

НЕСТАЦИОНАРНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО

Л. И. Иванищева, А. М. Степанов

Задача о стационарном распространении пламени по газовзвеси рассматривалась ранее в [1], где представлены расчетные зависимости скорости v_0 и ширины фронта пламени l от начального размера частиц δ_0 для стехиометрической смеси угля с воздухом; кривая $v_0(\delta_0)$ имеет минимум в области малых δ_0 (~ 10 мкм).

Дальнейшие расчеты в рамках стационарной модели [1] показали, что с уменьшением коэффициента избытка воздуха в газовзвеси α (от 1 до 0,8) характер зависимости $v_0(\delta_0)$ не изменяется; кривая $v_0(\delta_0)$ как бы смещается в область больших значений δ_0 . Для взвеси очень мелких частиц, когда распространение пламени происходит в основном благодаря теплопроводности по газу, скорость фронта возрастает с уменьшением коэффициента избытка воздуха. Для взвеси очень крупных частиц, когда пламя распространяется практически только за счет передачи тепла излучением, скорость фронта падает с уменьшением α от 1 до 0,8. Разные зависимости $v_0(\alpha)$ при $\delta_0 = \text{const}$ можно объяснить следующим образом. С уменьшением α увеличивается концентрация частиц в газовзвеси. В первом случае (малые δ_0) это приводит к возрастанию температуры воспламенившихся частиц (она превышает даже температуру полного сгорания смеси), которые быстрее прогревают газ; градиент температуры в зоне горения, а следовательно, и перенос тепла теплопроводностью увеличиваются. Во втором случае (большие δ_0) возрастание концентрации частиц ведет к уменьшению длины свободного пробега излучения в зоне предварительного разогрева взвеси, и от фронта горения к холодным частицам доходит меньшее количество тепла.

Расчеты при избытках воздуха в газовзвеси ($\alpha > 1$) проводились при условии, что внешняя среда на $x = \infty$ (область продуктов сгорания) черная и достаточно холодная, чтобы излучением ее можно было пренебречь. Вычисления показали, что скорости распространения фронта горения в газовзвесах с начальным размером частиц $1 \div 100$ мкм при $\alpha > 1$ фактически такие же, какие получались по расчету без учета излучения в пламени [2], т. е. при его распространении только за счет кондуктивной теплопередачи. Это, очевидно, означает, что при наличии теплотеря излучением из фронта горения в окружающую среду стационарное распространение пламени в газовзвеси может оказаться невозможным.

К заключению о нестационарности процесса распространения радиационного пламени при $\alpha > 1$ можно прийти с помощью достаточно простых рассуждений. Действительно, предположим, что в газовзвеси установился стационарный фронт пламени. Передней границей радиационного фронта естественно назвать сечение x_1 , в котором резко возрастает температура частиц T_s или которое разделяет частицы на два «сорта»: преимущественно излучающие ($x > x_1, 4\sigma T_s^4 > \Phi$, Φ — плотность излучения) и преимущественно поглощающие ($x < x_1, 4\sigma T_s^4 < \Phi$). Данные на рис. 1 и 2 работы [1] свидетельствуют о том, что оба определения сечения x_1 достаточно точны и, кроме того, фактически совпадают. Задняя (по направлению движения пламени) граница фронта x_2 при $\alpha > 1$ определяется местоположением, где полностью сгорают частицы, т. е. исчезают излучатели.

Исследуем устойчивость стационарного фронта по отношению к малым возмущениям. Пусть, например, скорость перемещения передней

границы фронта несколько превысила ее стационарное значение, т. е. сечение x_1 переместилось вперед по движению пламени; сечение x_2 при этом остается неподвижным. Поскольку ширина фронта пламени ($x_2 - x_1$) увеличилась, увеличилась и его яркость. Частицы перед фронтом греются за счет его излучения быстрее и скорость движения фронта еще более возрастает (по сравнению со стационарной). Напротив, когда скорость движения передней границы фронта становится меньше стационарной, яркость фронта снижается и исходная взвесь греется медленнее, что, в свою очередь, ведет к дальнейшему уменьшению скорости фронта. Таким образом, следует ожидать, что стационарные режимы распространения радиационного пламени в газовзвеси с избытком окислителя могут оказаться неустойчивыми.

Авторы [3], анализируя стационарное распространение пламени за счет излучения в «слабозапыленных» газовзвесах ($\alpha \gg 1$), также нашли неустойчивые режимы.

При избытках горючего в газовзвеси ($\alpha < 1$) задняя граница радиационного фронта находится в «бесконечности» ($x_2 = \infty$), т. е. яркость фронта не зависит от положения его передней границы. Поэтому вопрос устойчивости стационарных режимов распространения пламени в этом случае ($\alpha < 1$) не может быть решен с помощью рассуждений, рассмотренных выше (при $\alpha > 1$).

На нестационарный характер движения фронта пламени в аэровзвесах (пыль полистирола, уголь, сланец) на начальном участке длиной до 2 м указывают экспериментальные данные [4, 5]. В большинстве экспериментов [4, 5] наблюдалось ускорение пламени, но при малых содержаниях горючего (частиц сланца с размерами ≤ 150 мкм) в газовзвеси при $\alpha \approx 2$ после ускорения фронта на участке до ~ 15 см наблюдалось снижение скорости его движения. Выполненный в [5] теоретический анализ процесса формирования и развития радиационного фронта пламени в аэровзвесах позволяет оценить длину пути и время установления движения фронта. В [6] сообщаются результаты более строгой расчетной модели нестационарного распространения пламени в аэровзвесах.

Здесь рассматривается та же модель распространения плоского фронта пламени, что и в [1], однако в нестационарной постановке. Перенос тепла осуществляется одновременно теплопроводностью¹ и излучением. Исследуется только монофракционная газовзвесь. Расчет полей излучения ведется в диффузионном приближении.

Рассмотрим вначале случай избытка окислителя в газовзвеси ($\alpha > 1$). Зажигание исходной смеси попытаемся «осуществить» продуктами ее сгорания, т. е. газом при теоретической температуре горения T_r (частиц нет!); источник поджигания пусть имеет бесконечную протяженность. Такой способ «зажигания» для исследования режима установления фронта пламени в газовой смеси впервые был применен в работе [7].

В начальный момент времени в области $x < 0$ находится исходная газовзвесь при температуре T_0 , а в области $x > 0$ — ее продукты сгорания (газ) при температуре T_r . Развивающиеся в такой системе нестационарные процессы описываются следующей системой уравнений.

Уравнение разогрева газа

$$\rho c_p \cdot \partial T / \partial t = \partial / \partial x \cdot (\lambda \cdot \partial T / \partial x) + N \cdot Nu \lambda / \delta \cdot \pi \delta^2 (T_s - T); \quad (1)$$

частицы и газ считаются неподвижными, т. е. пренебрегается движением

¹ Учет переноса тепла теплопроводностью при рассмотрении начальной стадии формирования пламени, когда скорости его перемещения еще малы, очевидно, обязателен; он тем более обязателен в случае зажигания газовзвеси неизлучающим источником.

ем газа, связанным с изменением его плотности ρ при нагревании (охлаждении)²; частицы равномерно распределены в объеме газа (N — концентрация частиц); Nu — критерий Нуссельта для теплообмена частицы с газом; $\lambda = \lambda^*(T/T^*)^\gamma$ — коэффициент теплопроводности газа.

Уравнение разогрева частиц (см. в [1])

$$\frac{c_p \rho_t \delta^2}{6 Nu \lambda} \frac{\partial T_s}{\partial t} = T - T_s + \frac{\beta q n}{c_p} \left[1 + \frac{Nu \lambda}{c_p \rho_t \delta^2} \exp\left(\frac{E}{RT_s}\right) \right]^{-1} + \frac{\kappa_s \delta}{4 Nu \lambda} (\Phi - 4\sigma T_s^4), \quad (2)$$

где ρ_t — плотность частицы; q — удельная теплота реакции; n — содержание в газе окислителя; β — стехиометрический множитель; k и E — константы Аррениуса; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $\kappa_s \pi \delta^2/4$ — эффективное сечение поглощения излучения частицей.

Уравнение переноса в газе окислителя

$$\rho \cdot \partial n / \partial t = \partial / \partial x (\rho D \cdot \partial n / \partial x) - N \rho_t / \beta \cdot \pi \delta^2 / 2 \cdot \partial \delta / \partial t; \quad (3)$$

D — коэффициент диффузии.

Уравнение выгорания горючего (см. в [1])

$$-c_p \rho_t \delta / 2 Nu \lambda \cdot \partial \delta / \partial t = \beta n [1 + Nu \lambda / c_p \rho k \delta \cdot \exp(E/RT_s)]^{-1}. \quad (4)$$

В предположении, что перенос тепла излучением в газовзвеси — квазистационарный процесс, запишем уравнения переноса излучения (см. в [1])

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_R}{\partial x} &= \kappa (4\sigma T_s^4 - \Phi), \\ \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= -3\kappa q_R; \end{aligned} \quad (5)$$

$\kappa = N \kappa_s(\delta) \cdot \pi \delta^2/4$ — коэффициент поглощения излучения в газовзвеси.

Начальные и граничные условия к составленной системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} t = 0 \quad & \begin{cases} x < 0 & T = T_s = T_0, \quad \delta = \delta_0, \quad n = n_0 \\ x > 0 & T = T_r, \quad \delta = 0, \quad n = n_r; \end{cases} \\ x = -\infty & \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x} = 0, \quad q_R = 0; \\ x = +\infty & \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x} = 0, \quad q_R = \frac{\Phi}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

В безразмерных переменных

$$\theta = c_p T / q, \quad \theta_s = c_p T_s / q, \quad \xi = \delta / \delta_0, \quad \bar{q}_R = q_R / q_0 k,$$

$$\bar{\Phi} = \Phi / q_0 k, \quad \bar{x} = \rho c_p k / \lambda^* \cdot x, \quad \tau = c_p \rho k^2 / \lambda^* \cdot t$$

и параметрах

$$b = \frac{c_p \rho k \delta_0}{Nu \lambda^*}, \quad a = \frac{\rho}{\rho_t}, \quad \beta_1 = \frac{4\sigma q^3}{c_p^4 \rho k}, \quad \Pi = \frac{c_p E}{q R}$$

² Рассматриваются режимы горения газовзвеси, далекие от детонации, хотя такие возможны [8].

уравнения (1) — (5) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\theta}{\theta^*} \right)^{\gamma} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + A (\theta_s - \theta), \\ \frac{\partial n}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\theta}{\theta^*} \right)^{\gamma} \frac{\partial n}{\partial x} \right] - A \frac{Q}{\beta}, \\ \frac{\beta n_0}{\alpha} \frac{\xi^2}{A} \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} &= \theta - \theta_s^* + Q + B (\bar{\Phi} - h \theta_s^*), \\ 3 \frac{\beta n_0}{\alpha} \frac{\xi^2}{A} \frac{\partial \tau}{\partial \tau} &= -Q, \\ \frac{\partial \bar{q}_R}{\partial x} &= AB (h \theta_s^* - \bar{\Phi}), \quad \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} = -3AB \bar{q}_R. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь

$$A = \beta n_0 / \alpha \cdot 6 \varepsilon / \text{Nu} \cdot \xi^2 / L^2 \cdot (\theta / \theta^*)^{\gamma}, \quad B = \kappa_s(\delta) / 4 \cdot b \xi (\theta^* / \theta)^{\gamma},$$

функция тепловыделения

$$Q = \beta n [1 + 1/b \xi \cdot (\theta / \theta^*)^{\gamma} \exp(\Pi / \theta_s)]^{-1}.$$

Начальные и граничные условия (6):

$$\left. \begin{aligned} \tau = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \bar{x} < 0 \quad \theta = \theta_s = \theta_0, \quad \xi = 1, \quad n = n_0 \\ \bar{x} > 0 \quad \theta = \theta_0 + \frac{1}{\left(1 + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right)}, \quad \xi = 0, \quad n = n_r; \end{array} \right. \\ \bar{x} = -\infty \quad \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} = \frac{\partial n}{\partial \bar{x}} = 0, \quad \bar{q}_R = 0; \\ \bar{x} = +\infty \quad \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} = \frac{\partial n}{\partial \bar{x}} = 0, \quad \bar{q}_R = \frac{\bar{\Phi}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Задача (7) — (8) решалась численно на ЭВМ по неявной разностной схеме, прогонка в оба конца ($\bar{x} = \pm \infty$) осуществлялась по заданной точности. Вычисления были проделаны для следующих значений параметров исходной смеси: $\theta_0 = 0,0125$; $\varepsilon = 1,5 \cdot 10^{-4}$; $\text{Nu} = 2$; $h = 0,076$; $\Pi = 0,7$; $b = 3 \cdot 10^4$; $\alpha = 1,05$ и $1,25$; $n_0 = 0,23$ и $0,4$. В результате вычислений были получены профили распределений температуры газа, температуры частиц и тепла реакции, путь координаты максимума функции тепловыделения и пр. в различные моменты времени. На рис. 1, а, б для

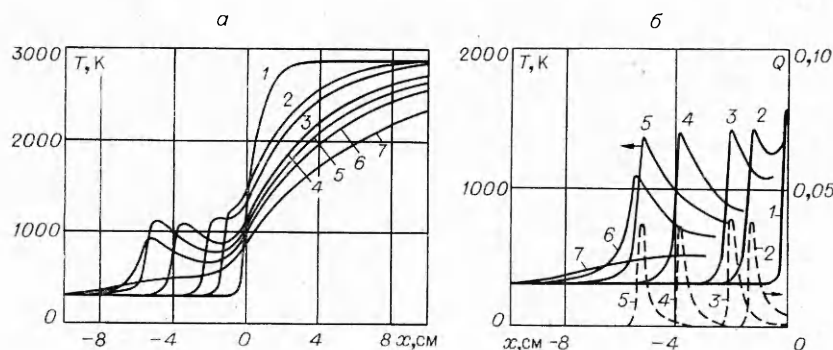


Рис. 1. Распределение температуры газа T (а), частиц T_s и тепла реакции Q (б) в разные моменты времени.

t , с: 1 — 0,082, 2 — 0,74, 3 — 1,23, 4 — 2,43, 5 — 3,33, 6 — 4,53, 7 — 8,95.

наглядности эти распределения представлены в размерном виде для смеси частиц антрацита ($k=1,2 \cdot 10^7$ см/с, $E=33,5$ ккал/моль) с кислородом. Видно, что, несмотря на высокую температуру продуктов сгорания смеси ($T_r=2860$ К), распространение фронта пламени быстро заканчивается его потуханием. Вначале холодный газ прогревается за счет тепла, поступающего теплопроводностью из области продуктов сгорания; последние, в свою очередь, охлаждаются. Частицы разогреваются за счет теплообмена с газом. В некоторый момент времени ($\sim 0,08$ с) воспламеняются «первые» частицы. Их температура резко возрастает и становится больше локальной температуры газа. Горящие частицы греют газ; на полях температуры газа $T=T(x)$ появляется излом (см. рис. 1, а). Температура горящих частиц, однако, не достигает больших значений. Это обусловлено главным образом тем, что они излучают тепло ($\sim \sigma T_s^4$), но обратно практически ничего (излучением) не получают ($\Phi \ll 4\sigma T_s^4$).

Зона горения излучает в обе стороны подобно оптически тонкому слою; ее толщина ~ 2 см, тогда как длина пробега излучения ~ 2 м. Часть излучения (где $q_R > 0$) уходит в окружающую среду (тепловые потери), часть поглощается холодными частицами. Однако везде радиационный поток q_R очень мал. Передний фронт пламени распространяется настолько медленно ($\sim 1,5$ см/с), что частицы успевают полностью сгореть, прежде чем он продвинется на заметное расстояние в исходной смеси (время горения частицы в начальных условиях $\sim 0,2$ с). Из-за малой толщины излучающего слоя и относительно небольшой температуры частиц в нем (~ 1400 К) яркость его мала и поэтому радиационный фронт пламени не развивается, пламя распространяется фактически только за счет передачи тепла кондукцией.

В газовой смеси, как показали расчеты [9], при таком способе зажигания быстро устанавливается стационарный режим распространения пламени. В газовозвеси, как видим, пламя потухает. Объясняется это существенным различием во временах его развития. Время развития пламени в газовой смеси на два порядка меньше, чем в газовозвеси, и продукты сгорания за это время не успевают охладиться столь заметно, как в случае газовозвеси (см. рис. 1, а область $x > 0$). Конечно, со временем температура газа в области исходной смеси поднимается (она постепенно будет выравниваться по x), и газовозвесь сгорит, но для этого необходимы еще очень большие времена.

Рис. 2 иллюстрирует пример распространения фронта горения в случае инициирования реакции в газовозвеси ($x < 0$) горячей неизлучающей стенкой с температурой $T=T_r=\text{const}$, совмещенной с началом координат $x=0$. Расчеты при таком способе зажигания исходной смеси были проделаны для тех же значений ее параметров, что и при зажигании продуктами сгорания. Во всех расчетных вариантах получилось, что по истечении некоторого промежутка времени влияние нагретой стенки на распространение волны реак-

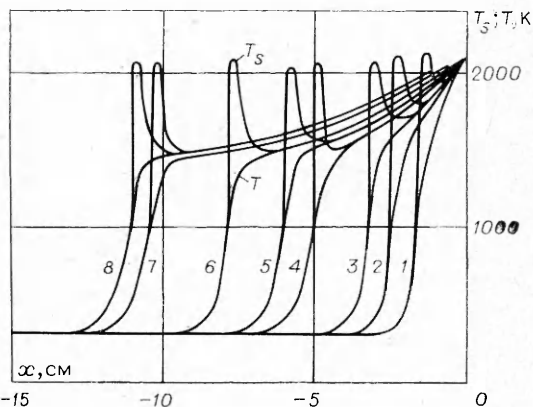


Рис. 2. Распространение фронта горения в газовозвеси частиц антрацита при зажигании нагретой стенкой; $\alpha=1,05$, $\delta_0=100$ мкм, $n_0=0,23$, $T_0=300$ К.

t , с: 1—1,2, 2—2,1, 3—3,06, 4—5,35, 5—6,61, 6—9,0, 7—12,5, 8—13,44.

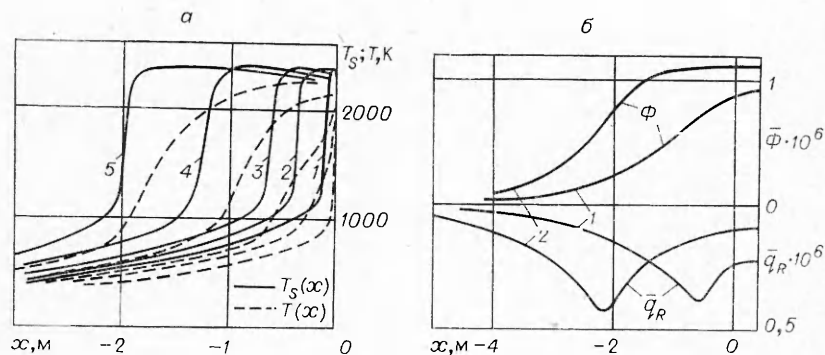


Рис. 3. Развитие радиационного пламени в газовой взвеси; $\alpha = 0.9$, $\delta_0 = 100$ мкм, $n_0 = 0.23$, $T_0 = 300$ К.

а) t , с: 1 — 0,79, 2 — 0,93, 3 — 1,06, 4 — 1,31, 5 — 1,66; б) t , с: 1 — 1,06, 2 — 1,76.

ции практически исчезает и устанавливается определенный режим распространения фронта пламени по несгоревшей смеси. Причем радиационный фронт так и не развивается — пламя опять же распространяется фактически только за счет кондукции тепла, т. е. с небольшими скоростями, такими, как получились по расчету при стационарной постановке задачи [2]. Скорость распространения установившегося фронта пламени (вычисляемая как скорость перемещения в пространстве максимума тепловыделения, $x = x_q$) в этом варианте расчета оказалась равной 0,7 см/с, причем этого значения она достигает примерно через 3—4 с после соприкосновения газовой взвеси со стенкой.

Расчетный анализ нестационарных процессов в газовой взвеси, развивающихся при рассмотренных способах зажигания, указывает на то, что для формирования (пусть даже не установления!) радиационного фронта пламени необходимо почти одновременное поджигание большого количества частиц, иначе они успевают сгореть раньше, чем образуется достаточно широкий (большой яркости) излучающий слой. В работе [6] оцениваются, в частности, предельные размеры слоя зажженных частиц, при которых в исходной газовой взвеси может развиваться радиационный фронт.

Рассмотрим распространение волны реакции в газовой взвеси с избытком горючего. Газовая взвесь поджигается продуктами ее адиабатического сгорания, в которых помимо газа присутствуют несгоревшие частицы, нагретые до высокой температуры $T_s = T_r$, т. е. в область исходной смеси при поджигании сразу поступает излучением большое количество тепла. На рис. 3, а, б, где показан пример расчета, видно, как уже через $\sim 1,3$ с формируется такой же по структуре фронт пламени, какой получался по расчету (с учетом излучения) в стационарной модели [1].

На рис. 4 показаны координаты и скорость перемещения максимума тепловыделения в различные моменты времени $x_q(t)$ и $v(t)$; кривая $v(t)$ вычислена по значениям отношения конечных разностей $\Delta x_q / \Delta t$ (Δt — шаг интегрирования), поэтому нельзя ручаться за ее высокую точность (особенно при $t \leq 1,3$ с). Однако можно проследить за характером зависимости $v = v(t)$: на начальном участке ~ 1 м пламя уско-

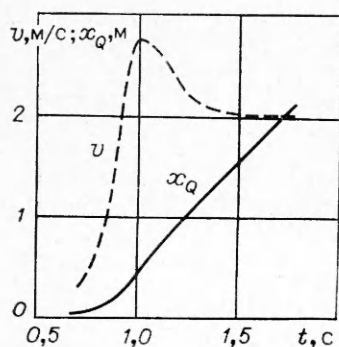


Рис. 4. Координата x_q и скорость v перемещения максимума тепловыделения в разные моменты времени.

ряется, затем, достигнув максимальной скорости перемещения, начинает постепенно замедляться. Интересно, что момент замедления фронта практически совпадает с моментом времени, когда по газозвеси вслед за «волной воспламенения» частиц $T_s(x, t)$ начинает двигаться «волна выгорания» — зона, где полностью прекращается горение (выгорает окислитель). При $x \sim 1.5$ м скорость распространения фронта становится примерно равной 2 м/с и далее почти не меняется. Приблизительно такие же значения скорости получались из расчета в стационарной модели [1]. Небольшое различие в скоростях связано с тем, что в отличие от расчетов [1], в нестационарной модели не учитывалось изменение плотности газа.

Ленинградский политехнический
институт

Поступила в редакцию
7/X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Озерова, А. М. Степанова. ФГВ, 1973, 9, 5.
2. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанова.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. О. М. Тодес, К. К. Ионушас и др. ФГВ, 1973, 9, 2.
5. О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер, К. К. Ионушас. ФГВ, 1974, 10, 1.
6. А. Д. Гольцикер, О. М. Тодес, С. А. Чивилихин. Тез. докл. на IV Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
7. Y. B. Zeldovich, G. I. Barenblatt. Combustion and Flame, 1959, 3, 1.
8. W. A. Strauss. AIAA J., 1968, 9.
9. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1968, 4, 4.

О СЛИЯНИИ ЧАСТИЦ ПОРОШКООБРАЗНОГО АЛЮМИНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СОСТАВОВ

В. Д. Гладун, Ю. В. Фролов, Л. Я. Кашипов

Горение высокометаллизированных смесевых твердых топлив и пиротехнических составов сопровождается укрупнением (агломерацией) частиц порошкообразного металла на поверхности горения или вблизи нее [1—11]. В результате в факел пламени диспергируются частицы, значительно (иногда на порядок) превышающие по размеру частицы исходного металла. Это приводит к снижению эффективности использования металлизированных составов в камерах сгорания двигателей установок.

Агломерация частиц определяется временем их пребывания в реакционном слое (t_1) и на поверхности горения (t_0) образца, а также временем, необходимым для установления контакта и последующего (частичного или полного) слияния частиц (t_2). Укрупнение частиц возможно, если $t_2 \leq t_1 + t_0$. В противном случае частицы диспергируются в факел пламени практически без изменения их размеров, если не учитывать возможного явления цементации частиц продуктами разложения связующего и окислителя, которое приводит к образованию наиболее крупных и неоднородных по составу агломератов [11, 12].

В [13] предложена модель и проведена численная оценка времени нахождения частиц металла на поверхности горения составов, имеющих расплавленный слой. Результаты расчета качественно хорошо коррелируют с экспериментальными данными по исследованию дисперсности