

16. Романченко В. И., Степанов Г. В. Зависимость критических напряжений от временных параметров нагрузки при отколе в меди, алюминии и стали // ПМТФ.— 1980.— № 4.
17. Ставер А. М., Фомин В. М., Ческидов П. А. Структура сильных ударных волн в порошках // Тр. VIII Всесоюз. конф. по числ. методам решения задач теории упругости и пластичности.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1984.

Поступила 25/III 1987 г.

УДК 539.217.1

ОСТАТОЧНАЯ ПОРИСТОСТЬ СРЕДЫ ПОСЛЕ ПРОВЕДЕНИЯ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА

А. А. Зверев, А. М. Масленников, В. К. Сироткин,
Е. В. Сумин, В. С. Фетисов
(Москва)

Среди различных практических применений камуфлетного взрыва особое место занимает использование взрыва для изменения проницаемости и пористости среды в его окрестности. В связи с этим возникает необходимость теоретического вычисления остаточной пористости среды после проведения в ней камуфлетного взрыва. Интерес представляют как пространственное распределение остаточной пористости, так и полный объем пор, возникающих при воздействии взрыва.

Можно выделить три основные причины, приводящие к изменению пористости среды под воздействием взрыва: 1) уплотнение среды на фронте ударной волны; 2) разрыхление (или уплотнение) раздробленной среды при ее движении (эффект дилатансии); 3) деформации под действием поля остаточных напряжений. Кроме того, в зоне радиальных трещин новая пористость возникает за счет их раскрытия. Цель данной работы — анализ остаточной пористости в зоне разрушения, где главную роль играют указанные три механизма.

Теоретическое вычисление остаточной пористости проведено в [1, 2] в предположении постоянного уплотнения на фронте, постоянной скорости дилатансии и пренебрежении упругими деформациями. В настоящей работе проводится анализ изменения пористости под действием взрыва в различных средах.

1. Рассмотрим [модель деформирования зернистой цементированной влаго- или газонасыщенной среды. Считается, что первоначальная среда состоит из твердых цементированных между собой зерен, поровое пространство между которыми заполнено флюидом (газ, жидкость). В качестве внутреннего параметра модели вводится структурная пористость m_0 — пористость среды без нагрузки. Упругие деформации носят ярко выраженный нелинейный характер, обусловленный контактным взаимодействием зерен (задача Герца). Зависимость текущей пористости m от структурной m_0 берется в виде

$$(1.1) \quad m = m_0 / (1 + c\tilde{p}^n), \quad \tilde{p} = (p_T - p_\Phi) / K_T,$$

где K_T — модуль объемного сжатия твердой фазы; p_T и p_Φ — давление в твердой фазе и флюиде. Из уравнения (1.1) можно получить выражение для объемной деформации ε_d ненасыщенной хрупкой среды

$$(1.2) \quad -\varepsilon_d = \frac{m_0 c \tilde{p}^n}{1 + c \tilde{p}^n - m_0} + \frac{1 - m_0}{1 + c \tilde{p}^n - m_0} (1 - m_0) \tilde{p}, \quad \tilde{p} = \frac{p_T}{K_T}.$$

Постоянная $c = 50$ была определена из обработки экспериментальных кривых $\varepsilon_d(p)$ для сухих горных пород с различными начальными пористостями ($0 < m_0 \leq 35\%$) [3]. Показатель нелинейности $n = 2/3$ вытекает из решения задачи Герца [4].

В зоне упругих деформаций изменения напряжений связаны со скоростями деформаций законом Гука для насыщенной нелинейно-упругой хрупкой среды:

$$(1.3) \quad \frac{d\tau}{dt} = G(\tilde{p}, m_0) \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right), \quad \frac{dp}{dt} = -K(\tilde{p}, m_0) \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right)$$

$(d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial r)$. Модули объемного сжатия K и сдвига G с учетом контактной сжимаемости имеют вид

$$(1.4) \quad K(\tilde{p}, m_0) = \frac{K_T}{1 + \frac{m_0(1-m_0)nc\tilde{p}^{n-1}}{(1-m_0+c\tilde{p}^n)^2}},$$

$$G(\tilde{p}, m_0) = \frac{G_T}{1 + \frac{\xi m_0(1-m_0)nc\tilde{p}^{n-1}}{(1-m_0+c\tilde{p}^n)^2} \frac{G_T}{K_T}}.$$

Здесь $1/\xi = 3(1-2\nu_0)/[2(1+\nu_0)]$; $\nu_0 = \nu(\tilde{p}, m_0)|_{\tilde{p}=0}$ — коэффициент Пуассона.

В среде произойдут пластические деформации разрушенной хрупкой среды, если выполнено условие пластического течения. Для сферически-симметричного случая возьмем это условие в форме Мизеса — Губера — Шлейхера с учетом закона Терцаги:

$$(1.5) \quad \frac{2}{\sqrt{3}} |\tau| = \alpha(\Lambda)(p - p_\Phi) + Y,$$

где $p - p_\Phi = (1-m)(p_T - p_\Phi)$; $\alpha(\Lambda)$ — коэффициент трения, зависящий от скорости дилатансии Λ , полученный в [5]; Y — сцепление.

Пластическое течение сопровождается необратимым изменением объема (переупаковкой) разрушенной хрупкой среды — эффектом дилатансии, который определяется изменением структурной пористости m_0 :

$$(1.6) \quad \frac{dm_0}{dt} = (1-m_0) \Lambda(p_{ef}, m) \left| \frac{d\gamma^p}{dt} \right| \left(\frac{d\gamma^p}{dt} = \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} - \frac{1}{G(\tilde{p}, m_0)} \frac{d\tau}{dt} \right).$$

Уравнение (1.6) для ненасыщенной малопористой среды при невысоких давлениях переходит в известное дилатансионное уравнение слабо-сжимаемой дилатирующей среды [6]. Выражение для скорости дилатансии $\Lambda(p_{ef}, m)$ берется в виде, аналогичном [7]:

$$(1.7) \quad \Lambda(p_{ef}, m) = \Lambda_0 (m_*(p_{ef}) - m)/(1-m)$$

$(m_*(p_{ef})$ — критическая пористость, выражение для которой приведено в [7]).

Полное давление p и плотность ρ связаны с плотностями и давлениями в компонентах соотношениями

$$(1.8) \quad p = p_T(1-m) + p_\Phi m, \quad \rho = \rho_T(1-m) + \rho_\Phi m.$$

Уравнения состояния каждой фазы задаются в форме

$$(1.9) \quad p_T = \frac{\rho_{ТН} c_T^2}{\gamma_T} \left[\left(\frac{\rho_T}{\rho_{ТН}} \right)^{\gamma_T} - 1 \right] \text{ для твердого компонента,}$$

$$p_{Ж} = \frac{\rho_{ЖН} c_{Ж}^2}{\gamma_{Ж}} \left[\left(\frac{\rho_{Ж}}{\rho_{ЖН}} \right)^{\gamma_{Ж}} - 1 \right] \text{ для жидкости,}$$

$$p_{Г} = p_{ГН} \left(\frac{\rho_{Г}}{\rho_{ГН}} \right)^{\gamma} \text{ для газа.}$$

Здесь $\rho_{ТН}$, $\rho_{ЖН}$, $\rho_{ГН}$ — начальные плотности компонентов; c_T , $c_{Ж}$ — скорости звука в твердой фазе и жидкости; γ_T , $\gamma_{Ж}$ и γ — показатели адиабаты твердого тела, жидкости и газа.

В качестве замыкающего уравнения необходимо записать условие, определяющее характер фильтрации флюида через твердый компонент. Если пренебрегать фильтрацией за время взрыва, то должна быть постоянной величина

$$(1.10) \quad m\rho_\Phi / [(1-m)\rho_T] = \text{const},$$

которая характеризует отношение массы флюида к массе твердого компонента в единичном объеме.

При расчете камуфлетного взрыва [7] в качестве источника взрывного движения взята полость начального радиуса a_0 , заполненная взрывными газами. Давление в полости меняется по адиабатическому закону

$$(1.11) \quad p(a) = p_0(a_0/a)^{3\gamma},$$

где p_0 — начальное давление газов в полости; $p(a)$ — текущее давление; a — текущий радиус взрывной полости; γ — показатель адиабаты взрывных газов. Фоновое давление в среде равно p_∞ . Поведение хрупкой среды при взрыве описывается уравнениями движения

$$(1.12) \quad \rho(\partial u/\partial t + u\partial u/\partial r) = \partial \sigma_r/\partial r + 2(\sigma_r - \sigma_\varphi)/r$$

и непрерывности

$$(1.13) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) = 0.$$

Здесь u — массовая скорость среды; ρ — плотность; r — эйлерова координата; σ_r , σ_φ — радиальная и азимутальная компоненты тензора напряжений.

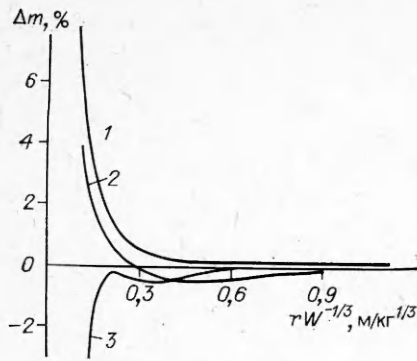
Для численного счета система уравнений (1.1)–(1.13) записывалась в конечно-разностной форме, аналогичной [8]. При численном счете брались следующие значения параметров: $K_T = 52$ ГПа, $n = 0,67$, $c = 50$, $G_T = 24$ ГПа, $v_0 = 0,24$, $Y = 150$ Па, $\Lambda_0 = 0,5$, $\rho_{гн} = 2,65$ г/см³, $\rho_{жн} = 1$ г/см³, $\rho_{гн} = 0,0012$ г/см³, $c_T = 4500$ м/с, $c_{ж} = 1600$ м/с, $\gamma_{ж} = 6,3$, $\gamma = 1,4$, $\gamma_T = 7$, $p_\infty = 20$ МПа, $p_0 = 70$ ГПа.

Результаты численных расчетов остаточного изменения текущей Δm пористости от расстояния приведены на рис. 1 (газонасыщенная среда) и рис. 2 (водонасыщенная среда); W — энергия взрыва. Кривые 1–3 на рис. 1 соответствуют газонасыщенной среде с $m_0 = 5$; 15 и 35 %, кривые 1, 2 на рис. 2 — водонасыщенной среде с $m_0 = 5$ и 35 %. Видно, что после проведения камуфлетного взрыва в насыщенной хрупкоразрушаемой среде в окрестности камуфлетной полости возможны три типа остаточных объемных деформаций: остаточное разрыхление (кривые 1 на рис. 1, 2), остаточное уплотнение (кривая 3 на рис. 1, кривая 2 на рис. 2) и немонотонная зависимость (разрыхление вблизи полости с последующим уплотнением при удалении от полости, кривая 2, рис. 1). В газонасыщенной среде будет наблюдаться остаточное разрыхление ($0 < m_0 < 15$ %), немонотонное поведение ($15 \% \leq m_0 < 30$ %) и остаточное уплотнение ($m_0 > 30$ %). В водонасыщенной среде остаточное разрыхление наблюдается вплоть до $m_0 \sim 25$ %, при $25 \% < m_0 \leq 30$ % слабо выражен немонотонный ход пористости, а хорошо видимое из численных расчетов остаточное уплотнение произойдет, начиная с $m_0 \geq 35$ %.

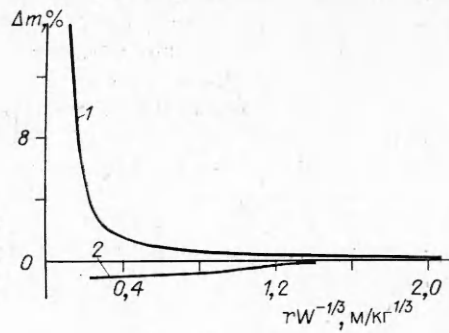
Следует отметить, что данная модель наиболее хорошо работает для идеально хрупких сред, где изменение пористости связано в основном с переупаковкой кусков раздробленной породы и с полем остаточных напряжений. При этом не учитывается возможность необратимых деформаций, связанных с возможностью затекания пор под действием больших давлений во фронте ударной волны.

2. Для того чтобы узнать, какую роль играет необратимое уплотнение на фронте на остаточную пористость среды, рассмотрим модель среды, в которой уплотнение на фронте убывает с расстоянием от центра взрыва, а за фронтом деформации среды характеризуется постоянной скоростью дилатансии Λ [9].

Следуя [9], считаем, что источник движения среды — газ, находящийся в полости, радиус которой в начальный момент времени равен a_0 . При $t > 0$ от полости начинает распространяться сферическая ударная волна. На фронте волны происходит мгновенное уплотнение среды за счет выборки пор. Степень сжатия среды на фронте будем характеризовать



Р и с. 1



Р и с. 2

уплотнением $\varepsilon(R) = 1 - \rho_0/\rho(R)$, где R — радиус фронта ударной волны, $\rho(R)$ — плотность, достигаемая на фронте. Подобный закон изменения уплотнения использовался в [10]. Предполагается, что после уплотнения сразу же происходит разрушение среды. За фронтом ударной волны, который совпадает с фронтом волны разрушения, происходит пластическое течение среды, сопровождающееся изменением плотности за счет эффекта дилатансии [1, 2]. При этом не учитывается сжимаемость кусков разрушенной среды. Среда описывается уравнениями движения, непрерывности и уравнением дилатансии, аналогичным [6]. Скорость дилатансии Λ считается постоянной. Предполагается, что за фронтом волны выполнено условие пластичности Прандтля $\sigma_r - \sigma_\varphi = k + m_1(\sigma_r + 2\sigma_\varphi)$ (k и m_1 — коэффициенты сцепления и трения). С учетом законов сохранения на фронте ударной волны и адиабатичности расширения взрывных газов в полости для зависимости $\varepsilon(R) = \varepsilon_0(a_0/R)^\lambda$ ($\lambda > 0$) имеем камуфлетное уравнение, решая которое можно получить полное описание движения среды в рамках сделанных предположений:

$$(2.1) \quad \frac{dy}{dx} + N(x)y = M(x).$$

Здесь $y = \dot{x}^2$; $\ddot{x} = \frac{1}{2} \frac{dy}{dx}$;

$$M(x) = 2 \frac{[Z^\alpha(t) - x^\alpha] \frac{k}{3m_1 p_0} - x^\alpha [\Sigma_r(x) - Z^\alpha \frac{\sigma^*}{p_0}]}{Y_0 x^n};$$

$$N(x) = \frac{2n}{x} - 2 \frac{x^n}{Y_0} \left[\ddot{x} \frac{X_0}{x} - \varepsilon(Z) Z^{\alpha-2(n-\lambda)} \right];$$

$$X_0 = \int_1^Z r_0^2 r^{\alpha-3-2n}(r_0) dr_0; \quad Y_0 = \int_1^Z r_0^2 r^{\alpha-2-n}(r_0) dr_0;$$

$$\alpha = 6m_1/(2m_1 + 1); \quad n = (2 - \Lambda)/(1 + \Lambda); \quad x = a/a_0; \quad Z = R/a_0;$$

$$\Sigma_r = \sigma_r/p_0;$$

σ^* — прочность среды на раздавливание; $r(r_0)$ — зависимость эйлеровой координаты от лагранжевой, которая находится из уравнения $\frac{\partial r}{\partial r_0} =$

$$= \frac{1}{\rho} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2; \quad \rho(r) = \frac{1}{1 - \varepsilon_0 r_0^{-\lambda}} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2-n}; \quad r \text{ и } r_0 \text{ выражены в единицах } a_0, \rho -$$

в единицах ρ_0 ; точка означает дифференцирование по безразмерному времени $\tau = t \sqrt{p_0/\rho_0 a_0}$. Начальное условие для (2.1) имеет вид $y(x=1) = \varepsilon_0$. Решение камуфлетного уравнения дает зависимость от времени радиуса взрывной полости и однозначно связанного с ним законом сохранения массы радиуса фронта волны разрушения. Пренебрегая колеба-

ниями стенок полости около их конечного положения, будем считать, что максимальные значения радиусов полости и фронта волны разрушения являются и конечными значениями этих величин.

Перейдем теперь к выводу формул, позволяющих рассчитать объем порового пространства при весьма общих предположениях о поведении среды и ее параметров. Считаем, что взрывное движение среды описывается моделью, представленной выше. Как уже отмечалось, необратимое уплотнение среды связано с частичной выборкой пор на фронте ударной волны. Оставшаяся пористость блоков, на которые разрушена среда, не будет изменяться в последующем зафронтовом течении. Эта пористость в дальнейшем называется внутриволокновой, а пористость, образование которой происходит в результате эффекта дилатансии, — дилатансионной. Полный объем пустот, определяющийся волокновой и дилатансионной пористостью, равен в произвольный момент времени $V = \int m(r, t) dV$ ($m(r, t)$ — полная пористость среды в точке r в момент времени t). Интеграл берется по всему объему среды, охваченному движением. Выражение для m имеет вид $m(r, t) = 1 - (1 - m_n)\rho(r, t)/\rho_0$ (m_n — пористость невозмущенной среды).

Далее с учетом сферичности движения находим

$$(2.2) \quad V = \int_a^R \left[1 - \frac{(1 - m_n)}{\rho_0} \rho(r, t) \right] r^2 dr.$$

Интегрирование (2.2) с учетом закона сохранения массы приводит к выражению

$$(2.3) \quad V = \frac{4\pi}{3} (R^3 - a^3) - \frac{4\pi}{3} (1 - m_n) (R^3 - a_0^3).$$

Разделим обе части (2.3) на начальный объем взрывной полости V_0 . Тогда в безразмерном виде получим

$$(2.4) \quad \tilde{V} = m_n(\tilde{R}^3 - 1) - \tilde{a}^3 + 1, \quad \tilde{V} = V/V_0, \quad \tilde{a} = a/a_0, \quad \tilde{R} = R/a_0.$$

Формула (2.4) позволяет вычислять полный объем пустот в среде на любой момент времени, в том числе и на момент остановки полости. Отметим, что функция \tilde{V} получена при произвольном законе уплотнения среды на фронте ударной волны и не содержит в явном виде скорость дилатансии.

Определив из эксперимента m_n , a_m и R_m (a_m и R_m — максимальные размеры полости и зоны разрушения), с помощью (2.4) легко найти полный объем пустот в среде после проведения камуфлетного взрыва.

Теперь перейдем к вычислению объема пустот, связанных отдельно с внутриволокновой и дилатансионной пористостью. Для объема, определяемого внутриволокновой пористостью, имеем

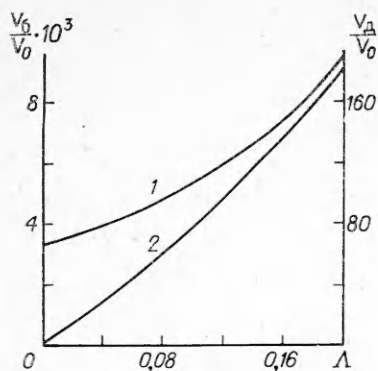
$$V_6 = 4\pi \int_{a_0}^R [m_n - \varepsilon(r_0)] r_0^2 dr_0$$

($\varepsilon(r_0)$ — уплотнение среды на фронте в лагранжевой точке r_0). При степенной зависимости $\varepsilon(r_0) \sim r_0^{-\lambda}$ для обезразмеренного полного объема внутриволокновых пустот находим

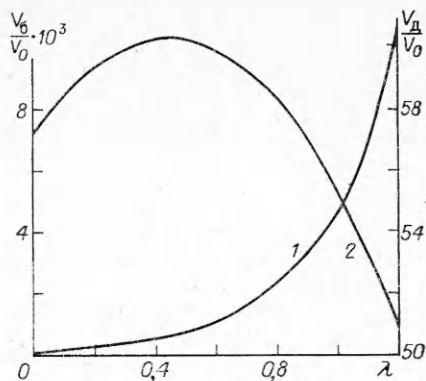
$$(2.5) \quad \tilde{V}_6 = m_n(\tilde{R}^3 - 1) - \frac{3\varepsilon_0}{3-\lambda} (\tilde{R}^{3-\lambda} - 1) \quad (\lambda \neq 3).$$

Полный объем межблоковых пустот получается интегрированием выражения для дилатансионной пористости $m_d(r_0, t) = 1 - \left[\frac{r_0}{r(r_0, t)} \right]^{2-n}$ по объему разрушенной среды. В итоге

$$(2.6) \quad \tilde{V}_d = \frac{3\varepsilon_0}{3-\lambda} (\tilde{R}^{3-\lambda} - 1) - \tilde{a}^3 + 1 \quad (\lambda \neq 3).$$



Р и с. 3



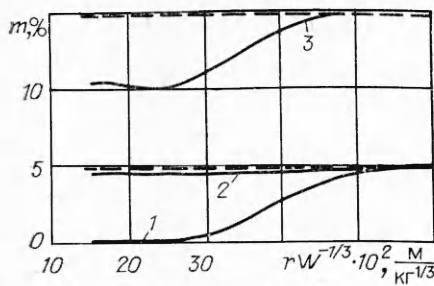
Р и с. 4

Легко видеть, что сумма (2.5) и (2.6) приводит к выражению (2.4). Таким образом, формулы (2.4)—(2.6) позволяют определять как полный объем пустот, так и объем, связанный с внутриблоковой и дилатансионной пористостью соответственно. Причем для определения полного объема пустот необходимо из эксперимента извлечь только m_n , R и a . Параметр λ можно найти из данных по ударной сжимаемости среды, зная закон затухания с радиусом пиковых напряжений на фронте волны разрушений.

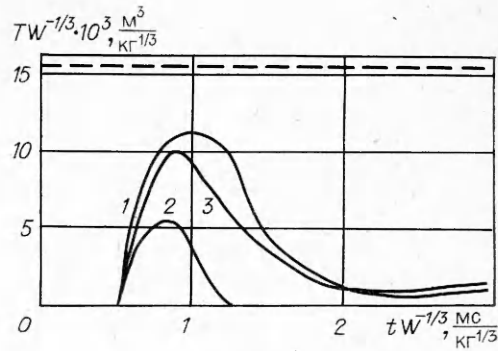
Результаты расчетов по формулам (2.5) и (2.6) представлены на рис. 3 и 4, где $\tilde{m}_n = 6\%$, $\tilde{m}_1 = 0,2$, $k = 20$ МПа, $\varepsilon_0 = 0,06$, $\sigma^* = 30$ МПа, $\Lambda = 0,07$. Значения размеров полости и зоны разрушений получены из решения камуфлетного уравнения (2.1). На рис. 3 показана зависимость от скорости дилатансии Λ полного объема остаточных внутриблоковых и межблоковых пор (линии 1 и 2). Как известно, рост скорости дилатансии приводит к увеличению степени разрыхления среды в зоне разрушений и, следовательно, к росту полного объема дилатантных пустот. Вытеснение среды из области дилатансионного разрыхления вызывает увеличение радиуса зоны разрушений и уменьшение конечного радиуса полости (см. [11, 12]). В соответствии с формулой (2.5) для полного объема внутриблоковых пор это приводит к его росту, что и подтверждается ходом кривой 1 на рис. 3.

На рис. 4 дана зависимость объемов дилатантных и внутриблоковых пустот от показателя уплотнения λ (обозначения те же, что и на рис. 3). Увеличение V_6 с ростом λ объясняется тривиально: чем быстрее убывает уплотнение среды на фронте, тем выше значение остаточной пористости блоков, на которые разрушена среда. Кроме того, возрастают размеры зоны разрушений [11], поэтому увеличение показателя уплотнения λ приводит к резкому росту полного объема остаточных внутриблоковых пор. Зависимость $V_d(\lambda)$ сложнее. Как говорилось выше, с ростом λ уменьшается радиус взрывной полости и увеличиваются размеры зоны разрушений. Таким образом, расширение зоны воздействия взрыва на среду приводит к росту объема среды, подверженной дилатансионному разрыхлению. С другой стороны, с падением сжатия среды на фронте уменьшается смещение среды за счет выборки пор. Уменьшение же смещений среды и связанное с этим убывание сдвиговых деформаций снижают степень дилатансионного разрыхления. Конкуренция описанных эффектов приводит к немонотонности зависимости $V_d(\lambda)$, представленной на рис. 4.

3. Для определения остаточной пористости среды, деформирующейся пластически, можно воспользоваться численными расчетами по методике [13]. Для описания поведения пористой среды в ней применялось модельное уравнение состояния [14] (аналогичное предложенному в [15]), согласно которому поведение пористой среды при объемных деформациях носит необратимый характер. Необратимое уплотнение существенно зависит от вида насыщающего поры вещества: газ, жидкость. В первом случае пористость выбирается при разрушении и сжатии поры практически



Р и с. 5



Р и с. 6

до нуля, в то время как для жидкости ввиду ее малой сжимаемости пористость меняется слабо. Для комбинированной газожидкостной среды будут промежуточные случаи.

Результаты численных расчетов зависимости остаточной пористости от расстояния приведены на рис. 5. Кривая 1 соответствует газонасыщенной среде с исходной пористостью 5 %, 2 — водонасыщенной среде с той же исходной пористостью, 3 — комбинированной газоводонасыщенной среде с начальной пористостью 15 %, причем на газовую фазу приходилось 5 %, на жидкостную — 10 %, штриховыми линиями показана фоновая пористость. Приведенные кривые подтверждают описанные выше особенности необратимого объемного деформирования пористой среды. Следует отметить, что для среды с газом размеры областей, где произошла полная выборка газовой пористости и где она выбралась частично, примерно равны.

Важный механический эффект камуфлетного взрыва — образование зоны радиальных трещин отрыва [16]. Образование этой зоны в монолитной горной породе учтено при численных расчетах, и вычислен суммарный объем пустот в этой зоне. Образование зоны радиальной трещиноватости учитывалось по следующей схеме. При достижении в лагранжевой частице среды растягивающих азимутальных напряжений, превышающих прочность на отрыв σ_0 , образуется радиальная трещина отрыва, имеющая размер этой частицы; в самой частице скачком изменяются плотность, напряжения σ_r , σ_ϕ , давление. Скачки легко рассчитать из условия непрерывности радиальной компоненты тензора деформаций: $[\sigma_\phi] = -\sigma_0$, $[\sigma_r] = -2\nu\sigma_0$, $[\tau] = (1 - 2\nu)\sigma_0$, $[p] = (1 + \nu)\sigma_0/3$, $[V] = -(1 + \nu) \times V\sigma_0/K$. Здесь символ [] означает скачок величины, т. е. разность нового и старого (до разрушения) значений соответствующей величины.

При образовании трещин за счет сброса напряжений возникает некоторый объем пустот $T(t)$, который можно отождествить с объемом трещин и подсчитать по формуле $T(t) = 4\pi \int_{\Omega} \left(1 - \frac{V_T}{V}\right) r^2 dr$, где V_T — удельный

объем твердой среды между трещинами, V — полный удельный объем среды с трещинами. Интеграл берется по области существования трещин Ω .

На рис. 6 приведены зависимости $T(t)$ для различных случаев фонового давления p_∞ в среде и прочности на отрыв. Кривые 1—3 соответствуют $p_\infty = 2; 5; 2$ МПа и $\sigma_0 = 3; 3; 5$ МПа. Другие параметры среды брались следующими: $K = 54$ ГПа, $\rho_0 = 2,7$ г/см³, $\nu = 0,33$. Как показывают численные расчеты, объем возникающих пустот достаточно велик и сравним в динамике с конечным объемом полости (штриховая линия на рис. 6). Однако в результате возвратного движения среды в окрестности взрывной полости радиальные трещины частично или полностью закрываются, их суммарный объем уменьшается практически на порядок и может даже стать равным нулю (кривая 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Дунин С. З., Сироткин В. К. Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта // ПМТФ.— 1977.— № 4.
2. Дунин С. З., Сироткин В. К., Сумин Е. В. О характере состояния среды в окрестности полости, расширяющейся в дилатирующей среде // ПМТФ.— 1979.— № 3.
3. Terhune V. W., Stubbs T. F., Cherry J. T. Nuclear cratering from a digital computer // Peaceful Nuclear Explosions.— Vienna, 1970.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— 3-е изд., испр. и доп.— М.: Физматгиз, 1965.
5. Николаевский В. Н., Сырников Н. М., Шефтер Г. М. Динамика упругопластических дилатирующих сред // Успехи механики деформируемых сред.— М.: Наука, 1975.
6. Николаевский В. Н. О связи объемных и сдвиговых деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах // ДАН СССР.— 1967.— Т. 177, № 3.
7. Ловецкий Е. Е., Сироткин В. К., Сумин Е. В. Взрыв в зернистой пористой среде с переменной дилатансией // ПМТФ.— 1981.— № 2.
8. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
9. Зверев А. А., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в переменном уплотняющей среде // ПМТФ.— 1982.— № 4.
10. Андрианкин Э. И., Корявов В. П. Ударная волна в переменном уплотняемой пластической среде // ДАН СССР.— 1959.— Т. 128, № 2.
11. Цветков В. М., Сизов И. А., Поликарпов А. А. О поведении хрупкоразрушаемой среды при камуфлетном взрыве // ФТПРПИ.— 1977.— № 4.
12. Николаевский В. Н., Поляничев А. Н. и др. Эффекты дилатансии при подземном взрыве (численное исследование) // ДАН СССР.— 1980.— Т. 250, № 1.
13. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Механический эффект и диссипативные процессы при взрыве в пористой среде // ПМТФ.— 1981.— № 2.
14. Дунин С. З., Сурков В. В. Уравнение состояния газодонасыщенных сред // Изв. АН СССР. Физика Земли.— 1978.— № 11.
15. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore collapse relation for ductile porous materials // J. Appl. Phys.— 1972.— V. 43, N 4.
16. Вовк А. А., Михалюк А. В., Белинский И. В. Развитие зон разрушения горных пород при камуфлетных взрывах // ФТПРПИ.— 1973.— № 4.

Поступила 23/IV 1987 г.

УДК 622.235

ИЗЛУЧЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЗАРЯДОВ ВВ С ВОЗДУШНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

Н. И. Волохин, А. М. Масленников

(Москва)

Один из эффективных методов управления взрывом — размещение заряда в промежуточной среде с плотностью, значительно отличающейся от плотности окружающей среды, которая является основным объектом воздействия взрывного импульса. Если в качестве промежуточной применяется среда с малой плотностью и высокой сжимаемостью по сравнению с основной средой, то уменьшается скорость нарастания давления и увеличивается время нарастания импульса. В качестве промежуточной среды, в частности, может использоваться воздушная оболочка вокруг заряда ВВ [1, 2].

Наличие воздушного зазора вокруг заряда химического ВВ существенно влияет на характеристики начального импульса давления, действующего на окружающую среду. При увеличении зазора становятся важными режим распространения ударной волны (УВ) по воздушной оболочке и ее взаимодействие со стенкой полости.

Анализ волновых процессов при взрывах зарядов с воздушными оболочками в среде проведен в [3], где показано, что с увеличением размеров воздушной полости энергия, уносимая УВ при подводном взрыве, быстро убывает. В [4] приведены результаты эксперимента по определению влияния воздушной оболочки на процесс распространения волны сжатия в твердой среде. В качестве среды использовался многократно переплавленный тиосульфат натрия, сходный по своим механическим свойствам с каменной солью. Источник взрыва — микрочастицы из тэна. В [5] показано, что на параметры взрывного воздействия влияет также плотность заряда ВВ, которую можно менять, используя пористые ВВ или применяя воздушные оболочки.

Ряд авторов [1, 2, 5, 6] указывают на то, что малые воздушные оболочки (от 0,5 до 1,5 объемов ВВ) увеличивают механический эффект взрыва и улучшают параметры дробления породы. Это связано с тем, что расширение газов внутри полости на начальном этапе отлично от адиабатического режима и характеризуется меньшим спадом давления по сравнению с адиабатическим режимом расширения [7].