

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ НАСЫПНОЙ СРЕДЫ И ПАДАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ДАВЛЕНИЕ НА ЭКРАНИРУЕМОЙ ПЛОСКОЙ СТЕНКЕ

А. Г. Кутушев, С. П. Родионов

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики СО РАН,
625000 Тюмень

Приведены результаты численного эксперимента по исследованию влияния параметров слоя пористой порошкообразной среды и падающей воздушной ударной волны на характер импульсного нагружения экранируемой плоской стенки. Проанализирована зависимость полного напряжения смеси и давления порохового газа на жесткой стенке от пористости среды, плотности материала, диаметра частиц, протяженности экранирующего слоя, длины воздействующей ударной волны. Показано, что наиболее заметное влияние на амплитуду полного давления порошкообразной среды на твердой стенке за отраженной ударной волной оказывает протяженность экрана. Получено соотношение для оценки числа максимумов полного давления смеси на стенке в процессе отражения от нее ударной волны.

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы динамического взаимодействия воздушных ударных волн с жесткими стенками, покрытыми экранирующими слоями пористых материалов и сыпучих сред, экспериментально и теоретически исследовались во многих работах, и в частности в [1–4]. В большинстве из них, как, например, в [1–3], изучены закономерности процесса усиления ударно-волновой нагрузки на твердые поверхности при наличии экранов из сильносжимаемых пористых материалов типа пенополиуретана и пенопласта. Для описания опытных данных в [1, 2] использована сравнительно простая односкоростная термодинамически-равновесная схема газовой и несжимаемой конденсированной фаз. Расчетным путем показана неполная адекватность описания процесса нагружения экранируемой преграды в рамках равновесной модели двухфазной среды, поскольку не учитывались упругость «скелета» экрана, межфазный теплообмен и скольжение фаз. В [3] для объяснения затухающего характера пульсаций давления на экранируемом торце трубы предложена простая механическая модель, имитирующая воздействие УВ на жесткую преграду, облицованную идеально пластическим вязкоупругим материалом. В [4] показана приемлемость модели [3] для ка-

чественного описания экспериментальных данных по экранированию УВ сыпучими средами. Из работ [3, 4] следует, что при математическом моделировании волновых процессов в экранирующих слоях сыпучих материалов необходимо учитывать упругость, пластичность и вязкоупругость «скелета» порошка.

В [5] в рамках модели двухфазной сыпучей среды с уравнением состояния нелинейно-упругого тела для скелета порошка осуществлено математическое моделирование процесса экранирования сыпучим слоем ударно-волнового воздействия на торец трубы. Сравнением численных решений с экспериментальными данными [4] показана адекватность описания волнового процесса, выполненного на основе используемой математической модели порошкообразной среды. В [6] сообщаются результаты аналогичного численного исследования, но проведенного в рамках модели двухфазной линейно-вязкоупругой среды. Следует отметить, что применение математической модели [6] требует задания большего, чем в [5], количества эмпирических констант. В [7] для расчета сильных УВ в сыпучих средах или спеченных порошках развита модель двухфазного упругопластического тела.

В данной работе, являющейся логическим продолжением [5], численно анализирует-

ся влияние параметров насыпной среды и падающей воздушной УВ на изменение во времени полного давления порошкообразной среды на экранируемой жесткой стенке.

ИСХОДНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ФАЗ ПОРОШКООБРАЗНОЙ СРЕДЫ

Пусть имеется пористая порошкообразная среда, представляющая собой смесь контактирующих между собой твердых частиц и газа, заполняющего поровое пространство между частицами. Для описания ее движения принимаются следующие предположения [8]: дисперсные частицы порошкообразной среды представляют собой совокупность несжимаемых, но деформируемых монодисперсных твердых включений сферической формы; размеры включений в смеси многократно больше молекулярно-кинетических масштабов и в то же время много меньше расстояний, на которых макроскопические параметры фаз меняются значительно (вне поверхностей ударных волн); влияние вязкости и теплопроводности газа существенно лишь при взаимодействии газовой и дисперсной фаз; отсутствуют процессы дробления и спекания частиц, а также фазовые превращения; влияние сил Бассэ и присоединенных масс на параметры движения не учитывается; изменение внутренней энергии порошкообразной среды, обусловленное работой силы межфазного трения, целиком осуществляется через газовую фазу; несущая газовая фаза представляет собой идеальный калорически совершенный газ. При сделанных допущениях основные дифференциальные уравнения движения порошкообразных сред имеют следующий вид [5, 8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g v_g}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s v_s}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial \rho_g v_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g v_g^2}{\partial x} + \alpha_g \frac{\partial p_g}{\partial x} &= -\alpha_g F_{g,s}, \\ \frac{\partial \rho_s v_s}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s v_s^2}{\partial x} + \alpha_s \frac{\partial p_g}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_s^{xx}}{\partial x} &= \alpha_g F_{g,s}, \\ \frac{\partial \rho_s e_{s,T}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s e_{s,T} v_s}{\partial x} - \xi_{s,T} \sigma_s^{xx} \frac{\partial v_s}{\partial x} &= Q_{g,s}, \\ \frac{\partial \rho_s e_{s,e}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s e_{s,e} v_s}{\partial x} - (1 - \xi_{s,T}) \sigma_s^{xx} \frac{\partial v_s}{\partial x} &= 0, \quad (1) \\ \frac{\partial (\rho_g E_g + \rho_s E_s)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g E_g v_g + \rho_s E_s v_s)}{\partial x} &+ \end{aligned}$$

$$+ \frac{\partial ((p_g \alpha_g v_g + p_g \alpha_s v_s) - \sigma_s^{xx} v_g)}{\partial x} = 0,$$

$$\rho_i = \rho'_i \alpha_i, \quad E_i = e_i + 0,5 v_i^2 \quad (i = s, g),$$

$$\alpha_g + \alpha_s = 1, \quad e_s = e_{s,T} + e_{s,e}.$$

Здесь представлены уравнения сохранения масс и импульсов газовой и дисперсной фаз, уравнения притока тепла для тепловой и упругой составляющих внутренней энергии частиц порошкообразной среды и закон сохранения полной энергии дисперсной среды в целом. Индексы снизу g и s относятся соответственно к параметрам газовой и дисперсной твердой фаз; ρ , ρ' , α , v , e , E — средняя и истинная плотности, объемное содержание, массовая скорость, удельные внутренняя и полная энергии составляющей гетерогенной смеси; p_g — давление газовой фазы; σ_s^{xx} — эффективное межчастичное продольное напряжение, связанное только с деформацией скелета пористой среды, $\sigma_s^{xx} = \sigma^{xx} - \sigma_g^{xx}$, где σ^{xx} — полное напряжение в порошкообразной смеси, $\sigma_g^{xx} = -p_g$ — напряжение в поровом газе; $F_{g,s}$, $Q_{g,s}$ — интенсивности силового и теплового взаимодействий фаз в единице объема смеси; $e_{s,T}$, $e_{s,e}$ — тепловая и упругая составляющие внутренней энергии частиц порошка; $\xi_{s,T}$ — коэффициент, определяющий долю работы сил межчастичного взаимодействия ($-\sigma_s^{xx} \partial v_s / \partial x$), идущей на разогрев скелета пористой среды ($0 \leq \xi_{s,T} \leq 1$).

Система (1) дополняется уравнениями состояния идеального калорически совершенного газа и несжимаемых твердых частиц [5]:

$$\begin{aligned} p_g &= \rho'_g R_g T_g, \quad e_g = c_g T_g \quad (R_g, c_g = \text{const}), \\ \rho'_s &= \text{const}, \quad e_{s,T} = c_s T_s \quad (c_s = \text{const}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь R_g , c_g — газовая постоянная и удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; c_s — удельная теплоемкость твердых частиц; T_g , T_s — температуры газовой и дисперсной фаз.

Уравнение состояния пористого скелета порошкообразной среды, описывающее межчастичное взаимодействие, согласно [9, 10] задается следующим образом:

$$\sigma_s^{xx} = -\rho'_s \alpha_{g,0} a_{s,0}^2 \left(\frac{\alpha_{g,0}}{\alpha_g} - 1 \right) \eta(\alpha_{g,0} - \alpha_g), \quad (3)$$

где η — функция Хевисайда; $\alpha_{g,0}$, $a_{s,0}$ — пористость и скорость звука в порошкообразной среде, находящейся в насыпном состоянии. Уравнение (3) полагается справедливым при сжатии и разгрузке порошка и, таким образом,

соответствует схеме нелинейно-упругого тела, в рамках которого $\xi_{s,T} \rightarrow 0$.

Полное замыкание системы (1)–(3) осуществляется заданием законов межфазного трения и теплообмена в виде [5]

$$\begin{aligned} F_{g,s} &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_s}{d} C_d \rho'_g |v_g - v_s| (v_g - v_s), \\ Q_{g,s} &= \frac{6\alpha_s}{d^2} \lambda_g Nu_g (T_g - T_s), \end{aligned} \quad (4)$$

где C_d — коэффициент сопротивления; Nu_g — число Нуссельта газовой фазы; d — диаметр частиц порошкообразной среды; λ_g — коэффициент теплопроводности газовой фазы.

Коэффициент трения C_d задается следующей обобщенной зависимостью [11]:

$$C_d = \begin{cases} C_d^{(1)} = \frac{24}{Re_{g,s}} + \frac{4,4}{\sqrt{Re_{g,s}}} + 0,42 & (\alpha_g \geq 0,92), \\ C_d^{(2)} = \frac{4}{3\alpha_g} \left(1,75 + \frac{150(1 - \alpha_g)}{\alpha_g Re_{g,s}} \right) & (\alpha_g \leq 0,55), \\ C_d^{(3)} = \frac{(0,92 - \alpha_g)C_d^{(2)} + (\alpha_g - 0,55)C_d^{(1)}}{0,37} & (0,55 < \alpha_g < 0,92), \end{cases} \quad (5)$$

$$Re_{g,s} = \rho'_g |v_g - v_s| d / \mu_g, \quad \mu_g = \text{const.}$$

Здесь $Re_{g,s}$ — число Рейнольдса относительного движения газа и частиц порошкообразной среды; μ_g — динамическая вязкость газовой фазы; $C_d^{(1)}$ — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночных сферических частиц при $0 < Re_{g,s} \leq 2 \cdot 10^5$ [5]; $C_d^{(2)}$ — коэффициент трения сферических частиц в насыпных средах, полученный экспериментально в [12] в интервале $0 < Re_{g,s} \leq 4000(1 - \alpha_g)/\alpha_g$; $C_d^{(3)}$ — интерполяционная формула для коэффициента трения концентрированных смесей газа с твердыми частицами.

Для задания числа Нуссельта используется зависимость [13]

$$Nu_g = \begin{cases} 2 + 0,106 Re_{g,s} Pr_g^{1/3}, & Re_{g,s} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 Re_{g,s}^{2/3} Pr_g^{1/3}, & Re_{g,s} > 200, \end{cases} \quad (6)$$

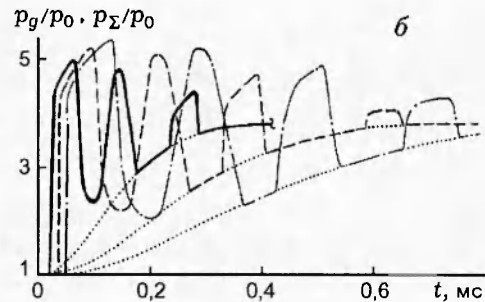
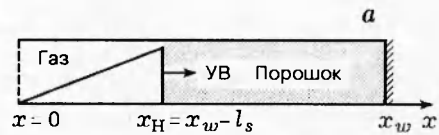


Рис. 1. Схематическое представление задачи (а). Зависимости полного давления смеси на торцевой стенке трубы от времени для экраняющего слоя различной протяженности (б):

сплошная линия — $l_s = 10$ мм, штриховая — $l_s = 15$ мм, штрихпунктирная — $l_s = 20$ мм; пунктирные линии (сверху вниз) — зависимости давления порошкового газа на стенке (p_g/p_0) от времени в слоях с $l_s = 10, 15$ и 20 мм; $d = 200$ мкм, $\alpha_{s,0} = 0,48$

$$Pr_g = \gamma c_g \mu_g / \lambda_g, \quad \gamma = \text{const.}$$

Здесь Pr_g — число Прандтля, γ — показатель адиабаты газовой фазы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть на однородный слой дисперсной насыпной порошкообразной среды протяженностью l_s , экраняющий жесткую неподвижную стенку, из области газа набегают УВ конечной длины (l_w). Требуется изучить влияние параметров порошкообразной среды и насыпного слоя на процесс ударно-волнового нагружения твердой стенки.

Начальные условия для сформулированной задачи, схематически изображенной на рис. 1, а, имеют вид [14]

$$\frac{v_g}{v_{g,H}} = \frac{x}{x_H}, \quad \frac{\rho'_g}{\rho'_{g,H}} = [\theta(x)]^\delta,$$

$$\frac{p_g}{p_{g,H}} = \left(\frac{\rho'_g}{\rho'_{g,H}} \right)^\gamma,$$

$$\alpha_g = 1, \quad \alpha_s = 0 \quad (0 \leq x \leq x_H, x_H = l_w),$$

$$\delta = \frac{2}{\gamma - 1}, \quad \theta(x) = 1 - \frac{v_{g,H}}{\delta a_{g,H}} \left(1 - \frac{x}{x_{g,H}} \right),$$

$$\frac{v_{g,H}}{a_{g,H}} = \frac{2}{\gamma + 1} \left(M_H - \frac{1}{M_H} \right),$$

$$\frac{\rho'_{g,H}}{\rho'_{g,0}} = \frac{(\gamma + 1)M_H^2}{2 + (\gamma - 1)M_H^2}, \quad (7)$$

$$\frac{p_g}{p_{g,H}} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_H^2 - 1),$$

$$v_g = 0, \quad \rho'_g = \rho'_{g,0}, \quad p_g = p_0, \quad T_g = T_0,$$

$$\alpha_g = \alpha_{g,0}, \quad \alpha_s = \alpha_{s,0}, \quad \rho_s = \rho'_s(1 - \alpha_{g,0}),$$

$$\sigma_s^{xx} = 0, \quad T_s = T_0$$

$$(x_H \leq x \leq x_w, \quad x_w = x_H + l_s).$$

Здесь индексом нуль обозначены параметры фаз в невозмущенной двухфазной среде, индексом «Н» — параметры газа за фронтом УВ ($x = x_H$), определяемые соотношениями Гюгонио; M_H — число Маха набегающей УВ; a — адиабатическая скорость звука в газовой фазе; $v_{g,H}$ — массовая скорость газа на фронте УВ.

Граничные условия задачи задаются следующим образом. На левой границе области ($x = 0$) ставится условие свободного протекания газовой фазы:

$$v_{g+} = v_{g-}, \quad (8)$$

а на правой границе ($x = x_w$) — условие равенства нулю скоростей газа и частиц [15]:

$$v_g = v_s = 0. \quad (9)$$

Систему (1)–(6) с начальными (7) и граничными (8), (9) условиями интегрировали методом крупных частиц [15, 16] на IBM PC AT 486. Время счета одного варианта составляло ~ 10 ч. Расчеты проводили с использованием следующих значений термодинамических параметров фаз: в областях $0 \leq x \leq x_H$ и $x_H < x \leq x_w$ для воздуха $p_0 = 0,1$ МПа, $\rho'_{g,0} = 1,19$ кг/м³, $T_0 = 293$ К, $\gamma = 1,4$, $c_g = 716$ м²/(с² · К), $\mu_g = 1,81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_g = 0,0258$ (кг · м)/(с³ · К); в области $x_H < x \leq x_w$ для порошкообразной среды из частиц полистирола $\rho'_s = 1060$ кг/м³, $c_s = 1300$ м²/(с² · К), $\xi_{s,T} = 0,02$.

Относительное давление газа ($p_{g,H}/p_0$) в набегающей на экранирующий слой УВ во всех вариантах расчета полагалось равным 2. «Длина» УВ изменялась в диапазоне $0,025$ м $\leq l_w \leq \infty$, протяженность экранирующего слоя — в интервале $10 \leq l_s \leq 40$ мм. Объемное содержание и диаметр частиц насыпной среды варьировались в диапазонах $0,48 \leq \alpha_{s,0} \leq 0,7$ и $200 \leq d \leq 1000$ мкм. Скорость звука в насыпной порошкообразной среде изменялась в интервале $270 \leq a_{s,0} \leq 1020$ м/с. В основной серии вычислений полагали $a_{s,0} =$

420 м/с, $l_s = 10$ мм, $l_w = \infty$, $d = 200$ мкм и $\alpha_{s,0} = 0,48$. Условно принятое предельное значение $l_w = \infty$ фактически соответствует бесконечно длинной набегающей УВ со ступенчатыми профилями газодинамических величин ($p_g/p_{g,H} = \rho'_g/\rho'_{g,H} = v_g/v_{g,H} = 1$).

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Детальное описание волновых процессов в слое сыпучего материала, подвергнутого ударному сжатию, приведено в [5], где показано, что при воздействии УВ в дисперсной среде возникают так называемые быстрая (деформационная) и медленная (фильтрационная) волны сжатия. Деформационная волна возникает в скелете порошка под воздействием сил Архимеда ($F_A = -\alpha_s \partial p_g / \partial x$), межфазного трения ($F_{g,s}$), градиента межгранулярного напряжения дисперсной фазы ($\partial \sigma_s^{xx} / \partial x$) и инерции частиц ($\rho_s d_s v_s / dt$). Фильтрационная волна формируется за счет внешних поверхностных сил ($\partial \alpha_g p_g / \partial x$), скольжения фаз ($-F_{g,s}$) и инерции газа ($\rho_g d_g v_g / dt$).

Согласно [5, 6] с течением времени деформационная волна, распространяясь по частицам порошкообразной среды, достигает торца трубы и отражается от него в виде волны сжатия. При этом полное давление смеси на стенке трубы возрастает. В последующем отраженная деформационная волна сжатия взаимодействует со встречной фильтрационной волной сжатия. В результате формируется деформационная волна разрежения в «скелете» порошка, движущаяся в сторону торца трубы. Кроме того, образуются затухающая проходящая деформационная волна сжатия, движущаяся в сторону контактной границы «газ — порошок», а также проходящая фильтрационная волна, распространяющаяся в сторону торца трубы. Последняя отражается в виде новой волны разрежения, за которой полное давление смеси p_Σ уменьшается. Последующее немонотонное поведение зависимости $p_\Sigma(t)$ связано в общем случае с циркуляцией деформационных волн сжатия и разрежения в порошкообразной среде между свободной поверхностью $x_s(t)$ и стенкой трубы ($x_w = \text{const}$). Приход фильтрационной волны на торец трубы сопровождается ослаблением деформационных волн и плавным повышением полного давления смеси на экранируемой стенке. Следует отметить, что в области действия фильтрационной волны единственной силой, кроме силы межфазного трения, действующей на частицы порошкообраз-

ной среды, является сила Архимеда. Именно эта сила, уменьшающаяся по мере выравнивания давления газа в фильтрационной волне, и вносит основной вклад в формирование импульсов полного давления на экранируемой стенке.

Рассмотренное выше качественное описание волновых процессов в экранирующем слое порошкообразной среды перед торцом трубы удобно осуществлять с использованием характерных времен циркуляции деформационных волн в насыпной среде (τ_c) и фильтрации газа в пористом экране (τ_f):

$$\tau_c = \frac{2l_s}{a_{s,0}}, \quad \tau_f = \frac{l_s^2}{\alpha} = \tau_f^* \left(1 + \frac{1,75\alpha_g}{150\alpha_s} \text{Re}_{g,s} \right), \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{k}{\mu} \rho'_g a_g^2, \quad k = k_0 \left(1 + \frac{1,75\alpha_g}{150\alpha_s} \text{Re}_{g,s} \right)^{-1},$$

$$k_0 = \frac{\alpha_g^2 d^2}{150\alpha_s^2}.$$

Здесь α — коэффициент пьезопроводности газа в пористой среде; k , k_0 — коэффициенты проницаемости порошка; τ_f^* — характерное время фильтрации газа при $\text{Re}_{g,s} \ll 1$.

Отношение характерных времен из (10)

$$n = \frac{\tau_f}{\tau_c} = \frac{l_s a_{s,0}}{2\alpha}, \quad (11)$$

$$\alpha \simeq \frac{\alpha_g^2 d^2}{\alpha_s^2} \left(1 + \frac{1,75\alpha_g}{150\alpha_s} \text{Re}_{g,s} \right)^{-1},$$

является весьма информативной характеристикой влияния фильтрации газа на передачу импульса от газа к частицам порошкообразной среды и на изменение полного давления смеси на стенках трубы. В самом деле, в предельных случаях $n \gg 1$ и $n \leq 1$ наблюдаются соответственно максимальная и минимальная передачи импульсов газа дисперсной среде. При этом количество максимумов полного давления смеси на стенке равно $\approx n$ и 1. Параметр n будем использовать ниже при анализе данных численного счета.

На рис. 1,б показаны расчетные «осциллограммы» полного давления на преграде при различных значениях протяженности насыпного слоя. Пунктирными линиями обозначены значения давления газовой фазы. Из рисунка видно, что полное напряжение порошкообразной среды на стенке имеет пульсационный характер, а давление газовой фазы изменяется монотонно. Непрерывное повышение давления

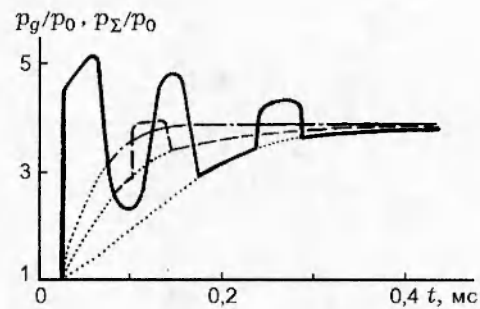


Рис. 2. Зависимости полного давления смеси на торце трубы от времени для дисперсных частиц различного диаметра:

сплошная линия — $d = 200$ мкм, штриховая — $d = 500$ мкм, штрихпунктирная — $d = 1000$ мкм; пунктирные линии (снизу вверх) — зависимости давления порового газа на стенке (p_g/p_0) от времени в слоях с $d = 200, 500$ и 1000 мкм; $\alpha_{s,0} = 0,48, l_s = 10$ мм

газа на преграде обусловлено фильтрацией газа в порошкообразной среде. Ширина пульсаций полного напряжения дисперсной смеси возрастает с увеличением протяженности экранирующего слоя, так как $\tau_c \sim 2l_s$ (см. зависимость (10)). Амплитуда первого максимума полного напряжения смеси также увеличивается с ростом l_s , поскольку при этом отношение τ_f/τ_c возрастает, а действие фильтрационной волны на падающую и отраженную деформационные волны в порошке соответственно уменьшается. Нарастание полного давления на преграде до значения $p_{\Sigma, \max}$ обусловлено тем, что волна сжатия в твердом скелете порошкообразной среды формируется в течение конечного времени, а амплитуда отраженной деформационной волны пропорциональна амплитуде падающей волны.

Интересно отметить, что наблюдаемая на рис. 1,б возрастающая зависимость амплитуды первого максимума полного давления на торце трубы ($p_{\Sigma, \max}$) от протяженности экранирующего слоя не в полной мере согласуется с данными экспериментов [3, 4], в которых обнаружено немонотонное поведение зависимости $p_{\Sigma, \max}(l_s)$. Качественное рассогласование расчетных и опытных данных при значениях l_s , сравнимых с внутренним диаметром трубы, объясняется тем, что в используемой расчетной математической модели не учитываются взаимодействие твердых частиц с поверхностью трубы и эффект боковой разгрузки.

На рис. 2 изображены расчетные зависимости полного давления смеси на торце тру-

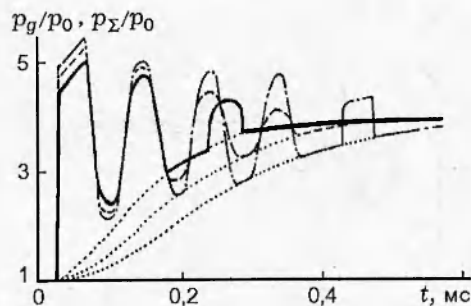


Рис. 3. Зависимости полного давления смеси на торцевой стенке от времени для различного объемного содержания частиц в смеси:

сплошная линия — $\alpha_{s,0} = 0,48$, штриховая — $\alpha_{s,0} = 0,6$, штрихпунктирная — $\alpha_{s,0} = 0,7$; пунктирные линии (сверху вниз) — зависимости давления порохового газа на стенке (p_g/p_0) от времени в слоях с $\alpha_{s,0} = 0,48$, $0,6$ и $0,7$; $d = 200$ мкм

бы от времени для различных значений размера частиц порошкообразной среды. Как следует из рис. 2, размер частиц, а следовательно, и сила межфазного трения практически не влияют на амплитуду первого максимума полного давления на стенке, определяемого быстрой (деформационной) волной сжатия. В то же время размер дисперсных частиц заметно влияет на медленную (фильтрационную) волну давления газа (см. пунктирные линии). Как видно из зависимости (11), увеличение размера частиц приводит к более быстрому распространению фильтрационной волны и соответственно к более интенсивному затуханию деформационной волны, вызванному направленным проникающим движением газа в порошкообразной среде.

На рис. 3 показаны расчетные «осциллограммы» полного давления смеси на торце трубы, экранируемом слоем пористой порошкообразной среды ($l_s = 10$ мм) с различным объемным содержанием дисперсных частиц. Как видно из рисунка, увеличение объемного содержания частиц $\alpha_{s,0}$ приводит к росту амплитуды первого и последующих максимумов полного давления смеси и к возрастанию длительности фильтрационной волны. Это объясняется тем, что с ростом $\alpha_{s,0}$ силы, действующие на частицы порошкообразной среды, увеличиваются ($F_A, F_{g,s} \sim \alpha_{s,0}$) и тем самым возрастает доля импульса, передаваемая газом дисперсной фазе. Последнее означает, что с ростом $\alpha_{s,0}$ увеличивается амплитуда падающей на стенку деформационной волны, а следовательно, и амплитуда отраженной волны. Кроме того, из

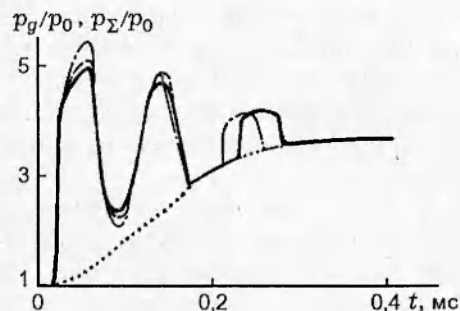


Рис. 4. Зависимости полного давления смеси на торцевой стенке от времени для различных значений безразмерной истинной плотности частиц:

сплошная линия — $\tau = 890$, штриховая — $\tau = 420$, штрихпунктирная — $\tau = 84$; пунктирная линия — зависимость давления порохового газа на стенке (p_g/p_0) от времени в слоях с $\tau = 890, 420$ и 84

рис. 3 видно, что при увеличении $\alpha_{s,0}$ растет число максимумов полного давления на стенке трубы. Аналогичный результат следует из зависимости (11).

На рис. 4 показаны расчетные «осциллограммы» полного давления в модельных смесях ($\alpha_{s,0} = 0,48$, $d = 200$ мкм, $a_{s,0} = 420$ м/с) на торце трубы при различных значениях отношения истинных плотностей фаз $\tau = \rho'_s/\rho'_g$ в экранирующем слое протяженностью $l_s = 10$ мм. Из рисунка видно, что параметр τ не влияет на фильтрационную волну. В то же время с увеличением значения τ амплитуда первого максимума полного давления смеси уменьшается, а время циркуляций деформационной волны в слое несколько увеличивается. Объясняется это тем, что с ростом значения τ увеличивается масса насыпного порошка и, следовательно, уменьшается влияние инерционных эффектов движения частиц дисперсной среды. Отметим, что при $\tau \geq 10^3$ амплитуда первого максимума полного давления на стенке трубы остается практически постоянной.

Рис. 5,а иллюстрирует влияние скорости звука $a_{s,0}$ в модельной порошкообразной среде ($\alpha_{s,0} = 0,48$; $d = 200$ мкм; $\rho'_s = 1060$ кг/м³; $l_s = 10$ мм) на изменение во времени полного давления смеси на торце трубы. Из рисунка следует, что длительность пульсаций полного давления смеси возрастает при уменьшении $a_{s,0}$, так как (в соответствии с (10)) увеличивается время циркуляций деформационной волны. Число осцилляций (согласно (11)) увеличивается с ростом значений $a_{s,0}$. На фильтрационную волну изменение скорости звука $a_{s,0}$ не

влияет, поскольку фильтрационные параметры слоя насыпной среды не изменяются.

Из рис. 5,а видно также, что амплитуда первого максимума полного давления смеси на стенке трубы увеличивается с уменьшением скорости звука в порошкообразной среде. Для объяснения такого поведения зависимости $p_{\Sigma, \max}(a_{s,0})$ целесообразно обратиться к данным линейно-акустического анализа волновых процессов в экранирующем слое порошкообразной среды, моделируемой в рамках односкоростной дисперсной смеси. Ранее приемлемость такой модели равновесной смеси для описания экранирования ударно-волновых воздействий пористыми средами показана в работах [1, 2].

Качественная акустическая схематизация волновой картины взаимодействия падающей воздушной УВ со слоем экранирующей равновесной смеси и с торцом трубы показана на рис. 5,б. Для сравнения там же нанесены характерные распределения давления порошкового газа и межгранулярного давления частиц ($p_f = p_{\Sigma} - p_g$) в неравновесной двухскоростной порошкообразной среде. В соответствии с представленной акустической схематизацией волнового движения в односкоростной смеси, в которой не учитывается фильтрация газа через слой порошка, передача нагрузки на скелет порошкообразной среды происходит непосредственно на контактной границе экранирующего слоя. Поэтому на границе $x = x_c$, в отличие от случая двухскоростной среды, $p_f \neq 0$. За слабым возмущением равновесной порошкообразной среды ($\alpha_s \sim \alpha_{s,0}$, $p_g \sim p_0$, $v \approx 0$), вызываемым УВ ступенчатого вида ($l_w = \infty$), распространяющейся со скоростью $D_f^{(i)} \approx a_{s,0}$, полные давления смеси на контактной границе ($p_g^{(c)}$) и за фронтом волны приближенно равны: $p_{\Sigma}^{(i)} = p_g^{(c)} \approx p_f^{(i)} + p_0$, где $p_f^{(i)}$, $p_{\Sigma}^{(i)}$ — межгранулярное и полное давления смеси в падающей УВ. Полное давление смеси за отраженной от жесткой стенки УВ ($D_f^{(r)} \approx a_{s,0}$) равно

$$p_{\Sigma}^{(r)} = p_f^{(r)} + p_g^{(r)} \approx 2kp_f^{(i)} + p_0 = 2(p_g^{(c)} - p_0)k + p_0, \quad (12)$$

где $k = (1 - 0,5M_s^{(i)}) / (1 - M_s^{(i)}) \approx 1 + 0,5M_s^{(i)}$, $M_s^{(i)} = v_s^{(i)} / a_{s,0} = p_f^{(i)} / \rho_{s,0} a_{s,0}^2$ ($p_f^{(i)} = \Delta p_g^{(c)} = p_g^{(c)} - p_0$). Здесь $M_s^{(i)}$ и $v_s^{(i)}$ — число Маха и скорость частиц равновесной смеси за набегающей

на стенку волной; $\Delta p_g^{(c)}$ — избыточное по отношению к исходному невозмущенному состоянию давление газа на контактной границе за отраженной УВ и одновременно межгранулярное давление частиц порошкообразной среды за проходящей УВ. Из (12) видно, что давление $p_{\Sigma}^{(r)}$ и, соответственно, амплитуда первого максимума полного давления смеси на стенке трубы прямо пропорциональны величине k , которая убывает с ростом скорости звука в порошке ($k = 1 + 0,5\Delta p_g^{(c)} / \rho_{s,0} a_{s,0}^2$). Последнее, таким образом, подтверждает качественное поведение зависимостей $p_{\Sigma}(a_{s,0})$, приведенных на рис. 5,а. Дополнительно отметим, что для условий безынерционного движения равновесной дисперсной смеси из уравнения сохранения импульса частиц (1) следует равенство $p_f^{(i)} = \alpha_{s,0} \Delta p_g^{(c)}$. Подстановка его в (12) приводит к соотношению $k \approx 1 + 0,5\Delta p_g^{(c)} / \rho_{s,0} a_{s,0}^2$. Из него видно, что амплитуда падающей (а следовательно, и отраженной от стенки) УВ возрастает с уменьшением истинной плотности частиц порошка. Указанный характер зависимости $p_{\Sigma}(a_{s,0})$ подтверждают расчетные данные, представленные на рис. 4.

Для оценок сверху величины k в качестве $\Delta p_g^{(c)} = \Delta p_{g, \max}^{(c)}$ можно принять разность давления газа за УВ, отраженной от неподвижной границы порошка как от жесткой стенки, и начального невозмущенного атмосферного давления газа:

$$\Delta p_{g, \max}^{(c)} = p_{g, \max}^{(c)} - p_0, \\ p_{g, \max}^{(c)} = p_a^{(i)} \frac{(3\gamma - 1)p_g^{(i)} - (\gamma - 1)p_0}{(\gamma - 1)p_g^{(i)} + (\gamma + 1)p_0}. \quad (13)$$

Для оценок снизу в соответствии с (12) необходимо полагать $k = 1$. Применительно к условиям численного эксперимента, результаты которого приведены на рис. 1-5, для случая $p_g^{(i)} / p_0 = 2$ согласно (13) имеем $p_{\Sigma}^{(r)} / p_0 \approx 6,4$. Это значение $p_{\Sigma}^{(r)} / p_0$ заметно выше полученного расчетным путем в рамках двухскоростной модели порошкообразной среды (см. рис. 1-5). Согласно выражению (12) так называемый коэффициент усиления УВ [3, 4] равен $\delta = p_{\Sigma}^{(r)} / p_g^{(i)} = 2 - (2k - 1)p_0 / p_g^{(c)}$ и приближенно заключен в интервале $1 \leq \delta \leq 2$. В этой связи обращают на себя внимание результаты экспериментального исследования [3] по экранированию слабых УВ насыпными средами, где зафиксировано сравнительно большое значение δ .

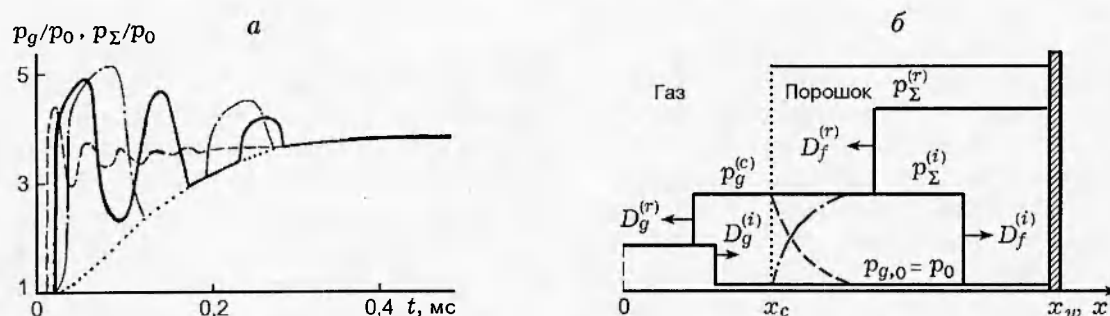


Рис. 5. Зависимости полного давления смеси на торцевой стенке от времени для различных значений от скорости звука в насыпной среде (а) и акустическое представление процесса взаимодействия УВ со слоем порошка и торцом трубы (б):

а: сплошная линия — $a_{s,0} = 420$ м/с, штриховая — $a_{s,0} = 1020$ м/с, штрихпунктирная — $a_{s,0} = 270$ м/с; б: сплошные линии — профили давления в односкоростной равновесной порошкообразной среде, штриховые и штрихпунктирные — профили давления порового газа p_g и межгранулярного давления p_f в двухскоростной неравновесной среде

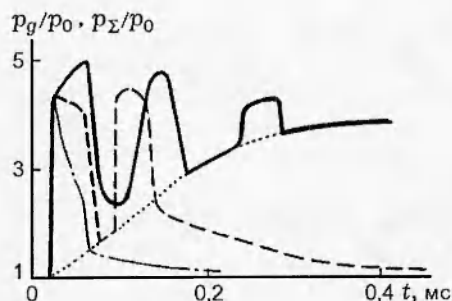


Рис. 6. Зависимости полного давления смеси на торце трубы от времени для падающих УВ различной длины:

сплошная линия — $l_w = \infty$, штриховая — $l_w = 0,1$ м, штрихпунктирная — $l_w = 0,025$ м; пунктирная линия — зависимость давления порового газа на стенке (p_g/p_0) от времени для УВ с $l_w = \infty$

Рис. 6 демонстрирует влияние длины воздушной УВ ($p_{g,H}/p_0 = 2$), падающей на экранирующий слой порошкообразной среды ($l_s = 10$ мм, $\alpha_{s,0} = 0,48$, $d = 200$ мкм, $a_{s,0} = 420$ м/с), на полное давление смеси на торце трубы. Видно, что уменьшение длительности воздействия УВ на слой насыпной среды приводит к уменьшению амплитуды первого и последующих максимумов полного давления на торце трубы. Указанный характер расчетных зависимостей $p_\Sigma(l_w)$ обусловлен подведенной к экранирующему слою энергией набегающей УВ (E_0), которая при $t = 0$ определяется

интегралом

$$E_0 = \int_0^{l_w} \rho'_g (e_g + 0,5v_g^2) dx.$$

Очевидно, что чем больше значение E_0 , тем больше амплитуда максимумов полного давления на торце трубы. Можно отметить, что в общем случае при прочих одинаковых условиях амплитуда максимума полного давления смеси на торце трубы определяется безразмерными параметрами τ_f/τ_c и τ_w/τ_c , где τ_w — длительность набегающего на слой ударно-волнового импульса. При фиксированном значении τ_f/τ_c зависимость $p_\Sigma(\tau_w/\tau_c)$ является монотонно-возрастающей функцией. При $\tau_w/\tau_c = \text{const}$ амплитуда полного давления смеси увеличивается с ростом параметра τ_f/τ_c , достигая своего предельного значения при $\tau_f/\tau_c \rightarrow \infty$.

ВЫВОДЫ

Основной вклад в формирование импульсов полного давления порошкообразной среды на плоской стенке вносит действие силы Архимеда. Длительность колебаний полного давления смеси на стенке ограничена временем заполнения газом порового пространства насыпной среды.

Амплитуда первого максимума полного давления смеси на твердой стенке увеличивается с ростом протяженности насыпного слоя, объемного содержания дисперсных частиц и длины воздействующей воздушной ударной волны. С ростом истинной плотности дисперсных частиц, а также скорости звука в насыпной

среде полное давление смеси на торце трубы уменьшается. Диаметр частиц практически не влияет на амплитуду первого максимума полного давления смеси на преграде, но в то же время существенно определяет характер затухания последующих максимумов.

Учет двухскоростных эффектов (фльтрации газа) приводит к меньшим значениям амплитуды полного давления на экранируемой стенке. В этой связи расчеты по односкоростной модели двухфазной среды могут быть использованы в качестве верхней оценки амплитуды первого максимума полного давления на преграде.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Совета по грантам по поддержке ведущих научных школ (код проекта 96-15-96001).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздева Л. Г., Ляхов В. Н., Раевский Д. К. и др. Численное исследование распространения ударной волны в газе и пористой среде // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 125–129.
2. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М. О расчете параметров стационарных ударных волн в пористой сжимаемой среде // Журн. техн. физики. 1985. Т. 55, вып. 4. С. 773–775.
3. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н. и др. Передача ударно-волновой нагрузки насыпными средами // ПМТФ. 1988. № 2. С. 115–121.
4. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н. и др. О влиянии пористого сжимаемого покрытия на характер ударно-волнового нагружения конструкций // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57, вып. 4. С. 831–833.
5. Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование воздействия ударной волны на преграду, экранируемую слоем пористой порошкообразной среды // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 25–31.
6. Губайдуллин А. А., Урманчиев С. Ф. Численное исследование прохождения воздушной ударной волны в насыщенную среду и отражения от жесткой стенки // Итоги исследований. Тюмень: ИММС СО РАН, 1992. Вып. 3. С. 12–15.
7. Фомин В. М., Ческидов П. А. Уруго-пластическая модель пористой среды, насыщенной газом // Численные методы решения задач теории уругости и пластичности. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982. С. 33–39.
8. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
9. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б. Переход горения пористых ВВ в детонацию // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 5. С. 8–14.
10. Gough P. S., Zwartst F. J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow // AIAA Journal. 1979. V. 17, N 1. P. 17–25.
11. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами / Л. Е. Стернин, Б. Н. Маслов, А. А. Шрайбер и др. М.: Машиностроение, 1980.
12. Ergun S. Fluid flow through packed column // Chem. Eng. Prog. 1952. V. 48, N 2. P. 89–94.
13. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
14. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Влияние экранирующих слоев газозвеси на отражение ударных волн // ПМТФ. 1985. № 1. С. 115–120.
15. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике М.: Наука, 1982.
16. Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Математическое моделирование динамического нагружения слоя пористой порошкообразной среды сжатым газом // Мат. моделирование. 1991. Т. 3, № 11. С. 65–75.

Поступила в редакцию 26/1 1998 г.