

КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

А. Н. Дремин, А. М. Молодец

(Черноголовка)

Отколом называется процесс разрушения, идущий при взаимодействии встречных волн разрежения. При этом весь процесс протекает за $\sim 10^{-6}$ с, что на 3—5 порядков меньше, чем при квазистатическом разрушении, а максимальное отрицательное напряжение (откольная прочность) соответственно в несколько раз больше.

С тех пор как было установлено, что время действия отрицательных напряжений при отколе наряду с самим напряжением играет важную роль [1, 2], вопрос о разделении процесса откольного разрушения на стадии, подобно тому как это делается при исследовании квазистатического разрушения [3, 4], обсуждается в той или иной мере практически в каждой работе по отколу.

Так, в [5] рассматривается начальная стадия откольного разрушения как процесс зарождения и роста, благодаря которому появляются и растут микротрещины, и получено удовлетворительное согласие с экспериментом при небольших уровнях поврежденности в металлах. Этот же подход использован в [6] при исследовании откола в поликарбонате. В данной работе предлагается рассматривать четыре стадии откольного разрушения. В [7] предлагается рассматривать две стадии откола. Как двухстадийный процесс рекомендуется описывать откол и в [8]. На необходимость разграничения процесса откольного разрушения указывается также в [9, 10].

Таким образом, разграничение процесса откола на стадии можно считать общепринятым, однако вопрос о количестве стадий и, следовательно, об их характеристиках и условиях перехода от одной стадии к другой остается открытым.

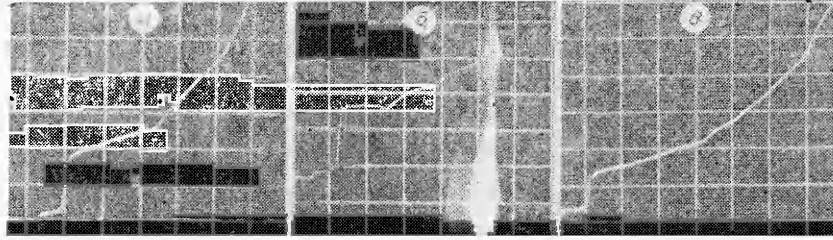
Кроме этого, несмотря на то что используемые схемы зависимости откольной прочности от времени и позволяют согласовать данные по отколу между собой [7—15], подобные зависимости (см., например, [15]) не допускают экстраполяцию в область больших времен ($\sim 10^{-3}$ с) нагружения. Вопрос о корреляции откольных и квазистатических данных обсуждается в литературе [5, 7, 8, 15, 16].

В настоящей работе процесс откола разграничивается на докритическую и закритическую стадии в смысле определений стадий, данных в [4], предлагается описание докритической стадии откольного разрушения в металлах, а также устанавливается корреляция откольных и квазистатических измерений прочности.

Исходными экспериментальными данными служили результаты регистрации скорости свободной поверхности в стали методом емкостного датчика [17] в условиях одномерного нагружения в трех сериях экспериментов с существенно различной формой профиля напряжения в проходящей волне сжатия.

Форма профиля напряжения в образцах на расстоянии свободной поверхности от плоскости входа ударной волны проверялась с помощью манганиновых датчиков давления [18]. При этом для первой серии амплитуда ударной волны σ_0 составляла 90 кбар, профиль напряжения за ее фронтом имел спадающую форму при характерной длительности 6 мкс. Для второй серии $\sigma_0 = 105$ —120 кбар, характерная длительность импульса 2 мкс при форме, подобной форме импульса в первой серии. В третьей серии σ_0 составляла 130 кбар, профиль волны был близок к прямоугольному с длительностью 2 мкс.

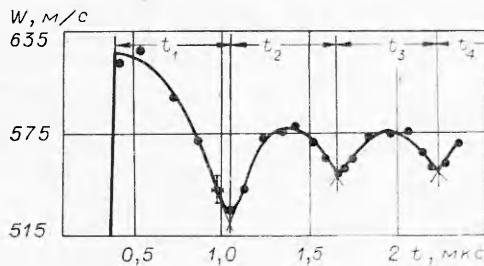
Образцы стали Ст. 3 диаметром 120 мм нарезались из прутка перпендикулярно его оси в состоянии поставки. По справочным данным [19] Ст. 3 с содержанием 0,18% углерода имеет при температуре $T = 293$ К предел прочности $\sigma_b = 4$ кбар, предел текучести $\sigma_\tau = 2,4$ кбар, модуль Юнга $E = 2020$ кбар.



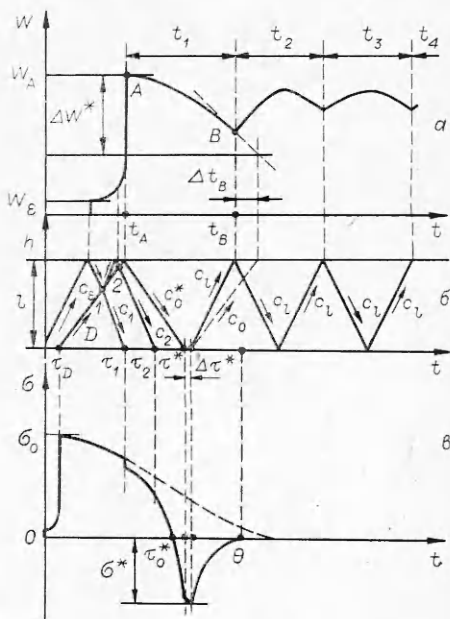
Ф и г. 1

На фиг. 1, *a* — *в* приведены экспериментальные осциллограммы тока в цепи емкостного датчика при регистрации скорости свободной поверхности при отколе в стали соответственно из первой, второй и третьей серий (*a* — 1 мкс/деление, *б*, *в* — 0,5 мкс/деление). На фиг. 2 показан участок профиля скорости свободной поверхности, полученный после обработки осциллограммы фиг. 1, *б*; крестом обозначены погрешности; начало отсчета времени — момент выхода упругого предвестника на свободную поверхность.

На фиг. 3, *a* представлена схема характерного для данной работы профиля скорости свободной поверхности $W(t)$ при отколе. Из экспериментальных профилей определялись следующие величины: максимальная скорость W_A в момент t_A , минимальная скорость W_B в момент t_B , ускорение W_- в левой окрестности t_B (штриховая линия на профиле фиг. 3, *a*), ускорение W_+ в правой окрестности t_B , времена между ближайшими минимумами скорости t_2, t_3, t_4 , время $t_1 = t_B - t_A$. В третьей серии время t_1 отсчитывалось от момента выхода на свободную поверхность наиболее крутого участка пластической волны. Откольная прочность σ^* в первой и второй сериях определялась по формуле $\sigma^* = 0,5c_0\rho_0\Delta W^*$ [20] с поправкой на упругопластическое поведение материала $\Delta W^* = W_A - (W_B + W'_-\Delta t_B)$ [21], где $\Delta t_B = 0,5t_2$ ($c_l/c_0 - 1$) [21, 22]. В формулах для σ^* в Ст. 3 $\rho_0 = 7,86$ г/см³ — плотность материала, $c_0 = 4,64$ км/с — объемная скорость звука, $c_l = 5,95$ км/с — продольная скорость звука в Ст. 3 [22]. Определение σ^* в экспериментах третьей серии затруднено из-за большой крутизны графика $W(t)$ слева от точки *B* в



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Т а б л и ц а 1

Номер серии	$t_1 \pm 3\%$, мкс	$t_2 \pm 3\%$, мкс	$(t_1/t_2) \pm 6\%$	$\Delta\tau^*$, мкс	σ^* , кбар	l , мм	$l_1 + \Delta l_1$, мм
1	2,18	1,82	1,198	+0,05	16	5,4	5,5+0,5
2	0,66	0,59	1,119	-0,02	27	1,7	1,6+0,2
3	1,58	1,38	1,145	-0,003	—	4,14	4,1+0,05

этой серии. В третьей серии реализовывался зеркальный [23] откол.

Следующие после точки B колебания скорости с периодом t_2 свидетельствуют о том, что внутри образца на расстоянии $l = 0,5t_2c_l$ [22] от свободной поверхности появилась вторая свободная поверхность, или область с малой динамической жесткостью.

Значения t_1 , t_2 , l , σ^* , а также отношения времен t_1/t_2 для отдельных опытов каждой серии приведены в табл. 1.

Исследование сохранных после откола образцов [5, 6] обнаруживает в них множество трещин различного размера. Описание поведения такого несплошного материала в терминах механики сплошных сред связано с введением сложных [5] моделей. Однако во многих случаях разделение образца при отколе происходит в достаточно тонком слое, т. е. размер шероховатостей на поверхностях откольного разрушения в несколько раз меньше толщины откольной пластины. Это дает возможность рассматривать процесс откола только в этом слое.

Металлографическое изучение образцов, сохранных в опытах, соответствующих фиг. 1, позволяет выявить слой сильной поврежденности толщиной $2\Delta l_1$, середина которого находится на расстоянии l_1 от свободной поверхности. Значения l_1 и Δl_1 приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что $\Delta l_1 \leq (0,15 - 0,01)l_1$, а l_1 практически совпадает с l . В связи с этим рассмотрим откол в рамках следующей схемы.

Определим плоскость откола как слой толщиной δ , середина которого находится на расстоянии l от свободной поверхности, причем $l \gg \delta$, а к границам этого слоя примыкает материал, остающийся монолитным в течение всего процесса откола. Границу слоя, обращенную к свободной поверхности, обозначим δ_+ , противоположную δ_- . При достаточной малости δ напряжения на δ_+ и δ_- мало отличаются друг от друга, оставаясь примерно одинаковыми и в течение некоторого времени после начала разрушения в этом слое. Поэтому под напряжением в слое будем понимать напряжение на δ_+ при требуемой малости δ . Поскольку границы принадлежат монолитному материалу, напряжения на границах связаны с их скоростями уравнением состояния монолитного материала независимо от процессов, идущих внутри слоя. При разрушении закон изменения напряжения во времени на границе δ_+ определит изменение скорости свободной поверхности.

В принятой схеме описание откола сводится к установлению закона расширения разрушающегося слоя. Процесс роста несплошностей в плоскости откола развивается скорее всего непрерывно [24]. Однако, анализируя изменение скорости свободной поверхности при отколе, можно выделить некоторый характерный момент в этом процессе. Ускорение свободной поверхности (см. фиг. 2) меняет знак в малой ($\sim 0,10t_2$) окрестности t_B , изменяясь при этом на $(W'_+ - W'_-)$, что составляет $(2-8) \cdot 10^8$ м/с², т. е. практически ускорение в точке B испытывает скачок. В некоторый момент времени испытала скачок ускорения такого же порядка и граница δ_+ ; из соображений симметрии граница δ_- ускорилась в противоположном

направлении. Таким образом, в некоторый момент начинается особенно резкое (интенсивное) расширение (разрушение) слоя δ .

Сопоставляя времена t_1 и t_2 , можно с достаточной определенностью установить момент начала интенсивного разрушения в плоскости откола. Эксперименты показали, что, несмотря на то что откольная прочность в первой серии в 1,5 раза меньше, чем во второй, а времена t_1 и t_2 соответственно в 3 раза больше, отношение t_1/t_2 времен в каждой серии остается постоянным (см. табл. 1). Это означает, что интенсивное разрушение начинается в плоскости откола практически сразу же после прохождения фронта волны растяжения, а следовательно, подготовка к интенсивному разрушению происходит, по крайней мере, во фронте волны растяжения. В соответствии с этим утверждением построим газодинамическую схему откола (см. фиг. 3, *a* — *в*; момент отсчета времени для них один и тот же).

С целью построения зависимости $\sigma(t)$ напряжения σ от времени t в плоскости откола рассмотрим сначала фиг. 3, *б*, представляющую собой $h-t$ -диаграмму (h — лагранжева одномерная координата), иллюстрирующую распространение возмущений в приповерхностном слое образца толщиной l . Прямыми в $h-t$ -плоскости показаны траектории тех возмущений, выход (вход) которых на свободную поверхность или в плоскость откола отражается в виде характерных точек на профиле $W(t)$ или $\sigma(t)$. Стрелками около прямых показаны направления распространения возмущений, буквами обозначены скорости вдоль прямых. Эти же буквы служат и в качестве названий соответствующих возмущений. Упругий предвестник c_e с амплитудой $\sigma_e \approx 0,5W_e c_{l\rho_0}$, отразившись от свободной поверхности, взаимодействует с отставшей пластической волной D амплитуды σ_0 в точке 1. В результате в глубь образца из точки 1 пойдет сжатому веществу упругая волна разрежения с амплитудой $\leq \sigma_e$, а к свободной поверхности пойдет волна сжатия, упругая часть которой будет иметь скорость c_l . В точке 2 процесс повторится, и в глубь образца после этого пойдет волна разрежения, имеющая суммарную амплитуду $\leq 2\sigma_e$. Оценка амплитуд волн разрежения следует из рассмотрения процесса в $\sigma-u$ -диаграмме, где u — массовая скорость (см., например, [21]). В результате многократных взаимодействий, аналогичных взаимодействию в точке 1, к моменту t_A в образец будет введена упругопластическая волна разрежения. На фиг. 3, *б* область, охваченная этой волной, заключена между прямыми c_1 и c_0^* . Как следует из результатов [25], уменьшение скорости распространения возмущений с уменьшением давления в упругопластической волне разгрузки происходит непрерывно. В связи с этим примем, что и для стали скорости распространения возмущений в упругопластической волне разгрузки плавно уменьшаются с уменьшением давления. Согласно нашим данным, первое возмущение упругопластической волны разрежения в стали при давлении 100 кбар имеет лагранжеву скорость $\approx 6,5$ км/с. Поскольку откол происходит в области сравнительно небольших отрицательных давлений 30–40 кбар, c_c^* не сильно отличается от c_0 — объемной скорости звука при нулевом давлении. На основании сказанного примем $c_2 = c_l$, $c_0^* = c_0$.

Знание этих скоростей позволяет точнее определить момент начала интенсивного разрушения в плоскости откола. Пусть через время $\Delta\tau^*$ после прихода c_0^* в плоскость откола здесь возникло интенсивное разрушение. При этом в обе стороны от плоскости откола пойдут возмущения. Первое малое возмущение от границы δ_+ пройдет расстояние l со скоростью c_l , отразится от свободной поверхности в момент t_B и затем будет циркулировать между свободной поверхностью и плоскостью откола. На основании фиг. 3, *a, б* запишем равенство $t_B - t_A = l/c_0^* + l/c_l + \Delta\tau^*$.

Подставляя в это равенство выражение для $l = 0,5t_2c_l$, получим

$$(1) \quad \Delta\tau^*/t_2 = t_1/t_2 - 0,5(c_l/c_0^* - 1).$$

Результаты оценок $\Delta\tau^*$ по формуле (1) при значении $c_0^* = c_0 = 4,64$ км/с, $c_l = 5,95$ км/с для соответствующих опытов каждой серии приведены в табл. 1. Возможность использования скоростей c_0 и c_l в формуле (1) была подтверждена опытом с искусственным отколом для стали Ст. 3, выполненным в постановке, идентичной постановке опытов второй серии [22]. Отметим, что хотя погрешность в оценке $\Delta\tau^*$ составляет $\sim 100\%$, тем не менее можно сказать, что величина $\Delta\tau^*$ представляет собой малую величину, меньшую, чем размытие упругопластической волны разрежения, идущей от свободной поверхности, оцениваемую как $\tau^* - \tau_2 = l/c_0 - l/c_l$.

Построим профиль напряжения в плоскости откола. В момент $t = 0$ (см. фиг. 3, б, в) через плоскость откола (пока еще монолитную) проходит упругий предвестник, в момент τ_D — пластическая волна, $\sigma(\tau_D) = \sigma_0$. После момента τ_D в плоскость откола входит проходящая волна разрежения. Если бы образец в направлении распространения этой волны имел бесконечные размеры, то зависимость $\sigma(t)$ определялась профилем проходящей волны разгрузки, показанным на фиг. 3, в сплошной линией от τ_D до τ_1 и штриховой при $t > \tau_1$. Но поскольку в момент τ_1 в плоскости откола приходит первое возмущение упругопластической волны разрежения от свободной поверхности, то профиль $\sigma(t)$, начиная с этого момента, определится суперпозицией этих волн. Результат суперпозиции этих волн в соответствии с фиг. 3, б показан на фиг. 3, в сплошной линией на участке $\tau_1 \leq t \leq \tau^* + \Delta\tau^*$. Начиная с момента $\tau^* + \Delta\tau^*$, зависимость $\sigma(t)$ существенно определится начавшимся интенсивным разрушением в плоскости откола. Анализируя в акустическом приближении распространение возмущений в образце между свободной поверхностью и границей δ_+ в координатах $\sigma - u$ при разрушении и принимая во внимание характер экспериментального профиля $W(t)$ после момента t_B (см. фиг. 3, а), можно качественно установить закон изменения напряжения на границе δ_+ , т. е. в плоскости откола. В согласии с фиг. 3, а, б на фиг. 3, в сплошной кривой от момента $\tau^* + \Delta\tau^*$ до момента окончательного разделения образца θ показан участок профиля $\sigma(t)$ в плоскости откола при интенсивном разрушении.

Итак, на фиг. 3, в сплошной кривой показан профиль напряжения в плоскости откола. Участок $\sigma(t)$ при $\tau_0^* \leq t \leq \tau^*$ будем называть фронтом волны растяжения. Отрицательная часть $\sigma(t)$ от момента τ_0^* , когда $\sigma(\tau_0^*) = 0$, до момента θ , когда $\sigma(\theta) = 0$, на фиг. 3, в подобна «эпюре растягивающих напряжений», рассматриваемой в [7, 14, 26]. Однако следует отметить, что в построении отрицательной части $\sigma(t)$ на фиг. 3, в существенно то, что длительность фронта волны растяжения $\tau^* - \tau_0^*$ увеличивается по мере распространения волны разрежения от свободной поверхности в глубь образца. На координате откола время $\tau^* - \tau_0^*$ будет зависеть также от того, каков был завал фронта проходящего импульса сжатия (см., например, в [16]). Но даже в случае проходящей ударной волны длительность фронта волны растяжения будет иметь конечную величину. В месте откола эта величина определится толщиной откольной пластины.

Проведем аналогию разрушения в плоскости откола с принятой схемой разрушения в квазистатических условиях. Пользуясь терминологией [4], выделим в процессе откольного разрушения (см. фиг. 3, в) докритическую стадию как процесс накопления повреждений, протекающий до момента $\tau^* + \Delta\tau^*$, когда $\sigma(t) = \sigma^*$, критическое состояние, характери-

зуемое откольной прочностью σ^* , и закритическую стадию, протекающую от момента $\tau^* + \Delta\tau^*$ до момента θ , когда $\sigma(\theta) = 0$.

Рассмотрим количественно докритическую стадию откола. Свяжем начало докритической стадии (см. фиг. 3, *в*) с моментом появления отрицательного напряжения в плоскости откола τ_0^* , а окончание ввиду малости $\Delta\tau^*$ — с моментом τ^* , т. е. предположим, что основное количество зародышевых повреждений образуется при отрицательном напряжении и большой скорости деформирования. Это допущение находится в согласии с положением о том, что в образовании зародышевых дефектов большую роль играет пластическая деформация [27].

Для описания докритической стадии воспользуемся функцией поврежденности φ и выражением для скорости ее роста [28]

$$(2) \quad \frac{d\varphi}{dt} = A(\sigma)^{m-1},$$

где σ — растягивающее напряжение; A , m — константы; t — время; φ — скаляр, равный 0 в начале докритической стадии и 1 в конце ее.

Пусть σ в формуле (2) есть $\sigma(t)$, где $\tau_0^* \leq t \leq \tau^*$ (см. фиг. 3), тогда $\varphi(\sigma(\tau_0^*)) = 0$, а условие наступления закритической стадии $\varphi(\sigma(\tau^*)) = 1$. Так как $\delta \ll l$, то время прохождения звуковой волной слоя δ , равное $\sim \delta/c_l$, в несколько раз меньше времени действия волны разгрузки от свободной поверхности, равного $\sim l(1/c_0 - 1/c_l)$. Поэтому примем, что условие $\varphi = 1$ в плоскости откола выполняется одновременно во всем слое δ .

Представим форму фронта волны растяжения прямой

$$(3) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \rho_0 c_0^2 \varepsilon' = \text{const},$$

где σ , t те же, что и в формуле (2); ε' — скорость деформирования. В формулах (2), (3) и в дальнейшем растягивающее напряжение $\sigma(t)$ принято положительным.

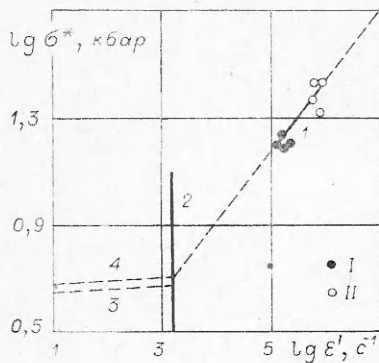
Поделив (2) на (3) и интегрируя по σ получившееся выражение с учетом $\varphi(0) = 0$ и $\varphi(\sigma^*) = 1$, а затем логарифмируя результат интегрирования, получим

$$(4) \quad \lg \sigma^* = m^{-1} \lg \varepsilon' + m^{-1} \lg (\rho_0 c_0^2 m / A).$$

Формула (4) представляет критерий, связывающий между собой откольную прочность с постоянной в процессе растяжения скоростью пластического деформирования ε' . Примем в первом приближении $\varepsilon' = \varepsilon'_1 + \varepsilon'_2$, где $\varepsilon'_1 = 0,5 W_A / c_0 l (1/c_0 - 1/c_l)$ — вклад в скорость деформирования, вносимый волной разрежения от свободной поверхности; $\varepsilon'_2 = -0,5 W_- / c_0$ — вклад в скорость деформирования от проходящей волны разгрузки.

Результаты экспериментов первой (точки I) и второй (точки II) серий в соответствии с уравнением (4) представлены на фиг. 4. Через экспериментальные точки проведена методом наименьших квадратов прямая I.

Итак, получена зависимость критической характеристики — откольной прочности от скорости деформирования на



Фиг. 4

докритической стадии откольного разрушения. Эту зависимость (см. формулу (4)) можно рассматривать в качестве аналога зависимости длительной прочности σ_c от скорости установившейся ползучести v' или долговечности τ_p от σ_c .

На основании [29]:

$$(5) \quad v' = v'_0 \exp((U_0 + \gamma\sigma_c)/kT);$$

$$(6) \quad \tau_p = \tau_0 \exp((U_0 - \gamma\sigma_c)/kT);$$

$$(7) \quad \tau_p v' = v_0 = \text{const},$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; v'_0 , τ_0 , U_0 , γ , v_0 — константы. Поскольку величина v_0 слабо зависит от напряжения и температуры, то [30]

$$(8) \quad v'(\sigma_c, T) = v_0/\tau_p(\sigma_c, T).$$

Прежде чем приступить к сравнению зависимостей откольной и квазистатической прочности от скорости деформирования, сделаем два замечания.

В обычных механических испытаниях состояние считается квазиравновесным, если до окончания нагружения упругие волны успевают проходить через образец [4]. Рабочая часть образца при определении временной зависимости прочности составляла $d \approx 2 \cdot 10^{-2}$ м [30]. Следовательно, условие равновесности выполняется $\tau_p \gg d/c$, так как время прохождения упругой волны со скоростью звука в стержнях $c = (E/\rho_0)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^3$ м/с, характерной для твердых тел, $\tau_p \gg 10^{-3}$ с [30]. Однако экстраполяция экспериментальных данных, полученных при квазиравновесном состоянии за эту границу, вообще говоря, неправомерна. В то же время откольные данные должны согласовываться с квазистатическими в области, где квазистатические данные заведомо справедливы. В связи с этим определим границу экстраполяции квазистатических данных по времени процесса как $\tau_r = d/c$ или, воспользовавшись соотношением (7) между τ_p и v' , определим эту же границу по скорости деформирования как

$$(9) \quad v'_r = v_0 c/d.$$

Для многих материалов $v_0 \sim 0,1$ [31], отсюда с точностью до порядка $v'_r = 10^4 \text{ с}^{-1}$. Для железа при значениях $v_0 = 10^{-2,2}$ [32], $E = 2020$ кбар, $\rho_0 = 7,86$ г/см³, $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м получим $v'_r = 2,59 \cdot 10^{3,8} \text{ с}^{-1}$. График $\lg v'_r = \text{const}$ для железа показан линией 2 на фиг. 4.

Температура железа после ударного сжатия до 130 кбар и последующей разгрузки составляет 303 К [33]. Поскольку откол происходит при растяжении, средняя температура материала при этом в наших экспериментах была еще меньше. Поэтому, сравнивая откольные и квазистатические данные, воспользуемся результатами квазистатических измерений при комнатной или близкой к комнатной температуре.

В [34] исследована ползучесть и долговечность технического железа с 0,1 % углерода и $\sigma_b = 3,56$ кбар, $\sigma_t = 2,08$ кбар, т. е. железа, характеристики которого незначительно отличаются от аналогичных характеристик для стали Ст. 3. Наблюдающаяся временная зависимость прочности при $T_1 = 233$ К и $T_2 = 198$ К отсутствует при $T_3 = 291$ К [34], что объясняется деформационным старением [35, 34]. При более высоких скоростях деформирования временная зависимость прочности технического железа проявляется и при комнатной температуре [35].

На фиг. 4 в координатах $\lg \sigma_c = \ln \sigma^*$, $\lg v' = \lg \varepsilon'$ представлено продолжение температурно-временной зависимости прочности технического железа из [34]: кривая 3 при T_1 , кривая 4 при T_2 . Перевод зависимостей $\tau_p(\sigma_c, T)$ [34] в $v'(\sigma_c, T)$ осуществлялся по формуле (8) с использованием $v_0 = 10^{-2,2}$ для железа из [32]. Из фиг. 4 видно, что экстраполяция к границе квазистатической области (линия 2) временной зависимости прочности (кривые 3, 4) и зависимости откольной прочности от скорости деформирования (прямая 1) ведет к разумному совпадению обеих зависимостей.

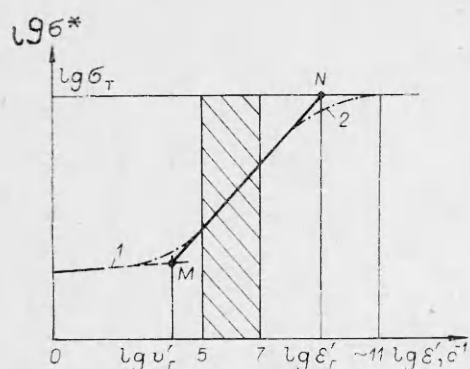
Известно, что в образовании зародышевых трещин в металлах большую роль играют дислокации [36]. В связи с этим можно ожидать, что при длительности докритической стадии откольного разрушения, сравнимой со временем установления стационарной скорости движения дислокаций $\Delta\tau$, будет реализовываться значение откольной прочности почти бездефектного материала, т. е. сравнимое с теоретической прочностью. С помощью формулы (4) с найденными коэффициентами для стали Ст. 3 произведем оценку откольной прочности σ_T^* при малых временах. Время установления стационарной скорости дислокаций оценивается величиной $\Delta\tau = 7 \cdot 10^{-12}$ с [37]. Взяв время докритической стадии $\Delta\tau_T = \tau^* - \tau_0^* = 7 \cdot 10^{-11}$ с, что не намного больше времени $\Delta\tau$, и оценивая скорость деформирования при этом как $\varepsilon'_T = \sigma_T^* / \rho_0 c_0^2 \Delta\tau_T$, получим с помощью формулы (4) $\sigma_T^* = 193$ кбар. Это значение близко к оценке теоретической прочности 200 кбар по формуле $\sigma_T = 0,1E$ [28], где E — модуль Юнга для стали.

Таким образом, корреляция зависимости откольной прочности от скорости деформирования с временной зависимостью прочности при квазистатических испытаниях и оценками теоретической прочности оправдывает разумность допущений, принятых в данной работе при описании докритической стадии откольного разрушения.

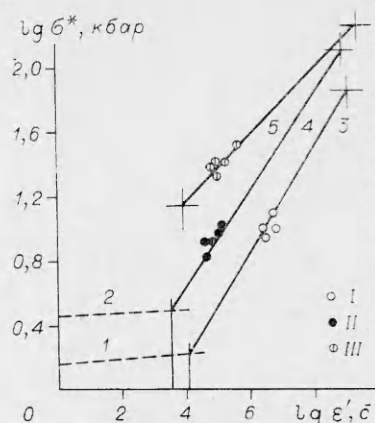
В связи с этим можно предложить правило для оценки зависимости откольной прочности от скорости деформирования в диапазоне 10^5 с $^{-1}$ — 10^7 с $^{-1}$ в предположении, что соотношение (2) справедливо и для других металлов. Фиг. 5 иллюстрирует это правило, кривая 1 — продолжение экспериментальных данных по долговечности в область высоких скоростей деформирования. Ордината точки M определяется пересечением кривой 1 с границей экстраполяции квазистатических данных, определяемой с помощью формулы (9) как $\lg \varepsilon' = \lg v'_T = \text{const}$, координатами точки N являются $\lg \sigma^* = \lg \sigma_T$ и $\lg \varepsilon' = \lg \varepsilon'_T$, где $\sigma_T = 0,1 E$, $\varepsilon'_T = \sigma_T / \rho_0 c_0^2 \Delta\tau_T$. Участок прямой MN , лежащий в заштрихованной области, даст искомую зависимость откольной прочности от скорости деформирования.

На фиг. 6 показаны построенные таким образом прямые для Al, Cu, U (соответственно прямые 3—5); в табл. 2 приведены используемые при этом величины. Кривые 1, 2 представляют собой временную зависимость прочности соответственно для Al и Cu. Из-за отсутствия данных по долговечности урана в качестве v'_T для этого металла взято значение 10^4 с $^{-1}$, а в качестве ординаты точки, соответствующей ординате точки M фиг. 5, взято максимальное значение $\sigma_b = 3,7$ — 14 кбар [38]. Величина $\Delta\tau_T$ для всех металлов принималась одинаковой ($7 \cdot 10^{-11}$ с).

На фиг. 6 представлены и результаты обработки литературных данных по отколу. В соответствии с фиг. 3, а настоящей работы обрабатывались графики скорости свободной поверхности, приведенные на рис. 2 работы [40] для Al, и аналогичные данные по урану, приведенные на рис. 10с, 10d, 11а, 11b, 12а работы [41]. Для Cu использовались экспери-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

менты по соударению пластин [1], приведенные в [11]. Из каждой группы опытов [1] с постоянной скоростью соударения выбирались опыты с той минимальной толщиной ударника, начиная с которой в данной группе регистрировался только зарождающийся откол. Считалось, что разрушение в [1] сосредоточено в мишени толщиной h_2 на глубине толщины ударника h_1 от свободной поверхности мишени. Завал фронта волны растяжения в этом месте оценивался как $\tau^* - \tau_0^* = (1/c_0 - 1/c_1)/(1/h_1 + 1/h_2)$ (это соотношение следует из рассмотрения $h - t$ -диаграммы при соударении пластин) и соответственно скорость деформирования на докритической стадии как $\epsilon' = \sigma^*/\rho_0 c_0^2 (\tau^* - \tau_0^*)$. Для всех трех металлов скорости c_0 и c_1 рассчитывались по формулам $c_0 = (K/\rho_0)^{1/2}$, $c_1 = ((K + 4G/3)/\rho_0)^{1/2}$, где значения K и G брались при нулевом давлении. На фиг. 6 I — экспериментальные точки для Al по данным [40], II — для Cu по данным [1], III — для U по данным [41].

На фиг. 6 видно, что экспериментальные точки группируются около предсказываемых зависимостей, отклоняясь от нее не более чем на 20% по σ^* , что не хуже точности большинства измерений откольной прочности. Например, точность определения σ^* в [20] составляет 30%. По-видимому, зависимость откольной прочности металлов от скорости деформирования имеет вид кривой 2 (см. фиг. 5). При скоростях деформирования

Т а б л и ц а 2

Металл	T, К	U_0 , МОЛЬ	γ , $\frac{\text{ММ}^2 \cdot \text{ККАЛ}}{\text{ГР} \cdot \text{МОЛЬ}}$	τ_0 , С	ν_0	E, кбар	G, кбар	K, кбар	ρ_0 , г/см ³
Al	293	53 [30]	2,6 [30]	10^{-13} [30]	$10^{-1,3}$ [32]	719 [39]	272 [39]	746 [39]	2,785 [40]
Cu	293	81 [30]	2,3 [30]	10^{-13} [30]	$10^{-1,7}$ [32]	1250 [39]	464 [39]	1420 [39]	8,9
U	293	—	—	—	—	1050— 1750 [38]	880 [41]	—	19,04 [41]

П р и м е ч а н и е. G — модуль сдвига, K — объемный модуль. Рядом со значением величины указана работа, из которой взята цифра.

пия в области v_r' эта зависимость плавно переходит к экспериментальным данным по долговечности. В области ϵ_r' становится существенной инерционность дислокаций, и поэтому откольная прочность в меньшей степени зависит от скорости деформирования, приближаясь к теоретической.

Таким образом, предлагаемое в данной работе разделение процесса откольного разрушения на докритическую и закритическую стадии позволяет дать в первом приближении количественное описание зависимости откольной прочности от скорости деформирования, которое согласуется с временной зависимостью прочности при квазистатическом разрушении.

Поступила 29 XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Smith J. H. Three low-pressure spall thresholds in copper.— In: Dynamic behavior of materials. Philadelphia, Pa., ASTM, 1963.
2. Blinkow D. W., Keller D. V. Experiments on the mechanism of spall.— In: Dynamic behavior of materials. Philadelphia, Pa., ASTM, 1963.
3. Хан Дж. Т., Авербах Б. Л., Оуэн В. С., Коэн М. Возникновение микротрещин скола в поликристаллическом железе и стали.— В кн.: Атомный механизм разрушения. М., Металлургиздат, 1963.
4. Фридман Я. Б. Механические свойства металлов. Ч. 1. 3-е изд. М., Машиностроение.
5. Barbee T. W., Seamon L., Grewsdon R., Curran D. Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals.— J. of Materials, 1972, vol. 7, N 3.
6. Curran D. R., Shockey D. A. Dynamic fracture criteria for a polycarbonat.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 9.
7. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Мочалов С. М., Братов А. М. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— ФТТ, 1975, т. 17, № 9.
8. Иванов А. Г., Минеев В. Н. О масштабном критерии при хрупком разрушении конструкций.— ДАН СССР, 1975, т. 220, № 3.
9. Никифоровский В. С. О кинетическом характере хрупкого разрушения твердых тел.— ПМТФ, 1976, № 5.
10. Фадеено Ю. И. Временные критерии разрушения взрывом.— ПМТФ, 1977, № 6.
11. Butcher V. M., Barker L. M., Munson D. E., Lundergan C. D. Influence of stress history on time-dependent in metals.— AIAA J., 1964, vol. 2, N 6. Рус. пер.— Ракетн. техн. и космонавтика, 1964, № 6.
12. Tuler F. R., Butcher V. M. A criterion for the time dependence of dynamic fracture.— Intern. J. of Fract. Mech., 1968, vol. 4, N 4.
13. Cohen L. J., Berkowitz H. M. Time-dependence fracture criteria for 6061-T6 aluminium under stress-wave loading in uniaxial strain.— Intern. J. of Fract. Mech., 1971, vol. 7, N 2.
14. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, № 6.
15. Тарасов Б. А. О временной зависимости прочности оргстекла при ударной нагрузке.— Проблемы прочности, 1972, № 2.
16. Воловец Л. Д., Златин И. А., Пугачев Г. С. О механизме разрушения твердых тел при временах жизни микросекундного диапазона.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 18.
17. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности.— ПТЭ, 1963, № 1.
18. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, № 477—74 деп., 1974.
19. Могилевский Е. П. Материалы в машиностроении. Т. 2. М., Машиностроение, 1967.
20. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследования разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении.— ФММ, 1966, т. 21, № 4.
21. Степанов Г. В. Откольное разрушение металлов плоскими упругопластическими волнами.— Проблемы прочности, 1976, № 8.
22. Молодец А. М. Измерение откольной прочности трех сталей.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
23. Иванов А. Г., Новиков С. А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, № 6.

24. Davison Lee, Stevens A. S. Continuum measure of spall damage.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 3.
25. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах.— ПМТФ, 1976, № 2.
26. Воловец Л. Д., Златин Н. А., Пугачев Г. С. Возникновение и развитие субмикротрещин в полиметилметакрилате при динамическом растяжении (отколе).— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 18.
27. Степанов А. В. Основы практической прочности кристаллов. М., Наука, 1974.
28. Качанов Л. М. Основы механики разрушения. М., Наука, 1974.
29. Журков С. Н., Санфирова Т. П. Связь между прочностью и ползучестью металлов и сплавов.— ЖТФ, 1958, т. 28, № 8.
30. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М., Наука, 1974.
31. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел.— УФН, 1972, т. 106, № 2.
32. Пинес Б. Я., Сиренко А. Ф. К вопросу о корреляции между скоростью ползучести и долговечностью под нагрузкой у металлов.— ФММ, 1960, т. 10, № 3.
33. McQueen R. G., Marsh S. P. Equation of state for nineteen metallic elements from shock wave measurements.— J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, N 7.
34. Мороз Л. С., Хесин Ю. Д., Маринец Т. К. Исследование ползучести и длительной прочности железа при низких температурах.— ФММ, 1962, т. 13, № 6.
35. Ровинский Б. М., Рыбакова Л. М. Временная зависимость прочности при активном нагружении.— ФММ, 1960, т. 9, № 4.
36. Коттрел А. Х. Теоретические аспекты процесса разрушения.— В кн.: Атомный механизм разрушения. М., Металлургиздат, 1963.
37. Gilman J. J. Dislocation dynamics and the response of materials to impact.— Appl. Mech. Rev., 1968, vol. 21, N 8. Рус. пер. Динамика дислокаций и поведение материалов при ударном воздействии. Сб. Механика, 1970, № 2.
38. Зеликман А. Н. Металлургия редкоземельных металлов тория и урана. М., Металлургиздат, 1961.
39. Бернштейн М. Л., Займовский В. А. Структура и механические свойства металлов. М., Металлургия, 1970.
40. Speight C. S., Taylor P. F., Wallag A. A. Observation of spallation and attenuation effects in aluminium and beryllium from free surface velocity measurement.— In: Metallurgical effects of high strain rates. N. Y.— L., 1973.
41. Cochran S., Banner D. Spall studies in uranium.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7.

УДК 532.593

ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Ю. В. Батъков, С. А. Новиков, Л. М. Синицына, А. В. Чернов

(Москва)

Поведение материалов в области относительно небольших давлений ударного нагружения (до нескольких сотен килобар), представляющее большой практический интерес, например, для обработки металлов взрывом, во многом зависит от величины напряжений сдвига в процессах как ударного сжатия, так и последующего расширения.

Экспериментальным исследованиям напряжений сдвига в различных материалах в статических условиях испытаний при наложении гидростатического давления посвящены работы [1, 2]. Их результаты свидетельствуют о том, что при увеличении гидростатического давления критические сдвиговые напряжения, соответствующие переходу материала в пластическое состояние, монотонно возрастают.

Для изучения сдвиговых напряжений при нагружении материалов ударными волнами применялись методы: а) определение критических сдвиговых напряжений по амплитуде упругой волны сжатия, опережающей пластическую волну [3—5]; б) метод «догоняющей разгрузки» для определения критических