

## ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Сулимова А. А. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
2. Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В., Посвянский В. С. и др. Результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных взрывчатых систем при возрастающем давлении // ФГВ.— 1985.— 21, № 5.— С. 3.
3. Смирнов Н. Н., Димитриенко И. Д. Режим конвективного горения в деформируемом твердом топливе с продольными каналами // ФГВ.— 1986.— 22, № 3.— С. 59.
4. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. Переход конвективного горения порошкообразных ВВ в детонацию // ФГВ.— 1983.— 19, № 5.— С. 93.
5. Смирнов Н. Н. Распространение конвективного горения в двухфазных системах с продольной пористостью и переход в режим недосжатой детонации // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 58.
6. Виллюнов В. Н., Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П. О детерминированной модели конвективного горения пористых систем // ФГВ.— 1988.— 24, № 5.— С. 40.
7. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— Ч. 1.— М.: Наука, 1987.
8. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
9. Криер Х., Гокхейл С. С. // РТК.— 1978.— 16, № 2.— С. 107.
10. Гоф П. С., Шварц Ф. Дж. // РТК.— 1979.— 17, № 1.— С. 19.

г. Москва

Поступила в редакцию 19/1 1989,  
после доработки — 3/IV 1990

УДК 536.46

Л. К. Гусаченко

## ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Рассмотрена возможность диспергирования поверхностного слоя ТТ при колеблющемся наружном давлении за счет нестационарного изменения перепада давления на этом слое.

Горение двухосновных составов при колеблющемся давлении может сопровождаться массовым выбросом с горячей поверхности диспергированных частиц. Такой вывод следует, например, из [1], где использованы представления [2] о газообразных продуктах реакции, растворенных в к-фазе и разрушающих ее при достижении предела растворимости. Недостаток рассмотрения состоит в том, что массовая доля вещества, газифицирующегося в зоне реакций к-фазы реальных двухосновных составов, слишком велика и никак не может быть растворена в оставшейся к-фазе [3]. При субатмосферных давлениях эта доля не меньше 30 % [4], а при  $p > 1$  атм — практически 100 % [5].

Далее используется более правдоподобный механизм диспергирования [5, 6]: отрыв происходит, когда гидродинамическое воздействие оттекающих газов превышает предел прочности связей, удерживающих фрагмент к-фазы.

Пусть твердое топливо (ТТ) содержит массовую долю  $\alpha$  летучего компонента. Для простоты аналогично [7] полагаем, что он мгновенно газифицируется при достижении температуры  $T_n < T_s$  ( $T_s$  — температура поверхности) и вытекает из ТТ по многочисленным порам, оставшимся после его газификации (рис. 1). Перепад  $\Delta p$  давления в порах определяется закономерностями фильтрации. При ламинарном течении (для достаточно мелких пор) объемный поток  $v$  газа в них удовлетворяет закону Дарси

$$v = -k_{\Phi} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

где  $k_{\Phi} = k_1 \alpha d^2$  — коэффициент фильтрации;  $k_1 \approx \text{const}$ ;  $d$  — диаметр пор.

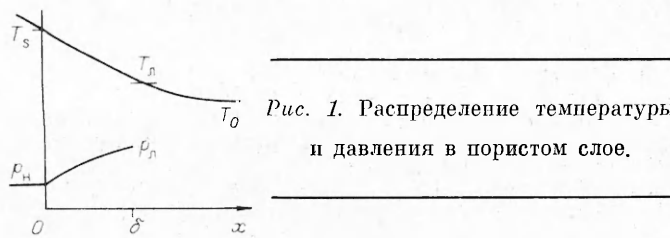


Рис. 1. Распределение температуры и давления в пористом слое.

Рассмотрим стационарный режим, когда по толщине пористого слоя сохраняется массовый поток газа:

$$0 < x < \delta: \quad -\rho(x)v(x) = u\rho_t\alpha, \quad \rho = p/RT. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_t$  — плотность ТТ;  $u$  — линейная скорость его горения. В оценочных расчетах воспользуемся тем, что в пористом слое относительное изменение температуры  $(T_n - T_s)/T_s$  невелико, и положим в (2)  $T \approx \text{idem}$ . Тогда из (1), (2) следует

$$x \leq \delta: \quad p^2(x) - p_n^2 = (\rho_t RT/k_1 d^2)ux, \quad p^2 - p_n^2 \equiv \Delta p(2p_n + \Delta p). \quad (3)$$

Здесь  $\Delta p = p - p_n$ ;  $p_n = p(0)$  (наружное давление). Толщина пористого слоя  $\delta$  выражается из формулы Михельсона

$$\begin{aligned} (T - T_0)/(T_s - T_0) &= \exp(-ux/\kappa), \quad T(\delta) = T_n, \\ u\delta &= \kappa \ln((T_s - T_0)/(T_n - T_0)). \end{aligned} \quad (4)$$

Из-за зависимости прочности от температуры отрыв, если он произойдет, необязательно будет при  $x = \delta$ . Условие отрыва без учета капиллярности имеет вид

$$\alpha(p(x) - p_n) \geq (1 - \alpha)k_2 \exp(A/T(x)). \quad (5)$$

Здесь слева — отрывающее усилие на 1 см<sup>2</sup> сечения ТТ на расстоянии  $x$  от поверхности горения, справа — прочность удерживающих связей в этом же сечении;  $k_2$ ,  $A$  — характеристики прочности. Выражение (5) представляет собой уравнение для координаты  $x$  отрыва. Отсутствие корня (5) при  $x \leq \delta$  означает отсутствие диспергирования при данных условиях.

Для грубой оценки проверим возможность отрыва только при  $x = \delta$  для ТТ, горевшего до того квазистационарно при медленном изменении параметров (например,  $p_n$ ,  $T_0$ ). Условие отрыва

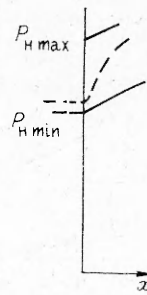
$$\begin{aligned} \Delta p(\delta) &= \frac{B}{p_n + \sqrt{p_n^2 + B}} > \text{const} \cdot \frac{1 - \alpha}{\alpha}, \\ B &= \frac{\kappa \rho_t RT}{k_1 d^2} \ln \left( \frac{T_s - T_0}{T_n - T_0} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

После достижения условия (6) горение становится локально нестационарным, однако его глобальные характеристики остаются квазистационарными ввиду неодновременности отрывов в разных местах поверхности ТТ. Согласно (6), рост  $p_n$  подавляет диспергирование, что соответствует данным эксперимента [3, 4].

Повышение начальной температуры  $T_0$ , наоборот, согласно (6), способствует диспергированию: в выражении для  $B$  кроме явного присутствующей там  $T_0$  при этом возрастают  $T_s$  и  $T$  (некоторая средняя температура между  $T_n = \text{const}$  и  $T_s$ ). Кроме того, увеличивается вероятность отрыва при  $x < \delta$  с учетом сильной зависимости правой части (5) от температуры. Этот вывод противоречит приведенным в [4] данным опытов 1938 г.

Для рассмотренного идеализированного ТТ с одинаковым всюду размером пор  $d$  в зависимости от выполнения или невыполнения (6) степень диспергирования  $\varepsilon = (1 - \alpha)$  или 0. Эксперимент [6], однако, свидетельствует о возможности непрерывного изменения  $\varepsilon$ . Соответствующую

Рис. 2. Возможные распределения давления в пористом слое при медленных (сплошные линии) и при быстрых (штриховая) колебаниях наружного давления.



этим данным более реальную модель диспергирования можно получить, учитывая распределение пор по размерам. Для этого предположим, что на горячей поверхности ТТ в виде множества отдельных лоскутков представлен набор независимо горящих «псевдотоплив» с различными размерами пор, которым, согласно (6), соответствуют различные условия отрыва. Тогда, например при понижении давления, условие (6) будет выполняться для участков поверхности со все большим  $d$  и величина  $\varepsilon$  будет увеличиваться вплоть до  $(1 - \alpha)$ .

Рассмотрим нестационарный режим. Если амплитуда колебаний наружного давления сравнима с необходимым для отрыва пористого слоя перепадом давления в нем (или превышает его) и если период колебаний меньше характерного времени фильтрации в пористом слое, то при спаде наружного давления возможен отрыв этого слоя даже при значении  $p$ , полностью подавляющем диспергирование в стационарном режиме. На рис. 2 схематично показаны квазистационарные распределения  $p(x)$  (при медленных колебаниях), соответствующие максимуму и минимуму  $p_n$ .

Для математического описания картины используем уравнение фильтрации

$$\alpha \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} - u(t) \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho v), \quad (7)$$

$$x = 0, p = p_n(t); \quad x = \delta(t), \quad \rho v = \alpha \rho_\tau (u + d\delta/dt).$$

Здесь  $\rho = p/RT$ ;  $\delta(t)$  — корень уравнения  $T(\delta, t) = T_n$ . Для определения  $T(x, t)$  нужно решать уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} - u(t) \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad T(0, t) = T_s, \quad T(\infty, t) = T_0. \quad (8)$$

Нестационарную скорость горения можно рассчитывать, например по [8] (пока не началось диспергирование), однако в предлагаемом исследовании для уменьшения числа параметров удобно представить

$$u = u_0 + \Delta u \sin(\omega t + \varphi), \quad p_n = p_0 + \Delta p_n \sin(\omega t), \quad (9)$$

где  $\Delta u/\Delta p_n$  и  $\varphi$  считаем известными (например, из эксперимента) константами. Решение (8) ищем в максимально упрощенном виде

$$\frac{T' - T_0}{T_s - T_0} = \begin{cases} 1 - x/\delta_\tau(t), & \text{если } x < \delta_\tau(t), \\ 0, & \text{если } x > \delta_\tau(t), \end{cases} \quad T_s = \text{const}. \quad (10)$$

Для  $\delta_\tau(t)$  из (8), (10) методом интегральных соотношений можно получить

$$d\delta_\tau/dt - 4\kappa/\delta_\tau + 2u(t) = 0. \quad (11)$$

Согласно (10),

$$\delta(t) = \Theta \delta_\tau(t), \quad \Theta = (T_s - T_n)/(T_s - T_0). \quad (12)$$

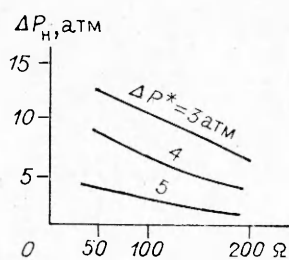


Рис. 3. Зависимость вызывающей отрыв амплитуды  $\Delta p_n$  от частоты для ТТ, диспергирующих в стационарном режиме при  $p_n = 1$  атм;  $p_0 = 40$  атм,  $\Delta u = 0$ ,  $\Theta = 0,4$ ,  $\rho_T RT = 1200$  атм.

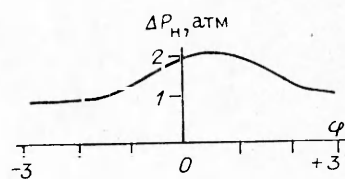


Рис. 4. Зависимость вызывающей отрыв амплитуды от фазового сдвига  $\varphi$  колебаний скорости горения относительно колебаний давления;  $\Delta p^* = 5$  атм,  $\Omega = 50$ ,  $(\Delta u/u_0)/(\Delta p_n/p_0) = 0,5$ .

При решении уравнений (1), (7) полагаем при  $x < \delta$

$$T = \text{const}, \quad p = p_n \left(1 - \frac{x}{\delta}\right) + p_l \frac{x}{\delta}, \quad (13)$$

$$p' = \frac{\partial p}{\partial x} = p_s' \left(1 - \frac{x}{\delta}\right) + p_l' \frac{x}{\delta}.$$

Подставляя (1) и (13) в (7), интегрируя по  $x$  от 0 до  $\delta$  с учетом граничных условий и используя (9)–(12), для  $\Delta p = p_l - p_n$  найдем

$$\frac{d\Delta p}{d\tau} = -2\Omega\Delta p_n \cos(\Omega\tau) + \frac{2}{\Theta\delta_T} \left[ \left( \frac{u}{u_0} + \frac{\Theta}{2} \frac{d\bar{\delta}_T}{d\tau} - \frac{2}{\Theta\delta_T} p_n k \right) \Delta p + \rho_T RT (u/u_0 + \Theta d\bar{\delta}_T/d\tau) (2p_n + \Delta p)/(p_n + \Delta p) \right]. \quad (14)$$

Здесь  $\tau = t \frac{u_0^2}{\kappa}$ ;  $\Omega = \frac{\omega \kappa^2}{u_0^2}$ ;  $\bar{\delta}_T = \frac{\delta_T u_0}{\kappa}$ ;  $k = \frac{k_1 d^2}{\kappa}$ ;  $u$ ,  $p_n$  — согласно (9),  $\delta_T$  — решение (11). Расчеты системы (11), (14) проведены при  $\Theta = 0,4$ ,  $\kappa = 0,001$  см<sup>2</sup>/с,  $\rho_T RT = 1200$  атм. Критический (отрывающий) перепад  $\Delta p^*$  задавался произвольно, при этом параметр  $k$  вычислялся по (6) из условия, что в стационарном режиме диспергирование происходит при  $p_n \leq 1$  атм. Результаты представлены на рис. 3, 4.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гусаченко Л. К. К задаче о нестационарной скорости горения баллистических порохов // ИФЖ.— 1966.— 11, № 4.
2. Марголин А. Д., Похил П. Ф. Влияние давления на скорость процессов в реакционном слое конденсированной фазы горящего пороха // Докл. АН СССР.— 1963.— 150, № 6.
3. Якушева О. Б., Максимов Э. И., Мержанов А. Г. Влияние растворимости газообразных продуктов разложения на закономерности горения конденсированных веществ // ФГВ.— 1966.— 2, № 3.
4. Похил П. Ф. О механизме горения баллистических порохов // Физика взрыва.— М.: Изд-во АН СССР, 1953.— № 2.
5. Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. О горении веществ с твердым реакционным слоем // Докл. АН СССР.— 1967.— 173, № 6.
6. Зырянов В. Я., Зарко В. Е., Анкилов А. Н. и др. Диспергирование при горении гомогенных порохов.— Новосибирск, 1980.— (Препр./СО АН СССР ИХКиГ; № 4).
7. Бухаров В. И., Гусаченко Л. К. Нестационарное горение при подповерхностной газификации летучих // ФГВ.— 1989.— 25, № 2.
8. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 18/II 1990,  
после доработки — 28/III 1990