

Механизм влияния на пределы диффузионного горения исследованных нами ингибиторов носит иной характер. В работе [7] показано, что  $\text{CCl}_4$  влияет на пределы лишь как инертный разбавитель,  $\text{C}_2\text{F}_4\text{Br}_2$  проявляет, кроме этого, химический характер ингибирования. На наш взгляд, действие  $\text{C}_2\text{F}_4\text{Br}_2$  объясняется инертным разбавлением и увеличением теплопотерь излучением от пламени.

Для иллюстрации этой гипотезы проведено исследование влияния  $\text{C}_2\text{F}_4\text{Br}_2$  на пределы модельного диффузионного пламени пропана, а также сажеобразование и излучение на горелке типа Бурке — Шумана. Количество сажи определяли, откачивая отходящие от пламени газы сквозь пористый фильтр и взвешивая его. Фотометрию пламени в видимой области и измерение максимальной температуры пламени по спектру радикала  $\text{CN}$  осуществляли с помощью спектрометра ДФС-24. Предельная концентрация кислорода в окислителе при введении  $\text{C}_2\text{F}_4\text{Br}_2$  в пламя вместе с топливом (при расходе топлива  $1,5 \text{ см}^3/\text{с}$  и ингибитора  $1,1 \text{ см}^3/\text{с}$ ) меняется с 16 до 21%. Сажеобразование вблизи предела при введении ингибитора достигло  $140 \text{ мг/мин}$ . Неингибированное пламя пропана вблизи предела голубое и не образует сажи. Интересно отметить, что температура неингибированного пламени, на пределе определенная по вращательному спектру  $\text{CN}$ , составляет  $1510 \pm 50^\circ$ , ингибированного —  $1420 \pm 50^\circ\text{C}$ , излучение от ингибированного пламени на пределе при концентрации кислорода 21% составляет  $6,1 \text{ Вт}$  (при полном тепловыделении в предположении полного сгорания  $\sim 100 \text{ Вт}$ ).

Итак, при рассмотрении ингибирования диффузионных пламен необходимо учитывать возможный эффект, связанный с изменением светимости пламени, а не только химические эффекты или инертное разбавление пламени ингибиторами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Асеева, Г. Е. Заиков. Горение полимерных материалов. М.: Наука, 1981.
2. M. Sibulkin, M. W. Little and Kulkarni. J. Fire and Flammability, 1979, 10, 263.
3. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1977, 235, 5, 1410.
4. С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев, Л. Н. Стесик. — В кн.: Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черноголовка, 1980.
5. А. Д. Кокурин, В. Н. Виноградов. ЖПХ, 1979, 4, 1, 452.
6. K. Seshadri, F. A. Williams. Halogenated Fire Suppressants. ACS Symp. Series. Washington, 1975.
7. С. А. Аюпян. Канд. дис. ИХФ АН СССР, М., 1982.

УДК 536.46 : 536.42

#### ТЕПЛОВОЙ ВЗРЫВ В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

С. И. Худяев, А. М. Столин, С. В. Маклаков

(Черноголовка)

**Введение.** Задаче Стефана о фазовом превращении без объемных источников тепла посвящено много работ [1, 2]. В ряде случаев удается построить автомодельное аналитическое решение. При наличии объемных источников тепла помимо результатов общего математического характера [3] следует отметить анализ важных примеров задачи Стефана в теории горения. Модель Беляева — Зельдовича [4, 5] воспламенения некоторых конденсированных систем основана на представлении об их газификации под действием внешнего потока тепла. При этом считается, что химическая реакция и тепловыделение имеют место лишь в продуктах газификации, а конденсированное вещество ведет себя как инертное тело. Эти представления получили развитие в работе [6]. В [7, 8] изучалась роль фазовых превращений в процессе зажигания нагретой пластиной. Следует отметить, что в этих работах химическое тепловыделение способствует фазовому превращению.

В настоящей работе выполнено аналитическое решение стационарной задачи о тепловом взрыве плоского слоя вещества при протекании реакции нулевого порядка, в котором под воздействием переохлажденной стенки происходит фазовый переход (например, отверждение) с прекращением в новой фазе химической реакции. Здесь химическое тепловыделение и фазовый переход являются конкурирующими процессами, обуславливающими интересные особенности задачи. В работе показана возможность нескольких (до трех) стационарных состояний с различным положением границы фаз. Рассчитаны нижнее и верхнее критические значения параметра Франк-Каменецкого [9]. Верхнее критическое условие — это предел теплового взрыва, а нижнее — установление фазового фронта внутри слоя.

**Постановка задачи.** Пусть между двумя параллельными стенками  $x = 0$  и  $x = h$  находится слой вещества при температуре  $T$ , выше температуры фазового перехода  $T_*$ . В объеме вещества протекает экзотермическая химическая реакция нулевого порядка. Стенка  $x = 0$  считается теплонепроницаемой. На другой стенке  $x = h$  в начальный момент времени температура мгновенно понижается до  $T_0 < T_*$ , которая в дальнейшем поддерживается постоянной.

В результате переохлаждения ( $\Delta T = T_0 - T_*$ ) у этой стенки происходит фазовый переход первого рода с выделением тепла. За счет отвода избытка тепла фазовый фронт движется внутрь слоя. В образующейся новой фазе вещества химическая реакция отсутствует. Пренебрегаем и массообменными эффектами. Для случая затвердевания металлов такое приближение справедливо, например, в кинетической стадии процесса, обусловленной наличием переохлаждения  $\Delta T$  на поверхности зародыша [10].

Математически задача сводится к решению следующих уравнений:

$$\begin{aligned} c_1 \rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda_1 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad T > T_*, \\ c_2 \rho_2 \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad T < T_*, \\ x = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial x} &= 0, \quad x = h: \quad T = T_0, \\ x = x_*: \quad T &= T_*, \quad Q_0 \rho_1 \frac{\partial x_*}{\partial t} + \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_*-0} = \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_*+0}. \end{aligned}$$

Здесь  $c_1, c_2, \rho_1, \rho_2, \lambda_1, \lambda_2$  — соответственно теплоемкости, плотности и коэффициенты теплопроводности фаз;  $Q, k_0, E$  — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации реакции;  $R$  — газовая постоянная;  $Q_0$  — теплота фазового перехода;  $x, t$  — пространственная координата и время;  $x_*$  — координата фазового фронта.

Начальное распределение температуры не задается, поскольку цель дальнейшего — исследование стационарной задачи, которая в безразмерных переменных

$$\Theta = \frac{E(T - T_*)}{RT_*^2}, \quad \xi = \frac{x}{h} \quad (1)$$

и в приближении экспоненты по Франк-Каменецкому [9] принимает вид:

$$\Theta'' + \delta \exp \Theta = 0, \quad \Theta > 0; \quad \Theta'' = 0, \quad \Theta < 0, \quad (2)$$

$$\xi = 0: \quad \Theta' = 0; \quad \xi = 1: \quad \Theta = \Theta_0, \quad (3)$$

$$\xi = \xi_*: \quad \Theta = 0, \quad \Theta'_- = \lambda \Theta'_+. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda = \lambda_2/\lambda_1$ ;  $\Theta_0 = E(T_0 - T_*)/RT_*^2 < 0$ ;  $\delta = h^2 \frac{Q}{\lambda_1} \frac{E k_0}{RT_*^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right)$ ;

$\Theta'_+, \Theta'_-$  — предельные значения  $\Theta'$  справа и слева в точке  $\xi_* = x_*/h$ . Адиабатическая стенка при  $\xi = 0$  позволяет эту постановку трактовать и как

задачу в полосе  $-1 < \xi < 1$  с симметричными граничными условиями при  $\xi = \pm 1$ .

**Решение стационарной задачи.** Из уравнений (2), (3) имеем: в области  $\xi_* < \xi < 1$

$$\Theta = \frac{\Theta_0}{1 - \xi_*} (\xi - \xi_*), \quad \Theta' = \frac{\Theta_0}{1 - \xi_*}, \quad (5)$$

в области  $0 < \xi < \xi_*$  [9]

$$\Theta = \ln \frac{a}{\text{ch}^2(b + \xi \sqrt{a\delta/2})}, \quad \Theta' = -\sqrt{2a\delta} \text{th}(b + \xi \sqrt{a\delta/2}), \quad (6)$$

Из граничного условия при  $\xi = 0$  сразу получаем одну из констант интегрирования:  $b = 0$ , так что для определения другой константы и точки фазового перехода  $\xi_*$  из условий (4) получаем соотношения

$$a = \text{ch}^2 \xi_* \sqrt{a\delta/2}, \quad (7)$$

$$-\frac{\lambda \Theta_0}{1 - \xi_*} = \sqrt{2a\delta} \text{th}(\xi_* \sqrt{a\delta/2}). \quad (8)$$

Соотношение (8) имеет ясный физический смысл теплового баланса: левая часть выражает общее количество тепла, которое отводится из области  $\xi < \xi_*$ , а правая — общее количество тепла, которое выделяется в этой области. С помощью (7) соотношение (8) легко представить в виде

$$-\frac{\lambda \Theta_0}{1 - \xi_*} = \sqrt{2\delta} \sqrt{a - 1}, \quad (9)$$

а для  $\xi_*$  из (7) имеем

$$\sqrt{\delta/2} \xi_* = 1/\sqrt{a} \cdot \ln(\sqrt{a} + \sqrt{a-1}). \quad (10)$$

Уравнение (9) удобно анализировать относительно величины  $q = \sqrt{a-1}$ , пропорциональной количеству выделившегося тепла. Если еще ввести параметры

$$r = \sqrt{\delta/2}, \quad s = -\lambda \Theta_0/2, \quad (11)$$

то выражение (10) для  $\xi_*$  дает

$$\xi_* = \frac{1}{r} \frac{\ln(q + \sqrt{1+q^2})}{\sqrt{1+q^2}}, \quad (12)$$

а уравнение (9) переписывается в виде

$$s/(1 - \xi_*) = rq. \quad (13)$$

В дальнейшем через  $q_-, q_+$  будем обозначать соответственно левую и правую части уравнения (13), которое легко разрешить относительно  $r$ :

$$r = \frac{1}{q} [s + \varphi(q)], \quad \varphi(q) = \frac{q}{\sqrt{1+q^2}} \ln(q + \sqrt{1+q^2}). \quad (14)$$

Выражение (14) совместно с формулами (ср. (5), (6), (11), (12))

$$\xi_* = \varphi(q) [s + \varphi(q)]^{-1}, \quad (15)$$

$$\Theta = \begin{cases} -\frac{2s}{\lambda} (\xi - \xi_*) / (1 - \xi_*), & 1 > \xi > \xi_*, \\ \ln \frac{1+q^2}{\text{ch}^2(\xi r \sqrt{1+q^2})}, & 0 < \xi < \xi_* \end{cases} \quad (16)$$

можно рассматривать как параметрическое решение задачи. Таким образом, при любых значениях параметров  $q > 0, s > 0$  однозначно находится  $r$  и соответствующее решение  $\xi_*, \Theta$ . Замечая, что  $r \rightarrow \infty$  при  $q \rightarrow 0, r \rightarrow 0$  при  $q \rightarrow \infty$ , можем заключить, что при любых значениях  $r > 0, s > 0$  (в частности, при любом  $\delta > 0$ ) существует решение задачи, определяемое

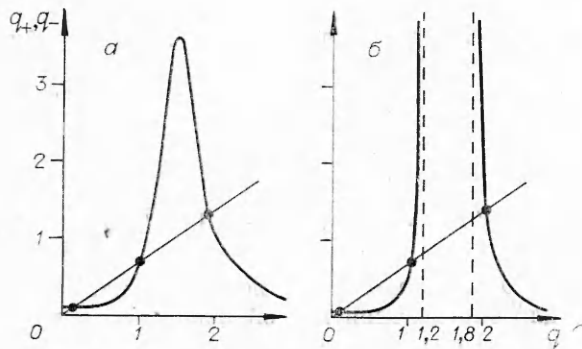


Рис. 1.

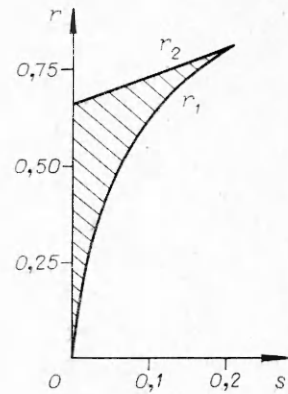


Рис. 2.

формулами (14)—(16). При этом в некоторой области изменения параметра  $s$  зависимость  $r$  (см. (14)) оказывается немонотонной. Тем самым относительно исходных параметров  $r$  или  $\delta$  решение задачи оказывается неединственным.

**Анализ уравнения  $q_+ = q_-$ .** При фиксированном  $r$  функция (12) может не удовлетворять неравенству  $\xi_* < 1$ . Поэтому функция  $q_-$  в левой части (13) может иметь особенности. Максимум функции  $\xi_*$  находится из условия  $\xi_*' = 0$ , которое приводит к уравнению  $rq\xi_* = 1$  или

$$\ln(q + \sqrt{1 + q^2}) = 1/q \cdot \sqrt{1 + q^2}. \quad (17)$$

Это уравнение имеет единственный корень  $q_0$ , причем

$$q_0 = r_0^{-1}, \quad 2r_0^2 = \delta_{кр} = 0,878, \quad r_0 = 0,662, \quad (18)$$

т. е.  $2r_0^2$  — хорошо известный критический параметр Франк-Каменецкого [9] из теории теплового взрыва. Из  $r\xi_*q_0 = 1$  для точки максимума имеем

$$\xi_{* \max} = r/r_0. \quad (19)$$

Следовательно, при  $r < r_0$  функция теплоотода  $q_-$  имеет вертикальные асимптоты в некоторых точках  $q', q''$ , в области  $q' < q < q''$  функция  $q_-$  отрицательна; на рис. 1, б изображена положительная часть графика  $q_-$  ( $r = 0,65, s = 0,02$ ). При  $r > r_0$  функция  $q_-$  не имеет особенностей. График  $q_-$  для этого случая приведен на рис. 1, а ( $r = 0,67, s = 0,04$ ). Максимум функции  $q_-$  (см. (13)) достигается в точке  $q_0 = r_0^{-1}$  и равен  $sr(r - r_0)^{-1}$ . В обоих случаях в зависимости от параметра  $s$  ( $r$  считаем фиксированным) возможна ситуация, изображенная на рис. 1, а, б, когда функция тепловыделения  $q_+$  в трех точках пересекает график функции  $q_-$ . Каждая точка пересечения определяет по формулам (15), (16) некоторое решение задачи.

В обоих случаях, изображенных на рис. 1, увеличение параметра  $s$  приводит к слиянию в точке касания, а затем исчезновению пары нижнего и среднего решений. С уменьшением же  $s$  при  $r > r_0$  происходит слияние и исчезновение пары верхнего и среднего решений, а в случае  $r < r_0$  все три решения сохраняются. Таким образом, в задаче существуют два критических условия вида

$$r = r_1(s), \quad r = r_2(s), \quad (20)$$

выражающих соответственно условия исчезновения нижнего и верхнего решений путем слияния со средним.

**Расчет критических условий.** Для расчета критических условий (20) необходимо равенство  $q_+ = q_-$  дополнить требованием касания этих кривых. Приравнявая производные  $q_+', q_-'$  и используя равенство  $q_+ = q_-$ , приходим к следующему равенству для определения точек касания:

$$q^2(1 - rq) = s. \quad (21)$$

В области  $q > 0$  левая часть (21) достигает максимального значения  $4/(27r^2)$  при  $q = 2/3 \cdot r$ . Следовательно, касание  $q_+$ ,  $q_-$  возможно при условии

$$sr^2 \leq 4/27. \quad (22)$$

При выполнении строгого неравенства (22) уравнение (21) определяет две точки касания  $q_1$ ,  $q_2$ , которые можно найти приближенно в виде асимптотических разложений по степеням  $r\sqrt{s}$  величин  $q_1/\sqrt{s}$  и  $rq_2$

$$q_1 = \sqrt{s} \left( 1 + \frac{r\sqrt{s}}{2} + \frac{5}{9}r^2s + \dots \right), \quad (23)$$

$$q_2 = 1/r \cdot (1 - r^2s - r^4s^2). \quad (24)$$

Неравенство (22) свидетельствует о малости параметра  $r\sqrt{s}$ , и такие разложения правомерны.

Подстановка  $q_1$  и  $q_2$  в равенство  $q_+ = q_-$  приводит соответственно к критическим условиям  $r_1(s)$ ,  $r_2(s)$ . Опуская детали вычислений, приведем асимптотические формулы для  $r_1(s)$ ,  $r_2(s)$  при малых значениях  $s$ :

$$r_1(s) = 2\sqrt{s}(1 - s/3 - \dots), \quad (25)$$

$$r_2(s) = r_0(1 + s + \dots). \quad (26)$$

Надо сказать, что  $r_1(s)$ ,  $r_2(s)$  имеют смысл критических условий лишь в области  $r_1(s) < r_2(s)$ , т. е. при достаточно малых  $s$  ( $s < s_* \approx 0,21$ ), когда (25), (26) справедливы. При возрастании  $s$   $r_1$  и  $r_2$  сливаются и исчезают, решение задачи становится единственным при любом  $r$ . Область неединственности существует при малых  $s$  и определяется неравенствами  $r_1(s) < r < r_2(s)$ . На рис. 2 в плоскости параметров  $r$  и  $s$  приведены зависимости  $r_1(s)$ ,  $r_2(s)$ , рассчитанные по формулам (25), (26). Область неединственности заштрихована. Вне этой области стационарное решение единственно.

Интересно рассчитать также критическое положение фазового фронта  $\xi_+$  при  $r = r_1(s)$  и  $r = r_2(s)$  соответственно. Для этого надо в выражение (15) подставить соответственно  $q_1(s)$  и  $q_2(s)$ , получающиеся при подстановке  $r_1(s)$  в (23) и  $r_2(s)$  в (24):

$$\xi_{*1} = 1/2 \cdot \left( 1 + \frac{2}{3}s + \dots \right), \quad (27)$$

$$\xi_{*2} = 1 - s + \dots \quad (28)$$

**Обсуждение результатов.** Положение фазового фронта  $\xi_*$  можно трактовать как глубину фазового превращения. Исследование ее зависимости от параметров задачи  $r$ ,  $s$  составляет один из основных результатов работы. На рис. 3 представлена связь между  $r$  и  $\xi_*$ , рассчитанная по формулам (14), (15) для двух значений  $s$ .

Видно, что прямая  $s = 0,21$  проходит в области единственного решения и зависимость  $r(\xi_*)$  (или  $\xi_+(r)$ ) монотонна. Прямая  $s = 0,04$  пересекает область неединственности решения. Соответственно этому зависимость  $r(\xi_+)$  немонотонна. Ее экстремумы совпадают с критическими значениями  $r_1(s)$ ,  $r_2(s)$  (см. (25), (26)) и достигаются соответственно в точках  $\xi_{*1}$ ,  $\xi_{*2}$  (см. (27), (28)).

Физический смысл  $\xi_*$  допускает следующее рассуждение. При фиксированной степени переохлаждения стенки (заданном  $s$ ) рост тепловыделения (увеличение  $r$  или  $\delta$ ) затрудняет фазовый переход и должно привести к увеличению  $\xi_+$ . Отсюда важный вывод, не претендующий, впрочем, на математическую строгость: реальный физический смысл имеют лишь те кривые  $r(\xi_*)$  (или участки кривых), где эта зависимость возрастающая. Убывающие кривые (или участки кривых), по всей видимости, соответствуют неустойчивым стационарным состояниям. В области единственного решения кривая  $r(\xi_*)$  всегда убывает (см. рис. 3), следова-

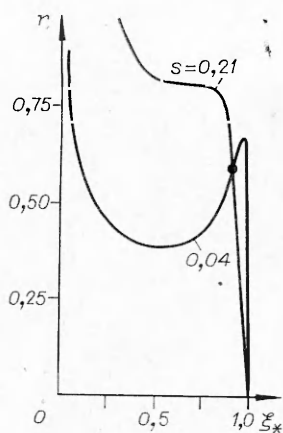


Рис. 3.

При малых  $s$  сопоставление (26) и (28) подтверждает эту связь. Согласно (26) и (28),  $r_2(s) \rightarrow r_0$ ,  $\xi_{*2} \rightarrow 1$  при  $s \rightarrow 0$ , и имеем обычную задачу о тепловом взрыве. Возрастание  $r_2(s)$  (см. (26) и рис. 2) и формула (29) показывают, что фазовый переход ухудшает условия теплового взрыва через уменьшение реакционного объема, т. е.  $\xi_*$ .

Нижнее критическое значение  $r_1(s)$  не связано с нелинейностью тепловыделения в задаче (2), а лишь с его величиной (оно появляется, например, и для постоянного источника тепла), и выражает условие установления двухфазного состояния с  $0 < \xi_* < 1$ .

При увеличении  $s$  величины  $r_1(s)$ ,  $r_2(s)$  сближаются. Их слияние и исчезновение, согласно (25), (26), происходит при  $s = 0,21$ . Приближения (27), (28) для  $\xi_{*1}$ ,  $\xi_{*2}$  остаются, однако, далекими при  $s = s_* = 0,21$ . Это говорит о более сложном поведении этих величин в окрестности  $s = s_*$ , связанном с наличием плато на кривой  $s(\xi_*)$  при  $s = s_*$  (см. рис. 3).

Отсутствие устойчивого стационарного состояния при  $r < r_1(s)$ ,  $r > r_2(s)$ , а также при любом  $r$  (если  $s > s_*$  показывает, что при малых  $r$  химическое тепловыделение не способно уравновесить процесс остывания, и фазовое превращение проходит до конца, а при больших  $r$  система воспламеняется, и фазовый переход практически не развивается). Существует критическое значение  $r = r_{кр}(s)$ , разделяющее эти режимы и при  $s > s_*$ , нахождение которого требует решения нестационарной задачи.

Малые степени переохлаждения стенки ( $s < s_* \approx 0,2$ ), при которых возможно устойчивое стационарное состояние, все же оказывают достаточно сильное влияние на характеристики воспламенения. Так при  $s \approx s_*$  критический параметр Франк-Каменецкого увеличивается в 1,56 раза по сравнению с  $s = 0$  (см. (28), (29)).

Стационарный подход, развитый в настоящей работе, имеет свои ограничения. В общем случае взаимодействие процессов химического тепловыделения и фазового перехода зависит, конечно, и от теплоты фазового превращения  $Q_0$ . Например, при больших  $Q_0$  скорость фазового фронта незначительна и воспламенение будет происходить во всем объеме, т. е. в этом предельном случае нет зависимости  $\delta_{кр}$  от  $s$ . Точно так же  $Q_0$  не может быть настолько малой, когда химическое тепловыделение не будет успевать уравновесить перемещение фазового фронта. Анализ безразмерных параметров позволяет сформулировать необходимое условие применимости стационарного подхода в следующем виде:

$$\gamma \sim 1, \quad \gamma = \frac{c_1 RT_*^2}{Q_0 E}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
2. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
3. О. А. Олейник. Докл. АН СССР, 1960, 135, 5, 1054.

4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12.
5. А. Ф. Белов. ЖФХ, 1938, 12, 93.
6. В. Б. Либрович. ПМТФ, 1963, 6, 74.
7. А. М. Гришин. ПМТФ, 1966, 5, 25.
8. В. И. Лисицкий, К. В. Прибыткова. ФГВ, 1968, 4, 4, 501.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
10. Л. И. Иванов, В. С. Земсков и др. Плавление, кристаллизация и фазообразование в невесомости. М.: Наука, 1979.

УДК 536.46 : 541.6

## О ПРЕДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ГЕЛИЕВО-КИСЛОРОДНОЙ И АЗОТНО-КИСЛОРОДНОЙ СРЕДАХ

*В. А. Меркулов, В. М. Николаев, К. П. Кузьменко  
(Балашиха)*

Изучение предельных условий распространения пламени — одна из важнейших задач теории горения — может служить научной основой для установления противопожарных норм при использовании изделий из полимерных материалов.

В настоящей работе представлены результаты исследований предельной концентрации кислорода, под которой понимается то минимальное содержание кислорода в газовой смеси, ниже которой самостоятельное горение полимерных материалов невозможно. Исследования проводили в гелиево-кислородной и азотно-кислородной смесях в диапазоне давлений  $p = 0,04 \div 5,0$  МПа.

Экспериментальная установка состояла из вертикально расположенной цилиндрической камеры диаметром 200 и высотой 500 мм, снабженной окном для наблюдения и обрудованной системами вакуумирования и заполнения смесями требуемого состава при заданном давлении. Образец исследуемого материала устанавливался в центре камеры и зажигался электроспиралью, которая затем отводилась из зоны горения. Объемный расход газовой смеси через установку составлял 1,5 л/с, что позволяло удалить из камеры продукты горения и поддерживать требуемую концентрацию кислорода. Давление в камере измерялось образцовыми манометрами, а объемная концентрация кислорода  $C$  — газоанализатором ГХП-3М.

Предельная концентрация кислорода  $C_{пр}$  в смеси при заданном давлении в камере определялась в процессе плавного повышения концентрации кислорода до величины, при которой горение образца происходило без источника зажигания. Каждое значение  $C_{пр}$  для заданного  $p$  определялось как наименьшее по результатам пяти экспериментов. При определении зависимости  $C_{пр}$  от  $p$  газовой смеси исследовано несколько материалов различной структуры и физико-химических свойств. Образцы резины и полиметилметакрилата (ПММА) имели размеры  $200 \times 10 \times 4$  мм, а хлопчатобумажной ткани и бумаги —  $200 \times 400$  мм. Вес одного квадратного метра хлопчатобумажной ткани и бумаги составлял соответственно 147 и 62 г. Образцы устанавливались вертикально и зажигались снизу.

Из полученных данных, представленных на рис. 1, следует, что  $C_{пр}$  при увеличении  $p$  снижается. Характер изменения  $C_{пр}$  для всех материалов при росте давления подобен и не зависит от их физико-химических свойств. Однако можно отметить значительное расхождение абсолютных значений  $C_{пр}$  при изменении вида инертного разбавителя в смеси. Обработка результатов эксперимента позволила установить, что в азотно-кислородной среде  $C_{пр}$  для ПММА снижается на 18,7% при изменении  $p$  от 0,1 до 4,0 МПа, а замена азота на гелий снижает  $C_{пр}$  ПММА на 40,5%.