

Следует отметить, что полученное здесь значение скорости звука совпадает со средней скоростью движения поперечных волн вдоль фронта детонации.

Определенное по фоторазверткам расстояние от фронта до поверхности Ч-Ж $x_{\text{ч-ж}} = (3 \pm 1)d$ для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ и $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ и практически совпадает со значениями x_2 [9] для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. При спиновой детонации (первая поперечная волна) измеренные расстояния до точки Ч-Ж дало $x_{\text{ч-ж}} = (7 \pm 2)d$.

Поступила в редакцию
2/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
2. D. R. White. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4.
3. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
4. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
6. D. H. Edwards a. o. J. of Phys. D. Appl. Phys. 1970, 3, 3.
7. D. H. Edwards a. o. J. Fluid Mech. 1959, 6, 4.
8. Т. В. Баженова, А. Г. Гвоздева. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
9. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчийн. Третий Всес. симп. по горению и взрыву. Черногловка, 1971.

УДК 532.593

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ НЕРЕГУЛЯРНОМ ОТРАЖЕНИИ КОКУСООБРАЗНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛЕКСИГЛАСОВЫХ ЦИЛИНДРАХ

А. Н. Дремин, Г. И. Канель, В. Д. Глузман

(Москва)

Нагружение цилиндрических образцов скользящей детонационной волной используется в некоторых случаях взрывного прессования порошковых материалов, упрочнения металлических деталей взрывом и для исследования результатов взрывного нагружения вещества [1]. В [2—4] показано, что при таком способе нагружения в цилиндрическом образце генерируется конусообразная ударная волна с изогнутым маховским диском в вершине ударного конуса. После прохождения некоторого участка установления волновая конфигурация в образце становится стационарной и скорость ее распространения вдоль оси цилиндра — равной скорости детонации. В данной работе кольцеобразными манганиновыми и константановыми датчиками проводилось измерение профилей давления $p(t)$ и радиальных смещений вещества

$r(t)$ за различными участками фронта волновой конфигурации в плексигласовых цилиндрах. Измерения проводились на участке стационарности волновой конфигурации.

Метод определения профилей давления в плоских ударных волнах с помощью манганиновых датчиков предложен в 1964 г. Фуллером и Прайсом [5] и основан на том, что удельное электрическое сопротивление манганина существенно увеличивается с увеличением давления в окружающей среде. В неплоских ударных волнах изменение сопротивления датчиков будет обуславливаться не только действующим на датчик давлением, но и изменением его длины. Для разделения влияния этих факторов в данной работе проводились одинаковые опыты с использованием датчиков из манганина и константана, зависимости электрического сопротивления у которых существенно различаются.

Электрическая схема регистрации изменений сопротивления датчиков описана в [6]. Постановка опыта показана схематически на рис. 1.

Диаметр образцов составлял 25 мм, высота 105 мм, измерения проводились на расстоянии 80 мм от верхнего торца. Диаметр зарядов взрывчатого вещества (ВВ) из гексогена с плотностью 1,2 г/см³ был равным 80 мм (т.е. выдерживалось то же соотношение размеров, что и в [4]). Датчики представляли собой незамкнутые кольца из манганиновой или константановой проволоки диаметром 0,18 мм. Радиусы датчиков, и, соответственно, начальные радиусы исследуемых кольцевых слоев в образцах составляли 5,0; 7,5; 10 и 12,5 мм. Согласно [4], диаметр махового диска в данной постановке опыта составляет ~15 мм. Цилиндрические образцы для них изготавливались из двух частей (рис. 1, б), и датчики укладывались в проточенные под них кольцевые канавки соответствующего радиуса, как показано на рисунке. Концы датчиков припаивались к выводам из медной проволоки диаметром 0,5 мм, которые пропускались через отверстия вдоль цилиндрического образца. Склейка составных частей образца и заполнение пустот вокруг датчика и выводов осуществлялись эпоксидной смолой. Датчики радиусом 12,5 мм укладывались в кольцевые канавки, проточенные под

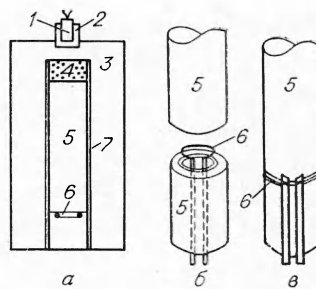


Рис. 1. Схема опытов по измерению $p(t)$ и $r(t)$ в плексигласовых цилиндрах:

1 — электродетонатор; 2 — переходная таблетка ВВ; 3 — заряд ВВ; 4 — «амортизирующая прослойка» из пористой окиси магния; 5 — образец; 6 — датчик; 7 — экранирующий слой медной фольги.

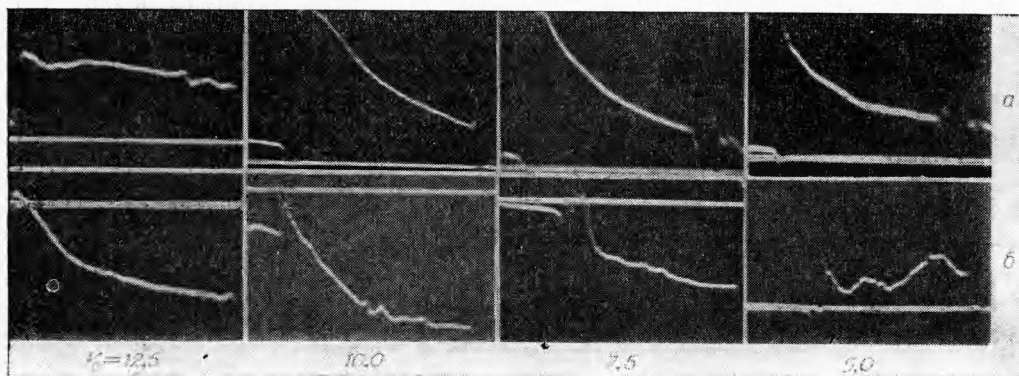


Рис. 2. Типичные осциллограммы опытов с манганиновыми (а) и константановыми (б) датчиками.

них на образующей поверхности сплошных цилиндрических образцов (рис. 1, в). Выводы в этом случае представляли собой полоски медной фольги толщиной 0,015 мм. Цилиндрические образцы экранировались от продуктов взрыва (ПВ) слоем медной фольги толщиной 0,015 мм. Типичные осциллограммы регистрации изменений сопротивления датчиков при прохождении через их плоскость волновой конфигурации показаны на рис. 2. Из совместной обработки осциллограмм опытов с марганциновыми и константановыми датчиками одинакового начального радиуса можно получить профили $p(t)$ и $r(t)$ для прилежащих к датчику слоев образца.

Начальные сопротивления марганцинового R_m и константанового R_c датчиков в один и тот же момент времени можно представить в виде:

$$\begin{aligned} R_m &= R_{0m} \alpha_r \alpha_{pm}; \\ R_c &= R_{0c} \alpha_r \alpha_{pc}, \end{aligned} \quad (1)$$

где α_r — относительное изменение сопротивления датчиков, определяемое их радиальным сжатием; α_{pm} и α_{pc} — определяемое давлением относительное изменение сопротивления марганцина и константана при фиксированной длине датчиков. Тогда

$$\frac{R_m}{R_{0m} \alpha_{pm}} = \frac{R_c}{R_{0c} \alpha_{pc}}. \quad (2)$$

Если зависимости $\alpha_{pm}(p)$ и $\alpha_{pc}(p)$ в некотором диапазоне давлений можно представить в линейном виде:

$$\begin{aligned} \alpha_{pm} &= \alpha_{0m} + K_m p; \\ \alpha_{pc} &= \alpha_{0c} + K_c p, \end{aligned} \quad (3)$$

то α_{pm} и α_{pc} будут связаны между собой выражением:

$$\alpha_{pc} = \frac{K_c}{K_m} (\alpha_{pm} - \alpha_{0m}) + \alpha_{0c}. \quad (4)$$

Подставив выражение для α_{pc} из (4) в (2), получаем

$$\alpha_{pm} = \frac{(R_{0c}/R_{0m})(\alpha_{0c} - \alpha_{0m} K_c/K_m)}{R_c/R_m - R_{0c} K_c/R_{0m} K_m}. \quad (5)$$

По α_{pm} с помощью (3) рассчитывается давление, действующее на датчик в соответствующий момент времени. Радиус датчика в этот момент определяется из соотношения

$$\alpha_r = R_m/R_{0m} \alpha_{pm} = (r/r_0)^2. \quad (6)$$

В данной работе использовались марганцин МНМц 3-12 и константан МНМц 40-1,5. В диапазоне давлений 80 ÷ 250 кбар зависимости относительного изменения сопротивления от давления для этих материалов с достаточной точностью можно представить в линейном виде с коэффициентами:

$$\begin{aligned} \alpha_{0m} &= 1,03; \quad K_m = 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}; \\ \alpha_{0c} &= 0,998; \quad K_c = 1,32 \cdot 10^{-4} \text{ кбар}^{-1} [6]. \end{aligned}$$

На рис. 3, 4 представлены профили $p(t)$ и $r(t)$, полученные из совместной обработки результатов опытов с марганциновыми и константановыми датчиками. Погрешность, с которой построены профили давления, составляет $\sim \pm 10\%$ и обуславливается в основном несимметричностью фронта детонации, неизбежной при использовании набивных зарядов ВВ. Погрешность определения $r(t)$ неопределенна, так как не-

известна инерционность датчиков, т.е. неизвестно, насколько быстро скорость смещения датчика становится равной скорости окружающих его слоев вещества при ударном нагружении. Предполагалось, что инерционности манганиновых и константановых датчиков в этом отношении одинаковы, так как они обладают близкими динамическими жесткостями.

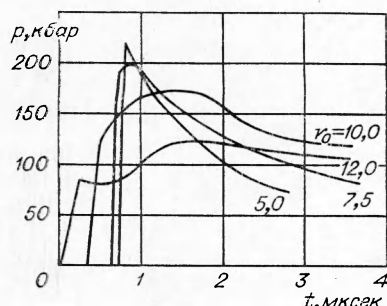


Рис. 3. Профили давления в образцах.

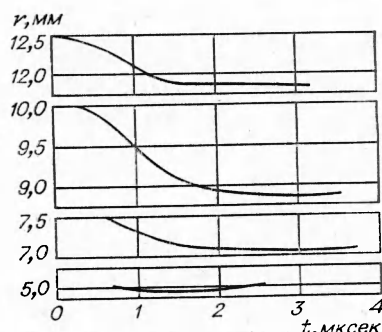


Рис. 4. Профили радиальных смещений.

Как видно из рис. 3, отраженная волна сжатия фиксируется только датчиками с $r_0 = 12,5$ мм, расположенными на поверхности образца. В слоях с начальными радиусами $r_0 = 10$ и $7,5$ мм за фронтом ударной волны фиксируется плавное нарастание давления до некоторого максимального значения и затем его падение. Начальные давления за фронтом волновой конфигурации соответствуют приведенным в [4] значениям, рассчитанным с помощью ударной адиабаты плексигласа по величине нормальной составляющей скорости соответствующих участков волновой конфигурации. Через $2,5 \div 3$ мксек давления в разных слоях образца сближаются, приближаясь к давлению в ПВ.

На рис. 5 приведены соответствующие условия описания экспериментов, исходная и «вторичная» ударные поляры плексигласа и поляра разгрузки ПВ гексогена в координатах давление p — угол разворота потока θ . Способы расчета поляр описаны в [7, 8]. За исходное состояние ПВ при расчете поляры разгрузки бралось состояние в плоскости Чепмена-Жуге. Предполагалось, что фронт детонации перпендикулярен к поверхности образца. Начальные параметры за фронтом ударного конуса в образце должны соответствовать точке пересечения поляры разгрузки ПВ и ударной поляры образца [7], однако эксперимент показывает, что эти параметры значительно выше (см. рис. 3). Аналогичное расхождение между рассчитанными и экспериментальными данными отмечалось в [9]. Объясняется это расхождение, по-видимому, тем, что не выполняется предположение о перпендикулярности фронта детонации к поверхности образца. Разгрузка от границы с образцом проходит вдоль фронта детона-

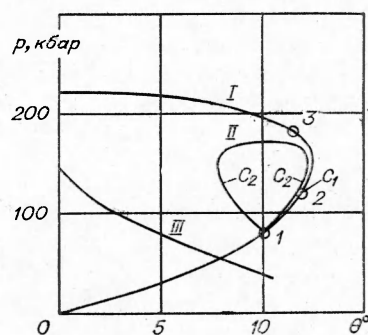


Рис. 5. Исходные ударные поляры плексигласа (I), отраженных ударных волн (II) и разгрузки продуктов взрыва (III). C_1 и C_2 — точки на ударных полярах, в которых скорость потока за фронтом ударной волны равна скорости звука.

1, 2, 3 — начальные параметры за фронтом волновой конфигурации в слоях с радиусами 12,5, 10 и 7,5 мм.

ции по зоне реакции, где течение дозвуковое, и ослабляет параметры детонации в прилежащих к образцу слоях ВВ, в результате чего уменьшается угол между фронтом детонации и поверхностью образца и, следовательно, меняются условия преломления ударной волны на границе ПВ — образец.

Как видно из рис. 5, «вторичная» ударная поляра плексигласа не пересекает исходную, т.е. стационарный режим нерегулярного отражения конической ударной волны в данном случае не описывается простой трехударной теорией с одним тангенциальным разрывом [10]. Гудерлей [11], исследуя нерегулярное отражение ударных волн как задачу трансзвукового течения идеального газа, включил в волновую конфигу-

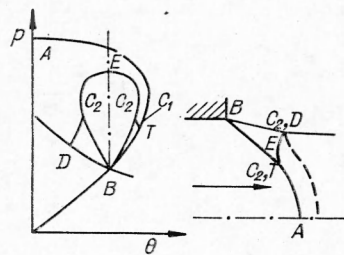


Рис. 6. Волновая конфигурация нерегулярного отражения, предложенная Гудерлеем [11]. C_2D и C_2T — поляры разгрузки. Штрихом обозначена звуковая линия.

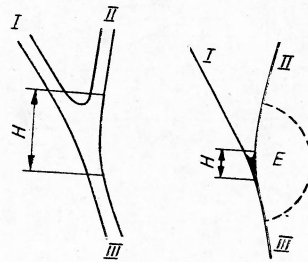


Рис. 7. К теории Штернберга нерегулярного отражения ударных волн в реальных средах [12]:

I, II, III — соответственно фронты падающей и отраженной ударных волн и маховской ножки. H — негюгониевская область; E — зона выравнивания.

рацию волну разрежения Прандтля-Майера, чтобы удовлетворить требование равенства давлений и направлений потока за отраженной ударной волной и маховской ножкой. Ударноволновая конфигурация Гудерлея иллюстрируется на рис. 6. Однако расчеты, основанные на теории Гудерлея, не подтверждаются экспериментальными данными [12]. Кроме того, существование таких типов течений подвергается сомнению, так как они требуют, чтобы отраженная ударная волна была направлена вверх по течению от тройной точки [12, 13]. Штернберг [12] экспериментально показал, что кривизна ударных волн и линий тока при нерегулярном отражении слабых ударных волн резко увеличивается вблизи тройной точки, поэтому анализ течения необходимо вести с учетом вязкости. Он предположил, что существует двумерная область ударной волны, не описываемая уравнениями Рэнкино-Гюгоние, в которой имеются значительные градиенты давления, как вдоль фронта ударной волны, так и перпендикулярно ему. Эта негюгониевская область действует как буферная зона, разделяющая три обычные ударные волны (рис. 7). В результате такого разделения ударных волн простые граничные условия становятся недействительными. За фронтом волновой конфигурации должна быть некая «зона выравнивания», в которой происходит относительно плавное выравнивание направлений потока и давлений в нем. Эти выводы качественно согласуются с результатами данной работы. Следует отметить, что большая вязкость конденсированных сред должна приводить к существованию значительно больших по размерам негюгониевской области ударной волны и зоны выравнивания, чем в газах, где их вообще не удается наблюдать экс-

периментально. На приведенных в [2—4] фотохронограммах фронта волновой конфигурации видно, что существует плавный изгиб, а не излом между падающей и маховской волнами, что также, по-видимому, определяется существованием негюгониевской области.

Поступила в редакцию
20/VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Першин, Г. И. Канель. Методы сохранения ударно сжатых образцов и анализ картины сжатия. ВИНТИ, отд. научн. фондов, № 1446—70 от 16 февр. 1970 г.
2. G. R. Fowles, W. M. Isbell. A Method for Hugoniot Equation of State Measurements at Extreme Pressures. J. Appl. Phys., 1965, 36, 4.
3. Г. А. Ададулов, А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. В. Першин. Определение параметров ударных волн в веществе при его сохранении в цилиндрических ампулах. ФГВ, 1967, 3, 2.
4. Г. А. Ададулов, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. Параметры маховского отражения в плексигласовых цилиндрах. ПМТФ, 1969, 2.
5. J. A. Fuller, J. H. Price. Dynamic Pressure Measurements to 300 kilobars with a Resistance Transducer. Brit. J. Appl. Phys., 1964, 15, 6.
6. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1972, 8, 1.
7. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. Расчет критических диаметров детонации жидких ВВ. ПМТФ, 1.
8. P. Laharigue, J. Morvan, J. Houvenin. Refraction d'une onde de choc. Comport. Milieux Denses Hautes Presions Dynam. Paris—New-York, 1968.
9. W. E. Drummond. Explosive Induced Shock Waves, Part II, Oblique Shock Waves. J. Appl. Phys, 1958, 29, 2.
10. Г. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
11. К. Г. Гудерлей. Теория околосвуковых течений. М., ИЛ, 1960.
12. J. Sternberg. Phys. of Fluids., 1959, 2, 2.
13. D. C. Pask. The Reflexion and Diffraction of Shock Waves. J. Fluid Mechanics, 1964, 18, 4.

УДК 662.215.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АДИАБАТЫ ВТОРИЧНОГО СЖАТИЯ

С. Г. Андреев, В. С. Соловьев

(Москва)

В ряде работ [1, 2] для вторичных сжатий принимают кривую $p-u$, совпадающую с кривой $p-u$ первичного сжатия. Для органических жидкостей, приняв специальное уравнение сжимаемости $p = \rho u (\alpha + \beta u)$ в координатах $p-\rho$, были построены кривые первичного сжатия от 0 до p_1 и вторичного сжатия от p_1 первичного сжатия. Кривая первичного сжатия имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} p &= \rho_0 u (\alpha + \beta u) \\ \rho &= \rho_0 \frac{\alpha + \beta u}{\alpha + (\beta - 1)u} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$