

5. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Зырянов В. Я. и др. Моделирование процессов горения твердых топлив.— Новосибирск: Наука, 1985.  
 6. Коэн Н. С., Стрэнд Л. Д. Уточненная модель горения смесевых твердых топлив на основе перхлората аммония // Аэрокосм. техника.— 1983.— № 7.— С. 100—112.

г. Дзержинск

Поступила в редакцию 8/1 1992,  
 после доработки — 29/IV 1992

УДК 533.6.011.3

**В. Н. Вилюнов**, А. Б. Ворожцов, Ю. В. Феценко

### ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛИДИСПЕРСНОГО АНСАМБЛЯ ГОРЯЩИХ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА В ПОЛУЗАМКНУТОМ КАНАЛЕ

Работа посвящена моделированию двухфазных течений с горящими частицами алюминия в канале конденсированного вещества, горящего по боковой поверхности, при приходе частиц широкого спектра размеров с боковых стенок канала. Для учета эволюции дисперсной фазы при столкновении частиц различного размера принята модель коагуляции Эйлера в рамках непрерывного подхода.

В настоящей работе представлено развитие рассмотренных в [1] моделей внутреннего течения полидисперсной смеси газов и горящих частиц металла. Учет коагуляции и дробления дисперсной фазы позволяет описать эволюцию функции распределения частиц по размерам от поверхности горящего конденсированного вещества до выхода из канала и определить долю несгоревшего металла на выходе из канала. Основную трудность при моделировании течения с коагуляцией и дроблением обуславливает не только тот факт, что частицы горят, но и существование распределенного по длине внутренней поверхности горящего вещества прихода частиц металла.

Рассматривается полузамкнутый канал конденсированного вещества длиной  $L_0$ , горящего по боковой поверхности  $S_i$  части канала длиной  $L$  с массовой скоростью  $\dot{m}_i$  и тепловым эффектом  $Q_i$  (рис. 1).

Через правую границу реализуется критический режим истечения. Частицы, поступающие в канал с горячей поверхности, представляют собой конгломерат  $Al + Al_2O_3$  и образуют полидисперсную систему  $N$  фракций с заданными функцией распределения по размерам и начальной «полнотой сгорания», т. е. соотношением  $Al + Al_2O_3$ . Весь металл в конгломерате  $Al + Al_2O_3$  считается собранным в одно эффективное ядро, и при горении отдельной частицы размер ее алюминиевого ядра уменьшается по эмпирическому закону [2]. При этом часть конденсированной окиси металла  $\chi$  оседает на частице, а остальная часть  $(1 - \chi)$  поступает в поток в виде субмикронных частиц. Совокупность сил, действующих на частицу в потоке, ограничивается силами давления и трения, а обмен энергией между конденсированной и газовой фазами определяется работой аэродинамических сил и теплообменом. Частицы одной фракции осредняются в пределах элементарного объема  $dW$ . Принята модель коагуляции Эйлера в рамках непрерывного подхода. Дробление частиц происходит при столкновении с мелкими частицами и под воздействием аэродинамических сил при достижении критического числа Вебера  $We = 17$ . При описании процессов дробления принята модель с монодисперсными осколками [3]. Суммарное из-

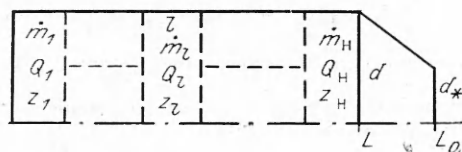


Рис. 1.

менение числа частиц  $i$ -й фракции в объеме определяется уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_W n_i dW + \int_S n_i V_{in} dS = \int_W \sum_{k=j+1}^{i-1} \sum_{j=1}^{k-1} K_{kj} \mathcal{E}_{kj} \Phi_{kj} \frac{n_k m_j n_j dW}{m_{i \min} m_k} -$$

$$- \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} \frac{m_j n_i n_j dW}{m_{i \max} - m_i} + \int_S \frac{\dot{m}_l h_l z_l}{m_i} dS_l - \int_W \sum_{j=i+1}^N K_{ji} \mathcal{E}_{ji} \Phi_{ji} n_j n_i dW, \quad (1)$$

$$K_{ij} = \pi (r_i + r_j)^2 |\vec{V}_i - \vec{V}_j|.$$

Приняты следующие обозначения:  $p$  — давление газа;  $\rho$  — плотность газа;  $W$  — объем;  $S$  — площадь поверхности объема  $W$ ;  $E$  — полная энергия газа;  $T$  — температура газа;  $T_p$  — температура разложения конденсированного вещества при постоянном давлении;  $R$  — газовая постоянная;  $C_p$  — теплоемкость продуктов разложения вещества при постоянном давлении;  $\dot{m}_l$  — массоприход в единицу времени на единицу площади поверхности канала с участка  $l$ ;  $z_l$  — доля  $k$ -фазы в продуктах разложения на участке  $l$  поверхности канала;  $\vec{n}$  — вектор единичной нормали к поверхности  $S$ ;  $\vec{v}$  — вектор скорости газа;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $\rho_i$  — плотность «газа» частиц  $i$ -й фракции;  $r_i$  — радиус частицы  $i$ -й фракции;  $m_i$  — масса частицы;  $t$  — время;  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости;  $\sigma_b$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $c$  — концентрация алюминия в потоке;  $n_g$  — число молей газофазных соединений на единицу массы реагирующего вещества;  $a$  — концентрация окисляющих реагентов в потоке;  $K$ ,  $\mathcal{E}$ ,  $\Phi$  — коэффициенты коагуляции, захвата и эффективности соударений;  $\rho_b$  — плотность вещества частицы;  $v_i$  — скорость частиц  $i$ -й фракции;  $Re = 2|v_i - v_j| \rho_b r_i / \mu$  — относительное число Рейнольдса;  $We = 2\rho_b v^2 r / \sigma_b$  — число Вебера;  $d_i$  — диаметр частицы;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\lambda$  — теплопроводность газа;  $C_D$  — коэффициент сопротивления;  $f$  — удельная сила взаимодействия частиц с газом;  $\mu$  — вязкость вещества частицы;  $St_k = |\vec{v}_i - \vec{v}_j| r_j^2 \rho_b / (9r_j \mu_b)$  — число Стокса ( $r_j < r_i$ );  $n_i$  — счетная концентрация частиц  $i$ -й фракции.

Здесь и далее в правой части (1) первый член определяет генерацию частиц  $i$ -й фракции массой  $m_i$  за счет коагуляции мелких частиц  $j$ -й и  $k$ -й фракций ( $m_j < m_k$ ). Генерация новой частицы  $i$ -й фракции происходит при достижении частицей размера  $m_{i \min}$ . Второй член определяет убыль частиц  $i$ -й фракции за счет коагуляции их с более мелкими частицами. Третий член — это убыль частиц  $i$ -й фракции вследствие их захвата более крупными частицами и приход за счет осколков дробления крупных частиц. Последний член — поступление массы частиц  $i$ -й фракции в канал с боковой поверхности.

В уравнении изменения массы  $i$ -й фракции по сравнению с предыдущим добавляется член, отвечающий за рост массы частицы из-за присоединения частиц мелких фракций (в пределах  $m_{i \min} \leq m_i < m_{i \max}$ ). Изменение массы за счет горения частиц определяется введением слагаемого  $\int_W G_i n_i (1 - \bar{x}) dW$ , где  $G_i = 4\pi \rho_b D_i^2 dD_i/dt$  — массовая скорость горения частиц  $i$ -й фракции:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_W m_i n_i dW + \int_S m_i n_i V_{in} dS = - \int_W \sum_{k=j+1}^{i-1} \sum_{j=1}^{k-1} K_{kj} \mathcal{E}_{kj} \Phi_{kj} n_k n_j m_j \frac{m_{i \min}}{m_{i \min} - m_k} dW -$$

$$- \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} \frac{n_j m_j n_i m_{i \max}}{m_{i \max} - m_i} dW - \int_W \sum_{j=i+1}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} n_i m_i n_j dW \times$$

$$\times \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} m_j n_j dW + \int_S \dot{m}_l h_l z_l dS_l + \int_W G_i n_i (1 - \bar{x}) dW. \quad (2)$$

Уравнение сохранения количества движения частиц  $i$ -й фракции записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \int_W \rho_i \vec{v}_i dW + \int_S \rho_i \vec{v}_i v_{in} dS = \int_W \rho_i (\vec{f}_i + \vec{g}_i) dW + \\
& + \int_W \sum_{k=j+1}^{i-1} \sum_{j=1}^{k-1} K_{kj} \mathcal{D}_{kj} \Phi_{kj} n_k n_j m_j \frac{[m_k v_k + (m_{i \min} - m_k) \bar{v}_i]}{m_{i \min} - m_k} dW + \\
& + \int_W G_i n_i (1 - \bar{\kappa}) v_i dW - \int_W \sum_{j=j+1}^N K_{ji} \mathcal{D}_{ji} \Phi_{ji} n_j m_j v_j dW - \\
& - \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{D}_{ij} \Phi_{ij} n_j m_j n_i \frac{[m_i v_i + (m_{i \max} - m_i) \bar{v}_i]}{m_{i \max} - m_i} dW + \\
& + \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{D}_{ij} \Phi_{ij} n_j m_j v_j n_i dW + \\
& + \int_W \sum_{j=1}^N K_{ij} \mathcal{D}_{ij} (1 - \Phi_{ij}) n_j m_j n_i (v_{ij} - v_i) dW. \quad (3)
\end{aligned}$$

Уравнение сохранения энергии частиц  $i$ -й фракции:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \int_W e_i \rho_i dW + \int_S e_i \rho_i v_{in} dS = \int_W \rho_i q_i dW + \\
& + \int_S \dot{m}_i h_i z_i \bar{e} dS_i + \int_W \sum_{k=j+1}^{i-1} \sum_{j=1}^{k-1} \frac{K_{kj} \mathcal{D}_{kj} \Phi_{kj} n_j m_j n_k}{m_{i \min} - m_k} [m_k e_k + (m_{i \min} - m_k) e_j] dW + \\
& + \int_W G_i n_i e_i (1 - \bar{\kappa}) dW + \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{D}_{ij} \Phi_{ij} n_j m_j e_j n_i dW - \\
& - \int_W \sum_{j=i+1}^N K_{ij} \mathcal{D}_{ij} \Phi_{ij} n_j m_j n_i e_i dW - \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \mathcal{D}_{ij} \Phi_{ij} \frac{n_j m_j n_i}{m_{i \max} - m_i} \times \\
& \times [m_i e_i + (m_{i \max} - m_i) e_j] dW + \int_W \sum_{j=1}^N K_{ij} \mathcal{D}_{ij} (1 - \Phi_{ij}) n_j m_j n_i c_B (T_{ij} - T) dW. \quad (4)
\end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
v_{ij} &= \frac{m_i v_i + m_j v_j}{m_i + m_j}; \quad T_{ij} = \frac{m_i T_i + m_j T_j}{m_i + m_j}; \\
e_i &= c_B T_i; \quad q_i = - \frac{6\alpha_i}{\rho_B d_i} (T_i - T); \\
f_i &= \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_B} \frac{(\vec{v} - \vec{v}_i) |\vec{v} - \vec{v}_i|}{d_i} C_{D_i}; \quad \mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_p} \right)^{0.75}.
\end{aligned}$$

Запишем выражение для определения изменения размера металлического ядра частиц  $i$ -й фракции диаметром  $D_i$  в результате взаимодействия с частицами других фракций:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \int_W \rho_i D_i^3 dW + \int_S \rho_i v_{in} D_i^3 dS = \int_S \dot{m}_i h_i z_i \bar{D}_i^3 dS + \\
& + \int_W \sum_{k=j+1}^{i-1} \sum_{j=1}^{k-1} K_{kj} \mathcal{D}_{kj} \Phi_{kj} n_j m_j \frac{m_k D_k^3 - (m_{i \min} - m_k) D_j^3}{m_{i \min} - m_k} dW -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \partial_{ij} \Phi_{ij} \frac{n_i m_i n_j [m_i D_i^3 + (m_{i\max} - m_i) D_j^3]}{m_{i\max} - m_i} dW - \\
& - \int_W \sum_{j=i+1}^N K_{ji} \partial_{ij} \Phi_{ji} n_i m_i n_j D_i^3 dW + \frac{1}{4\pi r_B} \int_W G_i \rho_i dW + \\
& + \int_W \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \partial_{ij} \Phi_{ij} m_j n_j n_i D_j^3 dW. \quad (5)
\end{aligned}$$

Законы сохранения для несущей газовой среды имеют вид, принятый в работе [1].

Коэффициенты теплоотдачи и сопротивления определяются из соотношений, предложенных в [4] и использованных в [1]. Что касается параметра коагуляции и дробления  $\tilde{\Psi}_{ij}$  и коэффициента захвата  $\partial_{ij}$ , то их функциональные соотношения заимствованы из [6].

Скорость выгорания ядра частицы определяется выражением

$$\frac{dD_i}{dt} = - \frac{1}{670} \frac{a^{0,9}}{(10^6 D_i)^{b-1}} \frac{1}{b}, \quad (6)$$

$$b = \begin{cases} 2 & \text{при } p \leq 2,5 \text{ МПа,} \\ 3/2 & \text{при } p > 2,5 \text{ МПа.} \end{cases} \quad (7)$$

Тогда полнота сгорания алюминия

$$\varphi = 1 - \sum_{i=1}^N h_i \left( \frac{D_i}{d_i} \right)^3.$$

Изменение концентрации окисляющих реагентов в результате горения в соответствии с [2] находим следующим образом:

$$da = (-55,5/n_g) dc. \quad (8)$$

Расчет параметров квазистационарного течения полидисперсной смеси газа и горящих частиц проводится методом установления. Для решения уравнений (1)–(7) используется итерационный подход. Итерации организуются следующим образом. Методом установления интегрируется система (6), описывающая движение смеси газов, до получения стационарного решения. Затем тем же методом установления продолжается уже совместное интегрирование уравнений (1)–(6), но без учета коагуляции и горения частиц. По достижении стационарного решения методом установления решается система (1)–(7).

Для решения системы (1)–(7) используется явная разностная схема метода «крупных частиц» [6]. При этом члены в правых частях, определяющие теплообмен и силовое взаимодействие между газом и частицами, учитываются неявным образом, а отвечающие за коагуляционные эффекты — явным.

Расчетная область, представленная на рис. 1, имеет следующие геометрические характеристики:  $d/L_0 = 0,12$ ,  $d_*/L_0 = 0,05$ ,  $L/L_0 = 0,9$ . Приход массы с боковой поверхности канала распределен равномерно по длине.

Характеристики газового потока и частиц к-фазы:  $\gamma = 1,15$ ,  $c_p = 1900$  Дж/(кг·К),  $\mu_0 = 9 \cdot 10^{-15}$  кг/(м·с),  $\rho_g = 2,4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu_g = 10^{-2}$  кг/(м·с),  $\sigma_g = 0,4$  Н/м,  $z_i = 0,3$ ,  $T_p = 3600$  К.

В головной части канала квазистационарное давление  $p_0 = 7$  МПа. Частицы, поступающие с боковой поверхности, состоят из чистого Al и представлены 20 фракциями диаметрами 0,5–35 мкм, распределенными по нормально-логарифмическому закону с дисперсией  $\sigma = 1,5$ , математическим ожиданием  $d_0 = 1,25$  мкм и  $d_{45} = 2$  мкм. Принято, что в процессе горения алюминия 70 % образующейся окиси оседает на ча-

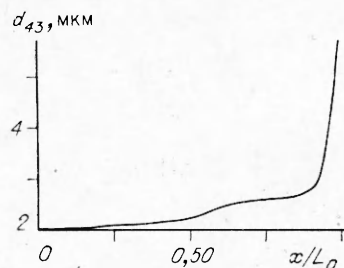


Рис. 2.

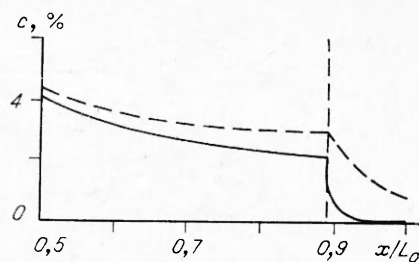


Рис. 3.

стице, а остальные 30 % поступают в поток в виде частиц с начальным диаметром 0,5 мкм.

На рис. 2 представлено изменение среднемассового размера частиц  $d_{43}$  по длине канала. От сечения  $x=0$  до  $x=0,4$  характерно очень слабое изменение величины  $d_{43}$ , что объясняется небольшой разницей скоростей частиц относительно друг друга. Затем от  $x \approx 0,4$  наблюдается более заметный рост  $d_{43}$ , так как скорости частиц возрастают, а от сечения  $x \approx 0,7$  рост  $d_{43}$  замедляется вследствие выгорания алюминия, поскольку уменьшается диаметр частиц и увеличивается приход частиц размером 0,5 мкм, а кроме того, усиливается процесс дробления крупных фракций. Далее вследствие сужения канала резко возрастает скорость движения газа и частиц, а также относительная скорость между частицами и, как следствие, ускоряется коагуляция частиц.

На рис. 3 показано изменение содержания Al в ж-фазе по длине канала. Сплошная линия соответствует расчетам без учета коагуляционных эффектов, штриховые линии — с учетом коагуляции. Полнота сгорания Al для расчетов без учета коагуляции  $\varphi = 1,000$ ; с учетом коагуляции  $\varphi = 0,996$ . Характер изменения кривых до сечения  $x=0,89$  (до  $x=0,89$  осуществляется массоприход с горячей поверхности канала) определяется двумя протекающими процессами: поступлением горящих частиц Al с поверхности канала и выгоранием их в потоке. Затем массоприход с поверхности канала прекращается и этим объясняется излом кривых в  $x=0,89$ . Более пологий характер кривых ближе к выходу из прямого канала объясняется тем, что здесь догорают в основном более крупные частицы, время сгорания которых значительно выше, чем у мелких (мелкие частицы, сошедшие с большинства участков горящего канала, успевают сгореть задолго до выхода из него). Поэтому и происходит более медленное на этом участке изменение достигнутой концентрации  $c$ . При учете коагуляции укрупнение частиц приводит к замедлению скорости выгорания Al, что особенно заметно в сужающейся части канала, где резкий рост коагуляции частиц привел к замедлению выгорания Al вследствие роста диаметра  $d$  ядер алюминия в частицах.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета газодинамических эффектов и динамического взаимодействия между частицами при расчете полноты сгорания полидисперсного ансамбля частиц металла в полузамкнутом канале конденсированного вещества.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вилюнов В. Н., Ворожцов А. Б., Фещенко Ю. В. Моделирование двухфазного течения смеси газа с горящими частицами металла в полузамкнутом канале // ФГВ.— 1989.— 25, № 3.— С. 39.
2. Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В. и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах.— М.: Наука, 1972.
3. Рыжков А. Д. Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах.— Новосибирск: Наука, 1988.
4. Стернин Л. Е., Шрайбер А. А., Маслов Б. М. и др. Двухфазные моно- и полидис-

персные течения газа с частицами/Под ред. Л. Е. Стернина.— М.: Машиностроение, 1980.

5. Маслов Б. Н., Стернин Л. Е., Шрайбер А. А. // МЖГ.— 1982.— № 3.

6. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.

г. Томск

Поступила в редакцию 11/IX 1991,  
после доработки — 13/I 1992

УДК 541.126

А. П. Глазкова, Ю. А. Казарова

### О САМОИНГИБИРОВАНИИ ПРИ ГОРЕНИИ 1,3,5-ТРИАМИНО-2,4,6-ТРИНИТРОБЕНЗОЛА (ТАТБ)

Изучены закономерности горения ТАТБ в бомбе постоянного давления по фотографической методике в диапазоне давлений от нижнего предела до 1000 атм. Проведен анализ данных для других нитросоединений, содержащих аминогруппы, и обобщается взаимосвязь между влиянием самоингибирования на горение и чувствительность к механическим воздействиям.

К особенностям ТАТБ прежде всего следует отнести [1] аномально большое расстояние С—С в бензольном ядре (1,444 Å), аномально короткую связь С—Н<sub>2</sub> (1,319 Å) и наличие шести двусторонних Н-связей. Кроме того, ТАТБ — наименее чувствительное вещество, из всех когда-либо испытанных ВВ [2], низкую чувствительность имеют и составы на его основе. ТАТБ предложен как термостойкое ВВ для глубоких буровзрывных работ [3].

Термодинамические свойства, взрывчатые и термохимические характеристики ТАТБ [2] изучены и описаны в работе [4]. Параметры же его горения практически не исследованы, хотя последние представляют интерес для установления причин низкой чувствительности ТАТБ и составов на его основе к механическим воздействиям, а также влияния химического строения вещества на скорость горения.

В ряду изученных нитросоединений скорость горения увеличивалась по мере того, как кислородный баланс становился менее отрицательным [5], что связано с большей полнотой сгорания углерода. Тринитротриаминобензол (ТАТБ) и тринитробензол (ТНБ) имеют кислородный баланс 56 %, поэтому сопоставление скоростей их горения позволяет установить именно влияние аминогруппы в молекуле соединения на скорость горения. Ингибирующее влияние аминосоединений на скорость горения ВВ различных классов установлено в [6].

В настоящей работе зависимость скорости горения  $u_m$  от давления  $p$  изучалась в бомбе постоянного давления в диапазоне 1—1000 атм по фотографической методике [7]. Это позволяет не только определять скорость горения, но и установить его характер.

На рис. 1 представлена зависимость  $u_m(p)$ . Устойчивое горение ТНБ наблюдается при  $p = 7$  атм, а для ТАТБ  $p = 35$  атм. Видно, что во всем исследованном диапазоне  $p$  ТАТБ горит значительно медленнее, чем ТНБ. Это обусловлено, по-видимому, самоингибированием процесса горения ТАТБ. В качестве критерия самоингибирования принято отношение скоростей горения ТНБ и ТАТБ, названное нами коэффициентом самоингибирования  $K_c$ . Были рассчитаны значения  $K_c$  для других три- и гексанитросоединений, содержащих в молекуле аминогруппы, в частности тринитроанилина (пикрамина) и гексапнитродифениламина (гексила), для которых скорости горения в интервале  $p \leq 400$  атм описаны в работе [8].