

пространения пламени [11]. Эффективные энергии активации турбулентных пропано-воздушных пламен, полученные по зависимости скорости выгорания от температуры продуктов горения, хорошо согласуются как с E ламинарного пламени, так и с данными работ по горению в химических реакторах, где сообщаются величины 40 [14] и 27 ккал/моль [15]. Полученные значения эффективных энергий активации химических процессов в турбулентном пламени качественно подтверждают измеряемые вблизи пределов воспламенения величины скоростей выгорания.

Поступила в редакцию
30/XI 1976,
после доработки — 22/II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., Машиностроение, 1964.
2. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1, 61.
3. В. П. Карпов. ФГВ, 1970, 6, 4, 504.
4. Ю. А. Гостинцев, В. С. Илюхин, П. Ф. Похил. ИФЖ, 1971, XX, 6, 1036.
5. П. И. Богданов, П. Г. Зыков, П. Е. Суетин. ПТЭ, 1976, 2, 195.
6. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1965.
7. Е. С. Семенов. НТПГВ, 1965, 2, 83.
8. R. J. Baker, P. Hutchinson а. о. 15-th Symposium on Combustion, Tokyo, 1974, Abstracts, 107.
9. В. Б. Либрович, В. И. Лисицын. ПМТФ, 1975, 4, 74.
10. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд-во АН СССР, 1960.
11. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
12. Е. С. Щетинков. ФГВ, 1976, 12, 4, 483.
13. В. П. Карпов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1961, 141, 2, 393.
14. H. Hottel, G. W. Williams, M. Baker. 6-th Symposium on Combustion, N. Y., 1957.
15. A. Clarke, J. Odgers. P. Ryan. 8-th Symposium on Combustion, Baltimore, 1962.

ВЛИЯНИЕ РАСТЕКАНИЯ ДВУХФАЗНОЙ ПЛЕНКИ РАСПЛАВА И ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОМАСООБМЕНА, ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ПММА

А. М. Гришин, А. С. Якимов

(Томск)

Пластические массы в технике и в быту получают все большее распространение. Полимерные материалы применяются в качестве связки в смесевых твердых топливах [1] и в качестве горючего в гибридных ракетных двигателях [2].

Исследованию режимов абляции композиционных материалов и горению полимеров, образующих вязкий расплав на рабочей поверхности, посвящены многие теоретические [3—9] и экспериментальные работы [10—14]. Большинство авторов этих исследований рассматривают квазиустановившийся процесс абляции при течении жидкой пленки. В то же время, как показывает эксперимент [13, 14], начальная стадия разрушения полиметилметакрилата (ПММА) имеет существенно неустановившийся характер. К тому же появление газовых вклю-

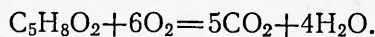
чений, образующихся в расплаве в ходе реакции пиролиза, как правило, не учитывается. В связи с упомянутым выше актуальны постановка задачи и расчет процесса неустановившейся абляции и горения вязкого полимерного материала в высокоэнтальпийном потоке газа.

В данной работе при помощи ЭВЦМ в рамках модели тепломассообмена, предложенной в [8], дается анализ процессов нестационарной абляции и горения ПММА в потоках нагретого кислорода и воздуха. Установлено, что учет двухфазности пленки расплава и переноса энергии излучением в пленке приводит к существенному увеличению массовой скорости абляции ПММА в атмосфере нагретого азота. Вместе с тем показано, что реакция пиролиза и течение пленки расплава замедляет процесс воспламенения и горения ПММА в потоке окислителя, и при некоторых условиях происходит увеличение времени воспламенения ПММА в окрестности лобовой критической точки образца с ростом скорости горячего потока, так как увеличивается скорость течения расплава. Дается сравнение теоретических и экспериментальных результатов [14].

Постановка задачи

Рассматривается обтекание образца ПММА с полусферическим затуплением высокотемпературным потоком газа, содержащим окисляющий компонент (O_2). Газовая фаза состоит из следующих компонентов: мономер $C_5H_8O_2$, O_2 , CO_2 , H_2O , N_2 . Термодинамическим параметрам этих компонентов в дальнейшем будут приписываться верхние индексы (1), (2), (3), (4), (5) соответственно. Температура нагретого потока на бесконечности $T_e = 1190$ К значительно превышает температуру реагента, которая равна 295 К. В процессе абляции под влиянием нагрева и сдвиговых сил со стороны внешнего газового потока полимерный материал разлагается и принимает форму текущего жидкого слоя, так как на поверхности раздела сред касательные напряжения со стороны газа и пленки равны друг другу. Предполагается, что внешний поток, обтекающий тело, прозрачен для лучистого потока, падающего на поверхность расплава в окрестности критической точки затупления. Вследствие реакции пиролиза внутри жидкой пленки образуются пузырьки газообразных продуктов реакции (пузырьки мономера). В результате в окрестности лобовой критической точки образца реализуется течение двухфазной среды.

Считается, что на границе раздела сред имеет место гетерогенная реакция окисления ПММА. Для линейного ПММА эта реакция имеет вид



Скорость этой химической реакции следует закону Аррениуса и имеет k -й порядок по кислороду. Величины энергии активации E_w и $q_w k_{0w}$ (произведение теплового эффекта реакции на предэкспонент) брались из работы [14]. Кроме того, будем считать, что на границе раздела сред имеет место испарение полимера. Массовая скорость испарения вычислялась по формуле Герца — Кнудсена

$$R_c = \frac{AM_1}{\sqrt{2\pi M_1 RT_w}} \left(p_1^* - p_e \frac{c_w^{(1)}}{M_1 \sum_{\alpha=1}^5 c_w^{(\alpha)} / M_\alpha} \right).$$

Здесь M_α — молекулярные веса компонентов; A — так называемый коэффициент прилипания; p_1^* — давление насыщенных паров при дан-

ной температуре, величина которого определялась по известной формуле

$$p_1^* = p_0 \exp(-L/RT),$$

где p_0 — постоянная величина; L — теплота испарения, численное значение которой приводится в работе [12]. Величина $E_w < L$, поэтому можно ожидать, что до момента воспламенения парциальное давление паров мономера мало по сравнению с p_1^* и второй член в формуле Герца — Кнудсена мал по сравнению с первым (в расчетах второй член не учитывался).

Таким образом, математически тепло- и массообмен в жидкой пленке с учетом упомянутых выше допущений сводится к решению следующей системы уравнений [8]:

$$\frac{d^2 \rho_s v_s}{dy^2} - \frac{d \ln \rho_s}{dy} \frac{d \rho_s v_s}{dy} = - \frac{\rho_s}{\mu_s} \exp\left(\frac{\gamma \theta}{1 + \beta \theta}\right), \quad (1)$$

$$c_p \rho_s \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + v_s \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \delta \rho_s (1 - c_{2s}) \exp\left(\frac{b \theta}{1 + \beta \theta}\right) - \pi_\sigma \frac{\partial q_R}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial c_{2s}}{\partial \tau} + v_s \frac{\partial c_{2s}}{\partial y} = \gamma \delta (1 - c_{2s}) \exp\left(\frac{b \theta}{1 + \beta \theta}\right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial q_R}{\partial y} \right) = A_1 \rho_s q_R + \frac{\partial}{\partial y} [A_2 (1 + \beta \theta)^4], \quad (4)$$

$$\rho_s = \frac{\rho_2}{c_{2s} + (1 - c_{2s}) \rho_2}, \quad \rho_2 = \frac{1}{\pi_\sigma (1 + \beta \theta)} \quad (5)$$

с граничными и начальными условиями

$$\left(\lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_w = - \pi_\lambda \left[(1 + \beta \theta_w) \pi_T \sum_{\alpha=1}^5 \pi_\alpha c_w^{(\alpha)} - 1 \right] - \frac{\pi_{q1} \varphi_{1w}}{\sqrt{1 + \beta \theta_w}} \exp\left(\frac{b_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w}\right) + \pi_{q2} \varphi_{1w} \left(\frac{\rho_w c_w^{(2)}}{\rho_e} \right)^k \exp\left(\frac{b_2 \theta_w}{1 + \beta \theta_w}\right), \quad (6)$$

$$- L_{1w} \beta_{11} (c_e^{(1)} - c_w^{(1)}) + \rho_{sw} U (c_w^{(1)} - c_{2s}) = \frac{\varphi_{1w} \beta_{12}}{\sqrt{1 + \beta \theta_w}} \exp\left(\frac{b_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w}\right), \quad (7)$$

$$- L_{2w} \beta_{11} (c_e^{(2)} - c_w^{(2)}) + \rho_{sw} U c_w^{(2)} = - \frac{6M_2}{M_1} \varphi_{1w} \left(\frac{\rho_w c_w^{(2)}}{\rho_e} \right)^k \exp\left(\frac{b_2 \theta_w}{1 + \beta \theta_w}\right), \quad (8)$$

$$- L_{3w} \beta_{11} (c_e^{(3)} - c_w^{(3)}) + \rho_{sw} U c_w^{(3)} = 5 \frac{M_3}{M_1} \varphi_{1w} \left(\frac{\rho_w c_w^{(2)}}{\rho_e} \right)^k \exp\left(\frac{b_2 \theta_w}{1 + \beta \theta_w}\right), \quad (9)$$

$$- L_{4w} \beta_{11} (c_e^{(4)} - c_w^{(4)}) + \rho_{sw} U c_w^{(4)} = 4 \frac{M_4}{M_1} \varphi_{1w} \left(\frac{\rho_w c_w^{(2)}}{\rho_e} \right)^k \exp\left(\frac{b_2 \theta_w}{1 + \beta \theta_w}\right), \quad (10)$$

$$c_e^{(5)} = c_w^{(5)}, \quad \frac{\rho_e}{\rho_w} = \frac{(1 + \beta \theta_e) M_w}{(1 + \beta \theta_w) M_e}, \quad \frac{1}{M_w} = \sum_{\alpha=1}^5 \frac{c_w^{(\alpha)}}{M_\alpha}, \quad (11)$$

$$\theta = -\theta_n, \quad c_{2s} = 0, \quad v_s = 0, \quad q_R = 0, \quad \rho_2 = \rho_{2n} \quad \text{при } \tau = 0, \quad (12)$$

$$\theta = -\theta_n, \quad c_{2s} = 0, \quad \partial v_s / \partial y = 0, \quad q_R = 0, \quad \rho_2 = \rho_{2n} \quad \text{при } y = -\infty, \quad (13)$$

$$v_{sw} = \gamma_1 U \quad \text{при } y = 0, \quad (14)$$

$$1/\rho_s \cdot \partial q_R / \partial y = \alpha_1 q_R - \alpha_2 + A_2 (1 + \beta \theta)^4 \quad \text{при } y = 0. \quad (15)$$

Здесь $\tau = t/t_*$ — безразмерное время; $y = x/l$ — безразмерная пространственная координата; $l = \left[\frac{\lambda_1 \mu_* \exp(E_\mu/RT_*)}{2\rho_e \beta_x^2 c_{p1} \rho_1} \right]^{1/4}$, $l_* = \frac{\mu_* \exp(E_\mu/RT_*)}{2\rho_e \beta_x^2 l^2}$ — характерные длина и время соответственно; λ , μ , c_p , ρ — коэффициенты теплопроводности, динамической вязкости, теплоемкости и плотность соответственно; $\beta_x = 3U_e/2r_w$ — величина, обратная аэродинамическому времени; t , x — размерные время и пространственная координата; $\theta = \frac{(T - T_*) E_\mu}{RT_*^2}$, $v_s = \frac{v}{v_*}$, $c_{2s} = \frac{\rho_2^0}{\rho}$, $q_R = \frac{q_R}{q_{R*}}$ — безразмерные температура, линейная скорость пленки расплава, массовая концентрация мономера в жидкой пленке и радиационный поток тепла соответственно;

$$\pi_p = \frac{\rho_1 RT_*}{p_s M_1}, \quad \gamma = \frac{c_{p1} RT_*^2}{q E_\mu}, \quad \gamma_1 = \frac{\rho_e^h t_* k_{0w}}{\rho_1 l \exp(E_w/RT_*)}, \quad \beta = \frac{RT_*}{E_\mu},$$

$$\pi_1 = c_{p2}/c_{p1}, \quad \pi_\alpha = c_{p\alpha}/c_{p1}, \quad \alpha = 1, 2, 3, 4, 5, \quad b = E/E_\mu, \quad b_1 = L/E_\mu,$$

$$b_2 = \frac{E_w}{E_\mu}, \quad \pi_\sigma = \frac{q_{R*} i_* \bar{E}_\mu}{l c_{p1} \rho_1 RT_*^2}, \quad A_1 = \frac{8}{\pi} i_* \rho_1^2 k_\alpha (k_\alpha + k_s), \quad A_2 = \frac{4n_R^2 \sigma_R \rho_1 k_\alpha l T_*^4}{q_{R*}},$$

$$\alpha_1 = \frac{2(1+r_s) k_0 \rho_1 l}{(1-r_s)},$$

$\alpha_2 = \frac{4(1-r) i_* k_\alpha \rho_1 q_R}{(1-r_s) q_{R*}}$ — безразмерные параметры; p — давление; $\bar{a} = 1,3g'(0) \sqrt{\mu_e/\rho_e \beta_x l^2}$, $g'(0) = 0,37(1+0,34n) + 0,67\alpha_w/\sqrt{l_e}(1+0,2\alpha_w)$ — функция и безразмерный тепловой поток из [9] и [16] соответственно; $l_e = \mu_e \rho_e / \mu_w \rho_w$, T — размерная температура в К; E_μ — энергия выхода;

$$\alpha_{1v} = - \frac{(\varphi_{1w} + \rho_{2w}^0) \sqrt{l_e} \rho_e^h k_{0w}}{\sqrt{\beta_x \mu_e \rho_e} \exp(E_w/RT_*)} U,$$

$$\beta_{11} = \frac{g'(0) \sqrt{\beta_x \mu_e \rho_e} \exp(E_w/RT_*)}{k_{0w} \rho_e^h \text{Pr} \sqrt{l_e}},$$

$$U = \frac{\beta_{12}}{\sqrt{1+\beta\theta_w}} \exp \frac{b_1 \theta_w}{1+\beta\theta_w} + \left(\frac{\rho_w}{\rho_e} c_w^{(2)} \right)^k \exp \frac{b_2 \theta_w}{1+\beta\theta_w} -$$

безразмерные скорость массового уноса и функции соответственно; $\lambda_s = 1 - \pi_1 c_{2s} / (1 - c_{2s})$, $c_{ps} = (1 - c_{2s}) + \pi_1 c_{2s}$, $\mu_s = 1 - c_{2s} / (1 - c_{2s})$, $\rho_s = \rho / \rho_1$

— безразмерные коэффициенты теплопроводности, теплоемкости, динамической вязкости и плотность двухфазной смеси соответственно;

$\pi_{q2} = \frac{q_{mr} k_{0w} \rho_e^h E_\mu l}{\lambda_1 RT_*^2 \exp(E_w/RT_*)}$ — безразмерный критерий, связанный с протеканием экзотермической реакции окисления на поверхности раздела газовой и конденсированной сред; $\pi_{q1} = \frac{LE_\mu l A p_0 \exp(-L/RT_*)}{\lambda_1 RT_*^2 \sqrt{2\pi M_1 RT_*}}$, $\hat{\rho}_{12} = \frac{A p_0 M_1 \exp(E_w - L/RT_*)}{k_{0w} \rho_e^h \sqrt{2\pi M_1 RT_*}}$ — критерии, характеризующие испарение жидкой пленки; $c_w^{(\alpha)}$ — безразмерная концентрация компонентов; $\pi_\lambda = \frac{g'(0) l E_\mu \sqrt{\beta_x \mu_e \rho_e} c_{pe} T_e}{\lambda_1 RT_*^2 \text{Pr} \sqrt{l_e}}$ — критерий, зависящий от температуры и

скорости набегающего внешнего потока; $\delta = t \cdot k_0 / \gamma \exp(E/RT_*)$ — модифицированный первый критерий Дамкеллера показывает, во сколько раз химические процессы идут быстрее механических, $\Phi_1 = (1 - c_{2s}) / [1 - c_{2s} + c_{2s} \pi_p (1 + \beta \theta)]$ — объемная доля полимера в жидкой пленке; $\rho_2^0 = \frac{(1 - \Phi_1) \rho_s}{\rho_2 (1 - c_{2s}) + c_{2s}}$, $\rho_2 = \frac{\rho_2^0}{\rho_1}$ — безразмерная парциальная и истинная плотность продукта реакции пиролиза; R — универсальная газовая постоянная; M — молекулярный вес; L_α — эффективные числа Льюиса в расчетах принимались постоянными $1 \leq L_\alpha \leq 1,4$, $\alpha = 1, 2, 3, 4$, $l_e = 1$; Pr — число Прандтля; q , k_0 , E — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации реакции пиролиза; k_a , k_s — осредненные по частоте массовые коэффициенты поглощения и рассеяния; r , r_s — коэффициенты отражения для потока лучистой энергии, приходящего к поверхности со стороны газового потока и со стороны конденсированного тела соответственно; q_{Ri}^+ — плотность потока энергии излучения, отраженной в газовую фазу; n_R — коэффициент преломления; σ_R — постоянная Стефана — Больцмана; r_w — радиус полусферы; n — показатель симметрии; k — порядок гетерогенной реакции окисления ПММА. Индексы s , 1 и 2 приписываются параметрам двухфазной смеси, исходного конденсированного вещества и газовой фазы соответственно, индексы e , $*$, w , $'$ и 0 вверху используются для обозначения параметров внешней среды, характерных величин, их значений на границе раздела газовой и конденсированной сред, размерных и парциальных значений параметров соответственно.

Уравнение (1) есть следствие уравнений движения и неразрывности, (2) — сохранение энергии двухфазной среды, (3) — уравнение химической кинетики газообразных продуктов реакции пиролиза, (4) — определение лучистого потока тепла, (5) — конечное соотношение для определения безразмерной плотности смеси и уравнение состояния для газовой фазы соответственно. При записи последнего считалось, что давление в жидкой пленке совпадает с давлением на внешней границе пограничного слоя. Условия (6) — (11) — законы сохранения энергии и массы компонентов на границе раздела сред. Первое из условий (11) — граничное для инертного компонента, а второе — уравнение состояния газа в пограничном слое. При выводе условий сохранения для компонентов на границе раздела сред использовалась аналогия для процессов тепло- и массообмена [15, 16]. Граничное условие для скорости (14) вытекает из баланса массы на границе раздела сред. При выводе условия сохранения энергии излучения на границе раздела газовой и конденсированной сред (15) считалось, что в окрестности этой границы излучение термодинамически равновесно, а интенсивность излучения близка к изотропной. Тогда, используя графическую зависимость $r = r(1/n_R)$ и формулу работы [7]

$$\frac{1 - r_s}{1 - r} = \frac{1}{n_R^2},$$

можно, задавая n_R , легко определить r и r_s .

Надо отметить, что авторам не удалось найти в литературе значений осредненных линейных коэффициентов поглощения и рассеяния для расплава ПММА при развитой жидкой пленке, хотя в [17] сделана попытка оценить осредненный коэффициент поглощения в определенном диапазоне длин волн. Однако в этой работе рассматривается диапазон температур не выше 400 К, поэтому данные [17] нельзя использовать при исследовании течения двухфазной среды, которое имеет место при $T_w > 400$ К. В связи с упомянутым k_a и k_s были найдены из условия согласования теоретических и экспериментальных

данных [14] для $T_w(t)$ при $0 < t \leq t_3$, где t_3 — время воспламенения для одного из расчетных вариантов.

Поскольку массовая концентрация одного из газообразных продуктов пиролиза в двухфазной смеси мала, формулы для определения λ_* , μ_* брались из [18]. Величина динамической вязкости полимера определялась по формуле [9]

$$\mu = \mu_* \exp(E_\mu/RT_*), \quad (16)$$

где E_μ — энергия активации вязкого течения (энергия выхода) [19], которая, как и μ_* , находилась при помощи данных [11].

Результаты численного решения задачи при обтекании ПММА потоком нагретого азота

Система уравнений (1) — (5) с начальными и граничными условиями (6) — (15) решалась численно при помощи итерационно-интерполяционного метода [8] на ЭВМ М-222. Для теплофизических параметров ПММА и скорости реакции пиролиза использовались данные работ [10—12], причем приводимые ниже результаты получены при $T_n = 295$ К, $M_5 = 28$ кг/кмоль, $M_2 = M_e = 32$ кг/кмоль, $\mu_e = 5,3 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $c_{pe} = 1,026$ кДж/(кг·К), $\rho_e = 0,32$ кг/м³, $p_e = p_* = 1$ бар, $T = 650$ К, $\mu_* = 10^{-11}$ кг/(м·с), $t_* = 2$ с, $l = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м, $\rho_1 \sigma_* = 0,3$ кг/(м²·с), $\beta_x = 600$ с⁻¹, $q_* = 10,9$ кДж/(м²·с), $q_{R*} = 42$ кДж/(м²·с), $\rho_1 = 1200$ кг/м³, $c_{p1} = 1,47$ кДж/(кг·К), $\lambda_1 = 0,21$ Вт/(м·К), $M_1 = 100$ кг/кмоль, $E = 180$ кДж/моль, $q = -546$ кДж/кг, $k_0 = 3,3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $L = 159,6$ кДж/моль, $Ap_0 = 0,21 \cdot 10^{14}$ [кДж·кг/(с²·м⁴)]^{1/2} (эти данные получены в результате обработки экспериментов работы [14]), $E_\mu = 134$ кДж/моль, $r_\infty = 7,5 \cdot 10^{-3}$ м, $E_w = 50$ кДж/моль, $R = 8,4$ кДж/(кмоль·К), $k = 0,37$, $q_{wT} k_{0w} = 6,9 \cdot 10^8$ Дж/(м²·с)·(м³/кг)^h, $n_R = 1,5$, $q_R^+ = 21$ кВт/м², $\sigma_R =$

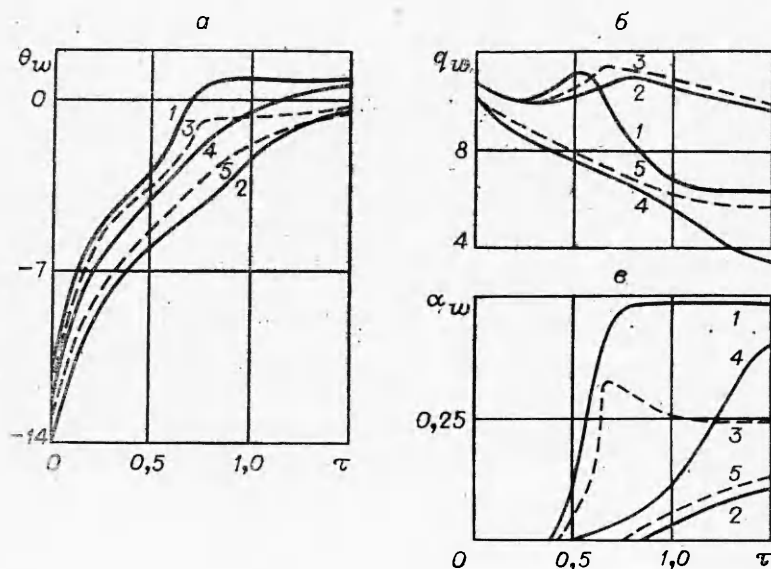


Рис. 1. Зависимость безразмерной температуры поверхности, теплового потока и скорости массового уноса от времени τ при $T_e = 1190$ К.

1 — 3 — $c_e^{(2)} = 1$, $c_e^{(1)} = c_e^{(3)} = c_e^{(4)} = c_e^{(5)} = 0$; 4, 5 — $c_e^{(5)} = 1$, $c_e^{(1)} = c_e^{(2)} = c_e^{(3)} = c_e^{(4)} = 0$ (кривая 2 соответствует $q_R = 0$, а штриховые — $c_{22} = 0$).

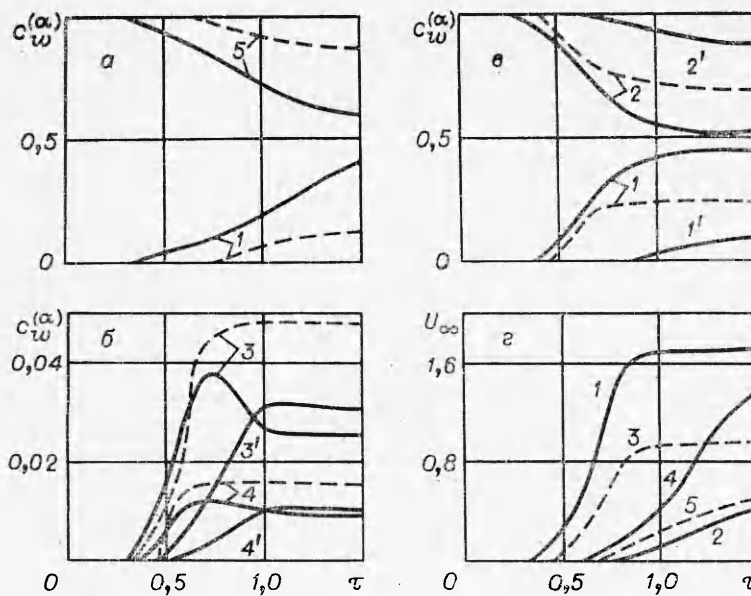


Рис. 2. Зависимости концентраций компонентов на границе раздела газовой и конденсированной сред (а, б, в) и безразмерной массовой скорости (г) от времени при $T_e=1190$ К.
 1 — $C_5H_8O_2$; 2 — O_2 ; 3 — CO_2 ; 4 — H_2O ; 5 — N_2 .

$=5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/($m^2 \cdot K^4$), $r=0,1$, $r_s=0,6$, $k_a=2$ кг $^{-1} \cdot m^2$, $k_s=51$ кг $^{-1} \cdot m^2$, $M_3=44$ кг/кмоль, $M_4=18$ кг/кмоль и различных значениях $c_e^{(\alpha)}$.

Вначале рассматривалось обтекание ПММА горячим потоком азота ($c_e^{(1)} = c_e^{(2)} = c_e^{(3)} = c_e^{(4)} = 0$, $c_e^{(5)} = 1$) с учетом переноса энергии излучением внутри пленки расплава. Из анализа результатов численного решения задачи следует (см. сплошные кривые 4 на рис. 1, а, в и рис. 2, г), что реализуется режим абляции, причем с ростом времени температура поверхности θ_w , скорость массового уноса α_w и массовая скорость движения жидкой пленки U_∞ растут. Как и следовало ожидать, α_w и U_∞ (см. кривые 4 на рис. 1, в и рис. 2, г соответственно) в случае двухфазного расплава выше, чем при игнорировании реакции пиролиза (см. штриховые линии на рис. 1, в и рис. 2, г, которые получены при $c_{2s}=0$). Этот эффект обусловлен уменьшением вязкости расплава вследствие появления пузырьков, заполненных газообразными продуктами пиролиза. При отсутствии испарения ($Ap_0=0$) унос массы обусловлен только растеканием расплава; температура поверхности при этом выше и образец прогревается на большую глубину, чем при наличии испарения.

Режимы воспламенения и горения ПММА в потоке нагретого окислителя

Рассмотрим обтекание образца ПММА потоком нагретого газа, содержащего окисляющий компонент O_2 ($c_e^{(1)} = c_e^{(3)} = c_e^{(4)} = c_e^{(5)} = 0$, $c_e^{(2)} = 1$). Из анализа кривой для температуры поверхности (см. кривую 1 рис. 1, а) следует, что в момент времени $\tau = \tau_s$ имеет место точка перегиба кривой $\theta_w = \theta_w(\tau)$, т. е. в этот момент скорость роста температуры максимальна, и в согласии с результатами работы [8] реализуется гетерогенное воспламенение ПММА. При этом время индукции $t_s = 1,4$ с для режима воспламенения с учетом переноса энергии из-

лучением ($q_R^+ = 21 \text{ кВт/м}^2$ — см. рис. 1, 2, кривые 1) согласуется с временем индукции, найденным экспериментально в [14]. Моменту воспламенения соответствует резкий рост скорости массового уноса, скорости движения расплава и скорости падения теплового потока (см. рис. 1, б, в и рис. 2, г).

Дальнейший рост температуры приводит к уменьшению вязкости и плотности расплава за счет разбавления полимера пузырьками газообразных продуктов реакции пиролиза, концентрация которых в результате гомогенной эндотермической реакции внутри жидкой пленки непрерывно растет (рис. 3, в). Это в свою очередь ведет к росту скорости массового уноса расплава (см. рис. 1, в) потоком набегающего газа. Затем реакция замедляется, поступление кислорода к поверхности раздела газовой и конденсированной сред стабилизируется (см. кривую 2 рис. 2, в), а температура поверхности не увеличивается и стремится к стационарному значению. Данный результат связан с процессами абляции — уносом слоя расплава путем сдувания внешним потоком и газификацией полимера. Время установления стационарного режима оплавления может достигать 6—8 с. Анализ кривых 1 и 3 на рис. 1 и 2 подтверждает приведенные выше соображения о течении двухфазного расплава.

Представляет интерес поведение теплового потока в функции времени (см. рис. 1, б). Значение q_w вначале уменьшается с ростом θ_w , а затем, когда температура возрастает настолько, что начинается гетерогенная экзотермическая реакция на поверхности раздела сред, его величина растет. В момент $\tau_1 > \tau_*$ тепловой поток имеет максимум, который обусловлен тепловыделением от гетерогенной реакции окисления. Далее, в связи с увеличением скорости массового уноса (см. рис. 1, в), с одной стороны, и продвижением тепловой волны в глубь материала — с другой (см. рис. 3, а), рост $\theta_w(\tau)$ замедляется, а теп-

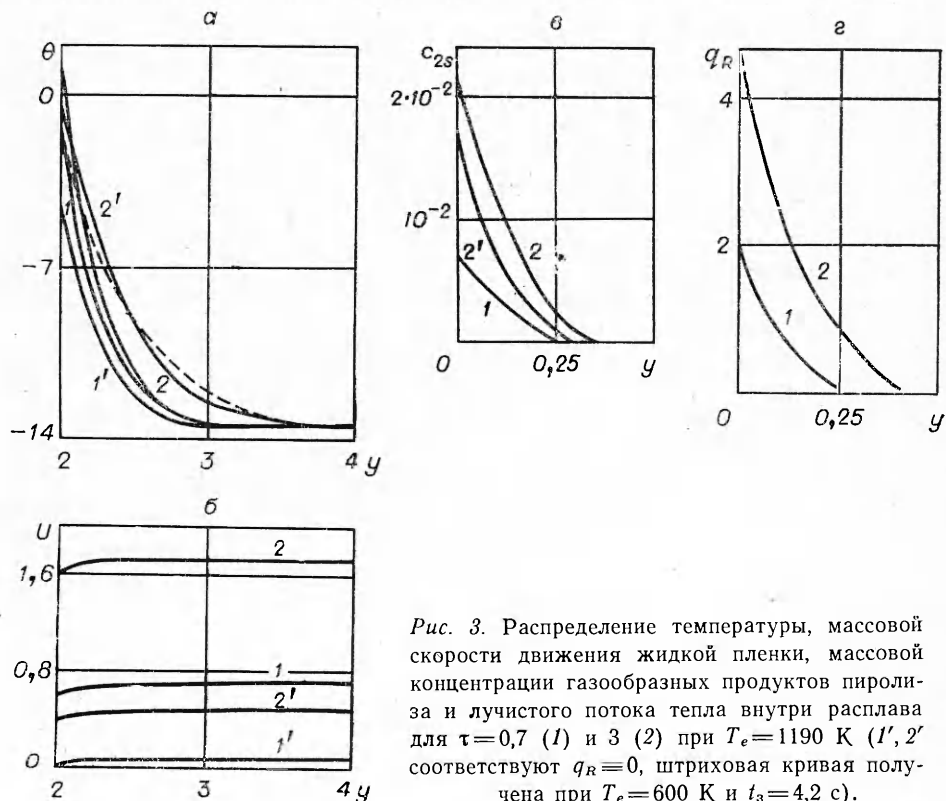


Рис. 3. Распределение температуры, массовой скорости движения жидкой пленки, массовой концентрации газообразных продуктов пиролиза и лучистого потока тепла внутри расплава для $\tau=0,7$ (1) и 3 (2) при $T_e=1190 \text{ К}$ (1', 2' соответствуют $q_R=0$, штриховая кривая получена при $T_e=600 \text{ К}$ и $t_s=4,2 \text{ с}$).

ловой поток в конденсированную фазу падает и стремится к стационарному значению.

На рис. 2, б, в изображены безразмерные концентрации компонентов на границе раздела сред в функции от времени, приведены кривые 1—4 для концентрации мономера, кислорода, углекислого газа и паров воды при учете переноса энергии излучением. Видно, что в этом случае реакция на поверхности идет интенсивнее, так как на границе раздела сред кислорода расходуется больше. Резкий рост скорости растекания пленки и появление мономера в газовой фазе на границе раздела сред (см. кривую 1 на рис. 2, в) происходит после гетерогенного воспламенения. По-видимому, этот результат связан с тем, что энергия активации гетерогенной реакции E_w меньше, чем энергия выхода E_u в формуле для динамической вязкости (16).

На рис. 3, а—г показаны зависимости температуры, скорости расплава, массовой концентрации мономера в жидкой пленке и плотности потока излучения от пространственной координаты. Из анализа рис. 3, а следует, что толщина пленки расплава значительно меньше толщины прогретого слоя, причем величина прогретого слоя со временем увеличивается. Интересно, что нагрев расплава за счет излучения (см. рис. 3, г) происходит только вблизи поверхности, а концентрация мономера в теле с увеличением y падает (см. рис. 3, в).

Пренебрежение переносом энергии излучением приводит к увеличению глубины прогрева материала (см. кривые 1', 2' на рис. 3, а) и к увеличению времени воспламенения образца ($t_3=3$ с), при этом температура поверхности оказывается ниже на 11%. Таким образом, игнорирование переноса тепла излучением занижает скорость разрушения материала в два раза. С уменьшением плотности потока энергии излучения, падающего на поверхность раздела сред из внешней среды ($q_R^+ = 4,2$ кВт/м²), при прочих равных условиях t_3 растет медленнее, а время воспламенения возрастает ($t_3=1,6$ с). Этот эффект обусловлен уменьшением проникающей в глубь расплава энергии излучения, поэтому материал прогревается и реагирует на поверхности раздела сред медленнее. С увеличением внешнего давления $p_e=70$ бар при прочих равных условиях, как и следовало ожидать, время зажигания уменьшается ($t_3=0,7$ с) из-за возросшего конвективного теплового потока. Для практиков представляет интерес зависимость времени воспламенения от концентрации. Как следует из анализа рис. 4, б, с уменьшением концентрации активного компонента c_e во внешнем потоке (кислород в этом случае разбавляется азотом) время воспламенения увеличивается.

Расчеты подтвердили существование режимов гетерогенного зажигания и самовоспламенения [8, 13]. Первый из них реализуется при обтекании образца относительно горячим потоком газа, при уве-

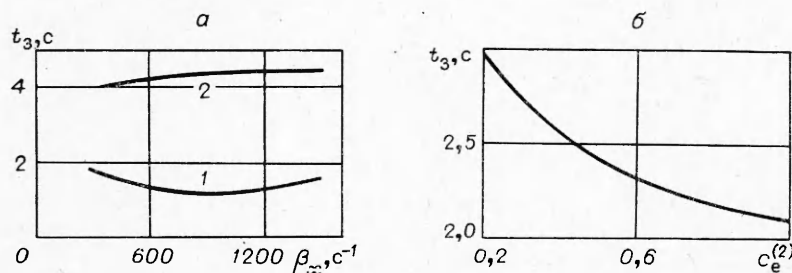


Рис. 4. Зависимость времени воспламенения образца от скорости набегающего внешнего потока (а) и концентрации окисляющего компонента (б) ($T_e=1110$ К, $\beta_x=900$ с⁻¹).

1 — режим зажигания, $T_2^* = 1190$ К; 2 — режим самовоспламенения, $T_e = 600$ К.

личении скорости которого время зажигания убывает (см. кривую 1 на рис. 4, а), и характерен относительно тонким прогретым слоем в конденсированной фазе (см. кривую 1 на рис. 3, а). Второй режим имеет место при относительно холодном газовом потоке и отличается более толстым прогретым слоем в конденсированной фазе (см. штриховую кривую на рис. 3, а) и увеличением времени воспламенения ($t_3=4,2$ с) с ростом скорости внешнего потока (см. кривую 2 на рис. 4, а). В первом случае с ростом скорости набегающего потока ($\beta_x > 900$ с⁻¹) происходит смена механизма гетерогенного воспламенения, в результате которого время индукции начинает увеличиваться (см. кривую 1 рис. 4, а). Последний эффект обусловлен тем, что в этом режиме пленка появляется быстрее и начинает растекаться раньше, чем расплав успевает прореагировать. Этот результат качественно согласуется с известными экспериментальными данными работы [14], где этот режим назван вырожденным зажиганием полимера, причем большое значение могут иметь газофазные реакции окисления продуктов пиролиза и газификации. Поэтому для получения правильных в количественном отношении характеристик воспламенения и горения в последнем случае необходимо решать уравнения пограничного слоя в газовой фазе при наличии химических реакций совместно с уравнениями (1) — (5).

Поступила в редакцию
20/IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Силантьев. Твердые ракетные топлива. М., Воениздат, 1964.
2. Гетерогенное горение. Сборник. М., «Мир», 1967.
3. Бете, Адамс. Вопросы ракетной техники, 1960, 2.
4. Съе, Сидер. РТК, 1973, 11, 8.
5. Ю. В. Полежаев. Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1964, 3.
6. Э. З. Апштейн. ИФЖ, 1969, 17, 6.
7. Э. З. Апштейн, Л. Г. Ефимова. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, 1.
8. А. М. Гришин. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений. Томск, Изд-во ТГУ, 1973.
9. В. М. Пасконов, Ю. В. Полежаев.— В сб.: Численные методы в газовой динамике. М., Изд-во МГУ, 1963.
10. Ленгелле. РТК, 1970, 8, 11.
11. Ю. А. Душин. Работа теплозащитных материалов в горячих газовых потоках. Л., «Химия», 1968.
12. Е. В. Ткаченко, В. Б. Улыбин, А. С. Штейнберг. ФГВ, 1969, 5, 1.
13. А. М. Гришин, Г. Н. Исаков, В. А. Лошкарев.— В сб.: Тепло- и массообмен. 2, часть 2. Минск, 1972.
14. А. М. Гришин, Г. Н. Исаков. ФГВ, 1976, 12, 3.
15. А. А. Гухман. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. М., «Высшая школа», 1967.
16. Г. А. Тирский. ПМТФ, 1965, 1.
17. О. А. Сергеев, З. С. Сеттарова. Труды метрологических институтов СССР, вып. 129 (189). М.—Л., 1971.
18. С. Соу. Гидродинамика многофазных систем. М., «Мир», 1971.
19. А. А. Жуховицкий, Л. А. Шварцман. Физическая химия. М., «Металлургия», 1968.