

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ
О ТЕПЛО- И МАССООБМЕНЕ НА ПОВЕРХНОСТИ
СТЕКЛОГРАФИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ
СЛОЖНОГО СОСТАВА

В. В. ГОРСКИЙ, Ю. В. ПОЛЕЖАЕВ, И. Я. САВЧЕНКО

(Москва)

Получены соотношения, позволяющие рассчитать скорость уноса массы и тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности при нестационарном нагреве стеклопластиков на коксующихся связующих.

1. Постановка задачи. Рассматривается разрушение покрытия, представляющего собой механическую смесь стекла и фенольной смолы (индекс r). Весовое содержание компонентов в материале будем обозначать через φ_i , весовое содержание j -го химического элемента в i -м компоненте — через $\nu_{j,i}$. Предполагается, что при относительно невысокой температуре T , происходит необратимый пиролиз смолы, в результате чего образуется твердый коксовый остаток (углерод) и газовая фаза, состоящая из окиси углерода и молекулярного водорода. Весовой выход компонентов из реакции пиролиза смолы будем обозначать через m_i . (В приведенных ниже расчетах принимается [1], что

$$(1.1) \quad m_{H_2} = \nu_{H,r}, \quad m_{CO} = \nu_{O,r} M_{CO}/M_O, \quad m_C = \nu_{C,r} - \nu_{O,r} M_C/M_O$$

где M — молекулярная масса.) Линейную скорость движения фронта пиролиза будем обозначать через V_f . Линейную скорость разрушения покрытия V_∞ отождествим со скоростью разрушения стекла, унос массы которого происходит за счет поверхностного испарения, оплавления и химического взаимодействия с углеродом в твердой фазе (с газообразными CO и SiO в качестве конечных продуктов реакции [2]).

Массовую скорость испарения SiO₂ с нагреваемой поверхности (индекс w) будем рассчитывать по формуле Герца — Кнудсена — Ленгмюра [3]

$$(1.2) \quad G_{SiO_2,w} = a \frac{p_{SiO_2}^* - p_{SiO_2,w}}{\sqrt{2\pi RT_w/M_{SiO_2}}}$$

Здесь T — температура, p_i и $p_i^*(T)$ — соответственно парциальное давление и давление насыщенного пара i -го компонента пограничного слоя, R — универсальная газовая постоянная, a — коэффициент аккомодации, учитывающий долю поверхности, занятую стеклом.

Массовую скорость оплавления двуокиси кремния будем записывать в той же форме, что и в работах [4, 5]

$$(1.3) \quad G_{SiO_2,L} = d_1 \left(d_2 \frac{\alpha}{c_p} + d_3 \right)$$

где в общем случае d_i — некоторые определенные функции профиля температуры в покрытии и скорости разрушения, α/c_p — коэффициент теплообмена.

Если массовую скорость выгорания углерода при его взаимодействии со стеклом обозначить через $G_{C,R}$, то скорость поступления в пограничный слой продуктов этой реакции и соответствующую составляющую скорости разрушения стекла можно записать в форме

$$(1.4) \quad G_{CO,R} = G_{C,R} \frac{M_{CO}}{M_C} \Gamma_R, \quad G_{SiO,R} = G_{C,R} \frac{M_{SiO}}{M_C} \Gamma_R,$$

$$G_{SiO_2,R} = G_{C,R} \frac{M_{SiO_2}}{M_C}$$

При этом допускается частичная утечка газообразных продуктов реакции, характеризуемая величиной $(1 - \Gamma_R)$.

Согласно принятой схеме разрушения скорость уноса массы покрытия определяется по формуле

$$(1.5) \quad G_\infty = (G_{SiO_2,w} + G_{SiO_2,L} + G_{SiO_2,R}) \varphi_{SiO_2}^{-1}$$

Скорости поверхностного выгорания углерода и вдува газообразных продуктов пиролиза смолы в пограничный слой записываются в виде

$$(1.6) \quad G_{C,w} = G_\infty \varphi_r m_C \chi \Gamma_{C,w}, \quad G_{i,f} = G_f \varphi_r m_i \Gamma_f, \quad G_f = V_f \rho_{\Sigma, \infty}$$

Здесь $i = CO, H_2$, $\rho_{\Sigma, \infty}$ — плотность исходного материала, χ — доля углерода, не прореагировавшего с SiO_2 , $\Gamma_{C,w}$ и Γ_f — коэффициенты газификации, учитывающие соответственно механический унос массы углерода и утечку коксовых газов.

Если из числа кремнийсодержащих компонентов ограничиться рассмотрением окиси и двуокиси кремния, то, как и в работе [1], соотношение (1.2) может быть преобразовано к виду

$$(1.7) \quad G_{SiO_2,w} = \left[\beta + G_w - B(T_w) \left(G_{C,R} \frac{M_{SiO_2}}{M_C} \Gamma_R + \beta C_{Si,O}^\pm \frac{M_{SiO_2}}{M_{Si}} \right) \right] \times$$

$$\times [(\beta + G_w) d_i / p_{SiO_2}^* + B(T_w)]^{-1}$$

$$B(T_w) = \frac{p_c M_\Sigma}{p_{SiO_2}^* M_{SiO_2} (1 + \eta)}, \quad \eta = \frac{p_{SiO,w}}{p_{SiO_2,w}} = \frac{k_p(T_w)}{\sqrt{p_{O_2,w}}}$$

$$d_i = \sqrt{\frac{2\pi RT_w}{a^2 M_{SiO_2}}}$$

$$G_w = G_{SiO_2,w} + G_{C,w} + G_{CO,R} + G_{SiO,R} + G_{CO,f} + G_{H_2,f}$$

Здесь C — массовая концентрация, M_Σ — молекулярная масса смеси, β — коэффициент массообмена, k_p — константа равновесия реакции диссоциации SiO_2 , индекс плюс означает химический элемент.

При расчете процессов переноса в пограничном слое будем использовать аналогии между процессами тепло- и массообмена, а также кусочно-линейную аппроксимацию зависимости коэффициента теплообмена от скорости вдува

$$(1.8) \quad \beta = \frac{\alpha}{c_p} = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_0 [q_1^{(i)} - q_2^{(i)} F], \quad F \in [F_{i-1}, F_i],$$

$$i = 1, 2, \dots, \quad F_i > F_{i-1}, \quad F_0 = 0$$

$$q_1^{(i)} = 1, \quad F = [\gamma_w (G_{SiO_2,w} + G_{C,w}) + \gamma_R (G_{CO,R} + G_{SiO,R}) + \gamma_f (G_{CO,f} + G_{H_2,f})] (\alpha / c_p)_0^{-1}$$

Здесь γ — коэффициент вдува, нулевой индекс соответствует непроницаемой поверхности. Наиболее часто соотношение (1.8) используется при

$$F_1=1, F_2=\infty, q_1^{(1)}=q_2^{(1)}=1, q_1^{(2)}=q_2^{(2)}=0$$

2. Характерные режимы разрушения. Аналогично работе [1] ограничим область исследования материалами, для которых полное сгорание углерода согласно реакции $C+1/2O_2 \rightarrow CO$ в нейтральной атмосфере сопровождается частичной двукратной диссоциацией молекул SiO_2 . Приближенный подход к решению задачи в этом случае основан на введении двух характерных режимов уноса массы, соответствующих достаточно малым (режим *a*) и достаточно большим (режим *b*) безразмерным скоростям разрушения. Как показано в работе [1], на втором из них соотношение (1.2) можно переписать в виде

$$(2.1) \quad G_{SiO_2, w, b} = p_{SiO_2}^* / d_i$$

На режиме *a* с использованием ряда допущений также удается получить явную зависимость скорости разрушения от температуры нагреваемой поверхности [1].

Введем понятие избытка кислорода в набегающем потоке, подверженном вдуву коксовых газов [$z_f(\dots, \dots, \dots)$], когда кремний, углерод и водород полностью связаны в соединения, указанные в скобках. Так, например

$$z_f(SiO, CO_2, H_2) = C_{O,e}^+ - C_{Si,e}^+ \frac{M_o}{M_{Si}} - 2C_{C,e}^+ \frac{M_o}{M_C} - G'_{CO,f} \frac{M_o}{M_{CO}}$$

$$\beta_f = q_1^{(i)} \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_0 - q_2^{(i)} \gamma_f (G_{CO,f} + G_{H_2,f}), \quad G' = G \beta_f^{-1}$$

В работе [1] показано, что из соединений, содержащих Si, C и H, наиболее важными являются

$$(2.2) \quad SiO_2, SiO, CO_2, CO, H_2O, H_2, Si, SiH, Si_2C, C_2H_2$$

причем последние четыре соединения присутствуют лишь на режиме *b*, когда заметное число молекул стекла продиссоциировало дважды.

Если содержащегося в газовом потоке кислорода достаточно для образования SiO_2 , CO_2 и H_2O , т. е. если $z_1 = z_f(SiO_2, CO_2, H_2O) > 0$, то при уменьшении T_w степень диссоциации кислородных соединений стремится к нулю, а $C_{O_2, w}$ — к $z_1(1 + G_{CO,f}' + G_{H_2,f}')^{-1}$. Согласно [1] в первом приближении можно на всем режиме малых скоростей разрушения допустить справедливость равенства

$$(2.3) \quad C_{O_2, w} = z_1(1 + G_{CO,f}' + G_{H_2,f}')^{-1}$$

В случае $z_1 < 0$ минимально возможные степени диссоциации кислородных соединений (индекс *min*) больше нуля, и возможность их упрощенного расчета базируется на использовании соотношения [1]

$$\zeta \approx 0.1 \xi \approx 0.01 \eta, \quad \zeta = p_{H_2, w} / p_{H_2O, w}, \quad \xi = p_{CO, w} / p_{CO_2, w}$$

Это позволяет провести условную классификацию набегающих потоков, основанную в свою очередь на ограничении состава газа, рассматриваемого при $\eta = \eta_{min}$ (см. табл. 1, где НП — нейтральный поток, ВП — восстановительный поток (в обоих случаях режим *a* отсутствует), $z_2 = z_f(SiO, CO_2, H_2O)$, $z_3 = z_f(SiO_2, CO, H_2O)$, $z_4 = z_f(SiO, CO, H_2O)$, $z_5 = z_f(SiO, CO_2, H_2)$, $z_6 = z_f(SiO, CO, H_2)$, $\eta_2 = (\Delta_2^2 - 10z_1/z_4)^{1/2} - \Delta_2$, $\eta_3 = 10[(\Delta_3^2 - 10z_2/z_6)^{1/2} - \Delta_3]$, $\Delta_2 = 1/2(z_3 + 10z_2)z_4^{-1}$, $\Delta_3 = 1/2(z_5 + 10z_4)z_6^{-1}$).

Таблица 1

Класс набегающего потока	1	2	3	4	5	6	
Интервалы изменения	η_{\min}	[0,1]	[1,10]	[10,100]	>100		
	ξ_{\min}	[0,0.1]	[0.1,1]	[1,10]	>10		
	ζ_{\min}	[0,0.01]	[0.01,0.1]	[0.1,1]	>1		
Присутствующие соединения из числа (2.2)	SiO ₂ , SiO, CO ₂ , H ₂ O	SiO ₂ , SiO, CO ₂ , CO, H ₂ O	SiO, CO ₂ , CO, H ₂ O, H ₂	SiO, CO, H ₂ O, H ₂	НП	ВП	
η_{\min}	$-z_1/z_2$	η_2	η_3	$-10^3 z_4/z_6$			
Условия принадлежности	$z_1 \leq 0$ $z_1 + z_2 > 0$	$z_1 + z_2 \leq 0$ $z_2 + z_4 > 0$	$z_2 + z_4 \leq 0$ $z_4 + z_6 > 0$	$z_4 + z_6 \leq 0$ $z_6 > 0$	$z_6 = 0$	$z_6 < 0$	

Если состав газа на поверхности ограничить SiO₂, SiO, CO₂, CO, H₂O, H₂, O₂ и N₂, то из балансовых соотношений на неразрушающейся поверхности следует, что

$$2C_{O_2,w} = \left[C_{O,e}^+ - C_{Si,e}^{\pm} \frac{M_o}{M_{Si}} \frac{2+\eta}{1+\eta} - C_{C,e}^{\pm} \frac{M_o}{M_C} \frac{2+\xi}{1+\xi} - \right. \\ \left. - (C_{H,e}^{\pm} + G'_{H_2,f}) \frac{M_o}{M_{H_2}} \frac{1}{1+\zeta} - G'_{CO,f} \frac{M_o}{M_{CO}} \frac{1}{1+\xi} \right] \times \\ \times (1 + G'_{CO,f} + G'_{H_2,f})^{-1}$$

Отсюда, отождествляя значения η , ξ и ζ , больше 10, с бесконечностью, а меньшие 0.1 — с нулем, имеем указанные в таблице формулы для расчета η_{\min} и условий принадлежности потока к данному классу. Молекулярную массу смеси на режиме a будем рассчитывать по формуле

$$(2.4) \quad M_{\Sigma} = 1/2 (1 + G'_{CO,f} + G'_{H_2,f}) \left(\frac{C_{O,e}^+}{M_o} + \frac{C_{N,e}^+}{M_N} + \frac{C_{Si,e}^{\pm}}{M_{Si}} \frac{\eta_{\min}}{1+\eta_{\min}} + \right. \\ \left. + \frac{C_{C,e}^{\pm}}{M_C} \frac{\xi_{\min}}{1+\xi_{\min}} + \frac{C_{H,e}^+ + G'_{H_2,f}}{M_{H_2}} \frac{1+2\xi_{\min}}{1+\xi_{\min}} + \frac{G'_{CO,f}}{M_{CO}} \frac{1+2\xi_{\min}}{1+\xi_{\min}} \right)^{-1}$$

Введем понятие критической скорости разрушения. Под $G_{\infty, cr}(\eta, \xi, \zeta)$ будем понимать то максимальное значение скорости уноса массы, при котором кислорода в материале и набегающем потоке еще достаточно для указанных в скобках степеней окисления Si, C и H. Если в балансе массы кислорода на нагреваемой поверхности, записанном для указанных степеней окисления, пренебречь концентрацией свободного кислорода, то получим уравнение для определения $G_{\infty, cr}(\eta, \xi, \zeta)$

$$(G_{C,w} + G_{C,R} \Gamma_R) \frac{M_o}{M_C} \frac{2+\xi}{1+\xi} + G_{CO,f} \frac{M_o}{M_{CO}} \frac{1}{1+\xi} + \\ + G_{H_2,f} \frac{M_o}{M_{H_2}} \frac{1}{1+\zeta} = \beta z(\eta, \xi, \zeta) + \\ + (G_{SiO_2,w} + G_{SiO_2,R} \Gamma_R) \frac{M_o}{M_{SiO_2}} \frac{\eta}{1+\eta}$$

$$z(\eta, \xi, \zeta) = C_{O,e}^+ - C_{Si,e}^+ \frac{M_o}{M_{Si}} \frac{2-\eta}{1+\eta} - C_{C,e}^+ \frac{M_o}{M_C} \frac{2+\xi}{1+\xi} - C_{H,e}^+ \frac{M_o}{M_{H_2}} \frac{1}{1+\zeta}$$

Согласно (1.3) — (1.6), (1.8)

$$(2.5) \quad G_{SiO_2,w} = d_5 G_\infty - d_6 G'_{C,R} - d_7 \\ d_5 = (\varphi_{SiO_2} + q_2^{(i)} d_1 d_2 \gamma_w \varphi_r m_C \chi \Gamma_{C,w}) \Delta, \quad d_7 = d_4 \Delta (d_2 + d_3 \beta_f^{-1}) \\ d_6 = [M_{SiO_2} / M_C - q_2^{(i)} d_1 d_2 \gamma_R \Gamma_R (1 + M_{SiO_2} / M_C)] \Delta, \quad \Delta = (1 - q_2^{(i)} d_1 d_2 \gamma_w)^{-1}$$

Отсюда

$$G'_{\infty,cr}(\eta, \xi, \zeta) = (d_8 - d_9 G'_{C,R} - d_{10} G'_f) d_{11}^{-1} \\ d_8 = d_7 d_{12} + z(\eta, \xi, \zeta), \quad d_9 = \Gamma_R \left[\frac{M_o}{M_C} \left(\frac{2+\xi}{1+\xi} - \frac{\eta}{1+\eta} \right) + \gamma_R \left(1 + \frac{M_{SiO_2}}{M_C} \right) q_2^{(i)} z(\eta, \xi, \zeta) \right] - d_6 d_{12} \\ d_{10} = \varphi_r \Gamma_f \left(\frac{m_{CO}}{1+\xi} \frac{M_o}{M_{CO}} + \frac{m_{H_2}}{1+\zeta} \frac{M_o}{M_{H_2}} \right) \\ d_{11} = \varphi_r m_C \chi \Gamma_{C,w} \left[\gamma_w q_2^{(i)} z(\eta, \xi, \zeta) + \frac{M_o}{M_C} \frac{2+\xi}{1+\xi} \right] + d_5 d_{12} \\ d_{12} = \gamma_w q_2^{(i)} z(\eta, \xi, \zeta) - \frac{M_o}{M_{SiO_2}} \frac{\eta}{1+\eta}$$

Режим *b* характеризуется отсутствием SiO_2 , CO_2 и H_2O в продуктах разрушения [1]. Поэтому, хотя пренебречь указанными компонентами можно и при несколько меньших значениях скорости разрушения, естественно в качестве его нижней границы принять

$$G_\infty^{(2)} = G_{\infty,cr}(\infty, \infty, \infty)$$

Зависимость $G_\infty'(T_w)$ на режиме *b* согласно (2.1) и (2.5) имеет вид

$$G_{\infty,b}' = [p_{SiO_2}^* (d_{13} \beta_f \sqrt{T_w})^{-1} + d_6 G'_{C,R} + d_7] d_5^{-1} \\ d_{13} = \sqrt{2\pi R (M_{SiO_2} a^2)^{-1}}$$

Отсюда величина $T_w^{(2)}$, удовлетворяющая условию $G_{\infty,b}(T_w^{(2)}) = G_\infty^{(2)}$, находится по формуле

$$T_w^{(2)} = \delta_9 \{ \lg [d_{13} \beta_f (d_5 G_\infty'^{(2)} - d_6 G'_{C,R} - d_7)] - \delta_4 \}^{-1} \\ (\lg (p_{SiO_2}^* T_w^{-1/2}) = \delta_3 T_w^{-1} + \delta_4)$$

если аппроксимировать функцию $p_{SiO_2}^* T_w^{-1/2}$ [6], как указано в скобках. Здесь и в дальнейшем T_w в °К, p в н/м².

Зависимость скорости разрушения от температуры поверхности на режиме *a* строится, как уже отмечалось, в пренебрежении первым слагаемым в знаменателе соотношения (1.7). Тогда, используя соотношения (1.3) — (1.8), имеем

$$(2.6) \quad G_{\infty,a}' = (d_{16} + d_{17} B^{-1}) / (d_{14} - d_{15} B^{-1})$$

$$d_{14} = d_5 - (d_5 + \varphi_r m_c \chi \Gamma_{c,w}) \gamma_w d_{18} q_2^{(i)}, \quad d_{15} = (d_5 + \varphi_r m_c \chi \Gamma_{c,w}) \times \\ \times (1 - \gamma_w q_2^{(i)}), \quad d_{18} = C_{Si,e}^{\pm} \frac{M_{SiO_2}}{M_c}$$

$$d_{16} = d_7 - d_{18} (1 + \gamma_w q_2^{(i)}) + G'_{C,R} \left[d_6 (1 - \gamma_w d_{18} q_2^{(i)}) - \right. \\ \left. - \Gamma_R \left(1 + \frac{M_{SiO_2}}{M_c} \right) (1 - \gamma_R d_{18} q_2^{(i)}) + \Gamma_R \right]$$

$$d_{17} = 1 - d_7 (1 - \gamma_w q_2^{(i)}) + G'_f \varphi_r \Gamma_f (m_{CO} + m_{H_2}) + \\ + G'_{C,R} \left[\Gamma_R \left(1 + \frac{M_{SiO_2}}{M_c} \right) (1 - \gamma_R q_2^{(i)}) - d_6 (1 - \gamma_w q_2^{(i)}) \right]$$

В качестве верхней границы $G_{\infty}^{(1)}$ для зависимости (2.6) целесообразно принять столь большое значение скорости разрушения, чтобы изменение состава газа на нагреваемой поверхности оказалось значительным по сравнению со случаем отсутствия разрушения. При $z_1 \geq 0$ воспользуемся формулой

$$G_{\infty}^{(1)} = 1/2 [G_{\infty, cr}(1, 0.1, 0.01) + G_{\infty, cr}(10, 1, 0.1)]$$

а при $z_1 < 0$ расчет $G_{\infty}^{(1)}$ будем проводить с использованием величины η_{cr} , в заданное число раз t превышающей η_{min}

$$G_{\infty}^{(1)} = G_{\infty, cr}(\eta_{cr}, \xi_{cr}, \xi_{cr})$$

$$\eta_{cr} = t \eta_{min}, \quad t > 1$$

Входящая в комплекс B степень диссоциации SiO_2 рассчитывается по формуле

$$\eta = k_p (p_{O_2, w})^{-1/2} \geq \eta_{min}$$

При этом в случае $z_1 > 0$ парциальное давление кислорода определяется с помощью соотношений (2.3), (2.4). Для расчета $p_{O_2, w}$ при $z_1 \leq 0$ будем использовать значение температуры поверхности $T_{w, p}^{(1)}$, удовлетворяющее условию $G_{\infty, a}(T_{w, p}^{(1)}) = G_{\infty}^{(1)}$ в случае $\eta = \eta_{min}$. А именно

$$(2.7) \quad (p_{O_2, w})^{1/2} = k_p (T_{w, p}^{(1)}) / \eta_{cr} \\ T_{w, p}^{(1)} = \delta_5 \left\{ \lg \left[\frac{p_e M_z}{M_{SiO_2} (1 + \eta_{min})} \frac{d_{14} G_{\infty}^{(1)} - d_{16}}{d_{15} C_{\infty}^{(1)} + d_{17}} \right] - \delta_6 \right\}^{-1} \\ \lg p_{SiO_2}^* = \delta_5 T_w^{-1} + \delta_6$$

Если принять, что $\lg (p_{SiO_2}^* k_p) = \delta_1 T_w^{-1} + \delta_2$, и пренебречь единицей по сравнению с η в комплексе B , то аналогично (2.7) имеем

$$T_w^{(1)} = \delta_1 \left\{ \lg \left[\frac{p_e M_z (p_{O_2, w})^{1/2}}{M_{SiO_2}} \frac{d_{14} G_{\infty}^{(1)} - d_{16}}{d_{15} G_{\infty}^{(1)} + d_{17}} \right] - \delta_2 \right\}^{-1} \\ G_{\infty, a}'(T_w^{(1)}) = G_{\infty}^{(1)}$$

Необходимо отметить, что допущения, использованные при выводе формулы (2.6), требуют наложения на величину $G_{\infty, a}$ ограничений

$$G_{\infty, a} \leq G_{\infty}^{(1)}, \quad G_{\infty, a} \leq G_{\infty, b}$$

В диапазоне скоростей разрушения $[G_{\infty}^{(1)}, G_{\infty}^{(2)}]$ — индекс c — зависимость $G_{\infty}(T_w)$ имеет сложный характер, и в первом приближении разумно

воспользоваться ее линейной аппроксимацией вида

$$(2.8) \quad G_{\infty, c} = G_{\infty}^{(1)} \frac{T_w^{(2)} - T_{w, c}}{T_w^{(2)} - T_w^{(1)}} + G_{\infty}^{(2)} \frac{T_{w, c} - T_w^{(1)}}{T_w^{(2)} - T_w^{(1)}}$$

Точность расчета $G_{\infty, c}$ по этой формуле в значительной степени зависит от выбора величины t , указать оптимальное значение которой в общем случае не представляется возможным. Однако в первом приближении, базируясь на анализе проведенных расчетов, можно рекомендовать значение $t=2$. Относительно небольшая величина t объясняется резким возрастанием G_{∞} при увеличении η (в отличие от случая $z_1 > 0$).

3. Тепловой эффект поверхностного взаимодействия ΔQ_{Σ} . Величину ΔQ_{Σ} на режиме a по аналогии с работой [1] будем рассчитывать по формуле

$$\begin{aligned} \Delta Q_{\Sigma} = & \varphi_{\text{SiO}_2} \Gamma_{\text{SiO}_2, w} \left(-\Delta Q_{\text{SiO}_2}^* + \Delta Q_{\text{SiO}} \frac{M_{\text{SiO}}}{M_{\text{SiO}_2}} \frac{\eta}{1+\eta} \right) - \\ & - \varphi_r m_c \chi \Gamma_{c, w} \left(\Delta Q_{c^s} - \Delta Q_{\text{CO}} \frac{M_{\text{CO}}}{M_c} \frac{\xi}{1+\xi} \right) - \\ & - \varphi_r m_c \Psi \Gamma_R \left(\Delta Q_{\text{CO}} \frac{M_{\text{CO}}}{M_c} \frac{1}{1+\xi} + \Delta Q_{\text{SiO}} \frac{M_{\text{SiO}}}{M_c} \frac{1}{1+\eta} \right) - \\ & - \varphi_r k_f \Gamma_f \left(\Delta Q_{\text{CO}} \frac{m_{\text{CO}}}{1+\xi} + \Delta Q_{\text{H}_2} \frac{m_{\text{H}_2}}{1+\zeta} \right) + \\ & + \frac{\beta}{G_{\infty}} \left[C_{\text{Si}, e}^+ \frac{M_{\text{SiO}}}{M_{\text{Si}}} \Delta Q_{\text{SiO}} \left(\frac{\eta}{1+\eta} - \frac{\eta_0}{1+\eta_0} \right) + C_{\text{C}, e}^+ \frac{M_{\text{CO}}}{M_c} \times \right. \\ & \left. \times \Delta Q_{\text{CO}} \left(\frac{\xi}{1+\xi} - \frac{\xi_0}{1+\xi_0} \right) + C_{\text{H}, e}^+ \Delta Q_{\text{H}_2} \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} - \frac{\zeta_0}{1+\zeta_0} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\Gamma_{\text{SiO}_2, w} = G_{\text{SiO}_2, w} / (G_{\infty} \varphi_{\text{SiO}_2}), \quad \Psi = G_{c, R} / (G_{\infty} \varphi_r m_c), \quad k_f = G_f / G_{\infty}$$

Здесь ΔQ_i — тепловой эффект образования i -й компоненты из опорной группы соединений: SiO_2 , CO_2 , H_2O , O_2 , N_2 , индекс s означает конденсированную фазу вещества, η_0 , ξ_0 , ζ_0 рассчитываются по изложенной выше методике при отсутствии не только разрушения, но и вдува, причем при $z_1 < 0$ принимается, что $\eta_0 = \eta_{0, \text{min}}$. В частности, таким образом могут быть рассчитаны критические значения теплового эффекта $\Delta Q_{\Sigma}^{(1)}(G_{\infty}^{(1)}, T_w^{(1)})$ и $\Delta Q_{\Sigma}^{(2)}(G_{\infty}^{(2)}, T_w^{(2)})$. Расчет $\Delta Q_{\Sigma, c}(G_{\infty})$ на интервале $[G_{\infty}^{(1)}, G_{\infty}^{(2)}]$ можно в первом приближении производить по аппроксимационной формуле типа (2.8).

Как отмечалось в работе [1], построение достаточно хороших аналитических решений для ΔQ_{Σ} на режиме b не представляется возможным из-за сложного состава газа на нагреваемой поверхности. Поэтому приходится ограничиваться оценками величины ΔQ_{Σ} снизу и сверху.

Для дальнейшего удобно, разделив тепловые эффекты, сопровождающие физико-химические превращения компонент материала (ΔQ_m) и набегающего потока (ΔQ_F), представить ΔQ_{Σ} в виде

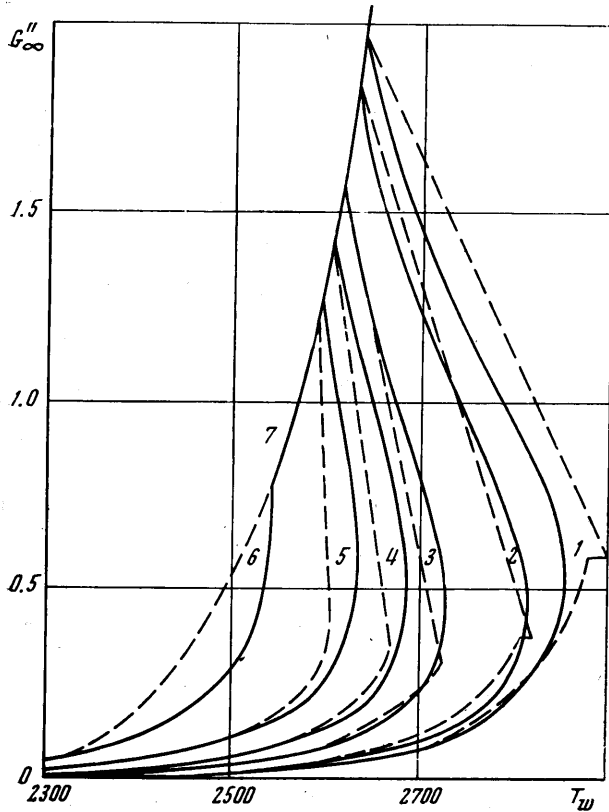
$$\Delta Q_{\Sigma} = \Delta Q_m + \beta G_{\infty}^{-1} \Delta Q_F$$

Как показано в [1], максимальное и минимальное значения ΔQ_m имеют место при ограничении числа компонентов, содержащих кремний, углерод и водород, наборами Si , SiO , CO , H_2 и SiO , CO , C_2H_2 , H_2 соответственно.

При этом

$$\begin{aligned} \Delta Q_{m,\max} &= \varphi_{\text{SiO}_2} \Gamma_{\text{SiO}_2,w} \left(-\Delta Q_{\text{SiO}_2}^s + \Delta Q_{\text{SiO}} \frac{M_{\text{SiO}}}{M_{\text{SiO}_2}} \right) - \\ &- \varphi_r m_c \chi \Gamma_{c,w} \left(\Delta Q_{c^s} - \Delta Q_{\text{CO}} \frac{M_{\text{CO}}}{M_c} \right) + \left(\varphi_r m_c \chi \Gamma_{c,w} - \varphi_{\text{SiO}_2} \Gamma_{\text{SiO}_2,w} \frac{M_c}{M_{\text{SiO}_2}} - \right. \\ &- \beta \frac{z_6}{G_\infty} \frac{M_c}{M_o} \left. \right) \left(\Delta Q_{\text{Si}} - \Delta Q_{\text{SiO}} \frac{M_{\text{SiO}}}{M_c} \right) \frac{M_{\text{Si}}}{M_c} \\ \Delta Q_{m,\min} &= \varphi_{\text{SiO}_2} \Gamma_{\text{SiO}_2,w} \left(-\Delta Q_{\text{SiO}_2}^s + \Delta Q_{\text{SiO}} \frac{M_{\text{SiO}}}{M_{\text{SiO}_2}} \right) + \\ &+ \left(\varphi_{\text{SiO}_2} \Gamma_{\text{SiO}_2,w} \frac{M_{\text{CO}}}{M_{\text{SiO}_2}} + \beta \frac{z_6}{G_\infty} \frac{M_{\text{CO}}}{M_o} \right) \Delta Q_{\text{CO}} - \varphi_r m_c \chi \Gamma_{c,w} \Delta Q_{c^s} + \\ &+ \left(\varphi_r m_c \chi \Gamma_{c,w} - \varphi_{\text{SiO}_2} \Gamma_{\text{SiO}_2,w} \frac{M_c}{M_{\text{SiO}_2}} - \beta \frac{z_6}{G_\infty} \frac{M_c}{M_o} \right) \times \\ &\times \left(\Delta Q_{\text{C}_2\text{H}_2} \frac{M_{\text{CH}}}{M_c} - \Delta Q_{\text{H}_2} \frac{M_{\text{H}}}{M_c} \right) \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что использование указанных наборов компонентов возможно лишь в том случае, если находящихся в наличии соответственно кислорода и водорода достаточно для полной нейтрализации углеро-



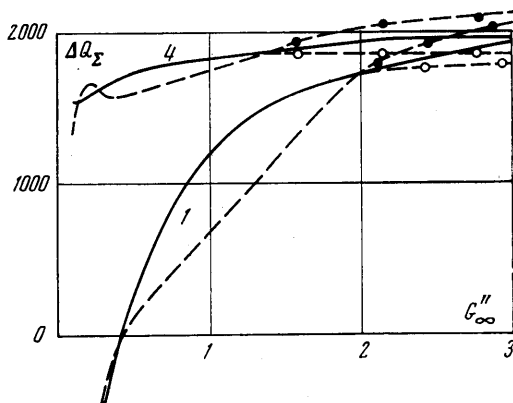
Фиг. 1

да, т. е. если выполняются неравенства

$$2G_{SiO_2,w} \frac{M_O}{M_{SiO_2}} + G_{SiO,R} \frac{M_O}{M_{SiO}} + \beta z_f (Si, CO, H_2) > G_{C,w} \frac{M_O}{M_C}$$

$$G_{H_2,f} + \beta C_{H,e}^+ > \left(G_{C,w} - G_{SiO_2,w} \frac{M_C}{M_{SiO_2}} - \beta z_0 \frac{M_C}{M_O} \right) \frac{M_H}{M_C}$$

В противном случае (крайне редком) приходится использовать другие наборы компонентов.



Фиг. 2

Способ построения оценок для ΔQ_F существенно зависит от избытка кислорода в набегающем потоке. Если $z_0 \geq 0$, то

$$\Delta Q_F = C_{Si,e} \frac{M_{SiO}}{M_{Si}} \Delta Q_{SiO} (1 + \eta_0)^{-1} + C_{C,e} \frac{M_{CO}}{M_C} \Delta Q_{CO} (1 + \xi_0)^{-1} + C_{H,e}^+ \Delta Q_{H_2} (1 + \zeta_0)^{-1}$$

В противном случае вопрос расчета состава газа на непроницаемой поверхности должен рассматриваться как отдельная задача.

4. Результаты расчетов. На фиг. 1 и 2 в качестве примера приведены зависимости $G_{\infty}''/(T_w)$ и $\Delta Q_F(G_{\infty}'')$ в потоках газа, представляющих собой смесь CO, CO₂, H₂O и O₂ (весовая доля CO — q, а остальных — (1-q)/3); $G_{\infty}'' = G_{\infty} (\alpha/c_p)_0^{-1}$, ΔQ_F в ккал/кг. Константы, используемые в расчетах, приведены ниже

φ_{SiO_2}	φ_r	ν_C, r	ν_O, r	ν_H, r	α	$\Gamma_{C,w}$	Γ_R	Γ_f	γ_w	γ_R	γ_f
0.7	0.3	0.77	0.17	0.06	0.7	1.0	1.0	1.0	0.6	0.6	0.6
x	$G_{C,R}''$	G_f''	d_1	t	p_e	$(\alpha/c_p)_0$	δ_1	δ_2	δ_3	δ_4	
1.0	0	0.5	0	2.0	10 ⁵	0.13	37 800° K	19.3	27 100° K	11,1	
δ_5	δ_6	$\Delta Q_{SiO_2}^s$	ΔQ_{SiO}	ΔQ_{Si}	ΔQ_C^s	ΔQ_{CO}	ΔQ_{H_2}	$\Delta Q_{C_2H_2}$			
26 200° K	12.5	-2100	1140	6630	7940	2350	30 100	11 700			

Здесь ΔQ_i в ккал/кг, $(\alpha/c_p)_0$ в кг/м²·сек. Характеристики набегающего потока даны в табл. 2. Цифры над кривыми означают номер варианта расчета, сплошные линии соответствуют точному решению задачи в постановке работы [1], а пунктирные — решению, полученному в данной работе. Светлые точки соответствуют значениям $\Delta Q_{m, min}$, темные точки — значениям $\Delta Q_{m, max}$.

Таблица 2

№ варианта	1	2	3	4	5	6	7
$q \cdot 10^3$	0	176	415	512	634	861	1000
$z_1 \cdot 10^3$	234	75	-141	-228	-339	-544	-661
$z_2 \cdot 10^3$	234	75	-141	-228	-339	-544	-661
$z_3 \cdot 10^3$	382	302	194	149	94	-9	-680
$z_4 \cdot 10^3$	382	302	194	149	94	-9	-680
$z_5 \cdot 10^3$	603	392	105	-11	-158	-431	-585
$z_6 \cdot 10^3$	750	618	439	367	275	104	0
η_{\min}	0	0	7.27	11.9	23.7	102	—

В целом следует отметить удовлетворительное соответствие рассмотренных зависимостей, построенных точным и приближенным методами. Как показала практика расчетов, использование аппроксимационной формулы (2.8) в некоторых случаях приводит к значительным ошибкам. Существенно лучшие результаты получаются при использовании формулы

$$\Delta Q_{\Sigma, c} = G_{\infty, c}^{-1} \left[\Delta Q_{\Sigma}^{(1)} G_{\infty}^{(1)} \frac{G_{\infty}^{(2)} - G_{\infty, c}}{G_{\infty}^{(2)} - G_{\infty}^{(1)}} + \Delta Q_{\Sigma}^{(2)} G_{\infty}^{(2)} \frac{G_{\infty, c} - G_{\infty}^{(1)}}{G_{\infty}^{(2)} - G_{\infty}^{(1)}} \right]$$

Поступила 29 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Горский В. В., Полежаев Ю. В. Тепло- и массообмен на поверхности стеклографитовых материалов в высокотемпературном газовом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
2. Горский В. В., Савченко И. Я. Исследование разрушения стеклопластика при дифференцированном выгорании углерода. Инж.-физ. ж., 1973, т. 24, № 4.
3. Полежаев Ю. В. Сублимация. Физический энциклопедический словарь, т. 5. М., «Советская энциклопедия», 1966.
4. Бете, Адамс. О точности приближенной теории абляции стекловидных материалов. Вopr. ракетн. техн., 1960, № 4.
5. Горский В. В., Полежаев Ю. В. О некоторых особенностях, связанных с течением пленки расплава. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 2.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.