

С. М. БАХРАХ, Н. П. КОВАЛЕВ, Б. А. НАДЫКТО,
С. А. НОВИКОВ, А. К. ЧЕРНЫШЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКИХ И ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ МЕДИ В УСЛОВИЯХ ВСЕСТОРОННЕГО РАСТЯЖЕНИЯ

(Представлено академиком Ю. Б. Харитоном 3 VII 1973)

1. Исследование критического напряженного состояния в условиях всестороннего растяжения является интересной, но сложной задачей. А. Ф. Иоффе и Я. И. Френкель ⁽¹⁾ предложили охладить шар из исследуемого материала до температуры значительно более низкой, чем температура окружающей среды, а затем нагревать его, что вызовет растяжение в материале шара. М. Мэнджони ⁽²⁾ в 1944 г. предложил метод, в котором он попытался использовать объемное расширение, сопровождающее аллотропное превращение $\gamma \rightarrow \alpha$ железа. Ни в одном из этих экспериментов не удавалось получить числовых значений прочности материала в условиях всестороннего растяжения.

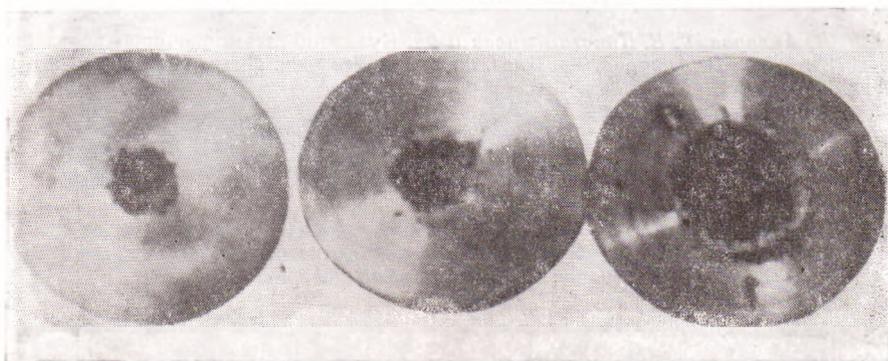


Рис. 1

При отражении от центра сплошного шара сходящейся ударной волны создаются условия, обеспечивающие режим всестороннего растяжения. Нарушение сплошности в центре приводит к образованию полости, величина которой зависит от пластических и прочностных свойств материала.

В настоящей работе сделана попытка определить критерий разрушения в условиях динамического всестороннего растяжения, а также оценить величину предела текучести материала на основании сочетания результатов эксперимента и расчетов на ЭВМ.

2. Шар (радиус 50 *) из исследуемого материала окружался слоем пенопласта (толщина 0,5; начальная плотность 0,3), над которым располагался слой в.в. (тг 50/50). Сферически сходящаяся ударная волна ⁽¹⁰⁾ создавалась при детонации слоя в.в., толщина которого варьировалась. Исследовались шары из Cu, Pb и Al. Фотографии медных шаров, разрезан-

* В статье приняты следующие единицы измерений: время — мсек, длина — мм, плотность — г/см³, удельная энергия — 10¹⁰ эрг/г, скорость — км/сек, давление — 10¹⁰ дн/см².

ных по диаметру, приведены на рис. 1. Результаты опытов сведены в табл. 1.

3. Уравнения, описывающие движения твердого деформируемого тела в предположении сферической симметрии, имеют вид

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2}{3} \frac{\partial (r^3 A)}{r^3 \partial r}, \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial (r^2 u)}{r^2 \partial r}; \quad (1)$$

$$\frac{dr}{dt} = u, \quad \frac{dE}{dt} = -p \frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{dt} + \frac{2}{3} \frac{A}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r}\right),$$

где $A = \sigma_r - \sigma_\theta$; σ_r, σ_θ — радиальное и тангенциальное напряжения; остальные обозначения общеприняты.

Система (1) замыкается уравнениями, которые определяют свойства среды. Такими уравнениями в случае упруго-пластической модели будут

$$p = p(\rho, E); \quad \frac{dA}{dt} = 2G \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r}\right) \quad \text{при } |A| < Y; \quad (2)$$

$$A := (\text{sign } A) Y \quad \text{при } |A| \geq Y, \quad G = \frac{3}{2} \rho c^2 \frac{1-2\nu}{1+\nu},$$

где G — модуль сдвига, Y — предел текучести, ν — коэффициент Пуассона, c — скорость звука.

Разрушение материала описывается временным критерием разрушения (³, ⁴). С этой целью производится вычисление интегралов

$$K_r(t) = \int_0^t (\sigma_r - \sigma_r^0) dt \quad \text{при } \sigma_r > \sigma_r^0, \quad K_\theta(t) = \int_0^t (\sigma_\theta - \sigma_\theta^0) dt \quad \text{при } \sigma_\theta > \sigma_\theta^0. \quad (3)$$

Вещество характеризуется предельными значениями интегралов (³) $K_{r\text{кр}}, K_{\theta\text{кр}}$ и величинами $\sigma_r^0, \sigma_\theta^0$. Расчет уравнений среды происходит следующим образом. Вначале вычисляются величины p и A по формулам (2)

Таблица 1

Материал	Al			Cu			Pb	
Толщина слоя в.в.	1,1	1,7	2,2	3,0	4,0	6,5	2,09	3,0
Диаметр полости	0	11	18-20	24	30	44	65	70

и определяются σ_r и σ_θ . Если $(\sigma_r < 0 \vee K_r(t) < K_{r\text{кр}}) \wedge (\sigma_\theta < 0 \vee K_\theta(t) < K_{\theta\text{кр}})$, то полученные p и A используются при интегрировании системы (1). Если $\sigma_r > 0$ и $K_r(t) \geq K_{r\text{кр}}$, то σ_r полагается равным нулю: $\bar{p} = -^{2/3}\sigma_\theta$, $A = -\sigma_\theta$, если $|A| < Y$, в противном случае $A = (\text{sign } A) Y$. Аналогичный пересчет производится в случае $\sigma_\theta > 0$ и $K_\theta(t) \geq K_{\theta\text{кр}}$. Величины \bar{p} и A используются далее при интегрировании системы (1).

Система (1) решалась численно конечно-разностным методом, являющимся одномерным аналогом метода, изложенного в работе (⁵).

4. Проведенные расчеты относятся к опытам с медными шарами. Уравнение состояния меди и пенопласта принималось в форме Ми — Грюнайзена:

$$p = (\gamma - 1) \rho E + (\gamma - 1) \frac{c_0^2 \gamma \rho}{n - 1} - \frac{c_0^2 \gamma \rho_0}{n} - \frac{c_0^2 (\gamma - n)}{n(n - 1) \rho_0^{n-1}} \rho^n \quad (4)$$

со следующими значениями параметров: $\rho_0 = 8,9$, $c_0 = 4$, $n = 4,3$, $\gamma = 2,43$ для меди; $\rho_0 = 1,18$, $c_0 = 3,18$, $n = 3,5$, $\gamma = 1,8$ для пенопласта. Коэффициент Пуас-

сона меди принимался равным $\nu=0,28$. Мы предполагали, что $\sigma_0^0 = \sigma_r^0 = \sigma^0$ и $K_{0\text{кр}} = K_r\text{кр} = K_{\text{кр}}$.

Детонация в.в. рассчитывалась методом, изложенным в работе (6). Уравнение состояния продуктов взрыва: $p = (\gamma - 1)\rho E$; $\gamma = 3$, $\rho = 1,45$. Калорийность в.в. принималась равной $Q = 3,51$; это соответствует скорости детонационной волны $D = 5,7$. Инициирование в расчетах производилось в сферическом слое в.в., примыкающем к внешней границе.

5. Расчеты дают следующую картину явления. После выхода ударной волны на внешнюю границу медного шара по меди распространяется сходящаяся упруго-пластическая волна. При сжатии волны в центре сферы реализуются большие давления и плотности энергии: так, в области, ограниченной радиусом 1,3, давление > 250 , внутренняя энергия ~ 3 при средней плотности ~ 15 .

Следующая стадия явления имеет много общего с процессами при сильном взрыве: по веществу распространяется расходящаяся упруго-пластическая волна и

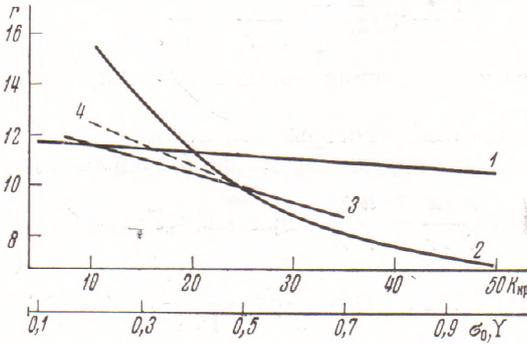


Рис. 2

начинается процесс формирования полости. При этом реализуется режим всестороннего растяжения.

Приходящаяся на более поздние моменты волна разгрузки от внешней границы меди существенно ускоряет процесс формирования полости*.

6. Расчетным образом исследовались зависимость радиуса остановки полости от пластических и прочностных свойств материала: предела теку-

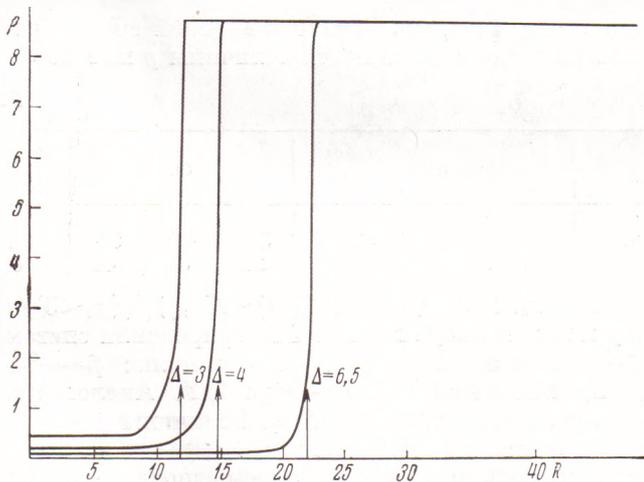


Рис. 3

чести, критической величины интеграла разрушения $K_{\text{кр}}$ и σ^0 . Расчеты проводились для слоя в.в. толщиной 3.

Зависимости $r - \sigma^0$; $r - Y$; $r - K_{\text{кр}}$ (рис. 2) исследовались, когда два других параметра полагались равными соответственно $Y = 0,5$, $K_{\text{кр}} = 20$; $K_{\text{кр}} = 20$, $\sigma_0 = 0,5$, $Y = \sigma^0 = 0,5$.

* Роль последнего фактора в формировании полостей, возникающих в электроразрядниках, отмечалась в работе (7).

Отметим прежде всего, что изменение σ^0 в пределах от 0,1 до 1 не влияет практически на величину полости (кривая 1). Зависимость радиуса полости от предела текучести (кривая 2) носит довольно острый характер, особенно для участка кривой, где $Y < 0,5$. Зависимость радиуса полости от критической величины интеграла разрушения (кривая 3) является менее острой.

Таким образом, в задаче имеется два существенных параметра Y и $K_{кр}$. Если из каких-либо других экспериментов известна одна из этих величин, то другая величина может быть определена с помощью построенных расчетных зависимостей и известного из эксперимента радиуса полости. При этом ошибка в определении радиуса в 0,5 дает ошибку при определении предела текучести $\sim 0,025$, а при определении критической величины интеграла разрушения ~ 3 .

Используя данные табл. 1 по зависимости $r(Y)$ был определен предел текучести; он оказался равным 0,35. Для контроля с этим пределом текучести были просчитаны системы с толщиной в.в. 4; 6,5. Результаты расчетов хорошо совпали с значениями радиусов полости, приведенными в табл. 1. Расчетные профили плотности на момент остановки полости приведены на рис. 3.

7. В следующей серии расчетов оценивались критические значения интеграла разрушения. Зависимость предела текучести от давления задавалась из работ (8, 9).

Расчетная зависимость $r(K_{кр})$ приведена на рис. 2 (кривая 4). Толщина слоя в.в. в этих расчетах принималась равной 3. Для критического значения интеграла разрушения получаем величину ~ 15 . Контрольные расчеты с другой толщиной в.в. согласуются с данными табл. 1.

Сравнение критических напряжений в условиях всестороннего растяжения (рис. 4, 1) с данными, полученными при испытании плоских образцов (11) (рис. 4, 2), показывает значительное увеличение прочности материалов в условиях всестороннего растяжения.

Авторы выражают благодарность Л. В. Альтшулеру за участие в обсуждении результатов работы.

Поступило
3 VII 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Ф. Иоффе, М. А. Левитская, ЖФХ, т. 58, 45 (1926). ² M. S. Manjoine, Development and Testing of Frictional Tension Specimens, v. 9, N. Y., 1944. ³ Л. В. Альтшулер, С. А. Новиков, И. И. Дивнов, ДАН, т. 166, № 1, 67 (1966). ⁴ F. Tyler, V. Butcher, Intern. J. Fract. Mech., v. 4, 4 (1968). ⁵ С. М. Базрах, Н. П. Ковалев, Тр. II Всесоюз. конфер. по числ. методам решения задач теории упругости и пластичности, Новосибирск, 1971, стр. 68. ⁶ М. В. Багалова, С. М. Базрах и др., Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 3, 76 (1971). ⁷ К. Ф. Зеленский, О. Н. Печерский, В. А. Цукерман, ЖТФ, т. 38, 9, 1582 (1968). ⁸ С. А. Новиков, Л. М. Симицына, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 6, 107 (1970). ⁹ Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин, Там же, № 6 (1971). ¹⁰ J. G. Skidmore, E. Morris, Thermodynamics of Nucl. Mater. Proc. Conf. Vienna, 1962, Vienna, 1973, p. 173. ¹¹ Ю. И. Тарасов, ДАН, т. 165, № 2, 323 (1965).