

А. Г. Кутушев, Д. А. Рудаков

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПРЕГРАДУ,
ЭКРАНИРУЕМУЮ СЛОЕМ ПОРИСТОЙ
ПОРОШКООБРАЗНОЙ СРЕДЫ**

В настоящее время для ряда отраслей современной техники и технологии весьма актуальна проблема математического моделирования процесса воздействия ударной волны на преграду, экранируемую слоем насыпной среды. В частности, с необходимостью решения данной проблемы сталкиваются в пневмотранспорте сыпучих материалов, при создании систем взрывной защиты магистральных линий, в порошковых технологиях, в процессах взрывной обработки материалов, в технике безопасности при анализе эффективности защиты установок экранирующими насыпными слоями.

Проблема исследования влияния пористых экранов на процесс взаимодействия с жесткой поверхностью ударных волн рассматривалась в [1—4], где показано, что максимальная амплитуда давления на преграде, экранируемой слоем пористой среды, может значительно превышать давление нормального отражения ударной волны от стенки преграды в отсутствие пористого слоя. В [1, 2] для описания поведения экранирующих слоев пористых экранов типа пенополиуретана (твердого пористого покрытия с пористостью ~ 97 %) при прохождении через слой ударных волн с числами Маха ~ 2 используется весьма простая модель эффективного газа. В [3] изучено влияние слоя пенополиуретана на максимальное избыточное давление за отраженной от стенки ударной волны с использованием отличной от [1, 2] модели описания пористого экрана: экранирующий пористый слой представляется эквивалентной механической системой с одной степенью свободы из груза массы m и комбинации идеально пластического и упругого элементов. В [4] сообщаются результаты экспериментального исследования параметров ударных волн, отраженных от твердой стенки, покрытой слоями пористой сыпучей среды. Для описания поведения амплитуды давления на преграде используется аналогичная модель пористого образца.

В данной работе проводится детальный анализ процесса экранирования преграды слоем сыпучего материала в рамках двухфазной модели порошкообразной среды.

1. Основные уравнения. Для описания движения газа и пористой порошкообразной среды, представляющей собой смесь контактирующих между собой твердых частиц и газа в порах, принимаются известные в механике дисперсных сплошных многофазных сред допущения [5]. Дополнительно полагается, что дисперсные частицы порошкообразной среды представляют собой совокупность несжимаемых деформируемых недробящихся монодисперсных инертных включений сферической формы; изменение внутренней энергии порошкообразной среды, обусловленное работой силы межфазного трения целиком, осуществляется через газовую фазу. При сделанных допущениях в предположении возможности отличия газов в различных областях течения, уравнения нестационарного плоского одномерного движения порошкообразных сред записываются в виде [5, 6]

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{11} v_1}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{12} v_1}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial x} = -\alpha_1 F_{12},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{2*}^{11}}{\partial x} &= \alpha_1 F_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2T}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2T} v_2}{\partial x} - \xi_{2T} \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} &= Q_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2p}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2p} v_2}{\partial x} - (1 - \xi_{2T}) \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 E_1 v_1 + \rho_2 E_2 v_2 + p (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) - \sigma_{2*}^{11} v_2) &= 0, \\ \rho_i &= \rho_i^0 \alpha_i, \quad E_i = u_i + 0,5 v_i^2 \quad (i = 1, 2), \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \\ \rho_{1j} &= \rho_{1j}^0 \alpha_{1j}, \quad E_{1j} = u_{1j} + 0,5 v_{1j}^2 \quad (j = 1, 2), \quad u_2 = u_{2T} + u_{2p}, \\ \rho_1 &= (1 - \epsilon) \rho_{11} + \epsilon \rho_{12}, \quad \rho_1^0 = \rho_{11}^0 (1 - \epsilon) + \epsilon \rho_{12}^0, \\ \alpha_1 &= (1 - \epsilon) \alpha_{11} + \epsilon \alpha_{12}, \quad u_1 = (1 - \epsilon) u_{11} + \epsilon u_{12}, \quad p = (1 - \epsilon) p_{11} + \epsilon p_{12}. \end{aligned}$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 внизу относятся соответственно к параметрам газовой и дисперсной фаз; индексы 11 и 12 внизу — к параметрам двух различных несмешивающихся газов, локализованных в пространстве; ϵ — параметр, принимающий значения 0 в области пространства, занятой 1-м газом, и 1 в области пространства, занятой 2-м газом; ρ , ρ^0 , α , v , u , E — средняя и истинная плотности, объемное содержание, массовая скорость, удельные внутренняя и полная энергии той или иной составляющей смеси; p — давление газовой фазы; σ_{2*}^{11} — фиктивное напряжение (продольное «давление» [5]) в пористой порошкообразной среде, обусловленное собственно деформацией несжимаемых частиц; d — диаметр частиц; F_{12} и Q_{12} — сила межфазного трения и интенсивность теплопередачи от газовой к дисперсной фазе в единице объема смеси; u_{2T} и u_{2p} — тепловая и упругая составляющие внутренней энергии частиц порошка; ξ_{2T} — коэффициент, определяющий часть мощности работы межгранулярного напряжения, переходящей в тепловую энергию твердой фазы u_{2T} ($0 \leq \xi_{2T} \leq 1$).

Система квазилинейных дифференциальных уравнений (1.1), описывающая совместное неравновесное движение газовой и дисперсной фаз порошкообразной среды, дополняется уравнениями состояния идеальных calorически совершенных газов и несжимаемых твердых частиц:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} p_{1j} &= (\gamma_{1j} - 1) \rho_{1j}^0 u_{1j}, \quad u_{1j} = c_{1j} T_1 \quad (\gamma_{1j}, c_{1j} \equiv \text{const}), \\ \rho_2^0 &= \text{const}, \quad u_2 = c_2 T_2 \quad (c_2 \equiv \text{const}) \end{aligned}$$

(γ_{1j} и c_{1j} — показатель адиабаты и удельная теплоемкость при постоянном объеме j -го газа ($j = 1, 2$), T_1 и T_2 — температуры газа и дисперсных частиц).

Уравнение состояния пористого скелета порошкообразной среды, описывающего межчастичное взаимодействие, задается на основе данных [7] в последующем виде

$$(1.3) \quad \sigma_{2*}^{11} = \begin{cases} -\rho_2^0 \alpha_{10} a_{20}^2 \left(\frac{c_{10}}{\alpha_1} - 1 \right) & (\alpha_1 < \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}), \\ -\rho_2^0 \alpha_{1p} a_{2p}^2 \left(\frac{\alpha_{1p}}{\alpha_1} - 1 \right) & (\alpha_1 < \alpha_{1p} \leq \alpha_{10}), \\ 0 & (\text{в других случаях}) \end{cases}$$

$$(a_{20} = a_{2p} + k (\alpha_{1p} - \alpha_{10}), \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}).$$

Здесь α_{10} и a_{20} — пористость и скорость звука в порошкообразной среде в начальном состоянии; α_{1p} и a_{2p} — пористость и скорость звука в порошкообразной среде в насыпном состоянии; k — эмпирическая постоянная, характеризующая рост скорости звука в уплотненном образце пористой порошкообразной среды [8].

Принятое в форме (1.3) уравнение состояния дисперсной твердой фазы описывает изменение межчастичного напряжения в порошкообраз-

ной среде при ее сжатии и разгрузке по схеме нелинейно-упругого тела. В рамках этой схемы уравнение притока тепла для упругой составляющей внутренней энергии дисперсной фазы (1.1) решается аналитически, при этом

$$(1.4) \quad u_{2p} = - (1 - \xi_{2T}) a_{20}^2 \alpha_{10} \left[\frac{\alpha_{10} - \alpha_1}{1 - \alpha_1} + \alpha_{10} \ln \frac{\alpha_1 (1 - \alpha_{10})}{\alpha_{10} (1 - \alpha_1)} \right] \quad (\alpha_1 < \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}),$$

$$u_{2p} = - (1 - \xi_{2T}) a_{2p}^2 \alpha_{1p} \left[\frac{\alpha_{1p} - \alpha_1}{1 - \alpha_1} + \alpha_{1p} \ln \frac{\alpha_1 (1 - \alpha_{1p})}{\alpha_{1p} (1 - \alpha_1)} \right] \quad (\alpha_1 < \alpha_{1p} \leq \alpha_{10}),$$

$$u_{2p} = 0 \quad (\text{в других случаях}).$$

Интенсивности межфазного трения и теплообмена задаются на основе соотношений [5, 6]

$$(1.5) \quad F_{12} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{d} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2),$$

$$Q_{12} = \frac{6\alpha_2}{d^2} \lambda_1 \text{Nu}_{12} (T_1 - T_2), \quad \lambda_1 = (1 - \epsilon) \lambda_{11} + \epsilon \lambda_{12},$$

где C_d — коэффициент трения; Nu_{12} — число Нуссельта газовой фазы; d — диаметр дисперсных частиц; λ_1, λ_j — коэффициенты теплопроводности газовой фазы в целом и j -го газа в отдельности ($j = 1, 2$).

Коэффициент трения описывается эмпирической зависимостью [9]

$$(1.6) \quad C_d = \begin{cases} C_d^{(1)} = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4,4}{\sqrt{\text{Re}_{12}}} + 0,42 & (\alpha_1 \geq 0,92), \\ C_d^{(2)} = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150(1 - \alpha_1)}{\alpha_1 \text{Re}_{12}} \right) & (\alpha_1 \leq 0,55), \\ \frac{(0,92 - \alpha_1) C_d^{(2)} + (\alpha_1 - 0,55) C_d^{(1)}}{0,37} & (0,55 < \alpha_1 < 0,92) \end{cases}$$

$$(\text{Re}_{12} = \rho_1^0 |v_1 - v_2| d / \mu_1, \quad \mu_1 = (1 - \epsilon) \mu_{11} + \epsilon \mu_{12}).$$

Здесь Re_{12} — число Рейнольдса относительного движения газа и частиц порошкообразной среды; μ_1 и μ_{12} — динамические вязкости газовой фазы в целом и j -го газа в отдельности; $C_d^{(1)}$ — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночных сферических частиц; $C_d^{(2)}$ — коэффициент трения сферических частиц в насыпных порошках, полученный в экспериментах [10].

Для определения числа Нуссельта используется эмпирическое соотношение [11]

$$(1.7) \quad \text{Nu}_{12} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{12} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_{12}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200 \end{cases}$$

$$(\text{Pr} = \gamma_1 c_1 \mu_1 / \lambda_1, \quad \gamma_1 = (1 - \epsilon) \gamma_{11} + \epsilon \gamma_{12}),$$

где Pr — число Прандтля; γ_1 и γ_j — показатели адиабат газовой фазы в целом и j -го газа в отдельности.

2. Постановка задачи. Применительно к условиям экспериментов [4] рассматривается следующая задача. В начальный момент времени $t = 0$ в области камеры высокого давления (КВД) ударной трубы ($0 \leq x \leq x_*$) имеется сжатый газ (гелий); область камеры низкого давления (КНД) ($x_* < x \leq x_w$) частично ($x_* < x < x_{**}$) заполнена невозмущенным газом (воздухом) и частично ($x_{**} \leq x \leq x_w$) — слоем насыпной порошкообразной среды, представляющей собой смесь контактирующих твердых частиц (гранул полистирола) и газа (воздуха), заполняющего поровое пространство (рис. 1). На торце КНД ($x = x_w$) находится датчик давления D . Требуется изучить процесс взаимодействия воздушной ударной волны,

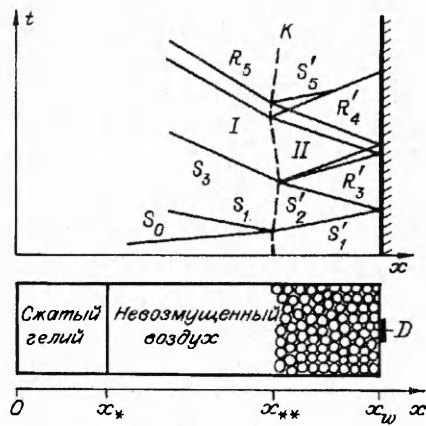


Рис. 1

образующейся в КНД в результате распада начального разрыва в системе сжатый газ КВД — газ КНД, со слоем порошка ($x_{**} \leq x \leq x_w$) и преградой ($x = x_w$) в моменты времени $t > 0$ и сравнить полученные решения с экспериментальными данными.

Начальные условия сформулированной задачи имеют вид в области $0 \leq x \leq x_*$ (сжатый гелий)

$$(2.1) \quad p(x, 0) = p_*, \quad \rho_{11}^0(x, 0) = 0, \\ \rho_{12}^0(x, 0) = \rho_1(x, 0) = \rho_{1*}, \quad T_1(x, 0) = T_{1*}, \\ v_1(x, 0) = 0, \quad \rho_2(x, 0) = \alpha_2(x, 0) = \\ = \sigma_{2*}^{11}(x, 0) = T_2(x, 0) = v_2(x, 0) = 0;$$

в области $x_* < x < x_{**}$ (невозмущенный воздух)

$$(2.2) \quad p(x, 0) = p_0, \quad \rho_{11}^0(x, 0) = \rho_1(x, 0) = \rho_{10}, \\ \rho_{12}^0(x, 0) = 0, \quad T_1(x, 0) = T_{10}, \quad v_1(x, 0) = 0, \\ \rho_2(x, 0) = \alpha_2(x, 0) = \sigma_{2*}^{11}(x, 0) = T_2(x, 0) = v_2(x, 0) = 0;$$

в области $x_{**} \leq x \leq x_w$ (насыпной слой порошка)

$$(2.3) \quad p(x, 0) = p_0, \quad \rho_{11}^0(x, 0) = \rho_{10}, \quad \rho_{12}^0(x, 0) = 0, \quad \rho_1(x, 0) = (1 - \alpha_{20}) \rho_{10}, \\ T_1(x, 0) = T_{10}, \quad v_1(x, 0) = 0, \quad \alpha_2(x, 0) = \alpha_{20}, \quad \rho_2(x, 0) = \alpha_{20} \rho_2^0, \\ \sigma_{2*}^{11}(x, 0) = 0, \quad T_2(x, 0) = T_{20}, \quad v_2(x, 0) = 0.$$

Граничные условия задачи задаются следующим образом. На левой ($x = 0$) и правой ($x = x_w$) границах расчетной области, соответствующих торцам ударной трубы, ставятся условия равенства нулю скоростей газа и частиц порошка:

$$(2.4) \quad v_1(0, t) = v_1(x_w, t) = 0, \quad t \geq 0, \\ v_2(0, t) = v_2(x_w, t) = 0, \quad t \geq 0.$$

Численное интегрирование системы уравнений (1.1)—(1.7) с начальными (2.1)—(2.3) и граничными (2.4) условиями осуществлялось методом крупных частиц [12, 13]. Расчеты проводились с использованием следующих значений термодинамических параметров фаз:

1) в области $0 \leq x \leq x_*$ для гелия $p_* = 5$ МПа, $\rho_{1*} = 8,2$ кг/м³, $T_{1*} = 293$ К, $\gamma_{12} = 1,67$, $c_{p12} = 5190$ м²/(с²·К), $\mu_{12} = 1,95 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{12} = 0,149$ кг·м/(с³·К);

2) в области $x_* < x < x_{**}$ для воздуха $p_0 = 0,1$ МПа, $\rho_{10}^0 = 1,19$ кг/м³, $T_{10} = 293$ К, $\gamma_{11} = 1,4$, $c_{p11} = 1004$ м²/(с²·К), $\mu_{11} = 1,81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{11} = 0,0258$ кг·м/(с³·К);

3) в области $x_{**} \leq x \leq x_w$ для воздуха $p_0 = 0,1$ МПа, $\rho_{10}^0 = 1,19$ кг/м³, $T_{10} = 293$ К, $\gamma_{11} = 1,4$, $\alpha_{10} = 0,52$, $c_{p11} = 1004$ м²/(с²·К), $\mu_{11} = 1,81 \times 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{11} = 0,0258$ кг·м/(с³·К);

4) в области $x_{**} \leq x \leq x_w$ для частиц полистирола $\rho_2^0 = 1060$ кг/м³, $\alpha_{20} = 0,48$, $d = 200$ мкм, $T_{20} = 293$ К, $c_2 = 1300$ м²/(с²·К), $a_{20} = 420$ м/с.

В качестве x_* , x_{**} , x_w принимались значения, соответственно равные 0,01, 2,98 и 3 м.

3. Некоторые результаты. Качественная схематизация волновой картины взаимодействия падающей воздушной ударной волны со слоем порошка (если рассматривать его как «эффективную» среду) и преградой показана на рис. 1, где область I занята воздухом, II — «эффективная» среда, отвечающая слою порошка, K — граница слоя, S_0 — набегающая воздушная ударная волна, S'_i и R'_i — волны сжатия и разрежения в экранирующем преграду слое,

возникающие после взаимодействия ударной волны S_0 с контактной поверхностью K (номер i указывает последовательность образования волн в слое в результате взаимодействия волн с преградой и границей слоя K), S_1 , S_3 и R_5 — ударные волны и волна разрежения в воздухе, образующиеся в результате взаимодействия волн в слое с его границей K .

Таким образом, как видно из рис. 1, если представить экранирующий преграду слой порошка как «эффективную» среду, то воздействие набегающей воздушной ударной волны на преграду будет определяться взаимодействием с преградой волн сжатия и разрежения, приходящих из экранирующего слоя. Следует отметить, что такое представление экранирующего преграду слоя (см. также [1, 2]) не отражает особенности нагружения и разгрузки порошкообразной среды, связанные с двухфазностью слоя порошка: скоростную неравновесность фаз, несовпадение напряжений в скелете порошка и в поровом газе и др.

Перейдем к рассмотрению численных решений, полученных в рамках общей системы неравновесного двухфазного движения газа и частиц порошка.

На рис. 2 представлены эпюры давления газа (сплошные линии) и эффективного межгранулярного давления частиц порошка (штриховые) на моменты времени 5,89; 5,97; 6,0; 6,04; 6,08 мс (соответственно кривые 1—5). Штрихпунктирной линией показана контактная граница воздух — слой порошка. Видно, что в результате взаимодействия воздушной ударной волны (кривая 1) со слоем порошка в область воздуха отражается ударная волна, в области порошкообразной среды газ, фильтруясь через поры порошка, приводит в движение частицы, которые, контактируя друг с другом, формируют волну сжатия в твердом скелете (кривые 2). При взаимодействии волны сжатия в порошке с преградой (жесткой стенкой) в область экранирующего слоя отражается волна сжатия, распространяющаяся по частицам порошка (кривая 3), при этом давление на преграде существенно повышается.

В результате взаимодействия волны сжатия в порошке с границей слоя в область газа проходит слабая ударная волна, а в область порошкообразной среды распространяется волна разрежения (кривые 4), которая понижает давление на преграде. Дальнейший волновой процесс в газе и в экранирующем слое определяется взаимодействиями волн сжатия и разрежения с границей слоя и преградой, при этом давление на стенке увеличивается или уменьшается соответственно при взаимодействии с преградой волн сжатия или разрежения (кривые 4, 5). Можно отметить, что волновая картина в экранирующем слое порошка определяется волнами сжатия и разрежения, распространяющимися по твердой фазе порошка, газ при этом продолжает фильтроваться через поры, непрерывно повышая давление на преграде (сплошные линии в области слоя порошка).

На рис. 3 приведены распределения давления газа p и полного напряжения в порошкообразной среде $p_{\Sigma} = p - \sigma_{2*}^{II}$. Моменты времени и обозначения такие же, как на рис. 2. Из рис. 3 видно, что качественная схематизация волновых процессов в порошке (как в «эффективной» среде), приведенная на рис. 1, хорошо объясняет волновую картину в слое порошка и газе. При этом, как было отмечено выше, основной вклад в волновое поведение порошкообразной среды дает межгранулярное давление частиц σ_{2*}^{II} (см. рис. 2).

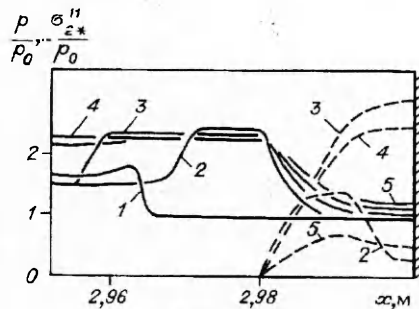


Рис. 2

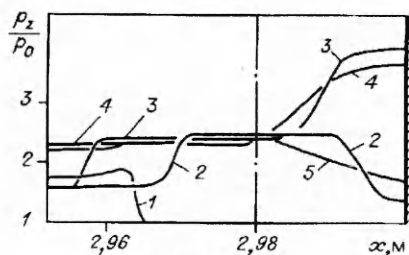
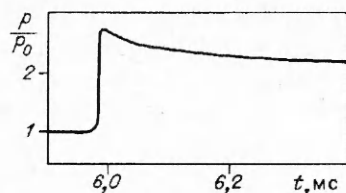


Рис. 3



Р и с. 4

В результате взаимодействия воздушной ударной волны с границей слоя газ, проникая в порошок, тормозится о частицы, одновременно вовлекая их в движение. В силу большой инерционности частиц скорость их движения мала (~ 2 м/с), однако достаточна для того, чтобы деформации порошка, обусловленные движением частиц, приводили к существенному увеличению межгранулярного давления. Смещение границы слоя практически отсутствует, что также отмечается в экспериментах [4]. Это объясняется малой скоростью движения частиц и тем, что после каждого взаимодействия распространяющейся в порошке волны сжатия или разрежения с границей слоя контактная граница меняет направление движения на противоположное (см. рис. 1).

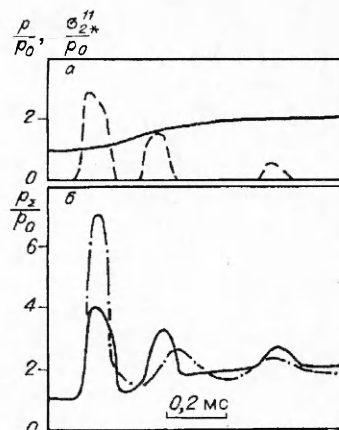
На рис. 4 приведена осциллограмма давления на преграде в случае отсутствия экранирующего слоя. Изменение давления на преграде обусловлено взаимодействием воздушной ударной волны (кривая 1 на рис. 2) с абсолютно жесткой стенкой. Осциллограмма давления на стенке имеет пологий треугольный профиль. Это объясняется тем, что падающая на преграду ударная волна, ослабляясь волнами разрежения, идущими от левого торца ударной трубы, приобретает треугольный вид и отражается от преграды в виде ударной волны треугольного профиля. Таким образом, осциллограмма давления датчика, расположенного на преграде, имеет монотонно убывающий вид с максимумом, равным $\sim 0,28$ МПа.

На рис. 5 представлены осциллограммы давления на преграде при экранировании ее слоем порошка насыпной плотности. На рис. 5, а показана полученная расчетным путем картина изменения давления газа на преграде (сплошная линия) и межгранулярного давления частиц (штриховая). На рис. 5, б приведены расчетная (сплошная линия) и экспериментальная [4] (штрихпунктирная) осциллограммы полного напряжения на преграде.

Как видно из рис. 5, б, характер изменения давления на преграде при экранировании ее слоем сыпучей среды существенно отличается от случая отсутствия экранирующего слоя: имеет немонотонный с быстротухающими колебаниями вид. При этом максимальное давление на стенке существенно превышает максимальное давление в случае отсутствия насыпного слоя и составляет в расчетах $\sim 0,4$ МПа. За фазой сжатия на поверхности преграды следует фаза разрежения, в которой давление понижается до $\sim 0,125$ МПа. Немонотонное поведение давления на торце ударной трубы, как было показано выше, объясняется взаимодействиями волн сжатия и разрежения с преградой и поверхностью слоя порошка.

Из рис. 5, а видно, что изменение давления на стенке, обусловленное давлением газа в порах порошка (сплошная линия), определяется фильтрацией газа через порошкообразный слой и имеет непрерывно возрастающий вид. «Всплески» давления длительностью $\sim 0,15$ мс определяются сжатием и разгрузкой твердого скелета слоя порошка, их длительность зависит от скорости распространения волн в экранирующем слое.

Из сравнения расчетной и экспериментальной осциллограмм давления на торце КНД можно сделать вывод о качественном согласии расчетного решения с экспериментальными данными. Количественные отличия имеют



Р и с. 5

место для амплитуд колебаний давления датчика, расположенного на преграде; в частности, отличие максимального давления на стенке, полученного численным расчетом, от измеренного в эксперименте составляет $\sim 50\%$. По-видимому, это связано с тем, что при задании параметров порошка полистирола (в частности, скорости звука в насыпном порошке) использовались некоторые характерные для насыпных сред значения этих параметров. Кроме того, максимальная нагрузка на преграду в большой степени зависит от начального состояния порошкообразной среды: находится она в состоянии предельной упаковки частиц или нет. Как показывают дополнительные расчеты, если начальная пористость порошка α_{10} больше насыпной пористости α_{1p} , то при прохождении ударной волны в слое порошкообразной среды реализуются большие скорости частиц и соответственно большее межгранулярное давление по сравнению с рассмотренным случаем и амплитуда максимального давления на преграде может существенно превышать полученное значение. К сожалению, соотношения между α_{10} и α_{1p} не конкретизированы в [4], и поэтому в расчетах полагалось $\alpha_{1p} = \alpha_{10}$.

Таким образом, результаты выполненного численного исследования свидетельствуют о приемлемости модели двухскоростной (с двумя давлениями смеси газа и контактирующих твердых частиц) для описания процесса экранирования преград насыпными слоями. Кроме того, установлено, что для рассматриваемого случая экранирования преграды порошкообразным слоем вклад температурной неравновесности фаз в силу большой массы частиц порошка ничтожно мал (отличие решений с учетом и без учета межфазного теплообмена не превышает $\sim 1\%$). Вариация параметра ξ_{2T} в интервале от 0 до 1 также несущественно влияет на процесс экранирования преграды слоем порошкообразной среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздева Л. Г., Ляхов В. Н., Раевский Д. К., Фаресов Ю. М. Численное исследование распространения ударной волны в газе и пористой среде // ФГВ.— 1987.— № 4.
2. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М. О расчете параметров стационарных ударных волн в пористой сжимаемой среде // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 4.
3. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Фролов С. М. О влиянии пористого сжимаемого покрытия на характер ударно-волнового нагружения конструкций // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, вып. 4.
4. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Фролов С. М. Передача ударно-волновой нагрузки насыпными средами // ПМТФ.— 1988.— № 2.
5. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
6. Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование процесса взрывного метания порошков // Итоги исследований ИММС № 2.— Тюмень: ИММС СО АН СССР, 1991.
7. Gough P. S., Zwartst F. J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow // AIAA J.— 1979.— V. 17, N 1.
8. Bernecker R. R., Price D. Studies the transition from deflagration to detonation in granular explosives // Combustion and Flame.— 1974.— V. 22, pt 1—3.
9. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами.— М.: Машиностроение, 1980.
10. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progress.— 1952.— V. 48, N 2.
11. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах.— М.: Гостехиздат, 1954.
12. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.
13. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газозвесей с выделением границ двухфазных областей и контактных разрывов в несущем газе // ЧМСС.— 1983.— Т. 14, № 6.

г. Тюмень

Поступила 11/III 1992 г.,
в окончательном варианте — 12/IX 1992 г.