

## ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСЕЙ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ АЛЮМИНИЯ

И. А. Семенов, Б. В. Мацевич

ФГУП «Красноармейский научно-исследовательский институт механизации», 141292 Красноармейск  
kniim@krasn.mosreg.ru

Рассмотрены результаты ситового анализа порошков алюминия. Показано, что распределения частиц по массам близки к нормальному или логарифмически-нормальному. Рассмотрены различия в динамике горения порошков при учете полидисперсности частиц и в предположении одинаковости их размера. Установлено, что эти различия проявляются только на поздней стадии горения и обусловлены наличием в порошке фракции с крупными частицами.

Ключевые слова: порошкообразный алюминий, полидисперсный состав частиц, нормальное распределение, логарифмически-нормальное распределение, динамика горения порошков, диффузионная модель горения.

Применение в различных областях техники порошков и пудр алюминия, выпускаемых промышленностью, в ряде случаев сопровождается образованием газовзвесей, воспламеняющихся при определенных условиях, что представляет опасность для жизни людей и приносит значительный материальный ущерб. Современные методы расчета процесса горения газовзвесей основаны, как правило, на предположении о том, что размеры частиц одинаковы, и не учитывают полидисперсный состав промышленных порошков алюминия. Поэтому следует рассмотреть особенности процесса горения газовзвесей с учетом полидисперсного состава конденсированной фазы.

Детальный ситовый анализ алюминиевых порошков и пудр позволяет определить вид функции распределения массы частиц в зависимости от их размера. Ситовый анализ показывает, что для промышленных порошков алюминия распределения близки к нормальному или логарифмически-нормальному. Плотности нормального и логарифмически-нормального распределений имеют вид

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

$$f(x) = \frac{1}{x \ln \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln x - \ln a)^2}{2 \ln^2 \sigma}\right). \quad (2)$$

Здесь  $x$  — размер частицы,  $a$  — медиана распределения,  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение. Иногда логарифмически-нормальное

распределение записывается с использованием десятичного логарифма. Следует отметить, что заменой переменных  $y = (\ln x - \ln a) / \ln \sigma$  логарифмически-нормальное распределение приводится к нормальному с параметрами  $a = 0$ ,  $\sigma = 1$ .

С помощью детального ситового анализа можно определить параметры  $a$  и  $\sigma$  для данного порошка. Поскольку для нормального распределения справедливы следующие вероятностные соотношения:

$$P(a - \sigma < x < a) = P(a < x < a + \sigma) = \\ = \Phi(1) = 0.3413,$$

$$P(x < a) = 0.5,$$

где  $\Phi(x)$  — функция Лапласа, то

$$a = D_{50}, \quad a - \sigma = D_{15.9},$$

$$a + \sigma = D_{84.1}, \quad \sigma = D_{84.1} - D_{50} = D_{50} - D_{15.9}.$$

Здесь  $D_Z$  — размер ячейки сита (т. е. размер частиц), соответствующий прохождению массы порошка  $Z$ , %, через сито с такими ячейками. Для логарифмически-нормального распределения справедливы аналогичные выражения:

$$P(a/\sigma < x < a) = P(a < x < a\sigma) = \\ = \Phi(1) = 0.3413,$$

$$P(x < a) = 0.5,$$

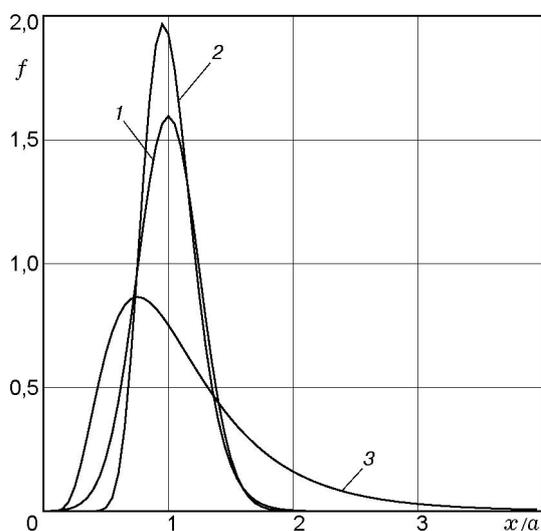


Рис. 1. Плотность распределения частиц порошка алюминия:

1 — нормальное распределение,  $a/\sigma = 4$ ; 2 — логарифмически-нормальное распределение при  $\sigma = 1.23$ ; 3 — логарифмически-нормальное распределение при  $\sigma = 1.7$

$$a = D_{50}, \quad a/\sigma = D_{15.9},$$

$$a\sigma = D_{84.1}, \quad \sigma = D_{84.1}/D_{50} = D_{50}/D_{15.9}.$$

Оценить максимальный и минимальный размеры частиц порошка можно при использовании правила «трех сигм». Правило «трех сигм» для нормального распределения и его аналог для логарифмически-нормального распределения выражаются в виде

$$P(a - 3\sigma < x < a + 3\sigma) = 2\Phi(3) = 0.9973,$$

$$P(a\sigma^{-3} < x < a\sigma^3) = 2\Phi(3) = 0.9973.$$

Для нормального распределения минимальный размер частиц порошка равен  $x_{\min} = a - 3\sigma$ , максимальный —  $x_{\max} = a + 3\sigma$ , где  $a$  — средний (характерный) размер частиц. Следует отметить, что так как  $a - 3\sigma > 0$ , то  $a > 3\sigma$  или  $a/\sigma > 3$ . Поэтому  $x_{\max} < 2a$ . Для логарифмически-нормального распределения  $x_{\min} = a\sigma^{-3}$ , а  $x_{\max} = a\sigma^3$ . Так как  $a > a\sigma^{-3}$ , то  $\sigma > 1$ .

В таблице приведены результаты детального ситового анализа для некоторых промышленных марок порошков алюминия. Анализ таблицы позволяет сделать вывод, что для порошков с нормальным распределением

частиц по массам  $a/\sigma \approx 4 \div 5$ , а для порошков с логарифмически-нормальным распределением  $\sigma \approx 1.2 \div 1.7$ . На рис. 1 показаны плотности нормального и логарифмически-нормального распределений. Видно, что при  $\sigma = 1.23$  логарифмически-нормальное распределение близко к нормальному с параметром  $a/\sigma = 4$ . При  $\sigma = 1.7$  в логарифмически-нормальном распределении несколько увеличена доля крупных частиц (крупная фракция).

Горение дисперсных частиц алюминия в газозвесах обычно протекает в диффузионном режиме. В работах [1–3] в рамках диффузионной модели приведено аналитическое решение задачи о горении одиночной сферической частицы в окислителе при использовании условия квазистационарности процесса. Для этого случая зависимость размера металлического ядра частицы от времени имеет вид (квадратичный закон горения):

$$x_t^2 = x_0^2 - At, \quad (3)$$

где  $x_t$  — текущий размер (диаметр) частицы,  $x_0$  — начальный размер (диаметр) частицы,  $A$  — константа (скорость) горения (по данным авторов [4]  $A = 0.3 \div 0.4$  мм<sup>2</sup>/с). Соответственно время горения частиц равно

$$\tau_b = x_0^2/A. \quad (4)$$

При нестационарном режиме окисления наблюдается отклонение от квадратичного закона (4), поэтому в общем случае  $\tau_b \sim x_0^n$ . По данным авторов [5]  $n = 1.7 \div 1.8$ ; в работе [4] приведено значение  $n = 1.5$ .

При нормальных условиях частицы промышленных порошков алюминия имеют, как правило, неправильную форму. Они находятся в оболочке из оксида алюминия  $Al_2O_3$  толщиной  $50 \div 500$  Å. Однако, как показали опыты по отбору и принудительному охлаждению частиц на различных стадиях нагрева [4], перед воспламенением частицы являются сферическими независимо от формы исходных частиц порошка. В момент воспламенения они находятся в расплавленном состоянии и покрыты твердой защитной пленкой оксида. Данный экспериментальный результат можно объяснить преобладающим действием сил поверхностного натяжения (в сравнении с прочностью оксидной пленки), под влиянием которых частица стремится принять сферическую форму.

Параметры порошков алюминия

Марка порошка	Закон распределения	$a$ , мкм	$\sigma$	$x_{\min}$ , мкм	$x_{\max}$ , мкм
АСД-1	Логарифмически-нормальный	25.1	1.55	6.7	94
АСД-4	—//—	9.5	1.53	2.7	34
ПА-1	Нормальный	344.4	80.50	102.9	586
ПА-2	Логарифмически-нормальный	194.0	1.23	104.3	361
ПА-3	Нормальный	131.4	27.20	49.8	213
ПА-4	Логарифмически-нормальный	32.4	1.63	7.5	140

Проведем сравнительную оценку времени горения частицы алюминия и времени релаксации ее формы к сферической. Время релаксации можно оценить на основании решения задачи о малых колебаниях поверхности капли, имеющей форму эллипсоида вращения (ось вращения совпадает с большой осью), под действием сил поверхностного натяжения. В общем случае уравнение движения несжимаемой жидкости плотностью  $\rho$  в лагранжевых переменных имеет вид

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \text{grad} p = 0. \quad (5)$$

Здесь  $p$ ,  $v$  — давление и скорость жидкости. Переходя к описанию движения точки поверхности капли, соответствующей полюсу эллипсоида, оценим последний член в выражении (5) с учетом формулы Лапласа для давления сил поверхностного натяжения:

$$\text{grad} p \approx (p_1 - p_2)/a_e, \quad (6)$$

где  $p_1$ ,  $p_2$  — давление сил поверхностного натяжения на полюсе и экваторе эллипсоида,  $a_e$  — большая полуось.

Давление сил поверхностного натяжения на жидкость (закон Лапласа) определяется по формуле

$$p = \sigma_f(1/R_1 + 1/R_2),$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — главные радиусы кривизны поверхности в рассматриваемой точке. Для полюса эллипсоида справедливы выражения

$$R_1 = R_2 = b_e^2/a_e, \quad p_1 = 2\sigma_f a_e/b_e^2, \quad (7)$$

для экватора эллипсоида —

$$R_1 = a_e^2/b_e, \quad R_2 = b_e, \quad p_2 = \sigma_f(b_e/a_e^2 + 1/b_e). \quad (8)$$

Здесь  $\sigma_f$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $b_e$  — малая полуось эллипсоида. Подставляя формулы (7), (8) в выражение (6), получаем оценку

$$\text{grad} p \approx \sigma_f [2/b_e^2 - b_e/a_e^3 - 1/a_e b_e]. \quad (9)$$

Введем новую переменную  $x = a_e - r_0$ , где  $r_0$  — радиус сферы, объем которой равен объему эллипсоида. Заметим, что  $r_0 = (a_e b_e^2)^{1/3}$ , тогда соотношение (9) приводится к виду

$$\text{grad} p \approx (\sigma_f/r_0^2)[2(1+x/r_0) - (1+x/r_0)^{-7/2} - (1+x/r_0)^{-1/2}]. \quad (10)$$

Используя разложение в ряд Тейлора в выражении (10) по малому параметру  $x/r_0$  (в случае малых колебаний капли) и пренебрегая членами порядка  $(x/r_0)^2$  и выше, получаем оценку

$$\text{grad} p \approx 6\sigma_f x/r_0^3.$$

В этом случае выражение (5) приводится к уравнению гармонического осциллятора:

$$d^2 x/dt^2 + \omega^2 x = 0.$$

Угловая частота колебаний определяется по формуле

$$\omega = \sqrt{6\sigma_f/\rho r_0^3}.$$

Период колебаний капли соответственно равен

$$T = 2\pi \sqrt{\rho r_0^3/6\sigma_f}.$$

Наличие на поверхности жидкой металлической частицы твердой оксидной оболочки, оказывающей демпфирующее воздействие, приводит к быстрому затуханию колебаний, и частица алюминия принимает сферическую или

близкую к ней форму. Сравним период колебаний частицы  $T$  с временем ее горения  $\tau_b$  (см. (4)):

$$T/\tau_b = 2\pi\sqrt{A^2\rho/24\sigma_f r_0}. \quad (11)$$

Из выражения (11) видно, что для типичных размеров порошков алюминия, выпускаемых промышленностью,  $T \ll \tau_b$ . Например, для частиц размером  $r_0 = 1$  мкм (при  $A = 0.35$  мм<sup>2</sup>/с,  $\rho = 2.7$  г/см<sup>3</sup>,  $\sigma_f = 0.52$  Н/м)  $T/\tau_b = 0.032$ ; при  $r_0 = 50$  мкм  $T/\tau_b = 0.0046$ . Поэтому используемое во многих работах предположение, что горящие частицы алюминия имеют сферическую форму, вполне оправдано.

Как отмечалось выше, частицы промышленных порошков алюминия при нормальных условиях имеют неправильную форму и распределены по нормальному или логарифмически-нормальному закону. Введем предположение о подобии форм всех частиц порошка. Тогда после релаксации частиц к сферической форме закон распределения остается неизменным (т. е. нормальным или логарифмически-нормальным).

Рассмотрим динамику процесса горения газозвеси с учетом полидисперсного состава порошка алюминия. Далее в настоящей работе для простоты изложения будем использовать закон горения частицы в виде (3). Пусть масса порошка распределена по размерам частиц согласно нормальному закону с функцией распределения (1). Возьмем порцию порошка массой  $M_0$ . Тогда масса частиц порошка с начальными размерами от  $x$  до  $x + dx$  равна  $dm_0$ . В результате горения она уменьшилась и стала равна  $dm_t$ , причем

$$\frac{dm_t}{dm_0} = \frac{\theta_t}{\theta_0},$$

где  $\theta_0$  — начальный объем частицы размером (диаметром)  $x$ ,  $\theta_t$  — текущий объем этой частицы. Используя выражение (3), получаем

$$\theta_0 = \pi x^3/6, \quad \theta_t = \pi(x^2 - At)^{3/2}/6.$$

Тогда

$$\frac{dm_t}{dm_0} = \frac{(x^2 - At)^{3/2}}{x^3}.$$

В результате окисления за время  $t$  частицы размером  $x < \sqrt{At}$  сгорают, поэтому общая

масса порции порошка изменяется со временем согласно выражению

$$\frac{M_t}{M_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\sqrt{At}}^{\infty} \frac{(x^2 - At)^{3/2}}{x^3} \times \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right) dx. \quad (12)$$

Здесь  $M_t$  — текущая масса порции порошка. Заменой переменных  $z = (x-a)/\sigma$  преобразуем уравнение (12) к виду

$$\frac{M_t}{M_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{\sqrt{At}-a}{\sigma}}^{\infty} \frac{[(a+z\sigma)^2 - At]^{3/2}}{(z\sigma+a)^3} \times \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz. \quad (13)$$

Зададим приведенное время отношением  $t^* = t/\tau$ , где  $\tau = a^2/A$  — время горения частицы размером (диаметром)  $a$ . После замены переменных  $t^* = tA/a^2$  в выражении (13) получаем

$$\frac{M_t}{M_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{(\sqrt{t^*}-1)a}{\sigma}}^{\infty} \left[1 - \frac{t^*}{(z\sigma/a+1)^2}\right]^{3/2} \times \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz. \quad (14)$$

Поскольку, как отмечалось выше, при нормальном законе распределения максимальный размер частиц порошка не превышает  $2a$ , то приведенное время (до полного сгорания всех частиц порошка) изменяется в пределах  $0 < t^* < 4$ . Следует отметить, что при  $t^* = 1$  сгорают все частицы размером менее  $a$ .

Для порошков с логарифмически-нормальным распределением частиц выражение, аналогичное уравнению (12), с учетом плотности распределения частиц по массам (2) при замене переменных  $z = (\ln x - \ln a)/\ln \sigma$  и  $t^* = tA/a^2$  имеет вид

$$\frac{M_t}{M_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{\ln t^*}{2 \ln \sigma}}^{\infty} \left(1 - \frac{t^*}{\sigma^2 z^2}\right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz. \quad (15)$$

Поскольку при логарифмически-нормальном законе распределения максимальный размер частиц порошка не превышает величины  $a\sigma^3$ , приведенное время (до полного сгорания всех частиц порошка) изменяется в пределах  $0 < t^* < \sigma^6$ . Как отмечалось выше, для промышленных порошков алюминия с логарифмически-нормальным законом распределения  $\sigma \leq 1.7$ , поэтому  $\sigma^6 = 24$ .

Если предположить, как это часто делается в расчетах, что размеры всех частиц одинаковы и равны  $a$ , то согласно выражению (3)

$$M_t/M_0 = (a^2 - At)^{3/2}/a^3$$

или

$$M_t/M_0 = (1 - t^*)^{3/2}, \quad (16)$$

при  $t^* \geq 1$  это отношение равно нулю.

Таким образом, выражения (14)–(16) описывают динамику процесса горения алюминиевого порошка при различных законах распределения частиц (включая предположение об их монодисперсности). Следует отметить, что при использовании закона горения частицы в более общей форме  $t_b \sim x_0^n$  или  $x_t^n = x_0^n - At$  нетрудно получить выражения, аналогичные (14)–(16).

На рис. 2 представлены зависимости отношений  $M_t/M_0$  от приведенного времени для различных значений параметра  $\sigma$ . Как уже отмечалось выше (см. также рис. 1), зависимость (15) для логарифмически-нормального закона распределения при  $\sigma = 1.23$  практически совпадает с зависимостью (14) для нормального закона распределения при  $a/\sigma = 4$ , поэтому на рис. 2 она не представлена. Анализ рис. 2 показывает, что темп сгорания порции частиц порошка в предположении одинаковости частиц (кривая 1) в начальный период времени (при  $t^* < 0.5$  и соответственно  $M_t/M_0 > 0.35$ ) практически совпадает с результатами, полученными при учете полидисперсности частиц в порошке (кривые 2, 3). На более поздних стадиях горения (при  $t^* > 0.5$  и  $M_t/M_0 < 0.35$ ) влияние полидисперсности частиц начинает сказываться. Темп горения замедляется из-за наличия крупной фракции. Поэтому время догорания всей порции порошка увеличивается по сравнению со временем горения монодисперсного порошка. Причем с увеличением параметра  $\sigma$  отличие становится более ощутимым. Таким образом, учет полидисперсного состава порошка сказывается только на поздней стадии горения

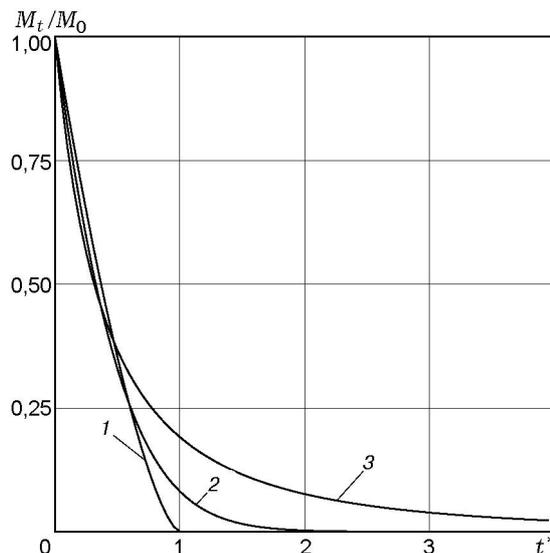


Рис. 2. Динамика горения частиц порошка алюминия:

1 — монодисперсные частицы, выражение (16);  
2 — нормальное распределение, выражение (14) при  $a/\sigma = 4$ ; 3 — логарифмически-нормальное распределение, выражение (15) при  $\sigma = 1.7$

и обусловлен наличием в порошке крупных частиц.

Как отмечалось выше, во многих приложениях при расчетах процесса горения газозвесей, состоящих из порошков алюминия, часто используется допущение об одинаковости частиц, т. е. применяется закон горения частиц в форме (16). Во многих случаях, когда характер догорания порошка не вносит сильного искажения в картину процесса, это допущение вполне приемлемо и позволяет получить удовлетворительную точность. Для процессов, где стадия догорания играет существенную роль, необходимо учитывать полидисперсность порошка, т. е. использовать в расчетах не зависимость (16), а более сложные зависимости (14), (15).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
2. Вильямс Ф. А. Теория горения. М.: Наука, 1971.
3. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения. М.: Изд-во МГУ, 1987.
4. Горение порошкообразных металлов в активных средах / П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. М.: Наука, 1972.

5. **Малинин В. И., Коломин Е. И., Антипин И. С.** Особенности горения частицы алюминия в потоке активных газов // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 1. С. 41–48.

*Поступила в редакцию 29/XII 2003 г.*

---