

ния перемешанной стехиометрической смеси этих же газов независимо от конкретной кинетики горения.

Проведено исследование критических условий гашения диффузионного пламени при наличии теплопотерь (на стенках и излучением) и показано, что в этом случае появляется второй предел горения с минимально возможной интенсивностью. Экспериментальные данные, полученные в работе, качественно согласуются с теоретическими.

Поступила в редакцию
8/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10, 1199.
2. А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин. Докл. АН СССР, 1976, 228, 6, 1395.
3. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1977, 325, 5, 1110.
4. N. N. Bachman, V. B. Librovich. Combustion Flame, 1970, 15, 143.
5. D. B. Spalding. Fuel, 1954, 33, 255.
6. D. B. Spalding, V. K. Jain. Combustion Flame, 1962, 6, 265.
7. L. L. Kirkby, R. A. Schmitz. Combustion Flame, 1966, 10, 205.
8. F. E. Fendell. J. Fluid Mechanic, 1965, 21, 281.
9. W. B. Buch, F. E. Fendell. J. Fluid Mechanic, 1974, 64, 701.
10. О. А. Цуханова.— В сб.: Кинетика распространения пламени. Под ред. Л. Н. Хигрипа. М., Изд-во АН СССР, 1959.
11. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. М., ГЭИ, 1956.
12. W. P. Karbow, A. D. Margolin. J. SAE, 1974, 74, 1165, 1.
13. А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин. ФГВ, 1978, 14, 2, 56.
14. F. J. Martin. Combustion Flame, 1968, 12, 2, 125.
15. C. P. Fenimore, G. W. Jones. J. Appl. Polym. Sci., 1969, 13, 2, 285.
16. В. Л. Ефремов, В. Я. Колесников и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.

РЕЖИМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СТЕКЛОПЛАСТИКОВОЙ ТРУБЫ С УЧЕТОМ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ

А. М. Гришин, А. С. Якимов, В. Л. Миков

(Томск)

В последнее время в промышленности и в быту все более широкое распространение получают полимерные материалы. В частности, в качестве конструкционного материала для вентиляционных труб довольно часто применяют стеклопластики. При пожарах в шахтах и на промышленных предприятиях может иметь место ситуация, когда стенки этих труб прогреваются, а затем реагируют с поступающим потоком воздуха.

Рассматриваемая задача включает в себя сложные аэротермохимические явления: перенос массы, энергии и импульса, пиролиз связи стеклопластикового материала и окисление газообразных продуктов пиролиза в потоке окислителя. Поскольку полное физическое подобие аэротермохимических явлений имеет место только при совпадении всех свойств природы и модели [1], то имеет смысл исследовать кинетику пиролиза и некоторые аспекты явления на модельных экспериментах, а полное моделирование явления осуществлять на ЭВМ с использованием математической модели.

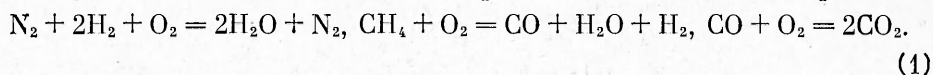
В данной работе предлагается математическая модель воспламенения предварительно нагретой стеклопластиковой трубы в потоке воздуха. В результате расчетов на ЭВМ получены поля температур и концентраций компонентов в различные моменты времени с учетом смешанной конвекции и сопряженного тепломассообмена между потоком газа в

трубе и реагирующей стенкой. Установлено, что в зависимости от расхода окислителя, начальной концентрации продуктов пиролиза, температуры газа и стенок трубы реализуется невоспламенение трубы, при котором температуры газа и стенки убывают с ростом времени или могут иметь место неклассические режимы зажигания [2—4].

Постановка задачи

Основываясь на априорных физических соображениях и экспериментальных данных [3, 4], можно считать, что при пожаре вентиляционных труб происходит следующая последовательность состояний. Вначале труба прогревается, так как продукты горения могут затекать в трубу, а температура окружающей среды выше температуры ее стенок. Затем при достижении некоторой температуры связка стеклопластика начинает разлагаться с образованием конденсированных и газообразных продуктов пиролиза. Последние по образующимся порам поступают в поток воздуха в трубу. Если газ в трубе содержит окислитель, то могут вспыхнуть продукты пиролиза. Затем при поступлении холодного воздуха стенки трубы могут либо охлаждаться, либо гореть.

На основе анализа экспериментальных данных установлено, что в результате пиролиза связки стеклопластика в газовой фазе внутри трубы могут иметь место гомогенные неравновесные химические реакции:



Анализ показал, что в диапазоне изменения температуры наибольшая скорость тепловыделения возникает в результате реакции окисления водорода. Поэтому эта реакция принята в качестве лимитирующей, что позволило упростить в данной задаче термохимическую схему. Кроме того, приняты следующие допущения:

1) в газовой фазе идет одна итоговая реакция горения водорода (1) с эффективными значениями энергии активации и предэкспонента, лимитирующая процесс воспламенения при $1000 \leq T \leq 2000$ К;

2) молекулярный перенос массы и энергии в газовой фазе по направлению оси цилиндра пренебрежимо мал по сравнению с конвективным переносом;

3) перенос энергии диффузией вдоль трубы мал по сравнению с переносом энергии в результате конвекции;

4) молекулярный и конвективный перенос энергии и массы компонентов вдоль стенки в композиционном полимерном материале ничтожно мал по сравнению с переносом поперек нее;

5) течение газа в трубе турбулентное, а поля скоростей и плотностей квазистационарны [5].

С учетом сформулированных выше допущений система уравнений, описывающая нестационарный тепло- и массоперенос в газовой фазе, имеет вид

$$\frac{\partial \bar{\rho} u y}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} v y) = 0, \quad (2)$$

$$\text{Re } \bar{\rho} \left(u \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \right) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[y (\bar{\mu} + \bar{\mu}_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right] - \left(\pi_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}} \bar{\rho} \right), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{Le } \bar{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial y} \sum_{\alpha=1}^4 \pi_{\alpha} (\bar{D}_{\alpha} + \bar{D}_T) \frac{\partial \bar{c}_{\alpha}}{\partial y} + \delta (\bar{\rho} c_1)^{1,5} \bar{\rho} c_2 \exp \frac{b_1 \theta}{1 + \beta \theta} + \\ + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[(\bar{\lambda} + \bar{\lambda}_T) y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] = \bar{\rho} c_p \left[\pi_{\tau} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \text{Pr Re} \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \right], \quad (4) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[y (\bar{D}_\alpha + \bar{D}_\tau) \bar{\rho} \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} \right] - \gamma_\alpha (\bar{\rho} c_1)^{1,5} \bar{\rho} c_2 \exp \frac{b_1 \theta}{1 + \beta \theta} =$$

$$= \frac{\bar{\rho}}{\text{Le}} \left[\pi_\tau \frac{\partial c_\alpha}{\partial \tau} + \text{Pr Re} \left(u \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} + v \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} \right) \right], \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (5)$$

$$\bar{p} = \pi_p \bar{\rho} (1 + \beta \theta) \sum_{\alpha=1}^4 \frac{c_\alpha}{M_\alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha = 1, \quad \bar{c}_\alpha = \sum_{\alpha=1}^4 \pi_\alpha c_\alpha. \quad (6)$$

Уравнения (2)–(6) по форме совпадают с известными уравнениями многокомпонентного турбулентного пограничного слоя, однако в отличие от последних в системе (2)–(6) давление — заранее не известная функция, подлежащая определению. Для нахождения этой функции используется уравнение баланса массы в любом поперечном сечении трубы

$$\frac{d}{dx} \int_0^1 \bar{\rho} u y dy + \pi_u \alpha_w = 0. \quad (7)$$

Последнее выражение можно также получить, интегрируя уравнение неразрывности по y от 0 до 1. Помимо уравнений сохранения в газовой фазе необходимо записать уравнения, описывающие тепловое состояние стенки трубы. Поскольку толщина слоя, где изменяется температура, мала по сравнению с радиусом трубы, то имеем [5, 6]

$$\bar{c}_{ps} \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \pi_2 \rho_3 \Phi_3 g_s \frac{\partial \rho_3 (1 + \beta \theta_s)}{\partial y_s} \cdot \frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} + \frac{\partial}{\partial y_s} \left[\bar{\lambda}_s \frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} \right] + \delta_s \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho_3 \Phi_3}{\partial \tau} = \pi_3 \frac{\partial}{\partial y_s} \left[\rho_3 \Phi_3 g_s \frac{\partial}{\partial y_s} \rho_3 (1 + \beta \theta_s) \right] + \gamma_{3s} \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial \tau} = -\gamma_{1s} \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tau} = \gamma_{2s} \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad (10)$$

$$\sum_{i=1}^3 \Phi_i = 1. \quad (11)$$

Уравнения (2)–(11) необходимо решать с учетом следующих начальных условий при $\tau = \tau_*$:

$$\theta = -\theta_n, \quad c_\alpha = c_{\alpha n}, \quad \bar{p} = \bar{p}_s = p_n, \quad \alpha = 1, 2, 3$$

$$\theta_s = -\theta_{sn}, \quad \rho_3 = \rho_{3n}, \quad \Phi_i = \Phi_{in}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (12)$$

На оси симметрии при $y = 0$ имеем

$$\partial u / \partial y = \partial \theta / \partial y = \partial c_\alpha / \partial y = 0, \quad v(x, \tau) = 0, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (13)$$

Граничные условия на входе в трубу при $x = 0$

$$\theta(y, \tau) = -\theta_n, \quad p(y, \tau) = p_n, \quad c_\alpha(y, \tau) = c_{\alpha n}, \quad u(y, \tau) = u_n. \quad (14)$$

Условия сопряжения на внутренней поверхности цилиндра при $y = 1$

$$\bar{\lambda} \partial \theta_w / \partial y = \bar{\lambda}_s \partial \theta_{sw} / \partial y_s, \quad \theta_w(\tau, x) = \theta_{sw}(\tau, x). \quad (15)$$

Условие сохранения массы α -компонента при $y = 1$

$$-\rho \bar{D}_\alpha \partial c_{\alpha w} / \partial y + \pi_{D\alpha} (c_{\alpha w} - c_{\alpha n}) = 0, \quad \alpha_w = \rho_3 \Phi_3 v_{3w}, \quad (16)$$

$$u_w = (\tau, x) = 0, \quad \bar{p}(\tau, x) = \bar{p}_s(\tau, x). \quad (17)$$

На внешней поверхности трубы при $y = y_{s1}$ имеет место теплообмен по закону Ньютона и условие непроницаемости

$$-\bar{\lambda}_s \partial \theta_s / \partial y_s = \text{Bi}(\theta_s + \theta_n), \quad v_s(x, \tau) = 0. \quad (18)$$

Здесь и выше $x = z/r_w$, $y = r/r_w$ — продольная и поперечная безразмерные пространственные координаты соответственно; r_w — радиус трубы; $\tau = t/t_*$ — время; $u = v_z/u_*$, $v = v_r/u_*$ — продольная и поперечная составляющие скорости;

$$\bar{\rho} = \rho/\rho_*, \quad \bar{p} = p/p_*, \quad \theta = (T - T_*) E_s/RT_*^2, \quad \bar{c}_p = c_p/c_{p*}, \quad \bar{\mu} = \mu/\mu_*,$$

$\bar{D}_\alpha = D_\alpha/D_*$, $\bar{\rho}_3 = \rho_3/\rho_*$ — безразмерные плотность, давление, температура, коэффициенты теплоемкости, динамической вязкости, диффузии газовой фазы, а также парциальная плотность газообразного продукта фильтрации в к-фазе соответственно; $u_1 = p_* r_w / \mu_* u_*$, $Re = u_* r_w / \nu_*$,

$$Gr = gr_w^3/\nu_*^2, \quad \pi_\tau = c_{p*} \rho_* r_w^2 / t_* \lambda_*, \quad \pi_p = \rho_* RT_* / P_* M_*,$$

$$Bi = \alpha_* r_w / \lambda_*, \quad \gamma = c_{p*} RT_*^2 / q_1 E_s, \quad \pi_2 = c_{p3} k_* \rho_*^2 RT_* / \lambda_* \mu_{3s} M_{3s},$$

$$\pi_3 = h_* \rho_* i_* RT_* / \mu_{3s} M_{3s} r_w^2, \quad \gamma_{1s} = B t_* / \exp(E_s/RT_*), \quad \beta = RT_* / E_s,$$

$$\gamma_{2s} = \rho_2 M_{1s} \gamma_{1s} / \rho_1 M_{2s}, \quad b_1 = E_1 / E_s, \quad Le = c_{p*} \rho_* \bar{D}_* / \lambda_*, \quad \pi_D = u_* r_w / D_*,$$

$\pi_w = u_{s*} / u_*$, $\bar{\pi}_\alpha = c_{p\alpha} / c_{p*}$ — безразмерные параметры; $g_s = \varphi_3^3 / (1 - \varphi_3)^2 \times \sqrt{1 + \beta \theta_s}$, $\bar{\rho}_i = \rho_i \varphi_i$, $\bar{c}_{ps} = \frac{\rho_w^2}{\lambda_* i_*} (\rho_1 / \rho_2 \cdot \varphi_1 + \varphi_2) c_{ps}$, $\bar{\lambda}_s = \lambda_s (\varphi_1 + \varphi_2) / \lambda_*$, $\bar{\lambda}_\tau = \bar{\mu}_\tau \text{Pr} \bar{c}_p$, $\bar{D}_\tau = \bar{\mu}_\tau \text{Sc} / \bar{\rho}$ — безразмерные функции; $\delta = \gamma_1 L \alpha / \gamma$, $\gamma_2 = \gamma_1 M_2 / M_1$, $\gamma_1 = \frac{M_1 r_w^2 k_1 (\rho_* / M_*)^{1.5}}{M_2 D_* \exp(E_1/RT_*)}$, $\gamma_3 = -\gamma_1 M_3 / M_1$, $\hat{\delta}_s = \frac{q B E_s r_w^2 \rho_1}{RT_* \lambda_* \exp(E_s/RT_*)}$, $\gamma_{3s} = \rho_1 M_{3s} \gamma_{1s} / \rho_* M_{1s}$ — критерии подобия; индексы л и т используются для обозначения коэффициентов переноса при ламинарном и турбулентном течении, * — для обозначения характерных величин, взятых при характерной температуре реагирующей системы; s — совместно с индексами 1—3 приписывается исходному веществу, конденсированному и газообразному продукту реакции пиролиза; индексы 1—4 используются для обозначений компонентов газовой фазы: водорода, кислорода, воды и азота соответственно, и, w — для обозначений начальных значений величин и параметров системы на внутренней поверхности трубы, черта сверху обозначает безразмерные величины.

При написании начальных условий (12) считалось, что период опорожнения в цилиндре закончен и при $\tau = \tau_*$ газовую фазу трубы заполнил атмосферный воздух при нормальных условиях ($\theta(x, y) = -\theta_n$; $c_1 = 5 \cdot 10^{-5}$; $c_2 = 0,23$; $c_4 = 0,76$; $c_3 = 0$).

Коэффициенты переноса и термокинетические постоянные

Для замыкания системы уравнений (2)—(5) необходимо выписать коэффициенты турбулентного переноса. Имея в виду, что поперечная пространственная координата y отсчитывается от оси симметрии трубы, и воспользовавшись формулой Прандтля [7], получим в рассматриваемом случае

$$\bar{\mu}_\tau = Re \bar{\rho} l^2 |\partial u / \partial y|, \quad \lambda_\tau = c_p \bar{\mu}_\tau / \text{Pr}_\tau, \quad D_\tau = \bar{\mu}_\tau / \rho \text{Sc}_\tau, \\ l = [0,14 - 0,08 y^2 - 0,06 y^4].$$

Точные выражения для эффективных коэффициентов диффузии можно получить из соотношений Стефана — Максвелла [8]. Использование этих формул приводит к излишним затратам машинного времени. Поэтому воспользуемся упрощенными выражениями, предложенными в [9]. Эффективные коэффициенты многокомпонентной диффузии определяют

ся в этом приближении соотношениями

$$D_{\alpha} = (1 - c_{\alpha}) \sum_{j=1}^N \frac{x_j 4,66 \cdot 10^{-7} [(M_{\alpha} + M_j)/M_{\alpha} M_j]^{0,6} T^{1,67}}{p \sigma_{j\alpha} (v_{j\alpha}/k)^{0,17}},$$

где $[p] = \text{атм}$; $[\sigma_{j\alpha}] = \text{А}$; $[D_{\alpha}] = \text{м}^2/\text{с}$; x_j — мольная доля j -го компонента в смеси.

Как показывает анализ термогравиметрических кривых, процесс пиролиза стеклопластиковых материалов на основе термореактивного полимерного связующего носит многостадийный характер. Он включает в себя стадию разложения полимерного связующего, которая протекает с поглощением тепла, и стадию образования кокса из осколков полимерной цепи. Последняя стадия может быть интерпретирована как реакция синтеза, и она имеет слабоэкзотермический характер. Энергии активации процессов разложения и синтеза близки друг к другу, поэтому процесс пиролиза в целом можно моделировать как одностадийную химическую реакцию с переменным тепловым эффектом. В связи с этим целесообразно ввести понятие температуры перехода T_{s*} такой, что при $T < T_{s*}$ в композиционном полимерном материале на термореактивном связующем имеет место разложение связки с эндотермическим эффектом, а при $T > T_{s*}$ происходит ее коксование из вязкотекучего состояния со слабоэкзотермическим тепловым эффектом. Энергия активации и тепловые эффекты реакции пиролиза выбирались из условия соответствия расчетных и экспериментальных данных.

Что касается кинетики окисления водорода, то она считалась одностадийной, а соответствующие значения энергии активации и предэкспонента брались из [10] и уточнялись также из условия соответствия расчетных и экспериментальных данных.

Исходные данные, метод расчета и тестовые проверки программы

Краевая задача (2)–(18) решалась численно при помощи итерационно-интерполяционного метода [5] на ЭВМ БЭСМ-6. Для теплофизических и термокинетических параметров реакции горения водорода и реакции пиролиза использовались данные работ [3, 4, 6, 10, 11]. Приводимые ниже результаты получены при

$$\begin{aligned} T_{\text{н}} &= 300\text{К}, \quad T_* = 1500\text{К}, \quad c_{p*} = 1054 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad \rho_* = 0,26 \text{ кг}/\text{м}^3, \\ \mu^* &= 6 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}), \quad \lambda_* = 0,1 \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}), \quad \nu_* = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}, \\ D_* &= 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}, \quad q_1 = 1,3 \cdot 10^8 \text{ Дж}/\text{кг}, \quad R = 8,4 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}), \\ M_* &= 1 \text{ кг}/\text{кмоль}, \quad E_1 = 2,88 \cdot 10^4 \text{ Дж}/\text{моль}, \quad k_1 = 9,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \\ M_1 &= 2 \text{ кг}/\text{кмоль}, \quad M_2 = 32 \text{ кг}/\text{кмоль}, \quad M_3 = 18 \text{ кг}/\text{кмоль}, \quad M_4 = 28 \text{ кг}/\text{кмоль}, \\ p_* &= p_{\text{н}} = 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2, \quad u_* = 20 \text{ м}/\text{с}, \quad r_{s1} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \quad k_* = 10^{-12} \text{ м}^2, \\ c_{p3s} &= 1,6 \cdot 10^4 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad \mu_{3s} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}), \quad \rho_1 = 1885 \text{ кг}/\text{м}^3, \\ t_* &= 1 \text{ с}, \quad \rho_2 = 2100 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad q = 1,26 \cdot 10^8 \text{ Дж}/\text{кг}, \quad E = 8,4 \cdot 10^4 \text{ Дж}/\text{моль}, \\ B &= 10^6 \text{ с}^{-1}, \\ k_{\text{н}} &= 2,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2, \quad \mu_{s*} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}/\text{с}, \quad p_{*s} = 16,4 \cdot p_*, \quad \rho_{3\text{н}} = 0,08 \text{ кг}/\text{м}^3, \\ T_{s*} &= 720\text{К}, \\ r_w &= 0,1 \text{ м}, \quad z_L = 2 \text{ м}, \quad \text{Re} = 9 \cdot 10^3, \quad \text{Gr} = 1,85 \cdot 10^5, \quad \text{Bi} = 0,04, \quad M_{3s}/M_{1s} = 0,1, \\ \text{Pr}_T &= \text{Sc}_T = 1, \quad c_{1\text{н}} = 5 \cdot 10^{-5}, \quad c_{2\text{н}} = 0,23, \quad c_{3\text{н}} = 0, \quad c_{4\text{н}} = 0,76, \quad \theta_{\text{н}} = 5,33, \end{aligned}$$

$$u_n = 0,15, \varphi_{1n} = 0,89, \varphi_{2n} = 0,01, \rho_{3n} = 0,3076, \varphi_{3n} = 0,1, \Delta x = 2,5.$$

Точность численного метода проверялась на известном аналитическом решении задачи о ламинарном течении несжимаемой жидкости. Рассмотрим стационарное замороженное течение несжимаемой жидкости ($\bar{c}_p = c_{pn}, \bar{\rho} = \rho_n, \bar{\lambda} = \lambda_n, \bar{\mu} = \mu_n, \gamma_\alpha = 0, c_\alpha = c_{\alpha n}, q = q_1 = 0, \theta = \theta_s = -\theta_n$). Здесь, как известно, имеет место течение Пуазейля, скорость которого имеет вид [7]

$$v_z = \frac{4Q}{\pi \rho r_w^2} \left[1 - \left(\frac{r}{r_w} \right)^2 \right].$$

Очевидно, что при отсутствии химических реакций и постоянной температуре стенки температура в газовой фазе должна совпадать при $z \rightarrow \infty$ с величиной T_w . Результаты тестовых проверок показали, что при $\Delta y = 0,125, \Delta x = 25$ и малых Re ($0 < Re < Re_n$ — ламинарный режим течения) полученный с использованием уравнений (2) и (3) профиль скорости при $x > x_r$, где x_r — длина гидродинамической стабилизации, отклоняется от профиля Пуазейля не более чем на 0,6%. Если задавать температуру стенки цилиндра, отличную от температуры жидкости, например, $T_w(z) = 1500 \text{ K} > T_n$, то при достижении длины тепловой стабилизации температура жидкости практически совпадает с температурой стенки.

В случае турбулентного течения в трубе, как известно из [7], профиль средней скорости имеет более заполненный вид. Поэтому при численном интегрировании уравнений газовой фазы оказалось необходимым сгустить разностную сетку вблизи поверхности трубы для того, чтобы шаг разностной сетки в окрестности внутренней поверхности трубы был меньше толщины ламинарного подслоя. При $4 \cdot 10^3 < Re < 10^5$ и шаге сетки $\Delta y_{min} = 10^{-3}$ получено, что результаты численного решения задачи отличались от точного решения — экспериментальной кривой, взятой из [7], менее чем на 1%. Правильность численного решения уравнений для к-фазы проверялась путем повторения результатов работ [5, 12].

Режимы воспламенения и нестационарного горения стеклопластиковой трубы при вынужденной и смешанной конвекции окислителя

На практике возможна ситуация, когда необходимо использовать вентиляцию в аварийных условиях (стенки вентиляционной трубы прогреты до достаточно высокой температуры из-за пожара). В этом случае задача математически сводится к решению уравнений (2)—(11) с условиями (12)—(18). Если скорость течения достаточно велика, а труба расположена горизонтально, то можно пренебречь свободной конвекцией, для чего достаточно положить в уравнении (3) $g = 0$.

Расчеты показали, что если запас тепла и температура нагретой стенки невелики, то имеет место режим невоспламенения стеклопластиковой трубы, который характерен монотонным убыванием температуры с ростом времени в любом сечении трубы как в газовой, так и в конденсированной фазе. Такая ситуация реализуется, например, если температура внутри к-фазы в начальный момент времени всюду меньше температуры перехода T_{s*} .

Иная ситуация возникает, если начальная температура стеклопластика превышает T_{s*} . Здесь возникают два неклассических режима зажигания и нестационарного горения трубы. Результаты расчетов, иллюстрирующие первый режим зажигания, представлены на рис. 1. Графики получены при начальном распределении температуры в к-фазе и темпе-

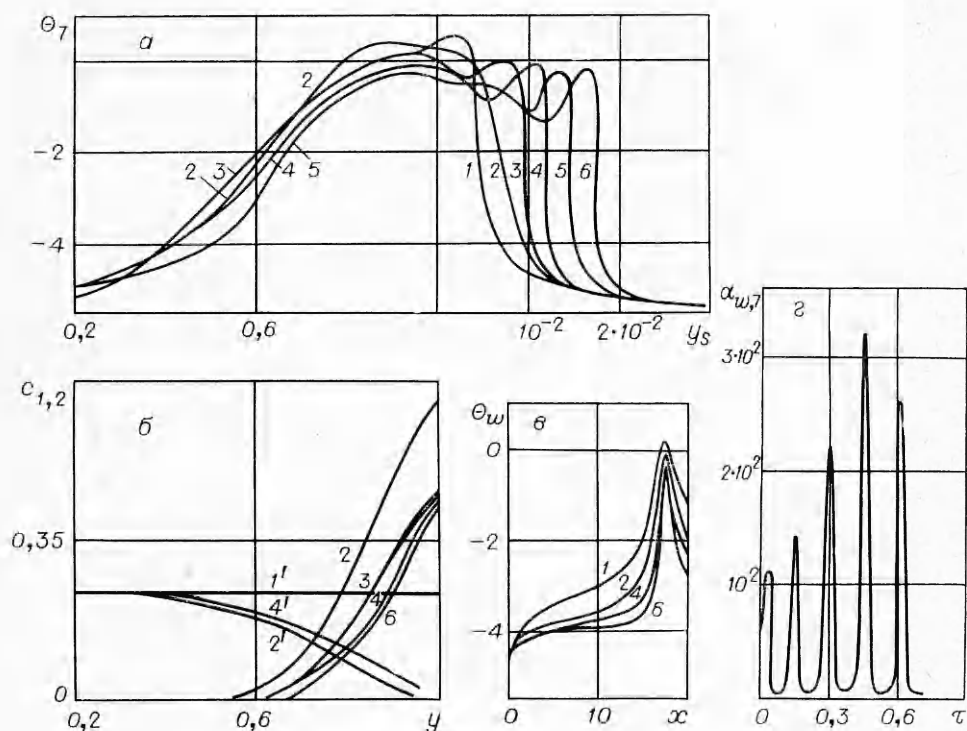


Рис. 1. Зависимости безразмерных полей температур (а), концентраций горючего и окислителя (б) от пространственной переменной y , температуры внутренней поверхности стенки трубы от продольной координаты x (в) в момент времени $\tau=0; 0,145; 0,179; 0,309; 0,468; 0,63$ (кривые 1—6 соответственно) и массовой скорости вдува продуктов пиролиза α_w в газовую фазу в седьмом сечении трубы в зависимости от времени при $g=0$ (г) (режим сопряженного зажигания первого рода). Профили концентраций кислорода помечены цифрами со штрихами, а водорода без штрихов.

ратуры поверхности Θ_{w1} (см. кривые 1 на рис. 1, а, в)¹ для различных моментов времени. Анализ температурных кривых, концентрации горючего и окислителя, массовой скорости вдува продуктов пиролиза α_w и скорости потока в пяти сечениях (рис. 2) позволяет считать, что в данном случае реализуется неклассический режим зажигания. В самом деле, в отличие от известных в литературе результатов [13] по зажиганию заранее перемешанных газов, температура на поверхности трубы и в газовой фазе в окрестности концевой сечения падает с ростом времени, но в некоторый момент это падение прекращается и устанавливается стационарная температура поверхности. Любопытно, что в стеклопластике возникает максимум температуры, который перемещается внутрь к-фазы. Положение максимума совпадает с фронтом коксования. Возникновение максимума температуры обусловлено тепловыделением, возникающим при синтезе кокса из продуктов разложения термореактивной смолы.

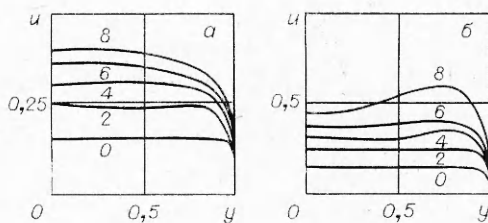


Рис. 2. Зависимость средней скорости течения газа в трубе в пяти сечениях (кривые 0, 2, 4, 6, 8) для вынужденной конвекции в моменты времени: $\tau=0$ (а) и $\tau=0,309$ (б).

¹ Кривые 3 и 5 имеют тот же тип, что и кривые 1, 2, 4, 6, и в целях ясности изображения опущены на рис. 1, в.

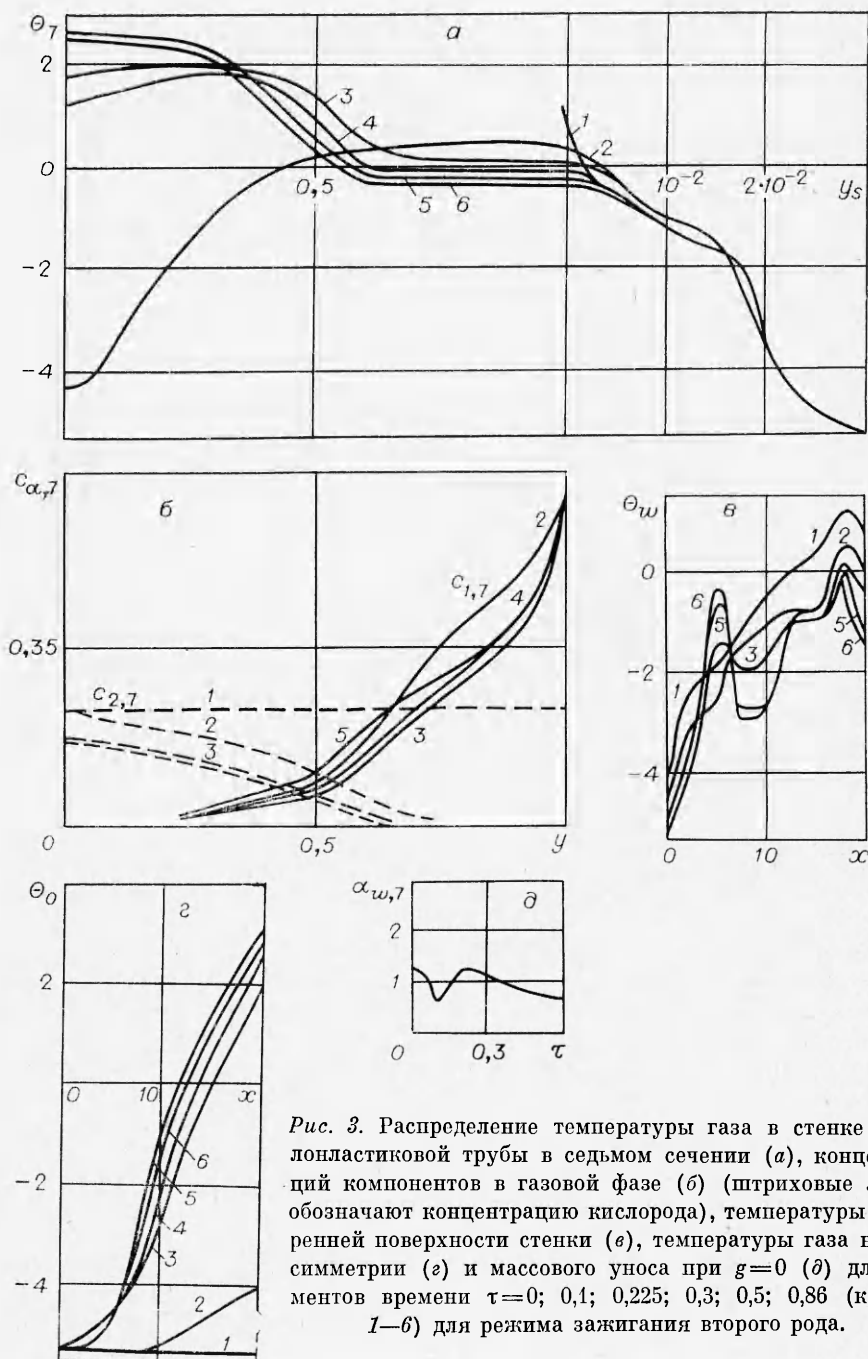


Рис. 3. Распределение температуры газа в стенке стеклонастиковой трубы в седьмом сечении (а), концентраций компонентов в газовой фазе (б) (штриховые линии обозначают концентрацию кислорода), температуры внутренней поверхности стенки (в), температуры газа на оси симметрии (г) и массового уноса при $g=0$ (д) для моментов времени $\tau=0; 0,1; 0,225; 0,3; 0,5; 0,86$ (кривые 1—6) для режима зажигания второго рода.

Из рис. 2 видно, что максимум средних скоростей потока реализуется в окрестности стенки трубы. Этот эффект обусловлен уменьшением плотности газа у стенки, вдувом легкого газа водорода со стенок трубы и сохранением массы газа в каждом сечении цилиндра. Этот результат согласуется с данными работы [14].

Поскольку зажигание продуктов пиролиза у стенки цилиндра обусловлено сопряженным (взаимосвязанным) тепло- и массообменом газовой

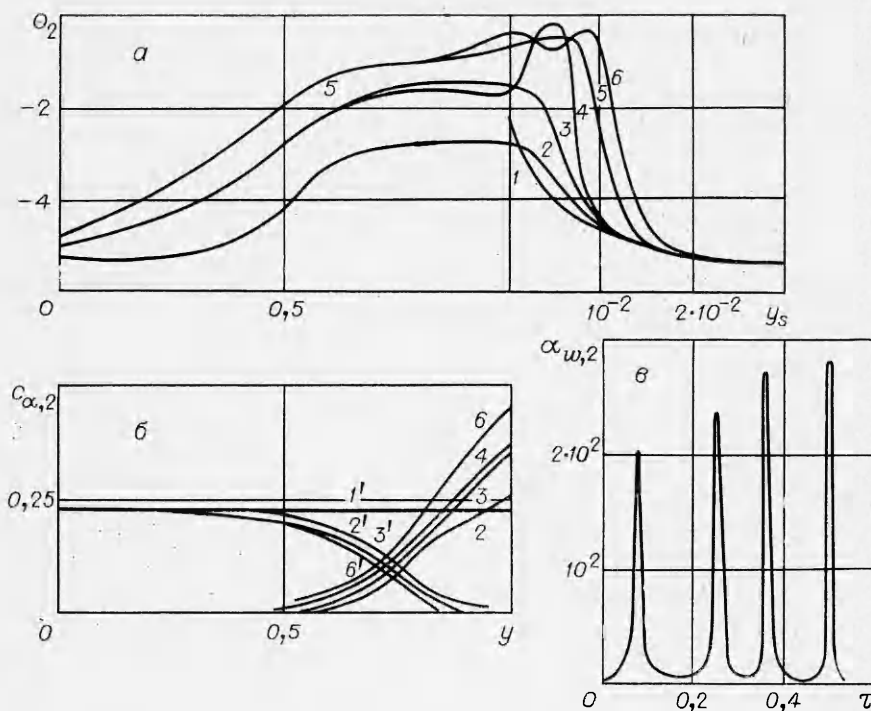


Рис. 4. Зависимость температуры, концентрации компонентов и массового уноса во втором сечении трубы при $g=0$ для аналогичных рис. 3 условий в случае режима непотухания.

и конденсированной фаз, то его целесообразно назвать режимом сопряженного зажигания первого рода.

Второй режим зажигания возникает, если запас тепла в к-фазе существенно выше, чем в первом случае. В результате пиролиза реализуется вдув газообразных продуктов разложения в поток, содержащий окислитель. На рис. 3 представлены профили температуры и концентрации по пространственной переменной y в седьмом сечении трубы, температуры внутренней поверхности и на оси симметрии цилиндра, а также массовый унос из к-фазы в зависимости от времени. Начальным распределением температуры внутри к-фазы и на внутренней поверхности стенки соответствуют кривые 1 на 3, а, в.

Анализ кривых рис. 3, а показывает, что запас тепла и температура стенки цилиндра достаточны, чтобы сначала произошло зажигание газообразных продуктов пиролиза, а затем в газовой фазе начался самоускоряющийся процесс распространения горения к оси симметрии трубы. В этом случае тепловыделение от экзотермической химической реакции окисления продуктов пиролиза превышает теплоотвод в результате поступления холодного воздуха вследствие вынужденной конвекции. В дальнейшем из-за теплоотдачи в холодный поток газа и выгорания горючих продуктов пиролиза и окислителя температура в окрестности стенки θ_w и оси симметрии падает (см. кривые 5, 6 на рис. 3, а). Легко видеть, что в данном случае имеют место неклассические режимы зажигания и нестационарного горения, которые обусловлены вдувом горючих продуктов пиролиза со стороны к-фазы, поступлением кислорода в зону реакции в результате диффузии конвекции и теплообмена между нагретой стенкой и холодным потоком воздуха. Такой режим зажигания возникает, если существует достаточно толстый прококсованный слой стеклопластика вдоль цилиндра. Поскольку он обусловлен сопряженным (взаи-

мовлияющим) тепло- и массообменом нагретого пластика и холодного потока воздуха, то его целесообразно назвать сопряженным режимом зажигания второго рода.

В некоторых сечениях, в частности во втором сечении трубы, температура на поверхности пластика сначала убывает, а затем возрастает с ростом времени (рис. 4, а). В этом случае также реализуется неклассический режим воспламенения, названный непотуханием [3]. Здесь рост θ_w и температуры в ее окрестности в пластике связан в основном с тепловыделением при коксовании (см. на рис. 4, а кривую 4).

Представляет интерес течение в цилиндре при наличии смешанной конвекции ($g \neq 0$). Как показали расчеты, типы режимов воспламенения остаются теми же, что и при $g = 0$. Для режима сопряженного зажигания первого рода при $Gr = 1,85 \cdot 10^5$ установлено, что максимум средних скоростей течения у стенки при наличии смешанной конвекции в те же моменты времени, что и на рис. 2, в соответствующих сечениях выше, чем при вынужденной. Последний эффект, по-видимому, связан с дополнительным влиянием свободной конвекции в окрестности нагретой стенки. Однако профили температур и концентраций в трубе сохраняют прежний вид в те же самые моменты времени, что и на рис. 1.

Поступила в редакцию
30/1 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Алексеев, А. М. Гришин. Курс лекций по аэротермохимии. Томск, Изд-во ТГУ, 1979.
2. А. М. Гришин, А. Я. Кузип. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
3. М. Гришин, Г. Н. Исаков и др. V Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву (тезисы докладов). Черноголовка, 1977.
4. Г. Н. Исаков, Г. Я. Мамонтов. — В сб.: Материалы региональной научно-практической конференции. Томск, Изд-во ТГУ, 1977.
5. А. М. Гришин. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений. Томск, Изд-во ТГУ, 1973.
6. А. С. Якимов. — В сб.: Исследование по гидродинамике и теплообмену. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1976.
7. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1969.
8. Г. А. Тирский. ИММ, 1969, 1.
9. E. S. Campbell, R. M. Fristrom. Chem. Rev., 1958, 58, 2.
10. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., Наука, 1975.
11. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
12. А. М. Гришин, А. С. Якимов. — В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 7, № 6, Новосибирск, ВЦ СО АН СССР, 1976.
13. Б. В. Алексеев, А. М. Гришин. Введение в аэротермохимию. Саратов. Изд-во Саратов. ун-та, 1978.
14. В. Д. Вилепский, Б. С. Петухов, Б. Е. Харин. ТВТ, 1969, 7, 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСЕЙ СЕРОУГЛЕРОДА С КИСЛОРОДОМ

Е. Б. Гордон, М. С. Дроздов, В. Ч. Бокун
(Черноголовка)

Главным проявлением разветвленной цепной реакции является возможность изотермического воспламенения при выполнении определенных критических условий на температуру, давление и состав реакционной смеси. Положение пределов самовоспламенения и величина времени