

Кинетические кривые газовой выделения при термическом разложении нитратов натрия (а), бария (б) и их смеси (в).

1 — кислород; 2 — NO; 3 — азот.

ложении каждого нитрата в отдельности. Общее же количество кислорода и азота больше, чем их аддитивная сумма при распаде отдельных нитратов, т. е. термическое разложение смеси нитратов идет по принципиально другому пути, чем разложение каждого компонента. Вероятно, смена механизма разложения в данном случае связана с взаимным влиянием продуктов термораспада в реакционном объеме. Возможно, за счет увеличения плотности пара над расплавом происходит взаимная рекомбинация радикалов, образовавшихся на первой стадии распада нитратов натрия и бария. В дальнейшем образовавшиеся бимолекулы разлагаются по ранее предложенной схеме (реакции 10—14 [1]).

Увеличение количества кислорода при разложении смеси нитратов натрия и бария за счет их более глубокого распада по сравнению с разложением каждого из компонентов самостоятельно свидетельствует о том, что такую смесь можно применять в качестве более эффективного окислительного компонента по сравнению с использованием для этих целей чистых нитратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Завадский В. А., Моисеева Ю. А., Ксандопуло Г. И. и др. Хим. физика, 1985, 4, 12, 1662.

Поступила в редакцию 6/XI 1986,
после доработки — 13/VII 1987

ГОРЕНИЕ И ДЕТОНАЦИЯ В МНОГОФАЗНЫХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЖИДКОЕ ГОРЮЧЕЕ

Н. Н. Смирнов
(Москва)

В работе рассматриваются задачи распространения горения и детонации в гетерогенных средах, содержащих окислитель в газообразной фазе и горючее в конденсированной фазе в виде диспергированных частиц в потоке окислителя или тонкой пленки на стенках канала. Горение рассматриваемых систем может переходить в устойчивую детонацию, которая служит причиной нестабильности горения в реактивных двигателях [1, 2], возникновения взрывов и разрушения оборудования в воздушных и поршневых компрессорах и магистралях [3]. Специфика взры-

воопасных многофазных систем заключается в том, что при средней по сечению массовой концентрации горючего, меньшей нижнего концентрационного предела гомогенной детонации, гетерогенная детонация возможна и распространяется в устойчивом самоподдерживающемся режиме.

Самоподдерживающаяся детонация в системах с каплями жидкого горючего исследована, например, в работах [2, 4—7]. Детонация в перемешанных двухфазных средах типа газ — пленка жидкости впервые экспериментально обнаружена в [8]. Систематические исследования начаты спустя 10 лет под руководством Я. К. Трошина [3, 9], продолжены в работах К. Рэглэнда, Дж. А. Николса [10, 11], а в [12] впервые показано существование спиновой детонации в гетерогенных системах.

Внутренняя структура детонации в гетерогенных системах типа газообразный окислитель — конденсированное горючее отличается от структуры известной гомогенной детонации значительно более протяженной зоной реакции, в которой происходит смешение и горение, и наличием в ней сильных разрывов (вторичных ударных волн), порожденных локальными взрывами [13, 14].

Межфазный массообмен происходит в результате теплового и механического воздействия газового потока за ударной волной (УВ) на капли и слой жидкости, расположенный на внутренней поверхности трубы [6, 15]. Капли срываются и дробятся на некотором расстоянии за УВ, что приводит к резкому возрастанию площади межфазной поверхности. Объемы горючей смеси, способные взрываться, образуются в результате испарения горючего и перемешивания паров с окислителем.

Таким образом, при детонации в гетерогенной среде, содержащей диспергированные капли и пленку жидкости на стенках трубы, возможны фазовые переходы различных типов: 1) горючее может испаряться с поверхности пленки и капель жидкости; 2) может происходить срыв мелкодисперсных капель с поверхности пленки (пленку и диспергированные капли удобно рассматривать как различные фазы).

Математическая модель процесса

Рассмотрим процесс распространения горения и детонации в длинной трубе ($L \gg d$), заполненной газообразным окислителем со взвешенными каплями горючего и тонким слоем горючего на внутренней поверхности. Будем решать задачу в рамках нестационарной одномерной модели. Такая модель не позволяет учесть неоднородные эффекты структуры течения в зоне реакции, не дает возможности определить интегральные характеристики течения с достаточной степенью точности.

Рассмотрим гетерогенную систему, содержащую фазы: $i = 1$ — газовая; $i = 2$ — пленка горючего на внутренней поверхности трубы; $i = 3$ — конденсированное горючее, диспергированное в потоке. При наличии большого разброса капель по размерам возможно введение мелко- (туман) и крупнодисперсной конденсированной фаз ($i = 3, 3'$). К-фазу считаем несжимаемой, $\rho_2 = \rho_3 = \rho = \text{const}$.

Закон изменения потока массы для каждой из фаз записывается в виде

$$\frac{\partial \rho_1 \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 \alpha_1 u_1}{\partial x} = I_w + I_d, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho \alpha_2 u_2}{\partial x} = -I_w - I_f, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho \alpha_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho \alpha_3 u_3}{\partial x} = I_f - I_d, \quad (3)$$

где ρ , u , α — плотность, скорость и объемная концентрация фаз; I_w , I_d , I_f — приток массы на единицу объема за счет испарения с поверхности пленки, испарения капель и срыва частиц со стенок соответственно. Дробление, агломерация и оседание частиц в данной постановке не рас-

считаются. Предполагая, что среднеобъемная концентрация диспергированной фазы мала ($\alpha_3 \ll 1$, $\alpha_1 \approx 1 - \alpha_2$), определим приток массы:

$$I_w = \frac{\dot{m}_w \Pi}{A_0}, \quad I_d = \dot{m}_d \frac{6\alpha_3}{d_K}, \quad I_f = \frac{\dot{m}_f \Pi}{A_0}, \quad \frac{\Pi}{A_0} = \frac{\Pi}{A} \frac{A}{A_0} = \frac{4\alpha_1}{d - 2\varepsilon}. \quad (4)$$

Здесь A_0 , d — площадь и диаметр внутреннего поперечного сечения трубы; Π — внутренний периметр поперечного сечения поверхности пленки горючего; d_K — средний диаметр капель; \dot{m} — скорость массоподачи в результате испарения или срыва с единицы площади поверхности; ε — средняя по сечению толщина пленки горючего на стенках.

Закон изменения потока импульса:

$$\frac{\partial \rho_1 u_1 \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 \alpha_1 u_1^2}{\partial x} = -\alpha_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} - F_w - F_0 - F_d - F_f + I_w u_w + I_d u_3, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_2 \alpha_2 u_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 \alpha_2 u_2^2}{\partial x} = -\alpha_2 \frac{\partial p_1}{\partial x} + F_w - F_\tau + F_f - I_w u_w - I_f u_w, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_3 \alpha_3 u_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho_3 \alpha_3 u_3^2}{\partial x} = -\alpha_3 \frac{\partial p_1}{\partial x} + F_d - I_d u_3 + I_f u_w. \quad (7)$$

При выводе уравнений (5)–(7) изменением давления на поверхности фазового перехода пренебрегалось, столкновения и агломерация частиц не рассматривались. Среднеобъемные силы межфазного взаимодействия определяются соотношениями

$$F_w = \frac{\tau_w \Pi}{A_0}, \quad F_0 = \frac{\tau_w^0 \Pi^0}{A_0}, \quad F_d = f_d n = \frac{6\alpha_3 f_d}{\pi d_K^2}, \quad (8)$$

$$F_f = f_K \frac{\dot{m}_f}{\pi d_K^3 \rho}, \quad F_\tau = \frac{\tau_\tau \Pi_\tau}{A_0}$$

τ_τ , τ_w^0 , τ_w — напряжения трения на смоченной горючим и сухой поверхности трубы, а также на поверхности раздела газ — пленка соответственно; Π^0 , Π_τ — периметр внутреннего поперечного сечения трубы, не смоченной и смоченной горючим; f_d — межфазная сила, действующая на единичную сферическую частицу в потоке газа; n — число частиц в единице объема; f_K — импульс силы взаимодействия между пленкой и каплей, возникающий при отрыве капли; u_w — скорость жидкости на поверхности раздела газ — пленка.

Изменение числа частиц n описывается следующим выражением:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial u_3 n}{\partial x} = \psi = \frac{\dot{m}_f \Pi}{\pi d_K^3 \rho A_0} + \frac{6\alpha_3}{\pi} \left(\frac{1}{d_*^3} - \frac{1}{d_K^3} \right).$$

Уравнения энергии для каждой фазы:

$$\frac{\partial \rho_1 \alpha_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho_1 \alpha_1 u_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1} \right) =$$

$$= -Q_w - Q_d - Q_0 + W \Delta H - F_w u_w - F_0 u_0 - F_d u_3 -$$

$$- F_f u_w + I_w \left(e_w + \frac{p_w}{\rho} + \frac{u_w^2}{2} \right) + I_d \left(e_w + \frac{p_w}{\rho} + \frac{u_w^2}{2} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho_2 \alpha_2 \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho_2 \alpha_2 u_2 \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} \right) =$$

$$= Q_w - Q_\tau + F_w u_w - F_f u_w - F_\tau u_0 -$$

$$-I_w \left(e_w + \frac{p_1}{\rho} + \frac{u_w^2}{2} \right) - I_f \left(e_w + \frac{p_1}{\rho} + \frac{u_w^2}{2} \right), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho \alpha_2 \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho \alpha_3 u_3 \left(e_3 + \frac{u_3^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} \right) = \\ & = Q_d + F_d u_3 - I_d \left(e_w + \frac{p_1}{\rho} + \frac{u_3^2}{2} \right) + I_f \left(e_w + \frac{p_1}{\rho} + \frac{u_w^2}{2} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где u_n — скорость движения стенок трубы (отлична от нуля только при выборе подвижной системы координат, в большинстве задач $u_0 = u_2 = 0$ в лабораторной системе); e_i — внутренняя энергия i -й фазы (без учета химической): $e_1 = c_v T_1$, $e_2 = c T_2$, $e_3 = c T_3$, $e_w = c_{vw} T_w$; T_w — температура поверхности раздела фаз; ΔH — удельная теплота сгорания горючего; W — масса паров горючего, сгорающего в единице объема за единицу времени. Учет межфазного теплообмена производится по формулам

$$\begin{aligned} Q_w &= \frac{q_w^0 \Pi}{A_0}, \quad Q_0 = \frac{q_0^0 \Pi^0}{A_0}, \quad Q_T = \frac{q_T \Pi_T}{A_0}, \\ Q_d &= 4\pi d_k^2 n q_d = \frac{24\alpha_3 q_d}{d_k}, \end{aligned} \quad (12)$$

q_w^0 , q_0^0 , q_d , q_T — потоки тепла от газа в стенку, в слой горючего, в капли и от слоя горючего в стенку.

Диаметр капель, начиная с которого число Вебера меньше критического We_{**} [16], определяется соотношением

$$d_* = We_{**} \sigma / \rho_1 (u_1 - u_3)^2. \quad (13)$$

Газовая фаза ($i=1$) представляет собой смесь химически реагирующих газов (компонентов). Каждый компонент содержится в газовой фазе в концентрации Y_j ($j=1, \dots, N$), где значения индекса $j=1$ соответствуют окислителю, $j=N$ — горючему, $j=2, \dots, N-1$ — продуктам реакции и инертным компонентам. Для замыкания системы уравнений необходимо наряду с уравнением неразрывности для всей смеси (1) записать уравнения изменения массы для компонентов

$$\frac{\partial \rho_1 \alpha_1 Y_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 \alpha_1 Y_j u_1}{\partial x} = \begin{cases} W_j, & j=1, \dots, N-1, \\ -W + I_w + I_d, & j=N. \end{cases} \quad (14)$$

При выводе (13) учтено, что k -фаза однокомпонентна. Определение массовой скорости сгорания горючего зависит от свойств гетерогенной системы. При относительно небольших скоростях химических реакций и интенсивном испарении горючего и перемешивания с окислителем (большая скорость диффузии) в газовой фазе образуется смесь, способная гореть, и лимитирующим фактором оказывается кинетика химических реакций. Тогда

$$W_k = \rho_1 \alpha_1 Y_N^n Y_1^{n_1} A (p_1, T_1) e^{-\frac{E}{RT_1}}. \quad (15)$$

Этому случаю соответствует горение мелких (микронных) частиц, когда диффузионные градиенты настолько велики, что сравнимы скорости диффузионных и кинетических процессов (радиус частиц $r_0 \ll \sqrt{D/A(p, T)} \exp(-E/RT_j)$, T_j — температура пламени).

При больших скоростях реакции, медленном испарении и перемешивании горючего с окислителем и достаточной удаленности частиц друг от друга каждая частица горит в индивидуальном микропламени, скорость процесса горения лимитируется диффузией. В этом случае скорость диффузионного горения пропорциональна скорости испарения

частиц, а в стационарном режиме эти скорости равны:

$$W = W_1 + W_2 = \begin{cases} \zeta_1 I_w + \zeta_2 I_d, & Y_1 \geq Y_* \cap T_1 \geq T_*, \\ 0 + 0, & Y_1 < Y_* \cup T_1 < T_*. \end{cases} \quad (16)$$

В общем случае, когда в потоке кроме капель ($d_k > 2r_0$) присутствует и предварительно испарившееся горючее, используется комбинированная формула

$$W = W_k + W_1 + W_2. \quad (17)$$

Скорости сгорания остальных компонентов в (14) W_j определяются из (15) и (16) умножением W на соответствующие стехиометрические соотношения Φ_j/Φ_N .

Определение параметров межфазного взаимодействия

Параметры трения (8), межфазного тепло- и массообмена (12), (14) являются определяющими при распространении горения и детонации в гетерогенных системах. Значения этих параметров зависят, в частности, от интенсивности фазового перехода и от наличия химических реакций вблизи поверхности раздела фаз при гетерогенном или диффузионном горении и могут быть определены из решения двумерных стационарных [17], одномерных нестационарных задач межфазного тепло- и массообмена [18] или из независимых экспериментов.

Напряжение трения, действующее на внутреннюю поверхность цилиндрического канала, определяется из формулы

$$\tau_w^0 = c_f \frac{\rho_1 (u_1 - u_w)^2}{2} \quad (18)$$

(u_w — скорость боковой поверхности раздела фаз), а коэффициент трения находится в зависимости от режима течения [19]:

$$c_f = \begin{cases} \frac{16}{\text{Re}}, & \text{Re} < 1200, \\ \frac{0,079}{\text{Re}^{1/4}} \kappa^{1/2}, & 1200 < \text{Re} < 10^5, \\ \frac{0,074}{\text{Re}^{1/5}} \kappa^{3/5}, & 10^5 < \text{Re} < 5 \cdot 10^6, \\ \frac{0,033}{\text{Re}^{1/7}} \kappa^{5/7}, & \text{Re} > 5 \cdot 10^6, \end{cases} \quad (19)$$

где $\text{Re} = \rho_1 (u_1 - u_w) d / \mu_1$ — число Рейнольдса; d — внутренний диаметр канала; κ — коэффициент, учитывающий сжимаемость газа. Предполагая коэффициент динамической вязкости μ прямо пропорциональным температуре, приближенно получим

$$\kappa = \begin{cases} 1, & M_{12} = \frac{|u_1 - u_2|}{a_1} \leq 1, \\ \frac{T_1}{T_m}, & M_{12} = \frac{|u_1 - u_2|}{a_1} > 1. \end{cases} \quad (20)$$

Здесь T_m — среднее по Эккерту значение температуры. При $T_m = \frac{1}{2}(T_1 + T_w)$

$$\kappa = \frac{2}{2 + r_b \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2} \quad (21)$$

(r_b — коэффициент восстановления температуры на внутренней поверхности канала, γ — показатель адиабаты).

Сила f_d , действующая на единичную частицу дисперсной фазы при ее нестационарном движении, в общем случае есть сумма квазистациона-

нарной силы вязкого трения f_μ , силы присоединенных масс f_m и «наследственной» (из-за нестационарности вязкого пограничного слоя вокруг частицы) силы Бассэ f_B [20]:

$$f_d = f_\mu + f_m + f_B, \quad (22)$$

$$f_\mu^0 = c_\mu^0 \frac{1}{2} \rho_1 (u_1 - u_3)^2 \pi d_K^2. \quad (23)$$

Коэффициент сопротивления

$$c_\mu^0 = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} \left(1 + \frac{3}{16} Re_d - \frac{19}{1280} Re_d^2 \right), & Re \leq 1,5, \\ \left(\frac{24}{Re_d} + \frac{4,4}{\sqrt{Re_d}} + 0,42 \right) \kappa_1, & 1,5 < Re < 10^5, \\ 0,21 \left(\frac{\beta_s d_K}{|u_1 - u_3|} \right)^{4/5} Re_d^{-1/5} \kappa_1, & Re > 10^5, \end{cases} \quad (24)$$

$$\kappa_1 = \left(\frac{\rho_w}{\rho_1} \right)^{4/5} \left(\frac{\mu_w}{\mu_1} \right)^{1/5}, \quad \beta_s = \frac{|u_1 - u_3|}{d_K} 2 \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_s} \left(2 - \frac{\rho_1}{\rho_s} \right)},$$

$$Re_d = \frac{\rho_1 |u_1 - u_3| d_K}{\mu_1}, \quad \rho_w = \rho_1 (T_w p_1), \quad \mu_w = \mu_1 (T_w),$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_1} = \begin{cases} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{13}^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, & M_{13} = \frac{|u_1 - u_3|}{a_1} < 1, \\ \frac{(\gamma+1) M_{13}^2}{(\gamma-1) M_{13}^2 + 2} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{(\gamma-1) M_{13}^2 + 2}{2\gamma M_{13}^2 - (\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}, & M_{13} > 1. \end{cases}$$

Соотношения (24) могут быть использованы для определения силы трения в дисперсной смеси с относительно небольшим объемным содержанием диспергированной фазы $\alpha_3 / (\alpha_1 + \alpha_3) \leq 0,08$. При большем значении α_3 [21]

$$c_\mu = \begin{cases} c_1 = \left(\frac{24}{Re_d} + \frac{4,4}{Re_d^{0,5}} + 0,42 \right) \kappa_1, & \frac{\alpha_3}{\alpha_1 + \alpha_3} \leq 0,08, \\ c_2 = \frac{4(\alpha_1 + \alpha_3)}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150\alpha_3}{\alpha_1 Re_d} \right) \kappa_1, & \frac{\alpha_3}{\alpha_1 + \alpha_3} \geq 0,45, \\ \frac{(0,92\alpha_3 - 0,08\alpha_1) c_2 + (0,45\alpha_1 - 0,55\alpha_3) c_1}{0,37(\alpha_1 - \alpha_3)}, & 0,08 < \frac{\alpha_3}{\alpha_1 + \alpha_3} < 0,45. \end{cases} \quad (25)$$

Остальные силы, входящие в формулу (22), определяются соотношениями [16, 20].

Поток тепла от газа к поверхности цилиндрического канала определяется соотношениями

$$q_w = \begin{cases} \frac{2\lambda_1}{d} (T_1 - T_w) + \frac{\mu (u_1 - u_w)^5}{d}, & Re \leq 1200, \\ \rho_1 u_1 St (H_{1r} - H_w + W\Delta H), & Re > 1200, \end{cases} \quad (26)$$

$$H_{1r} = c_{p1} T_1 + r \frac{(u_1 - u_w)^2}{2}, \quad H_w = c_{pw} T_w, \quad (28)$$

$W\Delta H$ — химическая энергия, выделяемая при горении в пристеночном пограничном слое. Число Стантона в (27) находится из аналогии Рейнольдса

$$St = \frac{1}{2} c_f \mathcal{L} R, \quad (29)$$

а c_f задается соотношениями (19); коэффициент восстановления и па-

раметр аналогии Рейнольдса \mathcal{L}_R определяются по формулам

$$r \approx \text{Pr}^{1/3}; \quad \mathcal{L}_R \approx \text{Pr}^{-2/3} \quad \text{или} \quad \mathcal{L}_R = \left[1 + 11,6 (\text{Pr} - 1) \sqrt{\frac{c_f}{2}} \right]^{-1}, \quad (30)$$

$\text{Pr} = \frac{\mu_1 c_{p1}}{\lambda_1}$ — число Прандтля. Теплообмен между газом и диспергированными частицами задается соотношениями

$$q = \pi d_r \lambda_1 \text{Nu}_d (T_1 - T_3),$$

$$\text{Nu}_d = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_d \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} < 100, \\ 2 + 0,16 \text{Re}_d^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & 100 < \text{Re} < 1000, \\ 2 + 0,03 \text{Re}_d^{0,54} \text{Pr}^{0,33} + 0,35 \text{Re}_d^{0,8} \text{Pr}^{0,36}, & \text{Re} > 10^3. \end{cases} \quad (34)$$

Выражения (19), (24), (25) хорошо описывают межфазное трение при отсутствии массообмена. Вдув вещества с поверхности раздела фаз существенным образом меняет параметры трения и теплообмена. Для плоской пластины

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \frac{\ln(1+B)}{B}; \quad B = \frac{m_w |u_i - u_w|}{|\tau_w|}. \quad (32)$$

Здесь τ_w^0 соответствует случаю отсутствия вдува. Выражение (32) выведено в предположении, что в пристеночной области реализуется режим течения, аналогичный течению Куэтта $\left(\left| \frac{\partial}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial y} \right| \right)$. Численные расчеты [22] показали, что (32) хорошо аппроксимирует зависимость $\tau_w(B)$ для небольших значений параметра вдува $B \lesssim 3 \div 4$. Для $5 \leq B \leq 100$ предлагается формула

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \left[\frac{\ln(1+B)}{B} \right]^{4/5} \left[\frac{1 + 1,3B + 0,4B^2}{(1+B)(1+0,5B)^2} \right]^{1/5}. \quad (33)$$

Соотношения, аналогичные (32), (33), могут быть применены при оценке влияния вдува на сопротивление трения капель или частиц при их взаимодействии с несущей фазой.

Формулы (26), (31) нуждаются в корректировке, когда горение происходит в диффузионном микропламени, примыкающем к поверхности каждой частицы:

$$q_w = \frac{2\lambda_1}{c_{p1}d} [\widehat{c}_{p1}(T_1 - T_w) + (Y_1 - Y_{1w}) Q_{pw}(T_w)] + \frac{\mu_1 (u_i - u_w)^2}{d}, \quad (34)$$

$$q = \text{Nu}_d \frac{\pi d_r \lambda_1}{c_{p1}} [\widehat{c}_{p1} T_1 - \widehat{c}_{pw} T_w + (Y_1 - Y_{1w}) \Phi_N \Delta H]. \quad (35)$$

Здесь введены обозначения [17]: $Q_{pw}(T_w) = \Delta c_{pw} T_w + \Phi_N \Delta H$ — теплота химической реакции при T_w ; $\Phi_j = \frac{m_j (v_j'' - v_j')}{m_1 (v_1'' - v_1')}$ — стехиометрическое соотношение; m_j — молярная масса j -го компонента; v_j' , v_j'' — стехиометрические коэффициенты до и после реакции.

Время начала интенсивного фазового перехода t_e , когда необходимо переходить к формулам, учитывающим влияние вдува на трение и теплообмен, приближенно можно определить по возрастанию температуры поверхности раздела фаз до некоторого эффективного значения $T_{\text{эфф}}$. Во многих задачах $T_{\text{эфф}}$ оказывается близка к температуре кипения $T_{\text{кип}}$ при данном давлении. Определенное таким образом t_e можно найти из решения второй краевой задачи теплопроводности:

$$T_{\text{эфф}} - T_{20} = - \frac{1}{\sqrt{\lambda_2 \rho c_2} \pi} \int_0^{t_e} \frac{q^{\circ}(\eta)}{\sqrt{t_e - \eta}} d\eta. \quad (36)$$

Наличие диффузионного микропламени вокруг частицы определяется из условия

$$T_1 \geq T_*, Y_1 \geq Y_* \quad (37)$$

(T_* — температура воспламенения). Скорость массообмена \dot{m} для пленки и капли можно определить соотношениями

$$\dot{m}_d = \begin{cases} \frac{2\lambda_1}{c_p d_R} \ln \left[1 + \frac{1}{h_L} (\widehat{c}_{p1} T_1 - \widehat{c}_{pw} T_w + Y_1 \Phi_N \Delta H) \right] (1 + 0,276 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}^{1/3}), & T_1 \geq T_*, \\ \frac{2\lambda_1}{c_p d_R} \ln \left[1 + \frac{1}{h_L} (\widehat{c}_{p1} T_1 - \widehat{c}_{pw} T_w) \right] (1 + 0,276 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}^{1/3}), & T_1 < T_*; \end{cases} \quad (38)$$

$$\dot{m}_m = \frac{q_w}{h_L + c_2 (T_w - T_2)},$$

$$\dot{m}_f = \begin{cases} \rho (u_w - u_0) \left\{ k_1 \text{We}_{12} \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^{0,5} \left(\frac{T_1}{T_w} \right)^{0,25} \left(\frac{u_w - u_0}{u_1 - u_w} \right) - k_2 \text{Re}_2 \right\} & \text{при } \text{We}_{12} > \\ > \text{We}_* \cap \text{We}_{12} > \frac{k_2}{k_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho} \right)^{0,5} \left(\frac{T_w}{T_1} \right)^{0,25} \left(\frac{u_1 - u_w}{u_w - u_0} \right) \text{Re}_2, & (39) \\ 0 & \text{при } \text{We}_{12} \leq \text{We}_* \cup \text{We}_{12} \leq \frac{k_2}{k_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho} \right)^{0,5} \left(\frac{T_w}{T_1} \right)^{0,25} \left(\frac{u_1 - u_w}{u_w - u_0} \right) \text{Re}_2, \end{cases}$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения; $\text{We}_{12} = \frac{\rho_1 (u_1 - u_w)^2 \varepsilon}{\sigma}$ — число Вебера; We_* — критическое число Вебера, при котором возникает неустойчивость поверхности пленки [16]. Полуэмпирическая формула (39) получена в результате обработки данных [15, 23]:

$$d_R = \min \left(\sqrt[3]{6\alpha_3/\pi n}, d_* \right), \quad \text{Re}_2 = \rho (u_w - u_0) \varepsilon/\mu.$$

Результаты расчетов

При проведении расчетов систему уравнений удобно представить в векторном виде и применять модифицированную двухшаговую разностную схему Лакса — Вендроффа, как это делается в работе [24]. В расчетах использовались следующие значения входных параметров: $\Delta H = 47 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\lambda_2 = 0,12$ Вт/(м · град), $n_1 = 1$, $\xi_1 = 1$, $n_N = 1$, $\xi_2 = 1$, $E = 20$ ккал/моль, $Y_* = 10^{-3}$, $\sigma = 0,0165$ Н/м, $T_* = 600$ К, $c_2 = 2280$ Дж/(кг · град), $\text{We}_* = 5$, $\mu_2 = 0,9 \cdot 10^{-3}$ Н · с/м², $k_1 = 0,3 \cdot 10^{-6}$, $k_2 = 10^{-5}$. В качестве теста взята задача о распаде разрыва в идеальном газе без химических реакций. Сравнение с точным аналитическим решением задачи Римана дает расхождение не более 2 ÷ 3%. На рис. 1, а, б представлен пример расчета изменения профиля давления и скорости по длине трубы ($d = 4$ см) при распространении детонации в двухфазной системе типа газ — пленка ($\alpha_{30} = 0$), окислитель — воздух, горючее — *n*-декан. Детонация инициировалась ударной волной, возникающей при распаде начального разрыва, что в натуральных условиях соответствует инициированию в ударной трубе при разрыве диафрагмы. На рис. 1, в приведены профили температур газа T_1 , поверхности трубы T_2 и поверхности горючего T_w . Видно, что в результате горения за УВ давление возрастает и скорость волны увеличивается. Повышение давления и температуры в сгоревшем за УВ газе приводит к увеличению его массовой скорости непосредственно за головной волной, скорость же толкающей пробки холодного газа уменьшается. Из рис. 1, в видно, что стенка трубы про-

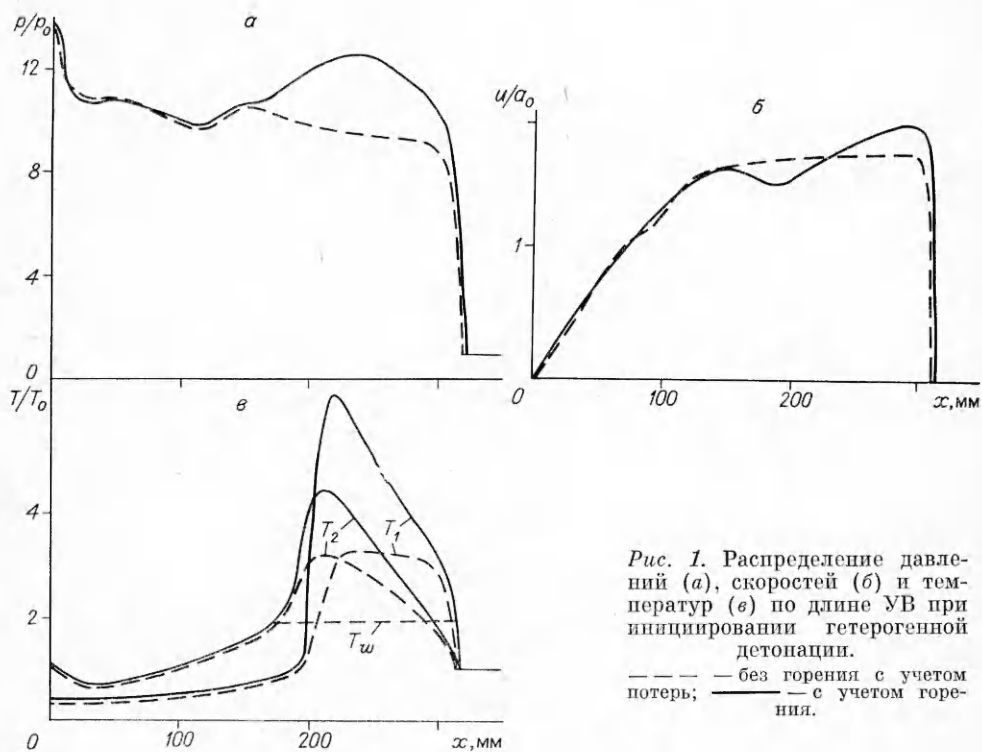


Рис. 1. Распределение давлений (а), скоростей (б) и температур (в) по длине УВ при инициировании гетерогенной детонации.
 - - - без горения с учетом потерь; — с учетом горения.

гревается сжатым за УВ газом и охлаждается при прохождении пробки холодного толкающего газа. Температура поверхности горючего поднимается до температуры равновесного фазового перехода и затем остается практически постоянной. Горение за УВ интенсифицирует теплообмен, что приводит к возрастанию температуры стенки и увеличению размеров зоны равновесного испарения.

Результаты расчетов по скоростям самоподдерживающегося режима (рис. 2) и динамике ускорения до выхода на устойчивый режим (рис. 3) хорошо согласуются с экспериментальными данными работ [9—12, 27—29]. На рис. 2 представлены результаты расчета скоростей самоподдерживающихся режимов распространения гетерогенной детонации. Зависимость скорости детонации от диаметра трубы носит существенно немонотонный характер. Увеличение скорости самоподдерживающейся детонации при уменьшении поперечного размера канала вызвано возрастанием плотности выделения энергии за головной волной при горении топлива. При дальнейшем сужении канала рост потерь на трение и теплоотвод превосходит увеличение средней плотности энерговыделения, что приводит к уменьшению скорости.

На рис. 3 приведены графики зависимости числа Маха средней скорости детонации $M_s = D/a_0$ в неперемешанных двухфазных системах от времени. Расчет проведен для случая, когда окислитель — кислород, горючее — *n*-декан, $p_0 = 1$ атм, $T_0 = 300$ К. Сплошные кривые соответствуют случаю, когда горючим покрыта половина внутренней поверхности трубы, штриховые — когда одна четверть. График $M_s(t)$ для каждого случая состоит из двух ветвей (возрастающей и убывающей), сходящихся с течением времени к значению скорости самоподдерживающейся детонации $M_s(t) \rightarrow M_s^*$, что говорит об устойчивости самоподдерживающегося режима в целом.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными может быть проведено на основании результатов работы [10]. При двух смоченных горючим стенках в трубе квадратного поперечного сечения ($0,041 \times 0,041$ м) скорость наблюдаемой в эксперименте детонации [10] увеличилась с 1200 до 1370 м/с на расстоянии 1 м, а затем практически

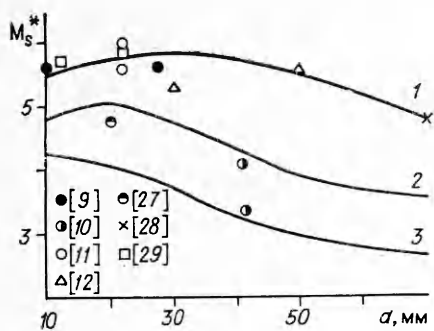


Рис. 2. Зависимость скорости стационарной гетерогенной детонации от диаметра трубы.

1 — горючее нанесено на всю внутреннюю поверхность трубы; 2 — смоченная горючим поверхность покрывает 1/2 периметра внутреннего поперечного сечения; 3 — смоченная поверхность покрывает 1/4 периметра.

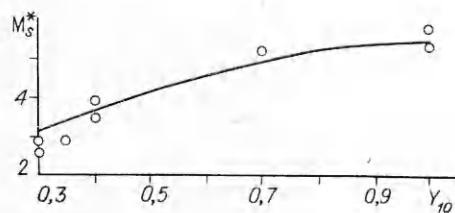


Рис. 4. Зависимость скорости стационарной детонации от концентрации кислорода в окислителе; $T_0 = 300$ К; $p_0 = 1$ атм; $h = 22$ мм.

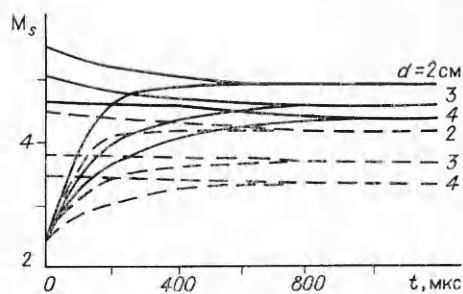


Рис. 3. Изменение скорости головной волны при развитии детонации в гетерогенных системах.

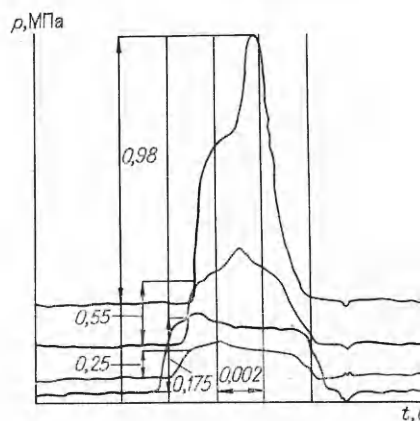


Рис. 5. Осциллограмма изменения давления на четырех датчиках в трубе.

не изменялась, расчеты в соответствующем случае (см. рис. 3) показывают, что увеличение скорости от 1200 до постоянного в среднем значения 1420 м/с происходит на расстоянии 1,25 м. Расчет зависимости скорости самоподдерживающейся детонации от начальной концентрации кислорода в окислителе Y_{10} (рис. 4) хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [11].

Эксперимент по методике [27] позволил получить (рис. 5) осциллограмму изменения давления с течением времени при ускорении горения в дисперсной смеси дизельного топлива с воздухом (диаметр трубы 50 мм, $d_k = 0,2$ мм). Расстояние между датчиками 0,5 м, время развертки $t_p = 2 \cdot 10^{-3}$ с/дел. Видно, что скорость головной УВ возрастает от 450 до 900 м/с. При этом четвертый датчик регистрирует возникновение вторичного возмущения.

Таким образом, разработанный на основании схемы сквозного счета метод позволяет промоделировать с достаточной степенью точности динамику развития детонации в двухфазных системах и определить скорость самоподдерживающегося режима.

ЛИТЕРАТУРА

1. Clayton R. M., Rogero S. 7-th Liquid Propulsion Symposium, Denver, Col., Oct., 1965.
2. Dabora E. K., Ragland K. W., Nicholls J. A. Acton. Acta, 1966, 12, 1, 9.
3. Гордеев В. Е., Комов В. Ф., Сербинов А. И. и др. Промышленная энергетика, 1964, 19, 12.
4. Dabora E. K., Ragland K. W., Nicholls J. A. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1968.
5. Kouffman C. W., Nicholls J. A. AIAA J., 1971, 9, 5, 880.
6. Ждан С. А. ФГВ, 1984, 20, 6, 138.
7. Николаев Ю. А., Фомин П. А. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
8. Loison R. Comp. Rend. Acad. Sci., 1959, 234, 5, 512.
9. Комов В. Ф., Трофин Я. К. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.

10. Ragland K. W., Nicholls J. A. AIAA J., 1969, 7, 5, 859.
11. Ragland K. W., Garcia C. F. Comb. Flame, 1972, 18, 1.
12. Митрофанов В. В., Пинаев А. В. Докл. АН СССР, 1975, 225, 3.
13. Зверев П. И., Смирнов Н. Н. Взаимодействие волн в деформируемых средах.— М.: Изд-во МГУ, 1984.
14. Смирнов П. И. Вестн. Моск. ун-та. Математика. Механика. 1980, 2, 81.
15. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И. ФГВ, 1984, 20, 5.
16. Пигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
17. Smirnov N. N. Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1985, 28, 5, 929.
18. Smirnov N. N. Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1986, 29, 5.
19. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1973.
20. Пигматулин Р. И. Препринт ИТФ СО АН СССР.— Новосибирск, 1984.
21. Пигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. ФГВ, 1983, 19, 5, 93.
22. Смирнов Н. И. ФГВ, 1982, 18, 5, 63.
23. Пигматулин Б. И., Клебанов Л. А., Кронилин А. Е. ТВТ, 1980, 6.
24. Смирнов И. Н. ФГВ, 1985, 21, 5, 29.
25. Лесняк С. А., Назаров М. А., Трошин Я. К. и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
26. Пинаев А. В. ФГВ, 1977, 13, 3, 408.
27. Bowen J. R., Ragland K. W., Steffes F. T. e. a. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1970.
28. Бойченко А. П., Смирнов П. И. ФГВ, 1986, 22, 2.

*Поступила в редакцию 18/VIII 1986,
после доработки — 10/III 1987*

ВЛИЯНИЕ УДАРНО-ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛЕЙ

*А. И. Мартынов, В. Ф. Сазонов, В. К. Коробов, С. С. Бацанов
(Менделеево)*

Как показано в работе [1], ударно-термическая обработка сталей, включающая в себя воздействие на сталь импульсного давления и низкотемпературного отжига, приводит к повышению твердости стали как после импульсного давления, так и после отжига. Такое изменение свойств связывалось с повышением растворимости углерода в α -железе, содержащем дефекты структуры.

В связи с этим представляет интерес исследовать влияние указанного воздействия на другие характеристики сталей (прочность, пластичность). В настоящей работе эксперименты проводили на цилиндрических образцах, изготовленных из Ст.10 и Ст.45. Ударную обработку проводили импульсным давлением величиной ~ 20 ГПа и длительностью ~ 10 мкс. После этого образцы отжигали при $T = 220 \div 500^\circ\text{C}$ 2 ч. После каждой обработки измеряли твердость образцов и испытывали их на разрывной машине для определения предела прочности при растяжении и относительного удлинения, характеризующего пластичность материала.

На образцах из Ст.10 эксперименты проводили при разных температурах отжига, а на образцах из Ст.45 — только при $T = 350^\circ\text{C}$, которая обуславливала максимальный эффект повышения прочности. В табл. 1 указаны предел прочности при растяжении σ_b и относительное удлинение δ Ст.45 после обработки с максимальным эффектом упрочнения, а в табл. 2 механические характеристики Ст.10 приведены в зависимости от температуры отжига, проведенного после ударной обработки. Как видно из приведенных данных, отжиг образцов в диапазоне $T = 220 \div 350^\circ\text{C}$ приводит к одновременному увеличению их прочности, твердости и пластичности. Следует отметить, что такое явление необычно, что указывает на сложный характер процессов, происходящих в структуре стали после воздействия на нее рассматриваемым методом.