

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА ПРИ НАЛИЧИИ ХИМИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА

А. М. Столин, А. Г. Мержанов
(Москва)

Режимы теплового взрыва (ТВ) при наличии тепловыделения от сил внутреннего трения (механического источника тепла), которое существенно при движении сильновязких жидкостей, еще мало изучены. Можно указать лишь на одну работу [1], в которой численным способом проведен расчет критических условий ТВ реакционноспособной жидкости с учетом этого источника тепла. Для случая ньютоновской жидкости в этой работе рассматривались пуазейлевское течение в бесконечной круглой трубе при заданном перепаде давления и куэттовское течение между двумя бесконечными цилиндрами при заданной скорости вращения одного из них. Показано, что критическое значение параметра Франк-Каменецкого δ уменьшается при увеличении интенсивности механических источников тепла.

В работе [2] на примере куэттовского типа течения инертной жидкости обоснована возможность применения нестационарных методов теории ТВ для решения термогидродинамических задач при довольно общем реологическом законе и произвольной зависимости вязкости от температуры.

В настоящей работе на основе упрощенного квазистационарного подхода к решению термогидродинамических задач, предложенного в [2], аналитически выводятся условия ТВ при куэттовском течении вязкой реакционноспособной жидкости. Рассмотрены случаи различной зависимости вязкости от температуры и различного способа задания граничных условий на подвижной границе.

Постановка задачи

Рассмотрим одномерное куэттовское течение реагирующей жидкости, заключенной между двумя границами плоской или цилиндрической формы. Сформулируем предпосылки, определяющие рассматриваемую модель.

1. Реакция, протекающая в жидкости, имеет нулевой порядок и тепловыделение от реакции выражается законом Аррениуса

$$q_{\text{хим}}(T) = Qk_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (1)$$

Здесь Q — тепловой эффект; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; T — температура; R — газовая постоянная.

2. В жидкости отсутствует распределение температуры, что, как известно из теории теплопередачи [3], имеет место при

$$Bi = ar/\lambda \ll 1,$$

где Bi — критерий Био, характеризующий соотношение между внешней и внутренней теплопередачей; r — характерный размер; λ — коэффициент теплопроводности жидкости; a — коэффициент теплообмена жидкости с окружающей средой.

3. Реологическое уравнение, определяющее связь между скоростью сдвига D и касательным напряжением σ , имеет вид

$$D = f(\sigma) / \mu(T). \quad (2)$$

Здесь $f(\sigma)$ — реологическая функция (частные виды ее приведены в [2]); $\mu(T)$ — коэффициент вязкости, зависящий от температуры.

Наиболее часто используемая формула для зависимости вязкости от температуры выражается в виде

$$\mu(T) = A \exp\left(\frac{U}{RT}\right), \quad (3)$$

где U — энергия активации течения; A — коэффициент, зависящий от природы жидкости. Принимая $(T - T_0)/T_0 \ll 1$, где T_0 — температура окружающей среды, и разложив экспоненту по методу Франк-Каменецкого, получим для вязкости известное уравнение Рейнольдса

$$\mu(T) = a \exp[-U(T - T_0)/(RT_0^2)], \quad a = A \exp\left(\frac{U}{RT_0}\right). \quad (4)$$

Если предположить, что $U(T - T_0)/(RT_0^2)$ — мало, то из (4) можно получить распространенный гиперболический закон зависимости вязкости от температуры

$$\mu(T) = a / \left[1 + \frac{U}{RT_0^2}(T - T_0)\right]. \quad (5)$$

В нашей работе будут использованы уравнения (3), (4) и (5).

4. Процесс протекает квазистационарно с гидродинамической точки зрения (нестационарный член в уравнениях гидродинамики $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$, а в уравнении теплопроводности $\frac{\partial T}{\partial t} \neq 0$). Как показали расчеты [1], квазистационарный режим имеет место до резкого нарастания температуры при

$$\text{Pr} = \mu / (\rho a) \ll 1,$$

где Pr — число Прандтля; ρ — плотность; a — температуропроводность. Для полимерных расплавов и растворов, вязких масел и т. д. при низких T_0 число Pr обычно имеет высокий порядок (более тысячи).

Математическая постановка задачи, удовлетворяющая сформулированным положениям, сводится к элементарному уравнению теплового баланса

$$c\rho \frac{dT}{dt} = q_{\text{хим}}(T) + q_{\text{мех}}(T) - \alpha \frac{S}{V}(T - T_0), \quad (6)$$

где $q_{\text{мех}}(T)$ — диссипативная функция тепловыделения; c — теплоемкость; S/V — отношение поверхности к объему жидкости.

В работе [2] было показано, что диссипативная функция $q_{\text{мех}}(T)$ имеет вид:

$$q_{\text{мех}}(T) = \frac{k\sigma_r x_1^l}{\mu(T)(x_1^k - x_0^k)} \int_{x_0}^{x_1} x^{k-l-1} f\left[\sigma_r \left(\frac{x_1}{x}\right)^l\right] dx. \quad (7)$$

Здесь σ_r — напряжение на подвижной границе; x — координата вдоль нормали к поверхности границы; величины k , l , m характеризуют форму геометрической области и тип течения (рис. 1); x_0 — координата внутренней границы; x_1 — координата наружной границы. Выраже-

Рассматриваемые типы течения		k	l	m
Течение между двумя цилиндрами		1	0	0
Осевое течение между двумя цилиндрами		2	1	0
Тангенциальное течение между двумя цилиндрами		2	2	1

Рис. 1. Формы геометрической области и типы течений.

ние (7) определяет $q_{\text{мех}}(T)$, если на подвижной границе задано $\sigma_r = \sigma_1 \equiv \text{const}$. Если же задано $v_r = v_1 \equiv \text{const}$, то значение σ_r следует находить из выражения

$$v_1 = x_1^m \frac{1}{\mu(T)} \int_{x_0}^{x_1} x^{-m} f \left[\sigma_r \left(\frac{x_1}{x} \right)^l \right] dx. \quad (8)$$

Важно заметить, что при исследовании куэттовских течений с заданным усилием на подвижной границе функция тепловыделения от сил внутреннего трения возрастает с температурой и при определенных условиях отсутствует стационарный режим течения (гидродинамический «тепловой взрыв») [2]. Напротив, если рассматривать течение с заданной скоростью движения границы [4], то всегда существует стационарное распределение температур и скоростей, так как функция тепловыделения при этом уменьшается с увеличением температуры.

Дальнейшее исследование проведем для обоих способов задания граничного условия на подвижной границе.

Заметим, что случай, когда $q_{\text{мех}}(T)$ — возрастающая экспоненциальная функция температуры, несколько аналогичен исследованию режимов ТВ двухкомпонентной среды, проведенному Боусом [5].

При заданных кинетических, механических и теплофизических параметрах из условий равенства функций теплоприхода и теплоотвода и равенства производных от этих функций можно найти критическую температуру теплового взрыва T_0 и температуру жидкости в критическом режиме T^* (температуру срыва)

$$\begin{cases} q_{\Sigma}(T^*) - \alpha(S/V)(T^* - T_0) = 0, \\ q'_{\Sigma}(T^*) - \alpha(S/V) = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$q_{\Sigma}(T) = q_{\text{хим}}(T) + q_{\text{мех}}(T).$$

Здесь далее специального обозначения для параметров, относящихся к критическим, не применяется.

Тепловой взрыв при постоянном распределенном источнике тепла рассматривался Марголиным [6]. На основе его результатов можно сделать вывод, что при $q_{\text{мех}}(T) \equiv \text{const}$ предвзрывной разогрев $\Delta T =$

$= T^* - T_0$ можно разделить на химический предвзрывной разогрев $(\Delta T)_x = T_x^* - T_{0x}$, который находится из соотношений

$$\left. \begin{aligned} q_{\text{хим}}(T_x^*) - \alpha(S/V)(T_x^* - T_{0x}) &= 0 \\ q'_{\text{хим}}(T_x^*) - \alpha S/V &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

и диссипативный разогрев $(\Delta T)_{\text{мех}} = q_{\text{мех}} / \left(\alpha \frac{S}{V} \right)$, т. е.

$$\Delta T = (\Delta T)_x + (\Delta T)_{\text{мех}}, \quad (11)$$

а T^* не зависит от величины постоянного источника тепла.

В общем случае для ΔT формула (11) несправедлива, и можно установить следующее:

1) T_0 уменьшается при добавлении дополнительного источника тепла;

2) T^* зависит от крутизны (производной) общей функции тепловыделения. Если $q'_{\Sigma}(T) > q'_{\text{хим}}(T)$ ($q_{\text{мех}}(T)$ — возрастающая функция с температурой), то $T^* < T_x^*$ (рис. 2, б); если $q'_{\Sigma}(T) < q'_{\text{хим}}(T)$ ($q_{\text{мех}}(T)$ — убывающая функция с температурой), то $T^* > T_x^*$ (рис. 2, а).

Вывод критических условий при заданном напряжении $\sigma_r = \sigma_1 \text{ const}$

Уравнение (6) с учетом (1), (3) и (7) запишется в виде

$$c_p \frac{dT}{dt} = Qk_0 e^{-E/(RT)} + (G/A) e^{-U/(RT)} - \alpha(S/V)(T - T_0), \quad (12)$$

где
$$G = \frac{k\sigma_r x_1^l}{x_1^k x_0^k} \int_{x_0}^{x_1} x^{k-l-1} f \left[\sigma_r \left(\frac{x_1}{x} \right)^l \right] dx.$$

Вводя безразмерные переменные и параметры по схеме, принятой в теории ТВ [7]

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{E}{RT_0^2} (T - T_0), \quad \tau = \frac{\alpha S}{c_p V} t, \quad \beta = \frac{RT_0}{E}, \\ \kappa &= \frac{Qk_0 V E}{\alpha S R T_0^2} e^{-\frac{E}{RT_0}}, \end{aligned} \quad (13)$$

а также

$$B = U/E, \quad \kappa_\sigma = \frac{G V E}{A \alpha S R T_0^2} e^{-\frac{U}{RT_0}}, \quad (14)$$

приведем уравнение (9) к виду

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \kappa e^{\theta/(1+\beta\theta)} + \kappa_\sigma e^{B\theta/(1+\beta\theta)} - \theta. \quad (15)$$

Здесь κ — известный в нестационарной теории ТВ критерий Семенова; κ_σ — критерий, характеризующий интенсивность тепловыделения от сил внутреннего трения.

Функциональная зависимость между κ и κ_σ , отвечающая критическому режиму, определяется из соотношений

$$\left. \begin{aligned} \kappa e^{\theta/(1+\beta\theta)} + \kappa_\sigma e^{B\theta/(1+\beta\theta)} - \theta &= 0 \\ \frac{\kappa}{(1+\beta\theta)^2} e^{\theta/(1+\beta\theta)} + \frac{B\kappa_\sigma}{(1+\beta\theta)^2} e^{B\theta/(1+\beta\theta)} - 1 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Зависимость $\kappa = f(\kappa_\sigma, B)$, определяемую из (16), можно представить в параметрическом виде

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{(1+\beta\theta)^2 - B\theta}{1-B} e^{-\theta/(1+\beta\theta)} = f_1(\theta, B) \\ \kappa_\sigma &= \frac{\theta - (1+\beta\theta)^2}{1-B} e^{-B\theta/(1+\beta\theta)} = f_2(\theta, B) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Обычно $B = U/E < 1$. Из этого условия и из условий, что κ и κ_σ — величины положительные, можно установить интервал изменения θ :

$$\frac{1 - 2\beta - \sqrt{1 - 4\beta}}{2\beta^2} \leq \theta \leq \frac{B - 2\beta - \sqrt{B^2 - 4B\beta}}{2\beta^2} \quad (18)$$

Исследование поведения функций $f_1(\theta, B)$ и $f_2(\theta, B)$ из (17) показывает, что задание B и θ из интервала, определенных неравенствами (18), однозначно определяет зависимость между κ и κ_σ в критическом режиме, причем при увеличении $B \cdot \kappa = f(\kappa_\sigma)$ уменьшается.

Примем обычное в теории ТВ допущение $\beta\theta = \Delta T/T_0 \ll 1$. При $\beta \rightarrow 0$ уравнение (3) для вязкости переходит в уравнение Рейнольдса (4) и зависимость между κ и κ_σ представляется в виде.

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{1 - B\theta}{1 - B} e^{-\theta} \\ \kappa_\sigma &= \frac{\theta - 1}{1 - B} e^{-B\theta} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

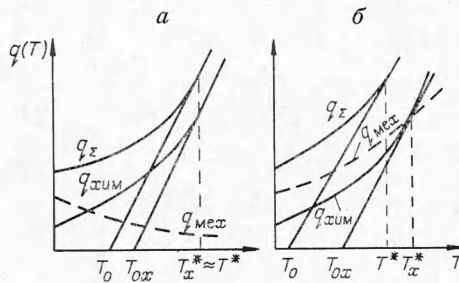


Рис. 2. Диаграмма Семенова;
а) для режима $\gamma_r = \text{const}$; б) для режима $\nu_r = \text{const}$.

причем для θ при $B \leq 1$ определяется следующий интервал изменения:

$$1 \leq \theta \leq 1/B, \quad 1 \leq B \leq 1 \quad (20)$$

Сравнение формул (17) и (19) показывает, что при задании интенсивности тепловыделения от сил внутреннего трения κ_σ учет поправки на β дает несколько заниженные значения критического κ .

Для гиперболической зависимости вязкости от температуры (уравнение (5)), справедливой для малых $B\theta$, критические условия определяются уравнением

$$\kappa = \frac{(1 - B\kappa_\sigma)}{e} e^{-\kappa_\sigma/(1 - B\kappa_\sigma)}, \quad (21)$$

а при $B=0$, что соответствует случаю постоянной вязкости и постоянства диссипативной функции тепловыделения, имеем

$$\kappa = \frac{1}{e} e^{-\kappa_\sigma}. \quad (22)$$

При $\kappa_\sigma = 0$ (отсутствие механических источников тепла) получаем из формул (17), (21), (22) соответственно для случаев рейнгольдсовской и гиперболической зависимостей вязкости от температуры и для постоянной вязкости $\kappa = 1/e$, $\theta = 1$ — семеновское критическое условие. При увеличении κ_σ критическое κ уменьшается, а θ — стационарный предвзрывной разогрев — увеличивается. Темп этих изменений зависит от вида зависимости вязкости от температуры: чем сильнее эта зависимость, тем меньше при данном κ_σ и B критическое κ и больше θ . Заметим, что с увеличением θ погрешность от разложения аррениусовского множителя, по Франк-Каменецкому, увеличивается и расчеты критических условий следует проводить уже по формулам (17). При отсутствии химических источников тепла ($\kappa = 0$) для рейнгольдсовской зависимости вязкости от температуры $\kappa_\sigma = 1/(Be)$, $\theta = 1/B$, для гиперболической зависимости $\kappa = 1/B$ $\theta \rightarrow \infty$; для случая постоянных свойств $\kappa_\sigma \rightarrow \infty$.

На рис. 3 изображены зависимости $\kappa = f(B\kappa_\sigma)$ и $B\theta = f(B\kappa_\sigma)$, вычисленные по формуле (16). В расчетах принимались $B = 1; 0,5; 0,2$ и $\beta = 0,02$. При $B = 1$ для точек (κ, κ_σ) , находящихся ниже прямой $\kappa + \kappa_\sigma = 0,375$, всегда реализуется стационарный режим течения. Вдоль этой прямой $\theta = \text{const} = 1,042$. Для $\kappa + \kappa_\sigma > 0,375$ течение жидкости происходит существенно нестационарным образом. Из рис. 2 далее видно, что чем слабее температурная зависимость вязкости (меньше B), тем меньше область спокойного протекания процесса.

Вывод критических условий при заданной скорости $v_r = v_1 \equiv \text{const}$

В этом случае для нахождения $q_{\text{мех}}(T)$ требуется выразить $\sigma(T)$ через v_1 . В явном виде это удастся сделать лишь для некоторых видов $f(\sigma)$. Дальнейшее рассмотрение проведем для $f(\sigma) \equiv \sigma$, что соответствует ньютоновской жидкости.

Как следует из [2],

$$q_{\text{мех}}(T) = G\mu(T), \quad G = \frac{kx_1^{-2m}}{x_1^k - x_0^k} \frac{\Phi}{F^2} v_1^2, \quad (23)$$

$$\Phi = \begin{cases} (x_1^{k-2l} - x_0^{k-2l}) / (k - 2l), & \text{если } k - 2l \neq 0 \\ \ln(x_1/x_0), & \text{если } k - 2l = 0, \end{cases}$$

$$F = \begin{cases} (x_1^{1-m-l} - x_0^{1-m-l}) / (1 - m - l), & \text{если } 1 - m - l \neq 0 \\ \ln(x_1/x_0), & \text{если } 1 - m - l = 0. \end{cases}$$

Уравнение теплового баланса с учетом (23) и (3) имеет вид

$$c\rho \frac{dT}{dt} = Qk_0 e^{-E/(RT)} + GAe^{U/(RT)} - \alpha(S/V)(T - T_0). \quad (24)$$

Вводя безразмерное соотношение (13), а также

$$\kappa_v = \frac{GA VE}{\alpha S R T_0^2} \exp(U/(RT_0)), \quad (25)$$

получим

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \kappa e^{\theta/(1+\beta\theta)} + \kappa_v e^{-B\theta/(1+\beta\theta)} - \theta. \quad (26)$$

Для определения критических параметров получаем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \kappa e^{\theta/(1+\beta\theta)} + \kappa_v e^{-B\theta/(1+\beta\theta)} - \theta &= 0 \\ \frac{\kappa}{(1+\beta\theta)^2} e^{\theta/(1+\beta\theta)} - \frac{B\kappa_v}{(1+\beta\theta)^2} e^{-B\theta/(1+\beta\theta)} - 1 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Отсюда κ и κ_v можно представить в параметрическом виде

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{B\theta + (1+\beta\theta)^2}{1+B} e^{-\theta/(1+\beta\theta)} = \varphi_1(\theta, B, \beta) \\ \kappa_v &= \frac{\theta - (1+\beta\theta)^2}{1+B} e^{E\theta/(1+\beta\theta)} = \varphi_2(\theta, B, \beta) \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Если принять, что $B \leq 1$, то из положительности κ и κ_v следует

$$\frac{1-2\beta - \sqrt{1-4\beta}}{2\beta^2} \leq \theta < \infty.$$

При этом, как показывает исследование поведения $\varphi_1(\theta, B, \beta)$ и $\varphi_2(\theta, B, \beta)$, кривая критических условий при фиксированных B и β единственна.

Для случая рейнولدсовской зависимости вязкости от температуры

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{B\theta + 1}{1+B} e^{-\theta} \\ \kappa_v &= \frac{\theta - 1}{1+B} e^{B\theta} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

для гиперболической зависимости вязкости от температуры

$$\kappa = \frac{1}{e} (1 + B\kappa_v) e^{-\kappa_v/(1+B\kappa_v)}, \quad (30)$$

в случае же постоянной вязкости

$$\kappa = \frac{1}{e} e^{-\kappa_v}. \quad (31)$$

Как и для предыдущего случая при $\kappa_v = 0$ из формул (29)–(31) получаем $\kappa = 1/e$, $\theta = 1$ и при увеличении κ_v критическое κ уменьшается, а θ увеличивается. Однако в отличие от случая $\sigma_r = \text{const}$ из формул, определяющих критические условия для рассматриваемого случая, следует, что при $\kappa \rightarrow 0$ $\kappa_v \rightarrow \infty$ и $\theta \rightarrow \infty$ всех видов зависимостей вязкости от температуры. Физически этот результат означает, что для случая

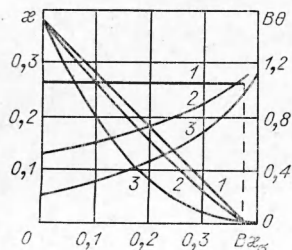


Рис. 3. Кривые изменения $\kappa = f(B\kappa_v)$ и $B\theta = f(B\kappa_v)$ при B , равном 1 (1), 0,5 (2) и 0,2 (3).

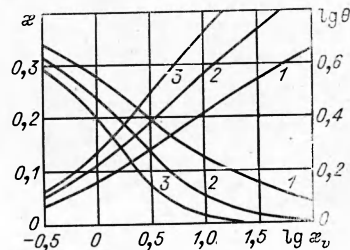


Рис. 4. Кривые изменения $\kappa = f(\lg \kappa_v)$ и $\lg \theta = f(\lg \kappa_v)$ при B , равном 1 (1), 0,5 (2) и 0,2 (3).

$v_r = \text{const}$ в отсутствие химических источников тепла всегда устанавливается стационарный режим течения [1].

Зависимости $\kappa = f(\lg \kappa_v)$ и $\lg \theta = f(\lg \kappa_v)$ для различных B , рассчитанные по формуле (28), представлены на рис. 4. Кривые этих зависимостей асимптотически приближаются к оси абсцисс. Так как разогрев θ с ростом κ_v монотонно растет, то для достаточно больших κ_v (малых κ) расчет критических условий следует производить по формуле (28).

Пример расчета критических параметров

Для иллюстрации приведем пример расчета критических параметров ТВ при кутовском течении взрывчатого вещества дины между двумя цилиндрами. Согласно работе [8], дина имеет следующие кинетические константы:

$$E = 35 \cdot 10^3 \text{ кал/моль}, \quad \kappa_0 = 2,5 \cdot 10^3 \text{ 1/сек}, \quad Q = 950 \text{ кал/см}^3.$$

В работе [9] приводится зависимость вязкости дины от температуры в виде

$$\mu(T) = \mu_0 \exp\left(\frac{U}{RT}\right),$$

где $\mu_0 = 9,238 \text{ г/см} \cdot \text{сек}$, $U = 6,8 \cdot 10^3 \text{ кал/моль}$, $R = 1,99 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$. Расчет проводился для значений: $\alpha = 10^{-4} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $R_0 = 2 \text{ см}$, $R_1 = 2,5 \text{ см}$, $V/S = 0,25 \text{ см}$. Схема расчета была следующей: по выбранному значению температуры среды T_0 определялось κ .

Из зависимостей (17) (или рис. 3) для режима $\sigma_r = \text{const}$ и (28) (или рис. 4) для режима $v_r = \text{const}$ по найденному κ определялись соответствующие κ_0 , κ_v и θ . После этого рассчитывались размерные параметры в критическом режиме.

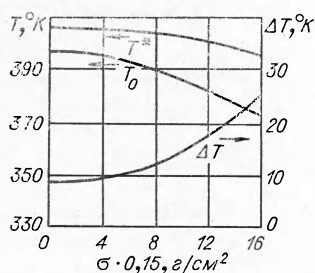


Рис. 5. Зависимость температуры окружающей среды T_0 , температуры жидкости T^* и разогрева ΔT от напряжения σ в критическом режиме.

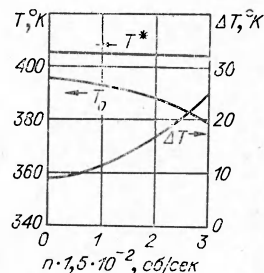


Рис. 6. Зависимость T_0 , T^* и ΔT от числа оборотов n в критическом режиме.

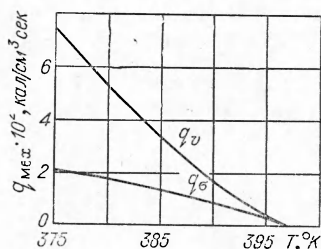


Рис. 7. Зависимость диссипативной скорости тепловыделения q_v и q_σ соответственно для режимов $\sigma_r = \text{const}$ и $v_r = \text{const}$ от критической температуры теплового взрыва T_0 .

На рис. 5 изображены зависимости критической температуры теплового взрыва T_0 , температуры жидкости в критическом режиме T^* и предвзрывного разогрева ΔT в зависимости от числа оборотов верхнего цилиндра $n = v_r / (2\pi R_2) \text{ об/сек}$ для режима $v_r = \text{const}$. При увеличении n T_0 уменьшается от $396,5^\circ \text{K}$ при $n=0$ (случай покоя жидкости) до 380°K , при $n=200 \text{ об/сек}$, предвзрывной разогрев ΔT увеличивается от 9°K ($n=0$) до 26°K ($n=200 \text{ об/сек}$), а T^* практически не изменяется. Возможное объяснение результата по T^* заключается в том,

что $\frac{dq_{\text{мех}}}{dT}$ уменьшается с температурой (см. рис. 2, а) и при достаточно больших T крутизна интегральной функции тепловыделения практически совпадает с крутизной химической функции тепловыделения, что и приводит к независимости T^* от n .

На рис. 6 приведены значения T_0 , T^* и ΔT как функции напряжения на подвижном внешнем цилиндре в режиме $\sigma_r = \text{const}$. T^* и T_0 уменьшаются с ростом σ_r , причем падение T^* несколько более слабое. При изменении σ от 0 до 100 г/см^2 изменения указанных параметров происходят в интервалах $T_0 = 396,5^\circ \text{K}$, $— 375^\circ \text{K}$, $T^* = 405,5^\circ — 397^\circ$, $\Delta T = 9^\circ — 23^\circ$.

Зависимость критической скорости тепловыделения от температуры окружающей среды T_0 для режимов $\sigma_r = \text{const}$ и $v_r = \text{const}$ представлена на рис. 7. Отметим, что $q_v(T_0) > q_\sigma(T_0)$. Отсюда можно сделать вывод, что при прочих равных условиях взрывной предел легче достигается в режиме $\sigma_r = \text{const}$ в том смысле, что для достижения этого предела при данном T_0 требуется меньшее увеличение скорости тепловыделения за счет диссипации. Этот результат является очевидным следствием различного поведения диссипативной функции тепловыделения для указанных режимов (см. рис. 2).

Поступила в редакцию
30/IX 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
2. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. Докл. АН СССР, 1971, 198, 6.
3. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. М.—Л., «Энергия», 1965.
4. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, С. И. Худяев. ПМТФ, 1965, 5, 45.
5. P. S. Bowes. Comb. and Flame, 1969, 13, 5, 521.
6. А. Д. Марголин. ЖФХ, 1963, 4, 137.
7. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
8. А. С. Штейнберг, Б. М. Слуцкер, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
9. В. В. Барзыкин, Э. А. Штессель и др. ФГВ, 1971, 7, 2.

УДК. 536.46

О ГЕТЕРОГЕННОМ ВОСПЛАМЕНЕНИИ РЕАГИРУЮЩИХ ВЕЩЕСТВ

А. М. Гришин, Н. А. Игнатенко
(Томск)

В последнее время в связи с развитием новейшей техники [1] значительное число работ посвящено теории воспламенения гибридных систем [1—7].

Заметим, что теория Д. А. Франк-Каменецкого [2] нульмерна, а в теории В. Б. Либровича [5] условие воспламенения отождествляется с условием потухания диффузионного фронта пламени, что, как