

17. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 156.
18. В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР, сер. хим., 1966, 3, 429; 5, 823.
19. В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов, В. Т. Гонтковская. ФГВ, 1966, 2, 4, 18.
20. P. Gray, M. J. Haugref. Trans. Far. Soc., 1959, 55, 581.
21. J. R. Parks. J. Chem. Phys., 1961, 34, 46.

УДК 536.46

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ИСКРОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ВЫХОДА НА СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ

В. Н. Виллюнов, Е. А. Некрасов, В. С. Баушев,
А. М. Тимохин

В развитие работы [1] расчетным путем для широкого диапазона изменения физико-химических параметров исследованы закономерности искрового воспламенения и выход горения на стационарный режим. Реализация численного счета осуществлялась с помощью алгоритма, разработанного в [2].

Постановка задачи. В безразмерных переменных в соответствии с [1] (и теми допущениями, которые там использовались) система уравнений, описывающая явление искрового воспламенения, имеет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^{\nu}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^{\nu} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + (1 - \eta)^n \exp \left(\frac{\theta}{1 + \beta \theta} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \frac{Le}{\xi^{\nu}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^{\nu} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) + \frac{(1 - \eta)^n}{\theta_0} \exp \left(\frac{\theta}{1 + \beta \theta} \right), \quad (2)$$

с начальными

$$\theta(0, \xi) + \theta_0 = A \cdot \delta(\xi) / \xi^{\nu}, \quad \eta(0, \xi) = 0 \quad (3)$$

и граничными условиями

$$\partial \theta(\tau, 0) / \partial \xi = \partial \eta(\tau, 0) / \partial \xi = 0, \quad \partial \theta(\tau, \infty) / \partial \xi = \partial \eta(\tau, \infty) / \partial \xi = 0. \quad (4)$$

Обозначения:

$$\theta = E/RT_+^2 \cdot (T - T_+), \quad \tau = \theta_0 t / t_+, \quad Le = D_+ / a_+,$$

$$\xi = r/r_+, \quad r_+ = (a_+ t_+ / \theta_0)^{1/2}, \quad \theta_0 = E/RT_+^2 \cdot Q/c_p,$$

$$t_+ = \rho_+^{1-n} \cdot z_0^{-1} \cdot \exp(E/RT_+), \quad \beta = RT_+ / E,$$

$$A = (4\pi)^{-\nu/2} E/RT_+^2 \cdot \mathcal{E} / c_p \langle \rho \rangle \cdot r_+^{-(\nu+1)/2},$$

θ — разогрев, η — глубина превращения (выгорания), τ — время, ξ — координата, θ_0 , β , Le — параметры задачи; A — безразмерное энерговыделение, $\nu=0, 1, 2$ соответственно для плоскопараллельного, цилиндрического и сферически симметричного электрического разряда. Размерные величины: T — температура, t — время, r — координата, a_+ , D_+ — коэффициенты температуропроводности и диффузии, n — порядок реакции; E — энергия активации, Z_0 — предэкспонент, Q — тепловой эффект, c_p — теплоемкость при постоянном давлении; R — универсальная газовая постоянная, λ — теплопроводность, ρ — плотность, \mathcal{E} — энерговыде-

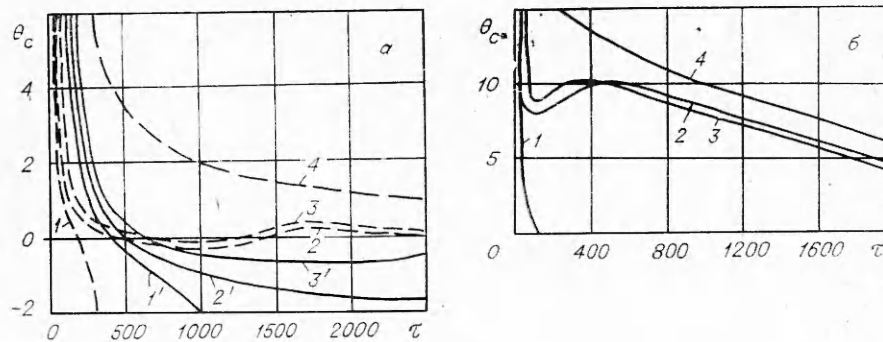


Рис. 1. Изменение температуры в центре энерговыделения
 а) — — — — $Le=0,1, A_* = 25000$; — — — — $Le=1,0, A_* = 4300$; б) $Le=5, A_* = 220$.

ление. Индексами \pm обозначаются соответственно параметры при адиабатической температуре пламени и исходной смеси. Моделирование истинного энерговыделения от искры $\mathcal{E}\delta(r)$ функцией Дирака, очевидно, возможно лишь в том случае, когда время развития реального электрического разряда намного меньше времени воспламенения.

Целью решения задачи (1)–(4) является нахождение критической энергии A_* , исследование поведения температуры и глубины превращения вблизи предела воспламенения. Под A_* здесь понимается такая величина, что если $A < A_*$, то развитие процесса приводит к затуханию: $\theta \rightarrow \theta_0, \eta \rightarrow 0$. Если же $A \geq A_*$, происходит воспламенение, т. е. со временем формируются стационарные профили температуры и выгорания, которые в пределе распространяются с постоянной скоростью. Поэтому о выходе на режим стационарного горения можно судить по скорости движения некоторой поверхности в пространстве, на которой выгорание равно фиксированной величине (скажем 0,95 для $Le=1,0$). Такое представление менее естественно, нежели общепринятое: определение скорости горения по скорости распространения максимума функции тепловыделения. Однако никаких различий с первым оно не имеет и в то же время существенно упрощает алгоритм численного решения задачи.

Процесс распространения пламени считается установившимся, если при $\tau \rightarrow \infty$ разность между двумя последовательными значениями скорости не превышает наперед заданной фиксированной величины. В наших расчетах эта разность равнялась 0,001.

Характерным признаком воспламенения может служить также поведение температуры в точке энерговыделения: она стремится к адиабатической температуре пламени.

Все расчеты проведены для сферически симметричного случая в диапазоне изменения параметров $6 \leq \theta_0 \leq 12, \beta\theta_0 = 0,9$. Ошибка в определении критической энергии не превышала 5%.

Результаты расчетов и их анализ.¹ При исследовании поведения температуры в точке энерговыделения ($\xi=0, \theta(\tau, 0)=\theta_c$) обнаружено следующее:

1. На пределе воспламенения (кривые 2, 2', рис. 1, а) при $A=A_*$ и $D_{\pm} \geq a_{\pm}$ θ_c сначала резко убывает, достигая в момент τ_{\min} отрицательного минимума, а затем монотонно растет, асимптотически приближаясь к адиабатической температуре пламени $\theta=0$. Над пределом воспламенения (кривые 3, 3') вблизи критических условий θ_c имеет еще минимум, который исчезает при дальнейшем увеличении энергии искры (кривая 4). Под пределом воспламенения (кривые 1, 1') θ_c монотонно падает

¹ Все графики приведены для значений $\theta_0=6; n=1; \beta=0,15; \nu=2$.

до начальной температуры θ_0 . Критические условия воспламенения выражены достаточно четко.

2. При $D_+ > a_+$ (рис. 1, б) вблизи предела воспламенения изменение температуры немонотонно: θ_c падает до положительного минимума, потом увеличивается, достигая максимума, и сверху стремится к адиабатической температуре пламени (кривые 2, 3). Вдали от предела воспламенения изменение температуры аналогично случаю $D_+ \leq a_+$ (кривая 1 — потухание, 4 — воспламенение).

Закономерности развития очага вблизи предела воспламенения удобно проследить по характеру поведения (рис. 2) зависимостей $\xi_*(\tau)$, определяющих «путь» фиксированной глубины выгорания (дифференцирование такой кривой дает нормальную скорость распространения пламени). Вблизи предела воспламенения при $D_+ = a_+$ объем прореагировавшей (до глубины $\eta = 0,95$) смеси вначале быстро растет, а затем уменьшается даже в том случае, когда происходит воспламенение, что качественно согласуется с результатами фотографического исследования процесса [3]. При $D_+ \ll a_+$ (например, $D_+/a_+ = 0,1$) кривая роста очага монотонна, участок наиболее плавного изменения $\xi_*(\tau)$ вырождается в точку перегиба. Для $D_+/a_+ = 5$ кривые $\xi_*(\tau)$ аналогичны кривым при $D_+/a_+ = 1$ с тем отличием, что участок квазистационарного изменения $\xi_*(\tau)$ во времени более растянут (четко выраженное плато).

Соотношение между D_+ и a_+ существенно влияет также на характер установления стационарного режима горения и его продолжительность. В области малых времен, когда температура в точке энергодельения велика, скорость пламени $\omega = d\xi_*/d\tau$ (рис. 3, а) при $D_+/a_+ = 1$ и $A = A_*$ резко растет, достигая максимального значения. В дальнейшем с увеличением времени температура в очаге воспламенения существенно понижается. Вследствие этого скорость пламени падает, проходит через отрицательный минимум и снизу стремится к стационарному значению. При $D_+/a_+ = 5$ реакцией охвачена большая область, чем при $D_+/a_+ = 1$. В этом случае скорость пламени после достижения меньшего отрицательного минимума возрастает, проходит через максимум и стремится к стационарному значению уже сверху. Отрицательные значения скорости соответствуют движению пламени к центру.

На рис. 3, б приведена та же зависимость для $D_+/a_+ = 0,1$. В силу избытка энтальпии минимальное значение скорости горения больше, чем при $D_+/a_+ \geq 1$. Из рис. 3 видно, что с ростом энергии меняются ха-

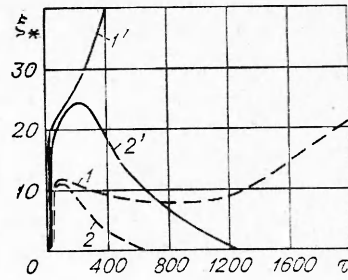


Рис. 2. Закономерность развития очага воспламенения.

— $Le=0,1$; - - - $Le=1,0$.
1, 1' — воспламенение на пределе;
2, 2' — потухание.

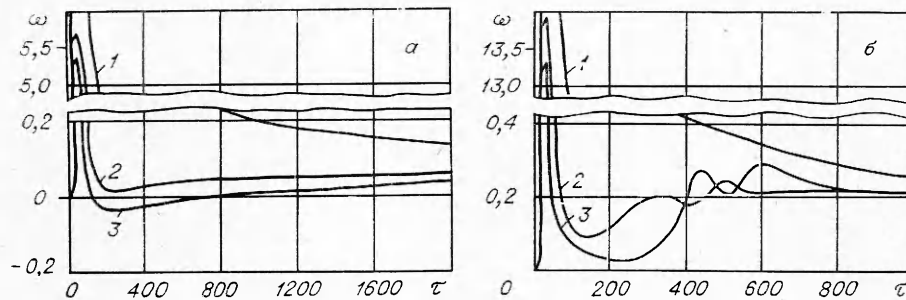


Рис. 3. Зависимость скорости распространения пламени от времени.

а) $Le=1,0$; б) $Le=0,1$.

рактически и время установления стационарного режима $\tau_{уст}$. С ростом энергии $\tau_{уст}$ вначале уменьшается, а затем начинает расти. К этому времени стремление скорости горения к своему стационарному значению происходит уже сверху. Такая зависимость на первый взгляд кажется парадоксальной. Ведь вся нестационарность процесса обусловлена возмущениями, вызванными искрой, и чем мощнее искра, тем более дольше пламя будет «чувствовать» эти возмущения, т. е. тем позже оно установится. Однако это же увеличение энергии приводит к уменьшению времени установления в силу того, что система все сильнее отделяется от критического состояния. В диапазоне изменения энергии, сравнимым с критической, второй фактор сильнее первого. Лишь когда энергия искры в десятки и более раз превышает критическую, влияние этого фактора уже несущественно. В связи с таким характером изменения $\tau_{уст}$ имеет смысл обсуждать вопрос об оптимальной энергии искры, обеспечивающей наименьшее время выхода на стационарный режим горения.

Зависимость критической энергии от $Le = D_+/a_+$ в диапазоне $0,1 \leq D_+/a_+ \leq 1,8$ (для первого порядка реакции) степенная

$$\mathcal{E}_* \sim (D_+/a_+)^{-9/2},$$

что соответствует полученным ранее оценкам [1, 4].

Приближение оценки. Результаты счета показали, что вблизи предела ($D_+ \geq a_+$) можно выделить три режима.

1. Для времен порядка времени адиабатического периода индукции t_a ($\tau \sim 1$), когда температура намного превышает адиабатическую температуру пламени, температурная зависимость скорости химической реакции несущественна (практически каждое соударение молекул приводит к акту химического превращения). Этот режим приближенно описывается уравнениями (1), (2), в которых нужно экспоненциальную нелинейность заменить на $\exp(1/\beta)$. Для реакции первого порядка задача оказывается линейной, и следовательно, аналитически разрешимой.

2. При $\tau \sim 10^2 \div 10^3$ изменение температуры и глубины выгорания во времени незначительны. Развитие процесса происходит квазистационарно (рис. 4). Размеры очага воспламенения практически стабилизированы. Горение осуществляется по диффузионному механизму (точнее по квазистационарному). Горючее (а вместе с ним и химическая энергия) в очаг воспламенения подводится диффузией, а тепло отводится кондукцией. Численный счет задачи показал, что диффузионный режим горения неустойчив (даже при $D_+ \gg a_+$), хотя по продолжительности существования он может быть сравнительно большим.

Неустойчивость диффузионного режима горения в предположении узости зоны химической реакции аналитически показана в [5, 6]¹.

При $D_+ < a_+$ время существования диффузионного режима (в сравнении с t_a) мало, а при $D_+ \ll a_+$ он исчезает совсем (рис. 2). Диффузионный механизм горения в первом приближении описывается укороченной системой уравнений (1), (2), в которых отброшены частные производные по времени. Вырожденная (квазистационарная) система уравнений для этого случая имеет первый интеграл

$$\theta = [D_+/a_+]\eta - 1] \theta_0. \quad (5)$$

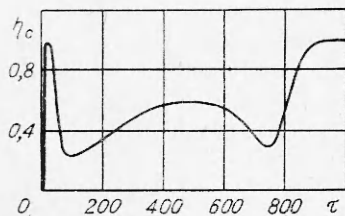


Рис. 4. Изменение концентрации в центре энерговыделения; $Le=5$.

¹ В [5, 6] найден критический размер очага диффузионного горения. Его радиус равен эффективной ширине некоторого условного фронта ламинарного пламени, у которого отношение температуры горения к теоретической равно Le .

Из (5), используя приближенный подход [1], можно получить аналитическое выражение для температуры (выгорания) и энергии воспламенения.

Температура воспламенения удовлетворяет кубическому уравнению

$$\sigma^2(n-m)\mu_*^3 + [mLe\sigma^2 + 2\sigma(1-\sigma)(n-m) + \theta_0]\mu_*^2 + [(1-\sigma)(n-m) + 2m\sigma(1-\sigma)Le - \theta_0Le]\mu_* + (1-\sigma)^2mLe = 0, \quad (6)$$

где

$$\mu_* = 1 + (\theta_*/\theta_0); \quad m = (\nu+3)/(\nu+1); \quad \sigma = 1 - T_-/T_+; \quad \eta_* = \mu_*/Le.$$

Из трех корней уравнения (6) имеет смысл лишь тот, который обеспечивает высокотемпературный режим воспламенения [1]; приближенная оценка корня

$$\theta_* \approx [(Le-1)\theta_0 - nLe]/[1+n(Le/\theta_0)] \quad (7)$$

является точной при $\sigma \rightarrow 1, m \rightarrow n$.

В размерных переменных

$$T_* = T_+ + \frac{RT_+^2}{E} \cdot \frac{(Le-1)(E/RT_+^2)(T_+ - T_-) - nLe}{1 + (RT_+^2/E)(nLe/(T_+ - T_-))}. \quad (8)$$

Порядок критической энергии можно оценить по формуле

$$A_* = c_2 \left\{ \frac{Le^n \exp[-\theta_*/(1+\beta\theta_*)](\theta_0 + \theta_*)^m}{(m-1)[Le-1-(\theta_*/\theta_0)]^n} \right\}^{1/(m-1)}, \quad (9)$$

где $c_2 = 0,2 + 0,6n$ — поправочный коэффициент, скорректированный численным счетом. Формула (9) справедлива лишь для чисел $0,9 \leq Le \leq 1,5$. При $Le=1$ (9) дает результат, совпадающий с [1].

Некоторые результаты расчетов на ЭВМ и сравнение их с приближенной теорией иллюстрируются таблицей. Здесь θ_* определено по формуле (7), а T_* — численным счетом при $E=26,6$ ккал/моль, $T_+=2000$ К, $T_-=200$ К. Температура воспламенения T_* при $Le>1$ существенно превышает максимальную температуру горения. Качественное объяснение этого явления впервые дано в [7].

3. При $\tau \rightarrow \infty$ осуществляется режим стационарного распространяющегося пламени. Исследования этих режимов для простейшей кинетики в пламени практически завершены: найдены условия существования, единственности, устойчивости и т. п.

В настоящей работе тепловое расширение газов учтено приближенно. Все теплофизические параметры вычисляются при адиабатической температуре пламени. Можно показать,

$$\theta_0 = 6; \quad \tau_0 = \beta\theta_0 = 0,9; \quad n = 1; \quad \nu = 2$$

Параметры	Le				
	0,1	1	2	3	5
$A_*^{\text{ЭВМ}}$	25 000	4300	570	360	220
$\theta_*^{\text{ЭВМ}}$	-1,8	-0,3	2,01	4,82	8
$\eta_*^{\text{ЭВМ}}$	0,999	0,97	0,70	0,55	0,52
$\omega^{\text{ЭВМ}}$	0,370	0,196	0,152	0,137	0,107
$\tau_{\text{min}}^{\text{ЭВМ}}$	2430	1000	200	110	70
$T_*, \text{ К}$	1460	1910	2603	3446	4400
$\theta_*^{\text{теор}}$	—	-0,96	2,76	5,52	9,3
$\eta_*^{\text{теор}}$	—	0,84	0,73	0,64	0,51

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+О₂ 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.