

внутри зерен ВВ неоднородностей, они сыграют роль горячих точек в значительной степени, чем в сухом материале.

Представленные на рис. 2 и 3 осциллограммы показывают, что водонаполнение насыпных ВВ изменяет качественную картину перехода ударной волны в детонационную. Характер этих изменений определяется физической структурой зерен ВВ. Заполнение водой состоящего из монокристаллов гексогена исключает возникновение внешних горячих точек. Из-за ухудшенных условий возникновения внутренних точек такая смесь имеет радикально уменьшенную детонационную способность. Можно предполагать, что в механизме развития детонации значительную роль начинает играть пластическая деформация или даже однородный ударный разогрев вещества. Аналогии в характере развития детонации водонаполненного гексогена и литого тротила можно обосновать малой объемной концентрацией структурных неоднородностей. Так же можно объяснить изменение характера развития детонации после заполнения водой гранулированного ВВ с поликристаллической структурой зерна. Вода погасит внешние, но в большей степени активизирует внутренние горячие точки. Их объемная концентрация значительно возрастает, что делает смесь структурно подобной прессованному ВВ.

Для сухих насыпных ВВ процесс перехода ударной волны в детонацию в меньшей степени зависит от структуры зерен. Фактором, определяющим скорость развития детонации, является чувствительность ВВ и объемная концентрация внешних горячих точек, пропорциональная начальным размерам зерен. На основе сравнения взрывных свойств и картины процесса развития детонации в исследуемых ВВ можно констатировать, что эффективность действия внешних горячих точек более высокая, чем внутренних.

В заключение следует подчеркнуть, что обнаруженные эффекты можно использовать в практике при разработке водонаполненных ВВ (слярри), сенсибилизированных твердыми ВВ.

Автор глубоко благодарен А. Н. Дремину за внимательное рассмотрение рукописи и ценные советы.

*Поступила в редакцию
25/IX 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Urbanski. Arch. Proc. Spal., 1972, 3, 2.
2. А. Я. Апин, Н. Ф. Велица.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20. М., Недра, 1967.
3. А. Л. Кривченко, К. К. Шведов и др. ФГВ, 1972, 8, 4.
4. К. К. Шведов, А. Л. Кривченко, В. Н. Сальников. ФГВ, 1978, 14, 5.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
6. К. К. Шведов, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
7. В. Zygmunt. Arch. Proc. Spal. (in print).
8. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20. М., Недра, 1967.
9. F. P. Bowden, A. D. Yoffe. Initiation and growth of explosion in liquids and solids. Cambridge, Univ. Press, 1952.

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЖЕЛЕЗА «АРМКО» В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

*Г. И. Канель, В. В. Щербань
(Черноголовка)*

Известно, что отражение импульса сжатия от свободной поверхности образца приводит к возникновению внутри образца растягивающих напряжений и к разрушению — отколу [1—6]. Исследования откольных

явлений дают информацию о прочности материалов при экстремально высоких скоростях деформирования. Несмотря на длительную историю исследований, достаточно полное и убедительное количественное описание откольных явлений до сих пор не получено, что связано, прежде всего, с недостаточностью экспериментальных данных о самом процессе разрушения. Для анализа желательно иметь непрерывную информацию о процессе в возможно более широком диапазоне скоростей деформирования. Такую информацию дает регистрация профилей скорости свободной поверхности образца $W(t)$; описание процесса откольного разрушения может быть затем получено численным моделированием явления и сопоставлением результатов расчетов и измерений. Задача осложняется необходимостью описания упругопластических свойств материала, без чего невозможно восстановить историю нагружения образца.

Многочисленными экспериментами по регистрации эволюции импульса сжатия в металлах (см., например, [7—9]) показано, что гидродинамическое приближение [10] и модель идеальной упругопластической среды [11] совершенно недостаточны для описания поведения материалов в ударных волнах умеренной интенсивности. Эволюция импульса сжатия и в качественном, и в количественном отношении существенно зависит от вязкоупругих свойств среды. Необходимость обеспечения расчетов ударно-волновых процессов стимулирует дальнейшие исследования вязкоупругого поведения различных материалов.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования прочностных свойств железа «Армко» при ударно-волновом нагружении.

Для исследования скоростных характеристик пластической деформации проведена регистрация эволюции импульса сжатия в образцах, нагружаемых ударом алюминиевых пластин толщиной $\delta = 2$ и 5 мм, разогнанных до скорости 590 ± 10 м/с. Диаметр плоского участка ударника в момент соударения составлял $55 \div 60$ мм. Бифилярными манганиновыми датчиками давления [12] фиксировалось изменение со временем напряжения в направлении сжатия $\sigma_x(t)$ в различных сечениях образцов. Толщина датчика вместе с изолирующими лавсановыми прокладками составляла 0,08—0,1 мм при регистрации на расстоянии $h = 10 \div 15$ мм от поверхности соударения и 0,12—0,14 мм при $h = 5$ мм. Поскольку при малых амплитудах волн сжатия в металле инерционность датчиков, окруженных изолирующими прокладками, может быть недопустимо большой, структура волны сжатия уточнялась по результатам регистрации скорости свободной поверхности образцов $W(t)$ методом емкостного датчика [13]. Емкостный датчик состоял из плоского измерительного электрода диаметром 20 мм, окруженного обеспечивающим однородность электрического поля охранным кольцом с наружным диаметром 40 мм. Датчик располагался на расстоянии 4 мм от поверхности образца. Разность потенциалов на обкладках измерительного конденсатора, составленного поверхностью образца и датчиком, устанавливалась равной 3 кВ.

Типичные осциллограммы опытов по регистрации $\sigma_x(t)$ и $W(t)$ показаны на рис. 1. На рис. 2 показаны полученные из обработки осцил-

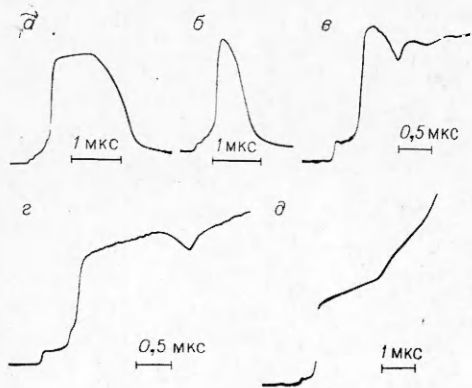


Рис. 1. Осциллограммы опытов по регистрации $\sigma_x(t)$ (а, б) и $W(t)$ (г — д).

а, б) $h=10$ мм, $\delta=5$ (а) и 2 мм (б); г, д) образцы толщиной 10 мм, пластины с $\delta=2$ (г) и 5 мм (д); в) нагружение образца толщиной 12 мм детонацией взрывной линзы.

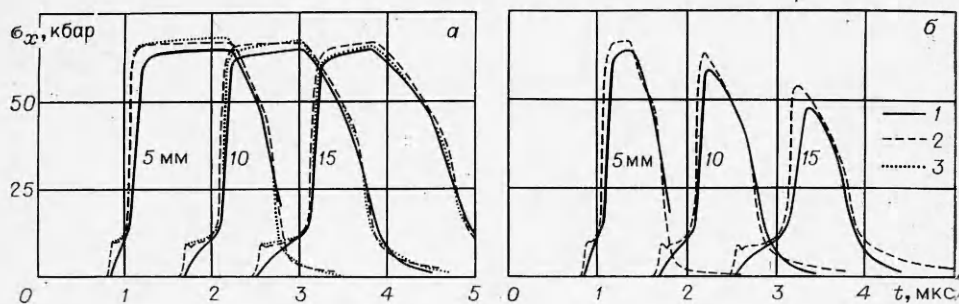


Рис. 2. Измеренные и рассчитанные профили $\sigma_x(t)$ при нагружении образца пластиной с $\delta = 5$ (а) и 2 мм (б).

1 — измеренные профили; 2 — расчет по (10)–(13); 3 — расчет по (10).

логграмм профили $\sigma_x(t)$ в различных сечениях образца. Здесь и далее принимаются положительными сжимающие напряжения. Для пересчета осциллограмм использовалась калибровочная зависимость в области относительно низких давлений, полученная в [14] для манганина, по составу, близкому к использовавшемуся в данной работе. При определении величин σ_x в волне разгрузки учитывался гистерезис изменения сопротивления манганина с давлением [15].

Непосредственная обработка серии профилей $\sigma_x(t)$ позволяет оценить для фиксированных частиц ход изменения максимального сдвигового напряжения σ_{xy} и скорости пластической деформации в волне [9, 16]. Для этого из приведенных на рис. 2 экспериментальных данных определены лагранжевы скорости распространения различных частей импульса сжатия $a_x(\sigma)$. В приближении простой волны по этим данным построена траектория изменения состояния слоя образца с координатой 10 мм в переменных: напряжение σ_x — удельный объем v . Согласно [11], по расхождению между траекторией изменения состояния $\sigma_x(v)$ и кривой всестороннего сжатия $p(v)$ определяется максимальное сдвиговое напряжение

$$\sigma_{xy} = 3/4[\sigma_x(v) - p(v)]. \quad (1)$$

Из представления максимальной сдвиговой деформации γ , равной в случае одномерной деформации

$$\gamma = \epsilon_x = -(v - v_0)/v_0$$

(v_0 — начальный удельный объем), как суммы упругой $\gamma_{упр}$ и пластической $\gamma_{пл}$ составляющих, получаем для скорости пластической деформации

$$\dot{\gamma}_{пл} = \dot{\epsilon}_x - \dot{\gamma}_{упр} = -\frac{v'}{v_0} - \frac{\sigma'_{yx}}{G}, \quad (2)$$

где G — модуль сдвига. В дальнейших расчетах за кривую всестороннего сжатия принималась ударная адиабата α -железа в виде $D = 4,63 + 1,33u$ (км/с) [17]. Здесь D и u — скорость фронта ударной волны и скачок массовой скорости во фронте соответственно. Зависимость модуля сдвига от давления рассчитывалась по формуле

$$G = \frac{3}{4} \rho \frac{\rho}{\rho_0} [c_l^2(p) - c_v^2(p)], \quad (3)$$

где c_l и c_v — продольная и объемная скорости звука соответственно. Величина объемной скорости звука определялась, согласно [8],

$$c_v^2 = \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \left(c_0^2 + \frac{4bp}{\rho_0} \right), \quad (4)$$

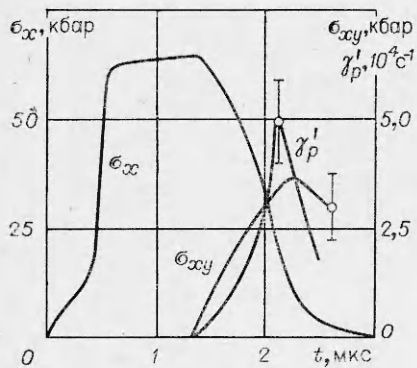


Рис. 3. Профили $\sigma_x(t)$, $\sigma_{xy}(t)$ и $\gamma'_{пл}(t)$ на расстоянии 10 мм от поверхности соударений с 5-миллиметровой пластиной. Показана оцененная погрешность обработки экспериментальных данных.

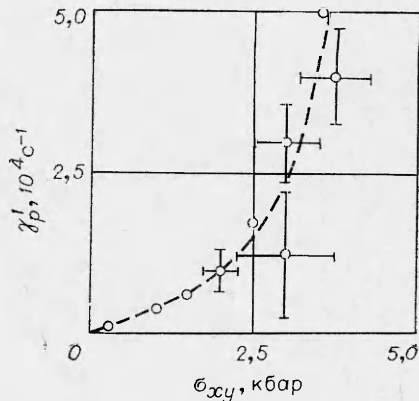


Рис. 4. Зависимость скорости пластической деформации сдвига $\gamma'_{пл}$ от максимального сдвигового напряжения σ_{xy} , полученная из непосредственной обработки экспериментальных профилей $\sigma_x(t)$.

где c_0 и b — коэффициенты линейного соотношения между D и u . Зависимость продольной скорости звука от давления по аналогии с (4) и с использованием результатов измерений, описанных в данной работе и в [17], представлялась в виде

$$c_l^2 = \frac{\rho_0^2}{\rho} (6^2 + 0,5p) \text{ (км/с)}^2.$$

Здесь p измеряется в килобарах. Результаты обработки экспериментальных данных для случая нагружения образцов 5-миллиметровым ударником представлены на рис. 3 в виде зависимостей $\sigma_x(t)$, $\sigma_{xy}(t)$ и $\gamma'_{пл}$ в волне разрежения.

Состояние перед фронтом волны разрежения принято соответствующим всестороннему сжатию. На рис. 4 эти результаты представлены в виде зависимости $\gamma'_{пл}(\sigma_{xy})$. На рис. 3, 4 обращает внимание отсутствие или незначительная величина чисто упругой части волны разрежения. Заметим, что максимальные сдвиговые напряжения в упругом предвестнике волны сжатия составляют ~ 3 кбар. Этот результат объясняется значительным размножением подвижных дислокаций. На графиках видна также существенная нелинейность зависимости $\gamma'_{пл}(\sigma_{xy})$.

На рис. 5, 6 показаны полученные из обработки результатов опытов с емкостными датчиками профили скорости свободной поверхности образцов для различных условий нагружения. Каждая из приведенных на рис. 5 кривых получена усреднением результатов по крайней мере трех опытов. Разброс данных по амплитуде не превышал в худшем случае 10%. Наиболее длинная волна получена при нагружении образцов детонацией плосковолнового генератора, располагаемого в непосредственном контакте с образцом. Время нарастания скорости поверхности во фронте упругого предвестника на осциллограммах опытов с емкостным датчиком не превышало 0,1 мкс и обычно составляло $0,06 \div 0,08$ мкс.

Метод емкостного датчика обладает малой инерционностью, и приведенные на рис. 5 экспериментальные данные наглядно демонстрируют все особенности выходящего на поверхность импульса. Фиксируется упругий предвестник амплитудой $9,5 \pm 0,5$ кбар и следующая за ним пластическая волна сжатия. Следует обратить внимание на округленный характер вершины импульса $W(t)$, связанный с вязкоупругим поведением

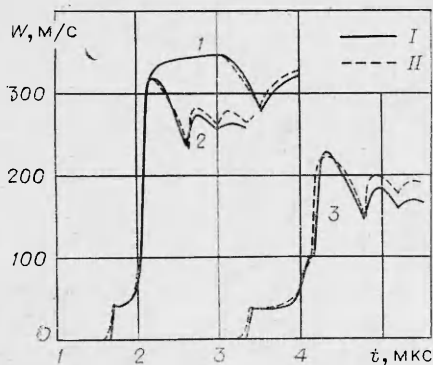


Рис. 5. Измеренные (I) и рассчитанные (II) профили скорости свободной поверхности образцов.

1, 2 — толщина образца 10 мм, $\delta=5$ (1) и 2 мм (2); 3 — толщина образца 20 мм, $\delta=2$ мм.

материала в ударной волне. Пренебрежение вязкоупругими свойствами среды при определении откольной прочности σ^* по толщине отколовшейся пластины и рассчитанному профилю ударной волны, как это делалось в [2], очевидно, приводит к завышению получаемых значений σ^* , тем большему, чем короче падающий импульс. Взаимодействие отраженной и падающей волн разрежения приводит к возникновению внутри образца растягивающих напряжений и разрушению. В зоне разрушения растягивающие напряжения падают по величине, возникающая при этом волна сжатия выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса, четко фиксируемого на экспериментальных профилях $W(t)$. Максимальное значение величины растягивающих напряжений в образце σ^* в первом приближении может быть определено по перепаду скорости свободной поверхности ΔW между максимумом и первым минимумом на профиле $W(t)$ [5]:

$$\sigma^* = \rho_0 c_0 \Delta W / 2, \quad (5)$$

где ρ_0 — плотность образца; c_0 — объемная скорость звука.

Для получения более точной оценки этой величины следует учесть, что появляющаяся при разрушении волна сжатия распространяется по растянутому веществу и должна, следовательно, иметь упругий предвестник [18], распространяющийся с продольной скоростью звука. Предшествующая упругому предвестнику часть волны разрежения распространяется с объемной скоростью звука $c_0 < c_l$, поэтому фронт откольного импульса нагоняет падающую волну разрежения. Оценив по периоду колебаний скорости свободной поверхности толщину откольной пластины Δh , можно ввести поправку в соотношении (1) для определения величины σ^{**} :

$$\sigma^{**} = \rho_0 c_0 (\Delta W + \delta W) / 2, \quad (6)$$

$$\delta W = dW/dt \cdot (\Delta h/c_0 - \Delta h/c_l),$$

где dW/dt — скорость уменьшения величины W перед моментом выхода на поверхность откольного импульса. Результаты расчета по экспериментальным профилям $W(t)$ параметров откола в различных условиях суммированы в табл. 1.

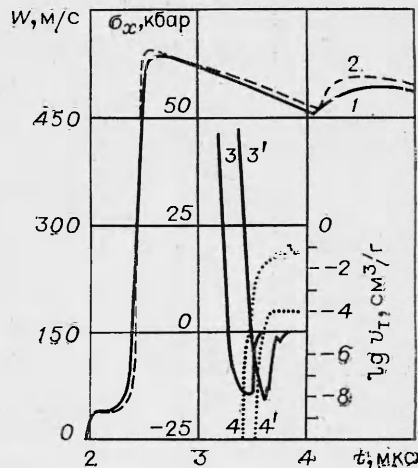


Рис. 6. Профили скорости свободной поверхности образцов.

1, 2 — измерение и расчет, образец толщиной 12 мм, нагруженный детонацией взрывной линзы; 3 — рассчитанные профили напряжения внутри образца на указанном расстоянии от свободной поверхности; 4 — изменение удельного объема трещин со временем.

Таблица 1

Результаты измерений откольной прочности									
Источник нагрузки	Линза в контакте с образцом	$W_{пл}^{эж}$, м/с	$\frac{dW}{dt}$, 10^6 м/с	ΔW , м/с	σ^* , кбар	Δb , мм	δW , м/с	σ^{**} , кбар	
Алюминиевый ударник: толщина 2 мм, скорость 590 м/с Ударник 5 мм	10	319 ± 5	270 ± 15	85 ± 5	$15,4 \pm 0,9$	$1,1 \pm 0,1$	16 ± 2	$18,3 \pm 1,3$	
	20	228 ± 5	239 ± 10	82 ± 5	$14,9 \pm 0,9$	$1,2 \pm 0,1$	14 ± 2	$17,5 \pm 1,3$	
	10	347 ± 5	—	72 ± 4	—	—	—	—	
Варьяная линза в контакте с образцом	12	536 ± 10	62 ± 3	79 ± 5	$14,1 \pm 0,9$	3,9 *	12	16,5	
	20	476 ± 10	56 ± 3	72 ± 5	$13,1 \pm 0,9$	4,2 *	12	15,3	

* Период реверберации импульса сжатия в отколовшейся пластине не определен.

которых простейшими являются линейный закон размножения дислокаций в процессе деформации

$$N_m = N_0 + \alpha \gamma_{пл} \quad (8)$$

и закон вязкого торможения дислокаций

$$w = \sigma_{sv}/B. \quad (9)$$

Здесь N_0 — начальная плотность подвижных дислокаций; α — параметр размножения; B — коэффициент торможения.

Следует признать, что эти и подобные им соотношения обеспечивают лишь частичное описание эволюции импульса сжатия, причем используемая величина N_0 , как правило, на 1—3 порядка выше экспериментально наблюдаемой полной плотности дислокаций. Известно, что высокий уровень сдвиговых напряжений, характерный для ударно-волно-

Полученные значения откольной прочности железа «Армко» близки к измеренным подобным способом (но при амплитуде ударной волны, превышающей давление $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращения) для малоуглеродистой стали Ст. 3 [5]. Зависимость реализуемой откольной прочности от характерной длины падающего импульса оказалась существенно слабее, чем можно было бы ожидать по результатам работ [1—4], где использовались косвенные методы определения значений откольной прочности и скорости деформирования в падающей волне разрежения.

Регистрация скорости свободной поверхности образца дает очень ограниченную информацию о процессе откольного разрушения. Более полное описание процесса может быть достигнуто путем численного моделирования явления при условии совпадения результатов расчета и экспериментальных данных.

Для обеспечения расчетов ударно-волновых явлений необходимо установить количественную зависимость скорости пластической деформации от истории нагружения и текущих параметров состояний. В [19—21] предлагается описание пластической деформации кристаллических материалов в ударной волне, основанное на динамике дислокаций. Скорость пластической деформации задается соотношением Орована

$$\dot{\gamma}_{пл} = bN_m w, \quad (7)$$

где b — вектор Бюргера; N_m — плотность подвижных дислокаций; w — средняя скорость дислокаций. Величины N_m и w определяются с использованием различных эмпирических или полуэмпирических соотношений, из ко-

вых нагрузок, может приводить к двойникованию [22], гетерогенному зарождению дислокаций [23, 24] и другим дополнительным механизмам пластической деформации. Это, а также вид полученных зависимостей $\dot{\gamma}'_{пл}(\sigma_{xy})$ побуждает ввести в выражение для N_m сильную зависимость от величины действующих сдвиговых напряжений.

В данной работе исследована возможность описания пластической деформации металлов зависимостью вида

$$\dot{\gamma}'_{пл} = k_1 \sigma_{xy} \left[f(\sigma_{xy}, t) + k_2 \exp \frac{|\sigma_{xy}|}{\tau} \right]. \quad (10)$$

Здесь k_1, k_2, τ — константы, характеризующие вязкость материала и скорость зарождения «носителей пластической деформации», а функция $f(\sigma_{xy}, t)$ пропорциональна плотности «носителей деформации» и характеризует историю нагружения. Проведены расчеты с двумя вариантами функции f :

$$f = \int_0^t |\dot{\gamma}'_{пл}| dt \quad (11)$$

или

$$f = \int_0^t \left[k_1 k_2 |\sigma_{xy}| \exp \frac{|\sigma_{xy}|}{\tau} - \varphi(f) \right] dt, \quad (12)$$

где

$$\varphi(f) = \begin{cases} 0 & \text{при } f \leq f_1, \\ (f - f_1)/f_2 & \text{при } f > f_1. \end{cases} \quad (13)$$

Соотношение (11) в сущности идентично выражению (8) для линейного закона размножения дислокаций. В (12) сделана попытка учета блокирования подвижных дислокаций со временем. Вообще говоря, полное описание скорости пластической деформации должно также учитывать влияние давления и температуры на вязкость материала, а также деформационное упрочнение, но имеющихся сейчас данных явно недостаточно для исследования влияния этих факторов.

Путем численного решения одномерной газодинамической задачи о соударении пластин проведено моделирование на ЭВМ описанных экспериментов. Решалась система уравнений в лагранжевых координатах, включающая уравнения движения и непрерывности

$$\partial u / \partial t + v_0 \cdot \partial \sigma_x / \partial h = 0; \quad \partial v / \partial t - v_0 \cdot \partial u / \partial h = 0, \quad (14)$$

состояния для всестороннего и одномерного упругого сжатия

$$p(v) = \left[\exp \left(4b \frac{v_0 - v}{v_0} - 1 \right) \frac{\rho_0 c_0^2}{4b} \right] \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial v} \right)'_{\dot{\gamma}'_{пл}=0} = -\rho_0^2 a_l^2(p) \quad (16)$$

и уравнение кинетики пластической деформации в виде (10). Уравнение состояния (15) получено интегрированием выражения для скорости звука (4). Ввиду незначительности адиабатического разогрева металлов в ударных волнах умеренной интенсивности уравнение энергии в рассмотрение не принималось. Константы кинетики пластической деформации алюминиевого ударника задавались сугубо ориентировочно.

Расчеты проводились сквозным методом с использованием «шахматной сетки» и квадратичной псевдовязкости [25]. Шаг по времени составлял обычно 10^{-9} с, по пространству — $5 \cdot 10^{-3}$ см. В контрольных вари-

Т а б л и ц а 2

Константы кинетики пластической деформации

Используемые соотношения	k_1 , см·с/г	k_2	τ , г/(см·с ²)	f_1	f_2
(10), (11)	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-15}$	10^8	—	—
(10), (12), (13)	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-17}$	10^8	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$

антах для проверки точности этих и описанных ниже расчетов шаг по времени и пространству уменьшался вдвое; влияние такого изменения на результаты расчета несущественно.

При расчете изменения состояния на каждом временном слое проводилось разделение по физическим процессам: вначале делался газодинамический расчет при «замороженной» пластической деформации, затем рассчитывалась релаксация напряжений и пластическая деформация при постоянном объеме (см. рис. 2). В табл. 2 приведены константы кинетических соотношений, обеспечивающие наилучшее описание экспериментальных данных. Константы подбирались на основании описанных выше результатов непосредственного анализа экспериментов. На рис. 5 показаны результаты расчета скорости свободной поверхности образцов при выходе на нее волны сжатия.

Небольшое превышение расчетных значений напряжения над экспериментальными можно, по-видимому, отнести к неточности калибровочной кривой маггана. Из сопоставления расчетных и экспериментальных данных видно, что кинетика пластической деформации в виде (10), (11) дает удовлетворительное описание начальной фазы сжатия железа в упругом предвестнике и в случае длинной волны достаточно хорошо описывает волну разрежения. Однако в расчете наблюдается более затянутая конечная фаза сжатия, дающая «перекося» вершины прямоугольного импульса и более быстрое, чем в эксперименте, затухание волны. Создается впечатление, что даже при равных сдвиговых напряжениях вязкость железа непосредственно после высокоскоростной деформации в ударной волне в течение некоторого времени оказывается меньшей, чем затем в волне разрежения. Физически это можно представить как результат конкуренции двух процессов — размножения или зарождения «носителей пластической деформации» (дислокаций) под действием высоких сдвиговых напряжений и их блокированием или аннигиляцией со временем. Основанная на этих представлениях кинетика пластической деформации в виде (10), (12) дает лучшее описание экспериментальных данных.

Достаточно хорошее описание вязкоупругого поведения материала в волне обеспечивает возможность моделирования процесса откольного разрушения. Описание откола подбиралось, исходя из представлений о непрерывной мере разрушения [26, 27], в качестве которой выбран удельный объем трещин v_* (объем трещин в 1 г материала) — величина, которая наиболее естественным образом может быть введена в газодинамические расчеты. При этом общий рассчитываемый удельный объем частицы представлялся как сумма объема трещин v_* и объема сплошного материала v_c . Величина действующего давления определяется, согласно (15), по v_c . Скорость разрушения — скорость роста удельного объема трещин — задавалась как функция действующего напряжения и достигнутого объема трещин

$$v_*' = -\sigma_x \frac{A_1 \exp(v_*/v_{*0}) \exp(\sigma_x/\sigma_0)}{A_2 + \exp(\sigma_x/\sigma_0)}, \quad (17)$$

где A_1 , A_2 , v_{*0} , σ_0 — константы материала; величина σ_x положительна при сжатии. Функциональный вид кинетического соотношения (17) выбран

из формальных соображений с тем, чтобы при малых напряжениях получить известную экспоненциальную зависимость долговечности образца от нагрузки [28], а при больших напряжениях иметь более слабую зависимость от напряжения, как это наблюдалось экспериментально, например в [3]. Действительно, интегрирование (17) при постоянном напряжении дает следующее выражение:

$$t = -v_{\tau 0} [1 - \exp(-v_{\tau}/v_{\tau 0})] \cdot [A_2 + \exp(\sigma_x/\sigma_0)] \exp(-\sigma_x/\sigma_0) / A_1 \sigma_x$$

или в пределе $v_{\tau} \rightarrow \infty$

$$t = -v_{\tau 0} [A_2 + \exp(\sigma_x/\sigma_0)] \exp(-\sigma_x/\sigma_0) / A_1 \sigma_x. \quad (18)$$

Для случаев $\exp(\sigma_x/\sigma_0) \ll A_2$ и $\exp(\sigma_x/\sigma_0) \gg A_2$ выражение (18) сводится к более простому

$$t = -A_2 v_{\tau 0} \exp(-\sigma_x/\sigma_0) / A_1 \sigma_x, \quad (19)$$

что согласуется с [28], и

$$t = -v_{\tau 0} / A_1 \sigma_x. \quad (20)$$

В [29] обсуждаются детали физического механизма разрушения, приводящего к резкому изменению закона изменения долговечности под нагрузкой в области микросекундных интервалов времени. При проведении расчетов величина σ_0 выбрана ориентировочно как типичная в экспоненциальном законе долговечности для металлов [28], величина A_2 задана такой, чтобы описать экспериментальные значения истинного напряжения разрыва железа «Армко» при малых скоростях деформирования, константы A_1 и $v_{\tau 0}$ подбирались так, чтобы достичь наилучшее описание результатов рассматриваемых экспериментов по исследованию откола.

Предполагалось, что по мере разрушения действующее в слое образца сдвиговое напряжение падает по закону

$$\sigma_{xy} = (\sigma_{xy})_{v_{\tau}=0} \frac{v_{\tau 1}}{v_{\tau 1} + v_{\tau}}.$$

Наилучшее описание экспериментальных данных обеспечивают следующие константы соотношения (17): $A_1 = 0,87 \cdot 10^{-8} \text{ см}^4 \cdot \text{с} \cdot \text{г}^{-2}$, $A_2 = 1,5 \cdot 10^{19}$, $v_{\tau 0} = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$, $v_{\tau 1} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{г}$, $\sigma_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ г}/(\text{см} \cdot \text{с}^2)$. Результаты расчетов профилей скорости свободной поверхности при отколе показаны на рис. 5, 6. На рис. 6 для случая длинной волны приведены также расчетные профили напряжения $\sigma_x(t)$ и степени разрушения $v_{\tau}(t)$ в сечении откола и в близком к этому сечению слое образца. Видно, что возможность разрушения по некоторому сечению образца определяется не только максимальной величиной растягивающего напряжения, но и историей нагружения. Для иллюстрируемого случая в явном виде проявляется задержка разрушения. Уменьшение задержки разрушения путем изменения констант кинетического соотношения (17) или замены функционального вида кинетики разрушения приводит к увеличению расчетных амплитуды откольного импульса и средней скорости отколовшейся пластины в случае длинной и короткой падающей волны. Отсюда можно заключить, что некоторая задержка разрушения действительно имеет место при отколе. На рис. 7 показано распределение разрушений по глубине образца. Видно, что кинетика разрушения (17) обеспечивает описание множественного откола.

Введением в газодинамический расчет кинетики разрушения, подобной использовавшейся в данной работе, автоматически делается предположение об однородности материала. Ясно, что реально металлы неоднородны и масштаб этой неоднородности равен по крайней мере размеру зерна. По-видимому, идеализация свойств материала сама по себе определяет неточность воспроизведения экспериментальных данных одномоментным газодинамическим расчетом. Так, например, расчет дает более

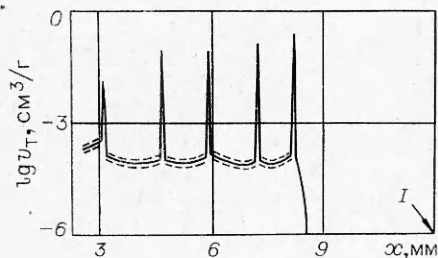


Рис. 7. Распределение разрушений в образце (расчет) для условий, соответствующих рис. 6, через 5 мкс после входа ударной волны в образец. Штриховыми линиями показано отклонение величин v_r в частицах от «сглаженных» значений. I — свободная поверхность.

крутые фронты откольных импульсов на профиле $W(t)$, чем в экспериментах, и более локализованное разрушение в случае длинной волны, чем это наблюдается на сохранившихся образцах. Детальное описание явления откола требует дальнейших исследований механизма и кинетики разрушения, включающих проведение газодинамических измерений во внутренних сечениях образца в процессе откола и расчеты развития разрушения из отдельных очагов. Требуется дальнейшее исследование кинетики разрушения различных материалов и в рамках предположения об однородности среды. По-видимому, кинетика разрушения в виде (17) пригодна для описания сравнительно хрупких материалов. Наблюдавшееся в [30] при исследовании откола в алюминии асимптотическое уменьшение скорости откольной пластины после выхода на поверхность первого откольного импульса, очевидно, обусловлено вязким характером роста образовавшихся трещин или пор и может быть описано кинетикой роста пор, подобной предложенной в [26].

Поступила в редакцию
10/VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер, С. А. Новиков, И. И. Дивнов. Докл. АН СССР, 1966, 166, 1, 67.
2. В. R. Breed, C. L. Mader, D. Venable. J. Appl. Phys., 1967, 38, 8, 3271.
3. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев и др. ФТТ, 1975, 17, 9, 2599.
4. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1974, 3, 121.
5. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. Физ. металлов и металлургия, 1966, 21, 4, 608.
6. В. Поркинсон. Proc. Roy. Soc., 1914, 213 A, 437.
7. А. S. Kusubov, M. J. Thuel. J. Appl. Phys., 1969, 40, 3776.
8. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1976, 2, 146.
9. Г. И. Канель.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногоровка, 1978, 101.
10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
11. G. R. Fowles. J. Appl. Phys., 1961, 32, 8, 1475.
12. А. В. Анашкин, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1973, 9, 3, 437.
13. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. Приборы и техн. эксперимент, 1963, 7, 135.
14. L. M. Lee. J. Appl. Phys., 1973, 4, 9, 4017.
15. Г. И. Канель, Г. Г. Вахитова, А. Н. Дремин. ФГВ, 1978, 14, 2, 130.
16. M. Cowperthwaite, R. F. Williams. J. Appl. Phys., 1971, 42, 1, 456.
17. L. M. Barker, R. E. Hollenbach. J. Appl. Phys., 1974, 45, 11, 4872.
18. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1976, 8, 66.
19. J. J. Gilman. Appl. Mech. Rev., 1968, 21, 8, 767.
20. J. N. Johnson, L. M. Barker. J. Appl. Phys., 1969, 40, 11, 4321.
21. С. М. Бахрах, А. Г. Иванов и др.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения. Черногоровка, 1978.
22. А. Я. Красовский, Г. В. Степанов, Н. В. Харитонов. Проблемы прочности, 1977, 6, 65.
23. Y. M. Gupta, G. E. Duvall, G. R. Fowles. J. Appl. Phys., 1975, 46, 2, 532.
24. М. А. Могилевский, И. О. Миткин. ФГВ, 1978, 14, 5, 159.
25. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики. М., Наука, 1975.
26. T. W. Barbee, L. Seaman et al. J. Materials, 1972, 7, 3, 393.
27. L. Davison, A. L. Stevens. J. Appl. Phys., 1972, 43, 3, 988.

28. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. УФН, 1972, 106, 2, 193.
29. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин, Г. С. Пугачев. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 18, 1091.
30. C. S. Speight, P. F. Taylor, A. A. Wallace.— In: Metallurgical effects at high strain rates. New York — London. 1973.

ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОСЕВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СЛОЯ И ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ВВ ПРИ УДАРЕ

А. В. Дубовик
(Москва)

Одна из концепций деформационного разрушения пластичных тел базируется на представлении о неустойчивости процесса деформирования из-за нарушения баланса между скоростями роста напряженного состояния образца и упрочнения материала (см., например, [1]). Она позволяет удовлетворительно объяснить наличие максимальной нагрузки в большинстве опытов по испытанию на прочность при сравнительно медленных (квазистатических) скоростях нагружения, когда диссипативным разогревом вещества вследствие пластического деформирования можно пренебречь.

При высокоскоростных (динамических) испытаниях условия деформации приближаются к адиабатическим, поэтому можно указать случаи, когда температура образца под нагрузкой будет значительно повышаться и в отдельных участках (главным образом, на плоскостях скольжения) достигнет температуры плавления. Если учесть, что нагревание материала обычно сопровождается существенным увеличением его пластичности, то нетрудно сделать вывод, что в условиях достаточно быстрого нагружения может быть достигнуто состояние, когда несущая способность образца станет спонтанно уменьшаться (наступит его разрушение). В отличие от деформационного рассмотренный механизм разрушения можно назвать тепловым. Однако такая систематика представляется условной, поскольку на практике обычно имеет место разрушение образца из-за потери устойчивости деформации по обоим из указанных механизмов. Следует отметить, что рассмотренная тепловая неустойчивость деформации пластического материала во многом напоминает явление потери тепловой устойчивости напорного течения вязкой жидкости [2] или вязкопластической среды [3].

Поставленный вопрос имеет отношение к проблеме чувствительности твердых взрывчатых веществ (ВВ) к механическим воздействиям. Известно [4, 5], что прочностное разрушение заряда ВВ ударом при определенных условиях является причиной его инициирования. Вкратце эти условия таковы: напряженное состояние в деформируемом образце должно удовлетворять условию разрушения (прочности); давление в момент разрушения должно быть настолько велико, чтобы температура плавления ВВ достигла значения критической (приводящей к взрыву) температуры. Физическое содержание механизма инициирования твердых ВВ состоит в возникновении очагов разогрева вследствие диссипативного тепловыделения на плоскостях разрушения заряда [4—6].

В настоящей статье приводится приближенное решение осесимметричной задачи о тепловой устойчивости деформации тонкого пластического слоя, находящегося в зазоре между твердыми соударяющимися