

8. Г. В. Прягин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3, 137.
9. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 7. Новосибирск, 1971, стр. 125.
10. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеев. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 7. Новосибирск, 1971, стр. 172.
11. J. W. Kury et al. Proc. 4-th (Intern.) Symposium on Detonation. Office of Nav. Res.— Dept. of the Navy, ACR— 126, Washington, 1966, 3.
12. Ф. Н. Харлоу. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике». М., «Мир», 1967.
13. Н. Н. Анучина. В сб. «Численные методы механики сплошной среды». Т. 1, № 4, Новосибирск, 1970.
14. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.

УДК 622.235.5

## О ПЛОСКОЙ ВОЛНЕ РАЗРУШЕНИЯ

В. М. Кузнецов

(Новосибирск)

Рассмотрим волну разрушения в случае плоской деформации. Обозначим через  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_{xy}$  компоненты тензора деформации, ( $\epsilon_z=0, \epsilon_{xz}=0, \epsilon_{yz}=0$ ). Пусть на линии  $\Gamma_1$  выполняется некоторое условие разрушения:  $f(\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_{xy})=0$ . Процесс разрушения происходит за конечное время в слое между линиями  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  (рис. 1).

Выделив участок размером много меньше радиуса кривизны, можно считать линии  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  прямыми. Предположим, что на этом участке образуется достаточно много трещин, расположенных симметрично относительно друг друга на расстоянии  $h_2$ . Проведя прямые  $AB$  и  $CD$  через трещины и их продолжения, можно рассматривать распространение трещины в прямолинейной полосе. Предположим, что процесс стационарный и обозначим через  $c$  скорость развития трещины и, следовательно, нормальную скорость движения линий  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Очевидно, что полосе шириной  $h_2$  в разрушенной области среды соответствует полоса  $h_1$  — неразрушенной. Предположив, что массовая скорость  $v$ , нормальная к линиям  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , постоянна вдоль отрезков  $AD$  и  $CB$ , запишем закон сохранения количества вещества в виде равенства потоков материи через отрезки линий  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  размером  $h_1$  и  $h_2$

$$\rho_1 h_1 (c - v_1) = \rho_2 h_2 (c - v_2) \equiv j. \quad (1)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к состоянию среды соответственно справа и слева от поверхностей  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ .

$$\rho_i = \rho_0 (1 - \epsilon_{xi} - \epsilon_{yi}), \quad h_i = h_0 (1 + \epsilon_{yi}), \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Здесь индекс 0 относится к параметрам в ненагруженном состоянии.

Ограничиваясь случаем малых деформаций, получаем из (1) и (2):

$$v_2 - v_1 = (\epsilon_{x1} - \epsilon_{x2}) \cdot (c - v_1). \quad (3)$$

Изменение количества движения выделенного элемента в единицу времени составляет с учетом (2) и (3)

$$j(v_2 - v_1) = \rho_0 h_0 (\epsilon_{x1} - \epsilon_{x2}) \cdot (c - v_1)^2. \quad (4)$$

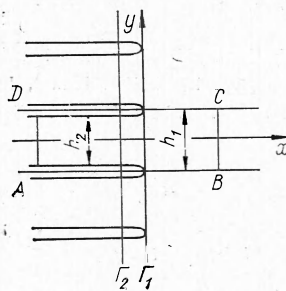


Рис. 1.

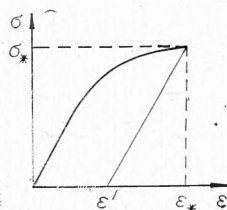


Рис. 2.

В дальнейшем исследовать будем только разрушения путем разрыва. Перед фронтом  $\Gamma_1$  материал растянут:  $\epsilon_{y1} > 0$ , за фронтом  $\Gamma_2$  растяжение отсутствует  $|\epsilon_{y2}| < |\epsilon_{y1}|$ . В направлениях, перпендикулярных растяжению, материал сжат  $\epsilon_{x1}, \epsilon_{x2} < 0$ , причем  $|\epsilon_{x1}| > |\epsilon_{x2}|$ . Поэтому

$$\epsilon_{x1} - \epsilon_{x2} < 0. \quad (5)$$

Таким образом, при разрушении материала количество движения рассматриваемого фрагмента уменьшается. Обычно при исследовании волны разрушения предполагается, что это уменьшение потока импульса связано с падением давления на фронте [1]. Возможна, однако, другая интерпретация этого факта. Образование трещин сопровождается разрывом молекулярных связей и образованием новых поверхностей. При этом силы сцепления, которые в неразрушенном материале взаимно уравновешиваются, превращаются в поверхностные силы. Если трещина увеличивается в длине на величину  $dl$ , то поверхностная энергия возрастает на величину  $d\Pi = 2\gamma dl$ , где  $\gamma$  — удельная поверхностная энергия. Если  $\frac{d\Pi}{dl} = 2\gamma$  можно рассматривать как обобщенную силу, по терминологии некоторых авторов [2] — «силу, препятствующую распространению трещины».

Сделаем следующее главное предположение. На фронте волны разрушения не происходит перепада давления, а изменение импульса равно силе, препятствующей распространению трещины:

$$\rho_0 h_0 (\epsilon_{x2} - \epsilon_{x1}) \cdot (c - v_1)^2 = 2j. \quad (6)$$

Заметим, что сделанное предположение не может быть непосредственно проверено экспериментально, так как любые измерения в области разрушения затруднительны. Поэтому проверка применимости его может быть проведена только по косвенным результатам. Сделаем теперь дальнейшие упрощающие предположения. Пусть диаграмма растяжения для данного материала имеет вид, изображенный на рис. 2. Максимально допустимая деформация разрыва равна  $\epsilon_*$ , остаточная деформация  $\epsilon'$ . Разгрузка происходит по прямой с тангенсом угла наклона, равным модулю Юнга  $E$ . Пусть далее материал несжимаем:  $\epsilon_{xi} + \epsilon_{yi} = 0, i = 1, 2$ . Тогда

$$\epsilon_{x2} - \epsilon_{x1} = \epsilon_{y1} - \epsilon_{y2} = \epsilon_* - \epsilon'. \quad (7)$$

Из рис. 2 видно, что

$$\epsilon_* - \epsilon' = \frac{\sigma_*}{E}, \quad (8)$$

где  $\sigma_*$  — предел прочности на растяжение. Из (6) — (8) получаем

$$h_0 = \frac{2\gamma E}{\rho_0 \sigma_* (c - v_1)^2}. \quad (9)$$

Формула (9) определяет размер осколка, если известна относительная скорость  $c - v_1$  волны разрушения. На линии  $\Gamma_1$  волны разрушения деформация материала, очевидно, достигает предельной величины  $\epsilon_*$ . Поэтому скорость распространения волны разрушения должна определяться геометрией и кинематикой движения. Рассмотрим случай радиального движения с осевой симметрией [3]. Деформация растяжения

$$\epsilon = \frac{u(R, t)}{R}, \quad (10)$$

где  $u = r(R, t) - R$  — смещение;  $R$  — лагранжева координата точки;  $r$  — текущая (эйлерова) координата точки. Уравнение неразрывности для несжимаемого материала:

$$\frac{\partial r}{\partial R} = \frac{R}{r}. \quad (11)$$

При фиксированном  $\varepsilon = \varepsilon_*$  выражение (10) определяет  $R$  как функцию от  $t$ , причем  $dR/dt$  есть скорость распространения фронта критической деформации или волны разрушения. Дифференцируя (10) при  $\varepsilon = \text{const}$  полным образом по времени, получаем

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\frac{\partial u}{\partial t}}{\frac{u}{R} - \frac{\partial u}{\partial R}}. \quad (12)$$

Используя (10) и (11) и полагая  $\frac{\partial u}{\partial t} = v$ , получаем с точностью до главных членов по  $\varepsilon_*$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{v}{2\varepsilon_*}. \quad (13)$$

Нетрудно убедиться в том, что

$$\frac{dR}{dt} = c - v_1.$$

Подставляя (13) в (9), получаем

$$h_0 = \frac{8\gamma E \varepsilon_*^2}{\rho_0 \sigma_*} \cdot \frac{1}{v^2}. \quad (14)$$

Рассмотрим полученные результаты применительно к расчету разрушающего действия цилиндрического (скважинного) заряда ВВ. Проводя сечение, перпендикулярное оси заряда, получим плоскую картину течения с круговым фронтом разрушения, элемент которого изображен на рис. 1. Таким образом, все проведенные выше рассуждения вполне приложимы к данному случаю. В частности, формула (14) определяет поперечный размер осколков в зависимости от величины массовой скорости  $v$ . Обычно длина осколка по образующей по радиусу не сильно отличается от поперечного размера, поэтому можно сказать, что формула (14) определяет вообще характерный размер осколка. Величина массовой скорости для длинных зарядов ВВ обычно определяется экспериментально

$$v = A \left( \frac{Q^{1/2}}{R} \right)^\alpha, \quad (15)$$

где  $Q$  — вес заряда, приходящийся на единицу длины;  $R$  — расстояние от центра взрыва;  $A$ ,  $\alpha$  — эмпирические коэффициенты.

Подставляя (15) в (14), получаем выражение

$$h_0 = \frac{8\gamma \varepsilon_*^2 E}{\rho_0 \sigma_* A^2} \left( \frac{R}{Q^{1/2}} \right)^{2\alpha}, \quad (16)$$

которое определяет распределение величины осколков в зависимости от веса заряда и расстояния от центра взрыва. Пусть объем разрушаемого тела ограничен некоторым характерным радиусом  $R_1$ , который равен  $R_0$ . Средний размер осколка для всей взорванной массы определим соотношением

$$\bar{h} = \frac{1}{\pi(R^2 - R_0^2)} \int_{R_0}^{R_1} h_0 2\pi R \cdot dR. \quad (17)$$

Подставляя в (17)  $h_0$  из (16), производя интегрирование в предположении  $R_0 \ll R_1$ , получаем

$$\bar{h} = \frac{8\gamma \varepsilon_*^2 E}{\rho_0 A^2 (\alpha + 1) \sigma_*} R_1^{2\alpha} \cdot \frac{1}{Q^\alpha}. \quad (18)$$

Введем  $V = \pi R_1^2$  — объем разрушенной массы, приходящейся на

единицу длины заряда. Объединяя несколько постоянных в одну, перепишем (18):

$$\bar{h} = K \frac{E\varepsilon_*^2}{\sigma_*} \left( \frac{V}{Q} \right)^\alpha. \quad (19)$$

Для абсолютно хрупких тел  $\sigma_* = E\varepsilon_*$  и это выражение еще более упрощается

$$\bar{h} = K \frac{\sigma_*}{E} \left( \frac{V}{Q} \right)^\alpha. \quad (20)$$

По своей структуре формулы (19) и (20) совпадают с точностью до масштабного множителя с аналогичными выражениями, полученными и проанализированными в работах [4, 5], если принять  $\alpha = 0,8$ .

*Поступила в редакцию  
27/VIII 1973*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Друкованный, В. М. Комир, В. М. Кузнецов. Действие взрыва в горных породах. Киев, «Наукова думка», 1973.
2. Прикладные вопросы вязкого разрушения. М., «Мир», 1968.
3. В. М. Кузнецов. ФГВ, 1973, 9, 3.
4. Э. А. Кошелев, В. М. Кузнецов и др. ПМТФ, 1971, 2.
5. В. М. Кузнецов. ФТПРПИ, 1973, 2.

УДК 539.375.5

#### ВЗРЫВНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТРУБ

*А. Г. Иванов, Л. И. Кочкин, Л. В. Васильев, В. С. Кустов*

*(Москва)*

Исследование процесса деформации и разрушения труб при взрыве внутри них аксиально расположенных цилиндрических зарядов ВВ проведено в ряде работ. Не меньший интерес представляет исследование локализованного взрыва в трубе, когда продукты взрыва (ПВ) имеют возможность свободно разлетаться вдоль оси.

Ниже излагаются результаты исследований разрушения труб, изготовленных из стали различных марок, сплавов алюминия, органического стекла, полистирола, бутилметакрилата и пенополистирола при взрыве внутри них зарядов взрывчатого вещества (ВВ). В качестве ВВ использовался сплав тротила с гексогеном 50/50 при плотности 1,67 г/см<sup>3</sup>.

В экспериментах использовались трубы длиной 200 мм, внутренним диаметром 63 мм при различных толщинах стенок ( $\delta$ ). Масса труб изменялась в 60 раз. Заряд имел форму сплошного шара диаметром 62 мм и инициировался в центре.

В опытах регистрировался процесс разрушения труб: начало деформации  $t_1$ , скорость установившегося расширения труб  $v_1$ , интервалы времени  $t_2$  и величины деформации  $\varepsilon \left( \varepsilon = \frac{R - R_0}{R_0} \right)$ , где  $R_0$  и  $R$  — начальное и текущее значение наружного радиуса трубы в центральном сечении) до потери сплошности труб и прорыва ПВ, скорость разлета про-