

чек» и очагов инициирования. Месторождение их, однако, может не совпадать из-за наличия периода индукции воспламенения.

Таким образом, работа [13], ограниченная, к сожалению, исследованием слоев узкого диапазона толщин, может рассматриваться как подтверждение излагавшейся выше картины хрупкого разрушения и инициирования тонких слоев твердых вторичных ВВ.

Поступила в редакцию
31/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М., «Наука», 1968.
2. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев и др. ФГВ, 1972, 8, 2.
3. Ф. Ф. Боуден, А. Д. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких взрывчатых веществах. М., ИЛ, 1955.
4. S. Kobajashi and E. G. Thomsen. Int. J. Mech. Sci. 1965, 7, 2.
5. Т. Томас. Пластическое течение и разрушение в твердых телах. М., «Мир», 1964.
6. Л. М. Качанов. Основы теории пластичности. М., «Наука», 1969.
7. В. А. Сухих, Ю. Б. Харитон. В сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». Вып. I. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947.
8. Л. Г. Болховитинов. Докл. АН СССР, 1959, 125, 570.
9. Б. Г. Абрамович. Термоиндикаторы и их применение. М., «Энергия», 1972.
10. А. П. Амосов, Ж. А. Зиненко. Докл. АН СССР, 1973, 209, 6.
11. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, В. И. Долгов. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
12. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов. ФГВ, 1972, 8, 3.
13. S. N. Heavens and G. E. Field. Proc. Roy. Soc., 1974, A338, 77—93.

УДК 620.178.7

ОТКОЛ В КВАЗИАКУСТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

А. Г. Иванов

(Москва)

Экспериментально установлено, что прочность материала на динамический отрыв — откол есть функция временных характеристик нагружения: времени растяжения образца, скоростей нагружения или деформации.

Рядом авторов независимо были предприняты поиски эмпирических зависимостей, описывающих это явление. Но такое направление работы представляется малоперспективным. В работе [1] из рассмотрения уравнения движения трещин при нагружении материала импульсным давлением в форме полочки получен критерий откола, близкий к некоторым эмпирическим критериям и существенно отличный от кинетического уравнения С. Н. Журкова. Попытка описать явление откола уравнением С. Н. Журкова [2], предпринятая в работах [3, 4], не увенчалась успехом.

Почему же кинетическая теория временной прочности, столь блестяще подтвержденная экспериментом в интервале воздействия нагрузок от 10^{-3} до 10^7 с, оказывается непригодной для интервалов времени 10^{-7} — 10^{-6} с? Ответ следует искать в изменении режима нагружения. Так, при $t=10^{-3}$ с длина нагружающего импульса $l_0=ct \sim 5 \cdot 10^2$ см,

т. е. была заведомо больше испытываемого образца¹ и в этом смысле нагружение было статическим. Такая ситуация позволяла оставаться в рамках традиционной концепции, что материал разрушается при достижении некоторого критического напряжения. Вопрос о том, где взять энергию на образование разрыва образца, в этом случае не возникал.

Положение кардинально изменяется, если длина импульса растяжения оказывается меньше или сравнимой с размером образца. В этом случае нельзя забывать, что при отрыве материала совершается работа только за счет энергии импульса. В квазиакустическом приближении эта работа может происходить за счет запаса упругой энергии (УЭ), содержащейся в волне растяжения (ВР). Удельная УЭ при одноосной деформации есть $\sigma^2/(AE)$, где σ — напряжение растяжения, E — модуль Юнга, $A = 2(1-\mu) \cdot [(1+\mu) \cdot (1-2\mu)]^{-1}$, μ — коэффициент Пуассона. Примем за критерий откола равенство запаса УЭ растяжения работе, совершаемой при отрыве материала. Очевидно,

$$\int_0^{l_0} \sigma^2 dx / (AE) = \lambda$$

или

$$\int_0^{l_0} \sigma^2 dx = \lambda AE = \text{const.} \quad (1)$$

Здесь λ — удельная на единицу поверхности работа отрыва материала, l_0 — длина ВР. Если форма волны растяжения не меняется в процессе ее распространения, то уравнение (1) может быть записано как

$$\int_0^{t_0} \sigma^2 dt = \lambda AE / c = \text{const}, \quad (2)$$

где $t_0 = l_0 / c$. Равенство (2) совпадает с условием разрушения, полученным в работе [1].

Используя равенство (1), рассмотрим явление откола. Пусть при $t=0$ от свободной границы материала $x=0$ отражается волна сжатия с давлением на фронте p_0 , которое линейно спадает на длине l_0 . После завершения процесса отражения в обратном направлении будет распространяться ВР той же длины и амплитуды $\sigma_0 = -p_0$. Процесс формирования ВР схематически представлен на рис. 1 [5] в безразмерных координатах длины (X) и времени (T). Переход к этим координатам осуществлялся по формулам $X = x/l_0$ и $T = ct/l_0$. Безразмерное напряжение растяжения получалось согласно формулы $\Sigma = \sigma/\sigma_0$. На рис. 1 линии $X=T$ и $X=T-1$ отвечают фронту и хвосту ВР. В треугольнике, ограниченном линиями $X=0$, $X=T$ и $X=1-T$, напряжение растяжения не зависит от времени и в течение $\Delta T = 1-2X$ равно $\Sigma = 2X$. В полосе, ограниченной линиями $X=T$ и $X=T-1$, $\Sigma = 1+X-T$. Вне полосы, ограниченной линиями $X=T$, $X=T-1$, $\Sigma = 0$. Вид волны растяжения для $T = \text{const}$ показан в правой нижней, а для $X = \text{const}$ в левой верхней части рис. 1. Найдем, как растет величина интеграла в уравнении (1) по мере распространения фронта ВР (X_Φ). В области $0 \leq X_\Phi \leq 0,5$

$$I = \int_0^{X_\Phi} \Sigma^2 dX = 4X_\Phi^3/3. \quad (3)$$

¹ c — скорость звука в материале $\sim 5 \cdot 10^5$ см/с.

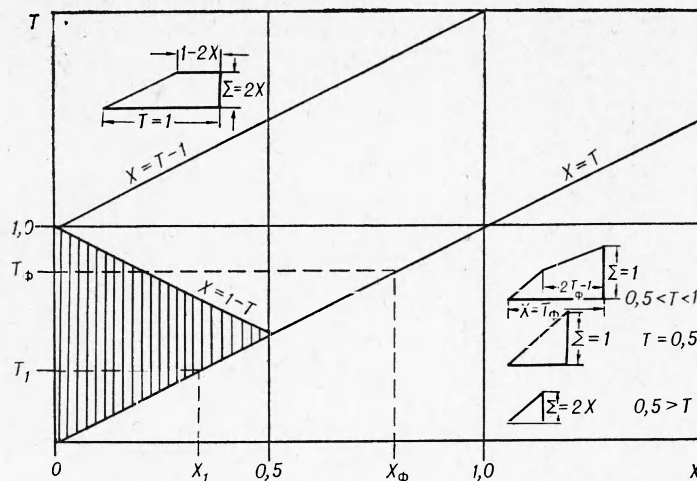


Рис. 1. $X-T$ -диаграмма импульса растяжения.

В области $0,5 \leq X_\phi \leq 1$ интеграл распадается на два

$$I = \int_0^{1-T_\phi} (2X)^2 dX + \int_{1-T_\phi}^{X_\phi} (1+X-T)^2 dX = [1 - 4(1-T_\phi)^3]/3. \quad (4)$$

Правые части уравнений (3) и (4) при $X_\phi = T_\phi = 0,5$ сшиваются и относительно точки $X=0,5$; $T=0,5$ образуют нечетную функцию, которая равна 0 при $T=0$, а при $T=1$ достигает максимума, равного $1/3$ или в размерных единицах $\sigma_0^2 l_0/3$. График этой функции приведен на рис. 2 (сплошная кривая), из которого следует, что по мере продвижения фронта ВР от $X_\phi=0$ до $X_\phi=1$ запас УЭ монотонно возрастает. Если при некотором значении X_ϕ он окажется достаточным для совершения работы на отрыв материала, то произойдет откол. Очевидно, что откол произойдет по наиболее ослабленному, поврежденному сечению (X_*) за фронтом ВР. В соответствии с работой [6] этому сечению соответствует максимум функции

$$\psi = \int_X^{T_\phi} \frac{t_0 dT}{\tau[\sigma(x, t)]}, \quad (5)$$

где $\tau = B \exp(-\alpha\sigma)$ — долговечность материала под нагрузкой, B и α — постоянные, характеризующие материал.

Найдем X_* в области изменения $0 \leq X_\phi \leq 0,5$, где $\sigma = 2\sigma_0 x/l_0$

$$\psi = \int_X^{T_\phi} \frac{t_0 dT}{\tau} = \frac{t_0(T_\phi - X)}{B} \exp(2\sigma_0 \alpha X). \quad (5')$$

Дифференцируя по координате (5') и приравнивая ее нулю с учетом $\exp(2\sigma_0 \alpha X) \neq 0$, найдем связь X_* с X_ϕ :

$$X_\phi - X_* = 1/(2\alpha\sigma_0). \quad (6)$$

Взяв для оценки вместо σ_0 статический предел прочности, убедимся, что по меньшей мере для металлов правая часть уравнения (6) много мень-

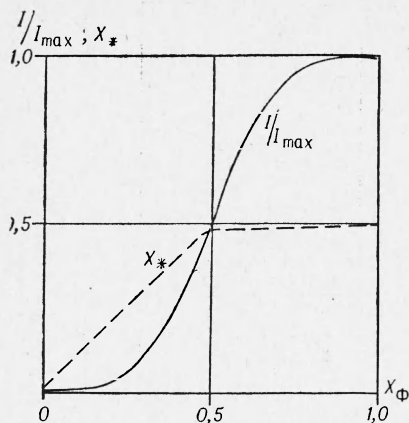


Рис. 2. Зависимость координаты критического сечения и энергии в волне растяжения от положения фронта растягивающего импульса.

$(1-X_\phi) X_*$ также не может находиться, так как здесь $\Sigma=2X$ и применимо уравнение (5'). Степень повреждения материала монотонно возрастает на этом участке.

Перейдем к анализу интервала $(1-X_\phi) < X \leq 0,5$. Для этой области уравнение (5) запишется в виде: $\psi = \int_X^{1-X} \frac{t_0 dT}{\tau_1} + \int_{1-X}^{T_\phi} \frac{t_0 dT}{\tau_2}$, где $\tau_1 = B \exp(-\alpha\sigma_0 2X)$ и $\tau_2 = B \exp[-\alpha\sigma_0(1+X-T)]$. Вычислив ψ и продифференцировав затем ее по координате и приравняв нулю, с учетом $\exp(\alpha\sigma_0 2X) \neq 0$, найдем связь X_* с X_ϕ

$$(T_\phi + X_* - 1) + (\alpha\sigma_0)^{-1} \cdot \ln[2\alpha\sigma_0(1-2X_*)] = 0. \quad (7)$$

Анализ уравнения (7), с учетом $\alpha\sigma_0 \gg 1$, показывает, что при движении фронта ВР от 0,5 к 1, X_* стремится к $X=0,5$, оставаясь меньше $X=0,5$, как это показано на рис. 2 штриховой линией.

Таким образом, если постепенно поднимать интенсивность ВР, увеличивая σ_0 и (или) t_0 , то впервые откол произойдет при $X=0,5$. Уменьшение толщины откола при дальнейшем увеличении интенсивности ВР начнется только тогда, когда критическое значение интеграла в уравнении (1) будет достигаться при $X_\phi=0,5$ и меньше.

Заметим, что исходное предположение о том, что удельная УЭ в волне растяжения пропорциональна σ^2 , справедливо для ударных волн с амплитудой не более удвоенного значения предела текучести Гюгонио. Практическая граница применимости решения может быть заметно выше, так как одновременно с ростом давления в ударной волне растет и величина критического напряжения сдвига, которая и определяет предел текучести Гюгонио [7, 8].

Сравним найденное решение задачи об отколе с экспериментом. Решая уравнение (1) совместно с соотношениями $\sigma = 2\sigma_0 x/l_0$ и $dp/cdt = \sigma_0/l_0$, получим уравнение, которое должно описывать эксперимент в области $X_\phi \leq 0,5$, т. е. для p_0 , заметно больших напряжений откола

$$\sigma^3 (dp/dt)^{-1} = \text{const} = 12\lambda E \cdot \frac{(1-\mu)}{c(1+\mu)(1-2\mu)}. \quad (8)$$

Такому условию удовлетворяют эксперименты, приведенные в работах [9, 10] и пересчитанные в координаты σ , (dp/dt) в работе [4]. Их ре-

ше единицы. Таким образом, в области изменения $0 \leq X_\phi \leq 0,5$ откол должен происходить сразу за фронтом ВР.

Рассмотрим область изменения $0,5 \leq X_\phi \leq 1$. Покажем, что X_* может лежать только в интервале $(1-X_\phi) < X \leq 0,5$. Действительно, в области изменения координаты $0,5 < X \leq X_\phi$ ни одно из сечений не может быть наиболее ослабленным, так как давление на фронте ВР и скорость спада его одинаковы для всех значений X , но время действия ВР уменьшается при возрастании координаты от 0,5 к X_ϕ . Поэтому степень повреждения материала монотонно уменьшается при движении от $X=0,5$ к $X=X_\phi$. В области изменения X от 0 до

зультаты приведены на рис. 3. Найденные значения константы в уравнении (8) составили соответственно для стали, никеля, меди и алюминия $6,2 \cdot 10^{13}$; $3,65 \times 10^{13}$; $1,25 \cdot 10^{13}$; $0,43 \cdot 10^{13}$ $\text{кг}^2/(\text{м}^2 \cdot \text{с}^3)$ и позволили отыскать λ после подстановки в (8) величин E и $\mu=0,3$.

Обратимся к другому типу экспериментов по отколу, когда ВР имеет П-образную форму. Такая ВР образуется при разлете материала пластин после их соударения. Так как в экспериментах такого рода напряжение растяжения постоянно, то

$$\sigma_0^2 l_0 = 2EA\lambda \quad \text{и} \quad \lambda = \sigma_0^2 l_0 / (AE), \quad (9)$$

где l_0 равно удвоенной толщине более тонкой пластины; $\sigma_0 = \rho v c / 2$; ρ — плотность материала пластины; v — пороговая скорость, при достижении которой происходит откол.

Наиболее полные эксперименты этого типа приведены в работах [3, 11, 12], которые позволили рассчитать величины λ . Результаты расчетов приведены в таблице. Там же, в последней строке, дано значение удельной работы хрупкого разрушения образцов из низколегированной стали. Эта величина следует из опытов [13], проведенных в лабораторных условиях методом падающего груза. Найденные значения λ , как это следует из таблицы, лежат в узком интервале (примерно порядок) и та последовательность материалов, в которой наблюдается рост λ , представляется оправданной. Примечательным является и тот факт, что близкие значения λ получены из экспериментов различных авторов, проведенных в различной постановке, в том числе и на лабораторных приборах [13].

Заметим, что критерий откола (1), являющийся следствием закона сохранения энергии, может быть получен из работ [14, 15], где рассмотрено влияние масштабных эффектов на хрупкое разрушение подобных конструкций. Проведенные эксперименты [14, 15] по разрушению взрывом замкнутых стальных сосудов позволяют также, независимо от экспериментов по отколу, оценить величину λ . Так, сосуды из

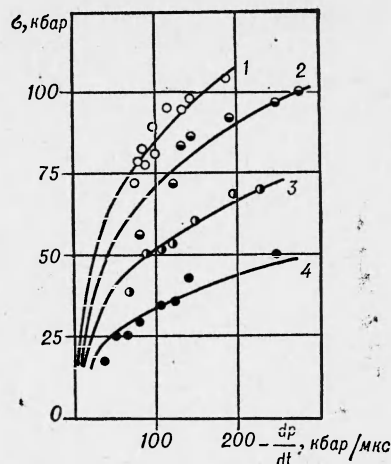


Рис. 3. Связь разрушающих напряжений (σ) со скоростью изменения давления в падающем импульсе сжатия для мягкой стали (1), никеля (2), меди (3) и алюминия (4).

Материал	$E \cdot 10^{-10}, \text{Н/м}^2$	Форма ВР	$\lambda \cdot 10^{-5}, \text{Дж/м}^2$	Литература
Свинец	1,6	Треугольная	0,09	[9]
Оргстекло	0,36	П-образная	0,12	[2, 12]
Алюминий 1100 (99% Al)	7,0	Треугольная	0,2	[9, 3]
Медь	13,0	»	0,3	[9, 3]
Медь электролитическая, холоднокатаная	13,0	П-образная	0,2—0,5	Из данных Смита, приведенных в [11]
Никель	20	Треугольная	0,6	[9, 3]
Сплав алюминиевый АМГ-6	7,0	П-образная	1,7	[2, 12]
Мягкая сталь	20	Треугольная	0,9	[9, 3]
Сталь низколегированная (X-52, X-60)	20	»	1—4	[13]

Ст. 22к и Ст. 25 с радиусом $R=0,15$ м, разрушились вскоре после перехода через предел текучести. Приравнивая упругую энергию растяжения $(\sigma_g^2/2E) \cdot 4\pi R^2\delta$ работе на отрыв материала $\lambda \cdot 2\pi R^2\delta$, получим

$$\lambda = \sigma_g^2 R / E \sim 10^5 \text{ Дж/м}^2,$$

где $\sigma_g=3,4 \cdot 10^8$ Н/м² — динамический предел текучести¹ Ст. 22к(25). Проведенная оценка находится в хорошем согласии с результатами таблицы.

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Steverding, S. H. Lehnigk. J. Appl. Phys., 1970, 41, 5.
2. В. И. Бетехтин, С. Н. Журков. Проблемы прочности, 1971, 3, 2.
3. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1972, 12.
4. Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1972, XLII, 8.
5. F. R. Tuler, B. M. Butcher. Internat. J. Fracture Mech., 1968, 4, 4.
6. Некоторые проблемы прочности твердого тела. Сборник. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959, с. 68.
7. П. В. Бриджмен. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. М., ИЛ, 1955.
8. С. А. Новиков, Л. М. Синицына. ПМТФ, 1970, 6.
9. B. R. Breed, C. L. Mader, D. Venable. J. Appl. Phys., 1967, 38, 8.
10. G. Nahmani. CNRS, 1962, 109.
11. В. М. Бучер, Л. М. Баркер и др. РТК, 1964, 6.
12. Б. А. Тарасов. ПМТФ, 1973, 6.
13. Ударные испытания металлов. Сборник. М., «Мир», 1973.
14. А. Г. Иванов, В. А. Синицын, С. А. Новиков. Докл. АН СССР, 1970, 194, 2.
15. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ФГВ, 1972, 8, 1.
16. G. Taylor. J. of Inst. of Civil. Eng., 1946, 8.

УДК 662.215.1

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСИ ГАЗООБРАЗНОГО ВВ С МЕЛКОДИСПЕРСНЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

А. М. Гладилин

(Ленинград)

В работах [1, 2] было представлено численное решение задачи об одновременном распространении детонационной волны в смеси газообразного взрывчатого вещества с химически активным мелкодисперсным наполнителем. Из результатов этих работ следует, что на ранней стадии распространения детонационная волна существенно нестационарна. Ее поведение и структура в значительной степени зависят от физико-химических свойств мелкодисперсного наполнителя: начальный

¹ В соответствии с работой [16], при скорости деформации $\dot{\epsilon}=10^2$ 1/с, которая имела место в рассматриваемых экспериментах, динамический предел текучести стали примерно на 20% выше статического.