

8. Князик В. А., Мержанов А. Г., Соломонов В. Б. и др. Макрокинетика высокотемпературного взаимодействия титана с углеродом в условиях электротеплового взрыва // ФГВ.— 1985.— 21, № 3.— С. 69—73.
9. Князик В. А., Денисенко А. Е., Черноморская Е. А. и др. Автоматизированная установка для исследования кинетики быстротекающих СВС-реакций методом электротеплового взрыва // ПТЭ.— 1991.— № 4.
10. Knyazik V. A., Shteinberg A. S. Electrothermal Explosion in Heterogeneous Systems: Proc. Joint Meeting Soviet — Italian Sect. Combust. Inst.— Pisa, 1990.
11. Шестаков Я. Теория термического анализа: Физико-химические свойства твердых неорганических веществ/Пер. с англ. И. В. Архангельского и др.— М.: Мир, 1987.
12. Гаспарян А. Г., Штейнберг А. С. Закономерности тепловыделения и тепловой взрыв в смесях порошков никеля и алюминия // ФГВ.— 1988.— 24, № 3.— С. 67—74.

*п. Черноголозка*

*Поступила в редакцию 14/V 1992,  
после доработки — 4/VIII 1992*

УДК 536.46 : 536.245.022

*А. М. Гришин, А. Д. Парашин, А. С. Якимов*

### **ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ УГЛЕПЛАСТИКА ПРИ МНОГОКРАТНОМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ**

В рамках тепловой модели разрушения реагирующей среды дается численный анализ процесса нестационарного тепло- и массопереноса в композиционном материале при радиационно-конвективном нагреве. Получены различные режимы термохимического разрушения и горения углепластика при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности. Найдено, что в экранировке лазерного излучения продуктами разрушения материала определяющую роль играют газообразные продукты пиролиза, частицы конденсированной фазы и пары углеродного тела.

В последнее десятилетие в исследованиях по лазерному воздействию при умеренных плотностях потока основное внимание уделяется вопросам взаимодействия лазерного излучения с образующимися продуктами разрушения. Анализ работ [1—5] показывает, что воздействие лазерного излучения на композиционные материалы (КМ) сопровождается как испарением, так и выбросом фрагментов вещества в твердой фазе (диспергированием материала). В [1] указано, что пренебрежение взаимодействием продуктов выброса с потоком энергии может привести к ошибкам в определении параметров разрушения вещества, поскольку экранировка может существенно изменять пространственно-временные характеристики потока. При воздействии излучения умеренной интенсивности ( $10^8$ — $10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup>) на мишенях из эбонита, стеклотекстолита и графита в [4, 5] обнаружена существенная роль экранирующего действия лазерного эрозионного плазменного факела (ЛЭПФ). Показано, что в экранирующем действии ЛЭПФ, заключающемся в поглощении и рассеянии лазерного излучения, определяющую роль играют частицы конденсированной фазы (к-фазы). В [4] установлено, что потери на отражение и рассеяние ЛЭПФ достигают максимального значения при плотностях потока  $\sim 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> и в случае эбонита составляют 50 %.

Вопрос о математическом моделировании тепло- и массопереноса и горения КМ в высокоэнтальпийных потоках обсуждался в [6—10]. В данной статье дается численный анализ процесса термохимического разрушения углепластика при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности  $q_0 \approx (5 \cdot 10^8 \div 4 \cdot 10^9)$  Вт/м<sup>2</sup>. В этой связи необходимо отметить аналитические и численные результаты этого явления, полученные в работах [11, 12]. Однако теоретических исследований радиационно-конвективного нагрева КМ в доступной литературе не обнаружено.

Для описания термохимического разрушения углепластика используются уравнения, предложенные в [6], и граничные условия, учитывающие «механический» унос материала из [7]. В отличие от математической модели [7] механизм термохимического разрушения не может быть в общем случае описан в рамках модели [6]. Кроме того, учитывается двухслойность покрытия, неравновесность гетерогенных химических реакций, пиролиз КМ [7—10]. При относительно небольших значениях плотности потока энергии, когда внутреннюю задачу можно анализировать в достаточной мере независимо от внешней, для описания кинетики поверхностного испарения используется так называемая тепловая модель [2], основанная на решении уравнения теплопроводности для области с движущейся границей раздела фаз с соответствующими краевыми условиями.

### Постановка задачи

Считаем, что выражение, описывающее ослабление интенсивности излучения при прохождении слоя ЛЭПФ, по аналогии с законом Бугера — Ламберта [13] имеет вид

$$q_R = q_0 \exp[-\xi(\rho v)_z], \quad (1)$$

где  $(\rho v)_z$  — суммарный массовый унос с поверхности углепластика;  $q_0$  — плотность потока энергии лазерного излучения в отсутствие выдува;  $\xi$  — эмпирический коэффициент (размерностью  $\text{м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}$ ), который зависит от типа материала, оптических свойств частиц дисперсной фазы и состава газообразных продуктов термохимического разрушения КМ. Физический смысл (1) очевиден. Чем больше суммарная массовая скорость выдува продуктов термохимического разрушения в пограничный слой, тем выше концентрация конденсированных частиц и многоатомных газообразных продуктов разрушения вблизи поверхности твердого тела и тем сильнее происходит ослабление падающего лучистого потока.

Для расчета процесса нагрева надо знать также временную структуру импульса излучения. В первом приближении режим излучения может быть описан ступенчатой функцией времени [13]

$$F(t) = \begin{cases} 0, & t < t_{i-1}, \\ 1, & t_{i-1} \leq t \leq t_i, \\ 0, & t > t_i, \end{cases}$$

где  $t$  — текущее время;  $t_i$  — фиксированные моменты времени.

При постановке задачи сделаем следующие допущения:

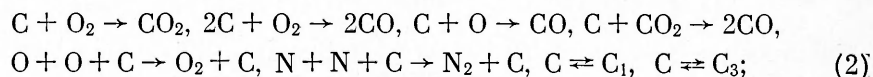
1) число Рейнольдса в набегающем гиперзвуковом потоке воздуха достаточно велико ( $\text{Re}_\infty \gg 1$ ), и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой:  $t < t_{i-1}$ ,  $t > t_i$ ;

2) воздух во внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термохимического равновесия и представляет собой пятикомпонентную смесь  $\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ;

3) перенос в пограничном слое рассматривается при упрощающих предположениях о равенстве коэффициентов диффузии, число Льюиса  $\text{Le} = 1$ ;

4) для расчета состава на границе раздела газообразной и к-фаз будем использовать аналогию процесса тепло- и массообмена в предположении о замороженности химических реакций внутри пограничного слоя;

5) на внешней поверхности протекают следующие гетерогенные процессы:



6) процесс термохимического разрушения углепластика одномерный;

7) фильтрующийся газ предполагается однородным со значением молекулярной массы, близкой к воздушной смеси;

8) армирующие нити КМ — волокна углерода; условием диспергирования частиц наполнителя (углерода) будем считать достижение предельной плотности армирующего волокна:  $\rho_1[s(t), i] = \rho_{1*}$ ;

9) механизм диспергирования связан с «выстреливанием» частиц и скорость этих частиц может превышать скорость фильтрации [7]:

$$v_w^s = -z_1(\rho v)_{1w}/\rho_{1w}, \quad 0 < z_1 < \infty.$$

Обоснование четвертого допущения дано в [10, 14]. Одномерная модель нагрева материала справедлива, если выполняется условие [13]

$$r_* \gg (\kappa t)^{0,5},$$

где  $r_*$  — радиус пятна ЛИ;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности КМ. Это позволяет упростить расчет температурного поля, скорости испарения и глубины образующейся лунки.

Математически задача сводится к решению системы уравнений, записанной в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [6],

$$c_{p1}\rho_1 \left( \frac{\partial T_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) + c_{pr} G \frac{\partial T_1}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) - Q_{\pi} \frac{\partial \rho_1}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_1}{dt} = \frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_1}{\partial z} = \begin{cases} -k_{\pi} \rho_{1\pi} \left( \frac{\rho_1 - \rho_{1*}}{\rho_{1\pi}} \right)^{\nu} \exp \left( -\frac{E_{\pi}}{RT_1} \right), & \rho_1 > \rho_{1*}, \\ \rho \leq \rho_{1*} \end{cases} \quad (4)$$

$$G = \int_z^{l_i} \frac{d\rho_1}{dt} dz, \quad (5)$$

$$\omega = \left[ \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} + z_1 (\rho v)_{1w} \right] / \rho_{1w}$$

$$c_{pr}(T_1) = (28 + 4,28 \cdot 10^{-3} \cdot T_1) / 0,029 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad T_1 \leq 3200 \text{ К}; \quad (6)$$

$$\lambda_1 = 3,2 \cdot 10^{-4} \rho_1, \quad 293 \leq T_1 \leq 600 \text{ К},$$

$$\lambda_1 = 3,2 \cdot 10^{-4} \rho_1 + 2,1 \cdot 10^{-3} (T_1 - 600), \quad 600 < T_1 \leq 1400 \text{ К},$$

$$c_{p1} = 950 + 0,7364 (T_1 - 293), \quad T_1 \leq 1400 \text{ К},$$

$$\lambda_1 = 1,7 + 0,024 \sqrt{T_1}, \quad c_{p1} = 1236 + 13,4 \sqrt{T_1}, \quad T > 1400 \text{ К},$$

$$c_{p2}\rho_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_2}{\partial z} \right) = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}. \quad (7)$$

Систему уравнений (3), (4), (7) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий [7, 8]:

$$T_i|_{t=0} = T_{i0}, \quad i = 1, 2, \quad \rho_1|_{t=0} = \rho_{10}; \quad (8)$$

$$Q_{\Sigma} = -\lambda_1 (\partial T_1 / \partial z)|_{z=0-s(t)},$$

$$Q_{\Sigma} = Q_w, \quad t < t_{i-1}, \quad t > t_i, \quad (9)$$

$$Q_{\Sigma} = Q_w + Fq_R, \quad t_{i-1} \leq t \leq t_i,$$

$$Q_w = q_w - \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} (h_w - h_c) - z_1 (\rho v)_{1w} (h_w^s - h_c) - (\rho v)_{1w} (h_w - h_T) - \varepsilon \sigma T_{1w}^4;$$

$$I_{jw} + (\rho v)_{w} c_{jw} = \Phi R_j + (\rho v)_{1w} c_{jw1}, \quad j = \overline{1, 8}; \quad (10)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=l_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=l_1+0}, \quad T_1 \Big|_{z=l_1-0} = T_2 \Big|_{z=l_1+0}; \quad (11)$$

$$-\lambda_z \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=l_2} = \delta (T_2|_{z=l_2} - T_H); \quad (12)$$

$$\rho_1|_{z=l_1} = \rho_{1H}; \quad (13)$$

$$l_1 = L_1 - s(t), \quad l_2 = L_2 + l_1,$$

$$s(t) = \int_0^t \omega d\tau, \quad q_w = \alpha(t)(h_e - h_w), \quad I_{jw} = \beta_j(c_{jw} - c_{je}), \quad \beta_j = \alpha,$$

$$j = \overline{1,8}, \quad h_w^s = c_{p1}(T_{1w}) T_{1w}^s, \quad h_r = c_{pr}(T_{1w}) T_{1w},$$

$$h_w = \begin{cases} c_{pr} T_{1w}, & T_{1w} \leq 600 \text{ K} \\ \sum_{j=1}^8 c_{jw} h_{jw}, & T_{1w} > 600 \text{ K}, \end{cases} \quad \alpha(t) = \begin{cases} 0,5 + 0,4 \cdot 10^3 t, & 0 \leq t < 10^{-3} \text{ c}, \\ 0, & t > t_i, \quad t < t_{i-1}, \\ 0,9 + t, & t > 10^{-2} \text{ c}. \end{cases}$$

Пусть номер компонента в реакциях (2) соответствует следующему порядку их перечисления: O, O<sub>2</sub>, N, N<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, C<sub>1</sub>, C<sub>3</sub>. Тогда, используя результаты работ [8, 10], выпишем выражения для массовых скоростей уноса

$$(\rho v)_{2w} = \varphi \rho_v \left[ \left( \frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2,w} B_1 + \left( 2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2,w} B_2 + \right. \\ \left. + \left( \frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1,w} B_3 + \left( 2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6,w} B_4 \right],$$

$$(\rho v)_{3w} = \varphi \sum_{i=7}^8 m_i B_{Ci} (p_{Ci}^* - p_{Ci}) (2\pi R T_{1w} m_i)^{-0,5},$$

$$B_i = k_i \exp(-E_i/RT_{1w}), \quad i = \overline{1,4},$$

$$p_{Ci}^* = 10^5 \exp(D_i - E_i/T_{1w}), \quad p_{Ci} = p_e c_{iw} m_w/m_i, \quad i = 7, 8,$$

$$m_w^{-1} = \sum_{j=1}^8 c_{jw}/m_j, \quad (\rho v)_{1w} = G_w, \quad (\rho v)_\Sigma = (\rho v)_{1w} (z_1 + 1) +$$

$$+ \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw}, \quad (\rho v)_w = \sum_{i=1}^3 (\rho v)_{iw},$$

где  $t$  — время;  $z$  — пространственная координата;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность;  $h$  — энтальпия;  $p$  — давление;  $G$  — массовый расход газообразных продуктов пиролиза, определяемый по формуле (5);  $(\rho v)_{iw}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — массовые скорости уноса за счет пиролиза смолы, гетерогенных процессов окисления и сублимации поверхности углепластика соответственно;  $m$  — молекулярная масса;  $c_p$ ,  $\lambda$ ,  $\delta$  — коэффициенты теплоемкости, теплопроводности и теплоотдачи;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена между внешним конвективным потоком и нагреваемой поверхностью углепластика;  $\varphi$  — доля поверхности углепластика, где идут гетерогенные процессы;  $\omega$  — линейная скорость перемещения поверхности разрушения;  $s$  — граница раздела между газом и к-фазой;  $E$ ,  $k$ ,  $Q$ ,  $\nu$  — энергия активации, предэкспонент, тепловой эффект и порядок реакции соответственно;  $c_{jw}$  — массовые концентрации компонентов на границе раздела газовой и к-фаз;  $T_*$  — температура углепластика на глубине  $l_1/5$ ;  $q_w$  — конвективный поток из газовой фазы;  $Q_\Sigma$  — суммарный тепловой поток, поступающий в к-фазу;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $p_{Ci}^*$  — давление насыщенных паров;  $p_{Ci}$  — парциальное давление паров;  $B_{Ci}$  — коэффициент аккомодации углерода;  $z_1$  — эмпирический коэффициент диспергирования;  $\varepsilon$  — излучательная способность поверхности УП;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $L_1$  — начальная толщина первого слоя КМ. Индексы \* и  $w$  приписываются характерным параметрам и термодинамическим величинам на границе раздела газообразной и к-фаз,  $e$  — величинам на внешней границе пограничного слоя,  $p$  отвечает величинам, свя-

занным с пиролизом связующего,  $n$  — начальным значениям,  $0$  — максимальному значению лучистого потока лазера, индекс  $s$  сверху характеризует величины, связанные с механическим уносом;  $\tau$  — параметры воздушной среды,  $k$  — время окончания теплового нагрева, индексы  $1, 2$  внизу приписываются первому и второму слоям КМ,  $\Sigma$  — суммарной величине.

Для определения температуры частиц дисперсной среды, согласно [8, 9], имеем  $T_{1w}^s = T_1(t - t_*)$ . Эта формула соответствует случаю, когда за время отрыва  $t_*$  частица не успела обменяться энергией с окружающей газовой средой и сохранила ту температуру, которая была на момент начала отрыва.

Условие (9) и формула для скорости механического уноса взяты на [7], а окончательные выражения для  $(\rho v)_{2w}$  и  $(\rho v)_{3w}$  — из [10].

### Методика расчета, тестовые проверки и исходные данные

Краевая задача (3), (4), (7), (8) — (13) решалась численно на основе итерационно-интерполяционного метода [15, 16]. Для решения уравнения теплопроводности использовался метод сквозной прогонки. При этом обеспечивался автоматический выбор шага по времени из условия заданной точности. При численном решении задачи необходимо было сгустить шаг разностной сетки по пространству в окрестности нагретой границы КМ для преодоления трудностей расчета, связанных с заданием высоких значений внешнего потока от лазерного излучения. Интеграл в уравнении (5) находился по формуле трапеций.

Программа расчета тестировалась на точном аналитическом решении [13]. Отклонение численного решения от точного на заданном промежутке времени не превышало 3,2%. Кроме того, при прочих равных входных данных проведен расчет, когда число узлов разностной сетки по пространству увеличивалось в 2 и 4 раза. В результате максимальная относительная погрешность  $\varepsilon_i$  в определении температуры тела за время прогрева  $0 < t \leq t_k$  не возрастала ( $\varepsilon_1 = 1,4\%$ ,  $\varepsilon_2 = 0,55\%$ ).

Поиск концентрации компонентов на поверхности тела ( $c_{jw}$ ,  $j = \overline{1, 8}$ ) осуществлялся по алгоритму [10]. Энтальпия углеродного материала в конденсированном состоянии  $h_c$  вычислялась по формуле из [17]. Выражение (6) приведено в [18]. Термокинетические постоянные для фенольного связующего даны в [19].

Приводимые ниже результаты получены при  $T_{in} = 293$  К,  $i = 1, 2$ ,  $\rho_{1n} = 1400$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{1*} = 1300$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_2 = 1120$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{p2} = 1530$  Дж/(кг · К),  $\lambda_2 = 2,34$  Вт/(м · К),  $R = 8,31$  Дж/(моль · К),  $E_p = 7,54 \cdot 10^4$  Дж/моль,  $k_p = 3,15 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>,  $Q_p = 1,26 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $\nu = 1$ ,  $q_0 = 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>),  $h_c = 2,4 \cdot 10^7$ ,  $\xi = 0,5$  м<sup>2</sup>с/кг,  $r_* = 5 \cdot 10^{-3}$  м,  $L = 8 \cdot 10^{-4}$  м,  $L_2 = 10^{-3}$  м,  $\varepsilon = 0,9$ ,  $\varphi = 0,9$ ,  $t_k = 0,1$  с,  $z_1 = 1$ ,  $c_{jw1} = 0$  ( $j = \overline{1, 3, 5, 8}$ ),  $c_{4w1} = 1$ .

### Результаты численного решения и их анализ

Рассмотрим прогрев фиксированного сечения затупленного тела, которому при угле конусности  $\theta = 10^\circ$  отвечает давление  $p_e = 1,4 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>. На рис. 1 показаны профили суммарного теплового потока  $Q_\Sigma$  в  $k$ -фазу (1) и температуры поверхности углепластика (2) до момента окончания третьего импульса излучения. Аналогичная зависимость для суммарного (1) массового уноса  $(\rho v)_\Sigma$ , продуктов пиролиза КМ  $(\rho v)_{1w}$  (2) и массовой концентрации сублимирующего компонента  $c_{3w}$  (3) дана на рис. 2.

Видно, что в результате воздействия высокоэнтальпийного потока начинают расти  $T_{1w}$  и  $(\rho v)_\Sigma$ . В момент включения первого импульса излучения из-за резкого роста величины  $(\rho v)_\Sigma$  лучистый поток и суммарный

тепловой поток в к-фазу уменьшаются. Затем со временем  $(\rho v)_z$  начинает падать из-за экранирующего влияния прококсированного слоя [9, 10], толщина которого по мере прогрева КМ увеличивается (см. ниже). Поэтому значения  $Q_z$  и  $T_{1w}$  увеличиваются до окончания первого пика лазера. В дальнейшем после прекращения лучистого нагрева ( $t > 2$  мс) величина  $T_{1w}$  уменьшается в результате обтекания тела холодным (относительно  $T_w$ ) конвективным тепловым потоком из газовой фазы. Это в свою очередь ведет к замедлению процесса пиролиза углепластика и к снижению  $(\rho v)_z$  (см. рис. 2).

При включении следующих пиков лазера картина в распределении профилей указанных характеристик тепло- и массопереноса повторяется. Однако уже в предварительно прогретом материале температура поверхности на участке действия второго импульса излучения выше, чем в первом пике. При третьем импульсном нагружении величина массового уноса на участке лучистого прогрева определяется составляющей уноса за счет сублимации углеродной поверхности тела (см. на рис. 2 кривую 3 при  $t > 9$  мс). Последнее ведет к снижению импульса излучения, согласно (1), и связано с экранировкой лучистой составляющей как продуктами гетерогенных химических реакций, так и частицами дисперсной фазы. Поэтому  $Q_z$  уменьшается в результате отбора тепла из-за переизлучения и сублимации поверхности углепластика.

Надо отметить, что уже в предварительно прогретом углепластике во втором и третьем импульсном нагружении меньшему  $Q_z$  отвечает и меньшая величина  $T_{1w}$ . Последний результат не противоречит известным данным [10], где он был получен при конвективном нагреве КМ. На рис. 3, а изображена зависимость суммарного (2) и конвективного (1) теплового потока, а также температуры поверхности (3) от времени после окончания воздействия лазерного излучения. Массовый унос за счет диспергирования (4) и фильтрации продуктов реакции пиролиза (5) в этом случае представлен на рис. 3, б. Как и следовало ожидать, величина  $(\rho v)_z$  в этот период определяется преимущественно составляющей  $(\rho v)_{1w}$ , а суммарный тепловой поток  $Q_z = q_w - z_1(\rho v)_{1w}(h_w^s - h_c) - (\rho v)_{1w}(h_w - h_r) - \epsilon \sigma T_{1w}^4 - \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw}(h_w - h_c)$  — составляющей от тепла за счет дис-

пергирования и пиролиза КМ. Поэтому в результате уменьшения  $(\rho v)_{1w}$  при  $t > 1,5 \cdot 10^{-2}$  с значение  $Q_z$  может возрасти, а в случае увеличения  $(\rho v)_{1w}$  незначительно уменьшится. Появление максимума  $(\rho v)_{1w}$  с ростом конвективного теплового потока и температуры поверхности тела отмечено в работах [9, 10], где процесс термохимического разрушения КМ описывался более точной математической моделью пористой реагирующей среды [7].

Зависимость температуры и плотности к-фазы по пространству пред-

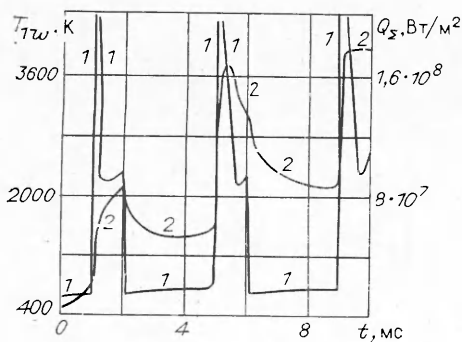


Рис. 1.

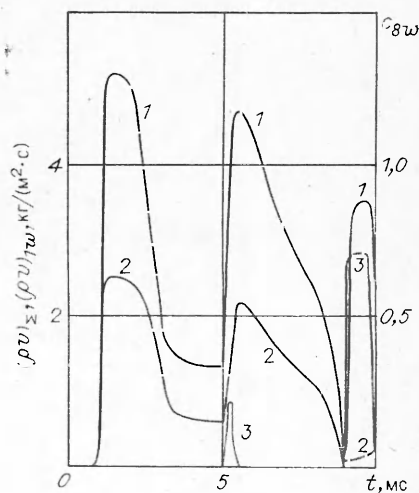


Рис. 2.

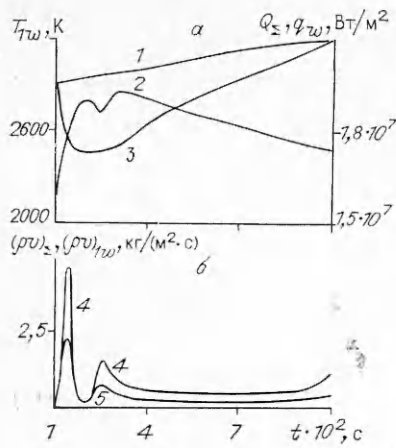


Рис. 3.

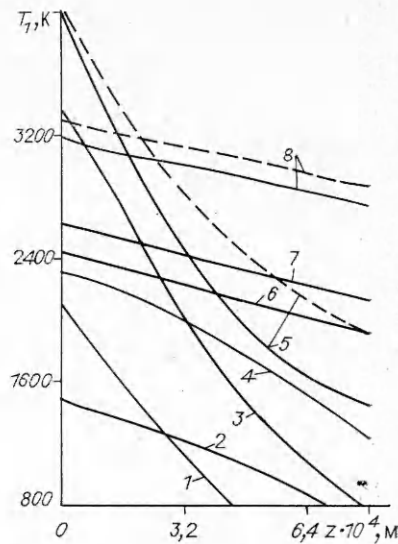


Рис. 4.

ставлены на рис. 4 и 5 в моменты времени  $t$ , с: 1 —  $2,1 \cdot 10^{-3}$ , 2 —  $4,1 \cdot 10^{-3}$ , 3 —  $5,5 \cdot 10^{-3}$ , 4 —  $7 \cdot 10^{-3}$ , 5 —  $9,5 \cdot 10^{-3}$ , 6 — 0,02, 7 — 0,04, 8 — 0,1. Здесь

сплошные кривые даны на глубине первого слоя КМ и отвечают комбинированному режиму разрушения (пиролиза к-фазы, окисления и сублимации поверхности УП), а штриховые — инертному прогреву тела при прочих одинаковых входных данных. Эффективность пиролиза как теплового барьера проявляется в замедлении процесса термического разложения КМ из-за утолщения прококсованного слоя (см. рис. 5) и в более низкой температуре внутри тела. Последнее объясняется поглощением тепла в углепластике из-за эндотермической реакции разложения смолы. В рассмотренных режимах прогрева температура на внутренней поверхности первого слоя КМ равна 315 и 334 К, так как тепловая волна доходит до стыка углепластика с подложкой.

Уменьшение параметра  $\xi$  в 2 раза в формуле для ослабления лучистой составляющей (1) приводит к увеличению максимальной температуры поверхности в комбинированном режиме разрушения в первом импульсе действия лазерного излучения на 1090 К, а в последующих пачках излучения на 80°. Снижение предэкспоненциального множителя реакции пиролиза на порядок при прочих одинаковых входных данных повышает  $T_{1w}$  в первом периоде воздействия лучистого потока на 510 К. Однако эти изменения не приводят к существенному замедлению процесса прогрева углепластика и к качественному изменению результата решения задачи.

В то же время при  $q_R = q_0 (\xi = 0)$  температура поверхности углепластика практически мгновенно достигает максимальной температуры  $T_{1w} \sim 4300$  К при первом же импульсном воздействии. Это приводит к более интенсивному прогреву КМ по глубине ( $l_* = l_1(t)/5$ ) на 30° при  $t = 10^{-2}$  с и значительному массовому уносу материала с поверхности (более чем в 6 раз). При многократном импульсном нагреве картина повторяется. Очевидно, что столь высокое значение характеристик тепло- и массопереноса не будет реализовано на практике из-за механического уноса материала и ослабления падающего лучистого потока продуктами термохимического разрушения.

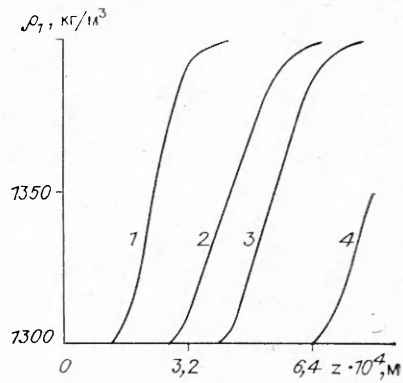


Рис. 5.



С ростом коэффициента диспергирования ( $z_1 = 2$ ) начинают повышаться концентрация частиц дисперсной фазы, скорость массового уноса  $(\rho v)_z$  и в итоге — ослабление  $q_R$ . Из-за значительного уменьшения  $q_R$  в (1) тепловая волна не доходит до стыка углепластика с подложкой, а  $T_* = 428$  К при  $t = 10^{-2}$  с, что на  $230^\circ$  ниже  $T_*$  в опорном варианте ( $z_1 = 1$ ).

Отсутствие тепла за счет конвективного нагрева в суммарном тепловом потоке на участке действия лазерного излучения ( $10^{-3} \leq t \leq 10^{-2}$  с) не приводит к изменению характеристик тепло- и массопереноса, приведенных на рис. 1, 2, 4 и 5. Дело в том, что в период пиков излучения ( $F = 1$ )  $q_R$  более чем на порядок превосходит  $q_w$ , а при  $F = 0$  величина  $Q_z$  из выражений (9) определяется в основном уносом энергии за счет термохимического разрушения углепластика.

Следует отметить, что формулы для плотностей конвективного теплового и диффузионного потоков  $q_w$  и  $I_{jw}$  теряют физический смысл в период сильного термохимического разрушения материала, так как они получены с использованием понятий и методов теории пограничного слоя, который при интенсивном вдуве продуктов разрушения отесняется. Однако ограниченность формулы для  $q_w$  практически не сказывается на численных результатах, поскольку величина суммарного теплового потока в период действия излучения в основном определяется лучистой составляющей. Этот вывод согласуется с данными математического эксперимента при  $q_w = 0$ , приведенного выше.

Таким образом, в комбинированном режиме разрушения в экранировке лазерного излучения продуктами термохимического разрушения углепластика определяющую роль на начальном этапе взаимодействия излучения с телом играют газообразные продукты пиролиза и частицы к-фазы. При повторном импульсном нагружении экранировка для  $T_{1w} > 3300$  К может осуществляться преимущественно парами углеродного материала и частицами твердой фазы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. // Докл. АН СССР.— 1969.— 186, № 5.— С. 1048.
2. Анисимов С. П., Имас Я. А., Романов Г. С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1970.
3. Бункин Ф. В., Кириченко И. А., Лукьянчук Б. С. // УФН.— 1982.— 138, № 1.— С. 45.
4. Минько Л. Я., Гончаров В. К., Лопарев А. Н. // Физика и химия обработки материалов.— 1979.— № 1.— С. 31.
5. Лопарев А. Н., Минько Л. Я. // Там же.— 1985.— № 2.— С. 26.
6. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
7. Гришин А. М. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений.— Томск: Изд-во ТГУ, 1973.
8. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред.— Новосибирск: Наука, 1984.
9. Гришин А. М., Якимов А. С. Пиролиз двухслойного теплозащитного материала под действием заданного теплового потока // ФГВ.— 1986.— 22, № 4.— С. 42.
10. Зинченко В. П., Якимов А. С. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // Там же.— 1988.— 24, № 2.— С. 144.
11. Левданский В. В., Лейцман В. Г., Мартыненко О. Г. и др. Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы/Под ред. Н. П. Рыкалина.— М.: Наука, 1985.— 99 с.
12. Захаров Н. С., Карпенко В. А., Шенцев Н. И. // ТВТ.— 1989.— 27, № 6.— С. 1174.
13. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В. и др. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник.— М.: Машиностроение, 1985.
14. Никитин П. В., Овсянников В. М., Холодков М. Ф. // ИФЖ.— 1986.— 1, № 3.— С. 367.
15. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. П. Итерационно-интерполяционный метод и его приложение.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.



16. Якимов А. С. Применение итерационно-интерполяционного метода для численного интегрирования некоторых многомерных уравнений математической физики.— Дел. в ВИНТИ 03.03.82, № 4212.
17. Бучнев Л. М., Смыслов А. И., Дмитриев И. А. и др. // ТВТ.— 1987.— 25, № 6.— С. 1120.
18. Карапетьянц М. Х., Карапетьянц М. М. Основные термодинамические константы неорганических и органических веществ.— М.: Химия, 1968.
19. Шнайдер, Долтон, Рид. // РТК.— 1968.— 6, № 1.— С. 76.

г. Томск

Поступила в редакцию 19/VI 1991

УДК 621.787.044

Ю. И. Фадеенко

## О ГРАНИЦАХ ОБЛАСТИ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

Показано, что в условиях сварки взрывом влияние вязких сил заставляет вводить в рассмотрение даже простейших схем учет масштабного фактора, в связи с чем область сварки должна рассматриваться в трехмерном пространстве угол соударения — скорость точки контакта — характерный размер. Положение поверхности, ограничивающей эту область снизу (со стороны малых углов), определяется проявлениями вязких сил. В принципе эта поверхность может быть составлена из нескольких участков, соответствующих различным вариантам вязкого записания течения. Обращается внимание на актуальность постановки экспериментов с целью определения истинной формы указанной поверхности.

Современные представления о границах области сварки взрывом базируются на схеме рассмотрения, предложенной в работе [1]. Для осуществления сварки взрывом необходимо очищение свариваемых поверхностей в процессе какого-либо течения с большими деформациями (образование непрерывной кумулятивной пелены, дискретные выбросы при волнообразовании). В качестве первого приближения для описания этого течения в [1] использовалась модель идеальной несжимаемой жидкости, а из множества характеризующих течение параметров в качестве наиболее существенных отбирались два: угол соударения  $\gamma$  и скорость точки контакта  $v$ .

Область сварки взрывом рассматривалась как некоторая область на плоскости  $\gamma, v$ , ограниченная четырьмя кривыми, смысл которых истолковывается следующим образом: правая граница I соответствует переходу к сверхзвуковым режимам соударения, верхняя граница В соответствует достижению чрезмерного перегрева зоны соединения, нижняя граница Н и левая граница II, на которой прекращается волнообразование (обозначения границ — общепринятые). Для высокопластичных металлов дополнительно рассматривается истинная левая граница сварки III, поскольку для них возможна сварка без волн, но с образованием достаточно прочных прямолинейных соединений в области между II и III.

Вопрос о природе границ I и В считается разрешенным. Дискуссии ведутся по поводу определения и истолкования границ Н, II и III, причем большинство исследователей сходится во мнении, что на этих границах развиваемое при соударении максимальное давление становится достаточным для преодоления сопротивления металла деформированию и осуществления соответствующего режима течения с большими деформациями. Таким образом, истолкование смысла границ увязывается с теми или иными ограничениями на применимость гидродинамического приближения.

Течения при сварке взрывом происходят с огромными скоростями деформации, что влечет за собой соответствующее увеличение вклада вязких сил в сопротивление деформированию металлов. Влияние вяз-