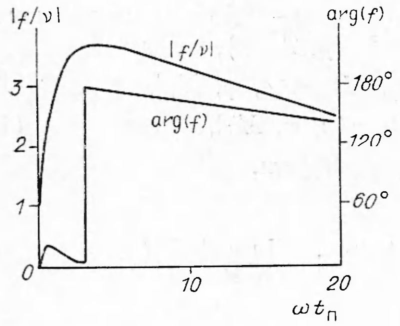


Рис. 2. Функция отклика при совместном учете накопления и тепловой инерционности. Расчет по (19) проведен при $k = 0{,}5$, $r/k = 0{,}2$, $\gamma_м = 1$, $1 - \gamma\nu_м/\gamma_м\nu = 2$, $k_м\gamma/\gamma_м - - k = -1$, $t_н/t_п = 100$.

хотя аналогичные зависимости без учета накопления (см. [5] при $k < 1$) и тепловой инерционности (см. рис. 1) монотонны. Все изложенное справедливо, если есть однозначная связь $T_s = T_s(m)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gany A., Caveny L. H.** // 17th Symp. (Intern.) on Combustion.— Pittsburgh, 1978.
2. **Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В. и др.** ФГВ, 1985, **21**, 3, 20.
3. **Зырянов В. Я.** // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.
4. **Зельдович Я. Б.** ЖЭТФ, 1942, **12**, 498.
5. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив — М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 19/V 1988,
после доработки — 14/VII 1988

УДК 536.46

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ ПРИ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ЛЕТУЧИХ

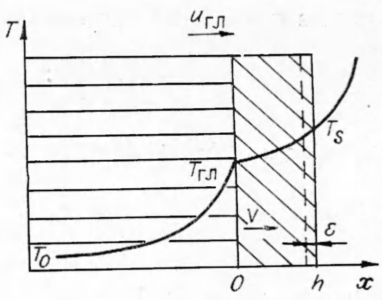
В. Н. Бухаров, Л. К. Гусаченко
(Новосибирск)

В [1] описаны опыты по горению пороха Н при низком давлении. Обнаруженная пористая структура части прогретого слоя убедительно объясняется пространственным разделением зон газификации нитроглицерина и нитроклетчатки. Подобная ситуация возможна и для смесевого состава, если в нем более летучий наполнитель помещен в термостойкое связующее. Квазигомогенное описание процесса при этом возможно, если наибольший размер d гетерогенности в к-фазе (размер зерна наполнителя) значительно меньше минимального размера, фигурирующего в квазигомогенной постановке, а именно: толщины пористого слоя h.

Нестационарный эффект, появляющийся в результате учета подповерхностной газификации летучего компонента, состоит в том, что при флуктуации в прогретом слое или при изменении внешних условий (давления p, начальной температуры T_0, интенсивности обдува) в общем случае по-разному меняются скорости распространения поверхностей газификации легко- и труднолетучего компонентов $u_{гл}$, u. Это ведет к переменности во времени состава газовой фазы над поверхностью горения, а значит, и к переменности полной объемной скорости газообразования (особенно если летучий компонент — окислитель).

Постановка задачи, близкая к изложенной, использована в [2], где приближенное нестационарное решение получено для конкретной кинетики в зонах реакций. Если процессы в зонах реакций неизвестны, следует использовать «феноменологический» подход Зельдовича — Новожилова.

Рис. 1. Схема области горения твердого топлива с подповерхностной газификацией.



По аналогии с [3] получим выражение для нестационарной линейной скорости горения труднолетучего компонента

$$u = u_н(p,\ \varphi,\ \alpha) \qquad (1)$$

с использованием «стационарной» зависимости

$$u = u^0(p,\ T_0,\ \alpha^0), \qquad (2)$$

найденной из опытов для семейства составов с различной массовой долей α^0 летучего компонента в твердом веществе. В (1) $\varphi = \frac{\partial T}{\partial x}(h-\varepsilon,\ t)$ (рис. 1); ε — расстояние от поверхности горения в глубь к-фазы, дальше которого можно пренебречь реакциями в к-фазе; $\varepsilon \ll h$; α — доля летучего компонента в общем массовом потоке газа

$$\alpha = u_{гл}\alpha^0/[u_{гл}\alpha^0 + u(1-\alpha^0)]. \qquad (3)$$

В стационарном случае $u_{гл} = u = u^0$, $\alpha = \alpha^0$ и имеет место баланс тепловых потоков при $x = h - \varepsilon$

$$\lambda_+\varphi^0 = \rho_т u^0(p,\ T_0,\ \alpha^0)[c(T_s(u^0) - T_0) - \alpha^0 Q]. \qquad (4)$$

Здесь λ_+ — теплопроводность при $x = h - \varepsilon$; $T_s(u^0)$ — «единая зависимость», согласно [4]; Q — тепловой эффект газификации летучих; c — теплоемкость; $\rho_т$ — плотность топлива.

Выражение (1) получено в предположении, что в любой момент времени скорость u определяется практически безынерционными процессами, протекающими при $x > h - \varepsilon$ и зависящими от внешних и граничных условий, а именно: от величин p, φ, α. Использование (3) означает пренебрежение временем движения газа по порам на участке $0 < x < h$ и характерным временем диффузии на этом пути. Эти времена одного порядка с характерным временем газовой фазы при $x > h$, которым в настоящей постановке пренебрегаем по сравнению с характерным временем к-фазы. Тогда для состава с параметрами T_0, α^0 в нестационарных условиях, обеспечивших некое значение φ и $\alpha \neq \alpha^0$, величина u совпадает со стационарной скоростью горения другого состава, в котором доля летучих в к-фазе равна α, а начальная температура такова, что вычисленный по (4) стационарный градиент равен φ:

$$u = u_н(p,\ \varphi,\ \alpha) = u^0[p,\ T_0(p,\ \varphi,\ \alpha),\ \alpha], \qquad (5)$$

$T_0(p,\ \varphi,\ \alpha)$ есть корень уравнения (4) при $\alpha^0 = \alpha$. Таким образом, как и в [3], задача нахождения нестационарной скорости горения свелась к необходимости определения φ из тепловой задачи. При этом необходимая для расчета объемной скорости газообразования температура T_F пламени и в нестационарном режиме соответствует эмпирической зависимости $T_F = T_F(\alpha)$, полученной в стационарных условиях.

При математическом описании полагаем, что для всего семейства составов с различными α^0 существует единая зависимость $T_s(u)$. Газификация летучих всегда, в том числе и в нестационарном режиме горения твердого топлива, происходит скачком при $T = T_{гл} = \mathrm{const}$ с тепловым эффектом Q (кал/г). Благодаря большой удельной поверхности S (см^2/см^3) каркаса, оставшегося после газификации летучих, теплообмен в нем эффективен и относительная разность температур газа и каркаса мала всюду в пористой области $0 < x < h$, $(T_г - T_к)/T_к \ll 1$. Теплоемкости исходного топлива, каркаса и газа в нем полагаем одинаковыми. Все эти допущения не принципиальны для возможности использования аналога феноменологической модели и сделаны для простоты описания.

В системе координат, связанной с поверхностью газификации летучих (см. рис. 1), уравнения теплопроводности для сплошного ТТ, для каркаса и протекающего сквозь него газа имеют вид

$$x<0: \quad \frac{\partial T}{\partial t}+u_{\text{гл}}\frac{\partial T}{\partial x}=\varkappa_{\text{т}}\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{6}$$

$$0<x<h: \quad (1-m)c\rho_{\text{к}}\left(\frac{\partial T_{\text{к}}}{\partial t}+u_{\text{гл}}\frac{\partial T_{\text{к}}}{\partial x}\right)=(1-m)\lambda_{\text{к}}\frac{\partial^2 T_{\text{к}}}{\partial x^2}+\Phi, \tag{7}$$

$$mc\rho_{\text{г}}\left(\frac{\partial T_{\text{г}}}{\partial t}+V_{\text{г}}\frac{\partial T_{\text{г}}}{\partial x}\right)=m\lambda_{\text{г}}\frac{\partial^2 T_{\text{г}}}{\partial x^2}-\Phi. \tag{7'}$$

Здесь $\varkappa=(\lambda/c\rho)_{\text{т}}$; λ, c, ρ — теплопроводность, теплоемкость, плотность; m — пористость, не зависящая от x в соответствии с гипотезой о скачкообразном характере газификации; Φ — скорость теплообмена, имеющая порядок $\Phi\sim S(T_{\text{г}}-T_{\text{к}})$ и, вообще говоря, конечная при $S\to\infty$, $T_{\text{г}}-T_{\text{к}}\to 0$; $m(\rho V)_{\text{г}}$ — массовый поток газа в пористой области, отнесенный к 1 см^2 поверхности ТТ и не зависящий от x в соответствии с аргументированной безынерционностью движения газа в области $0<x<h$, так что $(\rho V)_{\text{г}}=\rho_{\text{тг}}u_{\text{гл}}$; $\rho_{\text{тг}}$ — плотность летучего компонента. Очевидно, пористость слоя $0<x<h$ равна объемной доле летучего компонента в твердом топливе, поэтому для чисто механической смеси выполняется

$$m=(\alpha^0/\rho_{\text{тг}})/[\alpha^0/\rho_{\text{тг}}+(1-\alpha^0)/\rho_{\text{к}}]. \tag{8}$$

Складывая (7) и (7′) и полагая $\rho_{\text{г}}/\rho_{\text{к}}\ll 1$, $T_{\text{г}}\to T_{\text{к}}=T$, получим

$$0<x<h, \quad (1-m)c\rho_{\text{к}}\frac{\partial T}{\partial t}+cu_{\text{гл}}[\rho_{\text{к}}(1-m)+\rho_{\text{тг}}m]\frac{\partial T}{\partial x}=$$

$$=[\lambda_{\text{к}}(1-m)+\lambda_{\text{г}}m]\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \tag{9}$$

Граничные условия к (6), (9) имеют вид

$$T(-\infty,t)=T_0,\quad T(-0,t)=T(+0,t)=T_{\text{гл}},$$
$$\lambda_{\text{т}}\frac{\partial T}{\partial x}(-0,t)=[\lambda_{\text{к}}(1-m)+\lambda_{\text{г}}m]\frac{\partial T}{\partial x}(+0,t)+Q\rho_{\text{т}}u_{\text{гл}}\alpha^0, \tag{10}$$
$$T[h(t),t]=T_s(u).$$

Для толщины пористого слоя выполняется уравнение

$$dh/dt=u_{\text{гл}}-u. \tag{11}$$

Выражения (3), (6), (9), (11) с граничными условиями (10) и соответствующими начальными условиями определяют всю нестационарную картину горения.

Стационарное распределение температур имеет вид

$$\xi<0,\quad \Theta^0=\exp(\xi);\quad 0<\xi<H^0,$$
$$\Theta^0=1+\frac{\exp(\xi L)-1}{\exp(H^0L)-1}\,\frac{T_s^0-T_{\text{гл}}}{T_{\text{гл}}-T_0}. \tag{12}$$

Здесь использованы обозначения

$$\Theta=\frac{T-T_0}{T_{\text{гл}}-T_0},\quad \xi=\frac{u^0x}{\varkappa_{\text{т}}},\quad H=\frac{u^0h}{\varkappa_{\text{т}}},\quad L=\frac{\lambda_{\text{т}}}{\lambda_+},\quad \lambda_+=\lambda_{\text{к}}(1-m)+\lambda_{\text{г}}m. \tag{13}$$

Применение к (12) условия непрерывности теплового потока из (10) дает уравнение для H^0

$$1=\frac{\Theta_s^0-1}{\exp(LH^0)-1}+q, \tag{14}$$

где $\Theta_s=\dfrac{T_s-T_0}{T_{\text{гл}}-T_0}$; $q=\dfrac{\alpha^0 Q}{c(T_{\text{гл}}-T_0)}$.

Исследуем по аналогии с [2] методом малых возмущений устойчивость горения при постоянном давлении. Все переменные величины представим в виде $\Theta = \Theta^0(\xi) + \delta\Theta \exp(\omega\tau)$, $u = u^0 + \delta u \exp(\omega\tau)$ и т. д. Здесь $\tau = t(u^0)^2/\varkappa_{т}$. После линеаризации общее решение (9) с учетом стационарного распределения (12) выглядит следующим образом:

$$0 < \xi < H, \quad \delta\Theta = -\frac{\delta u_{гл}}{u}\frac{NL}{\omega}e^{L\xi} + C_1 e^{Lk_1\xi} + C_2 e^{Lk_2\xi}, \tag{15}$$

$$N = 1 + (\rho_{тг}/\rho_{к})m/(1-m), \quad k_1 = (1 + \sqrt{1 + 4\omega/LN})/2, \quad k_2 = 1 - k_1.$$

Требуем выполнения решением (15) условия из (10) $\delta\Theta(0) = 0$, тогда

$$0 = -\frac{\delta u_{гл}}{u}\frac{NL}{\omega} + C_1 + C_2. \tag{16}$$

Линеаризованное условие (10) при $x - h$ с использованием «единой зависимости» типа $u \sim \exp(-E/RT_s)$ после подстановки в (15) дает

$$Le^{LH}(1-q)\delta H - \frac{NL}{\omega}e^{LH}\frac{\delta u_{гл}}{u} + C_1 e^{Lk_1 H} + C_2 e^{Lk_2 H} = \frac{RT_s^2}{E(T_{гл} - T_0)}\frac{\delta u}{u}. \tag{17}$$

Линеаризованное уравнение (6) с условиями из (10) $\delta\Theta(-\infty) = \delta\Theta(0) = 0$ имеет решение

$$\xi < 0, \quad \delta\Theta = \frac{\delta u_{гл}}{u}\frac{e^{k_3\xi} - e^{\xi}}{\omega}, \quad k_3 = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\omega}}{2}. \tag{18}$$

Применяя условие непрерывности теплового потока при $x = 0$ из (10) к решениям (15), (18), получим

$$\frac{\delta u_{гл}}{u}\left(L\frac{LN + k_3 - 1}{\omega} - q\right) - Lk_1C_1 - Lk_2C_2 = 0. \tag{19}$$

Связь (11) примет вид

$$\omega\delta H = \delta u_{гл}/u - \delta u/u. \tag{20}$$

Из (1) при $p = \mathrm{const}$ следует

$$\frac{\delta u}{u} = \frac{\partial \ln u}{\partial \ln \varphi}\frac{\delta\varphi}{\varphi} + \frac{\partial \ln u}{\partial \alpha}\delta\alpha. \tag{21}$$

Используя (2), (4) и $u \sim \exp(-E/RT_s)$, можно вывести выражения

$$\frac{\partial \ln u}{\partial \ln \varphi} = \frac{-k(1 - q/\Theta_s)}{1 - r - k(1 - q/\Theta_s)}, \quad \frac{\partial \ln u}{\partial \alpha} = \frac{\partial \ln u^0/\partial\alpha - kq/\Theta_s}{1 - r - k(1 - q/\Theta_s)},$$

где $k = (T_s - T_0)\,\partial \ln u^0/\partial T_0$: $r = \partial T_s^0/\partial T_0 = (RT_s^2/E)\,\partial \ln u^0/\partial T_0$.
Из (3), (11) следует

$$\delta\alpha = \alpha(1-\alpha)\omega\delta H. \tag{22}$$

Наконец, еще одно соотношение получается из условия $T(h(t), t) = T_s(u)$

$$\frac{\delta\varphi}{\varphi} = \left(\delta H\frac{d^2\Theta}{d\xi^2}(H) + \frac{d\delta\Theta}{d\xi}(H)\right) \Big/ \frac{\partial\Theta}{\partial\xi}(H).$$

С учетом (12), (15) это уравнение примет вид

$$\frac{\delta\varphi}{\varphi} = L\delta H - \frac{\delta u_{гл}}{u}\frac{LN}{\omega}\frac{1}{1-q} + (k_1C_1e^{-Lk_2H} + k_2C_2e^{-Lk_1H})/(1-q). \tag{23}$$

Таким образом, для неизвестных C_1, C_2, $\delta u_{гл}/u$, $\delta u/u$, δH, $\delta\alpha$, $\delta\varphi/\varphi$ имеем однородные уравнения (16), (17), (19)—(23). Приведем для этой системы таблицу коэффициентов при этих неизвестных. В таблице k_1, k_2, k_3 зависят от ω, согласно (15), (18). Полагая $\omega = is$ (s — вещественная частота колебаний) и приравнивая к нулю определитель, можно получить условие на границе устойчивости к малым возмущениям. На рис. 2 эта граница изображена в координатах k, r при $c = 0{,}3$ кал/(г · град),

C_1	C_2	$\frac{\delta u_{\text{гл}}}{u}$	$\frac{\delta u}{u}$	δH	$\delta\alpha$	$\frac{\delta\varphi}{\varphi}$
1	1	$-LN/\omega$	0	0	0	0
e^{-Lk_2H}	e^{-Lk_1H}	$-LN/\omega$	$-\frac{r\Theta_s}{k}e^{-LH}$	$\frac{L}{1-q}$	0	0
k_1	k_2	$\frac{q}{L}-\frac{LN+k_3-1}{\omega}$	0	0	0	0
0	0	1	-1	ω	0	0
0	0	0	1	0	$-\frac{\partial \ln u}{\partial\alpha}$	$-\frac{\partial \ln u}{\partial \ln\varphi}$
0	0	0	0	$\alpha(1-\alpha)\omega$	-1	0
$k_1e^{-Lk_2H}$	$k_2e^{-Lk_1H}$	$-LN/\omega$	0	$L(1-q)$	0	$q-1$

$\partial \ln u^0/\partial\alpha = 0{,}5$, $T_0 = 20\,°C$, $T_{\text{гл}} = 220\,°C$, $T_s = 270\,°C$, $\alpha = 0{,}1$, $Q = 50$ кал/г. Там же изображена взятая из [3] граница устойчивости при $p = \text{const}$ для состава без подповерхностной газификации.

Следует иметь в виду, что по рис. 2 нельзя делать даже качественных выводов о стабилизирующем или дестабилизирующем влиянии подповерхностной газификации при горении в камере. В частности, если $\partial u/\partial\alpha = 0$ (например, когда ведущая стадия в к-фазе), от меняющейся $\alpha(t)$ может существенно зависеть $T_F(\alpha)$, а значит, и важная для устойчивости процесса горения в камере объемная скорость газообразования. Если квазистационарная зависимость $T_F(\alpha)$ известна, важнейшим элементом исследования низкочастотной устойчивости РДТТ к малым возмущениям становится нахождение функции отклика α по давлению

$$f_\alpha = \frac{\delta\alpha}{\delta p/p}.$$

При $p = p^0 + \delta p \exp(\omega\tau)$ в рассмотренной выше системе изменится только уравнение (21), а именно: в нем добавится член

$$\frac{\partial \ln u}{\partial \ln p}\frac{\delta p}{p}.$$

Используя (2), (4) и $u \sim \exp(-E/RT_s)$, можно получить

$$\frac{\partial \ln u}{\partial \ln p} = \frac{\nu}{1 - r - k(1 - q/\Theta_s)}, \quad \nu = \frac{\partial \ln u^0}{\partial \ln p}.$$

Если считать δp заданным, система (24) становится неоднородной, и интересующая нас функция $f_\alpha(\omega)$ найдется как

$$f_\alpha(\omega) = \frac{\delta\alpha}{\delta p/p} = \frac{\Delta_1}{\Delta}.$$

Здесь Δ — определитель (24); Δ_1 — тот же определитель с измененным шестым столбцом: вместо $\left(-\frac{\partial \ln u}{\partial\alpha}\right)$ следует поставить $\left(+\frac{\partial \ln u}{\partial \ln p}\right)$, а вместо (-1) — нуль.

Таким образом, в квазигомогенном приближении рассмотрено нестационарное горение состава с подповерхностной газификацией

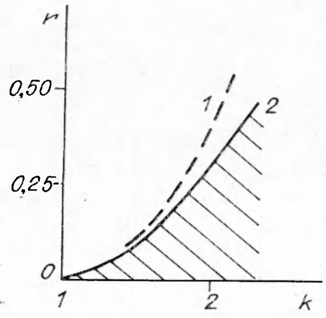


Рис. 2. Граница устойчивости горения твердого топлива при постоянном давлении.

1 — состав с подповерхностной газификацией; *2* — состав без подповерхностной газификации [3].

летучих. Предпринята попытка расширения на такие системы феноменологической модели Зельдовича — Новожилова для нестационарного горения твердого топлива. Приведена система уравнений, описывающих процесс горения с подповерхностной газификацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зарко В. Е., Зырянов В. Я., Куценогий К. П.** Archivum combustionis, 1984, 4, 2.
2. **Булдаков В. Ф., Романов О. Я., Шелухин Г. Г.** Физика аэродисперсных систем, 1973, 8.
3. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
4. **Зенин А. А.** // Физические процессы при горении и взрыве.— М.: Атомиздат, 1980.

Поступила в редакцию 15/V 1988

УДК 536.46

ПРЕДЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ГАЗОФАЗНОГО ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВИБРАЦИИ

В. И. Калинкин, В. И. Потякин, А. С. Мелихов, Ю. С. Масловский, С. А. Пахомов

(Балашиха)

Циклические массовые перегрузки — один из тех эксплуатационных факторов, которые с наибольшей вероятностью могут привести к появлению неисправностей в электросистемах различного назначения и к возникновению процесса горения. При вибрации перегрузки достигают нескольких десятков g_0 ($g_0 = 9{,}8$ м/с^2), а диапазон частот обычно лежит в пределах от 1,5 до $2 \cdot 10^3$ Гц.

В работе [1] исследовалось влияние перегрузок на предел горения по концентрации кислорода для полимерных материалов, установлено, что при $g > 1$ его значение возрастает. Известно также, что колебания газовой среды в определенном диапазоне частот интенсифицируют процесс пламенного горения [2]. Однако влияние вибрации на горение системы твердый материал — пламя практически не изучалось. В данной работе приведены некоторые результаты, полученные при исследовании указанной проблемы.

Эксперименты проводились при атмосферном давлении и объемной концентрации кислорода от 18 до 25 %. Установка состояла из металлического сосуда ($90 \times 90 \times 450$ мм) с окном для визуального наблюдения и специального смесительного устройства [3], посредством которого создавался направленный снизу вверх равномерный по сечению поток азотно-кислородной среды с заданной концентрацией кислорода. В центре сосуда размещается образец ($2 \times 15 \times 80$ мм) полиметилметакрилата, жестко соединенный кронштейном с корпусом. Основание сосуда крепилось к столу вибратора с максимальной величиной вектора силы $2 \cdot 10^3$ кг и с рабочим диапазоном частот в синусоидальном режиме от 5 до $4 \cdot 10^3$ Гц. Колебания происходили в вертикальном направлении.

Методика проведения экспериментов состояла в следующем. Образец устанавливался в сосуде и фиксировался в вертикальном положении. Затем подавалась азотно-кислородная смесь (при этом скорость потока в сосуде составляла $\sim 0{,}08$ м/с) и образец зажигался сверху электроспиралью. После начала устойчивого горения включался вибратор. При заданной частоте устанавливалась некоторая начальная амплитуда колебаний A. Если заметных изменений пламени не наблюдалось, то плавно увеличивалась амплитуда колебаний до значений, при которых процесс горения прекращается.