

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА НА РЕЖИМ КОСОГО СТОЛКНОВЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН

Н. А. Костюков

(Новосибирск)

Известно, что при косом столкновении плоских ударных волн в газах и в конденсированных средах может реализовываться либо регулярный, либо нерегулярный режим отражения. Угол столкновения ударных волн, при котором происходит переход регулярного режима в нерегулярный, назовем критическим. Проблемы изучения физико-химических превращений, вызываемых ударными волнами в многокомпонентных пористых средах, а также взрывного прессования некомпактных материалов, делают актуальным вопрос о влиянии начальной плотности одного и того же вещества на режим отражения сталкивающихся ударных волн. В данной работе эта проблема изучалась на примере алюминия, для которого известно уравнение состояния, описывающее данные по ударному сжатию в широком диапазоне плотности. Наибольший интерес представляют схемы, при которых ударные волны в пористом материале генерируются бегущей нагрузкой. Например, такое нагружение возникает при детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ), распределенного по поверхности сжимаемого образца. Результаты исследований [1, 2] показали, что в описанных условиях порошкообразные материалы нельзя рассматривать в газодинамическом приближении. Это обстоятельство не позволяет использовать для ответа на поставленный вопрос теорию перехода от регулярного отражения к нерегулярному, построенную применительно к средам с шаровым тензором напряжений в [3, 4].

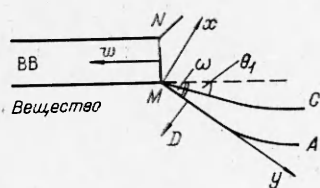
Рассмотрим слой вещества, на поверхности которого распределен заряд ВВ конечной толщины. Заряд инициируется таким образом, что фронт детонации MN представляет собой плоскость, перпендикулярную к границе вещества (фиг. 1). Предположим, что при этом в материале вблизи границы с ВВ существует область, в которой можно пренебречь затуханием генерируемой ударной волны, а ударный фронт считать плоским. Это предположение основано на результатах работ [5—7], в которых показано, что затухание косых ударных волн в сплошных металлах и в порошках окиси алюминия и титана на глубине, приблизительно равной толщине заряда, не превышает 10%.

Все дальнейшие рассуждения будут относиться к плоскому участку ударной волны. Пусть w — скорость детонации ВВ. Тогда скорость ударной волны $D = w \sin \omega$, где ω — угол между направлением распространения детонации и ударным фронтом AM . Введем систему координат (x, y, z) , связанную с фронтом детонации и ориентированную, как показано на фиг. 1, где CM — граница раздела между сжатым веществом и продуктами детонации. Ось y направлена вдоль фронта ударной волны, ось z — нормально к плоскости чертежа. Считаем, что вдоль z все параметры среды не изменяются. Так как $w = \text{const}$, то в выбранной системе картина течения стационарна. Запишем законы сохранения массы и импульса для сплошной среды следующим образом:

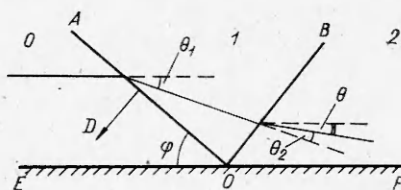
$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \oint_S \rho v_k n_k dS;$$

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v_i dV = - \oint_S (\rho v_i v_k - \sigma_{ik}) n_k dS,$$

где ρ — плотность; σ_{ik} , v_k и n_k — соответственно компоненты тензора



Ф и г. 1



Ф и г. 2

напряжений, массовой скорости вещества и вектора нормали к поверхности S , ограничивающей объем V . Применяя (1), (2) к области, содержащей разрыв, и учитывая, что перед разрывом $v_x = D$, $v_y = D \operatorname{ctg} \omega$, $\sigma_{ik} = 0$, $\rho = \rho_0$, получаем следующие условия на скачке:

$$\sigma_{xx} = \rho_0 D(D - v_x), \quad \sigma_{xy} = \rho_0 D(D \operatorname{ctg} \omega - v_y).$$

Угол отклонения потока ударной волной определяется из выражения

$$(3) \quad \theta_1 = \operatorname{arctg} [(1 - \sigma_{xx}/\rho_0 D^2)/(\operatorname{ctg} \omega - \sigma_{xy}/\rho_0 D^2)].$$

В общем случае (3) — поверхность второго порядка в пространстве θ_1 , σ_{xx} , σ_{xy} . Однако если в выбранной системе координат

$$(4) \quad \sigma_{xy} \ll \rho_0 D^2 \operatorname{ctg} \omega,$$

то отклонение потока зависит только от нормальной к фронту компоненты тензора напряжений. Это условие означает, что выбранная система координат расположена достаточно близко к главным осям тензора напряжений. Известно, что при высоких давлениях газодинамический подход является адекватным для описания течения за косой волной [5]. В пористых средах при малых интенсивностях ударных волн условие (4), наряду с требованиями отсутствия упругого предвестника, является ограничением снизу на интенсивность ударной волны. Учитывая ограничение на σ_{xy} , выражение для отклонения потока можно написать в виде

$$(5) \quad \theta_1 = \operatorname{arctg} [(1 - \sigma_{xx}/\rho_0 D^2)/\operatorname{ctg} \omega] = \omega - \operatorname{arctg} \left(\frac{\hat{c}_v}{\hat{c}} \operatorname{tg} \omega \right).$$

Для проверки применимости формулы (5) к пористому алюминию проведены эксперименты на импульсной рентгеновской установке при различной начальной плотности образцов. опыты проводились по схеме, описанной ранее в [6]. Измеряемыми величинами были углы θ_1 и ω . Обнаружено удовлетворительное согласие экспериментальных значений θ_1 с рассчитанными по (5) при интенсивности ударных волн от 20 до 60 кбар. Значения σ_{xx} и ρ вычислялись по данным динамической сжимаемости алюминиевого порошка при одноосном нагружении, опубликованным в [8], и по известной скорости детонации ВВ.

Обратимся к описанию косого столкновения двух ударных волн одинаковой интенсивности. Из соображений симметрии данная задача может быть заменена задачей об отражении одной ударной волны от абсолютно жесткой преграды EF , расположенной в плоскости симметрии. В случае регулярного режима отражения ударные фронты (AO — фронт падающей волны, BO — фронт отраженной волны) делят полупространство над отражающей преградой на три области: O — область несжатого материала, 1 — область однократного сжатия, 2 — область двукратного

сжатия (фиг. 2). Предполагается, что в окрестности линии пересечения ударных волн (точка O на фиг. 2) в каждой из этих областей течение однородное, а в системе координат, связанной с линией пересечения ударных волн, процесс является установившимся. Задача заключается в нахождении такого положения отраженной ударной волны, чтобы в областях O и 2 течение было параллельно преграде. Если преградой является абсолютно жесткая стенка, условие регулярного отражения имеет вид

$$(6) \quad \theta = \theta_1 - \theta_2 = 0,$$

где θ_1 и θ_2 — углы отклонения потока соответственно падающей и отраженной ударными волнами; θ — полный угол отклонения потока после двукратного сжатия. Известно, что при интенсивности падающей ударной волны в порошке в несколько десятков килобар вещество за фронтом имеет большую массовую скорость и плотность, близкую к плотности монолита. В результате давление за фронтом отраженной ударной волны во много раз превышает напряжения в падающей волне, а состояние в области 2 описывается газодинамическим приближением. Выберем в качестве переменных угол между падающей ударной волной и преградой φ (угол падения), напряжение, нормальное к фронту падающей волны в области 1 p_1 , и давление в области 2 p_2 . Используя законы сохранения массы и импульса вещества на фронте кривой ударной волны, величину θ можно выразить через выбранные переменные следующим образом:

$$\theta(\varphi, p_1, p_2) = \varphi - \arctg(x_{10} \operatorname{tg} \varphi) - v + \arctg(x_{21} \operatorname{tg} v),$$

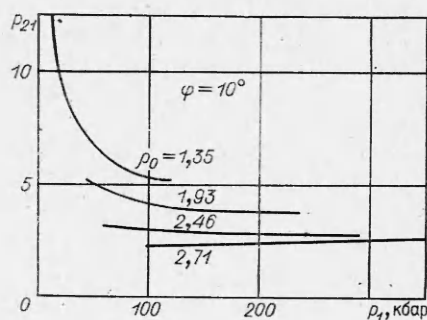
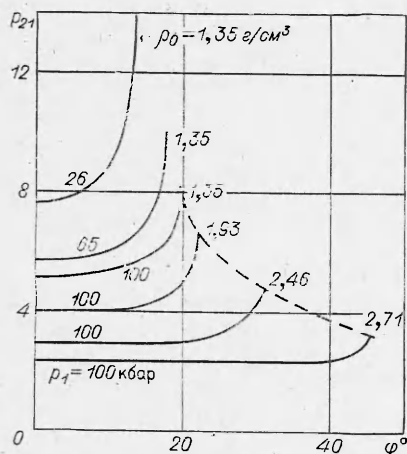
где $x_{10} = \rho_0/\rho_1$; $x_{21} = \rho_1/\rho_2$; индексы 0, 1, 2 обозначают состояние среды в областях 0, 1 и 2 соответственно;

$$v = \arcsin \{ [p_2(x_{21}) - Q_1] x_{10} \sin^2 [\arctg(x_{10} \operatorname{tg} \varphi)] / \rho_0 u_1^2 (1 - x_{21}) \}^{1/2},$$

$$u_1 = x_{10} [p_1/\rho_0(1 - x_{10})]^{1/2},$$

Q_1 — напряжение, нормальное к фронту отраженной ударной волны в области 1 . Ниже в расчетах принималось $Q_1 = p_1$. При малых ρ_0 и p_1 такое приближение является оправданным, так как $p_2 \gg p_1 \gg Q_1$, а при ρ_0 , близких к плотности монолита, расчеты велись для ударных волн достаточно большой интенсивности. Степень правильности принятых допущений позволит проверить сопоставление результатов расчетов с опытными данными. Соотношения, необходимые для расчета адиабаты двукратного сжатия $p_2(x_{21})$, заимствованы из работы [9], динамические адиабаты $p_1(x_{10})$ — из [8]. Поскольку эти зависимости используются при численных расчетах, их вид не играет роли и они могут быть заданы таблично.

Анализ уравнения (6) показывает, что для любой пары значений φ и p_1 существует два решения p_2 , если только значение φ меньше некоторого предельного значения φ_n , зависящего от p_1 . Эксперименты, проведенные на сплошных материалах [10, 11], а также опыты с алюминиевым порошком, описанные ниже, показывают, что параметры отраженной ударной волны соответствуют меньшему корню уравнения (6). На фиг. 3, 4 показано влияние φ и p_1 на степень возрастания давления в отраженной ударной волне $p_{21} = p_2/p_1$. Штриховая линия на фиг. 3 ограничивает область состояний, возможных при регулярном режиме отражения для $p_1 = 100$ кбар. Из фиг. 3 видно, что коэффициент возрастания давления резко увеличивается при углах падения, близких к предельной величине,



Ф и г. 4

Ф и г. 3

причем это увеличение тем больше, чем меньше начальная плотность вещества. Интересной особенностью является также качественное отличие влияния интенсивности падающей ударной волны на коэффициент p_{21} в сплошном и пористых материалах. Так, для сплошного материала с увеличением амплитуды падающей волны давление за отраженной волной возрастает, а для материалов с малой плотностью — падает (см. фиг. 4).

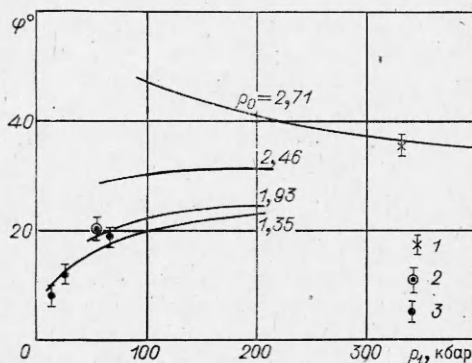
При $\varphi > \varphi_{п}(p_1)$ уравнение (6) не имеет решения в области действительного переменного, т. е. регулярный режим отражения невозможен. Зависимость $\varphi_{п}(p_1)$ находится совместным решением (6) с уравнением

$$(7) \quad \partial\theta(\varphi, p_1, p_2)/\partial p_2 = 0.$$

Взаимные положения расчетных кривых $\varphi_{п}(p_1)$ для разных ρ_0 (1—3 — экспериментальные точки) показаны на фиг. 5.

Решение вопроса о влиянии начальной плотности вещества на режим отражения сводится к построению на плоскости $(\varphi_{п}, \rho_0)$ однопараметрического семейства кривых $\varphi_{п}(\rho_0, p_1)$. Это можно сделать, определив на фиг. 5 точки пересечения расчетных кривых с прямыми $p_1 = \text{const}$. При начальной плотности $\rho_0 = 2,5 \text{ г/см}^3$ значение $\varphi_{п} = 31^\circ$ и не зависит от интенсивности падающей ударной волны, поэтому указанное семейство представляет собой пучок кривых, проходящих через точку $(31; 2, 5)$. Отличие в состояниях сплошного и пористого материалов при столкновении ударных волн обусловлено различиями в их сжимаемости. При увеличении интенсивности сталкивающихся ударных волн это различие уменьшается.

Решение системы (6), (7) дает значение верхней границы углов падения, при которых еще допускается регулярный режим отражения. При нерегулярных режимах отражения возможен режим с образованием трехударной конфигурации, когда от линии пересечения падающей и отраженной ударных волн отходят третья ударная



Ф и г. 5

волна (головная) и один контактный разрыв. По общепринятой теории [3] давление и направление массовой скорости за фронтом головной волны (область 3) и за отраженным фронтом совпадают. Решая относительно φ систему уравнений

$$\theta(\varphi, p_1, p_2) = 0, \quad \delta - \operatorname{arctg}(x_{30} \operatorname{tg} \delta) = 0, \\ (8) \quad \delta = \operatorname{arcsin} \sqrt{p_{21}(1 - x_{10}) / (1 - x_{30})}, \quad x_{30} = \rho_0 / \rho_3,$$

получим величину угла падения $\varphi_*(\rho_0, p_1)$, начиная с которой становится возможным нерегулярный режим с трехволновой конфигурацией. Результат такого анализа для сплошных металлов показал, что в алюминии при интенсивности падающей ударной волны ≤ 330 кбар существование трехударной конфигурации невозможно ни при каких значениях φ [11]. Значения φ_* для $p_1 = 100$ кбар и разных ρ_0 приведены в таблице. Зависимости $p_2(x_{30})$ для пористого Al при больших давлениях взяты из [12].

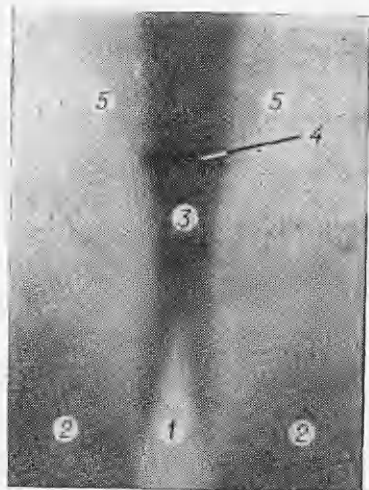
Заметим, что в пористом веществе $\varphi_* < \varphi_{\text{п}}$, т. е. одновременно с регулярным режимом является допустимой и трехволновая конфигурация.

$\rho_0, \text{ г/см}^3$	$\varphi_{\text{п}}^\circ$	φ_*°
1,35	19,6	19,6
1,93	22,5	20
2,46	30,6	23
2,71	45,5	—

Однако уже незначительное увеличение угла φ приводит к тому, что при фиксированном ρ_0 в исследованной области изменения величин p_1 решение системы уравнений (5), (6), (8) не имеет физического смысла. Таким образом, область углов падения, при которых возможен трехударный режим, является очень узкой. При $p_1 = 100$ кбар она составляет приблизительно 1° . Для точного расчета верхней границы изучаемой области должна учитываться скорость увеличения размера головной волны. При этом появляется дополнительная переменная величина — угол между направлением движения линии пересечения трех ударных волн и поверхностью преграды. В настоящее время для конденсированных сред не существует теории, позволяющей выразить эту величину через другие переменные задачи. Качественно можно показать [11], что точный расчет привел бы к сужению области углов φ , при которых трехударная конфигурация является допустимой. К сожалению, экспериментальные погрешности не позволяют дать однозначный ответ на вопрос, какой из двух допустимых режимов реализуется в указанной области. Согласно принципу физической непрерывности, предпочтительным является регулярный режим.

Для проверки результатов, расчетов, представленных на фиг. 5, были проведены эксперименты по определению критического угла в алюминиевых образцах плотностью 1,35 и 1,93 г/см³. В этих опытах исследуемый порошок размещался между двумя слоями одинакового ВВ, которые инициировались одновременно. При детонации ВВ в порошке создавались две сталкивающиеся ударные волны. Изменение угла столкновения ударных волн и их интенсивности осуществлялось путем изменения угла между пластинами ВВ и использованием разных типов ВВ. Размеры образцов выбирались такими, чтобы столкновение ударных волн происходило плоскими участками. Ударно-волновая конфигурация, возникающая при столкновении, фиксировалась на пленке с помощью импульсной рентгеновской установки. Результаты экспериментов показали, что при малых углах столкновения ударные волны сходятся под острым углом, т. е. реализуется регулярный режим столкновения (фиг. 6, где 1 — несжатый

материал, 2 — фронт детонации, 3 — сжатый порошок, 4 — свинцовая фольга, 5 — ударная волна в продуктах детонации). На фотографиях видны ударные волны в продуктах детонации, образующиеся при выходе отраженных ударных волн из сжатого материала на границу раздела сжатый материал — продукты взрыва. Таким образом, хотя сама отраженная ударная волна на снимках не фиксируется, место ее выхода на поверхность образца может быть установлено довольно точно. Это позволяет определить угол между фронтом отраженной ударной волны и плос-



Ф и г. 6



Ф и г. 7

костью столкновения и затем, используя уравнение состояния вещества, рассчитать p_2 . Во всех опытах получено удовлетворительное совпадение со «слабым» решением уравнения (6). При углах столкновения, больших, чем некоторое критическое значение, зависящее от интенсивности сталкивающихся волн, между падающими ударными волнами появляется головная волна.

Для фиксирования характера течения сжимаемого материала использовалась методика, предложенная в [1]. В образце нормально к плоскости столкновения ударных волн размещались тонкие слои из «непрозрачного» для рентгеновских лучей материала. Эти слои изготавливались из свинцовых фольг толщиной 25 мкм. По форме, которую они принимали за ударным фронтом, можно судить о характере течения материала. При регулярном режиме столкновения форма фольг за отраженными волнами свидетельствует об однородном течении материала (см. фиг. 6). В случае нерегулярного режима та часть фольги, через которую прошла головная волна, получает наибольшее смещение (фиг. 7, где 1 — несжатый порошок, 2 — головная ударная волна, 3 — сжатый порошок, 4 — ударная волна в продуктах детонации, 5 — свинцовая фольга). Это означает, что в лабораторной системе координат массовая скорость вещества за головной ударной волной больше массовой скорости соседних слоев. Различие в массовых скоростях и размер головной волны существенно зависят от угла столкновения ударных волн. При значениях углов столкновения, близких к критической величине, головная волна становится трудно различимой на рентгеновских фотографиях, а различие в массовых скоростях увеличивается. Поэтому критерием существования нерегулярного режима являлось наличие «выплеска» в средней части свинцовой фольги.

Результаты экспериментов представлены на фиг. 5. Значение критического угла для сплошного алюминия заимствовано из [11]. Полученное удовлетворительное согласие экспериментальных значений с расчетными величинами позволяет надеяться, что изложенный метод пригоден для определения критических углов и параметров течения порошка при регулярном режиме отражения, а допущения, принятые в работе, справедливы.

В заключение отметим, что хотя к нерегулярным режимам, описанным в данной работе, неприменима трехволновая схема с одним тангенциальным разрывом, имеет место существенное различие между массовой скоростью за головной волной и суммарной массовой скоростью за падающим и отраженным скачками. Подобный факт наблюдался экспериментально на плексигласовых цилиндрах и описан в [13].

Автор выражает благодарность А. А. Дерибасу и А. М. Ставеру за внимание к работе и ценные обсуждения, Г. Е. Кузьмину за полезные советы при составлении программ для ЭВМ.

Поступила 7 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерибас А. А., Ставер А. М. Ударное сжатие пористых цилиндрических тел.— ФГВ, 1974, № 4, с. 568—578.
2. Кузьмин Г. Е., Ставер А. М. К определению параметров течения при ударном нагружении порошкообразных материалов.— ФГВ, 1973, № 6, с. 898—905.
3. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.; ИЛ, 1950.
4. Арутюнян Г. М., Карчевский Л. В. Отраженные ударные волны. М., «Машиностроение», 1973.
5. J. O. Erkman. Explosively induced nonuniform oblique shocks.— «Phys. Fluids», 1958, vol. 1, N 6.
6. Ставер А. М., Костюков И. А., Кузьмин Г. Е. Исследование течения за косой ударной волной при взрывном прессовании порошков.— В кн.: II Международный симпозиум. Обработка металлов взрывом. Марианске Лазне, 1973, с. 341—352.
7. Костюков И. А., Ставер А. М., Новожинов Г. П. Столкновение ударных волн в пористом титане.— В кн.: Влияние высоких давлений на вещество. Киев, изд. ИПМ АН УССР, 1976, с. 120—125.
8. Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials.— «J. Appl. Phys.», 1969, vol. 40, N 6, p. 2490—2499.
9. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б. и др. Уравнение состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3, с. 790—798.
10. Альтшулер Л. В., Петрунин А. П. Рентгенографическое исследование сжимаемости легких веществ при косом столкновении ударных волн.— ЖЭТФ, 1961, т. 31, вып. 6, с. 717—725.
11. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б. и др. Нерегулярные режимы косого столкновения ударных волн в твердых телах.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, вып. 511, с. 1380—1393.
12. Кормер С. Б., Фунтиков А. И. и др. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3, с. 686—702.
13. Ададунов Г. А., Дремни А. Н., Канель Г. И. Параметры махового отражения в плексигласовых цилиндрах.— ПМТФ, 1969, № 2, с. 126—128.