

## О ДИНАМИКЕ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ, СКОЛЬЗЯЩЕЙ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ СЫПУЧЕЙ СРЕДЫ

В. М. Бойко, А. Н. Папырин

(Новосибирск)

В проблеме изучения взрывов, возникающих при промышленной переработке и транспортировке порошковых материалов, важное значение принадлежит вопросу о механизме и динамике образования газозвесей за ударными волнами (УВ), скользящими вдоль границы раздела газ — порошок [1]. Исследованию этой задачи посвящены лишь отдельные работы [2—7], анализ которых проведен в [1]. Согласно [1], в настоящее время отсутствует единый подход к описанию процесса смесеобразования за ударными волнами, и имеющиеся экспериментальные данные недостаточны для построения реальной картины этого явления. Поэтому на данном этапе необходима прежде всего постановка систематических экспериментальных исследований в широком диапазоне параметров газа и частиц с применением диагностических методов, обеспечивающих регистрацию процесса с высоким пространственным и временным разрешением.

В настоящей работе приведены некоторые результаты экспериментального исследования динамики поведения различных порошковых материалов ( $d > 50$  мкм,  $\rho = 1,2 \div 8,6$  г/см<sup>3</sup>) за фронтом проходящей УВ ( $M = 2 \div 3$ ,  $p = 1$  атм), полученные с помощью метода многокадровой теневой лазерной визуализации.

1. Опыты проводили на установке [7], состоящей из ударной трубы с каналом прямоугольного сечения  $38 \times 56$  мм и длиной 4,5 м, диагностической аппаратуры, а также схемы управления и синхронизации. Слои порошка размещали в кювете площадью  $20 \times 200$  и глубиной 2 мм. Естественную засыпку порошка разравнивали и прикатывали так, чтобы шероховатости на ее поверхности практически не превышали размеров частиц.

За динамикой формирования двухфазной смеси наблюдали с помощью быстродействующей схемы многокадровой лазерной теневой визуализации. При этом длительность экспозиции ( $\sim 30$  нс), число кадров и интервалы времени между ними  $\Delta t$  задавались лазерным стробоскопическим источником света [8], а пространственно кадры разделялись высокоскоростным ждущим фоторегистратором ЖФР-3. Размер кадров  $24 \times 10$  мм, пространственное разрешение  $\sim 50$  мкм.

Система синхронизации обеспечивала необходимую последовательность запуска во времени отдельных элементов ударной трубы и диагностической аппаратуры, что давало возможность осуществлять точную привязку генерации импульсов света относительно момента прохождения УВ исследуемой области.

В каждом опыте регистрировалась серия из 15—20 кадров, отражающая динамику исследуемого процесса за время  $t \sim 600$ —800 мкс. Длительность постоянных параметров потока за фронтом УВ составляла не менее 700 мкс.

2. Предыдущие исследования [2—4] показали, что очень сильное воздействие на процесс смесеобразования оказывает наличие выступающей над поверхностью стенки передней границы засыпки. С целью свести к минимуму влияние этого эффекта порошок размещали в кювете таким образом, что поверхность засыпки находилась на одном уровне с поверхностью нижней стенки ударной трубы. Опыты показали, что возмущение газового потока, вносимое границами кюветы, было незначительным и не оказывало заметного влияния на динамику подъема частиц.

Рис. 1. Серия теневых фотографий, иллюстрирующих динамику образования двухфазной смеси за УВ, скользящей вдоль поверхности раздела газ — порошок;  $M = 2,7$ ,  $p = 1$  атм,  $\Delta t = 40$  мкс.



На рис. 1 приведена серия фотографий, иллюстрирующая динамику подъема сферических частиц оргстекла диаметром  $d = 200 \div 250$  мкм (плотность  $\rho = 1,2$  г/см<sup>3</sup>) за проходящей волной, скользящей вдоль засыпки порошка. Увеличение оптической системы и интервал времени между кадрами подбирались так, чтобы расстояние, проходимое фронтом УВ за время между двумя последовательными экспозициями не превышало размеров кадра (последовательные положения фронта волны, движущейся справа налево, видны на кадрах 1, 2). Это позволяло непрерывно наблюдать за динамикой слоя сыпучей среды. Область наблюдения находилась на расстоянии 150 мм вниз по потоку от передней границы кюветы. Исходное состояние поверхности засыпки представлено на кадре 1, на последующих кадрах начальное положение границы раздела фаз отмечено светлой линией.

Из рис. 1 видно, что в процессе взаимодействия с УВ происходят следующие характерные изменения: увеличивается шероховатость поверхности засыпки и одновременно растет ее толщина, отдельные частицы отрываются с поверхности слоя и уносятся газовым потоком. Наличие взвешенных в потоке частиц становится заметным через 70—80 мкс (кадры 3, 4). С этого времени над поверхностью засыпки образуется растущий по толщине двухфазный слой.

С помощью фотографий, подобных рис. 1, можно было определить характер изменения концентрации дисперсной фазы в заданной области канала в любой момент времени. Очевидно, что при измерении толщины двухфазного слоя принципиальное значение имеет выбор критерия, по которому определяется верхняя граница этого слоя. В данных опытах, т. е. при использовании теневого метода регистрации, наиболее просто было фиксировать два параметра: максимальную высоту подъема отдельных частиц  $h_+$  и высоту верхней границы «сплошного» (оптически непрозрачного) слоя порошка  $h_-$ .

Оценим значение объемной концентрации дисперсной фазы на уровне  $h_-$ . Считаем, что  $h_-$  соответствует высоте, выше которой отсутствует наложение изображений частиц, т. е. в объеме, ограниченном поперечным сечением частицы и шириной засыпки  $l$ , находится не более одной частицы,  $\frac{\pi}{6} d^3 \varphi \left/ \left( \frac{\pi}{4} d^2 l \right) \leq 1$ . В условиях данных опытов  $l \sim 20$  мм,  $d = 200 \div 250$  мкм, что соответствовало значению  $\varphi \sim 1\%$ .

На рис. 2 приведены зависимости  $h_+(t)$  и  $h_-(t)$  в опытах по взаимодействию УВ со слоями сферических частиц оргстекла и бронзы ( $\rho = 8,6$  г/см<sup>3</sup>). На рис. 3 представлены зависимости  $h_-(t)$  для частиц оргстекла  $d = 200 \div 250$  мкм при различной интенсивности проходящих УВ. Как следует из приведенных данных, скорость подъема дисперсной фазы зависит от динамического напора газа ( $u, \rho_g$ ) и инерционных

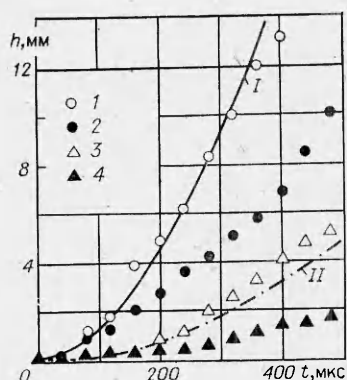


Рис. 2. Высота подъема частиц над границей раздела в зависимости от времени взаимодействия с УВ;  $M = 2,7$ ,  $p = 1$  атм,  $d = 200 \div 250$ .  
 1, 2 —  $\rho = 1,2$  г/см<sup>3</sup>; 3, 4 —  $\rho = 8,6$  г/см<sup>3</sup>; 1, 3 — максимальная высота  $h_{\pm}$ ; 2, 4 — высота  $h_{\pm}$ , соответствующая  $\varphi \sim 1\%$ .

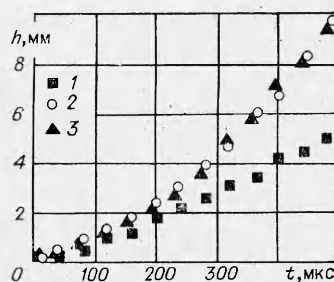


Рис. 3. Зависимости  $h_{\pm}(t)$  при различной интенсивности ударных волн;  $d = 200 \div 250$  мкм,  $\rho = 1,2$  г/см<sup>3</sup>.  
 1 —  $M = 2,1$ ,  $p = 1$  атм; 2 —  $M = 2,7$ ,  $p = 1$  атм; 3 —  $M = 3,3$ ,  $p = 0,5$  атм.

свойств частиц ( $d, \rho$ ) и растет с увеличением  $u, \rho_r$  и уменьшением  $d, \rho$ .

3. Приведем некоторые соображения относительно механизма подъема дисперсной фазы в условиях данных экспериментов, т. е. при использовании достаточно крупных сферических частиц ( $d > 50 \div 100$  мкм). Специальные опыты, в которых изучалось взаимодействие УВ с «одиночными» частицами, расположенными на полированной поверхности нижней стенки ударной трубы, показали, что «одиночная» частица ( $d > 50$  мкм) движется вдоль поверхности и не поднимается вверх до тех пор, пока она не столкнется с какой-либо преградой, например со специально установленной на поверхности стенки проволочкой. В опытах, когда «одиночные» частицы в исходном состоянии располагались за преградой, в 10—20 раз превышающей их размеры и приводящей к турбулизации газового потока, подъема также не наблюдалось. Эти факты свидетельствуют о принципиальной роли эффекта столкновения в подъеме дисперсной фазы. Поэтому подъем частиц, расположенных на «гладкой» поверхности, можно, по-видимому, осуществить только в случае их «множества», т. е. при реализации условий, когда они соударяются между собой.

Эта ситуация, на наш взгляд, и имеет место при взаимодействии скользящего потока с поверхностью достаточно плотно упакованного слоя порошка. Частицы, находящиеся на поверхности, под действием силы аэродинамического сопротивления начинают передвигаться, непрерывно сталкиваясь между собой. Это приводит к росту «шероховатостей» на поверхности слоя, разрыхлению засыпки и увеличению ее толщины, подъему порошка и образованию двухфазного слоя, концентрация дисперсной фазы в котором уменьшается к его верхней границе.

Фотографии двухфазного потока, полученные по методу лазерного «ножа» [9], показывают (рис. 4), что в оптически прозрачной области двухфазного слоя (в условиях данных опытов  $\varphi < 1\%$ ) траектории частиц не пересекаются. Отсюда следует, что столкновения происходят в основном в области, прилегающей к поверхности засыпки, где  $\varphi > 1\%$ .

В результате упругого удара частицы, движущейся поступательно, о преграду происходит не только изменение ее первоначальной импульса, но и приобретение угловой скорости  $\omega$ , т. е. вертикальная составляющая скорости частицы, ответственная за ее подъем, может возникнуть как в результате упругого отражения, так и под действием силы Магнуса. Оценим вклад каждого из этих двух факторов в динамику подъема.

С учетом поперечной силы уравнение движения частицы запишем в виде [10]

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = 2 \frac{\rho_r}{\rho} [\omega \vec{V}] - \frac{3}{4} \frac{C_d \rho_r}{\rho} |\vec{V}| \vec{V}, \quad \vec{V} = \vec{v} - \vec{u}, \quad (1)$$



Рис. 4. Траектории движения частиц в двухфазном слое, полученные по методу лазерного «пожа».

где  $\rho_r$  — плотность газа;  $C_d$  — коэффициент аэродинамического сопротивления;  $\vec{v}$ ,  $\vec{u}$  — векторы скорости частицы и газа. Рассмотрим движение в плоскости  $x, y$ , считая, что  $\omega_x = \omega_y = 0$ ,  $\omega_z = \omega$ ,  $u_x = u_0$  (где  $u_0 = \text{const}$ ),  $u_y = 0$ . Проектируя уравнение (1) на оси координат, получим:

$$\frac{dv_x}{dt} = 2 \frac{\rho_r}{\rho} \omega v_y - \frac{3}{4} \frac{C_d \rho_r}{d \rho} |v_x - u_0| (v_x - u_0) \quad (2)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -2 \frac{\rho_r}{\rho} \omega (v_x - u_0) - \frac{3}{4} \frac{C_d \rho_r}{d \rho} v_y^2 \quad (3)$$

Будем считать, что до удара частица не вращалась и в результате удара скольжение частицы прекращается. Тогда, следуя [10], нетрудно показать, что  $\omega \leq 1,5 v_0/d$ , где  $v_0$  — поступательная скорость частицы в момент удара. Ограничившись случаем  $\omega = 1,5 v_0/d$ , преобразуем (2) и (3) к виду

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{\tau} \frac{(u_0 - v_x) |u_0 - v_x|}{u_0} (1 + m), \quad (4)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{1}{\tau} \frac{4v_0 (u_0 - v_x)}{C_d u_0} (1 - n), \quad (5)$$

$\tau = \frac{4}{3} \frac{\rho d}{\rho_r C_d u_0}$  — характерное время скоростной релаксации,

$$m = \frac{4v_0}{C_d} \frac{v_y}{(u_0 - v_x)^2}, \quad n = \frac{C_d}{4v_0} \frac{v_y^2}{(u_0 - v_x)}. \quad (6)$$

В начальной стадии движения  $v_x \ll u_0$ ,  $v_y \ll u_0$ ,  $v_0 < u_0$ ,  $C_d \sim 1$ , следовательно,  $m \ll 1$ ,  $n \ll 1$  и в первом приближении ими можно пренебречь, т. е.

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{\tau} \frac{(u_0 - v_x)^2}{u_0} \quad (7)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{1}{\tau} \frac{4v_0 (u_0 - v_x)}{C_d u_0} \quad (8)$$

Из (7), (8) получим выражение для скорости подъема частиц под действием силы Магнуса

$$v_y(t) = b \ln(1 + t/\tau), \quad (9)$$

$$b = \frac{4v_0}{C_d} = \frac{8}{3} \frac{\omega d}{C_d} \quad (10)$$

Найдем условия применимости приближения (7), (8). Допустим, что  $m < k$ ,  $n < k$ , где  $k = \text{const}$ . Тогда из (6) получим

$$v_y/(u_0 - v_x) \leq k^{2/3}. \quad (11)$$

Из (7) следует  $u_0 - v_x = u_0/(1 + t/\tau)$ , и (11) преобразуем к виду

$$v_y/u_0 \leq k^{2/3}/(1 + t/\tau). \quad (12)$$

Максимальное значение  $k$ , при котором выполняются (7), (8), можно

оценить, задав погрешность в определении  $v_y$ , например,

$$\frac{\Delta v_y}{v_u} = \frac{b \ln(1 + t/\tau) - \frac{1-k}{1+k} b \ln[1 + (1+k)t/\tau]}{b \ln(1 + t/\tau)} \leq 0,4,$$

откуда следует

$$[1 + (1+k)t/\tau](1-k)/(1+k) \geq (1 + t/\tau)^{0,9}. \quad (13)$$

Таким образом, если выполняются условия (12), (13), то максимальную скорость подъема частиц под действием силы Магнуса  $v_{yM}$  можно определить из соотношения (9), тогда как максимальная скорость подъема, обусловленного упругим отражением от преграды  $v_{y0}$ , не превышает  $v_0$ .

Простые оценки показывают, что при  $C_d \sim 0,7$   $v_{yM}/v_{y0} > 1$ , начиная с  $t \geq 0,2\tau$ , и при  $t \sim \tau$   $v_{yM}/v_{y0} > 4$ , т. е. действие силы Магнуса должно оказывать существенное влияние на динамику подъема дисперсной фазы.

Интегрируя (9), получим выражение для высоты подъема частиц в зависимости от времени взаимодействия с газовым потоком

$$h(t) = b\tau\{1 + (1 + t/\tau)[\ln(1 + t/\tau) - 1]\}. \quad (14)$$

Для опытов, представленных на рис. 2, данное выражение справедливо, так как условия (12), (13) не нарушаются ( $v_y = dh_+/dt < 60$  м/с при  $t \leq 2\tau$ ;  $u_0 = 660$  м/с;  $\rho_r = 4,3$  кг/м<sup>3</sup>;  $C_d \sim 0,7$ ;  $d \sim 200$  мкм;  $\rho = 1,2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $\tau \sim 160$  мкс). Сопоставление экспериментальных данных  $h_+(t)$  и рассчитанных по (14) значений  $h(t)$  показывает, что выражение (14) качественно правильно отражает характер изменения высоты подъема частиц во времени. Удовлетворительное количественное совпадение значений  $h_+(t)$ , определенных экспериментально и из расчета, наблюдается при  $b = 50$  м/с (см. рис. 2, I, II).

Оценим  $v_0$  и соответствующую ей частоту вращения  $f = \omega/2\pi$ , которые необходимы для обеспечения наблюдаемого в эксперименте подъема частиц. Из выражения (8) легко получить, что параметру  $b = 50$  м/с соответствуют значения  $v_0 \geq 8$  м/с и  $f \sim 10^4$  1/с, которые, на наш взгляд, вполне реальны. Например, в [11] экспериментально зафиксировано вращение частиц  $d \sim 200$  мкм с частотой  $f \sim 2 \cdot 10^3$  1/с при истечении двухфазной струи из трубы со скоростью  $\sim 28$  м/с.

Таким образом, проведенные исследования позволяют высказать предположение о том, что в механизме формирования двухфазного слоя за УВ ( $M = 2 \div 3$ ,  $p = 1$  атм), скользящей вдоль поверхности слоя сферических частиц размером  $50 \div 500$  мкм и плотностью материала  $1,2 \div 8,6$  г/см<sup>3</sup>, важную роль играют столкновения частиц, приводящие к их вращению и, как следствие, к появлению силы Магнуса. Показано, что ее действием можно удовлетворительно объяснить динамику подъема сферических частиц в указанном диапазоне параметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Цыганов. 1-st Intern. Colloquium on Explosibility of Industrial Dusts. Baranow. Part 2, 1984.
2. J. H. Gerrard. Brit. J. Appl. Phys., 1963, 14, 4, 186.
3. V. Fletcher. J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9, 2, 197.
4. W. Mezker, K. Bracht. Intern. J. Multiphase Flow, 1978, 4, 1, 89.
5. T. Suzuki, T. Adashi. 13-th Intern. Symp. Space Technol. Tokyo, 1983.
6. В. П. Коробейников, В. В. Марков, И. С. Меньшов. 1-st Intern. Colloquium on Explosibility of Industrial Dusts. Baranow. Part 1, 1984.
7. В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский. 3-rd Intern. School on Explosibility of Industrial Dusts. Turawa. Part 2, 1982.
8. В. М. Бойко, А. А. Карнаухов, В. Ф. Косарев и др. ПМТФ, 1982, 3, 64.
9. В. М. Бойко, Т. П. Гавриленко, А. Н. Папырин и др. ФГВ, 1983, 19, 3, 126.
10. М. А. Гольдштик, В. Н. Сорокин. ПМТФ, 1968, 6, 149.
11. А. А. Чернов. Докл. АН СССР, 1955, 105, 6, 1170.

Поступила в редакцию 15/II 1986