

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОАГУЛЯЦИИ ЧАСТИЦ ЖИДКОГО КОНДЕНСАТА ОКСИДА АЛЮМИНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ РДТТ

Н. Н. Дьяченко, Л. И. Дьяченко

Томский государственный университет, 634050 Томск

Представлены результаты численного расчета двухфазного течения с учетом коагуляции частиц полидисперсного конденсата в камере сгорания РДТТ. Показано влияние флуктуаций скорости частиц на эволюцию их среднемассового размера.

Ключевые слова: камера сгорания РДТТ, коагуляция, функция распределения, моделирование, флуктуации, кинетическое уравнение.

Продукты сгорания металлизированных твердых топлив представляют смесь газа и частиц жидкого конденсата оксида металла. Скоростная неравновесность течения сопровождается коагуляцией и дроблением частиц конденсата. Дисперсность жидкой фазы является одной из основных характеристик, определяющих уровень двухфазных потерь. Начальный спектр частиц конденсата формируется в процессе горения топлива, его эволюция происходит по мере движения продуктов горения в канале камеры сгорания и сопловом блоке ракетного двигателя на твердом топливе (РДТТ). Формированию гранулометрического состава частиц жидкого конденсата в РДТТ посвящены работы [1, 2], наиболее полную библиографию по исследованию коагуляции и дробления жидких частиц можно найти в обзорах [3, 4] и монографиях [5–7]. В работе [8] рассматривается течение продуктов сгорания в проточном тракте РДТТ; основное внимание акцентируется на влиянии скачков сечения канала на процесс коагуляции частиц; ввиду малости разности скоростей частиц и газа в канале их аэродинамическое дробление не учитывается. Спектр жидких частиц в этих работах описывается функцией распределения по массам $f(m)$, хотя очевидно, что за счет коагуляции мелких частиц в рассматриваемую фракцию будут поступать новые частицы, скорость которых отличается от исходных. В работе [9] для фиксированного значения массы частиц m ее скорость представлена в виде суммы средней и флуктуационной составляющих, таким же образом представлена и температура частицы. Введение флуктуаций скорости и температуры позволило записать кинетическое

уравнение с учетом распределения частиц по скорости и температуре внутри фракции. То есть для описания конденсированной фазы использовалась многомерная функция распределения и была решена проблема перераспределения импульса и энергии жидких частиц при их коагуляции и дроблении.

Целью данной работы является оценка влияния распределения частиц по скорости в отдельной фракции на процесс их коагуляции в камере сгорания РДТТ.

Рассмотрим течение продуктов сгорания в канале крупногабаритного РДТТ. На рис. 1 показана область, моделирующая канал. Поверхность горения состоит из двух цилиндрических участков разного диаметра. Границами области являются: непроницаемая стенка 1; цилиндрическая поверхность канала 2 переменного сечения, через которую со стенок заряда поступают продукты горения; граница 3, через которую поток вытекает из канала. Длина канала x и радиус r цилиндрической поверхности

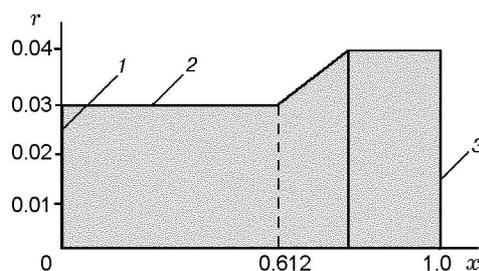


Рис. 1. Схема расчетной области:

1 — непроницаемая стенка, 2 — поверхность горения, 3 — граница, через которую вытекает поток, $\bar{x} = x/L$

отнесены к длине канала L .

Так как время горения заряда превышает время установления газодинамических параметров потока, то для каждой формы разгорающегося канала, соответствующей моментам времени t_k , решается квазистационарная задача.

Система уравнений для газовой фазы записывается в соответствии с работой [8]:

$$\frac{d}{dx}(\rho u S) = \Pi \rho u_f (1 - z), \quad (1)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dP}{dx} = \sum_{i=1}^N m_i n_i \varphi_{R,i} (\langle u_{s,i} \rangle - u), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{dh}{dx} = & \sum_{i=1}^N m_i n_i [\varphi_{R,i} \langle u_{s,i} \rangle (\langle u_{s,i} \rangle u)] + \\ & + c_s \varphi_{L,i} (\langle T_{s,i} \rangle - T) + \\ & + \Pi \rho_f u_f T_f \chi [c_s z + c_p (1 - z)], \quad (3) \end{aligned}$$

$$P = \rho R T. \quad (4)$$

Здесь ρ , P , u , T — плотность, давление, скорость, температура газа; S , Π — площадь поперечного сечения и периметр канала; m_i , n_i , $u_{s,i}$, $T_{s,i}$ — масса, счетная функция распределения, скорость, температура частиц i -й фракции, $\langle \dots \rangle$ — знак осреднения; $\varphi_{R,i}$, $\varphi_{L,i}$ — функции динамического и теплового взаимодействия между газом и частицами; z — массовая доля конденсированных частиц в продуктах сгорания; u_f , T_f — линейная скорость и температура горения; ρ_f — плотность вещества твердого топлива; h — полная энтальпия единицы массы газа; χ — средний по объему и времени коэффициент теплопотерь в камере сгорания; R — газовая постоянная; c_s — удельная теплоемкость вещества частиц; c_p — удельная изобарическая теплоемкость газа. Для расчета скорости горения топлива используется степенной закон горения

$$u_f = a \left(\frac{P}{P_a} \right)^\gamma, \quad (5)$$

где P_a — атмосферное давление; a , γ — эмпирические параметры.

Для частиц рассматривается непрерывная модель коагуляции. В соответствии с работой

[9] уравнения сохранения для i -й фракции частиц записываются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dg_i}{dx} = & \frac{1}{W \rho u} \left(\frac{1}{S} m_i n_{i,0} \Pi u_f + \right. \\ & + n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \alpha_{ij} \Phi_{ij} m_j n_j - \\ & \left. - n_i m_i \sum_{j=i}^N K_{ij} \alpha_{ij} \Phi_{ij} n_j \right), \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle u_{s,i} \rangle \frac{d\langle u_{s,i} \rangle}{dx} = & \frac{d}{dx} \langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle + \varphi_{R,i} (u - \langle u_{s,i} \rangle) + \\ & + \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^i K_{ij} \alpha_{ij} m_j n_j (\langle u_{s,i} \rangle - \langle u_{s,j} \rangle) + \\ & + \sum_{j=i}^N K_{ij} \alpha_{ij} n_j (1 - \Phi_{ij}) (\langle u_{s,i} \rangle - \langle u_{s,j} \rangle), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (n_i m_i \langle u_{s,i} \rangle \langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle) + \\ + 2 n_i m_i \langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle \frac{d\langle u_{s,i} \rangle}{dx} - 2 n_i m_i \langle \varphi_{R,i} u'_{s,i} \rangle = \\ = n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \Phi_{ij} n_j \left[m_i (\langle u'_{s,i} \rangle - \langle u'_{s,j} \rangle)^2 + \right. \\ + m_j \langle u'_{s,j} \rangle - \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} ((\langle u_{s,i} \rangle - \langle u_{s,j} \rangle)^2 + \\ \left. + \langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle + \langle u'_{s,j} u'_{s,j} \rangle) \right] - \\ - n_i \sum_{i=1}^N K_{ij} \alpha_{ij} \Phi_{ij} n_j m_j m_i \langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle + \\ + n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \alpha_{ij} (1 - \Phi_{ij}) n_j \frac{m_i}{m_i + m_j} \times \\ \times \left[m_j (\langle u'_{s,i} \rangle - \langle u'_{s,j} \rangle)^2 + m_j \langle u'_{s,j} u'_{s,j} \rangle - \right. \\ \left. - \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} (\langle u'_{s,i} \rangle - \langle u'_{s,j} \rangle)^2 + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle + \langle u'_{s,j} u'_{s,j} \rangle \Big], \quad (8) \\
\langle u_{s,i} \rangle \frac{d\langle T_{s,i} \rangle}{dx} &= \varphi_{L,i} (T - \langle T_{s,i} \rangle) + \\
& + \frac{1}{c_s m_i} \sum_{j=1}^i K_{ij} \alpha_{ij} m_j n_j h_{ij} + \\
& + \frac{1}{c_s} \sum_{j=1}^N K_{ij} \alpha_{ij} (1 - \Phi_{ij}) h_{ij} n_j. \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\alpha_{ij}^* = \begin{cases} 0, & \text{если } \text{Stk} \leq 0.607, \\ \left(1 + 0.75 \frac{\ln(4\text{Stk}_{ij})}{2\text{Stk}_{ij}}\right)^{-2}, & \\ 0, & \text{если } \text{Stk} > 0.607; \end{cases}$$

$$\alpha_{ij}^{**} = \begin{cases} 0, & \text{если } \text{Stk} < 0.1 \\ \left(\frac{\text{Stk}_{ij}}{\text{Stk}_{ij} + 0.125}\right)^2, & \\ 0, & \text{если } \text{Stk}_{ij} \geq 0.1, \end{cases}$$

$$\text{Stk}_{ij} = r_i^2 \rho_i \frac{|\langle u_{si} \rangle - \langle u_{sj} \rangle|}{9r_j \mu},$$

$$\text{Re}_{ij} = \frac{2\rho}{\mu} |\langle u_i \rangle - \langle u_j \rangle| r_j,$$

Здесь непрерывная функция распределения f заменена счетной n ; индексы i, j отнесены к частицам «снарядам» и «мишеням» соответственно; индекс s определяет принадлежность к конденсированной фазе; u'_s — флуктуационная составляющая скорости; $\langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle$ — кинетическая энергия флуктуационной составляющей скорости; Φ_{ij} — коэффициент эффективности столкновений частиц; α_{ij} — коэффициент захвата; K_{ij} — константа коагуляции; $g_i = m_i n_i \langle u_{s,i} \rangle / W \rho u$ — расходная относительная концентрация i -й фракции (W — отношение расходов частиц и газа); $h_{ij} = c_s (T_j - T_i) + (\langle u_{s,i} \rangle + \langle u_{s,j} \rangle)^2 / 2$; n_{i0} — начальная счетная функция распределения частиц, поступающих с поверхности горения.

Коэффициенты эффективности столкновений Φ_{ij} и захвата α_{ij} определяются по формулам работы [5]:

$$\Phi_{ij} = 1 - 0.247 \text{Re}_{bij}^{0.434} \Gamma_j^{0.133} \left(\frac{r_i}{r_j}\right)^{0.273},$$

$$\text{Re}_{bij} = \frac{2\rho_i}{\mu_i} |\langle u_{sj} \rangle - \langle u_{si} \rangle| r_j,$$

$$\Gamma_j = \frac{\mu_i}{2r_j \sigma_j \rho_j},$$

где μ_i, ρ_i — вязкость и плотность вещества частиц i -й фракции соответственно, σ_j — коэффициент поверхностного натяжения частиц j -й фракции;

$$\alpha_{ij} = \left(\alpha_{ij}^* + \alpha_{ij}^{**} \frac{\text{Re}_{ij}}{60} \right) \frac{1}{1 + \text{Re}_{ij}/60},$$

где

где μ, ρ — вязкость и плотность газа соответственно.

Согласно [10] константа коагуляции с учетом столкновения частиц одинакового размера записывается в виде

$$K_{ij} = \pi(r_i + r_j) |\langle u_i \rangle - \langle u_j \rangle| + 4\pi r_i^2 \sqrt{\langle u'_{s,i} u'_{s,i} \rangle}.$$

Система уравнений для частиц ограничена моментами второго порядка [11] и является замкнутой. Граничные условия на левой границе 1 (см. рис. 1) следующие:

$$u|_{x=0} = \langle u_{s,i} \rangle|_{x=0} = 0,$$

$$T|_{x=0} = \langle T_{s,i} \rangle|_{x=0} = T^*, \quad (10)$$

$$n_i|_{x=0} = n_{i,0},$$

где T^* — температура торможения потока. На правой границе 3 задавалось давление газа на выходе из канала P_{exit} .

Систему уравнений для газа (1)–(4) и систему уравнений для частиц (6)–(9) при условиях (5), (10) решали методом установления для фиксированных моментов времени t_k , соответствующих заданному выгоранию заряда. Расчеты проведены при следующих значениях исходных параметров: $P_{exit} = 4.64$ МПа, $T^* = 3460$ К, $\mu = 0.89 \cdot 10^{-4}$ кг·м⁻¹·с⁻¹, $R = 300$ Дж·кг⁻¹·К, $\rho_f = 1800$ кг·м⁻³, $\rho_s = 2400$ кг·м⁻³, $L = 5.3$ м, $z = 0.32$, $a = 4.54 \cdot 10^{-3}$ м·с⁻¹, $\gamma = 0.33$. Начальную функцию распределения частиц $n_{i,0}$ задавали в виде логарифмически-нормального закона с параметрами $r_0 = 0.55$ мкм, $\sigma = 1.5$.

На рис. 2 приведено распределение скорости газа по длине канала в моменты времени $t = 0, 9.7$ и 19.4 с.

С течением времени канал разгорается, форма переходного участка сглаживается. При этом ход зависимости $u(\bar{x})$ также сглаживается,

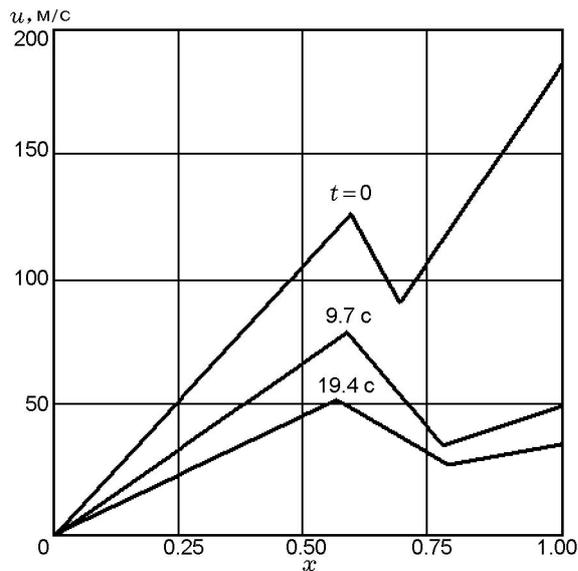


Рис. 2. Распределение скорости газовой фазы по длине канала в различные моменты времени

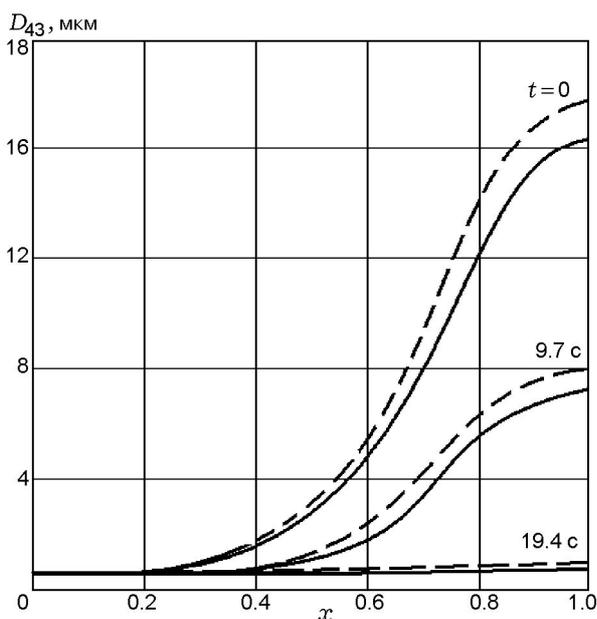


Рис. 3. Изменение среднемассового диаметра частиц оксида алюминия вдоль канала в различные моменты времени

ся, а скорость газа уменьшается.

На рис. 3 приведены зависимости среднемассового диаметра частиц D_{43} от длины канала в различные моменты времени. Сплошные линии графиков соответствуют расчетам работы [8], т. е. без учета распределения частиц по скоростям внутри фракции, штриховые линии — с учетом распределения.

Итак, на основании результатов выполненного расчета можно сделать следующие выводы.

- В проточном тракте камеры сгорания РДТТ с внезапным изменением сечения среднемассовый размер частиц конденсированной фазы резко возрастает как за счет притока частиц со стенок канала, так и за счет интенсификации столкновения частиц при значительном торможении потока на скачках сечения.

- Использование двумерной функции распределения позволяет учитывать дополнительный механизм столкновения частиц, обусловленный флуктуациями скоростей, что приводит к увеличению их среднемассового размера до 10 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Фейн.** Теоретическая модель для предсказания распределения по размерам частиц окиси алюминия в выхлопных газах ракетных двигателей // Ракетная техника и космонавтика. — 1966. — Т. 4, № 1. — С. 118–127.
2. **Дженкинс, Хокланд.** Обобщенная теория роста частиц в камере сгорания и сопле ракетного двигателя // Вопр. ракет. техники. — 1970. — № 2. — С. 35–53.
3. **Крайко А. Н., Нигматулин Р. И., Старков В. К., Стернин Л. Е.** Механика многофазных сред // Итоги науки и техники. Гидромеханика. Т. 6. — М.: ВИНТИ, 1972. — С. 93–174.
4. **Шрайбер А. А.** Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений // Итоги науки и техники. Комплексные и специальные разделы механики. Т. 3. — М.: ВИНТИ, 1988. — С. 3–80.
5. **Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М.** Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. — М.: Машиностроение, 1980.
6. **Соркин Р. Е.** Теория внутрикамерных процессов в ракетных системах на твердом топливе. — М.: Наука, 1983.
7. **Васенин И. М., Архипов В. А., Бутов В. Г. и др.** Газовая динамика двухфазных течений в соплах. — Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1986.

8. Аверин В. С., Архипов В. А., Васенин И. М., Дьяченко Н. Н., Трофимов В. Ф. Влияние резкого изменения сечения проточного тракта РДТТ на коагуляцию конденсированных частиц // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 85–92.
9. Бутов В. Г., Васенин И. М., Дьяченко Н. Н. Модель движения полидисперсного конденсата с учетом случайных пульсаций скорости и температуры коагулирующих частиц // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 3. — С. 33–39.
10. Дьяченко Н. Н., Дьяченко Л. И. О столкновении частиц одинакового размера в двухфазных течениях // Изв. вузов. Физика. — 2006. — № 6. — С. 58–59.
11. Дьяченко Н. Н. Использование метода моментов в задаче течения конденсата окиси алюминия в сопле Лавалья // Аэродинамика. — Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1987. — С. 33–37.

*Поступила в редакцию 25/І 2010 г.,
в окончательном варианте — 30/ІІІ 2010 г.*
