

Сравнение дифрактограмм АС до и после вибровоздействия показывает, что в остатке после вибрации в основном содержится свинец. Причем структура остатка более дефектна, чем исходный образец, потому, что относительные интенсивности полученных максимумов слабые. Другие продукты реакции идентифицировать пока не удалось из-за их малого количества и возможного образования смеси нескольких фаз (по аналогии с данными АС после терморазложения [4, 5]).

Таким образом, впервые исследован распад азидов свинца при вибрации с регистрацией кинетики разложения, установлены его особенности по сравнению с термораспадом, заключающиеся в ускорении реакции разложения при низких температурах, обнаружено присутствие в продуктах распада (помимо свинца) азота и других соединений с более высокими температурами экзотермической реакции термораспада, получены кинетические характеристики распада АС при вибрации в диапазоне температур, в котором реакция термораспада практически не проходит.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Логинов Н. П., Муратов С. М., Назаров Н. К. Возбуждение взрыва и кинетика разложения ВВ при вибрационных воздействиях // ФГВ.— 1976.— 12, № 3.— С. 410.
2. Янг Д. Кинетика разложения твердых веществ.— М.: Мир, 1969.
3. Stammer M., Abel I. E., Kaufman I. Products of decomposition of lead azide // Nature.— 1960.— 135.— P. 626.
4. Stammer M., Abel I. E., Ling R. C. Kinetics of reaction of the decomposition of lead azide // Ibid.— 1961.— 192.— P. 626.
5. Логинов Н. П., Муратов С. М., Назаров Н. К. Медленное разложение ВВ и условия перехода его во взрыв при вибрации // ФГВ.— 1978.— 14, № 5.— С. 154.

г. Самара

Поступила в редакцию 23/ХII 1991

УДК 536.46

И. Г. Дик

### ГРАНИЦЫ ВЫРОЖДЕНИЯ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА В ПРОТОЧНОЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Рассматриваются условия теплового взрыва в реакторе идеального смешения. Система уравнений учитывает неизотермическую химическую реакцию первого порядка, наличие нехимического источника тепла, теплоотдачу в стенку и конечное время пребывания реагента в реакторе. Выявляются общие условия вырождения условий теплового взрыва независимо от природы нехимического тепловыделения. Особое внимание уделяется случаю, когда дополнительным источником тепла является вязкая диссипация. Исследованы режимы с заданным перепадом давления и с заданным расходом реагента. Отмечены условия, при которых кривая зависимости критической интенсивности химической реакции от расхода или давления теряет немонотонный характер вследствие наступления условий вырождения теплового взрыва.

1. Дополнительным источником тепла могут служить ультразвук, электроток и т. д. Роль нехимического источника тепла для теплового взрыва в замкнутом сосуде рассматривалась, например, в [1, 2]. При течении вязкой жидкости источником дополнительного разогрева является диссипация энергии движения в тепло. Условия теплового взрыва в этом случае при напорном течении для трубы бесконечной длины рассмотрены в [3], а в условиях течения Куэтта — в [4]. Тепловой взрыв при течении вязкой жидкости по каналу конечной длины изучался в [5, 6]. В частности, обнаружена немонотонная зависимость мощности химического тепловыделения в критической ситуации от расхода жидкости. При этом в [5, 6] не учитывалось выгорание вещества и к Аррениусовской функции скорости реакции (как и к экспоненциальной зависимости вязкости жидкости от температуры) применялась для упрощения

процедура разложения Франк-Каменецкого [7], что, вообще говоря, справедливо при небольшом интервале изменения температуры. Дополнительный источник тепла увеличивает величину критического разогрева, так что анализ задачи без указанных упрощений представляет интерес (в частности, для выяснения условий вырождения теплового взрыва [8]).

Рассмотрим проточный реактор в виде канала длины  $L$ . Канал предполагаем плоскопараллельной щелью шириной  $2h$  либо цилиндром радиусом  $h$ . Средняя по объему интенсивность дополнительного источника находится по формуле

$$q = \frac{n+1}{h^{n+1}} \int_0^h q_m r^n dr,$$

где  $n$  — показатель формы канала,  $n=0$  — щель,  $n=1$  — цилиндр. Если выделение тепла связано с диссипацией механической энергии, то  $q_m = \rho \mu (\partial v / \partial r)^2$  и для пуазейлевского течения ньютоновской жидкости

$$q = \frac{(n+1)^2 (n+3) W^2 \rho \mu}{4\pi^{2n} h^{2(n+2)}},$$

где  $W = \frac{2\pi^n h^{n+3} \Delta p}{\rho \mu (n+1)^2 (n+3) L}$  — расход реагента;  $\mu$  — вязкость;  $\rho$  — плотность;  $\Delta p$  — перепад давления на концах канала. При учете температурной зависимости  $\mu = \mu_0 \exp(A/RT)$ .

Осредненные по объему уравнения для температуры и концентрации имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{(n+1)} (1-\eta) Q k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) + \frac{(n+1)^2 (n+3) W \rho}{4\pi^{2n} h^{2(n+2)}} \mu_0 \exp\left(\frac{A}{RT}\right) = \\ = \frac{c \rho W (T - T_0)}{2hL (\pi h)^2} + 2 (\pi h)^n \alpha (T - T_0), \\ (1-\eta) k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = \frac{W (n+1)}{2hL (\pi h)^n} \eta. \end{aligned}$$

Здесь  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $k_0$  — предэкспонент;  $E$  — энергия активации;  $R$  — газовая постоянная;  $T$  — температура;  $\eta$  — вязкость;  $c$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $A$  — характерная температура активации вязкости.

В безразмерной форме запишем

$$Fk(1-\eta) \exp(\vartheta/(1+\beta\vartheta)) + q_1 = (\omega + B)\vartheta, \quad (1)$$

$$\gamma Fk(1-\eta) \exp(\vartheta/(1+\beta\vartheta)) = \omega \eta. \quad (2)$$

Здесь  $q_1$  — безразмерная мощность нехимического источника тепла. В частности, при течении ньютоновской жидкости

$$q_1 = \omega^2 \exp(-\tau\vartheta/(1+\beta\vartheta)). \quad (3)$$

Связь перепада давления с расходом реагента будет выглядеть как

$$\omega = \pi \exp(\tau\vartheta/(1+\beta\vartheta)). \quad (4)$$

При написании безразмерных уравнений введены следующие обозначения:

$$\vartheta = \frac{E(T-T_0)}{RT_0^2}, \quad \pi = \frac{\Delta p E}{c \rho RT_0^2}, \quad \sigma = \frac{AR}{E},$$

$$B = (n+1)^2 (n+3) \frac{\alpha L^2 \rho v_0 E}{h^3 (c \rho)^2 RT_0^2}, \quad \omega = \frac{(n+1)^2 (n+3) \rho v_0 L W E}{2 (3,14)^n (c \rho) h^{n+3} RT_0^2},$$

$$Fk = \frac{(n+1)(n+3) \rho v_0 Q k_0 \exp(-E/RT_0) h^2 E^2}{(c \rho h RT_0^2)^2}.$$

При  $q_1 = \text{const}$  систему (1), (2) можно рассматривать как реактор с некоторым дополнительным источником тепла (не обязательно связанным с вязкой диссипацией).

Рассмотрим сначала этот общий случай. Из (1), (2) получим связь

$$1 - \eta = 1 + \gamma\tau_2 q_1 + \gamma\tau_2 \vartheta / \tau_1,$$

где  $\tau_1 = 1/(B + \omega)$  и  $\tau_2 = 1/\omega$  — характерные времена теплоотвода и массоотвода из канала. Максимальная температура при полном выгорании

$$\vartheta_m = \tau_1 / (\gamma\tau_2) + \tau_1 q_1.$$

Адиабатическое значение  $\vartheta_m = 1/\gamma$  достигается при  $B = 0$ ,  $q_1 = 0$  (или  $\omega \rightarrow \infty$ ). Если  $\gamma \rightarrow \infty$ , то  $\vartheta_m \rightarrow \tau_1 q_1$  — разогрев, достигаемый при действии лишь нехимического источника тепла. Реально, конечно, полного выгорания реагента в проточной системе нет.

Максимальное (критическое) значение

$$Fk_* = \frac{(\vartheta_*/\tau_1 - q_1) \exp(-\vartheta_*/(1 + \beta\vartheta_*))}{1 + \gamma\tau_2 q_1 - \gamma\tau_2 \vartheta_*/\tau_1} \quad (5)$$

достигается при некотором критическом разогреве, вычисляемом по формуле

$$\vartheta_* = \frac{1 + 2\gamma\tau_2 q_1 - 2\beta - \sqrt{(1 - 4\beta - 4\beta^2\tau_1 q_1) - 4\gamma(\tau_2/\tau_1 + 2\beta\tau_2 q_1 + \beta^2\tau_1\tau_2 q_1^2)}}{2(\beta^2 + \gamma\tau_2/\tau_1)}. \quad (6)$$

В (6) перед корнем выбран знак минус, поскольку рассматривается возможность срыва с низкотемпературного стационарного режима.

Обращение в нуль подкоренного выражения в (6) определяет предельные значения параметров, при которых происходит вырождение теплового взрыва. Влияние дополнительного источника на границы вырождения сказывается только при  $\beta > 0$ , так как  $q_1$  входит в подкоренное выражение лишь произведением с  $\beta$ .

Если теплоотдачи в стенку нет ( $B = 0$ ), то тепловой взрыв возможен при  $\beta + \gamma \leq 1/4$  независимо от того, равно или нет  $q_1$  нулю. Если  $B > 0$ , то это условие выглядит так:

$$1 - 4\beta - 4\gamma \frac{B + \omega}{\omega} \geq 0, \quad (7)$$

и при сильной теплоотдаче тепловой взрыв вырождается.

При наличии нехимического источника условие вырождения теплового взрыва накладывает ограничения на величину  $q_1$ . Тепловой взрыв возможен при

$$q_1 < \frac{\sqrt{\beta^2\tau_1^2 + \gamma\tau_1\tau_2} - (\beta\tau_1 + 2\gamma\tau_2)}{2\gamma\beta\tau_1\tau_2}. \quad (8)$$

Если  $\beta \rightarrow 0$ , условию (8) удовлетворяет любое  $q_1$ , а при  $\gamma \rightarrow 0$  (фиксированное  $\beta$ )  $q_1 < (1 - 4\beta)/(4\beta^2\tau_1)$ . Последнее условие соответствует случаю замкнутого объема и приведено в [2]. Если  $q_1 \rightarrow 0$ , возвращаемся к (7).

Условия (7), (8) дают ограничения на величину расхода реагента, при котором возможен тепловой взрыв. Так из (7) для теплового взрыва необходимо

$$\omega > \frac{4\gamma B}{1 - 4\beta - 4\gamma}.$$

2. Исследуем случай, когда к химическому источнику тепла дополняется вязкая диссипация. Тогда мощность  $q_1$  определяется из (3) и сама зависит от температуры, расхода  $\omega$  или перепада давления  $\lambda$ . Бу-

дем считать, что вязкость нечувствительна к температуре  $\sigma = 0$ . Тогда из (4)  $\pi = \omega$  (режимы с постоянным расходом и постоянным перепадом давления неразличимы), и можно использовать (5), (6).

В адиабатическом случае ( $B = 0$ ) условия теплового взрыва вырождаются при

$$\omega > \omega_p = \sqrt{\frac{1}{4\gamma^2} + \frac{1}{4\gamma\beta^2}} - \frac{1}{2\gamma} - \frac{1}{\beta},$$

например при  $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\beta = 0,1$ ,  $\omega_p \approx 4,5$ . Рассмотрим по отдельности влияние параметров  $\beta$  и  $\gamma$ .

Если  $\gamma = 0$ , то ограничения на  $\omega$  даются неравенством

$$\omega^2 - \frac{1-4\beta}{4\beta^2} \omega - B \frac{1-4\beta}{4\beta^2} \leq 0,$$

т. е. имеется граница сверху:

$$0 \leq \omega \leq \frac{1-4\beta}{\beta^2} + \sqrt{\left(\frac{1-4\beta}{4\beta^2}\right)^2 + B \frac{1-4\beta}{4\beta^2}}.$$

Пусть  $\beta = 0$ , тогда из (8)  $\omega \geq 4\gamma B / (1-4\gamma)$ , что дает границу снизу.

Таким образом, можно предполагать, что при совместном учете  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $B$  область, где возможен тепловой взрыв, образует замкнутый по  $\omega$  интервал.

Рассмотрим, например, случай больших  $B$  ( $B \gg \omega$ ). Тогда условие невырожденности теплового взрыва есть

$$f(\omega) = 1 - 4\beta - 4\beta^2 \omega^2 / B - 4\gamma (B/\omega + 2\beta\omega + \omega^3 \beta^2 / B) \geq 0.$$

Можно убедиться в том, что  $f(\omega)$  — выпуклая кривая. Положительное значение  $f(\omega)$  приобретает в интервале действительных корней  $[\omega_{p1}, \omega_{p2}]$ . Укажем приближенно их расположение.

При малых  $\omega$  основную роль играет член  $\sim 1/\omega$ , так что первый корень находится вблизи

$$\omega_{p1} \approx 4\gamma B / (1 - 4\beta). \quad (9)$$

При больших  $\omega$  главный отрицательный член  $4\gamma \omega^3 \beta^2 B$ , положительный равен примерно единице. Тогда

$$\omega_{p2} \approx (B(1-4\beta)/4\gamma)^{1/3} (4\gamma)^{-1/3} \beta^{-2/3}. \quad (10)$$

Тепловой взрыв возможен при  $\omega_{p1} < \omega < \omega_{p2}$ .

При достаточно больших  $B$  функция  $f(\omega)$  может вообще не иметь положительных корней:

$$B \approx \left(\frac{1-4\beta}{4\gamma}\right)^2 \beta^{-1}. \quad (11)$$

При  $B$ , больших, чем из (11), теплового взрыва не будет, хотя разогрев жидкости может быть достаточно сильным.

Представляет интерес величина  $\vartheta_{*p}$  на границе вырождения. Из (6) получим

$$2\vartheta_{*p} = (1 + 2\gamma\tau_2 q_1 - 2\beta) / (\beta^2 + \gamma\tau_2/\tau_1).$$

Влияние дополнительного источника на  $\vartheta_{*p}$  имеется только при  $\gamma > 0$ . При  $\beta = 0$ , принимая для  $\omega$  нижнее (на границе вырождения) значение  $4\gamma B / (1-4\gamma)$ , получим

$$\vartheta_{*p} = [1 + 8B\gamma^2 / (1-4\gamma)] / [2\gamma + B(1-4\gamma)/4\gamma].$$

Второе слагаемое в числителе связано с наличием нехимического источника. При  $B \rightarrow \infty$   $\vartheta_{*p} \rightarrow 32\gamma^3 / (1-4\gamma)^2$ . При  $B \gg \omega$ , но  $\beta > 0$ , можно указать верхнюю и нижнюю оценки:

$$(1 + 8\gamma^2 B) < \vartheta_{*p} < [1 + (2\gamma B / \beta^2)^{1/3}] / 2\beta^2 [1 + (4\gamma^4 B^2 / \beta^4)^{1/3}].$$

Применимость (8), (9) ограничивается условием  $B \gg \omega$  или

$$B \gg \sqrt{[(1-4\beta)/(4\gamma\beta^2)]}. \quad (12)$$

Например, при  $\beta = 0,05$  и  $\gamma = 0,03$  условие (12) дает  $B > 50$ , а условие (11)  $B < 900$ . Выбрав  $B = 100$ , получим  $\omega_{p1} \approx 15$ ,  $\omega_{p2} \approx 90$ .

Рассмотрим функцию  $Fk_*(\omega)$ . При  $\beta = 0$  (наличие механического источника на границах вырождения не сказывается)

$$Fk_* = \frac{\omega^2}{B + \omega} K^2(\omega) \exp\left(-\frac{\omega^2 + \omega K(\omega)}{B + \omega}\right), \quad (13)$$

$$K(\omega) = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\gamma \frac{B + \omega}{\omega}}}{2\gamma}.$$

При малом  $\gamma$ , так что  $\omega \gg 4\gamma B/(1-4\gamma)$ ,

$$Fk_* = \frac{B + \omega}{\omega} \left(1 + \gamma \frac{B + \omega}{\omega}\right) \exp\left(-\frac{\omega}{B + \omega}\right)$$

содержит по сравнению с [7] добавку по  $\gamma$ .

В случае адиабатических стенок ( $B = 0$ ) из (13) находим

$$Fk_* = A(\gamma) \omega \exp(-\omega),$$

где  $A(\gamma) > 1/e$  ( $\gamma < 0,25!$ ) и растет с ростом  $\gamma$ .

Таким образом, в адиабатическом случае  $Fk_*$  — немонотонная функция  $\omega$ . Если  $B > 0$ , то граница области по  $\omega$ , где возможен тепловой взрыв, согласно изложенному, отодвигается в сторону больших  $\omega$ , и при достаточно большом  $B$  останется лишь монотонно падающий участок  $Fk_*(\omega)$ .

Можно указать условия, при которых будет реализовываться лишь падающая кривая зависимость  $Fk_*(\omega)$ . Для этого нужно оценить  $dFk_*/d\omega$  при  $\omega = 4\gamma\beta/(1-4\gamma)$ . Если производная будет меньше нуля, то экстремума у кривой  $Fk_*(\omega)$  нет. Результат следующий: кривая  $Fk_*(\omega)$  только падает, если  $B > (1-4\gamma)/4\gamma$ , или  $\omega_{p1} > 1$ .

Если считать  $\gamma = 0$ , то с поправкой на  $\beta$

$$Fk_* = \frac{B + \omega}{e} \left[1 + \beta \left(1 + \frac{\omega}{B + \omega}\right)\right] \exp\left(-\frac{\omega}{B + \omega}\right).$$

Формула справедлива при достаточно малом  $\omega$ .

Тем же, что и в предыдущем случае, способом можно показать, что при  $\omega$  на границе вырождения  $dFk_*/d\omega < 0$  при любых  $\beta$  и  $B$ , т. е. кривая  $Fk_*(\omega)$  при  $\gamma = 0$  всегда с максимумом. С ростом  $B$  этот максимум становится менее выраженным. В подтверждение изложенного приведем некоторые расчеты, используя (5), (6).

На рис. 1 показан ход кривых  $Fk_*(\omega)$  (штриховая кривая характеризует предельные  $Fk_*$  на границе вырождения теплового взрыва). На рис. 2 иллюстрируется совместное влияние параметров  $\beta$  и  $\gamma$ .

3. В случае  $\tau > 0$  рассмотрим только режим при  $B = 0$  с заданным перепадом давления  $\pi = \text{const}$ . Выражая с помощью (4)  $\omega$  через  $\pi$ , получим для интенсивности механического источника

$$q_1 = \pi^2 \exp\left(\frac{\sigma\theta}{1 + \beta\theta}\right),$$

а для конвективного теплоотвода  $\pi\theta \exp(\sigma\theta/(1 + \beta\theta))$ .

Используя связь температуры и концентрации  $1 - \eta = 1 + \gamma\pi - \gamma\theta$ , сформулируем уравнение баланса энергии

$$(1 + \gamma\pi - \gamma\theta) Fk \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) + \pi^2 \exp\left(\frac{\sigma\theta}{1 + \beta\theta}\right) = \pi\theta \exp\left(\frac{\sigma\theta}{1 + \beta\theta}\right).$$

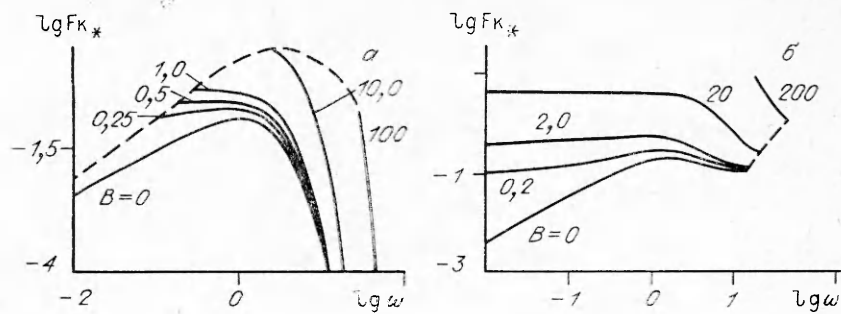


Рис. 1. Критические условия (в режиме с заданным расходом  $\omega$ ) при  $\beta = 0, \gamma = 0,05$  (а) и  $\beta = 0,075, \gamma = 0$  (б).

Обозначая  $s = 1 - \sigma$ , запишем критические условия

$$\vartheta = \frac{s + 2\gamma s\pi - 2\beta - \sqrt{(s^2 - 4\beta^2 - 4s\pi\beta^2) - 4\gamma s(1 + \beta^2\pi^2 + 2\beta\pi)}}{2(\beta^2 + \gamma^2)} \quad (14)$$

$$Fk_* = \pi \frac{\vartheta_* - \pi}{1 + \gamma\pi - \gamma\vartheta_*} \exp\left(-\frac{s\vartheta_*}{1 + \beta\vartheta_*}\right) \quad (15)$$

Считаем  $s > 0$ , т. е.  $\sigma < 1$ , что обычно выполняется для вязких жидкостей при нормальном давлении.

Условие вырождения теплового взрыва (равенство подкоренного выражения в (14)) дает предельное значение перепада давления

$$\pi_p = \sqrt{\left(\frac{1}{\gamma} + \frac{2}{\beta}\right)^2 + \frac{s}{4\gamma\beta^2} - \frac{1}{\gamma\beta} - \frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\gamma} - \frac{2}{\beta}}$$

Заметим, что при  $\beta = 0$  тепловой взрыв возможен при любом  $\pi$ , если  $Fk_*$  достаточно велико. При этом необходимо лишь условие  $s > 4\gamma$ . Если  $\gamma = 0$ , то вырождение наступает при  $\pi > (s - 4\beta)/(4\beta^2)$ . Наконец, условие  $\pi_p > 0$  накладывает ограничение:  $s > 4(\gamma + \beta)$ .

Выясним влияние выгорания на  $Fk_*(\pi)$ . Положим  $\beta = 0$ . Тогда из (14), (15) получаем

$$\vartheta_* = \pi + \frac{s - \sqrt{s(s - 4\gamma)}}{2\gamma s} = \pi + f(s),$$

$$Fk_* = Fk_0 \frac{e^{sf(s)}}{1 - \gamma f(s)} \exp(-sf(s)),$$

где  $Fk_0$  — критическое  $Fk$  при  $\gamma = 0$ . Кривая  $Fk_*(\pi)$  с максимумом при  $\pi = \pi_1 = 1/s$ .

На рис. 3 нанесены кривые  $Fk_*(\pi)$  при  $\gamma = 0,03, \beta = 0,05$  при различных  $s$ , штриховая линия —  $Fk(\pi_p)$ . Видно, что при достаточно большом  $s$  кривая  $Fk_*(\pi)$  достигает максимума в некоторой точке  $\pi_1$ .

Интересно выяснить условия, когда  $\pi_p > \pi_1$ , так что у кривой  $Fk_*(\pi)$  останется лишь восходящий участок. Упрощенная оценка тако-

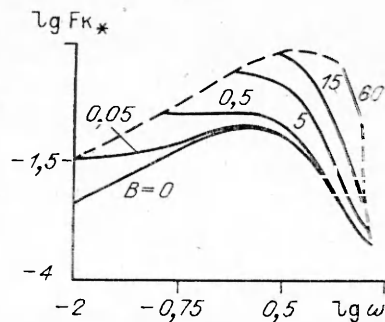
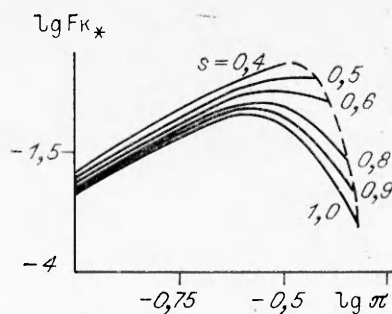


Рис. 2. Критические условия (с заданным  $\omega$ ) теплового взрыва при  $\beta = 0,05, \gamma = 0,03$ .

Рис. 3. Критические условия (в режиме с заданным перепадом давления  $\pi$ ).



ва: считаем, что  $d Fk_*/d\pi = 0$  вблизи  $\pi = 1/s$ , как при  $\beta = 0$ . Тогда, пренебрегая членами третьего порядка малости, найдем, что при  $s < 2$   $(\gamma + \beta) + \sqrt{(\gamma + \beta)^2 + 8\beta^2 + 16\gamma\beta}$  будет  $\pi_p < \pi_1$  и останется лишь монотонно растущей вместе с  $\pi$  участок  $Fk_*$ .

Таким образом, проведенный анализ показывает, что наличие дополнительного к химическому источнику нагрева расширяет область параметров, в которой тепловой взрыв вырождается. Такая ситуация должна приводить к тому, что срыв с устойчивого низкотемпературного состояния в этой области будет более мягким. Учет возможности вырождения в случае источника, обремененного вязкостной диссипацией, вносит качественные изменения в зависимость критического значения химического тепловыделения от характеристик течения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Марголин А. Д. // ЖФХ.— 1963.— 37, № 4.
2. Дик И. Г. Границы вырождения теплового взрыва в системе с дополнительным источником тепла // ФГВ.— 1980.— 16, № 1.
3. Бостанджян С. А., Мержанов А. Г., Пручкина Н. М. // ПМТФ.— 1968.— № 5.
4. Столин А. М., Мержанов А. Г. Критические условия теплового взрыва при наличии химических и механических источников тепла // ФГВ.— 1971.— 7, № 4.
5. Мержанов А. Г., Столин А. М. Гидродинамические аналогии явлений воспламенения и потухания // ПМТФ.— 1974.— № 1.
6. Столин А. М. Тепловые режимы течения химически реагирующей вязкой жидкости в трубе конечной длины // ФГВ.— 1975.— 11, № 3.
7. Дик И. Г. Критические условия теплового взрыва при течении вязкой жидкости по каналу конечной длины // Там же.— 1976.— 12, № 1.
8. Мержанов А. Г., Зеликман Е. Г., Абрамов В. Г. // Докл. АН СССР.— 1968.— 180, № 3.

г. Томск

Поступила в редакцию 3/VII 1992

УДК 662.612.2

Н. Е. Ермолин

### КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ФОРМАЛЬНЫХ ГАЗОФАЗНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ ПХА И ПОЛИБУТАДИЕНОВОГО КАУЧУКА

Описана методика расчета термокинетических параметров формальной реакции вида  $\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 \rightarrow \nu_3 A_3 + \nu_4 P$ , аппроксимирующей многостадийный кинетический механизм. В диапазоне давлений  $p = 10 \div 100$  атм на основе функций тепловыделения кинетических механизмов, описывающих химическую структуру пламен ПХА и гомогенных смесевых твердых топлив, состоящих из ПХА и полибутадиенового каучука, получены стехиометрические коэффициенты  $\nu_i$  константа скорости и порядок реакции, термодинамические параметры реагентов  $A_i$  и конечного продукта реакции  $P$ .

© И. Е. Ермолин, 1993.

7 Физика горения и взрыва № 4, 1993 г.

97