

на поверхности выемки до момента прихода отраженной волны при $\nu = 0,3$; $R_0 = 1$; $H = 15$; $0 \leq \tau < 28$; $b_0 a_2 / b_2^2 = 1$. Результаты вычислений представлены на фигуре.

Поступили 20 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Петрашень Г. И., Огурцов К. И. Динамические задачи для упругого полупространства в случае осевой симметрии.—Учен. зап. Ленингр. ун-та, 1951, вып. 24, № 149.
2. Головчан В. Т. Дифракция волн в сферических полостях.—Акуст. журнал, 1973, т. 19, вып. 2.
3. Онисько И. И., Шемякин Е. И. Движение свободной поверхности однородного грунта при подземном взрыве.—ПМТФ, 1961, № 4.
4. Thiruvkatachar V. R., Viswanthan K. Dynamic response of an elastic half-space to time dependent surface tractions over an embedded spherical cavity.—Proc. Roy. Soc., 1965, Ser. A., vol. 287, N 1411.
5. Брук С. З. Задача Лэмба для вязкоупругой полуплоскости.—Изв. АН СССР. МТТ, 1972, № 3.
6. Ильюшин А. А., Победра Б. Е. Основы математической теории термовязкоупругости. М., «Наука», 1970.
7. De T. K. Propagation of waves in a visco-elastic half-space due to internal sources.—«Pure and Appl. Geophysics», 1970, vol. 80, N 3.
8. Медведева Н. С., Шемякин Е. И. Волны нагрузки при подземном взрыве в горных породах.—ПМТФ, 1961, № 6.
9. Tsay L. J. On the attenuation of transient spherical waves in a four element visco-elastic model and its implications.—«Pure and Appl. Geophysics», 1973, vol. 110, N 9.
10. Бленд Д. Теория линейной вязкоупругости. М., «Мир», 1965.

УДК 532.593

ВОЛНЫ СЖАТИЯ И РАЗРЕЖЕНИЯ В УДАРНО-СЖАТЫХ МЕТАЛЛАХ

А. Н. Дремин, Г. И. Канель

(Москва)

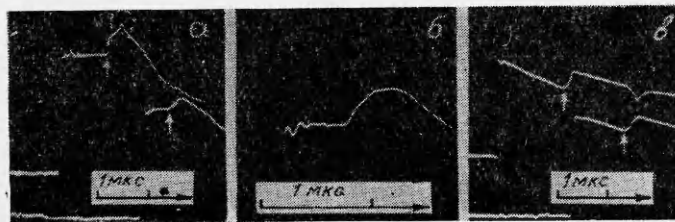
Исследовано поведение дуралюмина и меди в условиях нагружения образцов последовательно двумя идущими друг за другом ударными волнами и при разгрузке после ударного сжатия. Амплитуда первой ударной волны составляла 150—250 кбар. Проведено прямое измерение разности главных напряжений за фронтом ударной волны в дуралюмине. Полученные результаты не соответствуют существующим представлениям о поведении твердого тела при динамическом нагружении. Обсуждаются возможные причины этого расхождения.

По существующим представлениям [1—3] напряженное состояние металлов за фронтом ударной волны соответствует пределу текучести при данном давлении. В процессе дальнейшего сжатия материал должен вести себя сугубо пластически, скорость слабых волн сжатия определяется объемной скоростью звука. В волне разгрузки должен выделяться

упругий предвестник с амплитудой, вдвое превышающей динамический предел упругости при фиксированном давлении. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования ступенчатого ударного сжатия и упругопластической разгрузки дуралюмина Д16 и меди М2.

1. Ступенчатое нагружение металлов. В экспериментах по ступенчатому сжатию нагружение образцов производилось ударом алюминиевой пластины толщиной 10 мм, разогнанной с использованием взрывного устройства [4] до скорости $2,3 \pm 0,1$ км/с при диаметре плоского участка в момент соударения 62 ± 2 мм, причём ударная волна вводилась в образец через плексигласовый экран толщиной 6—8 мм. Вследствие того, что динамическая жесткость у плексигласа существенно ниже, чем у материалов ударника и образца, в экране происходят многократные отражения ударной волны от границ раздела с образцом и ударником, в результате создаваемая в образце волна сжатия имеет первоначально ступенчатый профиль давления. С помощью манганиновых датчиков [5] регистрировались профили давления в образцах на различных расстояниях от экрана. Толщина датчиков вместе с изолирующими лавсановыми пленками составляла 0,10—0,12 мм, его начальное сопротивление 2—2,5 Ом, площадь, занимаемая чувствительным элементом $\sim 7 \times 7$ мм². Регистрация велась по мостовой схеме, сила тока через датчик во время измерения 8 А, давление за фронтом первой ударной волны в дуралюмине 181 ± 5 кбар, в меди 255 ± 7 кбар, амплитуда второй волны сжатия $19,5 \pm 2$; 53 ± 3 кбар соответственно. Датчики располагались между пластинами образца в щели, плоскость которой была перпендикулярна направлению сжатия, т. е. измерялось не давление в образце, а напряжение в направлении сжатия σ_x .

В данной постановке проведены две серии опытов. В первой серии одновременно регистрировались два полных профиля $\sigma_x(t)$ с использованием двухлучевого осциллографа и двух датчиков, расположенных на некотором (известном) расстоянии друг от друга по оси образца. На фиг. 1, а показана осциллограмма одного из опытов этой серии, в которой регистрация профилей напряжения в медном образце проводилась на расстоянии $h = 4$ и 12 мм от экрана. Стрелками на осциллограмме отмечены моменты прохождения через датчики фронта второй волны сжатия. По промежутку времени между отмеченными моментами и по известному расстоянию между датчиками определялась скорость фронта второй волны сжатия. При этом учитывалась неперпендикулярность осей отклонения лучей осциллографа и вводилась поправка на толщину изоляции датчиков. Выделенный на первом профиле кружком всплеск давления — результат отражения от экрана волны разгрузки, появляющейся в образце после выхода фронта ударной волны к изоляции первого датчика. Отраженный импульс давления делает невозможным регистрацию фронта второй волны сжатия на малых расстояниях от экрана.

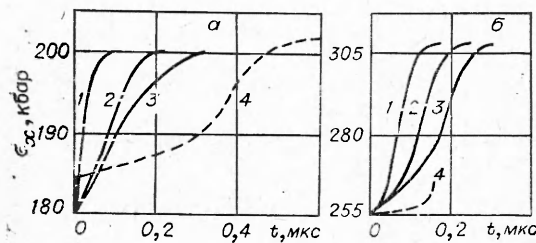


Фиг. 1.

В первой серии проведено по три опыта для дуралюмина, меди и технического алюминия АД1. Измеренная лагранжева скорость фронта второй волны составила для алюминиевых сплавов и меди $9,8 \pm 0,2$; $6,65 \pm 0,1$ км/с соответственно, что в пределах погрешности измерений соответствует продольной скорости звука в ударно-сжатом материале [6]. Рассчитанная в предположении совпадения ударных адиабат однократного и двукратного сжатия скорость второй ударной волны существенно меньше измеренной, т. е. можно считать установленным, что при ступенчатом ударном сжатии вторая волна имеет упругий предвестник.

Для детального исследования профиля $\sigma_x(t)$ во второй волне поставлены опыты, в которых регистрация велась при более быстрой развертке луча осциллографа. Балансировка моста сопротивлений, одним из плеч которого являлся манганиновый датчик, и усиление осциллографа подбирались таким образом, что на экране регистрировалась только вторая волна, но с большей разрешимостью как по времени, так и по амплитуде. На фиг. 1, б приведена осциллограмма одного из опытов второй серии, в котором регистрация производилась в образце из Д16 на расстоянии 12 мм от экрана.

Полученные после обработки осциллограмм профили напряжения во второй волне показаны на фиг. 2, а, б. За начальное и конечное напряжения приняты средние по серии опытов величины. Погрешность приведенных профилей по времени оценивается как $\pm 0,01$ мкс без учета систематической погрешности из-за инерционности датчиков, определяемой толщиной изоляции. Завал фронта первой волны во всех опытах не превышал 0,1 мкс. Профиль второй волны изменялся даже качественно, если



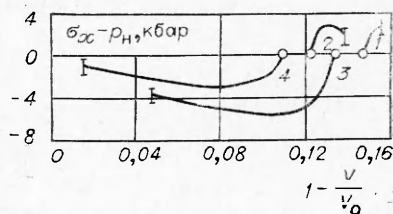
Фиг. 2

ударник оказался в момент соударения неплоским, искривленным. Выпуклость или вогнутость ударника и фронта ударной волны в образце проявляются на осциллограммах как нарастание или падение уровня регистрируемого сигнала. В соответствии с этим в дальнейшую обработку были взяты только те экспериментальные осциллограммы, на которых не отмечался перекося «полки» после первого скачка напряжения. На фиг. 2, а приведены усредненные по 2—3 опытам с образцами дуралюмина профили для $h_1=0$, $h_2=6$ и $h_3=12$ мм (кривые 1—3 соответственно), на фиг. 2, б — данные соответствующих опытов с медными образцами для $h_1=4$, $h_2=8$ и $h_3=12$ мм (кривые 1—3 соответственно).

По полученным профилям $\sigma_x(t)$ рассчитан ход изменения состояния во второй волне. Полный перепад напряжения разбивался на 8 равных частей. Изменение степени сжатия V/V_0 в каждой части определялось выражением $\Delta V/V_0 = \Delta \sigma_x / (\rho_0 a_i^2)$, где ρ_0 — начальная плотность образца; a_i — лагранжева скорость распространения среднего для данного участка уровня напряжения. Величины a_i находились по приведенным на фиг. 2 профилям с использованием формулы $1/a_i = 1/a_1 + \Delta t / \Delta h$, где a_1 — лагранжева скорость фронта второй волны; Δh — начальная разность координат соседних датчиков; Δt — разность промежутков времени между моментом прохождения через датчик фронта второй волны и моментом достижения данного уровня σ_x для двух соседних датчиков.

На фиг. 3 приведены величины отклонения напряжений во второй волне сжатия от исходной адиабаты в зависимости от величины

степени сжатия для дуралюмина и меди (кривые 1, 2 соответственно). При этом использовалась ударная адиабата дуралюмина в виде $D = (5,34 + 1,36u)$, км/с [6, 7] и меди в виде $D = (3,96 + 1,5u)$, км/с [7]. Как видно из приведенных на фиг. 3 данных, все состояния во второй волне лежат выше ударной адиабаты исходного материала. Согласно классической газодинамике [1], конечное состояние за фронтом второй волны (при условии ее стационарности) должно описываться на $\sigma_x - V$ -диаграмме точкой, расположенной ниже ударной адиабаты исходного материала. В проведенных экспериментах стационарность второй волны сжатия не достигнута. Предварительное нагружение образцов осуществлялось ударной волной с прямоугольным профилем напряжения.

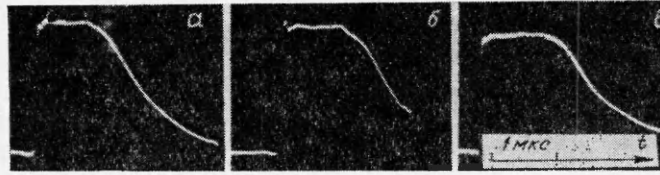


Фиг. 3

Рассмотрим вопрос о характере второй волны в случае спадающего профиля $\sigma_x(t)$ за фронтом первой ударной волны. На фиг. 1, в приведена осциллограмма опыта, в котором нагружение образца Д16 осуществлялось накладным зарядом ТНТ с плотностью $1,58$ г/см³, диаметром 80 мм и высотой 40 мм через медный экран толщиной 4 мм. Детонация заряда инициировалась с помощью взрывной линзы. Первый датчик давления располагался между медным экраном и образцом, второй — на расстоянии 10 мм от экрана. Амплитуда первой ударной волны на интервале между датчиками падает от 169 до 140 кбар, напряжение перед фронтом второй волны (отмечен на осциллограмме стрелками) — 105 — 110 кбар. Лагранжева скорость фронта второй волны в данном опыте $8,15 \pm 0,1$ км/с. Продольная лагранжева скорость звука при давлении 105 кбар $8,3$, объемная — $7,05$ км/с, т. е. измеренная скорость фронта второй волны в данном опыте приближается к продольной скорости звука. Время нарастания напряжения во второй волне увеличивается на расстоянии между датчиками от $0,20$ до $0,28$ мкс.

2. Упругопластическая разгрузка металлов. В экспериментах по регистрации волны разрежения нагружение образцов производилось ударником из плексигласа, имеющим скорость $3,2 \pm 0,1$ км/с и диаметр плоской центральной части 83 ± 2 мм. Выбор плексигласа в качестве материала ударника определялся тем, что профиль выходящей из него центрированной волны разрежения, появляющейся при отражении ударной волны от тыльной поверхности ударника, не имеет особенностей. Это позволяет проводить качественное сравнение непосредственно экспериментальных профилей $\sigma_x(t)$ в глубине образца без предварительной обработки и анализа. Амплитуда ударной волны в дуралюмине 160 ± 5 , в меди — 215 ± 7 кбар. На свободной поверхности образцов устанавливались по окружности с диаметром 35 мм три электроконтактных датчика для контроля перекоса и измерения скорости фронта ударной волны. Датчики включались параллельно в цепь разряда конденсатора через сопротивление величиной по 100 — 150 Ом. На втором канале осциллографа регистрировался ток разряда конденсатора при замыкании контактных датчиков. В дальнейшем обрабатывались осциллограммы только тех опытов, в которых разновременность срабатывания датчиков перекоса была меньше $0,1$ мкс.

На фиг. 4, а — в даны осциллограммы опытов по регистрации на расстоянии 10 мм от поверхности соударения упругопластической разгрузки соответственно в меди, дуралюмине и (для сравнения) в техническом алюминии АД1. На всех осциллограммах достаточно четко фиксируется упру-

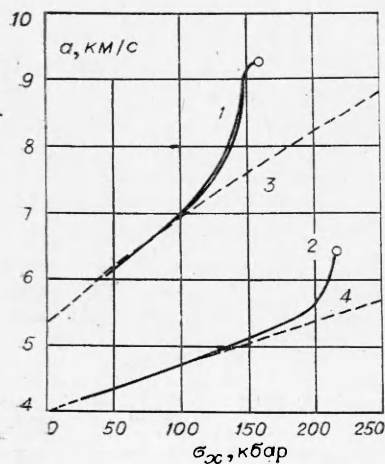


Фиг. 4

гпй предвестник, но говорить об упругой волне конечной амплитуды можно только в случае дуралюмина.

При обработке экспериментальных осциллограмм учитывался гистерезис зависимости электросопротивления манганиновых датчиков от давления. Найденная в опытах с регистрацией волны разгрузки от свободной поверхности образца величина остаточного изменения сопротивления датчиков (гистерезис) составляет 5—6% от полной амплитуды. Связь между изменением сопротивления и величиной σ_x при разгрузке принималась линейной.

На фиг. 5 представлены полученные после обработки осциллограмм опытов с датчиками, установленными на расстояниях 4—15 мм от поверхности соударения, зависимости лагранжевой скорости a_σ распространения фиксированных значений напряжения от величины σ_x для дуралюмина и меди (кривые 1, 2 соответственно). Погрешность определения a_σ не превышает $\pm 2\%$. Зависимость величины a_σ от координаты не выходит за пределы погрешности измерения. Здесь же показаны зависимости лагранжевой объемной скорости звука от давления (штриховые кривые), рассчитанные по формуле $a(c_0^2 + 4bp/\rho_0)^{1/2}$, в предположении совпадения ударной адиабаты и изэнтропы разгрузки в координатах p, u [6] для дуралюмина и меди (кривые 3, 4 соответственно). Здесь c_0 и b — коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты в виде $D = c_0 + bu$; ρ_0 — начальная плотность образца. С использованием экспериментальных зависимостей $a_\sigma(\sigma_x)$ рассчитан ход изменения состояния в волне разрешения. На фиг. 3 показано отклонение кривой разгрузки от ударной адиабаты для дуралюмина и меди (кривые 3, 4 соответственно). Кривые разгрузки располагаются ниже ударной адиабаты, что согласуется с упругопластической моделью [2, 3].



Фиг. 5

3. Разность главных напряжений за фронтом ударной волны. Взаимное расположение кривых разгрузки и вторичного сжатия относительно ударной адиабаты материала не соответствует существующим представлениям о процессе деформирования в ударной волне, поэтому были поставлены дополнительные эксперименты по определению разности главных напряжений за фронтом ударной волны. В опытах этой серии в образце делались две взаимно перпендикулярные щели, заполненные изоляционным материалом. В щелях располагались на одинаковом расстоянии (в 8 мм от поверхности соударения) манганиновые датчики П-образной формы с чувствительным элементом на месте «перекладины». После многократных отражений в щели, ориентированной перпендикуляр-

но направлению сжатия, за фронтом ударной волны устанавливается давление, равное напряжению σ_x в направлении сжатия образца, а в щели, параллельной направлению сжатия, — давление, равное напряжению σ_y в поперечных направлениях. Регистрация организована таким образом, чтобы фиксировать одновременно сигналы от обоих датчиков и непосредственно разность показаний датчиков [5]. Нагружение образцов производилось ударом алюминиевой пластины толщиной 10 мм, имеющей скорость $1,85 \pm 0,1$ км/с.

Опыты показали, что обеспечить достаточную надежность датчика σ_y трудно, что связано, по-видимому, с нестабильностью течения в щели, перпендикулярной фронту ударной волны и заполненной материалом с иной, чем у образца, динамической жесткостью. По этой причине не получено надежного результата для меди. Для дуралюмина измеренная разность напряжений за фронтом ударной волны с амплитудой 170 кбар найдена равной $\sigma_x - \sigma_y = 1,0 \pm 0,5$ кбар. Этот результат осреднен по трем опытам с использованием в качестве изоляции обоих датчиков набора из пластин слюды толщиной по 0,10—0,15 мм и (непосредственно у датчиков) лавсановых пленок толщиной по 0,02 мм. Общая толщина датчиков вместе с изоляцией составляла 0,25—0,35 мм.

4. Обсуждение результатов. Полученные результаты расходятся с существующими представлениями о поведении металлов в ударной волне по трем пунктам: 1) при ступенчатом ударном сжатии вторая волна имеет упругий предвестник; 2) конечное состояние материала при ступенчатом сжатии описывается точкой, расположенной выше исходной ударной адиабаты; 3) отклонение кривой разгрузки от ударной адиабаты, которое для упругопластического материала должно быть равным $(4/3)(\sigma_x - \sigma_y)$ [2], доходит для дуралюмина до 5—6 кбар, т. е. намного больше ожидаемой по измеренной разности напряжений величины (0,7—2,0 кбар).

Наиболее вероятно, что указанное расхождение связано с релаксационным характером высокоскоростного деформирования. Особенности ступенчатого нагружения, аналогичные найденным в данной работе, наблюдались и при меньших скоростях деформирования. Так, при исследовании распространения упругопластических волн в алюминиевой, медной и лагунной проволоках, предварительно переведенных ударом в пластическое состояние, найдено, что фронт второго (догрузочного) импульса распространяется со скоростью упругих волн [8]. Количественное описание релаксации напряжений в реальных условиях ударного сжатия (в принципе) может быть получено с использованием модели упруговязкой среды, рассматриваемой в [9].

Второй возможной причиной несоответствия полученных результатов, ожидаемых по упругопластической модели, может быть различие механизмов деформирования во фронте сильной ударной волны и в слабых волнах. Оценка максимальной величины сдвиговых напряжений во фронте ударной волны τ_{\max} [10], сделанная по отклонению волнового луча $\sigma_x = \rho_0 D^2(1 - V/V_0)$ от ударной адиабаты, дает для дуралюмина при амплитуде ударной волны 160 кбар $\tau_{\max} = 11,2$ кбар и при 181 кбар $\tau_{\max} = 14,4$ кбар; для меди при 215 кбар $\tau_{\max} = 13,9$ кбар и при амплитуде 255 кбар $\tau_{\max} = 18,3$ кбар. Оценка теоретической прочности как $1/30$ модуля сдвига дает с учетом зависимости последнего от давления по данным [6] 10,5 для дуралюмина и 16 кбар для меди, т. е. сдвиговые напряжения во фронте ударной волны сравнимы или превышают теоретическую прочность материалов на сдвиг. Поэтому не исключено, что во фронте ударной волны имеет место бездислокационный сверхкритический сдвиг [10], а в волнах разгрузки и вторичного сжатия деформирование происходит по дислокационному механизму и сопровождается упрочнением.

В связи с этим предположением заметим, что оценка напряженного состояния за фронтом первой ударной волны по величинам отклонения от ударной адиабаты напряжения после вторичного сжатия ($\Delta\sigma_2 \approx 2,5$ кбар) и в волне разгрузки после изменения степени сжатия на величину, соответствующую амплитуде второй волны ($\Delta\sigma_R \approx 4,5$ кбар), дает для дуралюмина величину $\sigma_x - \sigma_y = (3/4) (\Delta\sigma_R - \Delta\sigma_2) \approx 1,5$ кбар, что удовлетворительно согласуется с результатом прямого измерения.

Сравним форму профилей упругопластических волн для материалов, находящихся в нормальном исходном состоянии, и для ударно-сжатых материалов. На фиг. 2, а (кривая 4) дан профиль упругопластической волны сжатия в дуралюмине на расстоянии 12,5 мм от поверхности соударения, построенный по данным работы [11]. На фиг. 2, б (кривая 4) — профиль упругопластической волны сжатия с полной амплитудой 50 кбар в поликристаллической меди высокой чистоты на расстоянии 4,0 мм [12]. Можно отметить качественное подобие профилей упругопластических волн для каждого материала в исходном и ударно-сжатом состояниях. Для меди упругий предвестник имеет треугольный профиль как для волны сжатия в ненагруженном образце, так и в волнах сжатия и разгрузки в ударно-сжатом материале. Для дуралюмина упругий предвестник имеет вид скачка с последующим относительно плавным изменением напряжения как при сжатии ненагруженного образца, так и при разгрузке после ударного сжатия. Сравнительно малая крутизна регистрируемого фронта волны вторичного сжатия определяется, по-видимому, инерционностью методики.

В заключение авторы благодарят Г. А. Савельеву за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Поступила 14 V 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
2. Альтшулер Л. В., Бражник М. И., Телегин Г. С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия.— ПМТФ, 1971, № 6, с. 159.
3. Fuller P. J. A., Price J. H. Dynamic stress-strain release path for aluminium and magnesium measured to 200 kbar.—«Brit. J. Appl. Phys.», 1969, Ser. 2. J. Phys. D, N 2, p. 275.
4. Канель Г. И., Молодец А. М., Воробьев А. А. О метании пластин взрывом.— ФГВ, 1974, т. 10, № 6, с. 884.
5. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, отд. научных фондов, № 477—74 Деп., 1974.
6. Воробьев А. А., Дремин А. И., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне.— ПМТФ, 1974, № 5, с. 94.
7. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнение состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3, с. 790.
8. Малышев Б. М. Экспериментальное исследование распространения упругопластических волн.— ПМТФ, 1961, № 2, с. 104.
9. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде.— ПМТФ, 1974, № 5.
10. Cowan G. R. Shock deformation and the limiting shear strength of metals.—«Trans. Metal. Soc. AIME», 1965, vol. 233, N 6, p. 1121.

11. Johnson J. N., Barker L. M. Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminum.—*J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, N 11, p. 4321.
 12. Jones O. E., Mote J. D. Shock-induced dynamic yielding in copper single crystals.—*J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, N 12, p. 4920.

УДК 539.3+534.231.1

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПОЛЯ СМЕЩЕНИЙ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ И ТРАНСВЕРСАЛЬНО-ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

В. С. Будаев

(Москва)

Исследуется структура возмущенной области и геометрия волновых фронтов при условии, что в неограниченной трансверсально-изотропной среде действует сосредоточенный источник типа мгновенного импульса. Определены области допустимых значений введенного в [1] коэффициента анизотропии для трансверсально-изотропных сред на основе условий положительной определенности упругой энергии и условий гиперболичности. Предполагается, что движение среды происходит в условиях плоской деформации.

1. В работе [1] проведено подробное исследование особенностей волновых полей в упругих анизотропных средах для случая сосредоточенных источников возмущений импульсного типа. Исследуются геометрия волновых фронтов, корни характеристического уравнения и некоторые физические характеристики среды. Для описания свойств конкретных сред вводится коэффициент анизотропии $\Delta_A = (c_1 - c_3)/c_2$ для случая $c_1 = c_4$, где c_1, c_2, c_3, c_4 — коэффициенты уравнений

$$\begin{aligned} c_1 \partial^2 u / \partial x^2 + c_2 \partial^2 w / \partial x \partial z + c_3 \partial^2 u / \partial z^2 - \rho \partial^2 u / \partial t^2 &= \rho a_1 f; \\ c_3 \partial^2 w / \partial x^2 + c_2 \partial^2 u / \partial x \partial z + c_4 \partial^2 w / \partial z^2 - \rho \partial^2 w / \partial t^2 &= \rho a_2 f, \end{aligned}$$

описывающих движение среды в условиях плоской деформации.

Здесь u, w — компоненты смещений вдоль осей x и z . Направление осей координат выбирается в зависимости от конкретного вида упругой симметрии (как в [1]). Если источник возмущений локализован в начале координат и представляет собой сосредоточенный импульс, то правые части следует взять в виде

$$f = \delta(x)\delta(z)\delta(t).$$

В работе [1] подробно рассмотрены среды, обладающие кубической симметрией. Показано, что вся область допустимых значений Δ_A, α ($\alpha = c_3/c_1$) делится на четыре области. В зависимости от того, в какую из областей попадает точка с координатами Δ_A, α , определяется наличие и расположение лагун и вид корней характеристического уравнения. Границы допустимых значений Δ_A, α определяются условиями гиперболичности и положительной определенности упругой энергии. Два параметра Δ_A и α полностью определяют поведение среды в условиях плоской деформации в случае кубической симметрии.