

рость разрушения была равна нулю, то откольный импульс вовсе бы отсутствовал. В случае же мгновенного разрушения откольный импульс представлял бы ударную волну, т. е. крутизна его была бы бесконечна. На рис. 3 имеют место промежуточные случаи, но в охлажденном образце откольный импульс круче. Следовательно, при низкой температуре закритическая стадия откола протекает интенсивнее, чем при более высокой температуре. Таким образом, отмеченная особенность графика $w(t)$ при 77 К и ее интерпретация согласуются с использованным выше предположением о том, что понижение температуры облегчает развитие поврежденности на закритической стадии откола.

В заключение авторы благодарят А. Г. Захаренко за тщательно проведенный эксперимент.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
2. И. А. Златин, Г. Г. Пугачев и др. ФГТ, 1975, 17, 9, 2599.
3. С. А. Новиков. ПМТФ, 1981, 3, 109.
4. R. H. Schmidt, F. M. Davies et al. J. Phys. Chem. Solids, 1978, 39, 4, 375.
5. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин. Письма в ФТФ, 1980, 6, II, 674.
6. В. К. Голубев, С. А. Новиков и др. Проблемы прочности, 1983, 3, 78.
7. D. R. Curran. — In: Shock Waves in Condensed Matter. N. Y., 1982.
8. А. М. Молодец, А. Н. Дремни. ФГВ, 1983, 19, 5, 154.
9. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. ПТЭ, 1963, 1, 135.
10. Г. И. Канель. ФГВ, 1982, 18, 3, 77.
11. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1976, 8, 66.
12. J. J. Gilman. J. Appl. Phys., 1960, 31, 2208.

Поступила в редакцию 25/VII 1984

СДВИГОВАЯ ПРОЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКИХ УВ

Ю. В. Батюков, С. А. Новиков, А. В. Чернов
(Москва)

В последнее время большое внимание уделяется изучению прочностных свойств твердых тел при воздействии на них интенсивных нагрузок ударного характера. Эти исследования вызваны практической необходимостью расчетного прогнозирования поведения многих современных конструкций и их узлов в условиях импульсного нагружения, а также развитием технологических процессов обработки материалов.

В практике расчетов волновых процессов, характерных для динамического нагружения, широко используется гидродинамическая теория ударных волн (УВ). Однако пластическое поведение материалов обладает некоторыми особенностями, которые накладывают свой отпечаток на развитие волновых процессов. Ясно, что расчеты таких процессов по гидродинамической теории и по теории, учитывающей пластичность материала, будут в какой-то степени отличаться друг от друга.

Одна из основных особенностей, отличающая пластическую среду от упругого твердого тела или жидкости, заключается в несовпадении путей нагружения и разгрузки пластического материала в пространстве напряжения — деформация, связанном с диссипативным характером процесса пластического деформирования. На рис. 1, а приведены типичные диаграммы процессов нагружение — разгрузка для одноосного деформированного состояния ($\epsilon_x \neq 0$, $\epsilon_y = \epsilon_z = 0$) в плоскости $\sigma - \epsilon$ для различных моделей поведения материала. Линейно-упругий материал деформируется вдоль прямой OE . В процессе сжатия пластического материала вдоль пути $ОНА$ часть работы напряжения σ_x , численно равная площади четырехугольника $ОНАВО$, необратимо расходуется на нагрев материала.

Очевидно, что затраченная на необратимое пластическое деформирование работа определяет уменьшение полной механической энергии, являющейся суммой кинетической энергии движения материала и энергии его деформации. Аналогичные соображения справедливы и для стадии пластической разгрузки CD .

Приведенные энергетические соображения позволяют дать естественное объяснение интересным закономерностям, обнаруженным в экспериментах [1] по соударению пластин с естественным и искусственным отколом. В работе [1] обнаружено, что зависимость скорости свободной поверхности мишени от времени носит характер затухающих колебаний. Применение в расчете процесса соударения упруго-пластической модели показывает, что в различных сечениях пластин происходят регулярно повторяющиеся несколько раз процессы пластического деформирования как при сжатии, так и в стадии разгрузки. В каждом цикле полная механическая энергия элемента материала убывает, следовательно, убывает и полная механическая энергия системы пластин в целом, что приводит к затухающему характеру колебаний скорости свободной поверхности.

Замечено также, что колебания затухают интенсивней в случае естественного откола по сравнению с экспериментами для искусственно организованного откола. При одинаковой скорости удара w_0 в материале естественного откола реализуются большие, по сравнению с искусственным отколом, растягивающие напряжения, поскольку материал в течение некоторого времени может выдерживать значительные по величине растягивающие напряжения без нарушения сплошности. Таким образом, состояния элементов материала пластины естественного откола описывают в плоскости $\sigma - \epsilon$ петли гистерезиса большей площади, чем при искусственном отколе. Следовательно, в естественном отколе диссипируется большая энергия, чем в искусственном, что и определяет более быстрый характер затухания колебаний скорости в случае естественного откола.

Еще одна особенность пластичных материалов заключается в том, что в процессе деформирования в материале создается некоторое распределение по координате пределов текучести при нагружении и разгрузке. Действительно, после начала упругой разгрузки некоторого элемента материала из состояния A (см. рис. 1, a), достигнутого в процессе пластической деформации, упругие изменения состояния материала ограничены пределами текучести при нагружении и разгрузке (σ_A, σ_C). Различные элементы материала в процессе пластического деформирования могут нагружаться до различных состояний A , поэтому σ_A и σ_C есть некоторые функции лагранжевых координат. На это обстоятельство не всегда обращается должное внимание, что может приводить к ошибкам.

Рассмотрим, например, так называемое негидродинамическое затухание UV в пластичном материале. Волновая картина течения, реализующегося в этом процессе, рассматривалась в [2]. Однако в этом исследовании допущены неточности, что привело к появлению аналогичных неточностей в экспериментальных работах [3—5], так как расчеты проводились по схеме [2]. На рис. 1, b приведена заимствованная из [2] $h-t$ диаграмма течения, возникающего под действием граничного импульса напряжений сжатия в упругопластическом полупространстве. На

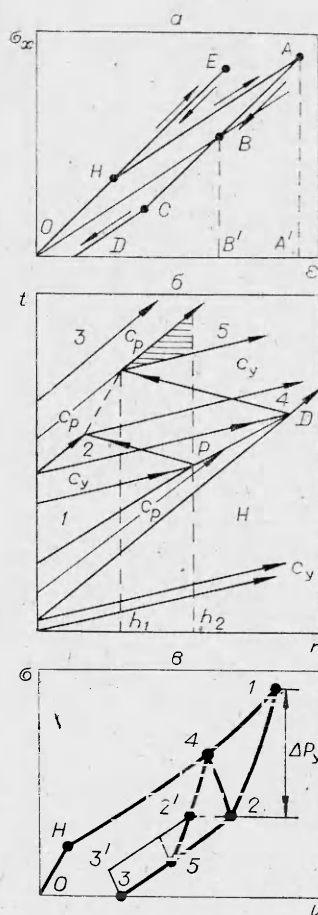


Рис. 1.

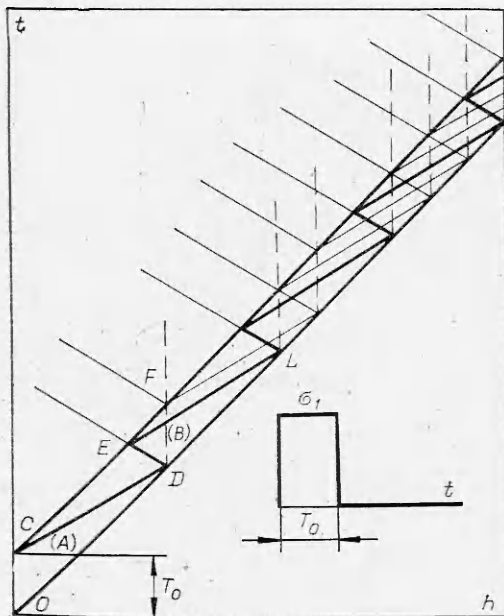


Рис. 2.

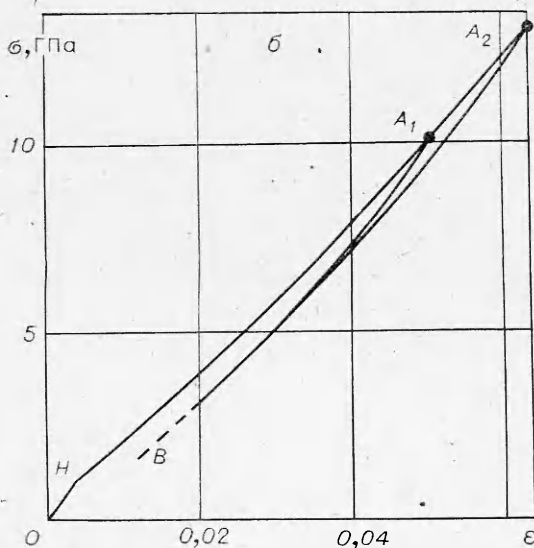
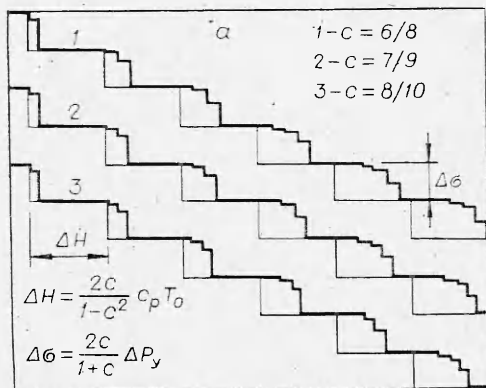


Рис. 3.

рис. 1, в жирными линиями выделена часть $\sigma - u$ -диаграммы течения, точно соответствующая схеме рис. 1, б.

Рассмотрим часть плоскости $h-t$, покрытую горизонтальной штриховкой (см. рис. 1, б). Состояние материала в этой области не может соответствовать точке (σ_5, u_5) диаграммы $\sigma - u$. Действительно, материал, находящийся между сечениями h_1 и h_2 , нагружался в пластической волне сжатия до уровня напряжений σ_1 . Следовательно, он может разгружаться упруго только до напряжения σ_2 на величину ΔP_y , а состояние материала в этой области в соответствии с рассматриваемой схемой отвечает напряжению $\sigma_5 < \sigma_2$ (см. рис. 1, в). Таким образом, схема течения [2] (рис. 1, б) неверна.

Для четкого выделения отличия корректной схемы течения от [2] детально рассмотрим процесс распространения импульса прямоугольной формы в линейном идеально упруго-пластическом материале. На рис. 2 приведена $h-t$ -диаграмма этого процесса; жирными линиями выделена часть диаграммы, соответствующая схеме [2].

В области А за фронтом волны пластического нагружения OD (см. рис. 2) напряжение равно σ_1 (точка 1, рис. 1, в). За волной упругой разгрузки CD $\sigma = \sigma_1 - \Delta P_y$ (точка 2, рис. 1, в). За волной пластической разгрузки CE $\sigma = 0$ (точка 3, рис. 1, в). В точке D (см. рис. 2) упругая волна CD догоняет пластическую OD . В результате взаимодействия влево от точки D отражается упругая волна DE , а вправо проходит пластическая волна DL . Напряжение в области B $\sigma_4 = \sigma_1 - \frac{2c}{1+c} \Delta P_y$ (точка 4, рис. 1, в), где $c = c_p/c_y$, c_p — скорость пластических волн; c_y — скорость упругих волн. Заметим, что при взаимодействии волн OD и CD в плоскости $h = h_D$ создается поверхность контактного разры-

ва, разделяющая материал на области, деформирующиеся пластически до различных уровней напряжений; слева от $h_D - \sigma_1$, справа — σ_4 . Именно это обстоятельство не учтено в работе [2]. Учет появления в материале таких поверхностей контактного разрыва (или распределения предела текучести по координате в случае непрерывных течений) приводит к существенному усложнению структуры $h-t$ - и $\sigma-u$ -диаграмм, по сравнению со схемой [2].

При взаимодействии отраженной упругой волны DE с волной пластической разгрузки CE (см. рис. 2) вправо от точки E распространяются две волны — упругая EL и пластическая EF . Напряжение в волне EL понижается уже не на величину ΔP_y , а на величину $\sigma_4 - \sigma_2 = (1-c) \cdot \Delta P_y / (1+c)$ (см. рис. 1, в), так как точка E находится в области, где материал нагружался пластически до напряжения σ_1 , поэтому упругая разгрузка может осуществляться только до напряжения σ_2 . Волна EL переводит материал из состояния 4 (см. рис. 1, в) в состояние 2', пластическая волна EF переводит материал из состояния 2' в 3'. В точке F пластическая разгрузка EF выходит на поверхность контактного разрыва $h_F = h_D$ (см. рис. 2), где от нее отделяется упругая волна разгрузки, так как материал, находящийся справа от плоскости h_D , должен разгружаться упруго до $\sigma_5 = \sigma_4 - \Delta P_y$ (см. рис. 1, в). Следовательно, упругая волна, распространяющаяся вправо от точки F , переводит состояние материала из точки 2' в точку 5, а в пластической волне, исходящей из этой же точки, состояние материала изменяется от точки 5 до точки 3 (см. рис. 1, в).

Таким образом, возникновение поверхности контактного разрыва приводит к образованию двух волн упругой разгрузки, исходящих из точек E и F , в то время как схема [2] дает только одну волну EL . Взаимодействие упругих волн, исходящих из точек E и F , с волной пластического нагружения ODL приводит к образованию новых поверхностей контактного разрыва и т. д.

Расчеты для прямоугольного импульса напряжения существенно упрощаются в случае, когда отрезок EF (см. рис. 2) укладывается ровно целое число раз (N) в отрезке DL . Можно показать, что такая ситуация осуществляется для $c = c_p/c_y = N/(N+2)$.

На рис. 3, а приведены результаты расчетов зависимостей напряжения σ_x на фронте пластической ударной волны от расстояния, пройденного волной, для значений $N=6, 7$ и 8. Тонкие линии соответствуют расчету затухания по схеме [2]. Как видно из графиков, точный расчет дает зависимости, заметно отличающиеся от расчета по схеме [2].

Таким образом, расчеты, выполненные в [3—5], требуют корректировки, которая может сказаться на численных результатах.

В ряде более поздних работ (см., например, [6—8]) исследователи стали применять другую модификацию метода догоняющей разгрузки, в которой измерения проводятся в сечениях образца, где волна разгрузки еще не догоняет фронт ударной волны. Этот метод позволяет значительно упростить расчеты. Получены достаточно точные количественные результаты, позволяющие рассчитывать зависимость нормального напряжения σ_x , действующего в направлении распространения волн, от деформации или массовой скорости на стадии разгрузки из различных состояний ударного сжатия. На основании таких измерений предпринимаются попытки конструирования математических моделей упругопластического поведения материалов. Однако возможность выполнения такого построения вызывает сомнение.

В качестве иллюстративного примера рассмотрим железо Армо, для которого в [6] проведены весьма точные измерения массовой скорости при разгрузке из состояний 10 и 13 ГПа с помощью лазерного интерферометра. Численные расчеты течения по идеально упругопластической модели показали, что она плохо согласуется с экспериментальными данными. Для достижения хорошего согласования расчетов с экспериментом авторы работы построили сложную конкретную модель упругопластиче-

ского поведения материала. В конечном счете она опирается на предположение о независимости реакции материала на нагрузку от временных характеристик нагружающего импульса напряжений.

Однако при выполнении последнего предположения можно получить связь напряжения с деформацией в процессе разгрузки непосредственно из экспериментальных данных безотносительно к какой-либо конкретной модели. Когда реакция материала на нагрузку предполагается независимой от времени, в стадии разгрузки существует однозначная функциональная связь между напряжением и деформацией. Следовательно, волна разгрузки, распространяющаяся в железе, будет простой. Тогда для получения зависимости $\sigma(\epsilon)$ при разгрузке можно воспользоваться соотношениями, выполняющимися для простых волн.

Кривые разгрузки, построенные по заимствованным из [6] экспериментальным данным, приведены на рис. 3, б. В отличие от кусочно-линейной модели на реальных диаграммах разгрузки не обнаруживается резкого излома, который в модели соответствует переходу от упругого режима деформирования к пластическому. Однако рассматриваемая модель при существенном упрощении расчетов позволяет аппроксимировать такую важную диссипативную характеристику материала, как площадь петли гистерезиса. По мере уменьшения ϵ кривые разгрузки, соответствующие двум различным состояниям ударного сжатия, сближаются друг с другом и, наконец, практически сливаются в одну общую кривую. Повидимому, можно предполагать существование общего пластического участка для семейства кривых разгрузки, соответствующих различным состояниям ударного сжатия.

Построение упругопластической модели применительно к условиям одноосной деформации с необходимостью должно базироваться на определенном выборе зависимости шаровой составляющей тензора напряжений от относительного изменения объема (или деформации). Обычно ее получают из экспериментальных данных по ударной сжимаемости в области высоких давлений, исходя из предположения о том, что состояние материала в мощной ударной волне гидростатично, и, следовательно, ударная адиабата совпадает с кривой всестороннего гидростатического сжатия. Возможность экстраполяции получающейся зависимости $P(V)$ на область сравнительно низких уровней напряжений, где предполагается существенное влияние сдвиговой прочности, также представляет собой только предположение (здесь V — объем). Ввиду отсутствия непосредственных экспериментальных данных по адиабатическому всестороннему сжатию в достаточно широком диапазоне давлений имеется некоторый произвол в выборе кривой гидростатического сжатия.

При различном выборе этой зависимости могут получаться модели сред, существенно отличающиеся друг от друга. Для иллюстрации рассмотрим изменение коэффициента Пуассона ν вдоль ударной адиабаты $ОНА_1A_2$ (см. рис. 3, б). В интервале напряжений 10—13 ГПа (участок ударной адиабаты A_1A_2) лагранжева скорость c_π изменяется от 6,4 до 6,6 км/с по экспериментальным данным [6]. В середине этого интервала ($\epsilon \approx 0,055$) $c_\pi \approx 6,5$ км/с. Из соотношений теории упругости следует

$$3 \frac{1-\nu}{1+\nu} = \frac{\lambda+2\mu}{K} = \frac{\rho_0 \cdot c_\pi^2}{\rho_0 \cdot c_b^2}, \quad (1)$$

где λ и μ — упругие постоянные Ламе; c_b — объемная скорость звука; $K = \rho_0 c_b^2 = dP/d\epsilon$ — объемный модуль упругости. Для определения c_b воспользуемся различными формами гидростатической зависимости:

$$P = \rho_0 c_0^2 \frac{\epsilon}{(1-\beta\epsilon)^2}, \quad (2)$$

$$P = K\epsilon = \rho_0 c_0^2 \epsilon. \quad (3)$$

Здесь $c_0 = 4,63$ км/с — бриджменова скорость звука в железе при $P = 0$;

$\beta = 1,33$ — коэффициенты в линейном $D - u$ -соотношении

$$(D = c_0 + \beta u).$$

Из (1), (2) при $\varepsilon = 0,055$ получаем $\nu \approx 0,345$, из (1), (3) $-\nu \approx 0,21$.

Следовательно, модель, основанная на соотношении (2), отличается от модели, соответствующей (3), не только величиной ν , но и характером его изменения вдоль ударной адиабаты. В одном случае следует увеличение ν от 0,29 на упругом пределе Гюгонно до 0,345 (для ~ 10 ГПа), в другом случае ν уменьшается от 0,29 до 0,21.

Таким образом, определение сдвиговых напряжений в материале на основании измерений только нормального напряжения σ_x без привлечения дополнительных данных невозможно. Одним из возможных типов таких дополнительных данных является регистрация в ударно-волновых экспериментах не только компоненты напряжения σ_x , но и второго главного напряжения σ_y .

До недавнего времени непосредственные измерения сдвиговых напряжений τ при высоких давлениях проводились только в условиях статического нагружения [9, 10], что объяснялось отсутствием пригодных для динамических испытаний датчиков давления достаточно малых габаритов. С разработкой методик измерения импульсных давлений с помощью манганиновых [11, 12] и диэлектрических [13] датчиков появилась возможность измерять напряжения сдвига при ударном сжатии как разность двух главных напряжений в стационарной ударной волне. Результаты некоторых проведенных исследований для металлов приведены в обзоре [14]. Сдвиговые напряжения в стационарных УВ в металлах имеют тенденцию к практически линейному возрастанию с увеличением амплитуды ударной волны в диапазоне давлений ударного сжатия от 1 до 10 ГПа. Таким образом, напряженное состояние в УВ для ряда металлов в исследованном диапазоне давлений (1—10 ГПа) заметно отличается от гидростатического.

В этом же диапазоне давлений ударного сжатия зависимость сдвиговых напряжений от давления в полимерах имеет несколько иной характер, чем у металлов. На рис. 4 приведены полученные авторами экспериментальные результаты для ряда полимеров (1 — фторопласт, 2 — плексиглас, 3 — полиэтилен, 4 — капролон). Кривые $\tau(\sigma_x)$ направлены выпуклостью вверх; в интервале $\sigma_x = 5 \div 10$ ГПа сдвиговые напряжения в исследованных полимерах, по-видимому, достигают максимального значения, после чего начинается их уменьшение с ростом σ_x . Возможно, что такое поведение сдвиговой прочности объясняется влиянием двух конкурирующих факторов. С одной стороны, с увеличением среднего (гидростатического) давления имеется тенденция к сдвиговому упрочнению,

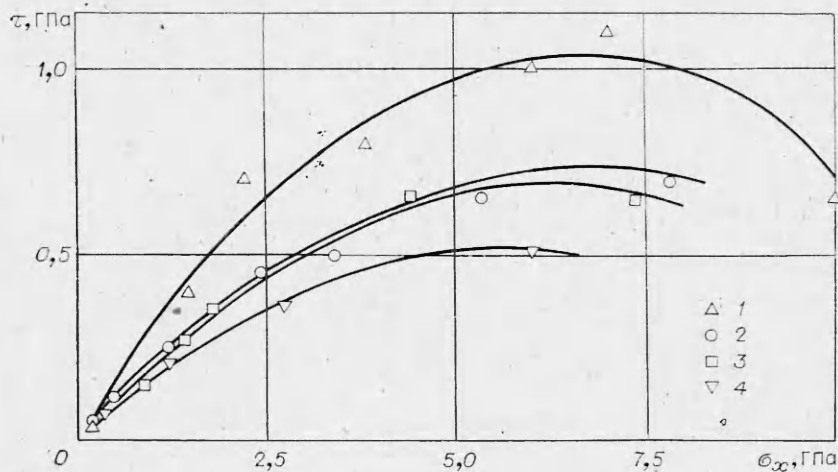


Рис. 4.

а с другой — при росте амплитуды УВ повышается и температура материала, способствующая размягчению полимера, т. е. снижению сдвиговых напряжений. По всей вероятности, в диапазоне давлений 5—10 ГПа тепловое разупрочнение начинает превалировать над упрочнением вследствие увеличения среднего давления.

Таким образом, основные результаты работы сводятся к следующему.

Простая кусочно-линейная упругопластическая модель материала позволяет качественно объяснить некоторые закономерности распространения волн в пластических материалах, связанные с диссипацией энергии при пластическом деформировании. Показано, что в процессе пластического течения материала создается распределение предела текучести по координате. Это обстоятельство не учтено в работе [2], что привело к некорректному представлению о волновой картине негидродинамического затухания ударных волн. Построение упругопластической модели поведения материала, более реальной, чем кусочно-линейная, невозможно на основании измерений только одной компоненты σ_x тензора напряжений (применительно к условиям одноосной деформации) без привлечения дополнительных экспериментальных данных. Одним из видов дополнительных данных, необходимых для построения модели материала, является регистрация второго главного напряжения σ_y в стационарной УВ.

Приведены экспериментальные результаты непосредственного определения сдвиговых напряжений в ударно-сжатых полимерах.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Иванов и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 82.
2. L. W. Morland. Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A, 1959, 251, 997.
3. D. R. Curran. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9.
4. С. А. Новиков, Л. М. Сеницына. ПМТФ, 1970, 6^г.
5. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6.
6. L. M. Barker, R. E. Hollenbach. J. Appl. Phys., 1974, 45, 11.
7. J. R. Asay, J. Lipkin. J. Appl. Phys., 1978, 49, 7.
8. Ю. В. Батюков, С. А. Новиков, Л. М. Сеницына и др. Механика композитных материалов, 1979, 2, 322.
9. П. Бриджмен. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. М.: ИЛ, 1955.
10. Л. В. Верецагин, В. А. Шапочкин. ФММ, 1960, 9, 2.
11. D. Bernstein, C. Godfrey, A. Klein et al. — In: Behavior of Dense Media Under High-Dynamic Pressures. N. Y.: Gordon and Breach, 1968.
12. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1976, 2.
13. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1972, 10.
14. С. А. Новиков. ПМТФ, 1981, 3.

Поступила в редакцию 23/XI 1984,
после доработки — 24/VI 1985

МОДЕЛЬ ТЕРМОУПРУГОВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ ПОВРЕЖДЕННОЙ СРЕДЫ. ПРИЛОЖЕНИЕ К ОТКОЛЬНОМУ РАЗРУШЕНИЮ

В. Н. Антуков
(Пермь)

1. Наиболее ранняя модель откола [1] представляла собой аналог классического критерия мгновенного разрушения $\sigma \geq \sigma^*$ (σ^* — откольная прочность). В дальнейшем экспериментально показано, что σ^* не является константой материала, а зависит от ряда факторов, в частности, от длительности действия растягивающих напряжений в плоскости откола. В связи с этим широко распространились временные критерии откола [2]. В [3, 4] откол трактуется в рамках кинетической теории прочности Журкова, экстраполированной в область микросекундной долговечности.