

УДК 532.593

**ВЛИЯНИЕ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ ИЗ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ  
НА ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ****Сабденов К.О.**(профессор, кафедра «Физика», СКГУ им. М. Козыбаева, г. Петропавловск)  
*sabdenovko@mail.ru***Укенов Н.К.**(магистрант, кафедра «Физика», СКГУ им. М. Козыбаева, г. Петропавловск,  
*ukenov.niyazbek@mail.ru*)**Аңдатпа**

Тұрақты қима құбырында жылдамдату поршені арқылы болған қозғалыс ортасында, газ / бөлшектердің екіфазалы ортасындағы газды – динамикалық үрдістер математикалық модельдеу жолымен зерттелді. Соққы толқынының дамуына шаңның әсерінің негізгі заңдылықтары анықталды. Ортадағы бөлшектердің салыстырмалы шоғырлануының газда болуы ортаның динамикасына қатты әсер етуінен өзгеру интервалы анықталды.

**Түйінді сөздер:** екіфазалы орта, қалыпты теңестіру, соққы толқыны.

**Аннотация**

Путем математического моделирования исследованы газодинамические процессы в двухфазной среде газ/частицы, где движение среды вызвано ускоряющимся поршнем в трубе постоянного сечения. Установлены основные закономерности влияния пыли на развитие ударной волны. Определены интервалы изменения относительной концентрации частиц в среде, когда их присутствие в газе сильно влияет на динамику среды.

**Ключевые слова:** двухфазная среда, уравнение состояния, ударная волна.

**Annotation**

The gas dynamic processes in the two – phase environment of gases or particles were investigated by mathematical model operation, where driving of the environment was caused by the accelerating piston in a pipe of uniform cross section. The main consistent patterns of the influence of dust on development of a shockwave were determined. The intervals of change of the relative particles' concentration in the environment were defined, when their presence at gas strongly influences dynamics of the environment.

**Key words:** two – phase environment, the equation of state, shockwave.

**Введение**

Производственные помещения в пищевой, перерабатывающей и угледобывающей промышленности часто бывают запыленными из – за присутствия в воздухе мелких взвешенных частиц. Это могут быть частицы муки, шерсти, хлопка, воды или других жидкостей, сахарной пудры, угольной пыли и т.д. Если эти частицы способны к химической реакции с кислородом воздуха, то образовавшаяся смесь может представлять большую опасность из – за возможности возникновения взрывов [1, 2].

Но взвешенные частицы в воздухе могут играть и полезную роль, в случае химически инертных частиц они могут эффективно подавлять любые возмущения скорости воздуха за счет снижения его сжимаемости, диссипации кинетической энергии движения газа, поскольку при большой концентрации частиц они обладают большой поверхностью контакта с воздухом [2].

Общий подход к анализу гидродинамических и газодинамических явлений в таких двухфазных средах очень сложен из – за множества возможных сценариев развития возможных процессов. Поэтому приходится исследовать только один из выделенных физических факторов и его влияние на возможный ход событий. Одной из

интересных для практики задач видится формирование газодинамических возмущений в двухфазной среде под внешним воздействием.

*Постановка задачи.* Рассмотрим движение двухфазной среды, в трубе сечением  $S$  и длиной  $L$ . Внутри трубы находится диск сечением  $S$  и разделяющий область внутри трубы на две части – полупространства (Рисунок 1).

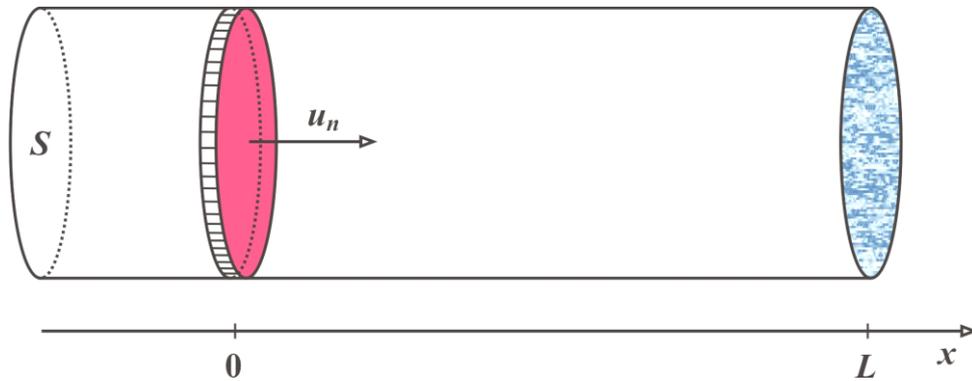


Рисунок 1 Движение двухфазной среды в трубе

Основная часть двухфазной среды состоит из газа (воздуха) с плотностью  $\rho_g$ . Газовая постоянная воздуха  $R_g$  при начальной температуре  $T_0 = 25^\circ\text{C}$  равна  $R_g = 287$  Дж/(кг·К), теплоемкость при постоянном объеме  $c_v = 714$  Дж/(кг·К), показатель адиабаты  $k = 1.4$ . Эти параметры в дальнейшем полагаются постоянными, их зависимость от давления и температуры не учитывается. Теплоемкость вещества твердых частиц полагается равной теплоемкости воздуха, для газов и многих органических веществ они отличаются не сильно [3], поэтому учет их малого отличия не вносит заметного влияния на динамику двухфазной среды.

Диск свободно может передвигаться внутри трубы по произвольному закону движения  $x(t)$ ,  $t$  – время. Правая часть трубы закрыта. Частицы в газе считаются броуновскими и химически инертными, плотность их вещества  $\rho_c$ . Они легко переносятся вместе с газом и быстро с ним обмениваются энергией. В этом случае диссипацию энергии газа можно не учитывать, частицы и воздух имеют всегда одинаковую температуру  $T$ . Различие такой среды от газа проявляется только в ее сжимаемости, что отражается на ее уравнении состояния. Двухфазная среда характеризуется плотностью  $\rho$ , для нее можно использовать уравнение, предложенное в работе [4]:

$$\rho = \frac{\rho_c}{1 + (1 - \varepsilon) \left( \frac{\rho_c R_g T}{p} - 1 \right)}. \quad (1)$$

Это равенство, связывающее давление  $p$ , температуру  $T$  и относительную объемную концентрацию частиц  $\varepsilon$  ( $0 \leq \varepsilon \leq 1$ ), является уравнением состояния двухфазной среды: если  $\varepsilon = 1$ , то среда полностью состоит из твердой фазы и  $\rho_c = \rho$ . В другом предельном случае  $\varepsilon = 0$  получается знакомое уравнение состояния идеального газа

$$\rho = \frac{p}{R_g T} = \rho_a.$$

Запишем приведенное выше уравнение состояния в виде

$$p = (1 - \varepsilon) \frac{\rho_c \rho_g R_g T}{\rho_c - \varepsilon \rho} \quad (2)$$

Выделим в трубе удельный элемент массы  $m$ , отнесенный к единице площади. Эта масса имеет размерность кг/м<sup>2</sup> и она определена как [5]

$$m = \int_{x(t)}^x \rho \cdot dx,$$

где  $\rho$  – плотность газа, кг/м<sup>3</sup>. Полная масса газа на участке трубы длиной  $L = x - x(t)$  равно  $m \cdot S$ . От пространственной координаты  $x$  перейдем к координате Лагранжа  $m$ . Тогда с учетом формулы (1) одномерные по пространству уравнения движения двухфазной среды со скоростью  $u$  в массовой координате  $m$  Лагранжа можно записать в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial m}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + p \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad (6)$$

$$p = \frac{(1 - \varepsilon) \rho_c}{\rho_c - \varepsilon / g} (k - 1) \frac{E}{g}. \quad (7)$$

В уравнениях (3) – (7) приняты обозначения:  $x$  – координата Эйлера, она связана с неподвижной точкой наблюдения;  $v$  – удельный объем,  $v = 1/\rho$ , м<sup>3</sup>/кг;  $E = c_v T$  – удельная внутренняя энергия, Дж/кг.

Уравнения (3) – (7) выражают основные законы сохранения в дифференциальной форме, так уравнение (3) представляет собой закон сохранения импульса; (4) – кинематическое уравнение; (5) – представляет закон сохранения массы; (6) – закон сохранения энергии. Последнее соотношение (7) – это уравнение состояния двухфазной среды, оно получается с использованием преобразований:

$$\rho R T = \rho T \frac{R}{c_v} c_v = \rho T (k - 1) c_v = (k - 1) \rho E,$$

$$k = \frac{c_p}{c_v}, \quad E = c_v T,$$

где  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении.

Уравнения (3) – (7) решались с помощью численного метода Неймана – Рихтмайера [5] с добавлением в уравнение сохранения импульса вязкой диссипации со второй производной [6]

$$\nu \frac{\partial^2 u}{\partial m^2}, \quad \nu = 0.03.$$

Это необходимо для дополнительного сглаживания пульсаций на фронте ударной волны, при выбранном значении  $\nu$  такая вязкая диссипация практически не вносит ошибок в результаты расчета. Коэффициент  $\lambda$  в искусственной диссипации Неймана – Рихтмайера принят равным  $\lambda = 1.5$ .

Для покоящейся вначале двухфазной среды использованы следующие начальные условия при  $t = 0$ :

$$u = 0; \quad E = E_0 = c_v T_0, \quad T_0 = 298 \text{ K}; \quad \mathcal{G} = 1 / \rho_0.$$

Начальная плотность  $\rho_0$  рассчитывается по формуле (1). Общая расчетная область по координате Лагранжа имеет длину от 0 до  $m_1 = 1.0 \text{ кг/м}^2$ . Граничные условия приняты в виде:

$$m = 0: \quad u = 4 \cdot 10^7 t, \quad t \leq 10^{-4} \quad \& \quad u = 0, \quad t > 10^{-4};$$

$$m = m_1: \quad u = 0.$$

Большое ускорение поршня  $4 \cdot 10^7 \text{ м/с}^2$  имитирует его движение в виде резкого и сильного удара, приводящего к образованию в среде сильной ударной волны с амплитудой давления около 16 атм. Результаты моделирования для чистого воздуха ( $\varepsilon = 0$ ) приведены на Рисунке 2.

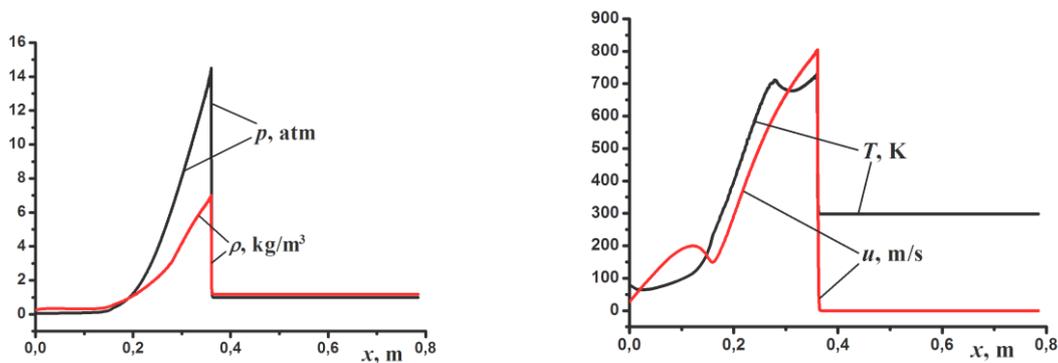


Рисунок 2 Распределения по пространству давления, плотности (слева) и температуры и скорости воздуха (справа) при времени  $t = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$

Результаты на Рисунке 1 проверялись с точными аналитическими решениями [7], по этому рисунку легко проверить, что в ударной волне выполняются известные равенства

$$\frac{\rho_{\max}}{\rho_0} = \frac{k+1}{k-1}, \quad \frac{T_{\max}}{T_0} = \frac{k-1}{k+1} \frac{p_{\max}}{p_0}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь влияние пыли на характеристики инициируемой ударной волны. Очень малая добавка мелкодисперсных частиц с объемным содержанием  $\varepsilon = 0.05$  уже вносит заметное отличие в результаты, представленные на Рисунке 1. Сравнение результатов на Рисунке 2 показывает небольшое усиление амплитуды давления во фронте ударной волны, на рис. она чуть меньше 15 атм., а на Рисунке 3 – немного превышает 15 атм.

Это также видно по различию положения в пространстве переднего фронта ударной волны, при равных временах  $t = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$  фронт располагается ближе к точке 0.4 м.

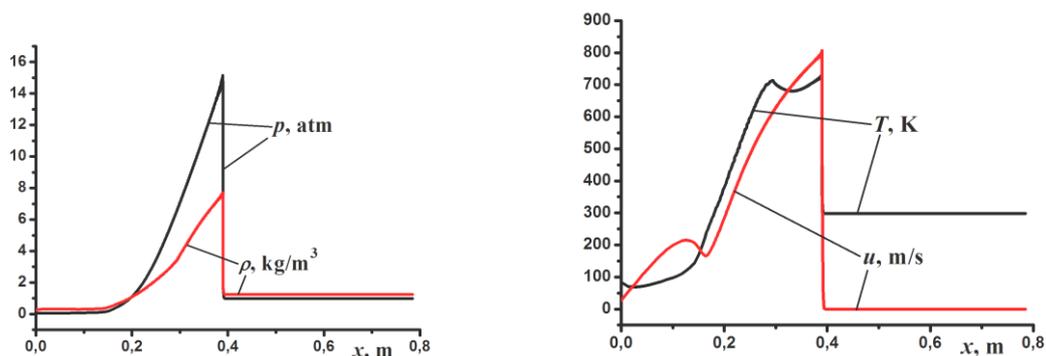


Рисунок 3 Распределения по пространству давления, плотности (слева) и температуры и скорости двухфазной среды (справа) при  $\varepsilon = 0.05$  и времени  $t = 3 \cdot 10^{-3}$  с

Параметры на ударной волне и волне разрежения при  $\varepsilon = 0.1$  показаны на Рисунке 4. Увеличение твердой фазы еще больше усиливает амплитуду ударной волны и ее скорость движения. В это же время видим, что в волне разрежения практически изменений не наблюдается.

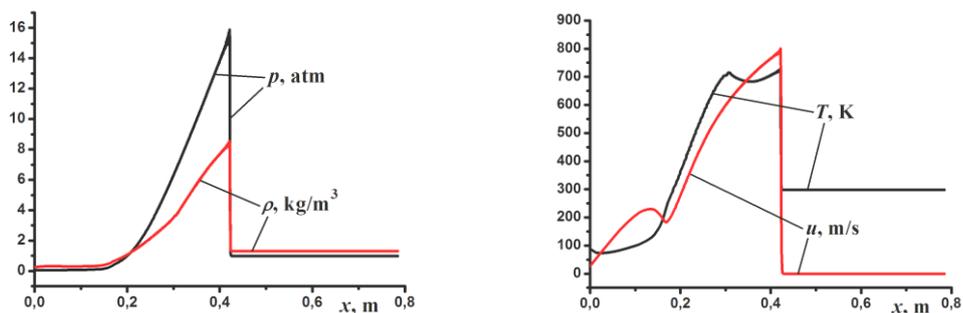


Рисунок 4 Распределения по пространству давления, плотности (слева) и температуры и скорости двухфазной среды (справа) при  $\varepsilon = 0.1$  и времени  $t = 3 \cdot 10^{-3}$  с

### Заключение

Таким образом, моделирование формирования ударной волны в газе с взвешенными частицами мелкодисперсной фазы показало ускорение процесса образования ударной волны, по сравнению с отсутствием в воздухе пыли. Вместе с этим растет и максимальный перепад давления в ударной волне. Это означает, что если частицы пыли способны к химической реакции с содержащимся в воздухе кислородом, то эти частицы играют своего рода катализаторов их воспламенения. На Рис. 2, 3 не заметно повышение температуры в ударной волне, поскольку возрастание температуры согласно формулам (8) очень мало. Но к небольшим изменениям температуры следует относиться серьезно, учитывая чрезвычайно высокую чувствительность химических реакций к повышению температуры: например, в смеси кислорода с водородом при 400 С заметная химическая реакция не обнаруживается, но при температуре 410 С происходит сильный взрыв [8].

Максимальное давление и плотность во фронте ударной волны можно в интервале изменения относительной объемной концентрации частиц пыли  $\varepsilon$  от 0 до 0.4 хорошо аппроксимируются линейными зависимостями:

$$p_{\max} = p_{\max,0}(1 + 1.12\varepsilon), \quad \rho_{\max} = \rho_{\max,0}(1 + 2.64\varepsilon),$$

где  $p_{\max,0}$ ,  $\rho_{\max,0}$  – аналогичные значения давления и плотности для чистого газа.

В уравнение (1), как и в (2) не входят размеры и массы частиц, это представляется грубым приближением, поскольку в работе [4] не дается обоснование отсутствию в (1) физических характеристик частиц. Любое движение газовой фазы должно приводить к такому же движению фазы из частиц, которые хоть и малы, но по массе значительно превосходят молекулы воздуха. Поэтому в особенности во фронте ударной волны, где имеются очень большие градиенты скорости газа, фаза частиц должна несколько отставать от газовой фазы. Тогда должно наблюдаться несколько другая физическая картина процесса движения ударной волны, чем представленная на Рисунках 1 – 4. В перспективе следует детально проанализировать этот вопрос.

#### Литература:

1. Маршалл В. Основные опасности химических производств. Учебник для вузов. – М.: Стройиздат, 1990.
2. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия: В 2-х кн. Пер. с англ. / Под ред. Я. Б. Зельдовича, Б. Е. Гельфанда. – М.: Мир, 1986.
3. Седунов Ю. С., Авдюшин С. И., Борисенков Е. П. и др. Атмосфера. Справочник. – Ленинград: Гидрометеоздат, 1991.
4. Максимов Э. И., Мержанов А. Г. К теории горения конденсированных веществ // Физика горения и взрыва. – 1966. Т. 4, № 1. – С. 47 – 58.
5. Прикладная механика сплошных сред: В трех томах / Под ред. Селиванова В.В. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999.
6. Сабденов К.О., Ерзада М. Математическое моделирование систем и процессов. – Астана: ЕНУ им. Л. Н. Гумилева, 2014.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика: Издание 5. – М.: Физматлит, 2001.
8. Lewis В. and von Elbe G. Combustion, Flames and Explosions of Gases. 3<sup>rd</sup> edit. New York: Academic Press, 1987.