

Ю. А. Буевич, Н. А. Королева, И. А. Наталуха

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И АВТОКОЛЕБАНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ ПОЛИДИСПЕРСНОГО ТОПЛИВА

Горение диспергированных топлив обычно осложняется рядом неустойчивостей и колебательных явлений, возбуждаемых разнородными внешними воздействиями (механические вибрации, акустические явления, электромагнитные поля, лазерное облучение и т. д.) [1, 2]. Хотя механизмы подкачки энергии к возмущениям, растущим в гетерогенных или гомогенных смесях, могут существенно различаться (например, при усилении звуковых волн в химически реагирующих средах [3]), кардинальные физические причины развития неустойчивостей и формирования колебательных режимов в обоих случаях одинаковы.

Однако при горении дисперсных смесей возможна и специфическая неустойчивость, связанная с существованием нелинейных связей между эволюцией системы реагирующих частиц и тепло- и массообменными процессами в смеси. Аналогичная неустойчивость имеет место не только в химически активных, но и в метастабильных средах при росте в них системы элементов новой фазы [4]. Применительно к процессам массовой кристаллизации и взрывного кипения в условиях доминирующего флуктуационного зародышеобразования она была подробно исследована в [5, 6]. Ниже такая неустойчивость и формирующиеся в результате автоколебания рассмотрены для кинетического режима горения полидисперсной смеси.

Принципиальный физический механизм развития указанных явлений выглядит следующим образом. Поступление частиц в топку в условиях избытка окислителя приводит сначала к повышению температуры в ней и (в связи с наличием положительной обратной связи между нею и скоростью реакции) к прогрессирующему выгоранию частиц, не компенсируемому более их подводом. Это вызывает уменьшение тепловыделения за счет реакции, что может повести к понижению температуры, связанного с продолжающимся теплоотводом к внешнему потребителю, с отводом нагретых продуктов реакции и с прогревом поступающих частиц. По мере дальнейшего накопления топлива такое снижение прекращается, скорость реакции снова увеличивается и происходит бурное выделение тепла, после чего весь цикл повторяется. Тенденция к развитию неустойчивости такой природы отмечалась в [7, 8].

Рассмотрим далее горение пылевидного твердого или капельного топлива в пренебрежении процессами дробления и коагуляции. Имея в виду построить принципиальную модель явления, примем ряд упрощающих допущений, пути отказа от которых в большинстве случаев достаточно очевидны. Именно параметры смеси в пределах исследуемого объема считаем однородными (что отвечает гипотезе идеального перемешивания), а ее теплофизические характеристики — постоянными. Теплообмен с окружающей средой описывается феноменологически при помощи введения эффективного коэффициента теплоотдачи. Тогда в расчете на единицу объема смеси получим уравнение теплового баланса для температуры T в топке

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

и кинетическое уравнение для плотности $f(t, r)$ распределения 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; T_e — температура внешнего стока тепла; α — коэффициент теплоотдачи; Q — теплота сгорания; k — коэффициент, определяемый конкретным механизмом реакции. Скорость подвода частиц принята постоянной и определяется при помощи функции $\gamma(r)$. Величина $\alpha(T - T_e)$ при соответствующих α и T_e может описывать не только поток тепла к внешнему стоку, но и потоки, обусловленные отводом продуктов реакции и подводом холодных частиц. Наиболее серьезные ограничения модели связаны с допущениями о приближенной стационарности величины ρc , зависящей от объема частиц в топке и коэффициента k (на который влияют стехиометрия реакции, концентрация окислителя и удельная поверхность частиц).

В реальных автоколебательных режимах величины k и ρc периодически изменяются со временем и в этом отношении принципиально ничем не отличаются от средней температуры в топке T . Колебания указанных величин в общем случае существенны и потому способны влиять на характеристики возникающих автоколебаний даже в условиях кинетического режима горения частиц. Однако их учет, ни в коем случае не связанный с трудностями фундаментального характера, значительно увеличивает громоздкость вычислений, которая на начальной стадии развития теории может лишь затруднить понимание физического существа рассматриваемых процессов. (Действительно, введение колебаний k приводит к появлению новых нелинейностей, связанных с последним членом в правой части уравнения (1), а колебания ρc порождают нелинейные квадратичные члены в левой части.) Поэтому в этой работе переменность k и ρc не учитываем вообще. Ясно, что полученные результаты будут адекватны лишь при выполнении неравенств $\Delta k / \langle k \rangle$, $\Delta(\rho c) / \langle \rho c \rangle \ll \Delta T / \langle T \rangle$ (символом $\Delta\phi$ обозначается амплитуда колебаний ϕ , а угловыми скобками — усреднение во времени).

Первое неравенство для кинетического режима горения при избытке окислителя представляется вполне правдоподобным в некоторых областях изменения параметров, зависящих от конкретного механизма горения. Со вторым неравенством дело обстоит несколько сложнее. Если основную роль в эффективной объемной теплоемкости играют сами частицы (что имеет место, если объемная концентрация частиц больше 10^{-3} — 10^{-2}), то это неравенство должно выполняться при достаточно большой теплоте сгорания Q . В этом случае даже слабые колебания содержания топлива в топке приводят к большим колебаниям тепловыделения, а следовательно, и температуры. Если же, напротив, эффективная теплоемкость обусловлена в основном газовой фазой в топке, то даже при вполне правдоподобном допущении о близости удельных теплоемкостей компонентов этой фазы необходимо налагать условие приближенного постоянства давления в ней, которое, в свою очередь, требует предположения об относительной малости гидравлических сопротивлений на входе и выходе из топочной камеры.

В кинетическом уравнении (2) не учитываются возможные флуктуации скорости горения отдельных частиц, которые привели бы к появлению в нем известного диффузионного члена. От функции $f(t, r)$ требуется достаточно быстрое убывание с ростом r , что обеспечивает конечность ее моментов. Основным интересом представляет развитая стадия процесса, когда влияние начальных условий исчезает, что позволяет принять нулевое начальное условие: $f(0, r) = 0$.

Для скорости изменения радиуса горячей частицы используем соотношение

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

где β , Ψ — произвольные функции своих аргументов; конкретные представления для них в разных условиях имеются, например, в [8—11].

Введем новые переменные

$$u = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad u_e = \frac{T_e - T_0}{T_0}, \quad \varphi = \Psi f, \\ \tau = \frac{1}{\Theta \beta_s} \int_0^t \beta dt, \quad s = \frac{1}{\Theta \beta_s} \int_0^r \frac{dr}{\Psi}, \quad \Theta = \frac{1}{(\beta_s^4 \gamma_0 \Psi_0^4)^{1/5}}, \quad (4)$$

где T_0, γ_0, Ψ_0 — характерные значения температуры и соответствующих функций; $\beta_s = \beta(T_s)$; T_s — температура точки в стационарном режиме горения (нижний индекс s и далее используется для обозначения характеристик такого режима); Θ — временной масштаб процесса. Для всех функций используются прежние обозначения, несмотря на изменение их аргументов, т. е.

$$\beta(u) = \beta(T(u)), \quad \{\gamma(s), \Psi(s)\} = \{\gamma(r(s)), \Psi(r(s))\}, \quad f(\tau, s) = f(t(\tau), r(s)).$$

В переменных (4) из (1) и (2) с учетом (3) имеем

$$\frac{\beta}{\beta_s} \frac{du}{d\tau} = \frac{\alpha \Theta (u_e - u)}{\rho c} + \frac{4\pi k Q \Theta^2 \beta_s \beta}{\rho c T_0} \int_0^\infty \varphi(\tau, s) \Psi(s) r^2(s) ds, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - \frac{\partial \varphi}{\partial s} = \frac{\beta_s}{\beta} \Theta \gamma \Psi. \quad (5)$$

Используя метод работ [5, 6], применяем преобразование Лапласа ко второму уравнению:

$$p \varphi_p - \frac{d\varphi_p}{dt} = \Theta \gamma \Psi \beta_s \left(\frac{1}{\beta} \right)_p, \quad \varphi_p \div \varphi, \quad \left(\frac{1}{\beta} \right)_p \div \frac{1}{\beta}.$$

При обратном преобразовании Лапласа

$$\varphi_p = \Theta \beta_s \left(\frac{1}{\beta} \right)_p \int_s^\infty \gamma(x) \Psi(x) e^{p(s-x)} dx$$

из формулы Лапласа — Меллина после изменения порядка интегрирования получаем

$$\varphi(\tau, s) = \Theta \beta_s \int_s^\infty \frac{\gamma(x) \Psi(x) dx}{\beta(u(\tau + s - x))}, \quad (6)$$

что определяет, в соответствии с (4), плотность распределения частиц по радиусу в виде функционала, зависящего от безразмерной температуры точки во все предшествующие моменты времени. Вводя новую переменную и параметры Стентона

$$\xi = \frac{u - u_e}{u_s}, \quad St = \frac{\alpha (u_s - u_e) \Theta}{\rho c u_s}, \quad St_e = \frac{\alpha u_e \Theta}{\rho c u_s}, \quad (7)$$

из первого уравнения (5) с учетом (6) получаем единственное функциональное интегродифференциальное уравнение, полностью описывающее динамику температуры в точке;

$$\frac{\beta(u)}{\beta_s} \frac{d\xi}{d\tau} = -St - (St + St_e) \xi + \frac{4\pi k Q \Theta^2 \beta_s^2 \beta(u)}{\rho c T_0 u_s} \int_0^\infty \left(\int_s^\infty \frac{\gamma(x) \Psi(x) dx}{\beta(u(\tau + s - x))} \right) \Psi(s) r^2(s) ds. \quad (8)$$

Для стационарного режима из (6) и (8) следует

$$f(\tau, s) = f_s(s) = \frac{\Theta}{\Psi(s)} \int_s^\infty \gamma(x) \Psi(x) dx, \quad St = \frac{4\pi k Q \Theta^2 \beta_s^2}{\rho c T_0 u_s} \Omega, \\ \Omega = \int_0^\infty \left(\int_s^\infty \gamma(x) \Psi(x) dx \right) \Psi(s) r^2(s) ds. \quad (9)$$

Заметим, что второе уравнение можно в принципе использовать для нахождения St (следовательно, и α) по данным экспериментов.

Ввиду сильной нелинейности уравнения (8) решать его в общем случае нужно численно с обращением функций $\tau(t)$ и $s(r)$ на каждом шаге интегрирования. Однако, как показано ниже, при исследовании нестационарных режимов вблизи поверхности нейтральной устойчивости соответствующего стационарного режима (9) можно избежать численных расчетов, используя стандартные асимптотические методы.

Обычно при решении аналогичных задач используется метод моментов плотности распределения или реальный полидисперсный ансамбль частиц разбивается на достаточно большое число отдельных фракций [2]. Первый метод применим фактически лишь в случае, если скорость горения частиц не зависит от их размеров (что радикально ограничивает класс решаемых при его помощи задач), а второй в любом случае требует громоздких вычислений и часто не обеспечивает необходимой точности.

Исследуем устойчивость стационарного режима (9). Полагая $|\xi| \ll 1$ в (8) и используя одно из соотношений (9), в линейном по ξ приближении получаем

$$\frac{d\xi}{d\tau} + [(1 - B_1)St + St_e]\xi + \frac{B_1 St}{\Omega} \int_0^{\infty} \left(\int_s^{\infty} \gamma(x) \Psi(x) \xi(\tau + s - x) dx \right) \Psi(s) r^2(s) ds = 0, \quad (10)$$

где введен параметр

$$B_1 = u_s \frac{d \ln \beta}{du} \Big|_{u=u_s},$$

характеризующий крутизну зависимости скорости горения частиц от температуры. Полагая в (10)

$$\xi = \xi_0 e^{\lambda \tau}, \quad \lambda = \nu + i\omega, \quad (11)$$

имеем спектральное уравнение

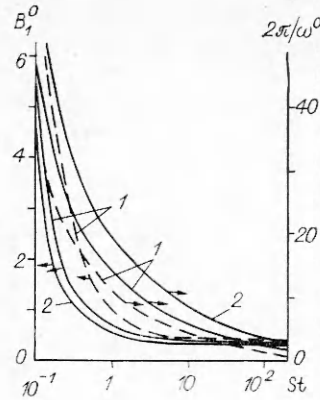
$$\lambda + (1 - B_1)St + St_e + \frac{B_1 St}{\Omega} \int_0^{\infty} \left(\int_s^{\infty} \gamma(x) \Psi(x) e^{\lambda(s-x)} dx \right) \Psi(s) r^2(s) ds = 0. \quad (12)$$

Законность использования представления (11) применительно к (10), не являющемуся объектом классической теории устойчивости, следует из того, что указанное интегродифференциальное уравнение может быть сведено к автономной системе обыкновенных дифференциальных уравнений для ξ и моментов разного порядка плотности распределения частиц [12]. Если $\Psi = 1$ или если учитывать лишь конечное число моментов при произвольном Ψ , эта система становится конечномерной. Таким образом, при $\nu = 0$ уравнение (12) на самом деле определяет поверхность нейтральной устойчивости стационарного режима в пространстве параметров B_1 , St и St_e , зависящую еще от Ω , и соответствующую частоту ω .

Для определенности рассматриваем ниже только кинетический режим горения, когда приближенно справедлив закон Аррениуса ($\beta \sim \exp(-E/RT)$, $\Psi = 1$) и можно пренебречь влиянием на скорость реакции изменения концентрации окислителя. Уравнение (12) имеет действительный корень λ ($\omega = 0$), но соответствующее ему условие неустойчивости $St + St_e < 0$ в реальных процессах не может быть выполнено. Однако в системе возможна колебательная неустойчивость по отношению к возмущениям с некоторой частотой $\omega = \omega^0 \neq 0$ (здесь и ниже индекс сверху отмечает величины, вычисляемые на поверхности нейтральной устойчивости). Следы $B_1 = B_1^0(St, \dots)$ поверхности нейтраль-

Рис. 1. Кривые нейтральной устойчивости в плоскости B_1, St для кинетик ввода частиц из (13а) и (13б) (сплошные и штриховые кривые соответственно) при $s_0 = s(r_0) = 10$ и зависимость периода колебаний на кривой нейтральной устойчивости.

1 — $\delta = 0,7$; 2 — $\delta = 0,8$.



ной устойчивости на плоскости B_1, St и зависимости периода колебаний $2\pi/\omega^0$ от St для разных условий показаны на рис. 1. Расчеты проведены для функций

$$\gamma(r) = \gamma_0 \eta(r_0 - r), \quad (13а)$$

$$\gamma(r) = \gamma_0 (1 - r/r_0) \eta(r_0 - r), \quad (13б)$$

где $\eta(x)$ — функция Хевисайда, области неустойчивости соответствуют $B_1 > B_1^0$. При пересечении поверхности нейтральной устойчивости линией $St = \text{const}$ (вдоль которой тепловыделение в смеси остается постоянным) неустойчивость возникает в результате увеличения производной функции $\beta(u)$, т. е. с усилением зависимости скорости реакции от температуры. Критическое значение B_1^0 параметра B_1 определяется условиями тепловода, теплоемкостью смеси, скоростью подачи топлива и его дисперсностью.

Рассмотрим нестационарные режимы, устанавливающиеся в результате нарушения устойчивости стационарных, при неглубоком заходе в область неустойчивости, т. е. при $(B_1 - B_1^0)(B_1^0)^{-1} \ll 1$. В этом случае отклонения характеристик процесса от стационарных можно считать относительно малыми, но конечными и использовать методы теории бифуркаций Ландау — Хопфа. Вместо (10) нужно использовать уравнение, следующее из (8) с учетом малых влотов до третьего порядка по ξ . После вычислений получаем

$$\begin{aligned} & \left[1 + B_1 \xi + \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 \right] \frac{d\xi}{d\tau} + (St + St_e) \xi - St \left[B_1 \xi + \right. \\ & + \left. \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) \xi^2 + \left(\frac{1}{6} B_1^3 + B_1 B_2 + B_3 \right) \xi^3 \right] + St \left[B_1 J_{01} + \right. \\ & + B_1^2 J_{11} + B_1 \left(\frac{1}{2} B_1^2 + B_2 \right) J_{21} + \left(B_2 - \frac{1}{2} B_1^2 \right) J_{02} + \\ & + \left. \left(B_2 - \frac{1}{2} B_1^2 \right) B_1 J_{12} + \left(\frac{1}{6} B_1^3 - B_1 B_2 + B_3 \right) J_{03} \right] = 0, \quad (14) \end{aligned}$$

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

$$J_{km} = \frac{\xi_s^k}{\Omega} \int_0^\infty \left(\int_s^\infty \gamma(x) \Psi(x) \xi^m (\tau + s - x) dx \right) \Psi(s) r^2(s) ds.$$

Представим неизвестную уравнения (14) в виде разложения

$$\xi(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{in\omega\tau}, \quad A_n^* = A_{-n}, \quad (15)$$

где звездочка сверху означает комплексное сопряжение. Амплитуда A_1 может считаться действительной ввиду произвольности выбора начала отсчета безразмерного времени τ . Подстановка (15) в (14) приводит к бесконечной системе алгебраических уравнений для A_n , которая может быть в принципе решена с любой точностью. Если в системе при малой надкритичности на самом деле возникают слабонелинейные автоколебания, для которых $q = A_1^2 \ll 1$, то можно показать, что $|A_n|^2 \sim q^n$, $|A_0|^2 \sim \sim q$, причем $q \sim B_1/B_1^0 - 1$. Поскольку уравнение (14) записано фактически с точностью до членов порядка $q^{3/2}$ включительно, в (15) нужно учитывать лишь гармоники с $|n| \leq 2$.

В получаемых из (14) и (15) алгебраических уравнениях для амплитуд A_0 , A_1 и A_2 содержатся члены порядка $q^{1/2}$, q и $q^{3/2}$. Без потери точности в членах порядка выше $q^{1/2}$ достаточно заменить B_1 , ω на их значения B_1^0 , ω^0 на поверхности нейтральной устойчивости, ибо $B_1 - B_1^0 \sim q$ и $|\omega - \omega^0| \sim q$. Решая уравнения, соответствующие $n = 0, 2$, получаем

$$\begin{aligned} A_0 &= \alpha_0 q, \quad A_2 = \alpha_2 q, \\ \alpha_0 &= 2(1 - \delta)^{-1} (B_1^0)^2 (1 - \operatorname{Re} I_1), \quad \delta = -\operatorname{St}_e / \operatorname{St}, \\ \alpha_2 &= \{2i\omega^0 + \operatorname{St} [1 - \delta - B_1^0 (1 - I_{-2})]\}^{-1} \left\{ -iB_1^0 \omega^0 + \right. \\ &+ \operatorname{St} \left[\frac{1}{2} (B_1^0)^2 + B_2 - (B_1^0)^2 I_{-1} - \left(B_2 - \frac{1}{2} (B_1^0)^2 \right) I_{-2} \right] \}, \quad (16) \\ I_k &= \frac{1}{\Omega} \int_0^\infty \left(\int_s^\infty \gamma(x) \Psi(x) e^{ik\omega^0 x} dx \right) e^{-ik\omega^0 s} \Psi(s) r^2(s) ds. \end{aligned}$$

Отделяя в комплексном уравнении, соответствующем $n = 1$, действительную и мнимую части с учетом представлений для A_0 и A_2 из (16), получаем систему двух линейных действительных уравнений для величин q и $\omega - \omega^0$, решая которую, имеем

$$\begin{aligned} q &= \frac{B_1 - B_1^0 \operatorname{Re} C_3}{B_1^0 \operatorname{Re} C_2}, \quad (17) \\ \omega - \omega^0 &= \frac{B_1 - B_1^0}{B_1^0} \left[\operatorname{St} \operatorname{Im} C_3 - \frac{\operatorname{Re} C_3}{\operatorname{Re} C_2} (\omega^0 \operatorname{Re} C_1 + \operatorname{St} \operatorname{Im} C_2) \right]; \\ C_1 &= B_1^0 \alpha_0 + (B_1^0)^2 + 2B_2, \\ C_2 &= (B_1^0)^2 [\alpha_0 (1 + I_{-1}) + \alpha_2 (I_1 + I_{-2})] + [(B_1^0)^2 / 2 + B_2] \times \\ &\times [B_1^0 (I_1 + 2I_{-1}) - 2(\alpha_0 + \alpha_2)] + [-(B_1^0)^2 / 2 + B_2] [B_1^0 (2 + I_{-2}) - \\ &- 2(\alpha_0 + \alpha_2) I_{-1}] + [(B_1^0)^3 / 2 - 3B_1^0 B_2 - 3B_3] (I_{-1} - 1), \\ C_3 &= B_1^0 (1 - I_{-1}), \end{aligned}$$

причем α_k и I_k определены в (16).

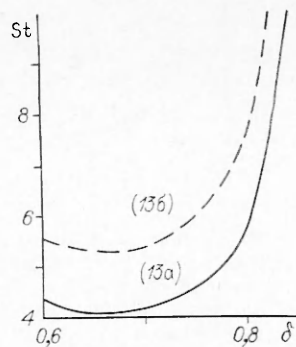
Необходимое и достаточное условие реализации автоколебаний рассматриваемого типа состоит в том, чтобы квадрат q основной гармоники возмущения, вычисляемый из (17), был положительным. В этом случае на самом деле имеет место нормальная бифуркация Хопфа стационарного режима горения, амплитудно-частотные характеристики автоколебаний малой относительной амплитуды вычисляются из (16) и (17) и в целом при достаточно малой надкритичности $B_1 - B_1^0$ колебания близки к гармоническим; из (15) следует

$$\begin{aligned} \xi &= A_0 - 2A_1^2 B_1^0 + 2A_1 \cos \omega \tau' - 2 \operatorname{Im} A_2 \sin 2\omega \tau' + \\ &+ 2(\operatorname{Re} A_2 + A_1^2 B_1^0) \cos 2\omega \tau' + O(q^{3/2}), \quad \tau' = t/\Theta. \quad (18) \end{aligned}$$

В случае $q < 0$ предположение о существовании слабонелинейных автоколебаний оказывается неверным, неустойчивость возникает по жесткому сценарию, режим, формирующийся в результате ее развития, характеризуется наличием многих мод с разными частотами и одинаковыми по порядку величины не малыми амплитудами. С переходом через границу нейтральной устойчивости эти амплитуды скачкообразно возрастают от нуля до конечных величин.

Границы областей мягкого и жесткого возбуждения неустойчивости на плоскости δ , St показаны на рис. 2. На рис. 3 проиллюстрированы для тех же условий зависимости квадрата амплитуды основной гармоники и частотного сдвига автоколебаний от числа Стентона. С ростом надкритичности q увеличивается, а ω уменьшается. Из рис. 3 можно получить амплитудно-частотную характеристику рассматриваемых автоколе-

Рис. 2. Границы областей мягкого и жесткого режимов развития неустойчивости процесса горения; области жесткого возбуждения расположены под кривыми, $s_0 = s(r_0) = 10$.



баний и, в частности, вычислить частоты, соответствующие автоколебаниям максимальной амплитуды. Видно, что при достаточно малых St величина q резко увеличивается. В этом случае неустойчивость по-прежнему развивается, конечно, по мягкому сценарию, но уже при очень малой надкритичности амплитуда формируемых автоколебаний становится достаточно большой, чтобы перестало быть верным приближение (18), т. е. автоколебания нельзя считать близкими к гармоническим. Внешне это может восприниматься, несмотря на отсутствие хаоса, как жесткое нарушение устойчивости. Аналогичное обстоятельство имеет место, например, для процессов гомогенного кипения, рассмотренных в [6].

Укажем на возможные пути дальнейшего развития теории. Прежде всего, без каких-либо принципиальных затруднений можно несколько обобщить ее, учитывая нестационарность величин ρc и k в (1), обусловленную их зависимостью от $f(t, r)$. Возникающие при этом трудности имеют чисто вычислительный характер. Однако при переходе от кинетического к диффузионному режиму горения становятся важными колебания содержания окислителя в системе. Соответствующая теория должна учитывать зависимость скорости горения от концентрации окислителя, что приводит к необходимости рассматривать наряду с условием теплового баланса также условие материального баланса по окислителю, которое тоже сильно нелинейным образом зависит от распределения горящих частиц по размерам. В обоих случаях может быть полезным детализированное описание обменных потоков тепла и массы окислителя (отказ от феноменологического определения этих потоков через эффективные коэффициенты тепло- и массопередачи), что также связано лишь с вычислительными трудностями.

Наконец, нелинейность исследуемой системы приводит к тому, что в режимах горения с периодической интенсивностью усредненные по времени интегральные характеристики оказываются отличными от таковых в стационарных процессах. Предварительные расчеты показывают, что в широком интервале изменения физических и режимных параметров

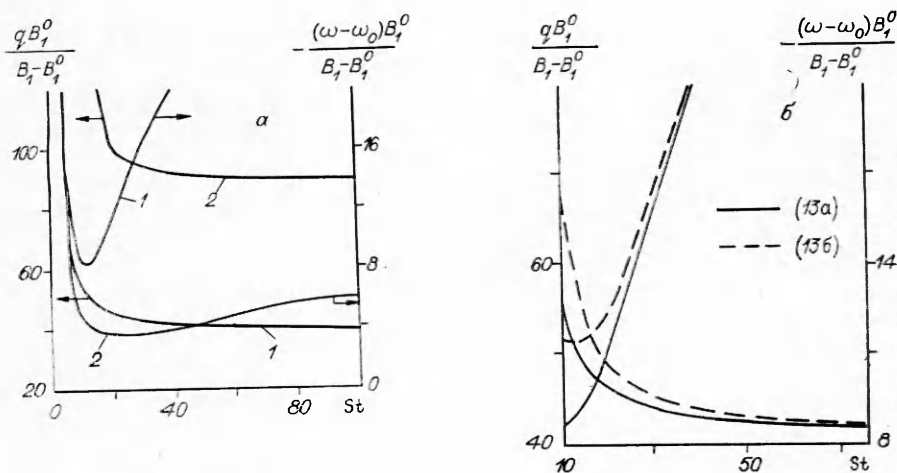


Рис. 3. Зависимости квадрата амплитуды и частотного сдвига для автоколебаний, близких к гармоническим, от St и относительной надкритичности при $s_0 = s(r_0) = 10$. а) кинетика ввода частиц из (13а): 1 — $\delta = 0,7$, 2 — $\delta = 0,8$; б) $\delta = 0,7$.

установление автоколебательных режимов может быть полезным практически. Это делает актуальной задачу о методах параметрического воздействия на систему при помощи модуляции различных параметров с целью улучшения эксплуатационных характеристик топок с дисперсным топливом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение.— М.: ГИФМЛ, 1964.
2. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
3. Буевич Ю. А., Федотов С. П. ФГВ, 1985, 21, 5, 64.
4. Акуличев В. А., Алексеев В. Н., Буланов В. А. Периодические фазовые превращения в жидкостях.— М.: Наука, 1986.
5. Буевич Ю. А., Мансуров В. В., Наталуха И. А. ИФЖ, 1988, 55, 2, 275.
6. Буевич Ю. А., Наталуха И. А. ТВТ, 1988, 26, 3, 535.
7. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
8. Колесняков П. М., Карпова Т. А. // Тепло- и массоперенос: Итоги и перспективы.— Минск, 1985.
9. Тюльпанов Р. С., Соболев О. П. ФГВ, 1967, 2, 1, 94.
10. Голдобин Ю. М. ИФЖ, 1983, 45, 3, 452.
11. Голдобин Ю. М. ИФЖ, 1986, 50, 1, 114.
12. Randolph A. D., Larson M. A. Theory of particulate processes.— N. Y.: Academic Press, 1971.

г. Свердловск

Поступила в редакцию 3/IV 1989,
после доработки — 10/V 1989

УДК 662.311.1

Ю. Г. Шепелев, А. Е. Фогельзанг, А. П. Денисюк, А. Е. Демидов

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИТНЫХ ПОРОХОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Закономерности горения баллиститных порохов подробно рассмотрены при давлении $p \leq 10$ МПа. При более высоком давлении исследовано, главным образом, влияние p на скорость горения u [1, 2]. Влияние же начальной температуры T_0 практически не изучалось. В то же время знание зависимости $u(T_0)$ позволило бы подойти к вопросу о механизме горения порохов при высоких давлениях. В этой связи диапазон давлений расширен до 300 МПа при $T_0 = 223 \div 323$ К.

Для исследования были выбраны пороха, в которых соотношение между нитроэфирным пластификатором и нитроцеллюлозой (НЦ) изменялось от 26,5/56 до 60/40. В качестве нитроэфирных пластификаторов использовали нитроглицерин (НГЦ), нитроглицоль (НГЛ) и динитрат диэтиленгликоля (ДНДЭГ). Это позволило получить ряд составов, отличающихся по температуре горения T_r на 1480 К. Характеристики всех исследованных составов приведены в табл. 1. (Все пороха содержали по 0,5—1,0 % централита и вазелинового масла.)

Опыты проводили в манометрической бомбе объемом 35 см³. Для определения скорости горения использовали методы Вьеля (рис. 1, а) и угловых точек (рис. 1, б). Изменение давления в бомбе во времени t фиксировали с помощью тензодатчика, тензостанции ЛХ-7000 и светолучевого осциллографа Н-117 или пьезодатчика, усилителя заряда с входным сопротивлением 10^{13} Ом и цифрового осциллографа С9-8.

По методу Вьеля испытуемый образец горит под возрастающим давлением собственных газов. Здесь применяли заряды в виде цилиндрической шашки диаметром 18 и высотой 18—20 мм и воспламенитель из