

Н. А. Королева

К ВОПРОСУ О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ГОРЕНИИ ПОЛИДИСПЕРСНОГО ТОПЛИВА

Предложена модель горения пылевидного или капельного топлива на основе уравнений, описывающих баланс тепла, материальный баланс по окислителю и эволюцию полидисперсного ансамбля частиц с учетом их непрерывного поступления извне. Исходная система сведена к двум интегродифференциальным уравнениям, описывающим динамику температуры и концентрации окислителя в топке. Получен критерий неустойчивости стационарного режима горения, исследован механизм перехода к автоколебаниям, определена область существования только мягкого режима потери устойчивости в пространстве физических и режимных параметров системы. Найдены амплитуда и частота автоколебаний в зависимости от надкритичности.

В работе [1] исследованы неустойчивость стационарных и амплитудно-частотные характеристики автоколебательных режимов горения полидисперсной системы частиц в условиях кинетического режима протекания реакции при избытке окислителя. Для выявления физического существа данной проблемы в [1] предложена упрощенная модель горения пылевидного твердого или капельного топлива. Наиболее серьезные ограничения этой модели связаны с предположением о постоянстве теплоемкости смеси и содержания окислителя в системе. Нестационарность же указанных величин может существенно влиять на характеристики возникающих автоколебаний. Исследовать это влияние — цель настоящей работы.

Рассматриваем кинетический режим горения пылевидного топлива в пренебрежении процессами дробления и коагуляции. Параметры смеси в заданном объеме считаем однородными, что соответствует гипотезе идеального перемешивания. Тогда в расчете на единицу объема смеси получаем систему уравнений, описывающую баланс тепла и материальный баланс по окислителю в топке

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \alpha (T_e - T) + 4\pi k Q C \int_0^{\infty} f(t, r) \left| \frac{dr}{dt} \right| r^2 dr, \quad (1)$$

$$\frac{dC}{dt} = Q_{ок} - 4\pi \sigma k C \int_0^{\infty} f(t, r) \left| \frac{dr}{dt} \right| r^2 dr$$

и эволюцию плотности распределения $f(t, r)$ частиц по радиусу r

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{dr}{dt} f \right) = \gamma(r). \quad (2)$$

Здесь ρc — теплоемкость единицы объема смеси; α , T_e — эффективные коэффициент теплоотдачи и температура внешнего стока соответственно; T — температура в топке; C — концентрация окислителя в единице объема смеси; Q — тепловой эффект реакции; σ — стехиометрический коэффициент; k — коэффициент, определяемый конкретным механизмом реакции; $Q_{ок}$ — массовый поток окислителя; $\gamma(r)$ — скорость подвода частиц.

При записи уравнений (1) предполагалось, что скорость химической реакции на поверхности частицы имеет первый порядок по концентрации окислителя. В кинетическом уравнении (2) не учитывались возможные флуктуации скорости горения отдельных частиц.

Скорость изменения радиуса горящих частиц в кинетическом режиме представим в виде

$$\frac{dr}{dt} = -\beta T, \quad (3)$$

где $\beta(T) \sim \exp[-E/RT]$; E — энергия активации; R — газовая постоянная.

Величина ρc , в отличие от таковой в [1], не является стационарной. Она зависит от объема частиц в точке следующим образом:

$$\rho c V = \rho_r c_r V_r + \rho_c c_c V_c,$$

где V , V_r , V_c — соответственно объем точки и объемы, занимаемые газом и частицами, а $\rho_r c_r$, $\rho_c c_c$ — теплоемкости газа и частиц, отнесенные к единице объема. Учитывая, что

$$V_c = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty f(t, r) r^3 dr,$$

перепишем выражение для ρc в следующем виде:

$$\rho c = \frac{1}{V} \left[\rho_r c_r V + \frac{4\pi}{3} (\rho_c c_c - \rho_r c_r) \int_0^\infty f(t, r) r^3 dr \right]. \quad (4)$$

В пренебрежении влиянием начальных условий, что возможно на развитой стадии процесса, система (1), (2) сводится к интегродифференциальным уравнениям

$$\left[1 + \frac{H}{\Omega_1} \beta_s \int_0^\infty s^3 \int_s^\infty \gamma(x) \left(\frac{1}{\beta [u(\tau + s - x)]} - \frac{1}{\beta_s} \right) dx ds \right] \frac{\beta(u)}{\beta_s} \frac{d\xi}{d\tau} =$$

$$= -St + (St + St_e) \xi + \frac{4\pi k O C_0 v_s \beta(u)}{T_0 (\rho c)_s u_s} \beta_s^2 \theta^3 (\eta + 1) \int_0^\infty s^2 \int_s^\infty \frac{\gamma(x) dx}{\beta [u(\tau + s - x)]} ds, \quad (5)$$

$$\frac{\beta(u)}{\beta_s} \frac{d\eta}{d\tau} = G - 4\pi k \sigma \beta(u) \beta_s^4 \theta^5 (\eta + 1) \int_0^\infty s^2 \int_s^\infty \frac{\gamma(x) dx}{\beta [u(\tau + s - x)]} ds,$$

описывающим динамику изменения температуры и концентрации окислителя в точке, и к выражению для плотности распределения частиц

$$f(\tau, s) = \theta \beta_s \int_s^\infty \frac{\gamma(x) dx}{\beta [u(\tau + s - x)]}. \quad (6)$$

Здесь введены переменные и параметры

$$\xi = \frac{u - u_s}{u_s}, \quad \eta = \frac{v - v_s}{v_s}, \quad u = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad u_e = \frac{T_e - T_0}{T_0},$$

$$v = \frac{C}{C_0}, \quad \tau = \frac{1}{\theta \beta_s} \int_0^t \beta dt, \quad s = \frac{r}{\theta \beta_s},$$

$$\theta = \frac{1}{(\beta_s^4 \gamma_0)^{1/5}}, \quad St = \frac{\alpha (u_s - u_e) \theta}{(\rho c)_s u_s}, \quad St_e = \frac{\alpha u_e \theta}{(\rho c)_s u_s}, \quad (7)$$

$$H = \frac{4\pi (\rho_c c_c - \rho_r c_r) \theta^5 \beta_s^4}{3V (\rho c)_s} \Omega_1, \quad \Omega_1 = \int_0^\infty s^3 \int_s^\infty \gamma(x) dx ds,$$

$$G = \frac{Q_{ок} \theta}{C_0 v_s},$$

нижний индекс 0 отмечает характерные значения соответствующих величин, а s — их стационарные значения; θ — временной масштаб процесса; St , St_e — параметры Стентона; H — параметр, характеризующий отличие теплоемкостей газа и частиц; G — безразмерный массовый поток окислителя.

Для стационарного режима из (5), (6) следует

$$f_s(s) = \Theta \int_s^\infty \gamma(x) dx, \quad G = 4\pi\sigma k\beta_s^4\theta^5\Omega,$$

$$St = \frac{4\pi k\theta^5\beta_s^4 Q C_v v_s}{T_0(\rho c)_s u_s} \Omega, \quad (8)$$

$$\Omega = \int_0^\infty s^2 \int_s^\infty \gamma(x) dx ds,$$

$$(\rho c)_s = \rho_r c_r + \frac{4\pi}{3V} (\rho_c c_c - \rho_r c_r) \theta^5 \beta_s^4 \Omega_1.$$

Проведем исследование устойчивости стационарного режима. Полагая $|\xi| \ll 1$, $|\eta| \ll 1$, линеаризуем систему (5):

$$\frac{d\xi}{d\tau} = -[(1 - B_1)St + St_e] \xi - \frac{B_1 St}{\Omega} \int_0^\infty \int_s^\infty \gamma(x) \xi(\tau + s - x) dx ds + St \eta,$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = -G \left[B_1 \left(\xi - \frac{1}{\Omega} \int_0^\infty \int_s^\infty \gamma(x) \xi(\tau + s - x) dx ds \right) + \eta \right], \quad (9)$$

где параметр $B_1 = u_s \frac{d \ln \beta}{du} \Big|_{u=u_s}$ представляет собой безразмерную энергию активации. Полагая в (9)

$$\xi = \xi_0 e^{i\omega\tau}, \quad \eta = \eta_0 e^{i\omega\tau}, \quad (10)$$

получаем уравнение поверхности нейтральной устойчивости стационарного режима

$$\begin{aligned} i\omega + St + St_e - St B_1 \left[1 - \frac{1}{\Omega} \int_0^\infty \left(\int_s^\infty \gamma(x) e^{-i\omega x} dx \right) s^2 e^{i\omega s} ds \right] + \\ + \frac{St G B_1 \left[1 - \frac{1}{\Omega} \int_0^\infty \left(\int_s^\infty \gamma(x) e^{-i\omega x} dx \right) s^2 e^{i\omega s} ds \right]}{i\omega + G} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

(Законность применения представления (10) к (9) подробно обоснована в [1].) Следы поверхности нейтральной устойчивости в плоскости параметров B_1 , St для различных значений параметра G показаны на рис. 1 ($G = 0$ соответствует случаю, рассмотренному в [1]). В качестве функции $\gamma(r)$ рассматривалась

$$\gamma(r) = \gamma_0 X(r_0 - r),$$

где $X(x)$ — функция Хевисайда; r_0 — максимальный радиус частиц. Область под кривой соответствует устойчивому режиму протекания реакции. Видно, что неустойчивость возникает с ростом энергии активации (при постоянном теплоотводе).

Учет колебаний содержания окислителя в топке приводит к расширению зоны устойчивости. Физически этот эффект можно объяснить следующим образом. Поступление частиц в топку приводит

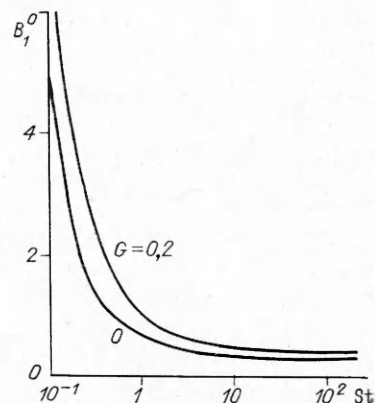


Рис. 1. Кривые нейтральной устойчивости в плоскости B_1 , St при $\delta = -St_e/St = 0,7$, $s_0 = s(r_0) = 10$, $u_s = 0,1$.

сначала к повышению температуры в ней и, следовательно, росту скорости химической реакции и прогрессирующему выгоранию как частиц, так и окислителя. Таким образом, уменьшение тепловыделения за счет реакции может произойти не только в результате выгорания частиц, не компенсируемого их подводом, но и за счет уменьшения концентрации окислителя, что должно оказывать дополнительный стабилизирующий эффект.

Рассмотрим нестационарные режимы, устанавливающиеся в результате потери устойчивости стационарных, при неглубоком заходе в область неустойчивости, т. е. $(B_1 = B_1^0)/B_1^0 \ll 1$ (верхний индекс ноль отмечает значения соответствующих величин на кривой нейтральной устойчивости). Используя методы теории бифуркаций, перепишем систему уравнений (5) с учетом малых вплоть до третьего порядка по ξ и η в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \left\{ 1 + B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 + H \left[B_1 \xi + \left(\frac{3}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 - B_1 (1 + B_1 \xi) \widehat{J}_{01} - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - B_1^2 \widehat{J}_{11} + \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) \widehat{J}_{02} \right] \right\} \frac{d\xi}{d\tau} = - (St + St_e) \xi + \\ & \quad + St \left[B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 + \left(\frac{1}{6} B_1^3 + B_1 B_2 + B_3 \right) \xi^3 - B_1 J_{01} - \right. \\ & \quad - B_1^2 J_{11} - B_1 \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) J_{21} + \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) J_{02} + B_1 \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) J_{12} - \\ & \quad - \left. \left(\frac{1}{6} B_1^3 - B_1 B_2 + B_3 \right) J_{03} \right] + St \eta \left[1 + B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 - \right. \\ & \quad \left. - B_1 J_{01} - B_1^2 J_{11} + \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) J_{02} \right], \\ & \left(1 + B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 \right) \frac{d\eta}{d\tau} = - G \left[B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 + \right. \\ & \quad + \left(\frac{1}{6} B_1^3 + B_1 B_2 + B_3 \right) \xi^3 - B_1 J_{01} - B_1^2 J_{11} - B_1 \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) J_{21} + \\ & \quad + \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) J_{02} + B_1 \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) J_{12} - \left. \left(\frac{1}{6} B_1^3 - B_1 B_2 + B_3 \right) J_{03} \right] - \\ & \quad - G \eta \left[1 + B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 - B_1 J_{01} - B_1^2 J_{11} + \left(\frac{1}{2} B_1^2 - B_2 \right) J_{02} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$B_k = \frac{u_s^k}{k!} \frac{d^k \ln \beta}{du^k} \Big|_{u=u_s},$$

$$J_{km} = \frac{1}{\Omega} \xi^k \int_0^\infty s^2 \int_s^\infty \xi^m (\tau - x + s) dx ds,$$

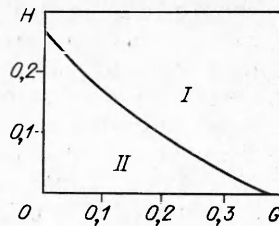
$$\widehat{J}_{km} = \frac{1}{\Omega_1} \xi^k \int_0^\infty s^3 \int_s^\infty \xi^m (\tau - x + s) dx ds.$$

Представим ξ и η в виде рядов [1]

$$\begin{aligned} \xi(\tau) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{in\omega\tau}, & \eta(\tau) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n e^{in\omega\tau}, \\ A_n^* &= A_{-n}, & F_n^* &= F_{-n}, \end{aligned} \quad (13)$$

где звездочка сверху означает комплексное сопряжение. В связи с произвольностью выбора начала отсчета безразмерного времени τ считаем амплитуду A_1 действительной. Подстановка разложений (13) в (12) приводит к бесконечной системе алгебраических уравнений для A_n и F_n . Если в системе реализуются слабонелинейные колебания ($q = A_1^2 \ll 1$),

Рис. 2. Область существования только мягкого режима самовозбуждения автоколебаний в плоскости параметров G и H (I); в области II возможно возникновение неустойчивости по жесткому сценарию.



то можно показать, что $|A_n|^2 \sim |F_n|^2 \sim q^n$, $|A_0|^2 \sim |C_0|^2 \sim q$, где $q \sim (B_1 - B_1^0)/B_1^0$. Не превышая заданной точности в (13), будем учитывать лишь гармоники с $|n| \leq 2$. В членах порядка выше $q^{1/2}$ заменяем B_1, ω на их значения на кривой нейтральной устойчивости — B_1^0, ω^0 [1]. Решая уравнения для $n = 0, 2$, получаем

$$A_0 = \alpha_0 q, A_2 = \alpha_2 q, F_0 = \beta_0 q, F_2 = \beta_2 q. \quad (14)$$

Оставшиеся два уравнения для $n = 1$ позволяют определить коэффициент β_1 ($F_1 = \beta_1 q^{1/2}$) и величины q и $\omega - \omega^0$

$$\beta_1 = \frac{GB_1^0(I_{-1} - 1)}{i\omega^0 + G},$$

$$q = \frac{B_1 - B_1^0 \operatorname{St} B_1^0 \operatorname{Re}(1 - I_{-1})}{B_1^0 \operatorname{Re} p_1},$$

$$\omega - \omega^0 = - \frac{B_1 - B_1^0 \operatorname{St} B_1^0 \omega^0 [\operatorname{Im} p_1 \operatorname{Re}(1 - I_{-1}) + \operatorname{Re} p_1 \operatorname{Im}(I_{-1})]}{B_1^0 p_2 \operatorname{Re} p_1}. \quad (15)$$

(Выражения для $\alpha_0, \alpha_2, \beta_0, \beta_2, I_{-1}, p_1, p_2$ приведены в приложении.)

Для реализации слабонелинейных автоколебаний необходимо, чтобы значение величины q было положительным. В случае $q < 0$ неустойчивость развивается по жесткому сценарию. Система характеризуется наличием многих мод с разными частотами и немалыми амплитудами. С переходом через границу устойчивости эти амплитуды скачком возрастают от нуля до некоторых конечных величин.

Расчеты показали, что введение в рассмотрение колебаний содержания окислителя в системе и учет нестационарности ρ_s приводит к расширению области существования мягкого режима самовозбуждения автоколебаний по сравнению с [1], что согласуется со сделанным выше выводом о стабилизации системы за счет указанных факторов. Найдены такие значения параметров G и H , при которых неустойчивость может возникать только по мягкому сценарию (рис. 2)¹. На рис. 3 и 4 проил-

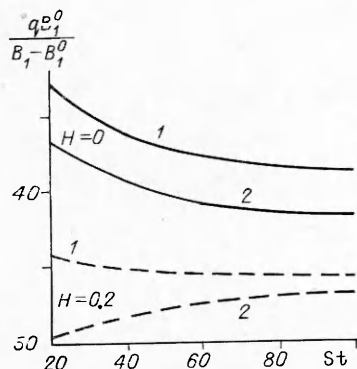


Рис. 3. Зависимость квадрата амплитуды автоколебаний от St и относительной надкритичности.
1 — $G = 0$; 2 — $G = 0,2$.

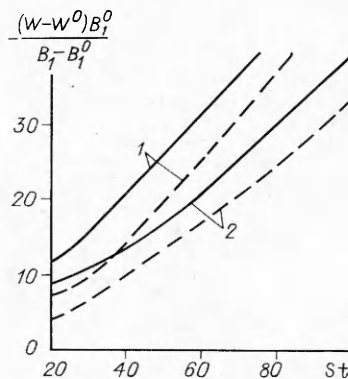


Рис. 4. Зависимость частотного сдвига для автоколебаний от St и надкритичности (обозначения аналогичны рис. 3).

¹ Для рис. 2—4 значения параметров δ, s_0 и u_s аналогичны рис. 1.

люстрированы зависимости квадрата амплитуды основной гармоники и частотного сдвига автоколебаний от числа Стентона при различных значениях параметров G и H , нулевые значения которых соответствуют ситуации, рассмотренной в [1]. С ростом надкритичности q увеличивается, а ω уменьшается. Учет влияния изменения концентрации окислителя и нестационарности теплоемкости смеси приводит к уменьшению амплитуды и увеличению частоты колебаний. Вычисления проводились при $s_0 = s(r_0) = 10$, $\delta = 0,7$, $u_s = 0,1$.

Таким образом, колебания содержания окислителя в системе и зависимость ρc от $f(t, r)$ существенно влияют на характеристики возникающих автоколебаний даже в условиях кинетического режима горения полидисперсного топлива. Особый интерес представляет случай отсутствия жесткого режима самовозбуждения автоколебаний, невозможный без учета нестационарности указанных выше величин. Можно ожидать, что эти факторы приведут также к заметному изменению характеристик нестационарных режимов горения, устанавливающихся при наличии внешней модуляции параметров, по сравнению с определенными в [2]. Необходимые вычисления можно провести, непосредственно используя развитые в [2] представления и метод.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$\alpha_0 = \frac{(B_1^0)^2 (2 - I_1 - I_{-1}) + \beta_0 + 2B_1^0 (\operatorname{Re}(\beta_1) - \operatorname{Re}(\beta_1 I_1))}{1 - \delta},$$

$$\alpha_2 = \frac{\operatorname{St} \left[\frac{1}{2} (B_1^0)^2 (1 - 2I_{-1} + I_{-2}) + B_2 (1 - I_{-2}) \right] - i\omega^0 B_1^0}{2i\omega^0 + \operatorname{St} [1 - \delta - B_1^0 (1 - I_{-2})]} +$$

$$+ \frac{\operatorname{St} [\beta_2 + B_1^0 \beta_1 (1 - I_{-1})]}{2i\omega^0 + \operatorname{St} [1 - \delta - B_1^0 (1 - I_{-2})]},$$

$$\beta_0 = -2B_1^0 [-\omega^0 \operatorname{Im}(\beta_1)/G + B_1^0 (1 - \operatorname{Re}(I_1)) + \operatorname{Re}(\beta_1) - \operatorname{Re}(\beta_1 I_1)],$$

$$\beta_2 = \{i\omega^0 B_1^0 [\operatorname{St} \beta_1 + G(H + 1 - H\widehat{I}_{-1})] GB_1^0 (1 - I_{-2}) - G [i\omega^0 B_1^0 \beta_1 +$$

$$+ G [(B_1^0)^2/2 + B_2 - (B_1^0)^2 I_{-1} + ((B_1^0)^2/2 - B_2) I_{-2}] +$$

$$+ GB_1^0 \beta_1 (1 - I_{-1})] (2i\omega^0 + \operatorname{St} (1 - \delta))\} / (-Z),$$

$$Z = 2i\omega^0 \operatorname{St} GB_1^0 (1 - I_{-2}) - (2i\omega^0 + G) G (2i\omega^0 + \operatorname{St} (1 - \delta)),$$

$$p_1 = i\omega^0 p_3 - \operatorname{St} p_4 + \operatorname{St} p_5 + G p_6,$$

$$p_2 = \omega^0 + G \operatorname{St} (1 - \delta) / \omega^0,$$

$$p_3 = H [B_1^0 \alpha_2 (1 - 2\widehat{I}_1 + \widehat{I}_{-2}) + (B_1^0)^2 (1,5 - \widehat{I}_1 - 0,5\widehat{I}_{-2}) +$$

$$+ B_2 (\widehat{I}_{-2} - 1) + (B_1^0)^2 (1 - \widehat{I}_1)] + (B_1^0 (\alpha_0 + \alpha_2) + 0,5 (B_1^0)^2 + B_2) (1 + H),$$

$$p_4 = [((B_1^0)^2 + 2B_2) (\alpha_0 + \alpha_2 - B_1^0 (0,5I_1 + I_{-1})) + \beta_1 + 0,5\beta_1^* +$$

$$+ ((B_1^0)^2 - 2B_2) ((\alpha_0 + \alpha_2) I_{-1} + B_1^0 (I_0 + 0,5I_{-2}) + \beta_1 I_0 +$$

$$+ 0,5\beta_1^* I_{-2}) + 3 \left(\frac{1}{6} (B_1^0)^3 + B_1^0 B_2 + B_3 \right) - (B_1^0)^2 (\alpha_0 I_{-1} + \alpha_0 I_0 + \alpha_2 I_{-2} +$$

$$+ \alpha_2 I_1) - 3 \left(\frac{1}{6} (B_1^0)^3 - B_1^0 B_2 + B_3 \right) I_{-1} + B_1^0 (\beta_1^* \alpha_2 + \beta_0 + \beta_2 - \beta_1^* \alpha_2 I_{-2} -$$

$$- \beta_0 I_{-1} - \beta_2 I_1) - (B_1^0)^2 (\beta_1^* I_{-1} + \beta_1 I_1 + \beta_1 I_{-1})],$$

$$p_5 = B_1^0 (\beta_1 \alpha_0 - \beta_1^* \alpha_2 + 2\beta_2) + (0,5 (B_1^0)^2 + B_2) (2\beta_1 - \beta_1^*),$$

$$p_6 = (H + 1) [B_1^0 (\alpha_0 + \alpha_2) + 0,5 (B_1^0)^2 + B_2] + H [(B_1^0)^2 (1 - \widehat{I}_1) -$$

$$- B_1^0 (\alpha_0 + 2\alpha_2 \widehat{I}_1 - \alpha_2 \widehat{I}_{-2}) - (B_1^0)^2 \widehat{I}_1 + (0,5 (B_1^0)^2 - B_2) (2 - \widehat{I}_{-2})],$$

$$I_k = \frac{1}{\Omega} \int_0^{\infty} \left(\int_s^{\infty} \gamma(x) e^{ik\omega^0 x} dx \right) e^{-ik\omega^0 s} s^2 ds,$$

$$\widehat{I}_k = \frac{1}{\Omega_1} \int_0^{\infty} \left(\int_s^{\infty} \gamma(x) e^{ik\omega^0 x} dx \right) e^{-ik\omega^0 s} s^3 ds.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Буевич Ю. А., Королева Н. А., Наталуха И. А. Неустойчивость и автоколебания при горении полидисперсного топлива // ФГВ.— 1990.— 26, № 4.
2. Буевич Ю. А., Королева Н. А., Наталуха И. А. Влияние модуляции на горение полидисперсного топлива // Там же.— № 5.

г. Свердловск

Поступила в редакцию 19/IV 1990

УДК 636.46 + 534.222.2

Э. Э. Лин, А. И. Фунтиков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РЕЖИМОВ СГОРАНИЯ СМЕСЕЙ $C_2H_2 + O_2 + N_2$ В ЗАМКНУТЫХ ТРУБАХ

Экспериментально изучались режимы сгорания ацетиленовых смесей $C_2H_2 + O_2 + N_2$ в замкнутых объемах — трубах с закрытыми торцами с сечением 50—80 см² при различных способах иницирования. Найдены условия для бездетонационного сгорания, а также для распространения режима, промежуточного между горением и детонацией.

Возрастающий интерес к исследованиям режимов сгорания топливно-воздушных газовых смесей связан в первую очередь с безопасностью их применения при решении научных и прикладных задач [1—4]. В данной работе экспериментальным путем изучалось сгорание смесей ацетилена с кислородом и азотом в замкнутых объемах — трубах с закрытыми торцами. Такой выбор смесей обусловлен тем обстоятельством, что разложение высших углеводородов в процессе горения может проходить через стадию образования ацетилена [5].

Постановка опытов описана в [6]. Исследовались смеси $C_2H_2 + 2,5O_2 + nN_2$ ($n = 0 \div 46,5$), $C_2H_2 + 5O_2 + nN_2$ ($n = 0 \div 14$), $C_2H_2 + mO_2$ ($m = 2,5 \div 49$), $C_2H_2 + \text{воздух}$. Мольная концентрация ацетилена варьировалась в диапазоне $\alpha_{C_2H_2} = 0 \div 45\%$, начальное давление смесей $p_0 = 0,1 \div 1$ МПа. Для возбуждения процесса вблизи торца применялся взрыв электродетонатора (ЭД), а также высоковольтный искровой разряд конденсатора емкостью $C = 0,1$ мкФ через промежуток длиной $l = 1$ и 15 мм. Напряжение на обкладках конденсатора $u_0 = 40$ и 60 кВ. Использовались трубы круглого сечения с внутренним диаметром $d = 0,1$ м и длиной $L = 2$ и 6 м и труба квадратного сечения с поперечными размерами $0,07 \times 0,07$ м, $L = 1,5$ м. Процессы сгорания регистрировались пьезоэлектрическими датчиками давления, которые располагались на боковой стенке трубы и на закрытом торце, а также прибором СФР в режиме покадровой съемки через прозрачный торец трубы.

Осциллограммы давления, представленные на рис. 1, свидетельствуют о том, что разные условия иницирования смеси одного и того же состава либо изменение состава смеси при одном и том же способе иницирования приводят к режимам сгорания, существенно отличающимся по характеру поведения давления на закрытом торце. Рассмотрим эти режимы более подробно.

При иницировании высоковольтным искровым разрядом через промежуток $l = 1$ мм в трубах с относительной длиной $L/d = 20$ при $p_0 =$