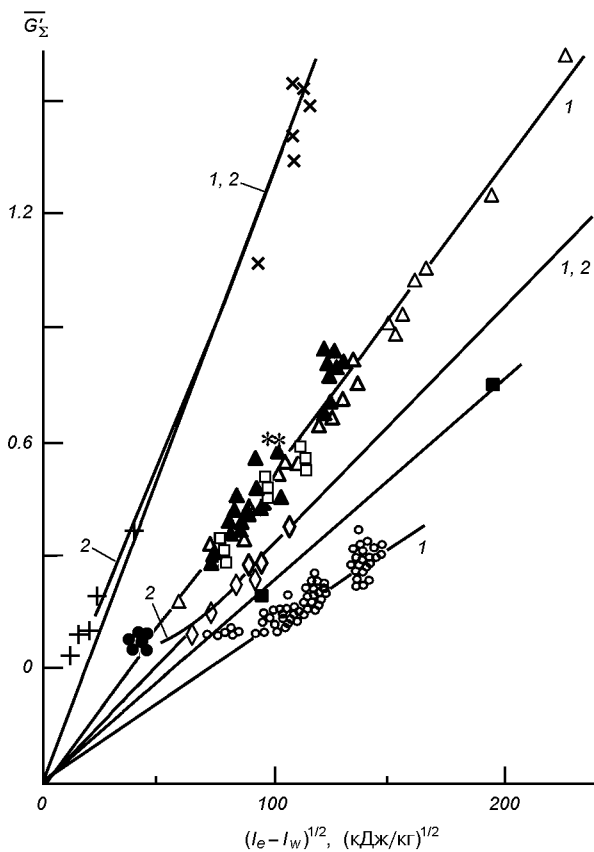


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости уноса  $\bar{G}'_{\Sigma}$  от перепада энтальпии: для фторопласта (крестики — в аргоне, косые крестики — в азоте,  $P_e = 10^5$  Па) [20], для стеклопластика на оксидном связующем (треугольники — в воздухе,  $P_e = 10^5$  Па [6], темные треугольники — в воздухе,  $P_e = 10^5$  Па, квадратики — в азоте,  $P_e = 10^5$  Па, звездочки — в воздухе,  $P_e = 0.3 \cdot 10^5$  Па, точки — в газогенераторе,  $P_e = 3.5 \cdot 10^5$  Па), ромбики — легированная КСК (воздух,  $P_e = 10^5$  Па), кружки — графит (воздух,  $P_e = (0.3-4.2) \cdot 10^5$  Па) [7], темные квадратики — угленпластик (воздух,  $P_e = 10^5$  Па), 1 — расчет по (11), 2 — расчет по (2), (3)

онарном режиме прогрева, увеличивается при увеличении энтальпии торможения, но в диапазоне основного изменения  $T_w$  и  $\Gamma$  слабо влияет на скорость уноса массы.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при безразмерной скорости уноса массы  $\bar{G}'_{\Sigma} < 0.5$  вместо полного уравнения баланса тепла (2) для расчета скорости уноса можно применять зависимость (10), полученную с помощью константы теплового разрушения материала  $K_{Tp}$ .

В то же время при  $\bar{G}'_{\Sigma} \geq 0.5$  выражение (10) уже неприменимо. Поскольку согласно (2) скорость уноса зависит от многих параметров, то, как и следовало ожидать, зависимость  $\bar{G}'_{\Sigma} = f(I_e)$  имеет достаточно сложный характер. Однако в работах [18, 19] было показано, что результаты экспериментальных исследований материалов различных классов и численных расчетов уноса массы кварцевого стекла в диапазоне  $I_e = 10000...50000$  кДж/кг и  $P_e = 10^4...10^7$  можно представить выражением

$$\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{\frac{I_e - I_w}{H}} - 0.3, \quad (11)$$

где

$$\bar{G}'_{\Sigma} = \bar{G}_{\Sigma} \frac{I_e - I_w}{I_e - I_0}.$$

Обработка экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, по методу наименьших квадратов показала, что нормирующий множитель  $H$  в формуле (9), как и в уравнении (10), приблизительно равен удвоенному максимальному тепловому эффекту поверхностных процессов, а «фокус» равен примерно 0.3 (табл. 2).

В данном случае под  $(\Delta Q_w)_{max}$  для фторопласта подразумевается теплота разложения, для стеклопластика и кварцевой стеклокерамики — суммарный тепловой эффект физико-химических превра-

Таблица 2. Результаты МНК-аппроксимации экспериментальных зависимостей  $\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{(I_e - I_w)/H} - b$

Материал	$T_k, K$	$2(\Delta Q_w)_{max}, kJ/kg$	$6.8N(T_k), kJ/kg$	$\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{(I_e - I_w)/H} - b$		
				$H, kJ/kg$	$b$	$\sigma', \%$
Фторопласт	1000	3800	—	4400	0.22	6.7
Стеклопластик на основе кремнеземного наполнителя	3050	14800	—	15240	0.3	4.9
Легированная стеклокерамика (0.5 % $Cr_2O_3$ )	3050	24000	25370	25350	0.32	0.4
Графит	4130	52000	58100	58680	0.3	3.4

щений при температуре кипения, а для графита — максимальное значение теплоты сублимации.

Так как экспериментальные значения  $\bar{G}_\Sigma$  согласуются не только с расчетом по (11), но и по выражениям (2), (3), вытекающим из уравнения баланса тепла, при подстановке в них максимального значения  $(\Delta Q_w)_{\max}$  и  $\Gamma = 1$  (рис. 2, кривые 2), то, по-видимому, под  $\bar{G}_\Sigma$  (при больших значениях энтальпии торможения  $\bar{G}_\Sigma \approx \bar{G}_w$ ) следует понимать такую безразмерную скорость уноса массы, которую имеет материал в случае, если при заданных внешних условиях его тепловые возможности реализуются полностью.

Несмотря на то, что в экспериментах, приведенных на рис. 2, давление торможения изменялось на порядок, а коэффициент теплообмена в пять раз, обнаружить их влияние на безразмерные скорости уноса  $\bar{G}_\Sigma$  и  $\bar{G}_w$  не удалось. В работе [11] отмечается, что безразмерная скорость разрушения  $\bar{G}_\Sigma$  зависит только от энтальпии торможения потока и практически не зависит от коэффициента  $(\alpha/c_p)_0$ . Поэтому необходимо рассмотреть, в какой степени давление заторможенного потока влияет на выполнение закономерности (11). С этой целью были использованы результаты численных расчетов теплового эффекта поверхностных процессов и температуры поверхности кварцевого стекла в диапазоне давлений от  $10^5$  до  $10^7$  Па из [11], а также экспериментальные значения коэффициента газификации, определенные в работе [14]. Численные расчеты [11] показывают, что при изменении давления в указанном диапазоне коэффициент  $\Gamma$  изменяется не более чем на 20 %. Теплосодержание двуокиси кремния в диапазоне температур от 2000 до 4000 К рассчитывалось по данным [13]. Результаты расчетов по (2), (3), представленные в форме (11), приведены на рис. 3. Видно, что во всем рассмотренном диапазоне давлений закономерность (11) хорошо выполняется.

Из выражений (8), (10) и (11) следует, что между константой теплового разрушения материала  $K_{Tp}$ , определяющей количество тепла, поглощенного в поверхностном слое материала до установления стационарной скорости теплового разрушения, теплосодержанием материала при температуре кипения и теплотой испарения должна существовать взаимосвязь в виде

$$\Delta Q_{и} = \frac{(K_{Tp}^2 + 1)\sqrt{\pi}}{2K_{Tp}^3} H(T_k) \approx 3.4H(T_k). \quad (12)$$

На основании анализа литературных данных [8, 11—13] для 50 простых веществ установлено [16],

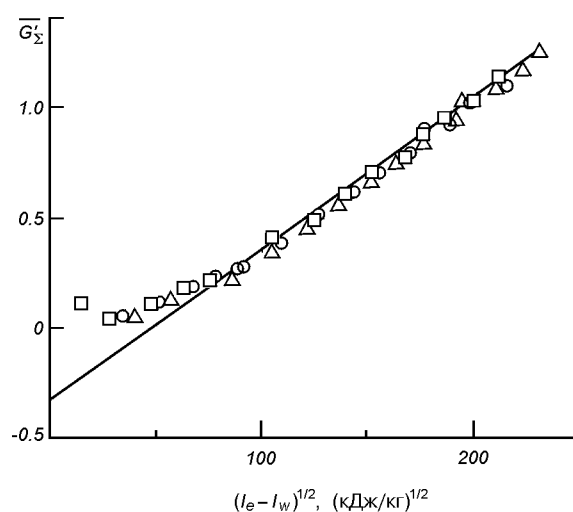


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости уноса  $\bar{G}'_\Sigma$  от перепада энтальпии, рассчитанная по (2), (3) и результатам численных расчетов [11]: треугольники, кружки, квадратики — давление  $10^5$ ,  $10^6$ ,  $10^7$  Па, прямая — расчет по формуле (11)

что тепловой эффект испарения действительно можно рассчитать по (12) с точностью до 7 %.

В первом приближении физический смысл коэффициента в (12) можно объяснить следующим образом. С увеличением давления энтальпия жидкости увеличивается и достигает максимального значения при критических давлении и температуре. В свою очередь теплота испарения с увеличением давления уменьшается и при критическом давлении равна нулю. Сравнение энтальпий жидкости и пара на линии насыщения для индивидуальных веществ, приведенных в [4], показывает, что во всем диапазоне давлений от 0 до  $P_{кр}$  сумма  $H(T_k) + \Delta Q_{и}$  не отличается значительно от энтальпии вещества в критической точке. Например, при атмосферном давлении это отличие не превышает 20 %. Следовательно, можно допустить, что уменьшение до нуля теплоты испарения сопровождается соответствующим повышением энтальпии вещества в критической точке. При этом отношение параметров газа, определяемое по выражению  $z = RT/PV$ , увеличивается в несколько раз. Значения этого коэффициента приведены в работах [4, 12].

Так как одноатомные газы, к которым относятся пары металлов, подчиняются законам идеального газа, для них при температуре кипения и  $P = 10^5$  Па аналогичное отношение равно примерно единице. Однако в настоящее время достаточно надежные данные по критическим параметрам име-

Таблица 3. Критические параметры некоторых веществ

Вещество	$T_{кр}$ , К	$P_{кр} \cdot 10^{-5}$ , Па	$V_{кр} \cdot 10^{-3}$ $м^3/кг$	Литературный источник	$z_{кр} = \frac{RT_{кр}}{P_{кр}V_{кр}}$
NH <sub>3</sub>	405.6	112.9	4.25	[4]	4.12
	405.5	112.8	4.25	[12]	4.12
H <sub>2</sub> O	647.28	221.2	3.15	[4]	4.29
	647.3	221.3	3.13	[12]	4.32
Hg	1763	1510	0.182	[4]	2.66
	1460±20	1662±50	0.2—0.24	[12]	1.46—1.9
К	2250	160	6.25	[4]	4.78
	2228±300	162	5.35	[12]	4.73—6.2
Na	2500	370	5.56	[4]	4.4
	2570±350	355	5.05	[12]	4.48—5.9
Li	3800	970	10.0	[4]	4.69
	3200±600	689	9.51	[12]	4.75—6.95
Rb	2100	160	2.86	[4]	4.47
	2093±35	159	2.89	[12]	4.26—4.51
Cs	2050	117	2.33	[4]	4.71
	2057±40	147	2.34	[12]	3.67—3.81

ются только для веществ, температура кипения которых не превышает температуру кипения воды. Уже для ртути и щелочных металлов погрешность определения критического коэффициента может достигать 50 %. В связи с этим по имеющимся данным еще нельзя сделать однозначный вывод о наличии связи между критическим коэффициентом и теплосодержанием вещества в критической точке. Однако, если на основании изложенного выше допустить зависимость вида  $H(T_k) + \Delta Q_{и} \approx H(T_{кр}) \approx z_{кр}H(T_k)$ , то получим

$$\Delta Q_{и} \approx (z_{кр} - 1)H(T_k). \quad (13)$$

Из табл. 3 следует, что среднее значение критического параметра для металлов может быть принято равным 4.4, поэтому коэффициент 3.4 в (13) согласуется с (12).

В работе [16] показано, что тепловой эффект испарения некоторых наиболее устойчивых веществ также может быть найден из выражения (13). Однако на примере углеводородов видно, что по мере увеличения количества атомов в молекуле вещества расчет по (12) или (13) все более отличается от имеющихся данных. Для веществ, молекулы которых состоят из двух и более атомов, зависимости (12), (13) могут иметь весьма ограниченное применение. Так как практически все расчеты по (12), (13) для сложных веществ дают завышенные значения  $\Delta Q_{и}$ , по-видимому, теплота испарения вещества (материала) не должна превышать

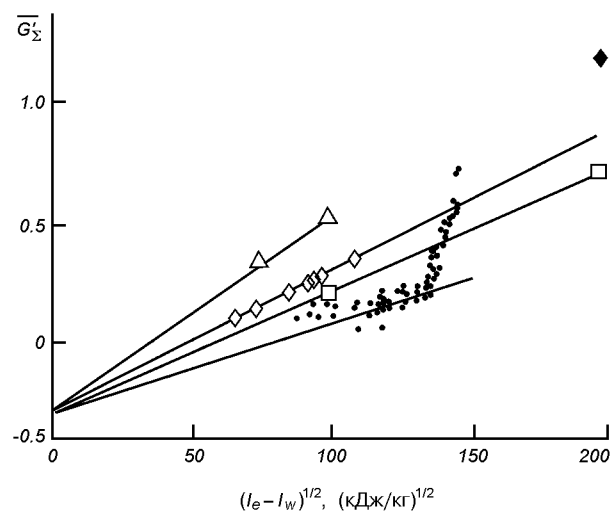


Рис. 4. Зависимость безразмерной скорости уноса  $\overline{G}'_{\Sigma}$  от перепада энтальпии: треугольники — кварцевое стекло, точки — графит [7], ромбики и темный ромбик — легированная КСК, соответственно без лучистой составляющей и при лучистой составляющей  $10^4$  кВт/м<sup>2</sup> (установка ПД-4М), квадратики — углепластик, прямые — расчет по (11)

### 3.4H(T<sub>к</sub>).

Результаты экспериментальных исследований и численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла с учетом вязкости показали, что закономерность (11) справедлива в широком диапазоне

термогазодинамических параметров. Однако известно, что коэффициент вдува  $\gamma$  при турбулентном режиме обтекания в два-три раза меньше, чем при ламинарном [11]. Кроме того, тепловая картина процесса разрушения обтекаемого тела может осложняться эрозионным уносом, полупрозрачностью материала, горением и различными технологическими факторами. Все эти эффекты в большей или меньшей степени должны приводить к увеличению фактической скорости уноса массы (рис. 4).

Для доказательства общности закономерности (11) и определения пределов ее применимости рассмотрим условия стабилизации параметров теплового разрушения материалов [10]. С увеличением энтальпии потока различие в химической индивидуальности моделей разрушения все меньше, тогда как влияние эффекта вдува в тепловом балансе все значительнее [5]. Быстро уменьшается также роль вязкости расплава, и большинство материалов уносятся, как правило, в газообразном виде уже при энтальпии потока выше 20000 кДж/кг. Все это дает основание построить упрощенную схему теплового разрушения с минимальным числом определяющих параметров.

Рассмотрим баланс тепла на разрушающейся поверхности тела, унос массы которого происходит в основном в газообразном виде. При достаточно высоких уровнях теплового воздействия можно пренебречь излучением с разрушающейся поверхности. Будем также считать, что температура поверхности «стабилизировалась», поэтому можно принять постоянным параметр внутреннего теплопоглощения  $H^* = H(T_w) + \Delta Q_w = \text{const}$ . Тогда получим

$$\begin{aligned} q_0 &= (\alpha/c_p)_0(I_e - I_w) = \\ &= \varepsilon\sigma T_w^4 + q_{\text{вд}} + G_w[H(T_w) + \Delta Q_w] \approx \\ &\approx q_{\text{вд}} + G_w H^*. \end{aligned} \quad (14)$$

При линейной аппроксимации вдува

$$\Psi = q_w/q_0 = 1 - \gamma \bar{G}_w \quad (15)$$

баланс тепла (14) сводится к следующему уравнению для определения безразмерной скорости уноса массы (точнее произведения  $\gamma \bar{G}_w$ , где  $\gamma$  — параметр вдува, который для ламинарного пограничного слоя равен 0.6)

$$\gamma \bar{G}_w = \gamma z / (1 + \gamma z), \quad (16)$$

где  $z = (I_e - I_w)/H^*$  — безразмерная энтальпия потока.

В работе [10] показано, что для квадратичной аппроксимации вдува

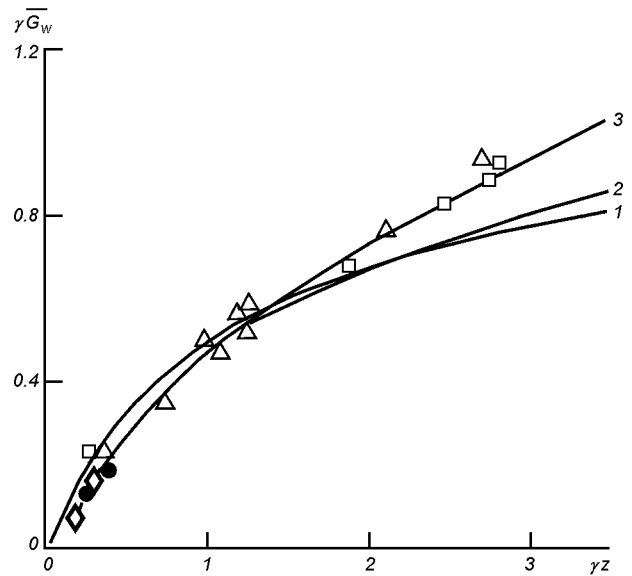


Рис. 5. Зависимость  $\gamma \bar{G}_w$  от безразмерной энтальпии потока  $\gamma z$ : 1—3 — расчет по (16), (18), (19), квадратики — экспериментальные данные для фторопласта [20],  $H^* = 2750$  кДж/кг, треугольники — для стеклопластика на эпоксидном связующем,  $H^* = 10700$  кДж/кг, точки — для легированной КСК,  $H^* = 15700$  кДж/кг, ромбики — для графита [7],  $H^* = 34000$  кДж/кг

$$\Psi = 1 / [3(\gamma \bar{G}_w)^2 + \gamma \bar{G}_w + 1] \quad (17)$$

баланс тепла сводится к виду

$$\gamma \bar{G}_w = \sqrt[3]{\frac{\gamma z}{3}} \left( 1 - \frac{0.2}{\sqrt[3]{(\gamma z)^2}} \right) - \frac{1}{9}. \quad (18)$$

Наконец, преобразуя выражение (11) к виду, аналогичному (16), (18), с учетом (12) получим

$$\gamma \bar{G}_w = 0.63\sqrt{\gamma z} - 0.18. \quad (19)$$

Сравнение экспериментальных данных (рис. 5) с различными по точности решениями в форме (16), (18) и (19) указывает на наличие универсальной зависимости  $\gamma \bar{G}_w$  от  $\gamma z$ . Таким образом, эмпирическое соотношение (11) может быть распространено на любые другие условия, если коэффициент вдува незначительно отличается от среднего «ламинарного» значения 0.6, а отношение  $\gamma z < 5$ .

Поскольку  $H \approx 2(\Delta Q_w)_{\text{max}}$  в (11) можно считать параметром стабилизации уноса массы материала, то он должен зависеть не только от внутреннего теплопоглощения материала  $H^* = H(T_w) + \Delta Q_w$ , но и от эффекта вдува. Действительно, с точностью до

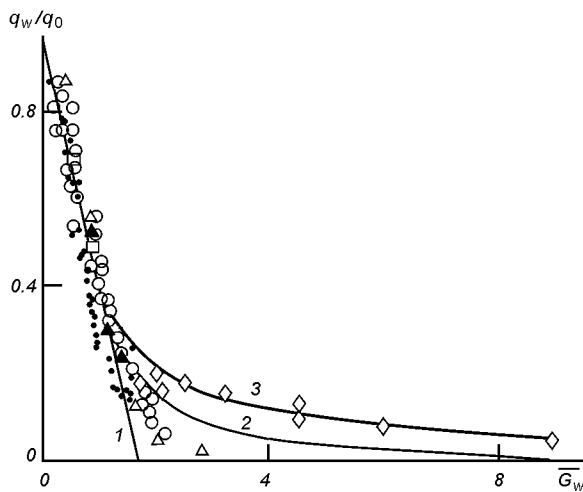


Рис. 6. Влияние параметра вдува  $\bar{G}_w$  на отношение  $q_w/q_0$ : точки — данные [5], кружки — [2], треугольники — [3], темные треугольники — [9], ромбики — [1], квадратики — [21]; кривая 1 — расчет по (15), 2 — по (17), 3 — по (21)

10 % можно записать  $H \approx [H(T_w) + \Delta Q_w]/\gamma$ . Тогда выражение (11) можно представить в виде

$$\bar{G}_w \approx \sqrt{\frac{\gamma(I_e - I_w)}{\Delta Q_w + H(T_w)}} - \frac{H(T_w)}{\Delta Q_w} = \sqrt{\gamma z} - 0.3, \quad (20)$$

из которого видно, что безразмерная скорость испарения материала прямо пропорциональна корню квадратному из отношения основных параметров, определяющих теплообмен в пограничном слое, и теплозащитных возможностей материала.

Это уравнение должно быть справедливо при вдуве полностью газифицированных продуктов теплового разрушения материала в ламинарный пограничный слой и «идеальном» теплозащитном материале, для которого максимальный тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности в 3.4 раза превышает его теплосодержание при температуре кипения. В настоящее время к таким ТЗМ можно отнести только легированную кварцевую стеклокерамику, если в рассматриваемых условиях нагрева ее можно считать непрозрачной, и некоторые углерод-углеродные композиции, способные противостоять окислительному и эрозионному воздействию набегающего газового потока (рис. 2, 4).

Известно, что эффект вдува увеличивается при увеличении скорости разрушения и повышении энтальпии заторможенного потока. Если при  $\gamma \bar{G}_w < 1.2$  результаты разных исследователей [2, 5, 21] впол-

не удовлетворительно описываются линейной зависимостью (15), то при более высоких значениях параметра вдува наблюдается весьма большой разброс экспериментальных данных, и их никак не удастся описать единой зависимостью. Часто это объясняется различными режимами обтекания, установление которых, на наш взгляд, также очень проблематично. В то же время выражение (20), представленное в виде безразмерной функции теплообмена

$$\psi = q_w/q_0 = \bar{G}_w/z, \quad (21)$$

подтверждается экспериментальными данными [1] до значений безразмерного параметра вдува  $\bar{G}_w = 9$  (рис. 6). Тогда как, например, для кварцевого стекла даже при энтальпии 100 000 кДж/кг параметр  $\bar{G}_w < 2$ . Только при входе в атмосферу Юпитера энтальпия торможения превышает это значение.

Полученные результаты дают возможность определить предельную энергоемкость всего процесса теплового разрушения материала. Для этого воспользуемся выражением для эффективной энтальпии (4) и закономерностью (11). При условии, что энтальпия торможения  $I_e \rightarrow \infty$ , получим

$$I_{эф} = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{G_\Sigma} \rightarrow \frac{q_0}{G_\Sigma} = \quad (22)$$

$$= \frac{(\alpha/c_p)_0(I_e - I_w)}{(\alpha/c_p)_0[\sqrt{(I_e - I_w)/H} - 0.3]} \rightarrow \sqrt{(I_e - I_w)H}.$$

В пределе  $I_{эф} \rightarrow \sqrt{I_e H}$  при  $I_e \gg I_w$ .

Таким образом, в настоящее время можно считать твердо установленным, что максимальная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла устанавливается в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев, а предельная энергоемкость всего процесса теплового разрушения материала стремится к корню квадратному из произведения теплосодержания потока и суммарного теплового эффекта поверхностных процессов.

1. Абалтусов В. Е. Исследование теплообмена на проницаемой поверхности при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.—1985.—№ 10, вып. 2.—С. 10—13.
2. Авдеевский В. С., Глебов Г. А. Теплообмен в окрестности критической точки на проницаемой поверхности // Инж.-физ. журн.—1970.—18, № 5.—С. 777—781.
3. Анфимов Н. А., Альтов В. В. Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов // Теплофиз. высок. темп.—1965.—3, № 3.—С. 409—420.
4. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.—720 с.



5. Горский В. В., Суржигов С. Т. Исследование характеристик разрушения стеклографитовых тел в потоке частично ионизированного воздуха // Инж.-физ. журн.—1982.—42, № 4.—С. 640—645.
6. Кузмич В. В. Исследование разрушения стеклопластика на основе наполнителя из кремнеземного волокна и эпоксидного связующего при квазистационарном нагреве // Особенности процессов тепло- и массообмена. — Минск: ИТ МО АН БССР, 1979.—С. 194—197.
7. Ланделл Дж. Х., Дикки Р. Р. Абляция графита АТJ при высоких температурах // Ракет. техн. и космонавтика.—1973.—11, № 2.—С. 111—119.
8. Материалы в машиностроении / Под ред. И. В. Кудрявцева. — М.: Машиностроение, 1969.—Т. 1.—304 с.
9. Мугалев В. П. Влияние вдува различных газов на теплообмен вблизи передней критической точки затупленного тела // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.—1965.—№ 1.—С. 175—180.
10. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерности теплового разрушения при взаимодействии тела с высокоскоростным потоком газа // Инж.-физ. журн.—1989.—57, № 3.—С. 357—363.
11. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
12. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. Н. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.—1006 с.
13. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание: В 4 т. — М.: Наука, 1979—1982.—Т. 1—4.
14. Фролов Г. А. Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 4.—С. 629—635.
15. Фролов Г. А. Влияние различных факторов на испарение материала в высокотемпературном газовом потоке // Тепломассообмен ММФ-96. — Минск, 1996.—Т. 3.—С. 55—59.
16. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Оценка энергии разрушения материала по его теплосодержанию // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 5.—С. 709—718.
17. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 1.—С. 33—37.
18. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Скорость разрушения материалов при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 4.—С. 533—540.
19. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Влияние внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла на прогрев и разрушение материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—53, № 4.—С. 533—540.
20. Юревич Ф. Б. Поведение полимерных материалов в плазменной струе // Тепло- и массоперенос и тепловые свойства материалов. — Минск: ИТМО АН БССР, 1969.—С. 145—154.
21. Feldhuhm R. N. Heat transfer from a turbulent boundary layer on porous hemisphere // AIAA Paper.—1976.—N 119.

**POWER CONSUMPTION OF MAJOR FACTORS OF HEAT ABSORPTION IN AERODYNAMIC HEATING OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS OF OBJECTS OF SPACE-ROCKET ENGINEERING.  
II. LIMIT POWER CONSUMPTION OF SURFACE PROCESSES OF ABSORPTION OF HEAT AT THERMAL DESTRUCTION OF A MATERIAL**

G. A. Frolov

We generalize results of numerical and experimental investigations of thermal destruction of materials over a wide range of thermogas dynamic parameters of a gas flow modelling the aerodynamic heating of heat-protective coatings (HPC). We determined the parameter of stabilization of the ablation. It is approximately equal to double the maximum thermal effect of physical and chemical processes on the surface of a disintegrating material  $(\Delta Q_w)_{\max}$ . We found an interrelation between  $(\Delta Q_w)_{\max}$  and heats of evaporation of individual substances and the a constant of thermal destruction of a material. This constant was established from an analysis of the non-stationary warm-up and ablation of HPC. Our results allow us to prove the validity of the established law for porous cooling of a body up to a value of dimensionless speed of injection of 9.