дуктами детонации и ударной волной в случае цилиндрической симметрии подводного взрыва подтверждает реальность уравнения (2) и позволяет сделать вывод о целесообразности использования значения коэффициента $\beta = 1$ вместо 0.75 перед $(dR/dt)^2$.

Поступила 7 V 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кедринский В. К.** Приближение Кирквуда—Бете для цилиндрической симметрии подводного взрыва.— ФГВ, 1972, № 1.
2. **Кедринский В. К.** О пульсации цилиндрической газовой полости в безграничной жидкости.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
3. **Коул Р.** Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
4. **Кузнецов Н. М., Шведов К. К.** Изэнтропическое расширение продуктов детонации гексогена.— ФГВ, 1967, № 2.

УДК 539.374

РАСШИРЕНИЕ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В ХРУПКОЙ ПОРОДЕ С УЧЕТОМ ДИЛАТАНСИОННЫХ СВОЙСТВ ГРУНТА

С. З. Дунин, В. К. Сироткин

(*Москва*)

Экспериментальные данные [1, 2] о взрывах в горных породах показывают, что за фронтом ударной волны массовая скорость породы, раздробленной ударной волной, описывается зависимостью вида

$$v \sim r^{-n}, \qquad n = 1{,}5\text{—}1{,}8.$$

Возможное объяснение такой зависимости можно связать с эффектом дилатансии в дробленой горной породе, который заключается в зависимости удельного объема от сдвиговых пластических деформаций [3].

Уравнение непрерывности и соотношения, накладывающие кинематические ограничения на компоненты скорости [1, 3]:

$$d\rho/\rho dt + \operatorname{div} v = 0, \tag{1}$$

$$I_1 - 2\Lambda\sqrt{I_2'} = 0,$$

образуют замкнутую систему для определения скорости и плотности грунта за фронтом ударной волны. Здесь ρ, v, I_1, I_2' — плотность, скорость, первый и второй инвариант (девиаторная часть) тензора скоростей деформации, Λ — скорость дилатансии.

Решение системы уравнений (1) в сферически-симметричном случае с $\Lambda = \text{const}$ приводит к следующей зависимости скорости и плотности от координат и времени:

$$v(r, t) = \lambda(t)/r^n,$$

$$\rho(r, t) = \rho^-(r_0)(r_0/r)^{2-n}, \; n = (2 - \Lambda)/(1 + \Lambda), \tag{2}$$

где r, r_0 — текущая и начальная координаты частицы; $\rho^-(r_0)$ — плотность вещества в точке r_0 в момент прохождения ударной волны через эту точку; $\lambda(t) = a^n\dot{a} = v(R)\dot{R}^n$; a, R— радиусы каверны и фронта ударной волны в момент времени t; $v(R)$ — массовая скорость частиц за фронтом ударной волны

$$v(R) = \varepsilon(R)\,\dot{R}, \qquad \varepsilon(R) = \frac{\rho_0^-(R) - \rho_0^+}{\rho_0^-(R)};$$

ρ_0^+ —плотность грунта до прихода ударной волны.

Считаем, что грунт за ударной волной является пластической средой, подчиняющейся условию Мизеса—Шлейхера

$$\sigma_r - \sigma_\theta = k + m(\sigma_r + 2\sigma_\theta).$$

Уравнение движения в переменных Лагранжа можно записать в виде

$$r_0^2 r^{-2}\rho_0^+ \frac{\partial v}{\partial t} = r^{-\alpha}\frac{\partial}{\partial r_0}\left[r^\alpha\left(\sigma_r(r) + \frac{k}{3m}\right)\right], \qquad \alpha = \frac{6m}{2m+1}. \tag{3}$$

Связь между начальной и текущей координатой может быть получена из соотношения

$$r^{n+1} - r_0^{n+1} = \int_{r_0}^{R} \frac{\rho_0^-(R') - \rho_0^+}{\rho_0^-(R')}\, dR'^{n+1} = a^{n+1} - a_0^{n+1} + \varepsilon\left(a_0^{n+1} - r_0^{n+1}\right). \tag{4}$$

Формулы (2), (4) дают возможность определить степень разрыхления дробленого грунта за фронтом ударной волны

$$\frac{\rho(r)}{\rho_0^-} = \left[\frac{1 - \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}}{1-\varepsilon} + \left(\frac{a_0}{r}\right)^{n+1}\right]^{\frac{2-n}{n+1}}.$$

Для определения динамики развития полости проинтегрируем уравнение (3), учитывая, что величину радиального напряжения на фронте ударной волны $\sigma_r(R)$ можно выразить через радиус и скорость фронта ударной волны или каверны

$$\sigma_r(R) = -\rho_0^+\varepsilon(R)\,\dot{R}^2 - \sigma^* = -\rho_0^+\varepsilon^{-1}(R)\left(\frac{a}{R}\right)^{2n}\dot{a}^2 - \sigma^*$$

(σ^* — величина напряжения, с которой начинается фаза необратимого разрушения).

В результате получим уравнение

$$y'_{\bar{a}} + \frac{M(\bar{a})}{\bar{a}}\,y = \frac{b(\bar{a})}{\bar{a}}, \tag{5}$$

где

$$M(\bar{a}) = \left[\frac{1}{2}\,\bar{a}^{n+1}F^\alpha_{2+n}(\bar{a})\right]^{-1}\left[n\bar{a}^{2n}F^\alpha_{3+2n}(\bar{a}) + \varepsilon^{-1}x^\alpha\left(\frac{\bar{a}}{x}\right)^{2n} + n\bar{a}^{n+1}F^\alpha_{2+n}(\bar{a})\right];$$

$$b(\bar{a}) = \left[\frac{1}{2}\,\bar{a}^{n+1}F^\alpha_{2+n}(\bar{a})\right]^{-1}\left\{\bar{a}^\alpha p(\bar{a}) + \varkappa(x^\alpha - a^\alpha) - \frac{\sigma^*}{p_0}\,x^\alpha\right\}$$

и введены следующие безразмерные величины:

$$p(\bar{a}) = \frac{\sigma_r(\bar{a})}{p_0}, \quad \bar{a} = \frac{a}{a_{\text{н}}}, \quad y = \frac{\rho_0^+}{p_0}\dot{a}^2, \quad \varkappa = \frac{k}{3mp_0},$$

$$x = \frac{R}{a_{\text{н}}}, \quad \lambda = \bar{a}^n \sqrt{y}, \quad \bar{a}^{n+1} - 1 = \varepsilon\left(x^{n+1} - 1\right),$$

$$F_k^\alpha(\bar{a}) = \int_1^x s^2 r^{-(\alpha+k)}(s)\, ds,$$

где $a_{\text{н}}$ и p_0 — размер полости и давления, определяемые начальной стадией развития взрыва. Для их определения воспользуемся следующими представлениями о процессе взрыва на этой стадии. В начальный момент в небольшом объеме выделяется большое количество энергии, что приводит к испарению породы. Масса испаренной породы на 1 кт заряда M может быть определена по экспериментальным и расчетным данным [4]. Так, для гранита испаряется 70 т породы на 1 кт. Оценку массы испаренного вещества можно получить, учитывая, что при ударном нагружении для испарения вещества необходима энергия, примерно в 10 раз превышающая энергию связи вещества [5] (для SiO_2 эта величина составляет 200 ккал/моль, что дает оценку $M \approx 65$ т/кт). Радиус испаренной зоны и начальное давление даются соотношениями $a_0^3 = 3MW/4\pi$, $p_0 = (\gamma - 1)\rho/M$.

Следующая фаза развития мощного камуфлетного взрыва определяется гидродинамическим течением расплавленной породы [1]. Рассматривая расплавленную породу как несжимаемую жидкость, можно получить напряжение на границе расплава. Фаза гидродинамического движения кончается, когда напряжения становятся равными теоретической прочности монокристалла $Y \approx 0{,}1E$. С этого момента начинается фаза течения дробленой дилатирующей породы. Начальный радиус этой фазы определяется соотношением $a_{\text{н}} = (p_0/Y)^{1/3\gamma}$, где γ — показатель адиабаты паров внутри каверны.

Начальная скорость y_0 может быть выражена через эти же характеристики соотношением $y_0 = [2/3(\gamma - 1)](Y/p_0)^\gamma$.

Интересуясь конечными размерами зон разрушения, получим из (5) в пределе, когда $\varepsilon x^{n+1} \gg 1$, следующие выражения для объема полости V к моменту полной остановки:

при $n > 1 + \alpha$

$$(6)\quad V = W\left(\frac{10p_0}{E}\right)^{1/\gamma}\frac{M}{\rho_0^+}\left[\frac{2}{3(\gamma-1)}\left(\frac{E}{10p_0}\right)^{1/\gamma}\frac{p_0}{\sigma^*}\varepsilon^{\frac{\alpha}{n+1}}\frac{2n(n+1)}{2(n-1-\alpha)(2n-\alpha)}\right]^{\frac{3}{\mu}},$$

$$\mu = 2n(n+1)/(2n-\alpha);$$

при $n < 1 + \alpha$

$$(7)\quad V = W\left(\frac{10p_0}{E}\right)^{1/\gamma}\frac{M}{\rho_0^+}\left[\frac{2(\alpha+1)}{3(\gamma-1)(\alpha+1-n)}\left(\frac{E}{10p_0}\right)^{1/\gamma}\frac{p_0}{\sigma^*}\varepsilon^{\frac{n-1}{n+1}}\right]^{3/\mu},$$

$$\mu = 2(\alpha + 1).$$

Используем формулы (6), (7) для оценок областей разрушения камуфлетного взрыва «Хардхет» [2], для которого имеются литературные данные о характеристиках грунтов и начальном давлении:

$$\alpha = 2, \ p_0 = 1{,}3 \text{ Мбар}, \ \sigma^* = 1{,}3 \cdot 10^{-3}\text{Мбар}, \ \varepsilon^* = \frac{\sigma^*}{\rho_0^+ c^2},$$

$$\text{E} = 0{,}62 \text{ Мбар}, \quad n = 18, \quad \frac{3}{4\pi}\frac{M}{\rho_0^+} = 6{,}3\text{м}^3/\text{кт}.$$

Подставляя эти данные в формулу (7), получим $a = 19{,}6$ м. Радиус зоны дробления $R_д$, трещиноватости $R_{тр}$ получим, исходя из оценок, вытекающих из квазистатистического подхода к задаче о расширении полости [1]:

$$R_д = a\left(\frac{E}{\sigma^*(n+1)}\right)^{1/(n+1)} = 125\ м,$$

$$R_{тр} = R_д\left(\frac{\sigma^*}{2\sigma_0}\right)^{1/2} = 376\ м,$$

где σ_0 — величина прочности грунта на разрыв. Для эксперимента «Хардхет» можно взять $\sigma_0 = 70$ бар.

Полученные оценки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными по взрыву «Хардхет» [2]. Пренебрежение ролью дилатансии приводит к завышению объема полости в 1,3 при $n = 1{,}5$ и в 1,06 раза при $n = 1{,}8$.

Поступила 5 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Родионов В. Н. и др.** Механический эффект подземного взрыва. М., «Недра», 1971.
2. **Родин Г.** Сейсмология ядерного взрыва. М., «Мир», 1974.
3. **Николаевский В. Н.** О связи объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах.— «Докл. АН СССР», 1967, т. 177, № 3.
4. **Бутковнч Т. Р.** Влияние воды в горных породах на эффекты подземных ядерных взрывов.— В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., «Мир», 1974.
5. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических давлений. М., «Наука», 1966.

УДК 620.178.3/7

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ РАСТЯЖЕНИИ

Б. И. Абашкин, И. Х. Забиров, В. С. Лобанов, В. Г. Русин

(*Москва*)

При скоростном соударении плоских пластин в результате взаимодействия падающей и отраженных волн от контактных и свободных границ возникают растягивающие напряжения, которые могут привести к разрушению типа откола. Непосредственное экспериментальное измерение критических растягивающих напряжений и соответствующих деформаций в зоне откола связано с большими методическими трудностями, поэтому эти величины оценивают, исходя из различных косвенных измерений и некоторых допущений относительно поведения материала при растяжении с высокой скоростью деформирования. Указанной проблеме посвящен ряд работ (например, [1—8]), в которых экспериментально и аналитически исследуются откольные разрушения. Подробная библиография по данному вопросу приведена в [1, 7, 8]. Характерной особенностью указанных работ является применение упругой модели материала при определении откольных напряжений.

В данной работе предлагается экспериментально-теоретический способ определения кривой растяжения материала вплоть до откола с применением более сложной упругопластической модели твердого тела.

Основные уравнения и соотношения, описывающие одномерное нестационарное движение сплошной среды, записаны в форме Лагранжа—Эйлера и аналогичны используемым в работах [9, 10].