

УДК 536.46

*В. И. Бабушок, В. М. Гольдштейн, А. С. Романов, В. С. Бабкин*

## ТЕПЛОВОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ В ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Исследуется тепловое самовоспламенение реакционной смеси, находящейся в инертной пористой среде. Рассматривается двухтемпературная модель в адиабатической постановке. Выделены следующие режимы протекания процесса: взрывной, взрывной с задержкой, медленный режим с отрывом температуры реакционной смеси от температуры инертной среды, медленный и быстрый безотрывные режимы. Определены границы областей существования данных режимов.

Критические условия самовоспламенения реакционной смеси в инертной пористой среде представляют практический интерес. В частности, расчет критических параметров важен для безопасной организации высокотемпературных процессов в реакторах со стационарным зернистым слоем. Закономерности такого типа воспламенения используются при анализе механизма процесса распространения волн горения и детонации в пористой среде [1]. Особенность самовоспламенения в инертной пористой среде заключается в наличии внутреннего межфазного теплообмена и возможности прогрева инертной среды.

В настоящей работе рассматривается тепловой взрыв реакционной смеси, находящейся в инертной пористой среде. Исследуется случай однородного распределения температуры (термически безградиентной среды) и межфазного теплообмена. Поскольку учитывается только межфазный теплообмен (внешним теплоотводом пренебрегается), система адиабатична. Кинетика химического превращения представляется одностадийной реакцией первого порядка. Система уравнений, описывающая процесс самовоспламенения реагирующей смеси в инертной пористой среде, включает уравнения изменения температуры реакционной фазы  $T$ , температуры инертного остова  $T_c$  и кинетики процесса (двухтемпературная модель). В безразмерной форме система выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}\gamma \frac{d\Theta}{d\tau} &= \eta \exp\left(\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right) - \alpha(\Theta - \Theta_c), \\ \gamma_c \frac{d\Theta_c}{d\tau} &= \alpha(\Theta - \Theta_c), \\ \frac{d\eta}{d\tau} &= -\eta \exp\left(\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right).\end{aligned}\tag{1}$$

Начальные условия:  $\tau = 0$ ,  $\eta = 1$ ,  $\Theta = \Theta_c = 0$ . Используются следующие безразмерные величины:

$$\begin{aligned}\eta &= c/c_0, \quad \tau = A \exp(-E/RT_0)t, \\ \Theta &= (T - T_0)E/RT_0^2, \quad \Theta_c = (T_c - T_0)E/RT_0^2, \\ \beta &= RT_0/E, \quad \omega = C_p \rho \varepsilon / C'_p \rho' (1 - \varepsilon), \\ \gamma &= 1/B = \frac{RT_0^2}{E} \frac{C_p \rho}{Q c_0}, \\ \gamma_c &= 1/B_c = \frac{RT_0^2}{E} \frac{C'_p \rho'}{Q c_0} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon},\end{aligned}$$

$$\alpha = 1/Se = \frac{RT_0^2}{E} \frac{\chi \rho}{\varepsilon V Q c_0 A \exp(-E/RT_0)},$$

$$\bar{\gamma} = 1/\bar{B} = \frac{RT_0^2}{E} \frac{C_p \rho \varepsilon + C_p' \rho' (1 - \varepsilon)}{\varepsilon Q c_0}.$$

Здесь  $\varepsilon$  — пористость (отношение объема реакционной смеси к общему объему  $V$ );  $\chi$  — коэффициент теплоотдачи;  $C_p$ ,  $\rho'$  относятся к инертной пористой среде. Обратная величина параметра  $\gamma - B$  равна максимальному адиабатическому разогреву реакционной смеси, если все выделившееся тепло идет на нагрев реагирующей фазы. Параметр  $B_c = 1/\gamma_c$ , в свою очередь, равен безразмерной адиабатической температуре инертной фазы, если бы все выделившееся при реакции тепло пошло на ее нагрев.  $\bar{B} = 1/\bar{\gamma}$  — безразмерная адиабатическая температура всей системы, т. е. конечная равновесная температура.

Величины  $\gamma$ ,  $\gamma_c$ ,  $\bar{\gamma}$  и  $\omega$  связывают следующие простые соотношения:

$$\bar{\gamma} = \gamma_c + \gamma = \gamma_c(\omega + 1) = \gamma(\omega + 1)/\omega,$$

$$\gamma = \gamma_c \omega.$$

Модель (1), используемая для исследования взрыва реакционной смеси в инертной пористой среде, аналогична системе уравнений, описывающей взрыв газа в запыленной среде, когда частицы пыли выступают как инертные. Подобные модели использовались для изучения взрыва пылей [2—7] и анализа устойчивости работы химических реакторов с внутренним теплообменом [8]. К процессам данного вида можно отнести воспламенение смесей с инертными включениями, взрывы систем, состоящих из реакционных частиц в матрице [9], воспламенение агрегатов [10]. В настоящей работе исследована динамика теплового самовоспламенения реакционной смеси в инертной пористой среде на фазовой плоскости. Выделены различные режимы процесса и найдены области их протекания.

**Метод анализа. Уравнение медленной кривой.** Система, состоящая из реагирующей среды и инертного остова, является адиабатической, и для нее выполняется следующий закон сохранения энергии:

$$\eta = 1 - \gamma\Theta - \gamma_c\Theta_c. \quad (2)$$

Используя данное уравнение, можно понизить порядок исследуемой системы (1)

$$\begin{aligned} \gamma \frac{d\Theta}{d\tau} &= \eta \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) - \alpha \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_c}\right) \Theta + \frac{\alpha}{\gamma_c} (1 - \eta) = \\ &= \eta \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) - \alpha \frac{B_c}{B} \Theta + \alpha B_c (1 - \eta), \quad (3) \\ \frac{d\Theta}{d\tau} &= -\eta \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right). \end{aligned}$$

Для типичных взрывчатых смесей параметры  $\beta$  и  $\gamma$  малы. В случае системы реагирующий газ — инертная твердая пористая среда  $\gamma \approx \gamma_c$  ( $\bar{\gamma}$ ,  $\gamma_c \gg \gamma$ ,  $\omega \ll 1$ ). Наличие малого параметра  $\gamma$  позволяет использовать для анализа аппарат теории сингулярно-возмущенных систем. Ограничимся анализом разрывных (по А. А. Андронову [11, 12]) решений системы на фазовой плоскости  $(\Theta, \eta)$ , т. е. нулевым приближением по малому параметру  $\gamma$ .

Запишем уравнение медленной кривой (демаркационной по [13]) для исследуемой системы

$$\eta = F(\Theta) = \alpha \frac{\bar{\gamma}\Theta - 1}{\gamma_c \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) - \alpha} = \alpha \frac{B_c}{\bar{B}} \frac{\Theta - \bar{B}}{\exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) - \alpha B_c}. \quad (4)$$

Данное выражение получено из первого уравнения (1) при  $\gamma = 0$ . Оно описывает на фазовой плоскости линию максимальных температур. Соответственно фазовая траектория системы может иметь лишь одну точку пересечения с медленной кривой при  $\Theta = \Theta_{\max}$ . Укажем, что медленная кривая является разделяющей (демаркационной) для поля направлений фазовых траекторий процесса. При ее пересечении изменяется знак производной температуры. Кроме того, медленным участкам траектории соответствуют отрезки устойчивых ветвей медленной кривой. Из (4) видно, что имеется одно стационарное состояние, отвечающее завершению процесса при  $\eta = 0$  и  $\Theta = 1/\gamma = \bar{B}$ .

В связи с тем, что вид медленной кривой на фазовой плоскости  $\Theta - \eta$  определяет динамику изучаемой системы, проведем ее анализ. В зависимости от соотношения параметров  $\gamma$ ,  $\gamma_c$  и  $\alpha$  изменяется форма медленной кривой на фазовой плоскости (рис. 1). Из (4) видно, что кривая имеет разрыв при температуре  $B_p$ , удовлетворяющей равенству

$$\exp\left(\frac{B_p}{1 + \beta B_p}\right) = \alpha B_c.$$

Если  $\alpha B_c < 1$ , то  $B_p < 0$ . При  $1 < \alpha B_c < \exp\left(\frac{\bar{B}}{1 + \beta \bar{B}}\right)$   $B_p$  находится между нулем и  $\bar{B}$ . Для  $\alpha B_c > \exp(\bar{B}/(1 + \beta \bar{B}))$   $B_p > \bar{B}$  и ветвь  $F_3^*$  пересекает ось  $\Theta$  при  $B$  (рис. 1, б). Минимум медленной кривой  $A_0$  имеет место на оси  $\eta$  при  $\alpha = (1 + \bar{B})/B_c$ . Видно, что увеличение коэффициента теплоотдачи приводит к смещению  $A_0$  в область отрицательных значений  $\Theta$ .

Для фазового портрета типа рис. 1, а имеется пять ветвей медленной кривой:  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_3$  — устойчивые, а  $F_0$  и  $F_4$  — неустойчивые. Медленная кривая типа рис. 1, б имеет три ветви:  $F_2^*$  и  $F_3^*$  — устойчивые, а  $F_0^*$  — неустойчивая. Точками срыва являются экстремумы медленной кривой  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ . Значения  $\Theta$  в данных точках можно вычислить из трансцендентного уравнения

$$\exp\left(\frac{\Theta_*}{1 + \beta \Theta_*}\right) - \alpha B_c - (\Theta_* - \bar{B}) \exp\left(\frac{\Theta_*}{1 + \beta \Theta_*}\right) \frac{1}{(1 + \beta \Theta_*)^2} = 0. \quad (5)$$

При  $\beta = 0$  уравнение имеет вид

$$\exp \Theta_* - \alpha B_c - (\Theta_* - \bar{B}) \exp \Theta_* = 0,$$

а при  $\omega \Rightarrow 0$  ( $\bar{\gamma} \approx \gamma_c$ )

$$(\bar{B} + 1 - \Theta_*) \exp \Theta_* - \alpha \bar{B} = 0.$$

Степень выгорания в точках срыва можно выразить через температуру срыва. Из (5) следует, что

$$\eta_* = \alpha \frac{B_c}{\bar{B}} \frac{(1 + \beta \Theta_*)^2}{\exp\left(\frac{\Theta_*}{1 + \beta \Theta_*}\right)}, \quad (6)$$

или в другом виде

$$\eta_* = 1 - \bar{\gamma} \Theta_* + \bar{\gamma} (1 + \beta \Theta_*)^2.$$

Рассмотрим функцию  $\varphi(\Theta) = \frac{dF}{d\Theta} = 0$  (5). Если  $\Theta_{1,2}$  — два корня данного уравнения, то между ними  $\varphi'(\Theta)$  должна обращаться в нуль и выполняется соотношение

$$(\bar{\gamma} \Theta - 1)(1 - 2\beta - 2\beta^2 \Theta) = 0,$$

которое имеет два корня  $\bar{B}$  и  $(1 - 2\beta)/(2\beta^2)$ , находящиеся между точками срыва. Таким образом, медленная кривая может иметь три точки срыва. На ветви, лежащей левее точки разрыва  $\Theta_p$ ,  $\varphi'(\Theta) < 0$  ( $B_p < \bar{B}$ ). Если на ней имеется точка срыва, то она единственная ( $A_0$ ). Правее

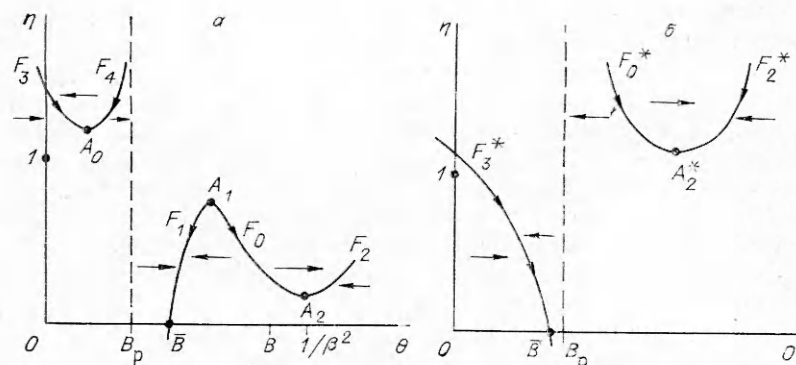


Рис. 1. Два случая фазового портрета системы.  
 $F$  — медленная кривая. Стрелки указывают поле направлений фазовых траекторий.

точки разрыва медленная кривая имеет не более двух точек срыва:  $A_1$  — максимум и  $A_2$  — минимум.

Оценим значение  $\Theta$  в точках срыва при учете естественного ограничения  $0 \leq \eta \leq 1$ . В этом случае

$$0 \leq 1 - \bar{\gamma}\Theta_* + \bar{\gamma}(1 + \beta\Theta_*)^2 \leq 1.$$

Пренебрегая членами с  $\beta^2$ , можно получить

$$\frac{1}{1 - 2\beta} < \Theta_* < \frac{\bar{B} + 1}{1 - 2\beta}.$$

Если  $\Theta_* > \bar{B} > 1$ , тогда  $\Theta_*$ , соответствующая максимальному предвзрывному разогреву, удовлетворяет соотношению

$$\bar{B} \leq \Theta_* \leq (\bar{B} + 1)/(1 - 2\beta).$$

Таким образом, максимальный предвзрывной разогрев не превышает  $\bar{B}$  более чем на один характеристический интервал.

Если для точки срыва  $\Theta_* < 1/(1 - 2\beta)$ , то значение степени превращения в точке  $A_0$   $\eta_0 > 1$ . Следовательно,  $A_0$  попадает в область физически естественных значений  $\eta$  при  $\Theta_0 > 1/(1 - 2\beta)$ . Точка срыва  $A_2$  находится вне области реально достижимых значений температур  $\Theta_2 \sim 1/\beta^2$ .

В зависимости от соотношения между параметрами  $B$  и  $\alpha$  может быть три точки срыва ( $A_0, A_1, A_2$ ) или одна  $A_2^*$  (см. рис. 1). При типичном соотношении для взрывных смесей  $\beta^2 < \gamma < \beta$  [14] в области реальных значений  $\eta < 1$  и  $\Theta < B$  имеют место три случая: в области отсутствуют точки срыва либо находится одна точка  $A_1$  или одновременно две —  $A_0$  и  $A_1$ . Отметим, что медленная кривая не пересекает ось  $\eta$  в диапазоне  $0-1$ . Значение температуры в точке разрыва  $B_p$  монотонно повышается с ростом  $B$  при фиксированном  $\alpha$  и аналогично растет с  $\alpha$  при фиксированном  $B$ .

**Анализ процесса на фазовой плоскости. Критические условия.** Как и для задачи теплового взрыва в однофазной системе [14, 15], область реального изменения переменных на фазовой плоскости ограничена адиабатическим треугольником в положительном квадранте, стороны которого — отрезки осей координат и адиабатической прямой  $\eta = 1 - \gamma\Theta$ .

На фазовой плоскости  $(\Theta, \eta)$  анализ системы в разрывных решениях можно пояснить следующим образом. Начальная точка траектории системы имеет координаты  $(0, 1)$ , а конечная точка —  $(\bar{B}, 0)$ . Траектория состоит из быстрых и медленных участков движения. Быстрым участкам траектории соответствуют в нулевом приближении участки, параллельные оси абсцисс, а медленным — участки устойчивых веток медленной кривой до точек срыва. Отклонение истинного решения системы (1) от горизонтальной определяется наклоном адиабатической прямой [14]  $\eta = 1 - \gamma\Theta$ , т. е. быстрые участки имеют наклон  $\gamma$ , определяемый свойст-

вами реакционной среды. Дополнительные искривления траекторий имеют место в окрестности точек срыва и падения.

Положению предела соответствует случай, когда точка срыва  $A_1$  имеет координату  $\eta = 1$ . Это означает, что с последующим ростом безразмерного коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  траектории, начинающиеся в точке  $(0, 1)$ , будут попадать на устойчивую ветвь  $F_1$ . Данные траектории отвечают медленному протеканию реакции. Таким образом, критическому  $\alpha_*$  соответствует  $\alpha$ , при котором точка срыва имеет координату  $\eta = 1$ . Для расчета  $\alpha_*$  можно использовать выражения (4) и (5). Точке срыва при  $\eta = 1$  соответствуют два значения температуры  $\Theta_{*1} = 1 + 2\beta$  и  $\Theta_{*2} = \bar{B}$  и

$$\alpha_{*1} = \frac{\bar{B}}{B_c} (1 - \beta) e + 0(\beta^2) = \frac{1 - \beta}{1 + \omega} e + 0(\beta^2), \quad (7)$$

$$\alpha_{*2} = \exp\left(\frac{\bar{B}}{1 + \beta\bar{B}}\right) / B_c. \quad (8)$$

Из (7) видно, что смещение предела за счет влияния прогрева инертной фазы определяется величиной  $\omega$  или, иначе, — отношением  $B/B_c$ . Подобное влияние за счет прогрева, по-видимому, аналогично «коллективному» эффекту при взрыве газовзвесей [3, 4]. В зависимости от  $\bar{B}$  существуют два случая перехода через критические условия по  $\alpha$ .

1. При  $\bar{B} < (1 + 2\beta)$  устойчивая ветвь медленной кривой  $F_1$  связана с медленными режимами реакции [13, 14] для значений

$$\alpha_{*1} < \alpha < \alpha_{*2}.$$

Для взрывных режимов траектория пересекает  $F_0$  по прямой с наклоном  $\gamma$ . В точке пересечения наблюдается максимальная температура взрыва. Далее система охлаждается, чему соответствует быстрый участок траектории, параллельный оси  $\Theta$  до ветви  $F_1$  вблизи  $\Theta = \bar{B}$  с последующим движением к точке  $(\bar{B}, 0)$ .

При  $\bar{B} < (1 + 2\beta)$  ситуация эквивалентна обычному тепловому взрыву. Дополнительно существует «безотрывной» медленный режим протекания процесса вследствие адиабатической постановки задачи, т. е. в отсутствие внешнего теплоотвода. Температура инертной фазы отслеживает температуру реакционной смеси. С увеличением  $\alpha$  до  $\alpha_{*2}$  точки срыва  $A_0$  и  $A_1$  приближаются к  $B_p$ . При  $\alpha = \alpha_{*2}$  происходит их слияние и перестройка фазового портрета от случая (а) к (б) (см. рис. 1). При  $\alpha > \alpha_{*2}$  медленному протеканию отвечает движение вдоль устойчивой ветви  $F_3$  до завершения процесса при  $\Theta = \bar{B}$ .

Существенное отличие данного режима — это отсутствие экстремума температуры, т. е. максимальное значение температуры достигается в конце процесса и  $\Theta_{\max} = \bar{B}$ . Температурная кривая во времени имеет монотонный характер. При  $\alpha > \alpha_{*2}$  рост температуры полностью контролируется инертной фазой.

2. В случае  $\bar{B} > (1 + 2\beta)$  система по ходу процесса всегда достигает разогревов, превышающих максимальный ( $\Delta\Theta = 1$ ). По мере реагирования при достаточно больших  $\alpha$  из-за отсутствия внешнего теплоотвода система будет постепенно разогреваться и по ходу процесса достигать критических условий с переходом во взрыв при некоторых значениях  $\eta$ . При  $\alpha < \alpha_{*1}$  и  $\bar{B} > 1$  траектории системы в нулевом приближении ( $\gamma = 0$ ) не попадают на устойчивую ветвь  $F_1$ , соответствующую медленному режиму. С увеличением  $\alpha$   $\eta(A_0)$  уменьшается, а  $\Theta(A_0)$  растет. При  $\alpha = \alpha_{*1}$   $\eta(A_0) = 1$  и  $\Theta(A_0) = 1$ . Видно, что с дальнейшим ростом  $\alpha$  точка срыва  $A_0$  и соответствующие ветви медленной кривой  $F_3$  и  $F_4$  попадают в область реального изменения переменных.

Если  $\alpha_{*1} < \alpha < \alpha_{*2}$ , траектория системы имеет участок медленного движения вдоль  $F_3$ . Система после периода индукции переходит на устойчивую ветвь  $F_3$  и медленно реагирует (движение до  $A_0$ ) с переходом во взрыв (движение по адиабатической прямой  $\eta = 1 - \gamma\Theta$ ). Значение

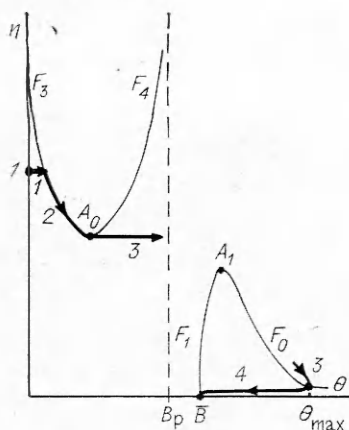


Рис. 2. Двухстадийный режим — фазовая траектория системы.

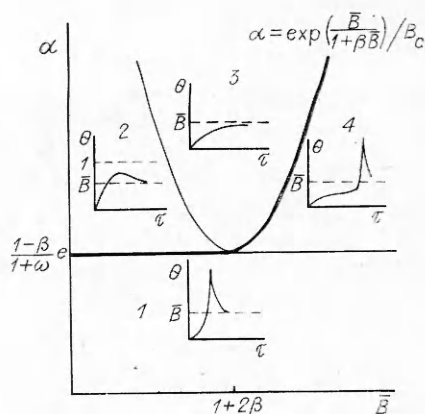


Рис. 3.  $\alpha$  —  $\bar{B}$ -диаграмма режимов процесса.

$\Theta(A_0)$  определяется как наименьший корень уравнения (5), а  $\eta_0$  из (6).

Таким образом, траектория системы состоит из следующих участков (рис. 2): 1) падения на  $F_3$  (период индукции), 2) медленного движения по  $F_3$  до  $A_0$  (медленная стадия реагирования, квазистационарный разогрев), 3) срыва и быстрого движения по прямой с наклоном  $\gamma$ , определяемым реакцией в газе, до пересечения с  $F_0$  (взрывная стадия процесса), 4) быстрого движения до устойчивой ветви  $F_1$  и движения до завершения процесса при  $\Theta = B$  (охлаждение системы).

Видно, что имеет место двухстадийный процесс, состоящий из медленной и взрывной стадий реагирования. Для фиксированного  $B$  существует предельная степень медленного выгорания вещества, при которой еще происходит взрыв:

$$\eta_{0*} = (1 + \beta\bar{B})^2/\bar{B}.$$

Функция  $\eta_{0*}(\beta, \bar{B})$  имеет минимум при  $\bar{B} = 1/\beta$

$$\eta_{0 \min} = 4\beta.$$

Данное значение степени выгорания есть максимальная степень медленного превращения вещества, при которой можно наблюдать переход во взрыв.

Таким образом, при  $\bar{B} > 1$  и  $\alpha < \alpha_{*1}$  осуществляется типичное взрывное протекание процесса. Для  $\alpha_{*1} < \alpha < \alpha_{*2}$  он идет в две стадии. Сначала — это медленное реагирование с постепенным разогревом до точки срыва  $A_0$  и затем переход во вторую — взрывную стадию. Максимальный предвзрывной разогрев для  $\bar{B} < 1$ , как и в классическом случае, равен единице. Для  $\bar{B} > 1$  максимальный предвзрывной разогрев равен непосредственно значению равновесной температуры

$$\Delta\Theta_{\max} = B.$$

С ростом коэффициента теплоотдачи значениям  $\alpha > \alpha_{*2}$  отвечает «безотрывной» режим реакции с монотонным ростом температуры.

Можно констатировать, что при  $\bar{B} > 1$  критическим условием отсутствия взрывных режимов является переход к «безотрывному» монотонному режиму реакции. Здесь скорость роста температуры полностью контролируется скоростью теплоотвода в инертную фазу

$$\alpha_{*2} = \exp(\bar{B}/(1 + \beta\bar{B}))/B_c.$$

Данное критическое условие, по-видимому, отвечает пределу по выгоранию, полученному для самовоспламенения газовзвеси [4, 6], а двухстадийный режим воспламенения соответствует режиму квазистационарного теплового взрыва [16].

**Параметрический анализ.** Для фиксированных значений параметров  $\beta$  и  $\gamma$  на плоскости  $\alpha - B$  можно определить области существования обесуждавшихся режимов. На рис. 3 видно, что существуют четыре режима протекания реакции: взрывной (1), медленный (2), «безотрывной» медленный с монотонным ростом температуры до ее равновесного значения (3) и двухстадийный — квазистационарный режим теплового взрыва (4).

**Заклучение.** Предварительно отметим, что результаты получены без учета малости величины  $\omega$ . Следовательно, выводы будут справедливы для различных композиций, состоящих из газовой, твердой и жидкой фаз, и для тех случаев, когда нет необходимости учитывать пространственное распределение температуры. Приведем характерные значения  $\omega$ . Для газозвдушной смеси, находящейся при давлении 1 атм в стальной матрице,  $\omega \sim 2 \cdot 10^{-4}$ ; для системы, состоящей из горючей жидкости типа гидразина и стальной матрицы,  $\omega \sim 0,15$ .

Таким образом, тепловой взрыв в обычном понимании для адиабатической системы реакционная смесь — инертная фаза наблюдается при  $B < 1$ . В этом случае система обладает достаточной «тепловой емкостью» для снятия тепла в таком количестве, что конечная равновесная температура не превышает максимальный разогрев  $\Delta\Theta_{\max} = 1$ .

При  $B > 1$  система, вообще говоря, является надкритической. По ходу процесса достигаются разогревы больше  $\Delta\Theta_{\max} = 1$ . Имея начальные условия, далекие от предела, система медленно реагирует, достигает достаточно больших разогревов ( $\Delta\Theta_{\max} \sim \bar{B}$ ) при значительных степенях медленного выгорания и переходит во взрыв. Переход во взрыв наблюдается до степени медленного выгорания  $\eta_{0,\min} = 4\beta$  (см. рис. 3, 4). Дополнительно акцентируем, что в системах с прогревом инертной фазы имеют место максимальные предвзрывные разогревы, равные по величине равновесному адиабатическому разогреву  $\bar{B}$ . При  $\alpha_{*2} = \exp(\bar{B}/(1 + \beta\bar{B}))/B$  происходит переход к режимам протекания реакции с монотонным безотрывным ростом температуры. Конечно, надо иметь в виду, что внешний теплоотвод не учитывается. Естественно предположить, что постепенное приоткрывание системы будет уменьшать максимальный предвзрывной разогрев от  $B$  до 1 и нарушать условие монотонности.

Равенство  $\alpha = \alpha_{*2}$  при  $B > 1$  удобно использовать как критическое, предельное условие перехода к относительно медленному, контролируемому режиму протекания реакции. Значения безразмерного коэффициента теплоотдачи таковы, что скорость теплоотвода контролирует скорость тепловыделения в реакционной среде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах/Под ред. Ю. Ш. Матроса.— Новосибирск: Наука, 1988.
2. Клячко Л. А. Воспламенение совокупности частиц при гетерогенной реакции // Теплоэнергетика.— 1966.— № 8.— С. 65—68.
3. Клячко Л. А., Горюшкин С. В. Некоторые вопросы горения газозвесей // ИФЖ.— 1988.— 54, № 2.— С. 330—341.
4. Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. Критические условия самовоспламенения совокупности частиц // ФГВ.— 1969.— 5, № 1.— С. 129—136.
5. Krishna C. R., Berlud A. L. A model for dust cloud autoignition // Combust. Flame.— 1980.— 37, N 2.— P. 207—210.
6. Лисицын В. И., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. О периоде индукции при самовоспламенении совокупности частиц // ФГВ.— 1971.— 7, № 1.— С. 3—9.
7. Розенбанд В. И., Черненко Е. Ф. Расчет нижнего концентрационного предела самовоспламенения газозвеси и слоя порошка металла // Там же.— 1982.— 18, № 3.— С. 9—17.
8. Письмен Л. М. Существование и устойчивость стационарных режимов трубчатых реакторов с внутренним теплообменом // Там же.— 1969.— 5, № 2.— С. 239—249.
9. Scott S. K. Thermal explosion of dispersed media // J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2.— 1984.— 80.— P. 1555—1568.
10. Шевчук В. Г., Золотко А. Н., Полнчук Д. И. Воспламенение конгломератов частиц бора // ФГВ.— 1975.— 11, № 2.— С. 218—223.

11. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний.— М.: Наука, 1981.
12. Мищенко Е. Ф., Розов Н. Х. Дифференциальные уравнения с малым параметром и релаксационные колебания.— М.: Наука, 1975.
13. Тодес О. М., Мелентьев П. В. Теория теплового взрыва. 2. Тепловой взрыв для мономолекулярных реакций // ЖФХ.— 1933.— 13, вып. 11.— С. 1594—1609.
14. Бабушок В. И., Гольдштейн В. М. Предел самовоспламенения: переходные режимы реакции.— Новосибирск, 1985.— (Препр./ИМ СО АН СССР; № 10).
15. Babushok V. I., Gol'dshtein V. M. Structure of the thermal explosion limit // Combust. Flame.— 1988.— 72.— Р. 221—224.
16. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. Квазистационарный тепловой режим протекания взрывных реакций // Докл. АН СССР.— 1958.— 120.— С. 1068—1071.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 24/IX 1991

УДК 536.8 + 621.4

М. С. Натанзон, О. М. Меньшикова

## БИФУРКАЦИИ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

Проведен теоретический анализ механизма возникновения низкочастотных ВЧ-колебаний, обусловленных процессом горения. Рассмотрена модель, согласно которой это явление связано с возможной реализацией двух существенно различных режимов горения зоны обратного тока. Применительно к горению двух заранее перемешанных газов определены возможности работы смесительного элемента, при которых при одних и тех же граничных условиях возможно существование двух режимов горения, существенно отличающихся по характеристикам устойчивости. Математическая модель учитывает влияние химической кинетики и турбулентного смешения.

Процесс горения в высоконапряженных камерах сгорания склонен к потере устойчивости, приводящей к возникновению высокочастотных (ВЧ) колебаний, обусловленных акустикой. В первую очередь это относится к камерам сгорания ЖРД [1]. Поскольку возникновение ВЧ-колебаний приводит к разрушению конструкции, безусловное обеспечение устойчивости горения — важный и ответственный этап создания подобного рода камер сгорания.

Теория и опыт показывают, что возникновение ВЧ-колебаний может быть результатом мягкого или жесткого режима потери устойчивости (в зависимости от особенностей конструкции и условий работы). В первом случае запасы устойчивости контролируются экспериментальным определением границ устойчивости, во втором — определением предельного уровня искусственного возмущения давления в камере сгорания, при котором еще не возбуждаются ВЧ-колебания (см., например, [1, 2]).

Однако в процессе доводки камер, а также экспериментальных исследований изредка наблюдается возникновение ВЧ-колебаний, на первый взгляд, не вполне укладывающееся в имеющиеся представления о существовании двух режимов возбуждения. Имеется в виду такого рода ситуация, когда режим работы камеры расположен вдали от границ мягкого и жесткого режимов потери устойчивости и тем не менее процесс горения по невыясненным причинам теряет устойчивость [1]. Явление носит случайный характер и имеет низкую воспроизводимость. Предполагается, что причина потери устойчивости в этих случаях — незначительные, лежащие в пределах технологических допусков случайные вариации параметров системы смесеобразования и оказывающие сильное влияние на устойчивость системы.

Подобные предположения в ряде случаев вполне оправданны. Однако они неприменимы, когда варьирование конструктивными параметрами вблизи номинальных значений не приводит к заметному изменению границ устойчивости, а также тогда, когда описываемый вид плоховоспроизводящихся ВЧ-колебаний наблюдается при повторных испытаниях одно-