КРИТЕРИЙ УСИЛЕНИЯ КОСОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ СЛОЯ ПОРИСТОГО ВЕЩЕСТВА

Н. А. Костюков

(Новосибирск)

При прохождении ударной волны через систему, состоящую из набора слоев различных материалов, соотношение давлений ударных волн в первом и последнем слоях существенно зависит от физических свойств промежуточных слоев. Особого внимания заслуживает изучение слоистых систем, в которых имеются слои из пористых веществ. Такие системы представляют интерес в связи с прессованием пористых материалов [1—3], нанесением порошков на монолитную основу [4], химико-термической обработкой металлов [5, 6] и другими приложениями.

Пористые среды обладают хорошими демпфирующими свойствами, что обусловлено малой амплитудой ударных волн и быстрым их затуханием после устранения внешней поддержки [7]. Однако в некоторых случаях при параллельном падении фронта ударной волны на границу раздела сред через пористую среду может передаваться большее давление, чем через сплошную [8].

В данной работе рассматривается более общий случай взаимодействия ударной волны со слоистой системой: наклонное падение (рис. 1). Работа посвящена изучению влияния свойств пористой среды *2* и угла наклона β фронта ударной волны AO на передачу ударного давления из среды *1* в среду *3*. Предполагается, что динамические сжимаемости сред известны, интенсивность ударной волны OA задана, а картина течения имеет следующий вид: 1) в среде *1* идет течение Прандтля — Майера, 2) в пористой среде оно описывается падающей OO_1 и отраженной O_1D ударными волнами, 3) затухание ударной волны OO_1 на толщине слоя пористого вещества пренебрежимо мало по сравнению с ее амплитудой.

Можно с большим основанием считать, что рассматриваемая картина течения распространяется на широкий набор сред *1—3*. Так, первое условие выполняется при любых значениях угла β, если динамическая жесткость среды *1* превышает жесткость среды *2* (которая у пористых сред, как правило, невелика). Для выполнения второго условия необходимо, чтобы динамическая жесткость среды *3* превышала жесткость среды *2* и отражение волны OO_1 происходило в регулярном режиме. Третье условие выполняется, если внешняя поддержка волны OO_1, обусловленная движением границы OD, существует достаточно долго.

Точный расчет параметров течения требует решения громоздкой системы уравнений и невозможен без привлечения вычислительной техни-

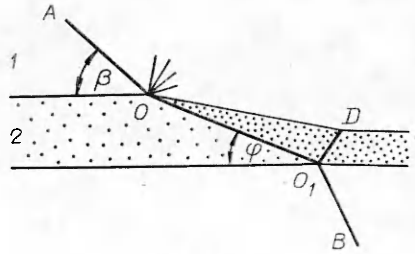

Рис. 1.

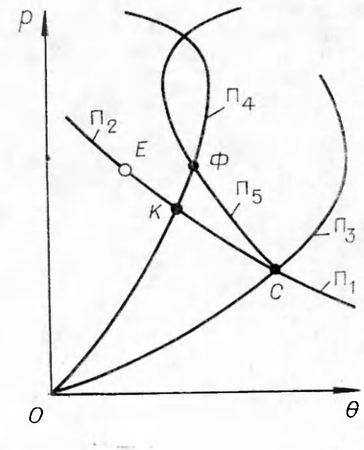

Рис. 2.

ки. Общим же недостатком всех численных решений являются затруднения, возникающие при необходимости сделать правильные обобщения и выводы. Поэтому в дальнейшем сделаем некоторые упрощения, которые несколько огрубят конечный результат, но при этом позволяют выделить важные особенности процесса.

Рассмотрение задачи будем проводить с помощью метода поляр [9]. Один из возможных вариантов взаимного расположения поляр рассматриваемой картины течения в системе координат, связанной с точкой O (см. рис. 1), показан на рис. 2. Здесь и в дальнейшем θ — угол отклонения потока вещества; p — давление; p_E, θ_E — параметры ударной волны OA; Π_1 — геометрическое место состояний, возможных в результате расширения среды *1* из состояния p_E, θ_E; Π_2 — геометрическое место состояний среды *1* при двукратном сжатии; Π_3 — геометрическое место возможных состояний среды *2* за фронтом ударной волны OO_1; Π_4 — геометрическое место возможных состояний среды *3* за фронтом ударной волны O_1B; Π_5 — геометрическое место возможных состояний среды *2* за фронтом ударной волны O_1D; p_c, θ_c — параметры ударной волны OO_1; $p_к$, $\theta_к$ — параметры ударной волны O_1B в случае непосредственного контакта сред *1* и *3* (т. е. отсутствие среды *2*); $p_ф$, $\theta_ф$ — параметры волны O_1B при наличии среды *2*.

Рассмотрим отношение производных $d\theta/dp$ вдоль поляр Π_1 и Π_5 при значениях p, близких к p_c. Согласно [10], для течения Прандтля — Майера (т. е. вдоль Π_1) выполняется соотношение

$$d\theta_1/dp = -1/\rho q^2 \operatorname{tg} \alpha, \tag{1}$$

где ρ — плотность; q — массовая скорость вдоль линии тока в системе координат, связанной с точкой O; $\alpha = \arcsin c/q$ — угол Маха, c — скорость звука. Принимая во внимание, что

$$1/\rho q^2 \operatorname{tg} \alpha > 1/\rho_E q_E^2 \operatorname{tg} \alpha_E = \sqrt{1-(c_E/q_E)^2}/\rho_E q_E c_E \tag{2}$$

(индекс E относится к параметрам среды *1* на фронте ударной волны OA),

$$q_E = \rho_0 D_E/[\rho_E \sin(\beta - \theta_E)],$$
$$\theta_E = \beta - \operatorname{arctg}(\rho_0 \operatorname{tg}\beta/\rho_E),$$

(D_E — скорость распространения ударной волны OA в лабораторной системе координат), получим:

$$|d\theta_1/dp| > \sqrt{1-[\rho_E c_E \sin\delta/(\rho_0 D_E)]^2}\rho_E \sin\delta/\rho_E c_E D_E, \tag{3}$$

где $\delta = \operatorname{arctg}(\rho_0 \operatorname{tg}\beta/\rho_E)$.

Если среда *2* пористая, то угол наклона φ фронта ударной волны OO_1 к границе раздела сред *2* и *3* мал и полная величина угла отклонения потока в среде *2* (т. е. вдоль поляры Π_5) может быть записана в виде (см., например, [11])

$$\theta_5 \approx \theta_c - \sqrt{(p-p_c)(R-R_c)/R}\,\sin\beta/(D_E\sqrt{R_c}), \tag{4}$$

где R_c — плотность вещества за фронтом ударной волны OO_1; R — плотность вещества за фронтом ударной волны OD.

Соотношение (4) имеет место при условии

$$p < p_c + R_c(D_E/\sin\beta)^2, \tag{5}$$

т. е. область допустимых значений давления тем шире, чем меньше величина угла β.

Продифференцировав (4) и учитывая, что при $p \sim p_c$

$$dR/dp \simeq 1/a_c^2, \qquad (R-R_c)/[R(p-p_c)] \approx 1/R_c a_c^2,$$

где a_c — скорость звука за фронтом ударной волны OO_1, получим

$$|d\theta_5/dp| \approx \sin\beta/D_E R_c a_c. \qquad (6)$$

Из соотношений (3) и (6) следует, что при выполнении неравенства

$$\sqrt{1-[\rho_E c_E \sin\delta/(\rho_0 D_E)]^2} R_c a_c \sin\delta/c_E \sin\beta > 1 \qquad (7)$$

в окрестности точки C поляра Π_5 расположена выше Π_1. Однако при $\beta=\beta^*=\arcsin\rho_0 D_E/\rho_E c_E$ подкоренное выражение в (7) обращается в нуль (при $\beta \geqslant \beta^*$ течение за фронтом ударной волны OA в системе координат, связанной с точкой O, перестает быть сверхзвуковым). Поэтому критерий (7) применим при $\beta < \beta^*$. При малых углах β (7) может быть преобразовано к виду

$$\sqrt{1-(c_E\beta/D_E)^2} a_c R_c/c_E \rho_E > 1. \qquad (8)$$

Поскольку для малых значений β величина производной $d\theta/dp$ вдоль поляры Π_2 приблизительно равна значению в точке E, а вдоль Π_5 не превышает значения в точке C, то из (8) следует, что Π_5 расположена выше Π_1 и Π_2 при всех допустимых значениях p. Таким образом, если выполняется неравенство (8), то

$$p_ф > p_к.$$

Полученный результат можно сформулировать в виде следующего утверждения: если свойства сред *1* и *2* таковы, что при переходе ударной волны из среды *1* в среду *2* выполняется соотношение (8), то вблизи границы раздела сред *2* и *3* амплитуда давлений ударной волны в среде *3* превышает амплитуду давления волны, которая могла бы возникнуть при непосредственном контакте сред *1* и *3*.

Проведенные оценки показывают, что существует широкий набор комбинаций сред *1* и *2*, для которых критерий усиления (8) выполняется. Экспериментальная проверка критерия наилучшим образом может быть проведена с помощью манганиновых датчиков, вводимых в среду *3*.

Поступила в редакцию
18/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Бабуль, Я. Багровский, К. Бержаньский. ФГВ. 1975, 11, 2, 259.
2. R. A. Prümmer. 4-th Intern. Conf. of the Center for High Energy Forming., Vail/Colorado, July, 1973.
3. А. П. Богданов. Канд. дисс. БПИ, Минск, 1969.
4. А. М. Каунов, Н. Н. Казак и др.— В сб.: Сварка взрывом и свойства сварных соединений. Вып. 2. Волгоград, 1975.
5. К. И. Козорезов, Л. И. Миркин и др. Докл. АН СССР, 1970, 194, 1, 70.
6. К. И. Козорезов, Л. И. Миркин, Н. Ф. Скогурова. Докл. АН СССР, 1973. 210, 5. 1067.
7. R. K. Linde, D. N. Schmidt. J. Appl. Phys., 1966, 37, 8, 3259.
8. И. М. Воскобойников, М. Ф. Гогуля и др. Докл. АН СССР. 1977, 236, 1, 75.
9. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
10. H. M. Sternberg, D. Piacesi. Phys. Fluids, 1966, 9, 7, 1307.
11. Н. А. Костюков. ПМТФ, 1977, 3, 124.