

свойства в изучавшейся реакции [2], нормальные шпинели  $\text{CuCr}_2\text{O}_4$ ,  $\text{CuCo}_2\text{O}_4$  и  $\text{CuMn}_2\text{O}_4$  существенно снижают температуру самовоспламенения смеси, что, вероятно, связано с различием в характере координации ионов меди в этих типах шпинелей. В нормальных шпинелях ионы меди в тетраэдрических позициях могут рассматриваться как координационно ненасыщенные, что весьма существенно для каталитического акта.

Заметная аналогия в изменении активности смешанных медьсодержащих окислов хрома и кобальта по мере формирования фазы  $\text{CuMe}_2\text{O}_4$ , по-видимому, обусловлена близостью структурно-чувствительных свойств шпинелей  $\text{CuCr}_2\text{O}_4$  и  $\text{CuCo}_2\text{O}_4$ . Эта близость объясняется известной эквивалентностью полузаполненных и заполненных электронных оболочек (в данном случае  $t_{2g}$ -орбиталей), которые реализуются в сильном октаэдрическом поле соответственно для Cr(III) — электронная конфигурация  $d^3$  и Co(III) — конфигурация  $d^6$ .

Образование шпинели  $\text{CuMn}_2\text{O}_4$  в системе смешанных окислов меди и марганца не сопровождается существенным изменением  $\Delta T$  по сравнению с этой величиной для индивидуальных окислов, как это имело место в предыдущих случаях. Такую особенность медно-марганцевой системы можно также объяснить определенным подобием электронных конфигураций ионов  $\text{Cu}^{2+}$  и  $\text{Mn}^{3+}$  ( $d^9$  и  $d^4$ ), имеющих «дырку» в заполненной и полузаполненной  $d$ -подоболочке. При образовании химического соединения  $\text{CuMn}_2\text{O}_4$  взаимное влияние таких ионов мало отличается от влияния друг на друга одинаковых ионов в индивидуальных окислах, и поэтому активность шпинели мало отличается от активности окислов  $\text{CuO}$  и  $\text{Mn}_2\text{O}_3$ .

Поступила в редакцию  
15/XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Пирсон, Д. Саттон. РТК, 1967, 5, 2, 205.
2. В. В. Богданова, В. Ф. Комаров и др. ФГВ, 1974, 10, 1, 99.
3. G. Riepnäcker, K. Werner. Z. anorg. allg. Chem., 1964, 327, 275.

УДК 662.58

### ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ЖИДКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВЯЗКОСТНОМ НАГРЕВЕ

А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян,  
Ж. А. Зиненко, В. С. Козлов

(Москва)

При течении жидких ВВ с большими градиентами скоростей могут наблюдаться значительные диссипативные разогревы особенно для сильновязких ВВ. Поэтому представляет определенный интерес исследование теплового воспламенения при течении жидких ВВ под совместным действием химических и механических источников тепла.

Для некоторых случаев течения подобные исследования проводились в работах [1, 2]. В работе [1] задача рассматривалась для пуазейлевского течения вязкой реакционноспособной жидкости в бесконечной

круглой трубе при фиксированном градиенте давления. Предполагалось, что зависимость вязкости от температуры аррениусовского типа

$$\mu(T) = \mu_0 \exp \frac{u}{RT}, \quad (1)$$

где  $T$  — абсолютная температура;  $\mu_0$  — предэкспонент;  $u$  — энергия активизации вязкого течения;  $R$  — газовая постоянная. Как было показано в работе [3], если фиксируется градиент давления, то существует критическое условие теплового режима течения, даже если жидкость инертна (гидродинамический тепловой «взрыв»). При градиентах давления, больших критического, стационарный режим невозможен, происходит прогрессивное нарастание расхода и температуры. Предвзрывной разогрев при этом сравнительно невелик ( $T - T_0 \leq 1,39RT_0^2/u$  ( $T_0$  — температура стенки трубы)). Однако, как показано в работе [4], если фиксируется не градиент давления, а расход, то стационарный режим течения существует при всех значениях расхода, и диссипативный разогрев при больших расходах значительно превышает приведенную выше величину. При течении жидкости в бесконечной круглой трубе стационарное распределение температур определяется высокотемпературной ветвью решения, соответствующей корню  $a_1$  [3].

В работе [5] было теоретически предсказано, а в [6] экспериментально подтверждено наличие критических условий гидродинамического теплового «взрыва» в куэттовском течении инертной жидкости при фиксированном напряжении сдвига на пластине. В работе [2] исследовались критические условия воспламенения вязкой реакционноспособной жидкости при куэттовском течении в отсутствие распределения температуры.

Заметим, что в классической подставке под пуазейлевским и куэттовским течениями понимаются изотермические течения инертных жидкостей в бесконечной круглой трубе и между двумя бесконечными параллельными пластинами, одна из которых движется. Здесь эти термины употребляются к неизотермическим течениям реакционноспособных жидкостей в тех же областях, хотя из-за зависимости вязкости от температуры профили скоростей отличаются от классических параболических и линейных профилей. Предполагается, что в ходе протекания реакции физические свойства жидкости не изменяются.

В настоящей работе изучалось тепловое воспламенение жидких ВВ при нескольких типах течения под совместным действием химических и механических источников тепла. Рассматривались такие режимы, когда при начальной температуре жидкости скорость химической реакции мала и существенный вклад в развитие воспламенения вносят механические источники тепла. Будем предполагать, что вязкость от температуры зависит экспоненциально, согласно [1]. Такой вид зависимости включает в себя как частные случаи рейнльдсову и гиперболическую зависимости и случай постоянной вязкости [2].

### Постановка задачи

Рассмотрим следующие типы течения реакционноспособной ньютоновской жидкости: напорное течение под действием градиента давления  $b = -dp/dz$  в бесконечных плоской и круглой трубах при постоянном расходе и безнапорное сдвиговое течение в бесконечном плоском зазоре, когда одна стенка зазора перемещается с постоянной скоростью (течение Куэтта). Модель бесконечной трубы предполагает, что рассматривается течение жидкости вдали от входа трубы на участке, стабилизированном в гидродинамическом и тепловом отношениях.

В качестве начального профиля скоростей можно задавать стационарный профиль в изотермическом течении. Строго говоря, в качестве начального условия следовало бы брать состояние покоя. Но, как нетрудно показать, развитие начального профиля скоростей от нулевого до стационарного изотермического профиля не играет существенной роли для рассматриваемого процесса. В самом деле, время гидродинамической стабилизации определяется величиной  $r_0^2/\nu$ , а время тепловой стабилизации — величиной  $r_0^2/\alpha$  ( $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости,  $\alpha$  — коэффициент температуропроводности). Поскольку для органических веществ, к которым относятся жидкие ВВ, критерий Прандтля  $Pr = \nu/\alpha \gg 1$ , времена тепловых процессов, приводящих к воспламенению, много больше времени гидродинамической стабилизации. Поэтому начальное распределение скоростей не играет существенной роли, и за начальный профиль можно принять развитый профиль скоростей [1]. Сказанное в полной мере относится и к куэттовскому течению.

Нестационарную систему уравнений движения и теплового баланса с учетом диссипации энергии и тепловыделения от химической реакции нулевого порядка можно записать в виде

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{r^m} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r^m \frac{\partial v}{\partial r} \right) - n \frac{\partial p}{\partial z},$$

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r^m} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^m \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + Qk_0 \exp \frac{-E}{RT}. \quad (2)$$

Здесь  $v$  — скорость;  $T$  — температура;  $r$  — текущая координата;  $t$  — время;  $\lambda$ ,  $c$  — коэффициенты теплопроводности и теплоемкости жидкости;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $Q$ ,  $k_0$ ,  $E$  — тепловой эффект, предэкспонент, энергия активации химической реакции;  $m=1$  для цилиндрического случая,  $m=0$  для плоского;  $n=1$  соответствует напорному течению,  $n=0$  — безнапорному.

Предполагаем, что в начальный момент времени температура жидкости равна температуре стенок, а профиль скоростей соответствует изотермическому течению:

$$t = 0, \quad T(r) = T_0, \quad v(r) = 2^{2m-1} 3^{1-m} V \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) \quad \text{при } n = 1;$$

$$v(r) = \frac{V}{2} \left( 1 + \frac{r}{r_0} \right) \quad \text{при } n = 0, \quad (3)$$

где  $V$  — средняя по сечению трубы скорость движения жидкости при напорном течении и скорость перемещения стенки при куэттовском течении;  $r_0$  — радиус круглой трубы или половина расстояния между пластинами (начало координат находится на средней плоскости).

Будем считать, что через стенки каналов с окружающей средой осуществляется теплообмен по закону Ньютона:

$$n = 1, \quad v = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(T - T_0) \quad \text{при } r = r_0; \quad \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} \quad \text{при } r = 0;$$

$$n = 0, \quad v = V, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(T - T_0) \quad \text{при } r = r_0; \quad v = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(T - T_0) \quad \text{при } r = -r_0. \quad (4)$$

Условие постоянства расхода при напорных течениях можно записать

$$W = 2 \int_0^{r_0} v(\pi r)^m dr = 2^{1-m} \pi^m r_0^{1+m} V = \text{const}, \quad (5)$$

где  $V$  — постоянная величина.

Будем следить за скоростями теплоприхода от диссипации энергии  $Q_{\text{мех}}$  и от химической реакции  $Q_{\text{хим}}$ :

$$Q_{\text{мех}} = 2 \int_0^{r_0} \mu \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 (\pi r)^m dr, \quad Q_{\text{хим}} = 2 \int_0^{r_0} Q k_0 \exp \frac{-E}{RT} (\pi r)^m dr. \quad (6)$$

В (2) — (6) перейдем к безразмерным переменным:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial \omega}{\partial \tau} \frac{1}{\xi^m} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \exp \frac{-\gamma \theta}{1 + \beta \theta} \xi^m \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right) + n \psi; \\ \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= \frac{1}{\xi^m} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^m \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \kappa \exp \frac{-\gamma \theta}{1 + \beta \theta} \left( \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right)^2 + \delta \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}; \\ & \int_0^1 \omega \xi^m d\xi = 2^{-m} \quad \text{при } n = 1. \\ \tau = 0, \quad \theta(\xi) &= 0, \quad \omega(\xi) = 2^{2m-1} 3^{1-m} (1 - \xi^2) \quad \text{при } n = 1; \\ & \omega(\xi) = (1 + \xi)/2 \quad \text{при } n = 0. \\ n = 1, \quad \omega = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} &= -\text{Bi} \theta \quad \text{при } \xi = 1; \quad \frac{\partial \omega}{\partial \xi} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \quad \text{при } \xi = 0; \\ n = 0, \quad \omega = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} &= -\text{Bi} \theta \quad \text{при } \xi = 1; \quad \omega = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \text{Bi} \theta \\ & \quad \text{при } \xi = -1; \\ q_{\text{мех}} &= 2 \int_0^1 \kappa \exp \frac{-\gamma \theta}{1 + \beta \theta} \left( \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right)^2 (\pi \xi)^m d\xi; \\ q_{\text{хим}} &= 2 \int_0^1 \delta \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} (\pi \xi)^m d\xi. \end{aligned}$$

Безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{v}{V}, \quad \theta = \frac{E}{RT_0} (T - T_0), \quad \psi = \frac{v r_0^2}{V \mu (T_0)}, \quad \xi = \frac{r}{r_0}, \quad \tau = \frac{\lambda t}{c \rho r_0^2}, \\ q_{\text{мех}} &= \frac{Q_{\text{мех}} E}{\lambda R T_0^2} r_0^{1-m}, \quad q_{\text{хим}} = \frac{Q_{\text{хим}} E}{\lambda R T_0^2} r_0^{1-m}. \end{aligned}$$

Безразмерные параметры

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{\mu (T_0) V^2 E}{\lambda R T_0^2}, \quad \delta = \frac{Q k_0}{\lambda} \frac{E}{R T_0^2} r_0^2 \exp \frac{-E}{R T_0}, \quad \text{Bi} = \frac{\alpha r_0}{\lambda}, \\ \text{Pr} &= \frac{c \mu (T_0)}{\lambda}, \quad \beta = \frac{R T_0}{E}, \quad \gamma = \frac{u}{E}. \end{aligned}$$

Величина  $\psi$  — безразмерный напор, который изменяется в ходе нестационарного течения так, что безразмерный расход при этом остается постоянным. Остальные переменные и параметры имеют обычный для теории теплового воспламенения смысл.

Полученная нестационарная задача решалась на ЭВМ. Диапазоны изменения параметров:  $1 \leq \kappa \leq 10^5$ ,  $10^{-15} \leq \delta \leq 10^{-1}$ ,  $0,01 \leq \text{Bi} \leq \infty$ ,  $0 \leq \gamma \leq 1$ . Вычисления проводились при  $\beta = 0,02$ ,  $\text{Pr} = 10^3$ . Рассматривались только случаи, в которых начальное состояние отвечает требованию  $q_{\text{мех}} \gg q_{\text{хим}}$ . Исследовалась нестационарная картина воспламенения при течении вязкой жидкости. Определялось время задержки воспламенения, находились критические условия воспламенения.

## Время задержки воспламенения

Анализ проведенных многочисленных расчетов, типичный пример которых приведен на рис. 1, показал, что независимо от геометрии трубы и характера течения (сдвиговое или напорное) картина развития нестационарного воспламенения жидких ВВ под действием диссипативного разогрева получается аналогичной картине нестационарного теплового зажигания [5]. Здесь так же при протекании процесса можно выделить две существенно различные стадии. На первой стадии разогрев происходит практически только за счет диссипативного тепловыделения. На второй стадии становится существенным тепловыделение от химической реакции. Длительность второй стадии намного меньше времени задержки воспламенения. Это позволяет считать, что воспламенение под действием диссипативного разогрева наступает практически тогда, когда скорости тепловыделения от диссипации энергии и от химической реакции становятся равными. В результате становится возможным предложить приближенный метод решения задач о нестационарном воспламенении жидких ВВ под действием диссипативного разогрева, аналогичный методу Аверсона, Барзыкина, Мержанова [7].

Суть метода заключается в том, что решается соответствующая задача о нестационарном диссипативном разогреве жидкости без химической реакции. Полученное решение инертной задачи дополняется условием воспламенения.

$$q_{\text{мех}}(\theta_{\text{в}}) = q_{\text{хим}}(\theta_{\text{в}}) \text{ при } \tau = \tau_{\text{в}},$$

где  $\tau_{\text{в}}$  — время задержки воспламенения;  $\theta_{\text{в}}$  — температура воспламенения, в качестве которой берется максимальная температура при течении инертной жидкости.

Следует отметить, что известно очень мало решений задач о нестационарном диссипативном разогреве при течении инертных жидкостей. А. Г. Мержановым и А. М. Столиным недавно предложен нестационарный подход к построению неизотермической теории течения [5]. В сочетании с предлагаемым в настоящей работе условием воспламенения этот подход позволяет решать приближенно широкий круг задач о нестационарном воспламенении жидких ВВ под действием диссипативного разогрева как при отсутствии, так и при наличии распределения температур в жидкости, рассматривая в последнем случае усредненные величины.

Приведем ряд конкретных решений наиболее простых задач и сравним полученные результаты с результатами численного счета.

1. Сдвиговое течение при постоянном значении вязкости ( $\gamma=0$ ) и граничных условиях 1-го рода ( $Bi=\infty$ ). Поскольку при постоянных физических свойствах жидкости профиль скоростей в куэттовском течении есть прямая линия, в этом случае приходим к задаче о воспламенении ВВ под действием равномерно распределенного источника тепла при наличии распределения температур в ВВ. Решение соответствующей нестационарной задачи без химических источников тепла известно

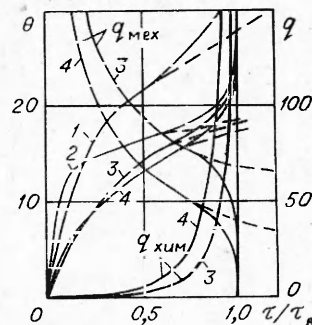


Рис. 1. Зависимости максимальной температуры и скорости тепловыделения от времени,  $\kappa=10^3$ ,  $\sigma=10^{-4}$ ,  $\gamma=0,2$ .

1 —  $m=n=1$ ,  $Bi=\infty$ ; 2 —  $m=0$ ,  $n=1$ ,  $Bi=\infty$ ; 3 —  $m=n=0$ ,  $Bi=\infty$ ; 4 —  $m=n=0$ ,  $Bi=0,01$ ; — — — разогрев инертной жидкости.

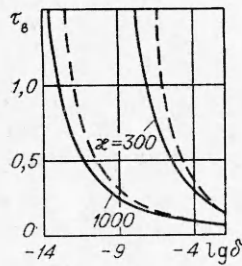


Рис. 2. Зависимость времени задержки воспламенения от  $\lg \delta$  при  $m=n=0$ ,  $Bi=\infty$ ;  $\gamma=0$  и различных  $\kappa$ .  
 — численный расчет; - - - приближенное решение.

[8]. Применяя при вычислении  $q_{хим}$  метод Лапласа [9], получим приближенное решение задачи

$$\theta_R = \frac{\kappa}{4} \left[ \frac{1}{2} - \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2(-1)^{l+1}}{\mu_l^3} \exp(-\mu_l^2 \tau_R) \right],$$

$$\kappa^2 = \left( \frac{32\pi}{a} \right)^2 (1 + \beta\theta_b) \delta \exp \frac{\theta_b}{1 + \beta\theta_b},$$

где

$$\mu_l = \frac{(2l-1)\pi}{2}; \quad a = 1 - \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2(-1)^{l+1}}{\mu_l} \exp(-\mu_l^2 \tau_b).$$

2. Напорное течение в круглой трубе при постоянной вязкости и отсутствии распределения температур ( $Bi \ll 1$ ). Соответствующее решение о диссипативном разогреве инертной жидкости легко получить из [5]. Приближенное решение задачи о нестационарном воспламенении будет выглядеть следующим образом:

$$\theta_b = \frac{\kappa}{16 Bi} [1 - \exp(-2Bi \cdot \tau_b)],$$

$$\kappa = 8\delta \exp \frac{\theta_b}{1 + \beta\theta_b}.$$

3. Аналогичным путем получим решение для сдвигового течения при гиперболической зависимости вязкости от температуры и отсутствии распределения температур

$$(1 + \gamma\theta_b)^2 = \frac{\gamma\kappa}{4Bi} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{4Bi}{\gamma\kappa} \right) \exp(-2Bi \cdot \tau_b) \right],$$

$$\kappa = 4(1 + \gamma\theta_b) \delta \exp \frac{\theta_b}{1 + \beta\theta_b}.$$

На рис. 2 и в таблице приведены некоторые результаты приближенного решения и численного счета. Из рисунка и таблицы видно, что для случаев, не слишком близких к критическим условиям, совпадение результатов является хорошим.

Параметры	Bi=0,01, $\kappa=10$ , $\gamma=0$						Bi=0,01, $\kappa=10$ , $\gamma=0,2$					
	11,73	11,3	10,78	9,57	6,11	3,53	8,57	8,13	7,62	6,51	5,21	1,88
$\theta_b$ , пригл.	60	55	50	40	20	10	30	25,7	25	20	15	5
$\tau_b$ , пригл.	162	106	80,5	51,2	19,3	8,75	190	91	62,1	33,3	18,4	3,1
$\tau_b$ , числ.	113	93,4	76,2	51,4	19,8	9,05	96,7	71,8	54,7	32,1	18,1	3,4

### Критические условия воспламенения

Анализ многочисленных расчетов по определению критических условий воспламенения жидких ВВ под действием диссипативного разогрева показал, что независимо от геометрии трубы и характера течения

критические условия можно рассчитывать приближенно, используя решения задач о диссипативном нагреве инертных жидкостей, об очаговом тепловом взрыве [10, 11] и краевой задачи теории теплового взрыва [12].

В работе [10] показано, что критическое условие воспламенения очага разогрева слабо зависит от того, находится этот очаг в массе ВВ с температурой  $T_0$  или в термостатированном сосуде с температурой стенки  $T_0$ . Поэтому жидкое ВВ, нагретое за счет диссипации энергии, при постоянной температуре стенок трубы можно приближенно рассматривать как очаг разогрева, находящийся в термостатированном сосуде. Непрямоугольность профиля температур должна в определенной степени компенсироваться тепловыделением от диссипации энергии. Теплообмен на стенках трубы при граничных условиях 3-го рода можно учесть, привлекая решение краевой задачи теплового взрыва.

Согласно предлагаемому приближенному методу за температуру очага принимается максимальная температура диссипативного разогрева жидкости в стационарном состоянии без тепловыделения от химической реакции. Пусть это будет температура  $\theta_*$  или в размерном виде  $T_* = T_0 + \theta_* RT_0^2/E$ . Температурный напор очага определяется выражением

$$\theta_0 = \frac{E}{RT_*^2} (T_* - T_0) = \frac{\theta_*}{(1 + \beta\theta_*)^2}.$$

При граничных условиях 1-го рода критическое значение параметра Франк-Каменецкого

$$\delta_* = \frac{Qk_0}{\lambda} \frac{E}{RT_*^2} \theta_0^2 \exp \frac{-E}{RT_*}$$

определяем, согласно [11], по формуле

$$\delta_* = d_m (\ln \theta_0)^{s_m},$$

где  $d_0 = 2,66$ ,  $s_0 = 1,3$  для  $m=0$ ;  $d_1 = 7,39$ ,  $s_1 = 0,83$  для  $m=1$ .

Если на стенках трубы заданы граничные условия 3-го рода, то критическое значение  $\delta_*(Bi)$  определяем по приближенной формуле [12]:

$$\delta_*(Bi) = \frac{\delta_*}{1 + \delta_* e / (1 + m) Bi}$$

Соответствующее критическое значение параметра Франк-Каменецкого при  $T_0$  определяется выражением

$$\delta_{кр} = (1 + \beta\theta_*)^2 \delta_*(Bi) \exp \frac{-\theta_*}{1 + \beta\theta_*},$$

где в случае граничных условий 1-го рода вместо  $\delta_*(Bi)$  ставится  $\delta_*$ .

На рис. 3 приведены результаты определения критических условий воспламенения приближенным способом и путем численного счета. Зависимость вязкости от температуры была аррениусовского типа, поэтому аналитическое решение стационарных задач о диссипативном разогреве инертных

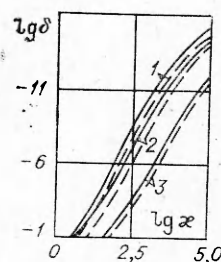


Рис. 3. Зависимость  $\lg \delta$  от  $\lg \chi$  в критических условиях:  $\gamma = 0,2$ ;  $Bi = \infty$ .

1 —  $m=n=1$ , 2 —  $m=0$ ,  $n=1$ ; 3 —  $m=n=0$ .  
— численный расчет; - - - - приближенное решение.

жидкостей неизвестно, а значение  $\theta_*$  определялось частично при  $\delta=0$  (при  $\gamma=0$ ,  $\theta_*$  определялось аналитически). По данному  $\theta_*$  приближенным способом находилось  $\delta_{кр}$ , которое и сопоставлялось с  $\delta_{кр}$ , найденным путем численного счета. Из рисунка видно удовлетворительное совпадение результатов.

Для случаев постоянной вязкости, реинольдсовой и гиперболической зависимостей вязкости от температуры, являющихся частными случаями аррениусовской зависимости, с помощью предложенного приближенного способа можно легко определить критическое условие воспламенения для широкого круга задач. Для этих зависимостей вязкости от температуры известно решение многих стационарных задач о диссипативном разогреве инертных жидкостей как с распределением температур, так и без распределения, т. е. для многих задач известно значение  $\theta_*$ . Например, для гиперболической зависимости  $m=n=0$  и  $Bi=\infty$   $\theta_*$  определяется соотношением [13]

$$(1 + \gamma\theta_*)^2 = 1 + \frac{\gamma\kappa}{4},$$

для реинольдсовой зависимости  $m=n=1$  и  $Bi=\infty$  [3]

$$\theta_* = \frac{1}{\gamma} \ln \frac{8a_1^2}{\kappa_1},$$

где

$$\frac{\kappa_1 (1 + a_1^2)^2}{a_1^4} = \frac{16\gamma}{\kappa}, \quad a_1 = \sqrt{\frac{2}{\kappa_1}} + \sqrt{\frac{2}{\kappa_1} - 1},$$

и т. п. Проведенные расчеты показали, что и в этих случаях совпадение приближенных и точных результатов удовлетворительное.

В заключение рассмотрим вопрос о границах применимости приближенных методов расчета характеристик воспламенения жидких ВВ при вязкостном нагреве. Основным параметром, определяющим границы применимости, является критерий  $\delta$ . При возрастании величины  $\delta$  и приближении ее к критическому значению  $\delta_{кр}$  ( $\kappa=0$ ) согласие приближенных и точных результатов ухудшается, а при достижении этого критического значения приближенные методы становятся неприменимыми. На основе анализа результатов численного счета верхнюю границу по  $\delta$  можно определить так:  $\delta=0,1$ . При  $\delta < 0,1$  согласие приближенных и точных результатов удовлетворительное.

Для приближенного метода расчета времен воспламенения существует также нижняя граница по  $\delta$ . Для каждого заданного значения критерия  $\kappa$  она определяется величиной  $\delta_{кр}(\kappa)$ . Например, как можно было заметить на рис. 2, при уменьшении  $\delta$  и приближении к критическим значениям соответствие между точными и приближенными результатами становится плохим. Анализ численных результатов показывает, что если величина  $\delta$  примерно на порядок больше критического значения, т. е.  $\delta > 10 \delta_{кр}(\kappa)$ , то приближенный метод дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с точными результатами.

Поступила в редакцию  
1/VII 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Бонстанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
2. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
3. С. А. Бонстанджиян, А. Г. Мержанов, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1965, 163, 1.
4. А. М. Столин, А. Г. Мержанов.— В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. 3. Минск, 1972.
5. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. Докл. АН СССР, 1971, 198, 6.



6. А. Г. Мержанов, А. П. Посецельский и др. Докл. АН СССР, 1973, 210, 1.
7. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
8. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
9. А. Эрдейи. Асимптотические разложения. М., Физматгиз, 1962.
10. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2.
11. A. G. Mezhanov. Comb. and Flame, 1966, 10, 4.
12. В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1958, 120, 6.
13. С. М. Тарг. Основные задачи теории ламинарных течений. М.—Л., ГИТТЛ, 1951.

УДК 536.463

## ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРХНЕГО ПРЕДЕЛА РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТЯЩЕГОСЯ ПЛАМЕНИ ОТ ДАВЛЕНИЯ

*Э. А. Грановский, В. Н. Гудкович, Б. Г. Пискунов*

*(Северодонецк)*

Тепловая теория объясняет существование предела распространения пламени теплотерями из зоны реакции [1, 2]. В бедных углеводородных пламенах при отсутствии теплоотвода в стенку потери обусловлены излучением молекул  $H_2O$  и  $CO_2$ . Теоретическое рассмотрение таких пламен проведено в работах [3, 4].

В богатых углеводородных пламенах присутствует большое количество сажи, излучение которой также влияет на пределы распространения пламени. Однако вопрос об излучении сажистых пламен вблизи пределов распространения пламени мало изучен. Недостаточно сведений и о влиянии давления на верхний концентрационный предел распространения пламени в смесях углеводородов с воздухом и кислородом. Как правило, концентрационные пределы при повышенных давлениях определялись в закрытых сосудах при меняющемся в течение опыта давлении. Сложность явлений, происходящих при распространении пламени в закрытых сосудах, не позволяет использовать данные таких экспериментов для определения факторов, оказывающих доминирующее влияние на величину предела.

Вопрос о влиянии давления на теплотери излучением довольно подробно исследован в работах [5—7] для пламени распада ацетилена, где показано, что доля теплотерей уменьшается с ростом давления. Поскольку у богатых пламен углеводородов и пламени распада ацетилена общим является возникновение в продуктах горения конденсированной фазы (сажи), можно ожидать, что и в богатых сажистых пламенах наблюдается подобная зависимость теплотерей излучением от давления.

Ниже приведены результаты исследования влияния давления на верхний предел распространения светящегося пламени в смеси пропилен-кислород.

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 1. Опыты проводились в вертикальной трубе диаметром 85 и длиной 750 мм объемом 4,2 л, присоединенной верхним концом к ресиверу объемом 500 л, заполненному азотом. Во всех опытах повышение давления в ресивере во время распространения пламени не превышало 0,05 атм.