

ГОРЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

В. И. Юхвид, Э. И. Максимов, В. С. Козлов

(Москва)

Многочисленными исследованиями было показано, что наряду с такими параметрами горения, как давление и начальная температура, перегрузка, направленная по нормали к поверхности топлива или индивидуального вещества, может увеличить скорость горения. Для смесей, содержащих твердую нелетучую добавку, было предложено два объяснения этого эффекта. В случае легкоплавкой агломерирующей добавки (Al, Mg и др.) массовая сила удерживает горящие агломераты у поверхности топлива, что приводит к более высокой скорости горения [1, 2]. Тугоплавкая неагломерирующая добавка вместе с продуктами ее горения в большом интервале размеров частиц и перегрузок может образовать псевдооживленный слой (ПОС) над поверхностью горения [3, 4]. Образование ПОС приводит к более высокой скорости горения.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется горение топлив с твердой неагломерирующей нелетучей добавкой, частицы которой достаточно малы и поэтому в большом интервале перегрузок не образуют ПОС. Частицы горят в дымогазовой зоне в процессе уноса их газовым потоком. В общем случае в качестве такой добавки

могут служить тугоплавкие металлы (W, Ti и др.) и углерод. Для эксперимента в качестве топлива выбрана смесь перхлората аммония с нафталином, а в качестве энергетической добавки — W.

Рассмотрим общий случай, когда при горении топлива с энергетической добавкой образуются три зоны превращения вещества: конденсированная, газовая и зона горения частиц. Чередование двух последних зон может быть обратным или они могут быть слиты [5]. Теплопередача осуществляется путем теплопроводности. В поверхностном слое образца конденсированное вещество превращается в газ, а в газовой зоне продукты газификации реагируют с образованием конечных продуктов газовых реакций. В зоне горения частиц проходит реакция добавки с активной частью газовых продуктов (H_2O и CO_2), а в режиме слияния зон частицы реагируют с продуктами газификации топлива.

Горение взвеси частиц может протекать в кинетическом и диффузионном режимах [6, 7]. Температура воспламенения частиц и соответствующая ей в этом месте температура газа

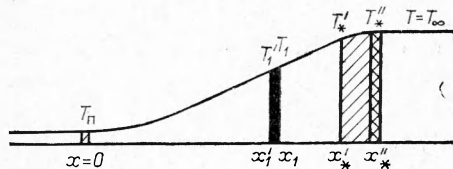


Рис. 1. Режим управления.

$x=0$ — поверхность горения, $x_1 < x < x_1$ — реакционная зона газа, $x = x_*$, x'' — точка воспламенения частиц соответственно в диффузионном и кинетическом режимах горения, T_p , T_1 , T_* , T_* , T_∞ — температуры поверхности, фронта пламени, воспламенения в диффузионном и кинетическом режимах, максимальная адиабатическая температура горения соответственно.

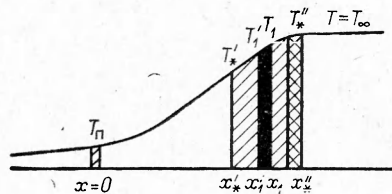


Рис. 2. Режим слияния.

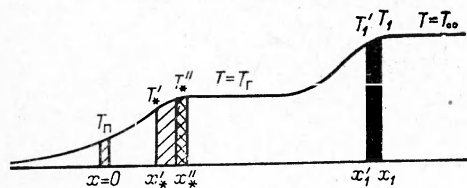


Рис. 3. Режим отрыва пламени.

являются границей зон прогрева и реакции. В диффузионном режиме горения эти зоны сравнимы по величине [7]. В зоне прогрева температура частицы меньше температуры газа, а в зоне реакции наоборот. Догнать газ по температуре частица может только за счет саморазогрева.

Изучался класс топлив, на скорость горения которых в отсутствие энергетической добавки массовая сила не оказывает влияния. В этом случае влиянию массовых сил подвержена только зона горения частиц. Под действием перегрузки скорость движения частиц будет уменьшаться по сравнению со скоростью газа, вследствие чего концентрация частиц увеличится, а температура газа, при которой воспламеняются частицы, уменьшится. Если зона частиц является ведущей зоной горения, то скорость тепловыделения и, следовательно, скорость горения возрастут. В общем случае с ростом перегрузки зона горения частиц последовательно проходит следующие режимы горения¹: самовоспламенение, управление (рис. 1), слияние (рис. 2), отрыв газового пламени (рис. 3)².

Математически модель рассматривалась для случая, когда осуществляется чисто гетерогенное горение частиц добавки, а продукты горения газообразны в зоне химической реакции. Используя законы сохранения (в системе координат, связанной с поверхностью горения), для данной модели можно сформулировать уравнения, описывающие процесс стационарного горения:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - u_r \rho_r c \frac{dT}{dx} - u_k m N c \frac{dT}{dx} - c(T_s - T) N S w_3 + Q_1 w_1 + Q_2 w_2 + Q_3 N S w_3 = 0, \quad (1)$$

$$u_0 \rho_k \frac{d\eta_1}{dx} = w_1,$$

$$D_2 \rho_r \frac{d^2 a_2}{dx^2} - \frac{d}{dx} (u_r \rho_r a_2) - w_2 = 0,$$

$$D_3 \rho_r \frac{d^2 a_3}{dx^2} - \frac{d}{dx} (u_r \rho_r a_3) - \frac{M_{ок} v_{ок}}{M_k v_k} N S w_3 = 0,$$

$$u_k N m \frac{d\eta_3}{dx} = N S w_3, \quad (2)$$

$$u_k m c \frac{dT_s}{dx} = Q_2 S w_3 - \frac{2\lambda}{d} S (T_s - T), \quad (3)$$

$$N_0 u_0 = N u_k, \quad (4)$$

$$u_0 (\rho_k + m_0 N_0) = u_k m N + u_r \rho_r, \quad (5)$$

$$m a = 3\pi d \mu (u_r - u_k), \quad (6)$$

где T_1 , T_s — температуры газа и частицы; N_0 , N — концентрация частиц начальная и текущая; m_0 , m — начальный и текущий вес частицы; d — диаметр частицы; η_1 — глубина превращения топлива; η_3 — глубина превращения частицы; u_0 — линейная скорость горения; u_r , u_k — скорости горения газа и частицы; w_1 , w_2 — скорости химической реакции в конденсированной и газовой зонах; w_3 — скорость химической реакции на 1 см² поверхности одной частицы; Q_1 , Q_2 , Q_3 — тепловые эффекты на 1 г вещества в соответствующих зонах; ρ_r , ρ_k , ρ_s — плотности газа, топлива без учета частиц и частиц добавки; a_2 , a_3 — концентрации горючего и га-

¹ Без перегрузки ведущая зона горения может находиться в конденсированной или газовой зоне. Переход горения из режима самовоспламенения частиц в режим управления для гетерогенных систем является сложным и малоизученным процессом. В первом приближении предполагалось, что он происходит при достижении равенства скоростей горения.

² Режим горения, изображенный на рис. 3, без газового пламени имеет место для горения дымного черного пороха.

за окислителя (H_2O и CO_2) в зоне частиц; λ — теплопроводность среды; c — теплоемкость; S — поверхность частицы; $M_{\text{ок}}$, M_k — молекулярные веса окислителя и вещества частиц; $v_{\text{ок}}$, v_k — стехиометрические коэффициенты окислителя и вещества добавки; μ — динамическая вязкость; a — перегрузка.

$$\omega_1 = \rho_k (1 - \eta_1)^{n_1} k_{01} e^{-E_1/RT};$$

$$\omega_2 = p^{\xi_2} a_2^{n_2} k_{02} e^{-E_2/RT};$$

в кинетическом режиме $\omega_3 = p^{\xi_3} a_3^{n_3} k_{03} e^{-E_3/RT}$, а в диффузионном

$\omega_3 = \frac{2D\rho_r}{d} a_3$, где E_1, E_2, E_3 — энергии активации первой, второй и третьей реакции; k_{01}, k_{02}, k_{03} — предэкспоненциальные множители первой, второй и третьей реакций; n_1, n_2, n_3 — порядок по концентрации соответствующих реакций; ξ_2, ξ_3 — порядок по давлению; p — давление. При выводе уравнений предполагалось, что теплоемкости всех компонент и газа равны, теплопроводность — величина постоянная, концентрация окислителя на поверхности частицы равна нулю. Распределением температуры в частице пренебрегли. Продукты газификации считали однородным газом с концентрацией a_2 . Уравнение (5) является уравнением движения частицы в поле перегрузок. Предполагалось, что частицы достаточно малы, и инерционным членом можно пренебречь.

Граничные условия задачи имеют вид:

$$x \rightarrow -\infty, T = T_0, x \rightarrow \infty, T = T_s = T_\infty,$$

$$x = 0, \quad \lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{-0} = \lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{+0}, \quad -D_2 \rho_r \frac{da_2}{dx} + u_r \rho_r a_2 = u_0 \rho_k.$$

Из системы уравнений и граничных условий можно получить

$$T_\infty = T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c} \frac{\rho_k}{\rho_k + m_0 N_0} + \frac{Q_3}{c} \frac{m_0 N_0}{\rho_k + m_0 N_0}.$$

В режиме управления и слияния температура, определяющая скорость горения, равна максимальной адиабатической, $T_r = T_\infty$, а в режиме отрыва

$$T_r = T_0 + \frac{Q_1}{c} \frac{\rho_k}{\rho_k + m_0 N_0} + \frac{Q_3}{c} \frac{m_0 N_0}{\rho_k + m_0 N_0}.$$

Из уравнений (4) — (6):

$$u_k = \frac{\rho_k}{\rho_r} u_0 \left[1 - \frac{\rho_s d_0^2 (1 - \eta_3)^{2/3} a}{18 \nu \rho_k u_0} \right], \quad (7)$$

$$N = N_0 \frac{\rho_r}{\rho_k} \left[1 / 1 - \frac{\rho_s d_0^2 (1 - \eta_3)^{2/3} a}{18 \nu \rho_k u_0} \right]. \quad (8)$$

Как и предполагалось, с увеличением перегрузок скорость частиц уменьшается, а концентрация их возрастает. Для каждого из режимов горения (см. рис. 1—3) независимо от режима реагирования частиц можно получить соотношение между T_s и T в зоне подогрева, аналогичное полученному в [7], без учета перегрузки. Из (1), (3) с учетом (8) получили

$$(T - T_s) = z(T_s - T_n), \quad (9)$$

$$\text{где} \quad z = \gamma \frac{\tau u_0^2}{\kappa}; \quad \gamma = \left(1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{18 \nu \rho_k u_0} \right); \quad \tau = \frac{c \rho_0^2 \rho_k \rho_s}{3 \lambda \rho_r^2}; \quad \kappa = \frac{\mu}{\rho_r c}.$$

Полагая $m_0 N_0 \ll \rho_k$, $a_3 = a_0 = \text{const}$, пренебрегая малыми величинами

в уравнении (1) и решая его совместно с (2), получим уравнение для определения скорости горения топлива

$$\frac{u_0^2 N_0 m_0}{\lambda} \frac{d\eta_3}{dT} = \frac{NSw_3}{\rho_k c (T - T_0^{\text{эф}}) - Q_3 m_0 N_0 \eta_3}, \quad (10)$$

где в режиме управления $T_0^{\text{эф}} = T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c}$, а в режиме отрыва газа $T_0^{\text{эф}} = T_0 + \frac{Q_1}{c}$. Для нахождения скорости горения в режиме слияния это уравнение не использовалось ввиду сложности получения решения. Граничные условия:

$$\eta_3 = 0, T = T_*; \quad \eta_3 = 1, T = T_r.$$

Для кинетического режима реагирования выражение для линейной скорости горения имеет вид

$$u_0^2 = \frac{8\lambda \rho_s^{\xi_s+1} a_0^{\eta_s} k_{03} T_r}{\rho_s d_0^2 \rho_k^2 c (T_r - T_0^{\text{эф}}) E \left(1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{27\nu \rho_k u_0} \right)} e^{-E_s/RT_r}.$$

Аналогичное выражение было получено для гомогенных веществ в [8]. При нахождении выражения для скорости горения в диффузионном режиме реагирования взвеси уравнение (10) представим в виде

$$\frac{d\theta}{d\eta} = \frac{1}{K} [(1 - \eta_3)^{-1/3} - A(1 - \eta_3)^{1/3}] \theta - \frac{1}{K} [(1 - \eta_3)^{-1/3} - A(1 - \eta_3)^{1/3}] \eta,$$

где $\theta = (T - T_0^{\text{эф}})/(T_r - T_0^{\text{эф}})$; $K = 12\lambda D \rho_r^2 / u_0^2 d_0^2 \rho_k^2 \rho_s c$; $A = \rho_s d_0^2 a / 18\nu \rho_k u_0$.

границные условия: $\eta_3 = 0, \theta = \theta_*$; $\eta_3 = 1, \theta = 1$.

При решении задачи получим распределение безразмерной температуры как функцию η и уравнение для определения скорости горения

$$\begin{aligned} \theta = e^{\frac{1}{K} \left[\frac{3}{4} A (1 - \eta_3)^{-1/3} - \frac{3}{2} (1 - \eta_3)^{2/3} \right]} + \frac{1}{K} \left\{ \frac{3}{2} \eta_3 (1 - \eta_3)^{2/3} + \frac{9}{10} (1 - \eta_3)^{5/3} - \right. \\ \left. - A \left[\frac{3}{4} \eta_3 (1 - \eta_3)^{4/3} - \frac{9}{28} (1 - \eta_3) \right] \right\}, \\ \theta_* = \frac{1}{K} \left(\frac{9}{10} - \frac{9}{28} A \right) + e^{\frac{1}{K} \left[\frac{3}{4} A - \frac{3}{2} \right]}. \end{aligned} \quad (11)$$

Логарифмируя (11), разлагая логарифм в ряд и ограничиваясь первым членом разложения, имеем

$$u_0^2 = \frac{20\lambda D \rho_r^2 a_0}{d_0^2 \rho_k^2 \rho_s c \left(1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{25\nu \rho_k u_0} \right)} \frac{T_r - T_*}{T_* - T_0^{\text{эф}}}. \quad (12)$$

Пользуясь методом, изложенным в [6, 7], получим качественное оценочное выражение для режима слияния

$$u_0^2 \sim \frac{\lambda \rho_r}{\tau_{\text{гор}} c \rho_k^2 \left(1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{18\nu \rho_k u_0} \right)} \left(\frac{T_1 - T_*}{T_* - T_0'} + \frac{T_{\infty} - T_1}{T_1 - T_0''} \right), \quad (13)$$

где

$$\tau_{\text{гор}} \sim d_0^2; \quad T_0' = T_0 + \frac{Q_1}{c}; \quad T_0'' = T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c}.$$

В начале режима слияния $T_1 = T_*$ выражение для скорости горения совпадает с решением для режима управления; в конце слияния $T_1 = T_*$ и выражение совпадает с полученным для режима отрыва, когда $T = T_\infty$. Для определения T_1 использовалось уравнение (1) в зоне химической реакции пламени, пренебрегая в ней тепловыделением от частиц. Используя сделанные выше допущения и полагая $n_2 = 0$, получим

$$\rho_k^2 u_0^2 \left[Q_2 + 2c \left(T_1 - T_0 - \frac{Q_1 + Q_2}{c} \right) \right] = p_{s2}^2 k_{s2} \frac{RT_1^2}{E} e^{-E_s/RT}. \quad (14)$$

Уравнения (13) и (14) определяют u_0 и T_1 .

Для расчета скорости горения при реагировании взвеси в диффузионном режиме необходимо знать T_* . Согласно [7], выражение для определения T_* и T_s^* можно записать

$$k_{03} p_{s2}^2 a_0^{n_s} e^{-E_s/RT_s^*} = \frac{2\lambda}{d_0} \frac{T_* - T_s^*}{Q_3}. \quad (15)$$

Выражения для скорости горения, уравнение (8) в точке T_* , T_s^* и (15) представляют замкнутую систему для определения u_0 , T_* и T_s^* . Из анализа следует, что T_* уменьшается с ростом ускорения.

Для проверки теории был проведен эксперимент. В качестве топлива бралась близкая к стехиометрии смесь полидисперсного (с размером частиц $d \leq 500$ мк) перхлората аммония (ПХА) с нафталином, а в качестве энергетической добавки — вольфрам с частицами малого размера ($d = 1-5$ мк).

Выбранная система отвечает требованиям изложенной выше модели горения. Скорость горения топлива в отсутствии добавки не изменяется в области перегрузок $a = 1 \div 1000 g$ (g — ускорение свободного падения) [9]. Вольфрам тугоплавок ($T_{пл} = 3700^\circ K$), нелетуч ($T_{кип} = 6000^\circ K$) [10], продукты его горения (WO_3) газообразны в зоне реакции ($T_r = 3000^\circ K$, $T_{кип} = 2500^\circ K$). Горение частиц, вероятнее всего, происходит по механизму гетерогенного горения и в любой из зон при избытке окислителя. Согласно оценкам первого предела ПОС [4], в интервале $a = 1 \div 1000 g$ частицы не прижимаются к поверхности и уносятся газовым потоком. Для сравнения проводились опыты с составом, содержащим в качестве добавки крупные частицы ($d = 40-100$ мк).

Опыты проводились на центрифуге. Скорость горения замерялась в зависимости от ее величины секундомером или с помощью фоторегистрации на движущуюся пленку. Подробное описание установки дано в работе [11]. Вектор перегрузки во всех опытах был направлен по нормали к поверхности горения. Образцы изготовлялись в виде цилиндрических таблеток с диаметром 0,8 и высотой 2,5 см прессованием до максимальной плотности.

Согласно нашим результатам и данным работы [12], добавка W указанного размера в опытах без перегрузки не увеличивает скорость горения. С целью выяснения, горит ли вольфрам в составе топлива при давлении 1 и 10 ат, сжигались таблетки с крупным и мелким W над пробирками с водой и собирался остаток, осевший после горения. Высушенный остаток представляет собой чистый вольфрам того же вида и веса, что и оригинальный.

При горении на центрифуге во всем изученном интервале давлений (1, 10, 30 ат) и перегрузок ($a = 1 \div 1000 g$) составов с мелким и крупным W никакого остатка металлического вида не оставалось. Согласно оценкам и опытам с инертными частицами [4], крупный вольфрам должен быть в остатке, если он не горит, начиная с 10 g . Следовательно, в поле перегрузок частицы крупного W горели. Доказательством того, что при перегрузках горел и мелкий вольфрам, служит сам факт увеличения скорости горения таблеток (см. ниже). Концентрация частиц W в составах менялась от 5 до 20%.

а

б

Рис. 4. Влияние давления, концентрации и размера частиц на зависимость скорости горения от перегрузки.

а) 1, 5— $p=32$ ат, 1—10% W , $d=1-5$ мк, 5—30% W , 2—4, 6, 7— $p=10$ ат, 2—20% W , $d=1-5$ мк, 3—10% W , $d=1-5$ мк, 4—10% W , $d=40-100$ мк, 6—10% W , $d=1-5$ мк, 7—0% W ; б) 8—12— $p=1$ ат, 8—10% W , $d=40-100$ мк, 9—20% W , $d=1-5$ мк, 10—5% W , $d=1-5$ мк, 11—0% W .

На основании эксперимента можно сделать следующий вывод. Без перегрузки частицы пролетают через все зоны не воспламеняясь. С ростом перегрузки при некотором ее значении они воспламеняются и горят в режиме самовоспламенения. Затем в некоторой области ускорений происходит переход горения в режим управления, а с дальнейшим ростом перегрузки, видимо, осуществляется режим слияния. Режим горения с отрывом пламени, согласно оценкам², реализоваться не может. Согласно (11) и (13), зависимость скорости горения от ускорения можно представить в виде:

$$u_0^2 \sim \left(1/1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{25 \nu \rho_k u_c} \right) \frac{T_r - T_*}{T_* - \left(T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c} \right)}$$

$$u_0^2 \sim \left(1/1 - \frac{\rho_s a_0^2 a}{18 \nu \rho_k u_0} \right) \frac{T_r - T_*}{T_* - T_0},$$

² Для взятых в эксперименте концентраций W максимальная температура в зоне горения меньше температуры воспламенения частицы, которую полагали равной температуре плавления окисной пленки ($T_{пл} = 1750^\circ \text{K}$) [10].

$$T_r = T_0 + \frac{Q_1}{c} + \frac{Q_3}{c} \frac{m_0 N_0}{\rho_k} \simeq T_{\text{II}} + \frac{Q_3}{c} \frac{m_0 N_0}{\rho_k}; \quad T_{\text{II}} = 1000^\circ \text{K} [13];$$

$$Q_3 = 1000 \text{ кал/г}; c = 0,3 \text{ кал/г} \cdot \text{град}; \left(\frac{m_0 N_0}{\rho_k} \right)_{\max} = 0,2; T_r = 1660^\circ \text{ К}.$$

для режима слияния, где

$$T_0' = T_* - \left\{ T_\infty - T_* \left/ \left[\frac{T_r - T_*}{T_* - \left(T_0 + \frac{Q_1}{c}\right)} + \frac{T_\infty - T_1}{T_1 - \left(T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c}\right)} \right] \right\}.$$

С ростом перегрузки оба сомножителя растут, причем в режиме слияния T_0' непрерывно уменьшается от $T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c}$ до $T_0 + Q_1/c$, вследствие чего рост второго сомножителя в указанном режиме замедляется. Кривая зависимости скорости горения от перегрузки должна быть выпуклая. Это соответствует эксперименту.

При увеличении давления уменьшается кинематическая вязкость, следовательно первый сомножитель должен увеличиваться, а вместе с ним и влияние перегрузки на скорость горения. Такая же зависимость от давления наблюдается в эксперименте.

При увеличении концентрации вольфрама скорость при $a=1g$ не меняется, но в поле перегрузок, когда W горит и увеличивает скорость горения, сильно увеличивается T_r . В результате второй сомножитель принимает большие значения, а вместе с ним увеличивается и скорость горения. Этот вывод подтверждается экспериментальными результатами.

Используя (9) и (11), можно оценить t_* в начале и конце режима слияния¹

$$\left[1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{25 \nu \rho_k u_0} \right] \left/ \left[1 - \frac{\rho_s d_0^2 a}{18 \nu \rho_k u_0} \right] \right. = \frac{T_r - T_*}{T_* - T_0^{\text{эф}}} \frac{T_s^* - T_\pi}{T_* - T_s}.$$

Для $p=10$ ат в начале режима слияния $T_* \approx 3000^\circ \text{K}$, а в конце $T_* \approx 2000^\circ \text{K}$. Для этого же давления, согласно (7) и (8), скорость движения частиц замедляется в 1,5 раза а концентрация их увеличивается в 1,5 раза при увеличении перегрузки от 1 до 1000 g . Для $p=30$ ат это отношение увеличивается до 3 и скорость горения возрастает за счет увеличения концентрации в 1,5 раза.

Авторы выражают благодарность Б. И. Хайкину и Э. Н. Руманову за обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
26/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Вилугби, Кроув, Бейкер. ВРТ, 1969, 7.
2. С. К. Орджоникидзе, А. Д. Марголин и др. ФГВ, 1971, 7, 4.
3. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов и др. ФГВ, 1973, 9, 2.
4. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов и др. ФГВ, 1973, 9, 4.
5. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., «Наука», 1971.
6. О. И. Лейпунский. ЖФХ, 1960, XXXIV, 1, 178.
7. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 201, 144.
8. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов. ФГВ, 1974, 10, 1.
9. Ю. М. Максимов и др. ФГВ, 1974, 10, 2.
10. П. В. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М., «Наука», 1972.
11. Б. Б. Серков, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 4.
12. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
13. Ю. В. Фролов, А. И. Коротков, В. Ф. Дубовицкий. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.

¹ При горении принимались следующие значения величин: $\rho_s = 19 \text{ г/см}^3$, $d_0 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $\nu = 0,5 \text{ см}^2/\text{с}$, $\rho_k = 2 \text{ г/см}^3$, $T_0 = 300^\circ \text{K}$; в начале режима слияния $T_0 = T_0 + \frac{Q_1 + Q_2}{c} \approx 3000^\circ \text{K}$, в конце режима слияния $T_0^{\text{эф}} = T_s + \frac{Q_1}{c} \approx T_\pi = 1000^\circ \text{K}$.