

Значение β увеличивается от 0,4 при $\lambda_c = 5,71 \cdot 10^{-2}$ до 0,82 при $\lambda_c = 18,4 \cdot 10^{-2}$ и в дальнейшем стремится к 1. Такое изменение β определяется наличием в профиле давления, действующего на стенку, некоторой постоянной составляющей, относительная величина которой зависит от интенсивности нагрузки. Различие в амплитудах при сжатии и растяжении позволяет более полно использовать резерв прочности таких материалов, как стеклопластик, несущая способность которого ограничивается динамическими деформациями сжатия [10].

В то же время отмечается некоторое (в пределах 20%) расхождение в абсолютных значениях амплитуд колебаний, что можно объяснить отличием модельной постановки задачи от реальных условий эксперимента, главным образом двумерными эффектами. Проведенные опыты с модельными ВК при $L/r_c = 10$ с открытыми и незакрепленными торцами показали, что амплитуда колебаний в первой макропульсации составляет 90% от расчетной, а величины деформаций при растяжении и сжатии соизмеримы в результате быстрой разгрузки внутренней стенки камеры при истечении ПД через открытые торцы наружу.

Таким образом, проведенные в работе численные и экспериментальные исследования показали, что вид взрывной нагрузки на стенки осесимметричных газонаполненных ВК при высоких удельных импульсах имеет сложную многопиковую структуру, не имеющую удовлетворительной аппроксимации. Исследование процесса колебаний стенок ВК под действием взрывной нагрузки указанного вида, не дает основания считать эту нагрузку близкой к мгновенной. Ошибка в определении амплитуды положительной фазы колебаний может достигать 20%, а отрицательной — 50%.

Поступила в редакцию 14/IX 1983,
после доработки — 14/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Ф. Лебедев, В. Е. Осташев, Г. А. Швецов. ФГВ, 1982, 18, 5, 3.
2. В. В. Адищев, В. М. Корнев. ФГВ, 1979, 15, 6, 109.
3. А. Г. Иванов, В. А. Могилев и др. ФГВ, 1982, 18, 4, 88.
4. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 2, 142.
5. А. А. Васильев, С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 6, 99.
6. В. Е. Фортов, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1975, 222, 162.
7. Т. И. Фортова, К. Г. Шкадинский, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 69.
8. В. А. Гальбурт. Препринт ИВТАН № 2-0.98, 1983.
9. А. Ф. Демчук. ПМТФ, 1968, 5, 47.
10. А. Г. Федоренко, В. И. Цынкин, А. Т. Шитов и др. Механика композитных материалов, 1983, 1, 9.

ДВЕ СТАДИИ ОТКОЛА

В. Н. Антуков

(Пермь)

1. Кинетический характер процесса откольного разрушения предполагает наличие конечного времени, в течение которого в будущем сечении откола действуют растягивающие напряжения. Исходя из различных идеализированных представлений, можно пренебрегать временем роста отрицательных давлений (фронт волны — мгновенный скачок [1]) или же полагать мгновенным разделение образца на части при достижении некоторого критического напряжения, после определенного времени задержки разрушения [2]. Однако из физических соображений ясно, что как участок нарастания растягивающих напряжений, так и этап развития макроразрушения (ниспадающая ветвь $\sigma(t)$) при отколе имеют конечную длительность. Авторы [3, 4] рассматривают откол как двухстадийный процесс с ростом зародышевых дефектов на первой стадии (окон-

чение стадии определяется кинетической теорией прочности Журкова, экстраполированной в область микросекундной долговечности) и слиянием микротрещин в плоскости откола во второй. В области микросекундной долговечности длительность этих стадий приблизительно одинакова, поэтому обе стадии претендуют на достаточно эквивалентное по строгости описание.

В [5, 6] численно исследуются эффекты зарождения и роста, а также слияния соседних микродефектов и разделение тела на части с образованием одной или нескольких свободных поверхностей. В ряде других работ [7—11] для описания откола рассмотрены различные связанные модели роста поврежденности и деформируемости металлов. Стадии не выделяются, а описываются единообразно с помощью некоторой единой меры поврежденности и соответствующего уравнения эволюционного типа. Изучение откольного разрушения как двухстадийного процесса проводится также авторами [12, 13]. В [14] сделана экспериментальная оценка длительности второй (закритической) стадии откола в малоуглеродистой стали.

В настоящей работе предлагается приближенное описание двух стадий, определяемых по [3, 4], получена зависимость откольной прочности от скорости нагружения и связь между длительностью докритической и закритической стадий.

2. Многочисленные экспериментальные исследования показывают, что в металлах, полимерах и других материалах при нагружении возникает большое количество мельчайших микроразрывов — субмикродефектов (СМД). Их начальные размеры $L_0 \approx 100-1000 \text{ \AA}$, а предельные концентрации $N_p \approx 10^{10}-10^{17} \text{ см}^{-3}$ [15, 16]. Зародышевые СМД возникают «взрывообразным» образом на самых ранних стадиях появления пластической микродеформации в локально перенапряженных зонах. Микроскопические исследования шлифов деформированных металлов показывают, что помимо зародышевых дефектов наблюдаются и более крупные. Они образуются в результате роста зародышевых СМД в силовом поле [17] или при слиянии СМД, непрерывно зарождающихся под нагрузкой [18].

Достижение в некотором микрообъеме материала предельного уплотнения (по данным [19] $\approx 1\%$) или предельной плотности СМД (при отсутствии их роста) приводит к разрушению микрообъема и образованию ориентированного микродефекта (МД) с характерными размерами $0,01 \div 0,1 \text{ мм}$ (точнее размеры определяются масштабом структурной гетерогенности материала, например средним диаметром зерна, размером включения и т. п.).

Итак, первая, или докритическая, стадия откольного разрушения характеризуется появлением и ростом количества СМД. Процесс на этой стадии является практически одномерным, а дефектный материал можно с большой точностью рассматривать как сплошной. Достижение СМД своего предельного значения в единице объема N_p в некотором сечении образца означает появление конечного числа МД в этом сечении, что определяет начало второй — закритической стадии. Соседние сечения образца при этом могут находиться еще в докритической стадии или также перейти в закритическую.

Сечение, в котором появились МД, имеет значительные качественные отличия по сравнению с имеющим лишь СМД. Процесс разрушения за счет роста МД распространяется теперь вширь по сечению, перпендикулярно направлению распространения продольных волн. Среда с МД уже с большой натяжкой может называться сплошной. Если процесс разрушения несимметричен, что приводит к доминирующему росту одного или нескольких МД, образующих магистральную трещину, то континуальный подход невозможен, а доминирующий дефект должен рассматриваться как отдельно развивающаяся макротрещина. Эксперимент показывает, что в большинстве случаев откольное сечение образуется в результате роста и слияния большого числа МД, относительно равно-

мерно распределенных по площади сечения. Именно этот факт дает возможность оставаться в рамках «дефектного сплошного тела», как и на докритической стадии.

Далее, на закритической стадии появляется необходимость введения среднего напряжения в дефектном сечении, отличающегося от истинного напряжения в «скелете» сечения тем значительней, чем больше относительная площадь МД. На докритической стадии эти напряжения можно не различать, так как разуплотнение, вызванное наличием СМД, не превышает 1%.

Наконец, законы роста МД уже не имеют термоактивационной природы, как законы увеличения количества СМД, а определяются скорее в рамках механики разрушения.

3. Рассмотрим некоторые количественные соотношения, упрощенные до такой степени, которая позволила бы получить результаты в аналитической форме. Использование более сложных зависимостей (например, для эволюционных уравнений) возможно и требует численного анализа, что не принципиально.

Растягивающая сила P , с которой дефектный слой сопротивляется приложенной нагрузке на закритической стадии, определяется двояким образом — через истинное и среднее напряжение

$$P = \sigma^c S, \quad P = \sigma(S - S_p), \quad (1)$$

где S — площадь сечения образца; S_p — площадь всех МД в сечении. Из (1) следует связь

$$\sigma^c = \sigma(1 - \eta). \quad (2)$$

Здесь $\eta = S_p/S$ — мера «дефектности» сечения на закритической стадии.

Очевидно, что $\eta = (M_0 S) \pi R^2(t)/S$, если $R(t)$ — переменный радиус МД, а M_0 — количество МД на единице площади сечения. От величины M_0 можно перейти к конечному радиусу микродефекта R_k при разделении образца: $M_0 = 1/(\pi R_k^2)$, следовательно

$$\eta = [R(t)/R_k]^2. \quad (3)$$

Максимальные растягивающие напряжения в сечении откола вычисляются обычно по временной зависимости скорости тыльной поверхности [20]. Информация, приходящая на тыльную поверхность из разрушающегося слоя, является интегральной по площади сечения и характеризует, следовательно, изменение среднего напряжения в сечении σ^c . Условие достижения средним напряжением в сечении откола своего максимума:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\sigma(1 - \eta)]|_{t=\tau^*} = 0. \quad (4)$$

Время τ^* , при котором выполняется это условие, разделяет закритическую стадию на этапы 2а и 2б (рис. 1). Момент τ^* характеризует не достижение так называемой откольной прочности, а момент потери устойчивости несущей способности дефектного слоя. Другими словами, на границе этапов 2а и 2б устанавливается равновесие между ростом истинных напряжений в «скелете» сечения при суперпозиции отраженной волны разрежения и волны разгрузки и падением среднего напряжения из-за все более интенсивного роста МД.

4. Пусть растягивающее напряжение в откольном сечении растет с постоянной скоростью

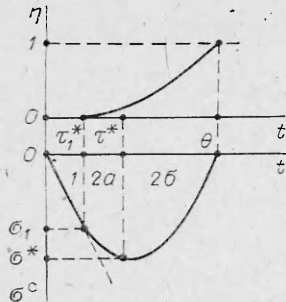


Рис. 1. Схема изменения среднего напряжения и меры поврежденности в сечении откола.
1, 2 — докритическая и закритическая стадии.

$\sigma = \alpha t$, а скорость увеличения радиуса МД в первом приближении также постоянна $R(t) = \beta$. Тогда с учетом (3) и (4) можно определить время

$$\tau^* = \frac{1}{3} \left[2\tau_1^* + \sqrt{(\tau_1^*)^2 + 3(R_R/\beta)^2} \right] \quad (5)$$

и откольную прочность

$$\sigma^* = \alpha \tau^* \left[1 - \frac{\beta^2}{R_{\infty}^2} (\tau^* - \tau_1^*)^2 \right]. \quad (6)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках (6) учитывает влияние поврежденности на релаксацию среднего напряжения (снижение откольной прочности).

Для оценки длительности докритической стадии τ_1^* используем эволюционное уравнение для роста меры поврежденности в виде степенной зависимости [21] $\dot{N} = A\sigma^{m-1}$. Интегрируя это уравнение с начальными условиями $N(t=0) = 0$ при заданном законе нагружения $\sigma = \alpha t$, из условия достижения предельной плотности СМД N_p при $t = \tau_1^*$ получим $\tau_1^* = C\alpha^{-n}$, $n = 1 - 1/m$, $C = (m/A)^{1/m}$. Напряжение, определяющее начало закритической стадии, $\sigma_1 = \tau_1^* \alpha = C\alpha^{1/m}$.

Введем в рассмотрение как параметр длительность закритической стадии (см. рис. 1) $\tau_2^* = \Theta - \tau_1^*$. Тогда с учетом (3) и условия $\eta(t = \Theta) = 1$ получим $\tau_2^* = R_R/\beta$. Выразим соотношения (5), (6) через время τ_2^* :

$$\tau^* = \frac{1}{3} \left[2\tau_1^* + \sqrt{(\tau_1^*)^2 + 3(\tau_2^*)^2} \right], \quad (7)$$

$$\sigma^* = \alpha \tau^* \left[1 - (\tau^* - \tau_1^*)^2 / (\tau_2^*)^2 \right]. \quad (8)$$

В таком виде имеем трехпараметрическую модель с параметрами C , n , τ_2^* . В квазистатических испытаниях $\tau_2^* \ll \tau_1^*$, при этом $\tau^* \rightarrow \tau_1^*$, $\sigma^* \rightarrow \sigma_1$, а модель переходит в двухпараметрическую. Отсюда становится понятным, что параметры C и n полностью определяются экспериментом в квазистатическом диапазоне скоростей нагружения.

На рис. 2 показано семейство кривых (штриховые линии) $\lg \sigma^*(\lg \alpha)$, построенных по (7), (8) для различных значений параметра τ_2^* , и нанесены экспериментальные данные для малоуглеродистой стали, полу-

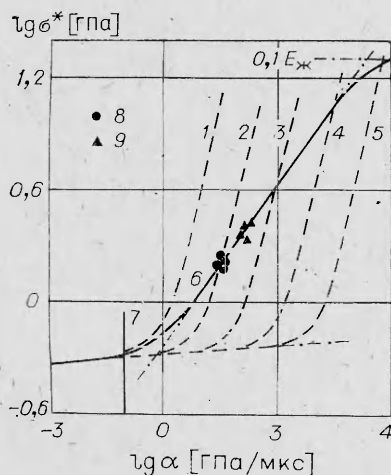


Рис. 2. Зависимость откольной прочности от скорости нагружения.

τ_2^* , мкс: 1 — 1, 2 — 10^{-1} , 3 — 10^{-2} , 4 — 10^{-3} , 5 — 10^{-4} ; 6 — $\lg \sigma^*(\lg \alpha)$; 7 — граница области квазистатического нагружения; 8, 9 — экспериментальные данные первой и второй серий [12].

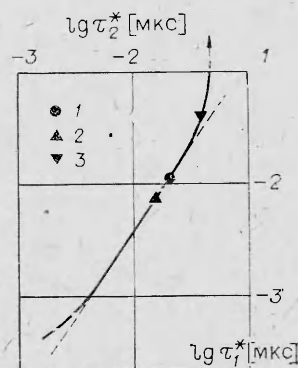


Рис. 3. Зависимость между длительностями закритической и докритической стадий.

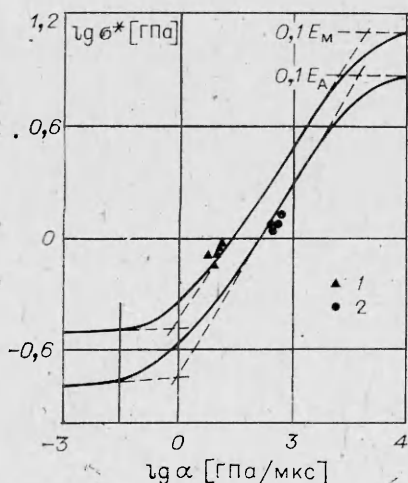
1, 2 — эксперимент [12] (см. рис. 2); 3 — время, при котором $\tau_1 = \tau_2$.

ченные в работе [12]. Переход от $\lg \varepsilon$ к $\lg \alpha$ осуществлялся по формуле $\lg \alpha = \lg \rho_0 C_0^2 + \lg \varepsilon$. Параметры n и C определены из опытных данных по квазистатической прочности: $n = 0,985$, $C = 32,17$ (см. рис. 3 в [12]). Для удовлетворения экспериментальным данным следует ввести некоторую зависимость $\tau_2^*(\tau_1^*)$, которая свяжет длительность заkritической и докритической стадий в диапазоне скоростей нагружения, больших $0,1$ ГПа/мкс. График этой зависимости показан на рис. 3, ей соответствует линия 6 на рис. 2. Кривую $\tau_2^*(\tau_1^*)$ строили из условия аппроксимации (сплошная линия на рис. 2) экспериментальных данных и ее гладкого сопряжения с прямой квазистатической прочности. На гладкость перехода через границу между квазистатическим и волновым нагружением указывают, например, результаты [22]. Поведение кривой 6 вблизи $\sigma^* = 0,1 E_{ж}$ (E — здесь и в дальнейшем модуль Юнга; индекс относится к рассматриваемому материалу) носит чисто качественный характер. Основное требование — достижение теоретического предела прочности при скоростях нагружения, соответствующих $\tau_1^* \approx 10^{-13}$ с.

При квазистатических скоростях нагружения время τ_1^* увеличивается, а длительность заkritической стадии остается постоянной, равной ~ 1 мкс. Из рис. 3 следует, что совпадение длительности стадий 1 и 2 соответствует времени $\sim 0,56$ мкс. Если $\tau_1^* < 0,56$ мкс, то величина τ_2^*/τ_1^* увеличивается с уменьшением τ_1^* , т. е. при высоких скоростях нагружения все более преобладающей становится заkritическая стадия.

Физический смысл связи $\tau_2^*(\tau_1^*)$ становится понятным, если выразить τ_2^* в виде $\tau_2^* = R_K/\beta \sim 1/(\beta \sqrt{M_0})$. С ростом скорости нагружения α время τ_1^* уменьшается пропорционально $\alpha^{-1/2}$, уменьшение длительности заkritической стадии τ_2^* при этом связано как с увеличением скорости роста МД (β), так и с увеличением количества зародышей МД (M_0). Последнее подтверждается опытами по ударному сжатию металлов как способу получения мелкозернистой, случайно ориентированной структуры [23]. Ясно, что конкретный вид предлагаемой зависимости может меняться для различных материалов, однако она характеризует и некоторые общие свойства разгужения при ударно-волновом нагружении.

Покажем достаточную общность связи $\tau_2^*(\tau_1^*)$ с помощью описания экспериментальных данных по откольному разгужению меди и алюминия (использованы данные, приведенные в работе [13]). На рис. 4 показаны расчетные кривые, полученные по формулам (7), (8), удовлетворительно описывающие опытные данные. Отметим, что параметры n и C выбирались из удовлетворения квазистатической ветви диаграммы



(см. рис. 6 из работы [13]). Для меди: $n = 0,988$, $C = 22,92$; для алюминия: $n = 0,981$, $C = 9,71$. Верхние части кривых при $\alpha > 0,1$ ГПа/мкс определяются моделью на основании связи $\tau_2^*(\tau_1^*)$, полученной для малоуглеродистой стали (см. рис. 3). Таким образом, единообразно описывается зависимость откольной прочности от скорости нагружения на квазистатическом и динамическом этапах нагружения, причем динамическая ветвь определяется на основе использования данных квазистатической прочности.

Рис. 4. Зависимость откольной прочности меди и алюминия от скорости нагружения. 1, 2 — экспериментальные данные для меди и алюминия [12].

Оценка выражения (обозначим его Ψ), стоящего в квадратных скобках (8), позволяет сделать вывод, что влияние поврежденности на снижение откольной прочности σ^* при малых скоростях нагружения незначительно. При $\tau_1^* = \tau_2^* = 0,56$ мкс $\Psi = 0,89$ (снижение на 11%), а при $\tau_2^* \gg \tau_1^*$ (сверхскоростное нагружение) Ψ достигает минимального значения 0,66 (снижение на 34%).

Отношение длительностей этапов 2б и 2а (см. рис. 1) определяется соотношением

$$\Phi = \frac{\theta - \tau_1^*}{\tau_2^* - \tau_1^*} = -1 + \frac{1}{\lambda} (1 + \sqrt{1 + 3\lambda^2}),$$

где $\lambda = \tau_2^*/\tau_1^*$. При малых λ (квазистатическое нагружение) $\Phi \rightarrow \infty$, т. е. этап 2а пренебрежимо мал, а значение σ^* определяется без учета поврежденности. При $\lambda = 1$ $\Phi = 2$ ($\Psi = 0,89$), а при $\lambda \rightarrow \infty$ (сверхскоростное нагружение) отношение принимает минимальное значение $\Phi = -1 + \sqrt{3} \approx 0,73$.

Таким образом, предлагаемая модель позволяет оценить влияние поврежденности на откольную прочность материала, описать единообразно зависимость прочности от скорости нагружения в квазистатическом и динамическом диапазонах, уточнить качественные и количественные характеристики двух стадий откольного разрушения.

Поступила в редакцию 1/II 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. F. R. Tuler, B. M. Batchelor. Int. J. Fracture Mech., 1968, 4, 4, 431.
2. Л. В. Альтшулер, С. А. Новиков, И. М. Дивнов. Докл. АН СССР, 1966, 166, 1, 67.
3. Л. Д. Воловец, П. А. Златин, Г. С. Пугачев. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 18, 1079.
4. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев.— В кн.: III Всесоюз. симпозиум по импульсным давлениям. М., 1979.
5. D. R. Curran, L. Seaman, D. A. Shockey. Phys. Today, 1977, 30, 46.
6. L. Seaman, D. R. Curran, D. A. Shockey. J. Appl. Phys., 1976, 47, 11, 4814.
7. Г. И. Канель, В. В. Щербань. ФГВ, 1980, 16, 4, 93.
8. Г. И. Канель, С. Г. Сугак, В. Е. Фортов. Проблемы прочности, 1983, 8, 40.
9. П. Х. Ахмадеев. ПМТФ, 1983, 4, 158.
10. В. М. Фомин, Э. М. Хакимов. Препринт ИТПМ СО АН СССР, № 1, 1981.
11. А. И. Рузанов.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Статика и динамика деформируемых систем. ГГУ, 1980.
12. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1979, 249, 6, 1361.
13. А. Н. Дремин, А. М. Молодец. ПМТФ, 1980, 6, 85.
14. А. М. Молодец.— В кн.: Динамика сплошной среды. Нестационарные проблемы гидродинамики, № 48. Новосибирск, 1980.
15. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. И. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1975.
16. В. П. Тамуж, В. С. Куксенко. Микромеханика разрушения полимерных материалов. Рига: Зинатне, 1978.
17. J. F. Kalthoff, D. A. Shockey. J. Appl. Phys., 1977, 48, 3, 986.
18. В. И. Бетехтин, А. И. Петров, В. И. Савельев. ФММ, 1974, 38, 834.
19. В. И. Бетехтин, В. И. Владимиров.— В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.
20. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1976, 8, 66.
21. Л. М. Качанов. Основы механики разрушения. М.: Наука, 1974.
22. А. П. Ващенко, В. И. Романченко.— В кн.: Детонация. Материалы II Всесоюз. совещ. по детонации. Черноголовка, 1981.
23. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.