

На рис. 2 представлена форма импульса давления, восстановленная по предложенной методике по результатам измерений на двадцати образцах различной толщины и при различных значениях напряженности электрического поля E . Следует отметить, что независимо от E , полярности приложенного напряжения и d статистическая ошибка при определении значений p_j для образцов из различных материалов не превышала 11%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Migliori A., Thompson J. D. A nondestructive acoustic electric field probe // J. Appl. Phys.— 1980.— V. 51, N 1.
2. Gerhard-Multhaupt R. Analysis of pressure wave methods for the nondestructive determination of spatial charge of field distributions in dielectrics // Phys. Rev. B.— 1983.— V. 27, N 4.
3. Alquist C., Dreyfus G., Leviner J. Stress-wave probing of electric field distributions in dielectrics // Phys. Rev. Lett.— 1981.— V. 47, N 20.
4. Розно А. Г., Громов В. В. Измерение плотности распределения объемного заряда в твердых диэлектриках // Письма в ЖТФ.— 1979.— Т. 5, вып. 11.
5. Бескаравайный Н. М., Поздеев В. А. Теоретические основы измерения импульсных давлений в жидких средах.— Киев: Наук. думка, 1981.
6. А. с. № 954900 СССР. Устройство для измерения распределения потенциала/В. Ф. Важов, Н. К. Капишников, С. М. Лебедев и др. // Открытия. Изобретения.— 1982.— № 32.
7. Лебедев С. М., Важов В. Ф., Ушаков В. Я. Устройство для акустического зондирования поля объемного заряда в твердых диэлектриках // ПТЭ.— 1983.— № 6.

Поступила 17/XI 1986 г.

УДК 532.529.518.5

ОСЛАБЛЕНИЕ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН СЛОЯМИ ЗАПЫЛЕННОГО ГАЗА И РЕШЕТКАМИ

Б. С. Кругликов, А. Г. Кутушев

(Москва)

Проблема ослабления воздушных ударных волн (УВ) имеет большое практическое значение во многих областях современной техники, от горно-добывающей промышленности [1] до термоядерной энергетики, где ведутся поиски путей защиты импульсных термоядерных реакторов от действия термоядерных микровзрывов [2]. Одним из технических решений этой проблемы является использование защитных экранов из пылевых (капельных) слоев газозвеси или решеток.

Существующие в настоящее время инженерные методики расчета эффективности таких защитных экранов преимущественно основываются на элементарной теории УВ классической газовой динамики без использования современных сведений из области механики многофазных сред. В такой ситуации практически основным методом исследования — крупномасштабный натурный либо лабораторный эксперимент. По этим причинам применяемые защитные устройства не поддаются эффективному управлению и оптимизации в зависимости от силы УВ, параметров экранирующей системы и т. д. Успешное решение вопросов оптимизации защитных экранов может быть осуществлено путем привлечения адекватных моделей гетерогенных сред и численных методов.

В данной работе обсуждается возможность использования представления о замороженной газозвеси для описания законов затухания и взаимодействия с преградами УВ в слоях запыленного газа и решеток. Исследование проводится для коротких УВ, когда длительность фазы сжатия волны τ_c значительно меньше характерных времен релаксации скоростей τ_u и температур τ_T фаз ($\tau_c \ll \tau_u, \tau_T$). При этом условии движение дисперсных частиц в газе за УВ не рассматривается. Область газа с решетками моделируется в рамках двухтемпературной смеси газа с неподвижными частицами конденсированного вещества. Узлы решетки рассматриваются как частицы замороженной взвеси. Влиянием связей решеток на газ пренебрегается (считается, что толщина связей много меньше размеров узлов). Показывается высокая эффективность ослабления воздушных УВ экранирующими слоями газозвеси и решеток при весьма малых объемных содержаниях конденсированной фазы ($\sim 0,1$ — 1%). Отдельные аспекты вопроса применимости модели замороженной газозвеси для описания процесса распространения УВ конечной длительности в аэрозвесах рассматривались в [3—7].

1. Постановка задачи и основные уравнения. Изучается прохождение плоской УВ со спадающим профилем давления через слой подвижной или условно неподвижной взвеси твердых частиц, расположенной перед жест-

кой стенкой. Ставится цель — изучить влияние таких экранирующих слоев на затухание УВ и механическое действие волны на стенку в зависимости от концентрации и размера частиц дисперсной конденсированной фазы.

Математическое описание процесса распространения УВ в газозвесах и решетках осуществляется в рамках обычных в механике многофазных сред предположений [8]. Соответствующая система дифференциальных уравнений [8, 9], описывающая в общем случае плоское одномерное нестационарное движение двухскоростной двухтемпературной смеси идеального калорически совершенного газа и монодисперсных несжимаемых частиц, в безразмерном виде следующая:

$$\begin{aligned}
 (1.1) \quad & \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} = 0 \quad (i = 1, 2), \\
 & \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2}{\partial x} + \frac{[2-i+(-1)^i \beta]}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} = (-1)^i (1-\beta') F, \quad \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 u_2}{\partial x} = Q, \\
 & \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i E_i}{\partial x} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial p \alpha_i u_i}{\partial x} \right) = 0, \\
 & \rho_i = \alpha_i \rho_i^0 \quad (\alpha_1 + \alpha_2 = 1), \quad \beta = 1,5\alpha_2, \quad \beta' = \beta + 0,5\rho_1^0/\rho_2^0, \\
 & F = \rho_2 (u_1 - u_2) \left\{ T_1^e + \frac{\sqrt{\text{Re}_0}}{\varepsilon} [\rho_1^0 (u_1 - u_2)]^{0,5} T_1^{0,5e} + \right. \\
 & \left. + \frac{\text{Re}_0}{60} \rho_1^0 (u_1 - u_2) \right\} [1 + \exp(-0,427/M_{12}^{4,63})] \frac{1}{(1-\alpha_2)^{0,5}}, \\
 & Q = \frac{\gamma}{\text{Pr}_0} \rho_2 \left(e_1 - \frac{e_2}{\delta_0} \right) \left\{ \frac{2}{3} \exp(-M_{12}) T_1^0 + \right. \\
 & \left. + 0,153 \text{Re}_0^{0,55} \text{Pr}_0^{0,33} (\rho_1^0 |u_1 - u_2|)^{0,55} T_1^{(0,67\theta-0,22\varepsilon)} \right\}, \\
 & p = \gamma(\gamma-1) \rho_1^0 e_1, \quad T_1 = \frac{p}{\rho_1^0}, \quad e_i = E_i - \frac{u_i^2}{2}, \quad a_1 = \sqrt{\frac{p}{\rho_1^0}}, \\
 & M_{12} = \frac{|u_1 - u_2|}{a_1}, \quad \text{Re}_0 = \frac{\rho_{10}^0 a_{10} d}{\mu_{10}}, \quad \text{Pr}_0 = \frac{\gamma c_{10} \mu_{10}}{\lambda_{10}}, \quad \delta_0 = \frac{c_2}{c_1}.
 \end{aligned}$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к параметрам газа и частиц; $\rho_i, \rho_i^0, \alpha_i, u_i, e_i, E_i$ — средняя и истинная плотности, объемное содержание, скорость, удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы; p и T — давление и температура; F и Q — сила межфазного трения и интенсивность контактного теплообмена; β и β' — параметры, учитывающие вклад нестационарных сил Архимеда и присоединенной массы в общую силу межфазного взаимодействия [10]; M_{12} — число Маха относительного движения фаз; $c_1, \mu_{10}, \lambda_{10}$ — удельная теплоемкость, динамическая вязкость и теплопроводность газа в невозмущенной области; d — диаметр частиц.

Система уравнений (1.1) характеризуется независимыми безразмерными параметрами [11]

$$(1.2) \quad \gamma, \text{Re}_0, \varepsilon, \theta, \delta, \text{Pr}_0, \kappa,$$

где Re_0 и Pr_0 — числа Рейнольдса и Прандтля; δ — отношение теплоемкостей фаз; γ — показатель адиабаты газа; ε и θ — показатели степени в степенных зависимостях вязкости и теплопроводности газа от температуры; κ — параметр, учитывающий стесненность частиц [8].

Начальные условия для сформулированной выше задачи задаются аналогично [10]: параметры газа на фронте ударно-волнового импульса ($x = x_*$) связываются с параметрами газа перед УВ соотношениями Рэнкина — Гюгонио; параметры газа за фронтом УВ в зоне разрежения

($0 \leq x < x_*$) в начальный момент времени $t = 0$ задаются на основе изэнтропических зависимостей для простой волны Римана с прямолинейным профилем скорости газа; в зоне невозмущенного газа ($x_* < x < x_{**}$) и невозмущенной газовой смеси ($x_{**} \leq x \leq x_{***}$) распределение параметров фаз полагалось однородным:

$$\begin{aligned} \rho_1^0(x, 0) = 1, \quad \alpha_1(x, 0) = 1, \quad u_1(x, 0) = 0, \quad p(x, 0) = 1 \quad (x_* < x < x_{**}), \\ \rho_1^0(x, 0) = 1, \quad \alpha_1(x, 0) = \alpha_{10}, \quad \alpha_2(x, 0) = \alpha_{20}, \quad p(x, 0) = 1, \\ u_1(x, 0) = u_2(x, 0) = 0 \quad (x_{**} \leq x \leq x_{***}). \end{aligned}$$

В качестве граничного условия на левой (открытой) границе $x = 0$ ставилось условие свободного протекания для газовой фазы, на правой (закрытой) границе $x = x_{***}$ — условие равенства нулю скорости газа $u_1(x_{***}, t) = 0$ и условие свободного протекания для частиц [12].

Из начальных условий задачи дополнительно к (1.2) следуют еще шесть безразмерных параметров

$$(1.3) \quad M_0, \bar{X}_*, \bar{X}_{**}, \bar{X}_{***}, m, \alpha_{20} \\ (X_* = |x_*|/L_u, \bar{X}_{**} = |x_{**} - x_*|/L_u, \bar{X}_{***} = |x_{***} - x_{**}|/L_u),$$

которые характеризуют интенсивность (M_0 — число Маха) и протяженность УВ X_* , длины областей невозмущенного газа $\bar{X}_{**}$ и экранирующего слоя $\bar{X}_{***}$, отнесенных к характерной стоксовой длине зоны выравнивания скоростей фаз ($L_u = \tau_u a_{10}$); $m = \rho_{20}/\rho_{10} = \alpha_{20}\rho_2^0/\alpha_{10}\rho_1^0$ — относительное массовое содержание взвеси.

Таким образом, решение поставленной задачи зависит в общем случае от 13 безразмерных параметров, главными из которых являются $\gamma, M_0, Re_0, m, X_*, \bar{X}_{**}, \bar{X}_{***}$ при условии, что эффекты температурной неравновесности фаз малы на фоне эффектов скоростной неравновесности фаз [11].

2. Схематизация замороженного течения. Для описания процесса распространения коротких УВ в слоях газовой смеси и решетках целесообразно привлечь также схематизацию замороженного течения, согласно которой частицы взвеси «не участвуют» в движении, т. е. $u_2(x, t) \equiv 0$, $\alpha_2(x, t) = \alpha_{20}$. При этом система (1.1) сводится к уравнениям газовой динамики, записанным с учетом «внешней» объемной силы F и притока тепла Q , действующих на газ со стороны взвеси неподвижных частиц (уравнение притока тепла для дисперсной фазы сохраняется, в нем лишь отбрасывается конвективный член).

Принятие модели замороженной газовой смеси для исследования коротких УВ в смесях с тяжелыми крупными частицами не противоречит физическим представлениям. Естественно ожидать, что при кратковременных динамических воздействиях газа на тяжелые и крупные частицы последние могут не успевать вовлечься в движение. В [3] для слабых плоских УВ в газовой смеси предлагаются следующие четыре асимптотических условия, допускающие возможность принятия схематизации о «замороженности» частиц:

$$(2.1) \quad G_1 = \frac{L_+}{L_u} = \frac{18\eta_0}{Re_* St_*} \ll 1, \quad G_2 = \frac{L_+}{L_T} = \frac{12\eta_0\gamma}{Pr_0\delta_0 Re_* St_*} \ll 1, \\ G_3 = \frac{2L_+ \alpha_{20}}{3L_u Pr_0 \eta_0} - \frac{12\alpha_{20}}{Pr_0 Re_* St_*} \ll 1, \\ G_4 = \frac{\alpha_{20}}{6\eta_0} \left| \frac{\gamma-1}{Pr_0} - \frac{3}{2} \right| \frac{L_+}{L_u} - \frac{3\alpha_{20} \left| \frac{\gamma-1}{Pr_0} - \frac{3}{2} \right|}{Re_* St_*} \ll 1 \quad \left(\eta_0 = \frac{\rho_{10}^0}{\rho_2^0} \right).$$

Здесь $L_+, L_u, L_T, Re_*, St_*$ — характерные значения длин УВ, зон выравнивания скоростей и температур фаз, а также чисел Рейнольдса и Струхала. Физический смысл первых двух критериев (2.1) указывался

выше, третий и четвертый выражают условие малого, хотя и конечного, изменения энтропии частиц за короткими УВ, а также условие отсутствия влияния на газ проходящих и отраженных от частиц волн в газе. Критерии (2.1) будут использоваться далее при анализе процесса распространения УВ умеренной интенсивности в газовзвесах.

Концентрированная взвесь «замороженных», т. е. «прибитых к эфиру», неподвижных твердых частиц может рассматриваться [5—7] как простейшая модельная решетка, в которой узлами служат частицы, а связями — тончайшие невесомые и недеформируемые нити. Такую решетку можно представлять себе как перфорированную перемычку [1, 13], для которой аналог коэффициента перфорации — объемное (поверхностное [14]) содержание газа в решетке α_{10} . Для упорядоченной кубической решетки отношение расстояния между центрами «замороженных» частиц h к их диаметру d выражается через объемную концентрацию взвеси α_{20} соотношением [14]

$$(2.2) \quad h/d = (\pi/6\alpha_{20})^{1/3}.$$

3. Результаты численного исследования. Численное интегрирование системы уравнений (1.1) с начальными и граничными условиями, введенными выше, осуществлялось методом крупных частиц [12] по алгоритму [15]. Точность расчетов контролировалась путем проведения повторных вычислений с уменьшенными шагами по времени и по пространству. Все расчеты проводились для смесей воздуха с частицами железа с использованием значений термодинамических параметров фаз: $T_0 = 293$ К, $\rho_{10}^0 = 1,21$ кг/м³, $\gamma = 1,4$, $a_{10} = 341$ м/с, $c_1 = 716$ м²/(с²·град), $\mu_{10} = 1,85 \times 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{10} = 0,026$ кг·м/(с²·град), $Pr_0 = 0,71$, $\varepsilon = \theta = 1$, $\kappa = 3$, $\rho_2^0 = 7800$ кг/м³, $c_2 = 460$ м²/(с²·град), $\delta_0 = 0,64$, $\eta_0 = 1,55 \cdot 10^{-4}$; параметров УВ: $M_0 = 4,2$, $\tilde{x}_* = 0,45$ м; геометрических параметров задачи: $|x_{***} - x_{**}| = 1,5$ м, $|x_{**} - x_*| = 0,05$ м.

Численный эксперимент проводился в широком диапазоне изменения объемного содержания дисперсной фазы и размера частиц: $0 \leq \alpha_{20} \leq 6,5\%$ и $60 \leq d \leq 1200$ мкм.

Для условий рассматриваемой задачи в таблице приведены численные значения безразмерных параметров G_i ($i = 1-4$) (2.1) и h/d (2.2), соответствующих различным значениям d и α_{20} . Из таблицы видно, что удовлетворительное описание законов затухания УВ в газовзвесах в рамках замороженной схематизации следует ожидать, например, при $\alpha_{20} = 0,1\%$ и $d \geq 60$ мкм или при $\alpha_{20} = 0,24\%$ и $d \geq 150$ мкм. Для установления достоверности следствий, вытекающих из асимптотических оценок (2.1), обратимся к результатам численного изучения.

На рис. 1 в качестве примера иллюстрируется закон падения амплитуды давления за фронтом короткой УВ в запыленном газе при $\alpha_{20} = 0,1\%$ ($m = 6,5$) в зависимости от пройденного расстояния. Кривые 1—3 соответствуют взвесям частиц с диаметрами $d = 600$; 150 и 60 мкм, а 0 — решению для газа без частиц ($\alpha_{20} = 0$). Сплошными линиями изображены решения, полученные в рамках указанной замороженной схемы

d , мкм	α_{20} , %	G_1	G_2	G_3	G_4	h/d
60	0,052	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$	10
	0,1			$9,7 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	8
	0,24			$2,3 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	6
150	0,052	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	10
	0,1			$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	8
	0,24			$3,6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	6
600	0,052	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$8,4 \cdot 10^{-5}$	10
	0,1			$9,7 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	8
	0,24			$2,3 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	6

газовзвеси, штриховыми — решения по двухскоростной двухтемпературной модели дисперсной смеси газа и частиц. Из рис. 1 видно, что решения, полученные в рамках точной двухскоростной и приближенной односкоростной (замороженной) схематизации газовзвеси, отличаются незначительно. Отличие уменьшается при увеличении размера диспергированных частиц (ср. кривые 1—3).

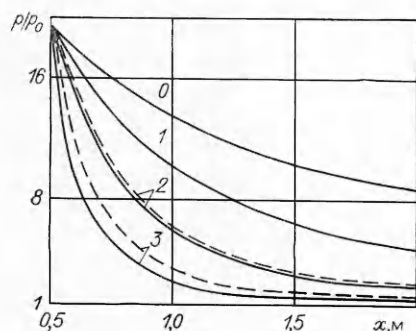
На рис. 2 показаны типичные расчетные «осциллограммы» давления за падающей и отраженной от стенки УВ в газовзвеси. Верхняя «осциллограмма» давления соответствует координате, удаленной от стенки на расстояние 0,25 м, а нижняя — координате стенки преграды. Кривые 1, 2 относятся к газовзвесям с диаметрами частиц $d = 600$ и 60 мкм. Все остальные обозначения и параметры смеси такие же, как на рис. 1. Из рис. 2 видно, что замороженное решение хорошо описывает изменение во времени давления за УВ в газовзвесах даже в случае мелких частиц с $d \cong 60$ мкм. Замороженное решение для крупных частиц с $d \cong 600$ мкм на рис. 2 не нанесено из-за весьма слабого отличия от решения, найденного в рамках общей модели двухскоростного континуума газа и частиц.

На рис. 3 представлено изменение амплитуды давления воздушной УВ в зависимости от пройденного волной расстояния в слое запыленного газа с большой концентрацией дисперсных частиц $\alpha_{20} = 0,24\%$ ($m = 15,6$). Все обозначения и параметры частиц такие же, как на рис. 1. Видно хорошее согласование решений, полученных в рамках общей двухскоростной и односкоростной (замороженной) схематизации течения газовзвеси с диаметрами частиц $d \geq 150$ мкм. В частности, при $d = 600$ мкм приближенное замороженное решение практически не отличается от точного.

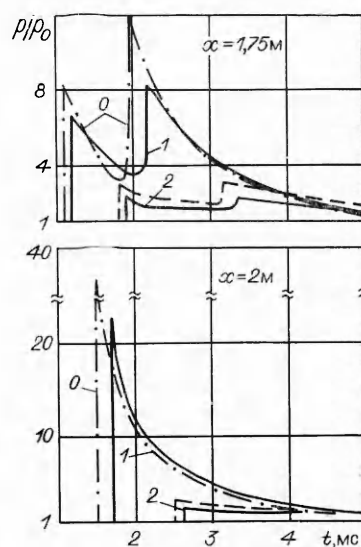
Влияние определяющих параметров экранирующих слоев решеток (объемного содержания конденсированной фазы и размера узлов решеток) на степень ослабления УВ продемонстрировано на рис. 4 кривыми изменения безразмерных пиковых значений давления ($\Lambda_p = p_{\max}/p_{\max}^0$) и импульса избыточного давления газа ($\Lambda_I = I_{p,\max}/I_{p,\max}^0$) на стенке преграды в зависимости от α_{20} и d (линии 1—3 отвечают $d = 600, 150, 60$ мкм). Здесь, как и в [10], в качестве импульса избыточного давления газа использовался интеграл вида

$$I_p(x_{***}, t) = \int_{t_*}^t [p(x_{***}, \tau) - p_0] d\tau,$$

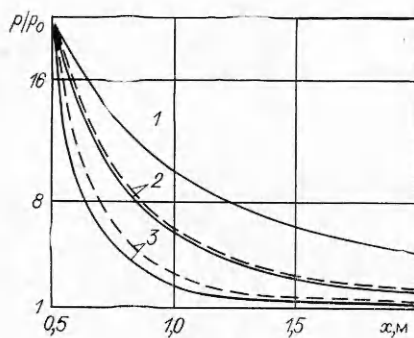
где $p(x_{***}, \tau)$, p_0 — текущее и начальное невозмущенное давление газа на стенке преграды; t_* — характерный момент времени начала возмущения среды УВ; $p_{\max}^0$, $I_{p,\max}^0$ — значения p и I_p в отсутствие решеток ($\alpha_{20} = 0$). В представленном примере $p_{\max}^0 = 3,8$ МПа, $I_{p,\max}^0 = 2000$ кг/(м·с).



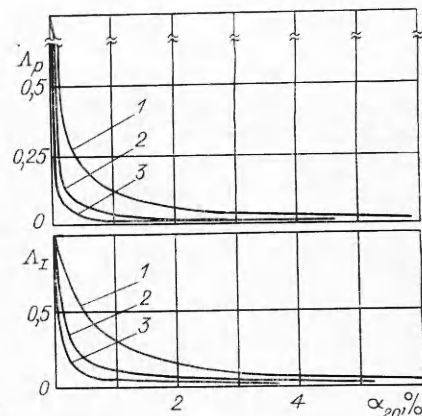
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

Из рис. 4 видно, что пиковые значения давления и импульса избыточного давления газа на стенке преграды уменьшаются по экспоненциальному закону в зависимости от объемного содержания конденсированной фазы решеток α_{20} , т. е. $\Lambda_p \sim \exp(-\varphi\alpha_{20})$ и $\Lambda_I \sim \exp(-\psi\alpha_{20})$. При этом коэффициенты затухания φ и ψ зависят от d и их значения тем больше, чем меньше d . Отсюда следует, что наибольший эффект ослабления воздушных УВ экранирующими слоями запыленного газа и решеток достигается при больших α_{20} и малых d (больших φ и ψ). Одинаковая степень уменьшения максимального давления и импульса УВ ($\Lambda_p = \text{const}$, $\Lambda_I = \text{const}$) может быть реализована путем вариации параметров α_{20} и d . Например, десятикратный эффект снижения максимального давления ($\Lambda_p = 0,1$) на стенке преграды экранирующими слоями запыленного газа и решеток получается при $0,1 \leq \alpha_{20} \leq 1,5\%$ и $60 \leq d \leq 600$ мкм. Такой же эффект снижения импульса избыточного давления имеем при $0,25 \leq \alpha_{20} \leq 2,8\%$ и $60 \leq d \leq 600$ мкм.

В настоящей работе наряду с определением импульса избыточного давления газа на стенке проводились вычисления импульсного воздей-

ствия частиц на стенку $I_u(x_{***}, t) = \frac{1}{2} \int_{t_*}^t \rho_2(x_{***}, \tau) [u_2(x_{***}, \tau)]^2 d\tau$. Рас-

четы показали, что в рассмотренном диапазоне параметров фаз и УВ, когда слой газозвеси расположен непосредственно у стенки, импульс частиц за треугольной УВ мал по сравнению с импульсом избыточного газа ($I_{u,\text{max}}/I_{p,\text{max}} \leq 0,04$). Указанный факт обсуждался в [10, 16]. Следует отметить, что значение импульса частиц на стенке может быть сравнительно большим, когда слой газозвеси расположен от стенки на расстоянии порядка характерной длины зоны выравнивания скоростей газа и частиц $\Delta x \geq L_u$ [16, 17].

Таким образом, в результате проведенного численного исследования установлено, что для оценок эффективности ослабления коротких УВ экранирующими слоями запыленного газа вполне приемлемыми могут служить существенно более простые замороженные решения, предполагающие отсутствие движения частиц дисперсной конденсированной фазы. Полученные в [3] асимптотические условия, допускающие принятие схематизации замороженного течения газозвеси за короткими УВ, могут использоваться при анализе распространения УВ конечной длительности и умеренной интенсивности в запыленных газах. Наличие экранирующих слоев мелкоячеистых решеток даже с весьма небольшим объемным содержанием твердого материала ($\alpha_{20} \sim 0,1-1\%$) приводит к сильному ослаблению воздушных УВ.

Авторы выражают благодарность Л. В. Альтшулеру и Р. И. Нигматулину за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурин А. А., Малый П. С., Савенко С. К. Ударные воздушные волны в горных выработках.— М.: Недра, 1983.
2. Велихов Е. П., Власов В. П. и др. Предварительный анализ схем импульсного термоядерного реактора на релятивистских электронных пучках // Атом. энергия.— 1978.— Т. 45, № 1.
3. Куликовский В. А. Асимптотические законы затухания слабых непрерывных и ударных волн в запыленном газе // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 3.
4. Гавриленко Т. П., Григорьев В. В. Распространение ударной волны в аэровзвеси твердых частиц // ФГВ.— 1984.— № 1.
5. Альтшулер Л. В., Кругликов Б. С. Об управлении быстротой затухания импульсных быстропротекающих процессов // Высокоскоростная фотография и метрология быстропротекающих процессов: Тез. докл. XI Всесоюз. науч.-техн. конф.— М.: ВНИИОФИ, 1983.
6. Кругликов Б. С., Кутушев А. Г. Математическое моделирование быстропротекающего ударно-волнового процесса в газе с дисперсными частицами // Там же.
7. Альтшулер Л. В., Кругликов Б. С. Затухание сильных ударных волн в двухфазных и гетерогенных средах // ПМТФ.— 1984.— № 5.
8. Ивандаев А. П., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа.— М.: ВИНТИ, 1981.— Т. 16.
9. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Численное исследование разлета облака мелкодиспергированных частиц или капель под действием взрыва // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1982.— № 1.
10. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Влияние экранирующих слоев газовзвеси на отражение ударных волн // ПМТФ.— 1985.— № 1.
11. Ивандаев А. П., Кутушев А. Г. Некоторые закономерности эволюции плоских и сферических ударных волн в аэровзвесах // ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 3.
12. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.
13. Клаповский В. Е., Минеев В. Н. и др. Ослабление воздушной ударной волны перфорированными преградами // ФГВ.— 1983.— Т. 19, № 5.
14. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
15. Ивандаев А. П., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газовзвесей с выделением границ двухфазных областей и контактных разрывов в несущем газе // ЧММСС.— 1983.— Т. 14, № 6.
16. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Математическое моделирование процесса взаимодействия с жесткими стенками ударных волн в газовзвесах // Физика и химия обработки материалов.— 1986.— № 2.
17. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Влияние дисперсных частиц на затухание и взаимодействие с преградами взрывных волн в газовзвесах // Нестационарные течения многофазных систем с физико-химическими превращениями.— М.: Изд-во МГУ, 1983.

Поступила 19/IX 1986 г.

УДК 539.3 + 536.2

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В СТЕРЖНЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЕЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

А. И. Потапов, Н. П. Семерикова

(Горький)

В ряде задач о распространении продольных термоупругих волн в стержне весьма важен учет конвективного теплообмена с окружающей средой, который в некоторых случаях может даже преобладать над эффектами теплопроводности. С подобными явлениями приходится встречаться, например, при измерениях частотной зависимости внутреннего трения материала в стержневых образцах [1, 2], а также при высокочастотных методах прогнозирования выносливости конструкционных материалов на большие базы циклического нагружения [3].

В настоящей работе исследуется влияние теплопроводности и теплообмена через боковую поверхность стержня на эволюцию нелинейных продольных волн. Показано, что в металлах для больших длин волн по сравнению с диаметром стержня эффекты теплопроводности пренебрежимо малы по сравнению с конвективным теплообменом. В этом случае влияние теплообмена оказывается аналогичным рассеянию энергии колебаний в стержне из вязкоупругого материала с последствием и релаксацией [4]. Изучены решения, описывающие нелинейные стационарные и квазистационарные волны, бегущие в одном направлении. Получены уравнения изменения энергии и амплитуды бегущих волн и проанализированы их частные решения.