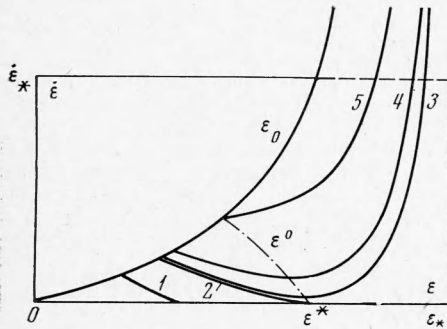


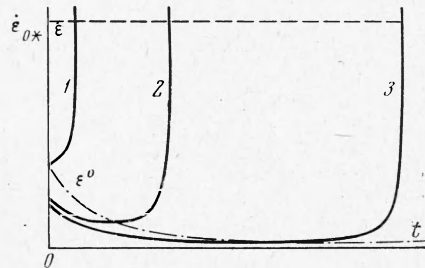
Кривая, соединяющая точки критических значений ϵ^0 , изображена на фиг. 1,2,3 штрих-пунктирной линией.

При напряжениях от σ_0 , соответствующего точке совпадения ϵ^0 с ϵ_0 , и больших скорость деформаций непрерывно возрастает с начала ползучести до момента разрушения. В момент разрушения при достижении предельной деформации ϵ_* скорость деформации стремится к бесконечности.

Поскольку при испытаниях материалов скорость деформирования в момент разрушения не бесконечна, а имеет хотя весьма большую, но конечную величину, то за момент разрушения может быть принято достижение скоростями деформаций некоторой определенной большой величины $\dot{\epsilon}_*$. При этом «пределом прочности» окажется не σ^* , а соответствующее $\dot{\epsilon}_*$ напряжение $\sigma_{0*} < \sigma^*$ (см. фиг. 1). Предельной деформацией,



Фиг. 3



Фиг. 4

деформацией разрушения, при этом будет считаться величина ϵ_{0*} , соответствующая принятой предельной скорости и различная в зависимости от начального напряжения σ_0 . Кривая σ_{0*} , ϵ_{0*} для некоторой большой скорости деформаций $\dot{\epsilon}_{0*}$ представлена на фиг. 1,2,3 пунктирной линией.

Можно также считать предельной точкой точку начала увеличения скорости деформаций ϵ^0 [2].

На полученных выше кривых ползучести и скоростей деформаций (фиг. 2, 3) отсутствуют участки установившейся ползучести, постоянной скорости. Однако кривизна линий ползучести при σ_0 , незначительно превышающем σ^* , на участке вблизи точки перегиба ϵ^0 весьма мала, отличие от линейной зависимости невелико. График зависимости скоростей деформаций от времени (на фиг. 4) показывает (кривые 1, 2, 3 соответствующим значениям $\sigma_0 = 1.4 \sigma^*$, $1.1 \sigma^*$, $1.02 \sigma^*$), что при σ_0 , незначительно превышающем σ^* , скорость деформаций в течение длительного времени мало отличается от постоянной.

Поступила 14 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. М., «Наука», 1966.
2. Ржаницын А. Р. Теория ползучести. М., Стройиздат, 1968.

УДК 539.87

ПАРАМЕТРЫ НЕОДНОМЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В АЛЮМИНИИ

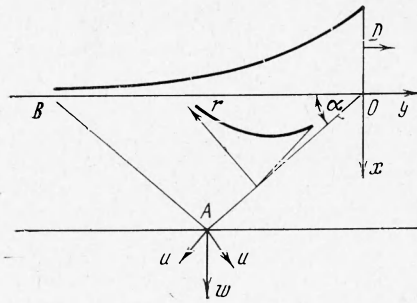
Г. В. Злыгостев, А. К. Музыря, В. П. Ратников

(Москва)

Описан метод регистрации профиля давления и массовой скорости за фронтом двумерной ударной волны, возбуждаемой в плоской пластине движущейся по ее поверхности нагрузкой. Представлены результаты, полученные для случая детонации слоя взрывчатого вещества на поверхности пластины из алюминия.

10*

Пусть по поверхности пластины движется нагрузка со сверхзвуковой скоростью. Тогда в пластине возникает ударная волна, фронт которой наклонен к нагружаемой поверхности. Схема волновой картины при движущейся нагрузке приведена на фиг. 1.



Фиг. 1

Такой вид нагружения может осуществляться, например, при распространении детонации в слое взрывчатого вещества вдоль поверхности пластины, при соударении пластин с достаточно малым углом соударения и в других случаях. Исследование таких неоднородных течений имеет значение для изучения уравнения состояния материалов, для изучения явления откола при отражении волн от свободной поверхности, для динамической прочности материалов при сложном напряженном состоянии и т. д.

Движение за фронтом неоднородных волн носит сложный характер. Для некоторых случаев получены аналитические решения. Например, в работах [1, 2] в линейной постановке найдены потенциалы, которые описывают

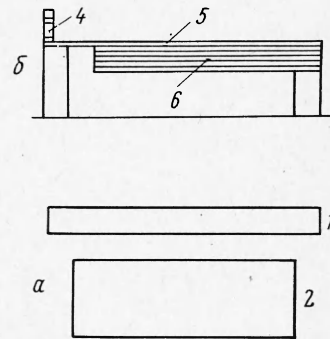
вызванное движущейся нагрузкой течение. В работе [3] рассмотрена задача об отколе в линейно-упругой плите при данном виде нагружения.

В данной работе описывается экспериментальный метод, который позволяет восстанавливать распределение параметров за фронтом ударной волны, возбуждаемой в материале движущейся нагрузкой (в области AOB на фиг. 1). Этот метод в качестве основы использует принцип стержня Гопкинсона. Известный механический метод Гопкинсона [4] применяется для измерения параметров одномерной плоской ударной волны. Нагрузка в стержне создается взрывом или ударом по одному из его концов. На противоположном конце стержня размещается набор пластинок. Ударная волна, распространяющаяся по стержню, отражается от его конца в виде волны разрежения. Вследствие отражения волны пластинки отлетают от конца стержня с различными скоростями. По распределению скоростей разлетающихся пластинок восстанавливается профиль массовой скорости и давления за фронтом [5, 6].

Модификация стержня Гопкинсона позволила определить параметры ударной волны и в случае двумерных течений. Для этого образец исследуемого материала был взят в виде плоского пакета тонких пластин, плотно прижатых одна к другой. По одной из поверхностей пакета движется нагрузка и возбуждает в нем ударную волну. При отражении волны от свободной поверхности пакета происходит веерообразный разлет пластин. Механизм их разлета такой же, как и в стержне Гопкинсона. Так же как и в методе Гопкинсона, надо регистрировать скорость разлетающихся пластин. Но расчетные формулы для определения параметров ударных волн несколько видоизменяются.

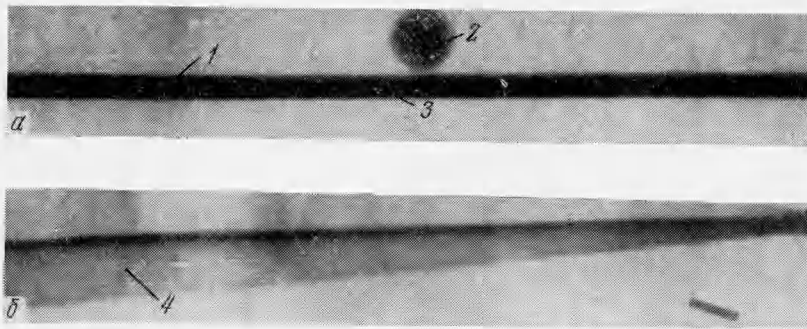
Указанным методом получено распределение массовой скорости и давления в алюминиевой пластине при действии на нее детонации листового заряда. Опыты проводились по схеме, представленной на фиг. 2, а, где 1 — кассета с пленкой, 2 — сборка, 3 — источник рентгеновских лучей, и фиг. 2, б, на которой дано построение сборки: 4 — иницирующий узел, 5 — слой взрывчатого вещества, 6 — пакет пластин. Пластина представляет собой пакет размерами $4 \times 60 \times 120$ мм³. Он набран из листов толщиной 0.2 мм (20 штук) или 0.6 мм (7 штук). На одну из сторон пакета наносился слой заряда толщиной 1 мм, другая оставалась свободной. Сборка укреплялась вблизи источника импульсного рентгеновского излучения. Иницирование детонации производилось одновременно по всей ширине слоя взрывчатого вещества ударом стальной пластины. Выдача рентгеновского импульса осуществляется в требуемый момент времени, и явление фиксируется на определенной стадии развития. Рентгенограмма одного из опытов приведена на фиг. 3, где 1 — слой заряда, 2 — масштабный предмет, 3 — пакет из 20 пластин, 4 — кадр разлетающихся пластин.

В опыте регистрируется мгновенное положение разлетающихся пластин. По нему можно определить скорости пластин и, следовательно, профиль массовой скорости и давления за фронтом ударной волны. В приближении слабых волн фронты падающих



* 3

Фиг. 2



Фиг. 3

и отраженных волн прямолинейны и наклонены по отношению к поверхности на угол $\alpha = \arcsin (c / D)$. Здесь c — скорость волн в материале, D — скорость детонации ВВ.

Массовая скорость во фронте ударной волны и приращение скорости в волне разрежения равны по абсолютной величине и направлены по нормали к фронтам (фиг. 1). В этом случае скорость пластины связана с массовой скоростью и давлением соотношениями

$$u = w / 2 \cos \alpha, \quad p = \rho c w / 2 \cos \alpha$$

Таким образом, для определения давления и массовой скорости необходимо знание скоростей пластин, скорости волны в материале, начальной плотности материала и скорости детонации ВВ. Скорость детонации примененного в опытах ВВ измерена предварительно и равна 7.5 км/сек. Плотность материала 2.65 г/см³. Соображения по выбору величины скорости волны в алюминии приведены ниже.

Способ определения скоростей пластин по рентгенограммам ясен из рассмотренного течения в системе координат, связанной с фронтом детонации (фиг. 4).

В этой системе перед фронтом ударной волны течение имеет скорость D , равную скорости детонации ВВ. После прохождения фронтов течение имеет составляющие скорости D и w_i , так что $w_i / D = \operatorname{tg} \beta_i$. Здесь i — номер пластины при отсчете от свободной поверхности.

Таким образом, формулы для определения массовой скорости и давления в зависимости от координаты r за фронтом ударной волны имеют вид

$$u_i = D \operatorname{tg} \beta_i / 2 \cos \alpha, \quad p_i = 1/2 \rho D^2 \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_i$$

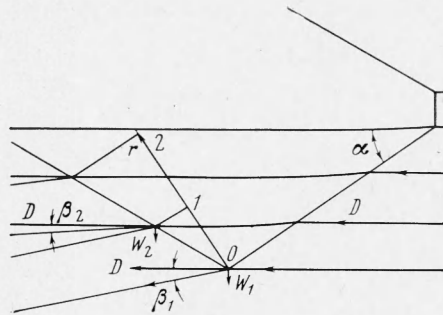
Экспериментально регистрируемыми величинами здесь являются углы β_i между положениями пластин в начальный момент и при разлете. Ввиду конечности толщины пластин полученные значения u_i и p_i есть средние величины на отрезках 0-1, 1-2 и т. д., отсчитываемых от любой точки фронта по нормали к нему. Длина этих отрезков, как видно из фиг. 5, приближенно равна $2h \cos \alpha$, где h — толщина одной пластины пакета. Пусть в момент t фронт ударной волны проходит через точку A . Волна разрежения достигнет точки A через

$$\Delta t = l / D = 2h / D \operatorname{tg} \alpha$$

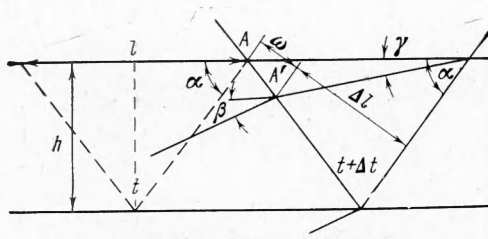
За это время ударная волна пройдет отрезок пути

$$\Delta r = c \Delta t = 2h \cos \alpha$$

Определенные таким образом длины отрезков не учитывают движения материала за фронтом ударной волны. На смещение поверхностей пластин к моменту прихода к ним волны разрежения можно и в рамках приближения слабых волн ввести поправку. Из геометрического рассмотрения картины, изображенной на фиг. 5,



Фиг. 4



Фиг. 5

рое изменение скорости волны, возбужденной детонацией слоя ВВ на поверхности алюминиевой пластины, по мере распространения в материале. Результаты этих работ позволяют установить, что отклонение скорости волны от принятого в расчетах значения 5.9 км/сек составляет примерно $\pm 5\%$.

Данные, характеризующие постановку экспериментов по определению параметров за фронтом ударной волны, а также полученные результаты приведены в таблице. В ней указаны толщина слоя заряда h^* мм, число n и толщина h мм пластин, входящих в состав пакета, скорости пластин w_i км/сек, координаты середин отрезков r_i/h^* , массовая скорость во фронте u_0 и за фронтом u_i км/сек, так что для p_i имеем $p_i/p_0 = u_i/u_0$.

На фиг. 6 для примера даны две гистограммы. В этих опытах нагружение пакета пластин производилось взрывом слоя ВВ толщиной $h^* = 1$ мм; при этом в случае 1 пластины имели толщину $h = 0,2$, в случае 2 — толщину 0.6.

Как и следовало ожидать, пространственное разрешение данного метода зависит от толщины пластин пакета. Длина отрезка, которому приписываются средние значения параметров волны, равна $2h\sqrt{1 - (c/D)^2}$. При заданном c/D разрешающая способность определяется толщиной пластины h .

следует, что поправка к первому отрезку за фронтом ударной волны равна

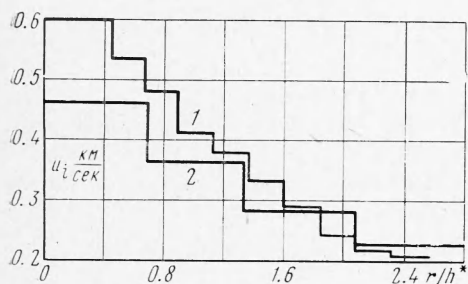
$$\omega_1 = 4 h \cos \alpha \operatorname{tg} \gamma_1 / (\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \gamma_1)$$

Так как $\operatorname{tg} \gamma \approx 0.5 \operatorname{tg} \beta$, то для длин отрезков имеем

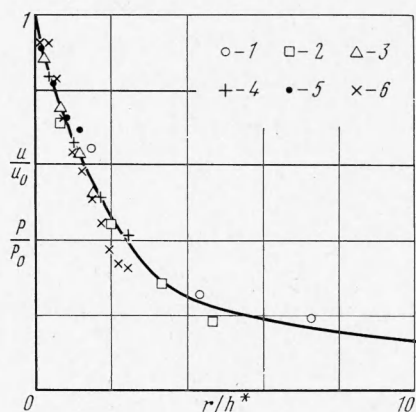
$$\Delta r_i = 2h \cos \alpha [1 - \operatorname{tg} \beta_i / (\operatorname{tg} \alpha + 0.5 \operatorname{tg} \beta_i)]$$

В расчетные формулы для давления и массовой скорости входит скорость волны c , величина которой принята постоянной. Известно [7, 8], что существует некото-

h^*	$n \times h$	w_i	r_i/h^*	u_i	u_0	$u_i/u_0 = p_i/p_0$
0.25	7×0.6	0.28	1.44	0.23	0.35	0.65
		0.11	4.33	0.09		0.25
		0.07	7.26	0.07		0.19
		0.04	10.19	0.03		0.09
0.5	7×0.6	0.36	0.66	0.29	0.40	0.73
		0.22	1.99	0.18		0.44
		0.14	3.33	0.11		0.28
		0.09	4.68	0.07		0.18
1.0	7×0.6	0.57	0.34	0.46	0.55	0.84
		0.45	1.01	0.36		0.66
		0.35	1.70	0.28		0.52
		0.28	2.38	0.23		0.41
1.6	7×0.6	0.66	0.22	0.54	0.60	0.89
		0.56	0.66	0.45		0.75
		0.47	1.10	0.38		0.63
		0.39	1.54	0.32		0.52
2.1	7×0.6	0.79	0.17	0.64	0.70	0.92
		0.71	0.50	0.58		0.82
		0.63	0.84	0.51		0.73
		0.60	1.18	0.49		0.70
1.0	20×0.2	0.74	0.11	0.60	0.65	0.92
		0.74	0.33	0.60		0.92
		0.66	0.55	0.54		0.82
		0.58	0.77	0.47		0.72
		0.51	1.00	0.41		0.64
		0.47	1.24	0.38		0.58
		0.41	1.48	0.33		0.51
		0.36	1.72	0.29		0.45
0.30	1.96	0.24	0.37			
0.27	2.20	0.22	0.34			
0.26	2.44	0.21	0.32			

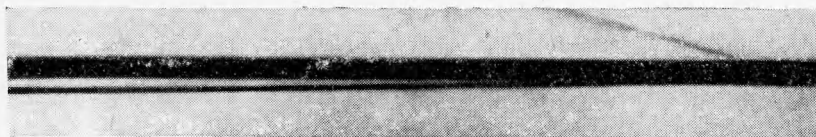


Фиг. 6



Фиг. 7

Из таблицы видно, что параметры вблизи фронта ударной волны (определяемые по первым пластинам) различны при разных толщинах ВВ. Это может быть следствием изменения скорости детонации ВВ при изменении толщины заряда. Кроме того, некоторое влияние оказывает и более грубое усреднение параметров по толщине пластин при меньших толщинах слоя ВВ. Поэтому распределение параметров за фронтом ударной волны в опытах с разными толщинами ВВ будет различно. Зависимость, обобщающая результаты всех опытов, получена представлением данных в безразмерном



Фиг. 8

виде. На фиг. 7 по оси ординат нанесено отношение текущего значения параметра (массовой скорости или давления) к его значению во фронте ударной волны. Точки 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют опытам с пластинами толщиной $h = 0.6$ мм, точки 6 — с пластинами $h = 0.2$ мм. Точкам 1, 2, ..., 6 соответствуют значения $h^* = 0.25, 0.5, 1.0, 1.6, 2.1, 1.0$. Параметры фронта для каждого опыта определены по гистограммам, аналогичным фиг. 6.

В качестве примера применения полученных результатов произведена оценка динамической прочности материала. При воздействии взрыва слоя ВВ толщиной 0.32 мм на сплошную четырехмиллиметровую пластину из алюминиевого сплава АМг-6 в ней образовался откол толщиной 0.65 мм (фиг. 8). По фиг. 7 определяется давление за фронтом ударной волны на расстоянии двойной толщины откола, умноженной на косинус угла наклона волны к поверхности пластины. Оно равно $0.6 p_0 \approx 35$ кбар. Эта величина и характеризует динамическую прочность материала на разрыв в условиях взрывного нагружения.

В заключение авторы благодарят Э. И. Силкина, А. Н. Ткаченко и Н. И. Шишкина за проявленный интерес к работе.

Поступила 30 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. С а б о д а ш П. Ф. О проникании импульса нормального давления, распространяющегося с постоянной скоростью в идеальную слоистую среду. Инж. ж., 1965, т. 5, вып. 1.
2. С а б о д а ш П. Ф. О поведении упругой полосы при движении вдоль ее границы нормального давления. Инж. ж., 1965, т. 5, вып. 4.
3. Ш и ш к и н Н. И. Об одной задаче откола в упругой плите. ПМТФ, 1968, № 4.
4. Н о р к и н с о н В. A method of measuring the pressure produced in the detonation of explosives or by the impact of bullets. Philos. Trans. Roy. Soc., 1914, vol. 213, p. 437.

5. R i n e h a r t J. S. Scabbing of metals under explosive attack: multiple scabbing. J. Appl. Phys., 1952, vol. 23, No. 11. (Рус. перев.: Сб. «Механика», 1953, № 4).
6. Р а й н х а р т Дж. С., П и р с о н Дж. Поведение металлов при импульсных нагрузках. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
7. K a t z S., D o r a n D. G., C u r r a n D. R. Hugoniot equation of state of aluminum and steel from oblique shock measurement. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 4.
8. F o w l e s G. R. Shock wave compression of hardened and annealed 2024 aluminum. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No. 8.

УДК 539.3

УДАРНОЕ СЖАТИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ПАРАФИНО-ВОЛЬФРАМОВЫХ СМЕСЕЙ

Ю. Ф. Алексеев, Л. В. Альтшулер, В. П. Крупникова

(Москва)

До давлений 2 мбар экспериментально зарегистрированы кривые ударного сжатия парафина и двух парафино-вольфрамовых смесей, содержащих 66.2 и 84.0 весовых процентов вольфрама. Показано, что во всем экспериментально обследованном диапазоне давлений смесевые ударные адиабаты удовлетворяют принципу аддитивности. Обращено внимание на большие перспективы применения метода утяжеляющих добавок для исследования легких сред при высоких ударных давлениях. Проанализированы критерии применимости принципа аддитивности.

Внесение в легкие среды дисперсных утяжеляющих добавок увеличивает их среднюю плотность, а следовательно, и давления в ударных волнах, возникающих при торможении ударников. Этот простой метод увеличения давлений, позволяющий существенно расширить экспериментальные возможности исследования сжимаемости легких соединений, был разработан и реализован авторами в начале пятидесятых годов. Независимый смесевой метод был развит А. Н. Дреминым и И. А. Карпухиным [1]. Некоторые его теоретические аспекты недавно были рассмотрены В. Н. Николаевским [2].

В основе смесевых методов лежит предположение о достаточно точном выполнении правила аддитивности. В аддитивном приближении объем ударносжатой смеси предполагается равным сумме объемов компонентов, полученных при том же давлении, при их отдельном ударном сжатии в виде однородных монолитных образцов. Это условие выражается соотношением

$$V_{12}(p) = \alpha_1 V_1(p) + \alpha_2 V_2(p) \quad (1)$$

Здесь p — давление, V_{12} — удельный объем смеси, V_1 и V_2 — удельные объемы легкого и тяжелого компонентов при ударном сжатии каждого из них порознь, α_1 и α_2 — их весовые концентрации ($\alpha_1 + \alpha_2 = 1$); двойной индекс 12 означает смесь. Уравнение (1) позволяет по адиабатам смеси и тяжелого компонента найти адиабату легкого компонента.

Обратимся к условиям, определяющим точность аддитивного приближения. Результаты динамических экспериментов устанавливают зависимость удельного объема смеси от давления и для каждого $p - V_{12}$ состояния определяют удельную энергию ударного сжатия

$$\epsilon_{12} = 1/2 p (V_{120} - V_{12})$$

Последнее уравнение может быть записано также в форме

$$\alpha_1 \epsilon_1^* + \alpha_2 \epsilon_2^* = 1/2 p [\alpha_1 (V_{10} - V_1^*) + \alpha_2 (V_{20} - V_2^*)] \quad (2)$$

Здесь ϵ_1^* и ϵ_2^* — удельные энергии сжатия компонентов, приобретенные при сжатии смеси, V_1^* и V_2^* — их удельные объемы в тех же условиях, V_{10} и V_{20} — их начальные удельные объемы.

Условие аддитивности требует соблюдения дополнительно к уравнению (2) полученных равенств

$$\epsilon_1^* = 1/2 p (V_{10} - V_1^*), \quad \epsilon_2^* = 1/2 p (V_{20} - V_2^*) \quad (3)$$

совпадающих с уравнениями Гюгоньо отдельных компонентов. При этом, как следует из системы (2), (3), справедливость одного из уравнений (3), одновременно свидетельствует о выполнении при сжатии смеси уравнения Гюгоньо и для другого компонента.

Уравнения (3), а следовательно, и (1) являются приближенными, потому что предполагают несуществующую в действительности полную тождественность процессов сжатия частиц, находящихся в гетерогенных смесях с ударным сжатием однородных компонент. Вполне точны они только для идеализированной ситуации, когда частицы одного из компонентов (например, тяжелого) являются несжимаемыми и нетеплопро-