

СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРОШКА ОКСИДОВ

Работа посвящена новому способу получения порошка оксидов [1], включающему нагрев и окисление порошкообразного металла при температуре T выше его температуры кипения $T_{\text{кип}}$ в окислительной газовой среде, конденсацию паров с образованием частиц, последующий разгон оксидных частиц до сверхзвуковой скорости в газовом потоке и улавливание их струями хладагента.

Данный способ позволяет получать частицы клубневидной и сферической формы с дисперсностью $d_p \in [(d_p)_{\text{min}} \approx 0,3 \div 0,5 \text{ мкм}, (d_p)_{\text{max}} \approx 10 \text{ мкм}]$. Способ реализован на установке, в камере газогенератора которой поддерживались давление и температура $p_0 = 4 \text{ МПа}$ и $T_0 = 3200 \text{ К}$ соответственно, исходный порошкообразный металл — алюминий.

Оксидные и металлические порошки требуемой формы, химического состава и дисперсности в настоящее время находят широкое применение в металлургической, машиностроительной, энергомашиностроительной, химической, электронной, авиационно-космической, нефтяной, медицинской, оптической, пищевой и других отраслях промышленности.

Основной потребитель дисперсных материалов среди названных отраслей — порошковая металлургия (ПМ). Техника изготовления деталей спеканием и в настоящее время считается новейшей областью современной технологии материалов. С ее помощью могут быть созданы, как ожидают, материалы с совершенно новыми свойствами в части прочности и антикоррозионной стойкости, поскольку порошковая металлургия позволяет сочетать металлы, которые не могут быть соединены друг с другом в одном сплаве и не могут быть легирующими составляющими.

Получаемые по настоящему способу дисперсные оксидные и (или) полиоксидные частицы клубневидной формы, обладая по сравнению со сферическими частицами того же диаметра более развитой поверхностью, обеспечивают более высокую спекаемость частиц, поэтому позволяют получать заготовки с наиболее высокими и стабильными характеристиками. Из частиц клубневидной формы возможно изготавливать высококачественные покрытия, а также высококачественные пористые фильтры, как плоские в виде пластин, так и объемные в виде цилиндров, с заданными характеристиками.

Следует также сказать, что дисперсные частицы в последнее время нашли применение и в гидрогазодинамике для аэродинамических моделей, для которых используется легкоплавкий материал на основе канифоли с тугоплавкими частицами. Отличительная особенность таких моделей состоит в заданной и постоянной в процессе теплового уноса материала величине песочной шероховатости [2].

Предложенный способ реализован на установке, схема которой показана на рис. 1. Работает установка следующим образом. Перед улавливанием дисперсных частиц заборный модуль выставляется в требуемое сечение выхлопного факела генератора, после чего через него начинает протекать хладагент. Запускается генератор. В генератор можно вводить либо один порошкообразный металл (например, Al, Mg, Zr и т.д.), либо механическую смесь различных порошкообразных металлов (например, Al + Mg, Al + Mg + Zr и т.д.). В процессе горения металла в окислительной газовой среде в генераторе происходит превращение последнего в дисперсные конденсированные оксидные и (или) полиоксидные частицы, которые ускоряются в сопле Лавала до сверхзвуковой скорости, вылетают из сопла и перемещаются далее вниз по потоку в выхлопном факеле. Через разрыв в магистралях заборного модуля конденсированные оксидные и (или) полиоксидные частицы проникают в струю хладагента, охлаждаются, тормозятся и транспортируются последней в сборную емкость. По окончании работы генератора полученный

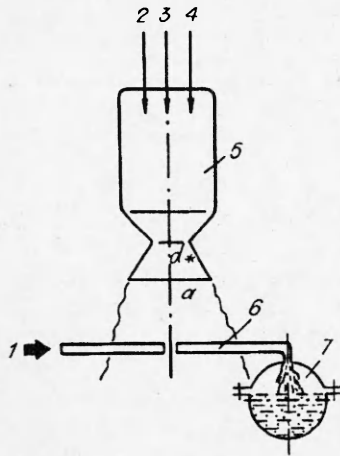


Рис. 1. Схема установки.

1 — хладагент; 2 — горючее; 3 — порошок Me; 4 — окислитель; 5 — генератор; 6 — заборный модуль; 7 — сборная емкость.

порошок оксидов извлекается, отделяется от хладагента, подсушивается и отправляется на хранение.

Перед реализацией описываемого способа на установке с целью получения необходимых исходных данных о параметрах газа и оксидных частиц выполнен ряд численных расчетов, при этом выходные данные одного расчета являлись исходными данными для другого и т.д. Вначале рассчитывались параметры неравновесного двухфазного течения продуктов сгорания с учетом коагуляции и дробления в сопле газогенератора [3].

Для расчета параметров неравновесного двухфазного течения использовано сопло Лавалья с диаметром критического сечения $d_* = 50$ мм, относительным радиусом скругления горловины сопла в сужающейся части $\bar{R}_1 = R_1/d_* = 2$. Относительный радиус скругления горловины сопла $\bar{R}_2 = R_2/d_* = 1$, полуугол на входе в сужающуюся часть сопла $\theta_1 = 45^\circ$, полуугол на входе в расширяющуюся часть сопла $\theta_2 = 27^\circ$, полуугол на выходе из расширяющейся части сопла $\theta_3 = 12^\circ$ и геометрическая степень расширения сопла $f = F_a/F_* = 12,25$.

В проведенном по методике [3] расчете для продуктов сгорания в камере газогенератора задавались значения $p_0 = 4$ МПа и $T_0 = 3200$ К, в качестве исходных дисперсных частиц выбраны частицы Al, которые далее превращались в частицы оксида алюминия. На рис. 2 показаны результаты расчетов, где u_s и T_s — скорость и температура частиц оксида алюминия размером $d_s = 1, 5, 10, 15$ и 20 мкм. Там же представлены зависимости, отражающие изменение скорости u , температуры T , давления p и плотности ρ газообразных продуктов сгорания по длине сопла. Из рис. 2 видно, что необходимые для последующих расчетов данные лежат в диапазоне $u_s = 2240 \div 1580$ м/с, $T_s = 1900 \div 2750$ К, $d_s = 1 \div 20$ мкм.

На рис. 3 показаны полученные для выходного сечения сопла газогенератора зависимости чисел Маха (M_s), Рейнольдса (Re_s), Вебера (We_s), а также скорости $(u_s)_a$ и температуры $(T_s)_a$ для частиц оксида алюминия. Течение в изобарической осесимметричной выхлопной двухфазной струе генератора рассчитано в предположении химического равновесия и равновесия между газовой и конденсированной фазами [4]. На основании этого расчета выбрано граничное сечение выхлопного факела, перемещая от которого заборный модуль вверх или вниз по потоку, получали дисперсные частицы требуемой формы.

В настоящей работе за граничное принято сечение, где температура газа и дисперсных частиц становилась равной температуре кристаллиза-

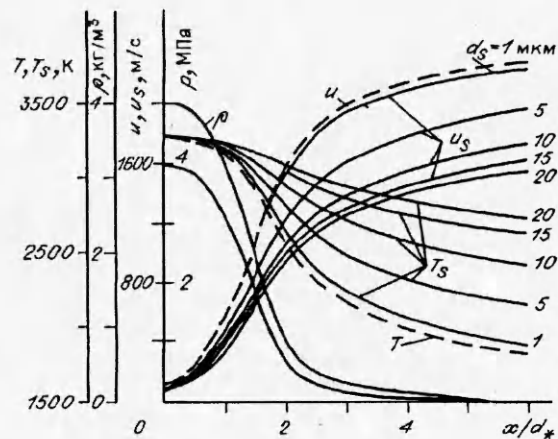


Рис. 2. Изменение u_s, T_s дисперсных частиц оксида алюминия, а также u, T, p и ρ газообразных продуктов сгорания в сопле Лавалья, $d_* = 50$ мм.

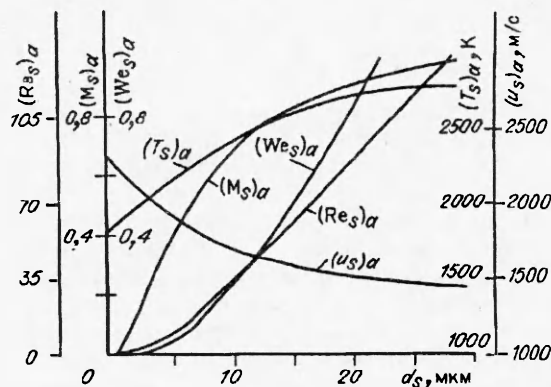


Рис. 3. Изменение чисел Рейнольдса, Маха, Вебера, а также T и u частиц оксида алюминия в зависимости от их размера в выходном сечении сопла Лавала, $d_s = 50$ мм.

го сечения сопла, определяемый из условий равенства расходов. Результаты расчета параметров течения в выхлопном факеле генератора показаны на рис. 4.

Реализованный метод расчета осесимметричной изобарической двухфазной струи [4] основан на использовании уравнений движения, энергии и диффузии типа пограничного слоя в квазиламинарной постановке. Турбулентный перенос количества движения, энергии и массы учитывается при помощи явного выражения для коэффициента турбулентной вязкости по закону Доналдсона — Грея.

Использовалась следующая система уравнений: неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0, \quad (1)$$

движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

диффузии для газа, истекающего из сопла,

$$\rho u \frac{\partial c}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad (3)$$

(где c — массовая доля продуктов истечения из сопла, она не зависит от химических реакций (в отличие от химического состава), в связи с этим в (3) отсутствует член, связанный с химическими реакциями), уравнения диффузии для массовой доли дисперсных и жидких дисперсных частиц

$$\rho u \frac{\partial c_s}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_s}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu}{Sc_s} \frac{\partial c_s}{\partial y} \right), \quad (4)$$

$$\rho u \frac{\partial c_l}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_l}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu}{Sc_s} \frac{\partial c_l}{\partial y} \right) + \omega_{кр}, \quad (5)$$

уравнение энергии

$$\rho u \frac{\partial I}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial I}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[y \mu \left(\frac{1}{Sc_s} - \frac{1}{Pr} \right) \left(I_s \frac{\partial (c_s - c_l)}{\partial y} + I_l \frac{\partial c_l}{\partial y} \right) \right]. \quad (6)$$

При записи (6) сделано предположение, что число Льюиса для газовых компонентов равно единице. В системе (1) — (6) приняты следующие обозначения: x, y — продольная и радиальная координаты; u, v — продольная и радиальная проекции скорости; ρ, μ — плотность, вязкость; Pr, Sc_s — числа Прандтля для газовой фазы и Шмидта для дисперсной фазы; c, c_s, c_l —

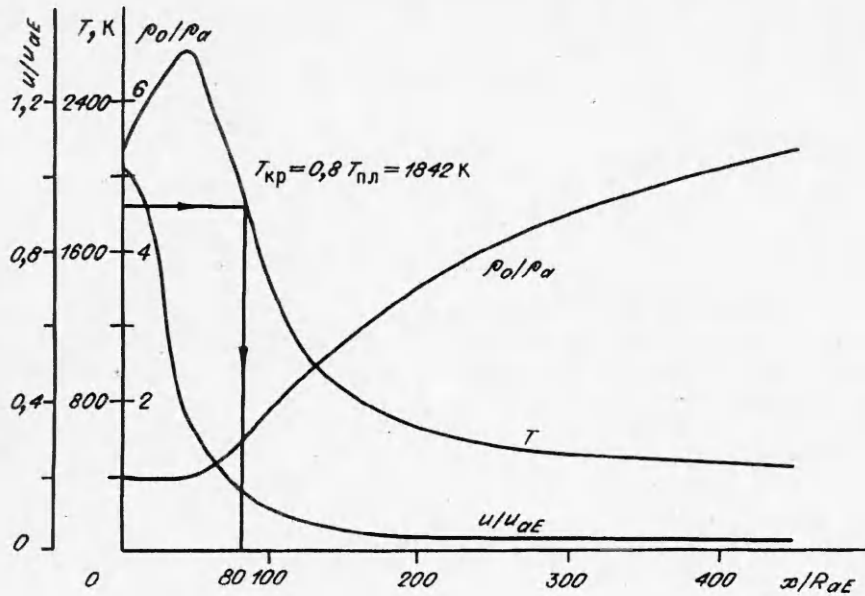


Рис. 4. Изменение относительной скорости u/u_{aE} , температуры T и плотности ρ/ρ_a газообразных продуктов сгорания вдоль оси факела.

массовые концентрации соответственно газа, истекающего из сопла, твердой и жидкой дисперсных фаз; I, I_s, I_l — энтальпия с учетом энергии образования соответственно смеси, твердой и жидкой дисперсных фаз. К системе (1) — (6) добавляется уравнение Клапейрона — Менделеева для определения плотности газовой смеси

$$\rho = \frac{pM}{RT},$$

где $M = \left(\sum_{i=1}^n \frac{c_i}{M_i} \right)^{-1}$ — молекулярная масса газовой смеси.

Плотность смеси газ + частицы рассчитывается по соотношению

$$\rho_{см} = \frac{\rho}{1 - c_s}.$$

Добавляется также зависимость между энтальпией, концентрацией компонентов и температурой

$$I = \sum_{i=1}^n c_i I_i = \sum_{i=1}^n c_i f_i(T)$$

и соотношения для расчета равновесного химического состава, включающие в себя α балансных соотношений для химических элементов вида

$$\sum_{i=1}^n \frac{\nu_{\alpha i} M_i}{M_i} c_i = c c_{\alpha_a} + (1 - c) c_{\alpha_e}$$

(где $\nu_{\alpha i}$ — количество атомов элемента α в i -м компоненте; c_{α_a} и c_{α_e} — концентрация элемента на срезе сопла и в окружающем пространстве) плюс $(i - \alpha)$ уравнений, выражающих закон действующих масс для реакций $X + Y \rightleftharpoons XY$ вида

$$\frac{p_X p_Y}{p_{XY}} = k(T),$$

где p — парциальные давления; $k(T)$ — константа равновесия соответствующей реакции.

Система уравнений должна быть дополнена начальными

$$u = u_0(y), c = c_0(y), T = T_0(y), I = I_0(y)$$

и граничными условиями

$$y = 0 : \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial I}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0;$$

$$y \rightarrow \infty : u \rightarrow u_e, T = T_e, c \rightarrow c_e, I \rightarrow I_e.$$

Приведенная система дифференциальных уравнений решалась методом прогонки. Равновесный химический состав определялся путем сведения системы трансцендентных уравнений к одному относительно концентрации выбранного основного компонента.

Перейдем к рассмотрению процесса проникания дисперсных частиц в струю хладагента и вопросу о глубине этого проникания. Запишем использованную в [5] систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{du_s}{dt} = c_x \text{Re}_s (3\mu_{\text{хл}} / 4\rho_s d_s^2) (w_{\text{хл}} - u_s), \quad (7)$$

$$\frac{dv_s}{dt} = -c_x \text{Re}_s (3\mu_{\text{хл}} / 4\rho_s d_s^2) v_s. \quad (8)$$

Здесь $w_{\text{хл}}$ — скорость хладагента в трубчатых магистралях; u_s, v_s — продольная и поперечная составляющие вектора скорости дисперсной частицы; t — время; c_x — коэффициент лобового сопротивления дисперсной частицы; $\mu_{\text{хл}}$ — динамический коэффициент вязкости хладагента; ρ_s — плотность вещества дисперсной частицы; d_s — диаметр частицы; Re_s — число Рейнольдса для частицы. Установлено [6], что соотношение

$$c_x = (24/\text{Re}_s) \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_s^{2/3} \right) \quad (9)$$

служит хорошим приближением при Re_s вплоть до ~ 1000 и позволяет получить уравнения, которые могут быть решены в замкнутом виде. Для соотношения (9)

$$\text{Re}_s = \rho_{\text{хл}} d_s [(w_{\text{хл}} - u_s)^2 + v_s^2]^{0.5} / \mu_{\text{хл}}. \quad (10)$$

Деление уравнения (7) на (8) дает

$$\frac{du_s}{dv_s} = - \frac{w_{\text{хл}} - u_s}{v_s}. \quad (11)$$

Поскольку скорость течения хладагента в магистралях заборного модуля постоянна, т.е. $w_{\text{хл}} = \text{const}$, то (11) можно проинтегрировать, что для начальных условий $u_s = u_{s0}$ и $v_s = v_{s0}$ приводит к соотношению

$$w_{\text{хл}} - u_s = (w_{\text{хл}} - u_{s0})(v_s/v_{s0}), \quad (12)$$

которое не зависит от выбора коэффициента сопротивления c_x . Так как $dv_s/dt = v_s dv_s/du_s$, то из (7), (8), (10) и (12) получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dv_s}{du_s} = - (18\mu_{\text{хл}}/\rho_s d_s^2) [1 + \alpha(v_s/v_{s0})^{2/3}], \quad (13)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{6} \left(\frac{\rho_{\text{хл}} d_s v_{s0}}{\mu_{\text{хл}}} \right)^{2/3} \left[1 + \left(\frac{w_{\text{хл}} - u_{s0}}{v_{s0}} \right)^2 \right]^{1/3}. \quad (14)$$

Следует отметить, что первый множитель (в круглых скобках) в (14) — это число Рейнольдса дисперсной частицы, построенное по начальной поперечной составляющей скорости.

Уравнение (13) можно проинтегрировать, если принять величину $(v_s/v_{s0})^{1/3}$ за новую независимую переменную. Тогда с учетом $v_s/v_{s0} = 1$ при $y = 0$ получим

$$y = \frac{\rho_s d_s^2 v_{s0}}{18\mu_{\text{хл}}} \frac{3}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{v_s}{v_{s0}} \right)^{1/3} + \frac{\arctg[\alpha^{1/2}(v_s/v_{s0})^{1/3}]}{\alpha^{1/2}} - \frac{\arctg \alpha^{1/2}}{\alpha^{1/2}} \right]. \quad (15)$$

Поскольку $v_s = 0$ в точке, соответствующей максимальной глубине проникания дисперсной частицы в струю хладоагента $y_{\text{max}} = Y$, то из (15) можно получить

$$Y = (\rho_s d_s^2 v_{s0} / 18\mu_{\text{хл}}) F(\alpha), \quad (16)$$

где

$$F(\alpha) = (3/\alpha) [1 - (\arctg \alpha^{1/2} / \alpha^{1/2})]. \quad (17)$$

Расчет по (16) глубин проникания дисперсных частиц оксида алюминия с $d_s = 1 \div 20$ мкм, разогнанных в сопле газогенератора с $d_* = 50$ мм, а затем уловленных струей хладоагента, показан на рис. 5, где по оси ординат отложена глубина проникания дисперсных частиц в струю хладоагента y , по оси абсцисс — относительная поперечная скорость дисперсных частиц, проникающих в струю хладоагента. Из рис. 5 видно, что ни одна из присутствующих в спектре дисперсных частиц, вылетающих из сопла газогенератора ($d_* = 50$ мм), не пробивает текущую со скоростью 30 м/с струю хладоагента диаметром $d_c = 6$ мм.

Согласно рис. 4, скорость газообразных и дисперсных частиц вниз по потоку выхлопного факела газогенератора довольно быстро убывает. По этой причине при улавливании дисперсных частиц струей хладоагента вниз по потоку выхлопного факела от выходного сечения сопла газогенератора максимальная глубина проникания дисперсных частиц будет меньше рассчитанных максимальных глубин проникания y , показанных на рис. 5.

Использование предложенного способа позволяет получать, как уже говорилось, два типа порошков, принципиально отличающихся друг от друга, а именно: мелкодисперсный порошок с частицами, форма которых близка к сферической, и мелкодисперсный порошок с частицами клубневидной формы (частицы с «хвостиками», частицы «репка»).

На рис. 6 показан общий вид дисперсных частиц, полученных по данному способу на расстояниях $x/R_{aE} < 80$ (рис. 6, а) и $x/R_{aE} > 80$ (рис. 6, б), где $x/R_{aE} = 80$ — расстояние, при котором в выхлопном факеле достигается температура $T_s = T_{\text{кр}} = 0,8 T_{\text{пл}} = 1842$ К.

На рис. 6, а можно видеть большое количество дисперсных частиц клубневидной формы. Такой вид частиц говорит о следующем. Во-первых, морфология частиц указывает на то, что в момент улавливания их струей хладоагента частицы находились в расплавленном состоянии и имели температуру $T_s > T_{\text{кр}}$. Во-вторых, в момент проникания этих частиц в струю хладоагента их числа Вебера на несколько порядков пре-

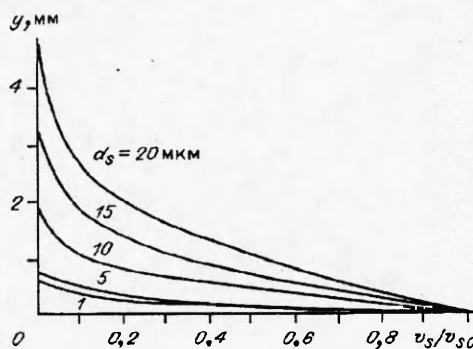


Рис. 5. Глубина проникания дисперсных частиц оксида алюминия, разогнанных в сопле Лаваля.

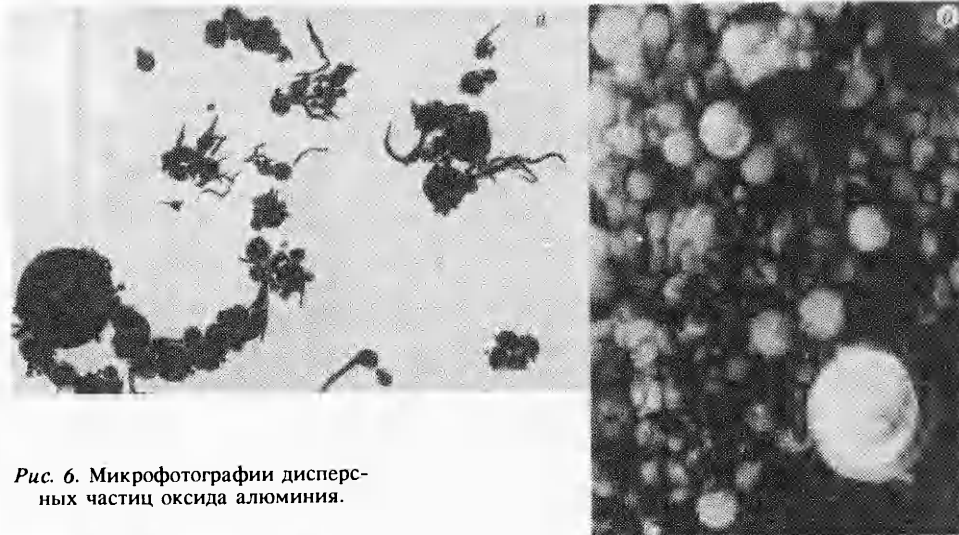
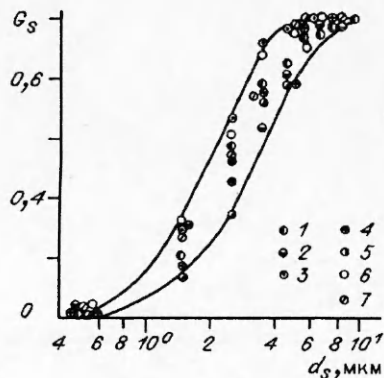


Рис. 6. Микрофотографии дисперсных частиц оксида алюминия.

вышли критическое число Вебера $We_* = 17 \div 22$ (для частиц оксида алюминия). Вследствие этого дисперсные частицы должны были бы раздробиться, однако в реальности этого не происходит. Причина, можно полагать, состоит в том, что в струе хладагента дисперсные частицы, двигаясь какое-то время в паровой рубашке, интенсивно охлаждаются, уменьшают свой размер за счет перевода некоторой доли своей массы в «хвостик», приобретая за счет последнего иной коэффициент лобового сопротивления и иную поверхность охлаждения, и быстро затвердевают.

Совсем другой вид имеют дисперсные частицы, уловленные по данному способу на расстояниях $x/R_{aE} > 80$ (см. рис. 6, б). Форма практически всех частиц близка к сферической, причем много мелких частиц с $d_s \leq 1$ мкм.

На рис. 7 представлены экспериментальные данные и предельные огибающие — интегральные кривые $G_s = f(d_s)$ распределения массы дисперсных частиц по размерам, полученные в различных точках выхлопного факела. Видно, что спектр конденсированных частиц охватывает диапазон размеров $d_s \in [(d_s)_{\min} \approx (0,3 \div 0,5) \text{ мкм}, (d_s)_{\max} \approx 10 \text{ мкм}]$, причем мелких частиц существенно больше, чем крупных. Действительно, массовая доля $G_s = 0,5$ принадлежит дисперсным частицам, размеры которых лежат в интервале $d_s \in [(d_s)_{\min} \approx (0,3 \div 0,5) \text{ мкм}, d_s = 2 \text{ мкм}]$, остальная такая же массовая доля $G_s = 0,5$ принадлежит дисперсным частицам, диапазон размеров которых в ~ 5 раз больше предыдущего, а именно $d_s \in [d_s > 2 \text{ мкм}, (d_s)_{\max} \approx 10 \text{ мкм}]$. Из рис. 7 также следует, что полученные дифференциальные кривые распределения массы дисперсных частиц по размерам (они получают дифференцированием интегральных кривых $G_s = f(d_s)$) асимметричны:



скошены в сторону больших размеров дисперсных частиц.

Помимо дисперсионного в настоящей работе проведен и химический анализ полученных дисперсных частиц. Обнаружено, что уловленные дисперсные частицы представляют собой модификацию $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3 = 86,3 \pm 0,6 \%$ и $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3 = 8,3 \pm 0,6 \%$ при уровне вероятности $\alpha = 0,9$, остальное — примеси.

Рис. 7. Интегральные кривые распределения массы дисперсных частиц по размерам.
 x/R_{aE} : 1—80, 2—85, 3—90, 4—95, 5—100, 6—110, 7—120.

В заключение отметим следующее. Известно, что в ближайшее время, согласно достигнутым договоренностям между странами СНГ и США, предостоят демонтаж определенного количества энергетических установок и их утилизация. При утилизации, как представляется, описанный метод мог бы оказаться полезным.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. 1725492. Способ получения порошка оксидов / Н.Н. Иванов, А.Н. Иванов, В.И. Соколов, А.Н. Дятлов. Заявл. 29.01.90.
2. Игнатов С.Ф., Шишкин Ю.Н. Легкоплавкая модель для исследования тепломассообмена на газодинамических установках // Уч. зап. НАГИ. — 1989. — XX, № 3.
3. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. и др. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания / Под ред. В.П. Глушко. — М.: ВИНТИ, 1971. — Т. 1.
4. Trunov A.P. and Zavelevich F.S. Gas and particles interaction in a supersonic jet // The Second Japan Soviet Union Joint Sym. Comput. Fluid Dynamics. University Hall of the University of Tsukuba. August 27—31, 1990.
5. Rudinger G. Penetration of Particles Injected into a Constant Cross Flow // AIAA J. — 1974. — 12, N 8. — P. 1138—1140.
6. Putman A. Integratable form of doplet drag coefficient // ARS J. — 1961. — 31, N 10.

125438, г. Москва,
НИИ тепловых процессов

Поступила в редакцию 6/V 1993

УДК 539.63:537.311.3

С.Д. Гилев

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УДАРНО-СЖАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Дан качественный анализ электромагнитных явлений в измерительной ячейке для исследования электрических свойств веществ при переходах в металлическое состояние. Существенное влияние на форму сигнала оказывает геометрия измерительной и силовой цепей, а также система нагружения. Разработана конструкция измерительной ячейки, обеспечивающая надежную регистрацию электропроводности вещества в ударных волнах.

Электрические свойства конденсированных веществ в ударной волне (УВ) могут быть эффективно исследованы путем анализа электромагнитного отклика образца на воздействие УВ [1—3]. При исследовании перехода диэлектрик — металл измерительная ячейка состоит из шунта в виде тонкой металлической фольги и непосредственно примыкающего к нему образца. В эксперименте измеряется напряжение на электродах, подключенных к поверхности раздела шунт — образец.

При исследовании перехода металл — металл ток течет по образцу и шунт как таковой отсутствует. В том и в другом случае имеются, с одной стороны, низкоомная силовая цепь, а с другой — движущиеся металлические проводники, смещающие или деформирующие силовые линии магнитного поля. Движение проводников в магнитном поле приводит к изменению магнитного потока через измерительную цепь, что фиксируется осциллографом как некоторый дополнительный сигнал, не связанный собственно с электрическим откликом образца на воздействие УВ. Для получения достоверной информации об электрических свойствах веществ в УВ необходим анализ электрических процессов не только в ударно-сжатом образце [1], но и во всей измерительной цепи.

Цель настоящей работы — качественный анализ электромагнитных явлений в ячейке, включающей в качестве составной части измерительный контур, цепь запитки и систему нагружения. Обсуждается конструкция

© С.Д. Гилев, 1994.