

что такой подход будет строгим лишь для плоской задачи ($v=0$), если расширение газа происходит при постоянном давлении, а теплопроводность $\lambda \sim T$. Более аккуратный учет теплового расширения при $p = \text{const}$ внесет новый качественный эффект: действие теплового импульса $\mathcal{E}\delta(r)$ дает пустую в пределе полость радиуса

$$R_0 \sim (3\mathcal{E}/4\pi c_p \rho_+ T_+)^{1/3},$$

в которой $T \rightarrow \infty$. При этом предположение $p = \text{const}$ справедливо лишь в том случае, когда гидродинамическое время процесса намного меньше характерного времени воспламенения.

*Научно-исследовательский институт
прикладной математики и механики
при Томском государственном университете*

*Поступила в редакцию
28/II 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1973, 208, 1.
2. В. С. Баушев, В. Н. Виллюнов, А. М. Тимохин. Труды НИИ ПММ, № 4, Томск, Изд-во ТГУ, 1973.
3. Я. Б. Зельдович, Н. Н. Симонов. ЖФХ, 1949, 23, 11.
4. В. Н. Виллюнов. ФГВ, 1968, 4, 4.
5. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. В сб.: Гидромеханика. Итоги науки, ВИНТИ АН СССР, 1966.
6. И. К. Селезнева. В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
7. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонация газов. М., Изд-во АН СССР, 1944.

УДК 662.612.32+541.12.62

О РЕЖИМАХ ГЕТЕРОГЕННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА В ПОТОКЕ ГАЗООБРАЗНОГО ОКИСЛИТЕЛЯ

А. М. Гришин, Г. Н. Исаков

В работе [1] экспериментально исследовано гетерогенное воспламенение ПММА (полиметилметакрилата) в атмосфере неподвижного кислорода. На основе полученных характеристик воспламенения и теоретических формул проведен расчет термокинетических постоянных реагирующей системы ПММА+O₂ в определенных диапазонах изменения температур и давлений газообразного кислорода. Однако специфика и сложность проводимых экспериментов не позволили детально изучить механизм воспламенения.

В данной работе в условиях теплообмена между полусферическим образцом ПММА и набегающим потоком нагретого газообразного окислителя исследуются закономерности воспламенения путем непосредственного измерения необходимых параметров и дается сравнение одного из наблюдаемых режимов воспламенения с теорией гетерогенного воспламенения.

Методика проведения экспериментов

Экспериментальная установка отличается от ранее описанных [2, 3] тем, что блок подогрева газового потока, представляющий собой кварцевую трубку диаметром $3 \cdot 10^{-2}$ м и толщиной стенки $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ м с намотанной ленточной спиралью из жаропрочного сплава, может передвигаться в горизонтальном направлении. Это дает возможность в сочетании с быстродействующими автоматическими весами дополнительно к характеристикам воспламенения измерять унос массы образца в условиях обдувания потоком газообразного окислителя. Определение этой характеристики совместно с проведением киносъемки процессов воспламенения и горения позволит рассчитывать скорость массового уноса $(\rho v)_w$ в зависимости от времени t , что дает важную информацию о механизме процессов, протекающих на поверхности реагирующего твердого тела.

Автоматические быстродействующие весы — это весы коромыслового типа [4], на одном конце которых устанавливается исследуемый образец, а другой цепляется за тензодатчик. Тензодатчик состоит из металлической проволоки диаметром $10 \div 30 \cdot 10^{-6}$ м, натянутой между двумя жестко скрепленными основаниями из текстолита и помещенной с целью исключения влияния электромагнитных и температурных полей в металлическую оболочку, которая экранирована от действия газового потока специальной перегородкой. Тензодатчик включен в плечо измерительного моста, сигнал разбаланса с которого при упругих деформациях проволочки усиливается тензостанцией, а затем записывается вместе с метками времени на светолучевом осциллографе Н-700 (Н-115). Предлагаемая конструкция весов позволяет производить измерения с относительной погрешностью $\sim 2,6-3,0\%$ и с регистрируемой максимальной чувствительностью $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ кг/м на фотобумаге шириной 0,12 м. Чувствительность весов может быть повышена удлинением плеч коромысла до определенных пределов [4] и применением сдвоенных измерительных мостов [5].

Образцы в виде полусферы имели диаметры 10; 12 и $14 \cdot 10^{-3}$ м. Поверхность полусфер обрабатывалась по 7 классу точности (высота микронеровностей не превышает $\sim 10^{-5}$ м). С помощью специального клея (ПММА+растворитель) образцы наклеивались на торцы цилиндрических державок из асбоцемента и просушивались в термошкафе при температуре 50°C в течение 2—3 суток. Края полусфер и цилиндрических державок при наклеивании тщательно совмещались, так как их несовпадение изменяет аэродинамику потока и существенно влияет на время воспламенения. Эксперимент проводился в следующем порядке. Центральная часть коромысла весов, на одном конце которого устанавливается державка с образцом, с помощью винтов совмещается с осью кварцевой трубы. Затем блок подогрева установки надвигается на образец с одновременным открытием заслонки. Время ввода образца в полость трубы составляет $\sim 0,2-0,3$ с. После проведения эксперимента блок нагрева газового потока перемещается в первоначальное положение, закрывается заслонка и гасится образец. Тарировка весов производится сразу же после эксперимента путем нагружения погашенного образца микрогрузами. Следует от-



Рис. 1. Изменение массы образца ПММА и скорости массового уноса во времени в набегающем потоке кислорода при $C_e=0,98$; $\beta \approx 300$ с $^{-1}$ и температурах газа $1140(1)$ и 1110 К (2).

метить, что совмещение центральных осей трубы и коромысла дает возможность пренебречь влиянием аэродинамической подъемной силы на измеряемую величину Δm (Δm — изменение массы образца с ростом времени при скоростях потока газа до 5 м/с; см. участки кривых 1 и 2 на рис. 1 после момента ввода образца).

Известно [6, 7], что тепломассообмен ПММА с высокотемпературным газовым потоком характеризуется наличием на поверхности образца жидкой пленки расплава, которая может течь под действием касательных напряжений на границе раздела сред. Визуальные наблюдения на поверхности образцов в процессе нестационарного нагрева, а также микроскопическое исследование невоспламенившихся образцов показали, что образование оплавленного слоя¹ происходит до момента воспламенения. С увеличением времени воспламенения увеличивается толщина прогретого слоя полимера и в толще расплава появляются газоподобные пузырьки продуктов разложения, которые увеличиваются в размерах, всплывают и лопаются на поверхности раздела сред. Происходит как бы «кипение» полимерного материала, в результате чего унос массы существенно увеличивается (рис. 1, 2).

Многочисленные гравиметрические измерения показали, что до времени воспламенения $t_* \sim 3$ с унос массы ПММА в предвоспламенительный период незначителен и сопоставим с погрешностью измерений (см. рис. 1, 1) независимо от содержания кислорода в набегающем газовом потоке. Та часть продуктов разложения, которая испаряется с поверхности, сносится потоком окислителя.

Возникает вопрос о возможном воспламенении в газовой фазе продуктов разложения ПММА. Для ответа на него проведем оценку нижнего концентрационного предела воспламенения мономера в условиях обтекания образца газообразным кислородом, подобно тому, как это было сделано в случае неподвижной атмосферы [1]. Условия проведения всех экспериментов таковы, что в окрестности полусферического образца при обдувании образуется ламинарный пограничный слой газа ($80 < Re < 700$), поэтому массовую концентрацию мономера в пограничном слое определим по формуле

$$C_{\text{ММА}} = (\rho v)_w / \rho_{\text{см}} \cdot \bar{u}, \quad (1)$$

где $(\rho v)_w$ — скорость массового уноса; $\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u dy$ — среднеинтегральная скорость газовой смеси в пограничном слое; δ — толщина динамического пограничного слоя. Плотность смеси из уравнения состояния

$$\rho_{\text{см}} = p_{\text{см}} / RT_w (C_{\text{ММА}} / M_{\text{ММА}} + C_1 / M_1), \quad (2)$$

где $p_{\text{см}}$ — давление в смеси газообразных продуктов, которое в экспериментах совпадало с атмосферным; R — универсальная газовая постоянная; T_w — температура поверхности раздела сред; $C_{\text{ММА}}$, $C_1 = 1$ — $C_{\text{ММА}}$, $M_{\text{ММА}}$, M_1 — массовые концентрации и молекулярные веса мономера и кислорода соответственно.

Для примера оценим концентрационный предел воспламенения в газовой фазе в одном из экспериментов (см. рис. 1, 1). Скорость массового уноса образца ПММА к моменту воспламенения $t_* = 2,4$ с незначительна и составляет

$$(\rho v)_w = \Delta m / S \cdot t_* \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}), \quad (3)$$

¹ Этот вывод согласуется с результатами работы [8], где предложен способ полировки поверхности изделий из ПММА высокотемпературной струей, истекающей из пропано-кислородной горелки.

где S — поверхность полусферы. Если скорость на внешней границе пограничного слоя $u_e \geq 1$ м/с, а плотность $\rho_e = 0,337$ кг/м³, то параметр вдува $B = (\rho v)_w / \rho_e u_e \leq 0,3$. Тогда, согласно [9], среднеинтегральная скорость смеси в пограничном слое $\bar{u} \geq 0,5 u_e$. Оценки по формулам (1) — (3) показывают, что к моменту $t_* = 2,4$ с при $T_w \approx 600$ К; $p_e = 10^5$ Н/м²; $M_1 = 32$ кг/кмоль; $M_{\text{ММА}} = 100$ кг/кмоль и $B \leq 0,3$ молярная концентрация мономера в пограничном слое составляет $x_{\text{ММА}} \leq 0,2\%$. Это ниже концентрационных пределов воспламенения с кислородом некоторых углеводородных соединений, аналогичных по строению продуктам разложения ПММА [10].

Таким образом, проведенные гравиметрические изменения и оценка нижнего концентрационного предела дают возможность предполагать, что термоокислительный процесс взаимодействия кислорода из набегающего газового потока с ПММА при малых временах воспламенения ($t_* < 3$ с при $C_e = 0,23 \div 0,98$; $u_e = 1 \div 5$ м/с и $T_e > 1140$ К) происходит на поверхности жидкой пленки расплава и носит в основном гетерогенный характер. Это утверждение согласуется с результатами работ [11, 12].

Результаты экспериментального исследования

По методике [3] были определены времена воспламенения t_* с погрешностью $\sim 0,05$ с в зависимости от параметров набегающего потока окислителя. На рис. 2 приведены зависимости t_* от температуры T_e на внешней границе пограничного слоя при фиксированном аэродинамическом параметре $\beta_x = 3/2 \cdot u_e / r_w$, где r_w — радиус полусферы. Анализ показывает, что t_* экспоненциально зависит от T_e , причем при $t_* > 2-3$ с ($T_e < 1140$ К) наблюдается более резкое возрастание t_* с уменьшением T_e . Этот факт, по-видимому, обусловлен сменой механизма термоокислительной деструкции ПММА в потоке нагретого газообразного окислителя. Действительно, при таких условиях теплообмена скорость массового уноса в основном определяется объемной реакцией пиролиза ПММА («кипением» в слое расплава) и испарением, в результате чего в окрестности лобовой критической точки имеет место газофазное воспламенение и последующее горение мономера (ведущая стадия процесса воспламенения переходит в газовую фазу).

Была также исследована зависимость t_* от β_x при фиксированной T_e . Результаты представлены на рис. 3. В режиме гетерогенного воспламенения, который изучался ранее теоретически [7] и экспериментально [12], t_* монотонно уменьшается с увеличением β_x до 900 с⁻¹. Этот режим целесообразно в дальнейшем называть нормальным режи-

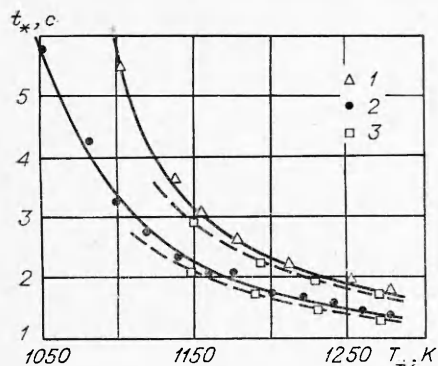


Рис. 2. Зависимости времени воспламенения от температуры при $\beta_x \approx 300$ с⁻¹.
1 — $C_e = 0,23$; 2 — $C_e = 0,98$; 3 — расчет.

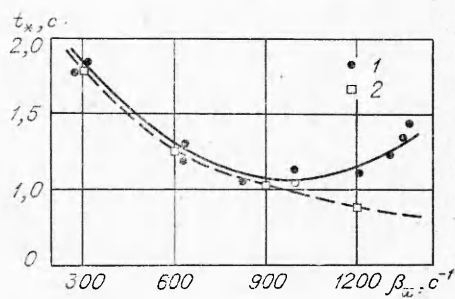


Рис. 3. Зависимость t_* от β_x при $C_e = 0,98$ и $T_e = 1190$ К.
1 — эксперимент; 2 — расчет.

мом гетерогенного воспламенения. При $\beta_x > 900 \text{ с}^{-1}$ зависимость $t_*(\beta_x)$ становится монотонно возрастающей, однако воспламенение определяется химическими реакциями на поверхности. Этот режим будем называть вырожденным режимом гетерогенного воспламенения. Одна из основных причин вырождения, на наш взгляд, — течение жидкой пленки расплава из области лобовой критической точки¹ под действием касательных сил трения набегающего газового потока. В результате в этой области снижается температура поверхности и соответственно ухудшаются условия воспламенения [7]. При этом, как показывают расчеты [13], скорость течения зависит от толщины и вязкости жидкой пленки расплава и существенно увеличивается с появлением в ней газовых пузырьков.

Для расчета характеристик воспламенения ПММА в высокотемпературном потоке газообразного окислителя необходимо знать порядок гетерогенной химической реакции продуктов расплава полиметилметакрилата с кислородом. В [1] порядок реакции ν предполагался равным 1. Это предположение не вносит существенных погрешностей при определении эффективных термокинетических постоянных, так как в этой работе все эксперименты проводились в атмосфере технически чистого кислорода ($C_e = 0,98$).

В данной работе эксперименты проводятся в широком диапазоне изменения концентраций ($C_e = 0,23 \div 0,98$). На рис. 4 приведена зависимость времени воспламенения t_* от концентрации C_e в потоке. Спрямление этой зависимости в логарифмических координатах дает кажущийся порядок реакции $\nu = 0,09 \pm 0,01$. Однако эту величину нельзя использовать в точных расчетах, так как температуры поверхности T_s , соответствующие временам воспламенения t_* , для рассмотренной экспериментальной зависимости не одинаковы. В дальнейшем эта величина будет использована в расчетах в качестве нулевого приближения.

Теоретическое исследование

Поскольку массовая скорость уноса ПММА для нормального режима гетерогенного воспламенения незначительна, то теоретически задача о гетерогенном воспламенении реагента в окрестности лобовой критической точки сводится к решению уравнения теплопроводности

$$c_p s (\partial T_s / \partial t) = \lambda_s (\partial^2 T_s / \partial y^2) \quad (4)$$

с граничными и начальными условиями

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} - \lambda_s \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \bar{q} k_0 (\rho c)^\nu \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right); \quad T_s|_{y=0} = T|_{y=0} = T_w; \quad (5)$$

$$T_s|_{y=\infty} = T|_{y=0} = T_{\text{ст}}. \quad (6)$$

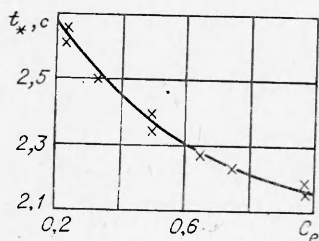


Рис. 4. Экспериментальная зависимость $t_*(C_e)$ при $T_c = 1110 \text{ К}$ и $\beta_x = 900 \text{ с}^{-1}$.

Здесь λ — теплопроводность, c_p — теплоемкость, T — температура, E — энергия активации, q — тепловой эффект реакции, k_0 — предэкспонент, ν — порядок реакции. Индекс s относится к параметрам ПММА, n — к начальному моменту времени.

При постановке краевой задачи (4) — (6) во внимание было принято то, что толщина прогретого слоя за время t_* мала по сравнению с радиусом полусферического образца ПММА, а выгорание газообразного

¹ Визуальные наблюдения и проведенная кинофотосъемка показали, что воспламенение полусферических образцов из ПММА происходит в окрестности лобовой критической точки.

окислителя при $0 < i < i_*$ незначительно. Действительно, при $t_* \sim 3$ с толщина слоя $l \sim \sqrt{(\lambda_s/c_{ps} \cdot \rho_s) t_*} \sim 6 \cdot 10^{-5}$ м, что значительно меньше минимального радиуса исследуемых образцов, равного $5 \cdot 10^{-3}$ м. Теплофизические характеристики ПММА брались из [14] и считалось, что в процессе воспламенения они не изменяются.

Тепловой поток из газовой фазы определялся по формуле

$$\lambda (\partial T / \partial y) |_{y=0} = \alpha (T_w - T_e). \quad (7)$$

Здесь $\alpha = \alpha_k + \alpha_l$ — суммарный коэффициент теплоотдачи. Величина коэффициента теплоотдачи для конвективного теплообмена α_k в лобовой критической точке сферы с хорошей степенью точности вычисляется по формуле, данной в работе [15],

$$\alpha_k = 0,764 \cdot \text{Pr}^{-0,6} \cdot (\mu_w \rho_w / \mu_e \rho_e)^{-0,05} \cdot (\beta_x \mu_e \rho_e)^{0,5} \cdot c_{pe}, \quad (8)$$

где ρ — плотность; μ — вязкость; Pr — число Прандтля; индексы e и w относятся к параметрам на внешней границе пограничного слоя и поверхности твердого тела соответственно.

Значение коэффициента теплоотдачи для лучистого теплообмена α_l образца со стенками трубы вычислялось по формуле [16]

$$\alpha_l = \sigma \varepsilon_w \varepsilon_{ст} T_{ст}^3 [1 + (T_w / T_{ст}) + (T_w / T_{ст})^2 + (T_w / T_{ст})^3], \quad (9)$$

где σ — постоянная Стефана-Больцмана; ε — коэффициент излучательной способности; индексы w и $ст$ относятся к ПММА и излучающей стенке трубы соответственно.

Учитывая (4) и используя преобразование Лапласа так же, как и в работах [7, 13], получим для определения температуры на границе раздела сред следующее интегральное уравнение типа Вольтерра

$$T_w - T_{ст} = \frac{\bar{q} k_0}{\sqrt{\pi \lambda_s c_{ps} \rho_s}} \int_0^t \left[\left(\frac{p_e M C_e}{RT_w} \right)^v \varepsilon_x \bar{p} \left(-\frac{E}{RT_w} \right) - \alpha (T_w - T_e) \right] \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}}. \quad (10)$$

При выводе (10) плотность газа на границе раздела сред была выражена по уравнению состояния (2) через температуру T_w , так как, согласно теории пограничного слоя и условиям проведения экспериментов, $p_e = \text{const} = 10^5$ Н/м², а выгорание кислорода на поверхности ПММА не учитывалось.

Для общности анализа приведем уравнение (10) к безразмерному виду

$$\theta_w - \theta_{ст} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\tau \left[\frac{\delta \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w}}{(1 + \beta \theta_w)^v} - (\theta_w - \theta_e) \right] \frac{d\tau}{\sqrt{\tau - t}}. \quad (11)$$

Здесь $\delta = E \bar{q} k_0 / \alpha R T_*^2 \cdot (p_e M C_e / R T_*)^v \cdot \exp(-E / R T_*)$ — критерий Франк-Каменецкого [17], T_* — характерная температура, $\beta = R T_* / E$ — безразмерный параметр, $\theta_{ст} = (T_{ст} - T_*) E / R T_*^2$, $\theta_e = (T_e - T_*) E / R T_*^2$ — безразмерные начальная температура и температура на внешней границе пограничного слоя, $\tau = t / t_0$ — безразмерное время, $t_0 = \lambda_s c_{ps} \rho_s / \alpha^2$ — характерное время.

Для решения (11) используем прием, предложенный в [18]. С этой целью разложим источниковый член уравнения (11) в ряд по степеням $(t - \tau)$

$$Q = \frac{\delta \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w}}{(1 + \beta \theta_w)^v} - (\theta_w - \theta_e) = Q|_{t=\tau} + \left(\frac{d\theta_w}{dt} \right)_{t=\tau} (t - \tau) + \dots \quad (12)$$

Если в ряду (12) использовать первый член разложения, то вместо интегрального уравнения (11) для определения θ_w получаем трансцендентное уравнение

$$\theta_w - \theta_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\left[\delta \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w} - (\theta_w - \theta_e)(1 + \beta \theta_w)^\nu \right]}{(1 + \beta \theta_w)^\nu} \sqrt{\tau}. \quad (13)$$

Графическое решение (13) изображается кривой «гистерезисного» типа. Поэтому условие воспламенения имеет вид

$$\frac{d\theta_w}{d\tau} \Big|_{\tau=\tau_*} = \infty \quad \text{или} \quad \frac{d\tau}{d\theta_w} \Big|_{\tau=\tau_*} = 0, \quad (14)$$

где τ_* — безразмерное время гетерогенного воспламенения. Используя второе из условий (14) и выбирая в качестве характерной температуры T_* величину $T_w(t_*)$, где t_* — время гетерогенного воспламенения, получим следующее выражение:

$$\tilde{\tau}_* = \pi/4 [\delta(1 - \nu\beta) - 1]^2. \quad (15)$$

Анализ (11) показывает, что при

$$\delta = \delta_* = 1/(1 - \nu\beta) \quad (16)$$

$\tau_* = \infty$, т. е. воспламенение не имеет места. Таким образом, гетерогенное воспламенение ПММА возможно лишь для $\delta > \delta_*$, что согласуется с выводами работы [17]. Условие (16) точное и может быть получено непосредственно из уравнения (11), если потребовать ограниченности θ_w при $\tau \rightarrow \infty$ и предельном значении критерия $\delta = \delta_*$.

Как показали численные расчеты на ЭВМЦ М-222 по методике, описанной в работах [7, 19], погрешность формулы (15) в рамках изложенной выше математической модели гетерогенного воспламенения не превосходит 25%, если $0,12 < \nu < 0,40$; $3,10 < \delta < 3,90$; $7,30 < \theta_e < 10,00$; $5,10 < \theta_n < 5,16$; $0 < \beta < 0,11$.

Функция $\theta_w(\tau)$ растет с увеличением времени (рис. 5), причем в расчетах принималось, что моменту гетерогенного воспламенения $\tau = \tau_*$ соответствует значение $\theta_w = 5,0$. Таким образом, величина τ_* практически совпадает со временем достижения

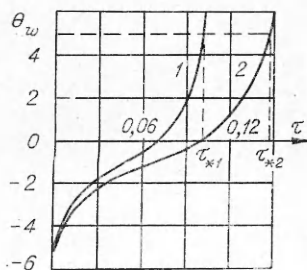


Рис. 5. Теоретическая зависимость $\theta_w(\tau)$.

1 — $\nu = 0,37$, $\beta = 0,1027$, $\delta = 3,65$, $\theta_n = -5,15$, $\theta_e = 9,2832$; 2 — $\nu = 0,37$, $\beta = 0,1069$, $\delta = 3,00$, $\theta_n = -5,13$, $\theta_e = 6,6553$.

вертикальной асимптоты. Поэтому в дальнейшем вместо τ_* использовалось значение $\tau_* = 0,8 \tilde{\tau}_*$, что позволило интерполировать результаты численных расчетов в указанном ранее диапазоне изменения параметров с погрешностью, не превышающей 5%. Следует отметить также, что параметры δ , θ_e , θ_n связаны соотношением

$$\delta + \theta_e = -\theta_n [\delta(1 - \nu\beta) - 1], \quad (17)$$

которое получается при подстановке (15) в (13). Приводя это соотношение к размерному виду, получим уравнения для определения характерной температуры

$$T_* = \frac{E}{R} \left\{ \nu \ln \frac{p_e M C_e}{RT_*} + \ln \frac{\bar{q}k_0 [(\nu\beta - 1)\theta_H - 1]}{\alpha_* (T_e - T_{сн})} \right\}^{-1}, \quad \alpha_* = \alpha(T_*). \quad (18)$$

Если записать выражение (15) в размерном виде, то из него легко можно определить порядок эффективной гетерогенной реакции ν , если известны зависимости $t_* = t_*(T_e, C_e, \alpha)$ для двух различных экспериментов

$$\nu = \left[\ln \frac{\alpha_2 V \bar{t}_{*1}}{\alpha_1 V \bar{t}_{*2}} - 2 \ln \frac{T_{*1}}{T_{*2}} + \frac{E}{RT_{*2}} - \frac{E}{RT_{*1}} \right] \left[\frac{T_{*1} \cdot C_{e2}}{T_{*2} \cdot C_{e1}} \right]^{-1}. \quad (19)$$

Здесь и ниже индексы 1 и 2 приписываются параметрам, соответствующим условиям проведения первого и второго эксперимента соответственно.

Для определения ν необходимо решать уравнение (19) совместно с уравнениями (18) для T_{*1} и T_{*2} . Решение осуществляется при помощи метода простых итераций, причем в качестве нулевого приближения для порядка реакции можно взять экспериментальное значение $\nu = 0,09 \pm 0,01$ или получить его из (19) при $T_{*1} = T_{*2}$.

Сравнение теории и эксперимента. Анализ результатов

Для расчета времени воспламенения ПММА в условиях радиационно-конвективного теплообмена по теоретическим формулам необходимо знать конвективную и лучистую составляющие коэффициента теплоотдачи α . Поскольку теплообмен излучением происходит со стенками кварцевой трубы, нагретой до 1100—1400 К, были выполнены дополнительные исследования зависимости температуры газа от температуры стенки при различных скоростях набегающего потока u_e .

Эффективные термокинетические постоянные E и qk_0 взяты из работы [1], а теплофизические свойства газового потока λ, c_p, μ, ρ в зависимости от температуры при $p_e = 10^5$ Н/м² из таблиц [20]. Расчеты проводились при следующих исходных данных: $T_{сн} = 295$ К; $\lambda_s c_{ps} \rho_s = 2,75 \cdot 10^5$ Дж²/(м⁴·с²·град²) [14]; $\Gamma = 0,72$; $E = 50\,000$ Дж/моль; $\epsilon_{ст} = 0,30$ [21]; $\bar{q}k_0 = \frac{qk_0}{\rho_w^{\nu}} = 6,9 \cdot 10^8$ (Дж/м²·с)(м³/кг) ^{ν} . Величина $\bar{q}k_0$ была определена при помощи результатов работы [1] с учетом того, что в данных расчетах использовалась массовая концентрация окислителя, иной диапазон давлений и $\nu \neq 1$. Коэффициент излучательной способности жидкой пленки расплава ПММА был принят $\epsilon_* = 0,8$ [22], поскольку по своим оптическим свойствам он близок к кварцу и оконному стеклу. За нулевое приближение по температуре бралась $T_*^{(0)} = (T_e + T_{сн})/2$, а по порядку реакции $\nu^{(0)} = 0,09$.

Порядок реакции определялся по экспериментальным зависимостям $t_*(T_e)$ для $C_e = 0,23$ и $C_e = 0,98$ при $\beta_x \approx 300$ с⁻¹ (см. рис. 2). В результате расчетов было определено $\nu = 0,37$ и теоретические зависимости $t_*(T_e)$ (см. рис. 2, 3). Видно, что при $t_* > 2-3$ с теоретические и экспериментальные зависимости существенно различаются. Это указывает на смену механизма воспламенения, т. е. при $T_e < 1140$ К, по-видимому, имеет место газозафазное воспламенение в пограничном слое.

На рис. 3 приведена теоретическая зависимость $t_*(\beta_x)$. Для нормального режима гетерогенного воспламенения наблюдается хорошее согласование теории и эксперимента, однако при $\beta_x > 900$ с⁻¹ экспериментальная кривая возрастает. Это объясняется течением жидкой пленки рас-

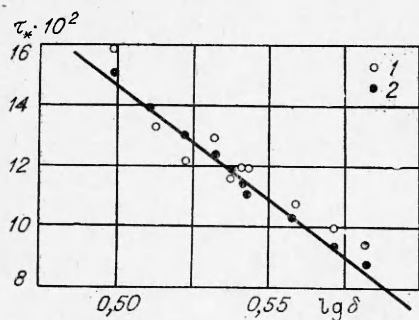


Рис. 6. Обобщенные результаты исследования нормального режима гетерогенного воспламенения.
1 — эксперимент; 2 — расчет.

плава из области лобовой критической точки, в результате чего условия воспламенения ухудшаются с ростом β_x .

На рис. 6 приведена обобщенная зависимость экспериментальных результатов для нормального режима гетерогенного воспламенения в диапазоне температур потока 1140–1300 К и скоростей 1–5 м/с. Расчетные и экспериментальные точки группируются вокруг прямой с погрешностью, не превышающей 10%.

В заключение авторы благодарят Т. С. Сандрыкину за проведение некоторых расчетов на ЭВЦМ.

НИИ прикладной математики и механики,
Томск

Поступила в редакцию
20/III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Исаков, А. М. Гришин. ФГВ, 1974, 10, 2.
2. В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. НТПГВ, 1965, 2, 2.
3. В. Е. Абалтусов, Н. Г. Исаков. ФГВ, 1973, 9, 6.
4. В. А. Арсламбеков. Конструирование высокочувствительных весов для физико-химических исследований. М., «Наука», 1972.
5. S. Freiberg. The Eighth Convention of Electrical and Electronics Engineers in Israel. 1–10, April 30 — May 3, 1973.
6. P. F. McAlevy III, Su Yong Lee, W. H. Smith. AIAA J., 1968, 6, 6.
7. А. М. Гришин. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений. Томск, Изд-во ТГУ, 1973.
8. Ю. А. Калачев, Н. И. Иванов. Пластические массы, 1964, 5.
9. В. М. Ерошенко и др. В сб.: Теплоперенос. Т. 1, ч. 1. Минск, 1973.
10. А. И. Розловский. Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М., «Химия», 1972.
11. Н. М. Эмануэль. В сб.: Проблемы кинетики элементарных химических реакций. М., «Наука», 1973.
12. В. Е. Абалтусов, А. М. Гришин и др. Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
13. А. М. Гришин. Докт. дис. Томск, 1974.
14. Ю. А. Кириченко и др. Тр. институтов стандартов и измерений. Вып. 82, 1966.
15. Г. А. Тирский. ПМТФ, 1965, 1.
16. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский. Справочник по теплопередаче. М.—Л., ГЭИ, 1959.
17. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
18. А. М. Гришин, А. Я. Кузин. В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
19. А. М. Гришин, Н. А. Игнатенко. ИФЖ, 1972, 23, 1.
20. А. А. Вассерман и др. Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. М., «Наука», 1966.
21. M. Rigani. J. Sci. Instrum., 1939, 16.
22. Л. Н. Латышев и др. Излучательные свойства твердых материалов. М., «Энергия», 1974.