

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЧНОСТИ МЕДИ ПРИ РАСПАДЕ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ

А. Н. Михайлов, В. С. Трофимов
(Черноголовка)

Известно [1], что прочностные свойства материалов (пределы текучести и прочности, хрупкий или пластический характер разрушения и т. д.) определяются поведением дислокаций и зависят как от предыстории нагружения данного образца, так и от скорости его деформирования. Это обстоятельство имеет особо важное значение для исследования прочностных свойств материалов в условиях высоких динамических нагрузок, сопровождающих ударно-волновые процессы. В таких условиях практически не удается отделить друг от друга приготовление образцов и их испытание. Оба этапа прочностного исследования определяются взрывным устройством. Например, при определении прочности металлов на разрыв при отколе (см. обзор в [2]) амплитуда и профиль ударной волны определяют как предварительное ударное нагружение материала, так и скорость его деформирования в волне разрежения.

Из сказанного следует, что различные методы прочностных испытаний материалов в условиях высоких динамических нагрузок равнозначны и дополняют друг друга. В связи с этим важное значение для исследования структуры твердых тел в указанных условиях приобретает разработка новых методов определения прочностных свойств материалов. В настоящей работе предлагается один из таких методов — определение прочности на разрыв металла в кумулятивной струе по длине и скорости кусков, на которые она разбивается под действием градиента скорости, возникающего из-за нестационарности схлопывания кумулятивной выемки.

Расчет прочности металла в этих условиях основан на двух предположениях. Первое состоит в том, что струя разбивается на куски максимальной длины δ , при которой кинетическая энергия куска T в системе центра масс еще не превосходит работы его растяжения A до предела прочности

$$T = A. \quad (1)$$

Можно ожидать, что (1) будет выполняться при одинаковой скорости деформации струи во всех точках, т. е. в случае приблизительно линейного распределения скорости по длине струи (это и будет подразумеваться в дальнейших рассуждениях). В противном случае имеет место более общее соотношение

$$T \leq A,$$

которое представляет собою необходимое условие целостности струи (или отделившегося куска), поскольку только при выполнении данного неравенства кинетическая энергия может быть погашена раньше, чем будет достигнут предел прочности.

Удельная кинетическая энергия продольного относительного движения частей куска $T = \bar{v}^2/2$, где \bar{v} — среднеквадратичная скорость движения точек куска относительно его центра масс. Линейное распределение скорости приводит к простому выражению величины \bar{v} через разность скоростей Δv на концах куска: $\bar{v} = \Delta v/2\sqrt{3}$. Отсюда

$$T = \Delta v^2/24. \quad (2)$$

Применив это выражение ко всей струе, т. е. заменив Δv на $n\Delta v$ (где n — число кусков), находим, что удельная кинетическая энергия относительного движения всей струи приблизительно в n^2 раз больше этой же величины для одного куска и, согласно равенству (1), во столько же раз превосходит удельную работу деформации. В настоящем случае всегда было $n > 10$, поэтому с точностью до 1% кинетическую энергию всей струи можно считать величиной постоянной, что позволяет определять Δv для отдельных кусков до начала распада по распределению их скоростей после распада струи.

Удельная работа деформирования, необходимая для растяжения куска до предела прочности, определяется площадью под кривой $\sigma = f(\epsilon)$, где σ — напряжение, ϵ — относительное удлинение. Второе предположение, которое кладется в основу расчета прочности струи, заключается в том, что при вычислении этой площади нижний предел интегрирования считается равным нулю (кусок разгружен). Тогда работа деформации до предела прочности при хрупком разрушении куска определяется выражением

$$A = \frac{\sigma_b^2}{2E\rho}, \quad (3)$$

а при пластическом разрушении выполняется соотношение

$$\frac{\sigma_T \epsilon_{п}}{\rho} - \frac{\sigma_T^2}{2E\rho} \leq A \leq \frac{\sigma_b \epsilon_{п}}{\rho} - \frac{\sigma_b^2}{2E\rho}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность металла в струе; E — модуль Юнга; $\epsilon_{п}$ — деформация, при которой происходит разрушение; σ_b — предел прочности; σ_T — предел текучести. При хрупком разрушении $\sigma_b \approx \sigma_T$. Соотношения (3), (4) выведены в предположении, что в области упругих деформаций зависимость $\sigma = f(\epsilon)$ линейна (это справедливо при $\sigma \ll E/10$ [1, 3]). Неопределенность в формуле (4) связана с тем, что кривая $\sigma = f(\epsilon)$ в области пластических деформаций зависит от условий нагружения испытываемого образца.

Второе предположение, строго говоря, приводит к занижению предела прочности, поскольку в формулах (3), (4) не принимается во внимание упругая энергия, запасаемая каждым куском к моменту его отделения от остальной массы. Для получения более точных формул эту энергию, согласно [3], следовало бы вычесть из выражений (3), (4). Однако если запасенная в куске упругая энергия составляет не очень большую долю от вычисленной работы, то предлагаемое упрощение расчетов вполне оправданно. Например, если указанная доля равна 1/3 (начальное напряжение меняется вдоль куска по линейному закону от $\sigma = 0$ до $\sigma = \sigma_b$), то полученное на основании (3) значение предела прочности окажется заниженным всего на 18%.

Из сказанного следует, что для выполнения второго предположения необходимо, чтобы в момент отрыва от струи каждый кусок был нагружен до максимального напряжения не по всей своей длине одновременно. Это возможно, если куски вытягиваются, испытывают наклёп и отделяются от струи не все сразу, а один за другим в той же последовательности, в какой проходило их формирование при схлопывании кумулятивной выемки. Такая схема распада струи вполне естественна, о чем свидетельствуют фотографии, полученные при импульсной рентгеновской съемке процесса кумуляции. В рассматриваемом случае второе предположение можно обосновать тем, что значительная доля упругой энергии, запасаемой в очередном куске перед его отделением от струи, обязана соответствующему уменьшению его кинетической энергии относительного движения. Это означает, что при расчете Δv через распределение скоростей кусков данная доля упругой

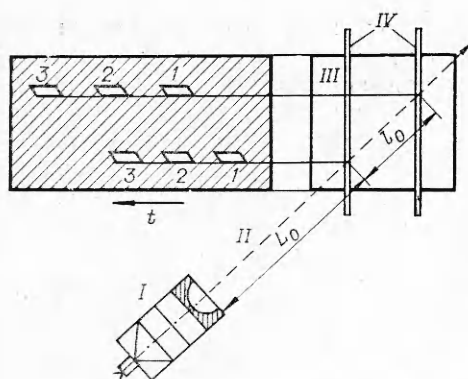


Рис. 1.

энергии оказывается уже учтенной в левой части равенства (1), а поэтому не должна учитываться в правой части.

Окончательное подтверждение (или опровержение) указанных выше предположений следует ожидать, когда появится возможность сравнения пределов прочности, найденных разными методами, но обязательно при одних и тех же скоростях растяжения и одинаковых условиях предварительного деформирования материала. Однако даже в том случае, если эти предполо-

жения не оправдываются, основанный на них расчет прочности струи был бы полезен, так как он давал бы надежную нижнюю оценку искомой величины.

Известно [3], что всякое разрушение, наступающее в результате растяжения образца, в конечном итоге является хрупким, поскольку разрушающая трещина возникает лишь в тот момент, когда размножение дислокаций при пластическом течении приводит к резкому уменьшению их подвижности. Отсюда следует, что формула (4) должна применяться лишь в тех случаях, когда на концах кусков разорвавшейся струи наблюдается заметная «шейка», характерная для разрушения пластических образцов. В противном случае можно считать, что на всем протяжении струя испытала одну и ту же пластическую деформацию, в результате чего куски, на которые она разрывается, являются одинаково хрупкими по всей длине. Поэтому при отсутствии «шеек» применима формула (3).

Исследование разрушения кумулятивной струи проводилось следующим образом. Устройство, создающее кумулятивную струю, подобно описанному в работе [4]. Это полусферическая выемка в пластине, приложенной к заряду ВВ. Особенность такого устройства состоит в образовании толстых струй (толщиной 0,4—0,6 радиуса выемки R), распадающихся в полете на крупные куски. Для наблюдения полета такой струи применялась методика фоторегистрации, схема которой представлена на рис. 1. Струя меди из полусферической выемки I ($R=7,5-15$ мм) по пути движения II пересекает изображение двух щелей прибора СФР-2М (IV). Для визуализации процесса применялся экран III , освещаемый взрывной подсветкой. Если струя на расстоянии L_0 от заряда уже состоит из отдельных кусков, то ее изображение на фоторазвертке будет выглядеть как показано слева на рис. 1. Каждая щель при этом дает свое изображение. Зная расстояние между щелями, определяющее базу полета (l_0), легко получить скорость каждого из кусков по моментам времени их пролета через изображения щелей. По скорости и времени перекрытия щелей рассчитывается длина каж-

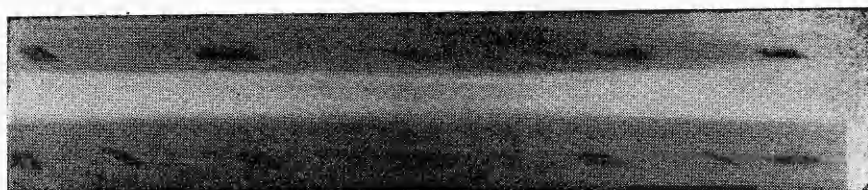


Рис. 2.

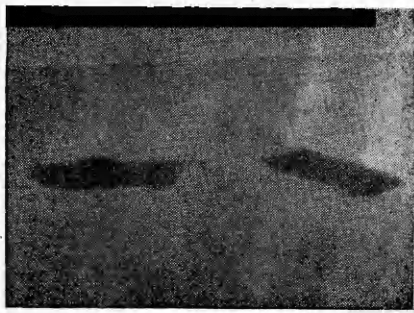
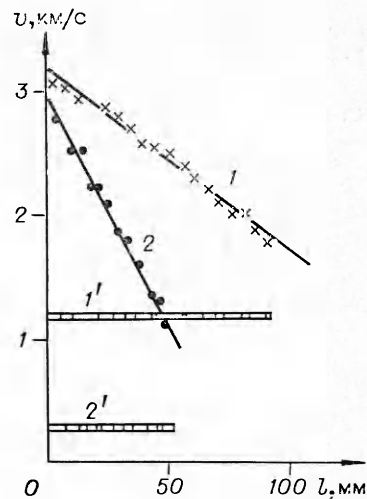


Рис. 3.



Рис. 4.



дого куска. Фрагмент типичной фоторазвертки такого эксперимента приведен на рис. 2.

Таким образом, определив значения скорости и длины каждого куска, можно построить зависимость $v=f(l)$, описывающую распределение скорости по струе в момент, следующий непосредственно за ее разрывом, и по этой зависимости определить начальную разность скоростей Δv на концах каждого куска. Из фоторазверток (см. рис. 2) и рентгенограмм (рис. 3) видно, что на концах кусков нет заметной шейки. Поэтому на основании изложенного выше расчет прочности производился с применением формулы (3).

В зависимости от условий эксперимента (радиуса выемки, свойств ВВ) характеристики струи изменяются в некоторых пределах. Для иллюстрации на рис. 4, 1, 2 приведены полученные зависимости $v=f(l)$ в сопоставлении с соответствующими составленными из кусков струями (1' и 2'). Градиент скорости dv/dl соответственно для зависимостей 1 и 2 равен 140 и 380 м/(с·см), что отвечает скоростям деформирования $\epsilon=1,4-3,8 \cdot 10^4$ 1/с. Из рис. 4 видно, что распределение скорости по длине струи в момент ее разрыва линейное, и это оправдывает сделанное выше предположение (1), на котором основан расчет прочности материала струи.

Наблюдаемый разброс длины осколков в одном эксперименте связан, по-видимому, с различной прочностью струи на разных участках из-за случайного распределения поверхностных и объемных дефектов, которые играют очевидную роль при хрупком разрушении. Поэтому решено прочность струи $\bar{\sigma}$ характеризовать величиной, определяемой по средней длине осколков $\bar{\delta}$ в одном эксперименте. Результаты нескольких экспериментов приведены ниже.

$\frac{dv}{dl} \cdot 10^{-2}, \text{с}^{-1}$	130	200	240	250	260	280	400
$\bar{\delta}, \text{мм}$	6,3	7,0	4,5	3,5	4,8	4,6	4,3
$\bar{\sigma} \cdot 10^{-8}, \text{Н/м}^2$	7,15	12,2	9,4	12,0	10,8	11,9	14,9

Наблюдается некоторый разброс значений средней прочности при практически одинаковых градиентах скорости. Однако крайние значения позволяют предположить, что прочность в этих пределах скоростей деформирования имеет тенденцию к увеличению при возрастании скорости деформирования. Если эту тенденцию не принимать во внимание, то среднее значение прочности меди в кумулятивной струе из

17 экспериментов при скорости деформирования $\dot{\epsilon} = 1-4 \cdot 10^4$ 1/с равно $11 \cdot 10^8$ Н/м², что близко к значению $13,5 \cdot 10^8$ Н/м², приведенному в [2] для метода откола. Величины прочности меди, полученные откольным методом и собранные в работе [4], заметно выше ($\sigma = 36,5 \cdot 10^8$, $38 \cdot 10^8$ и $78-150 \cdot 10^8$ Н/м² для $\dot{\epsilon} = 10^5$, 10^6 и 10^7 1/с соответственно).

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что определение скорости и размеров кусков кумулятивной струи можно рассматривать как еще один метод исследования прочности материалов при высоких скоростях деформирования ($\dot{\epsilon} = 10^4$ 1/с) и высоких концентрациях точечных и линейных дефектов, обусловленных обстоятельствами формирования кумулятивной струи.

Поступила в редакцию
27/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. П. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972.
2. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича. М., «Наука», 1975.
3. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М., «Наука», 1974.
4. В. И. Малин. ФГВ, 1973, 9, 2, 282.
5. А. Н. Рыбаков. ПМТФ, 1977, 1, 151.

О ЗАТУХАНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ПЛОСКОГО ЗАРЯДА ВВ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Э. Э. Лин, А. И. Фунтиков
(Москва)

1. Вопрос о затухании плоской ударной волны при взрыве заряда конденсированного ВВ изучался в ряде работ [1-4]. В ближней зоне на расстоянии порядка нескольких десятков толщин заряда закон движения ударной волны получен путем рассмотрения волновых процессов в системе ударная волна — продукты взрыва [1-3]. В удаленной зоне при взрыве в ударной трубе сферического заряда ВВ для нахождения закона затухания использовалось энергетическое подобие [4].

Цель данной работы — экспериментальное изучение затухания фронта ударной волны, а также рассмотрение течения за фронтом при взрыве плоского заряда ВВ в ударной трубе. Известно [1], что при взрывчатом разложении конденсированного ВВ образуется некоторое количество продуктов неполного окисления: СО и Н₂. По мере расширения продуктов взрыва в воздух на контактной поверхности могут происходить реакции окисления СО и Н₂ кислородом воздуха, нагретого в ударной волне. Из-за неустойчивости контактной поверхности, приводящей к турбулентному перемешиванию продуктов взрыва с воздухом [5], реакции окисления могут происходить во всей зоне перемешивания. Сопутствующее этим реакциям энерговыделение будет приводить к местному повышению давления с последующим образованием волн сжатия. Волны сжатия, распространяясь из зоны энерго-