5. **Рыбаков А. П.** Исследование откольных явлений в конденсированных телах.— В сб.: Критические явления. Физико-химические превращения. Черноголовка, АН СССР, 1978.
6. **Bull T. H.** The tensile strengths of liquids under dynamic loading.— Philos. Mag., 1956, vol. 1, ser. 8, N 2.
7. **Erlich D. C., Wooten D. C., Crewdson R. C.** Dynamic tensile of glycerol.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 13.
8. **Carlson G. A., Henry K. W.** Technique for studying dynamic tensile failure in liquids: application to glycerol.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 5.
9. **Carlson G. A.** Dynamic tensile strength of mercury.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 9.
10. **Carlson G. A., Levine H. S.** Dynamic tensile strength of glycerol.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 4.
11. **Kauzman W.** The nature of the glassy state and the behavior of liquids at low temperatures.— Chem. Rev., 1948, vol. 43, N 2.
12. **Исакович М. А., Чабан И. А.** Распространение волн в сильно вязких жидкостях.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, вып. 5.
13. **Piccerelly R., Littovitz T. A.** Ultrasonic shear and compressional relaxation in liquid glycerol.— J. Acoust. Soc. Amer., 1957, vol. 29, N 9.
14. **Белинский Б. А., Лазаренко Л. М.** Поглощение и дисперсия ультразвука в расплаве абиетиновой кислоты.— Акуст. журнал, 1975, т. XXI, вып. 3.
15. **Nahmaini G.** Experimental investigation of scabbing produced in mild steel plates by plane stress waves.— In: Les Ondes De Detonation. Paris, 1961.
16. **Тарасов Ю. И.** Исследование зависимости времени разрушения от растягивающей нагрузки для стали и меди.— ДАН СССР, 1965, т. 165, № 2.
17. **Альтшулер Л. В., Новиков С. А., Дивнов И. И.** Связь критических разрушающих напряжений со временем разрушения при взрывном нагружении металлов.— ДАН СССР, 1966, т. 166, № 1.
18. **Иванов А. Г., Минеев В. Н.** О масштабном критерии при хрупком разрушении конструкций.— ДАН СССР, 1975, т. 220, № 3.
19. **Иванов А. Г.** Откол в квазиакустическом приближении.— ФГВ, 1975, № 3.
20. **Иванов А. Г., Минеев В. Н.** О масштабных эффектах при разрушении.— ФГВ, 1979, № 5.
21. **Иванов М. А.** Температурная зависимость удельной работы разрушения меди и стали.— ФГВ, 1979, № 4.
22. **Батьков Ю. В., Новиков С. А. и др.** Влияние температуры образца на величину разрушающих напряжений при отколе в алюминиевом сплаве АМГ-6.— ПМТФ, 1979, № 3.

УДК 534.222

ВЛИЯНИЕ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА НА ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХРУПКОЙ СРЕДЫ

В. В. Кадет, Е. Е. Ловецкий, В. И. Селяков,

В. К. Сироткин

(*Москва*)

В настоящее время взрывы находят все более широкое применение в народном хозяйстве. Они, в частности, широко применяются в целях интенсификации нефтяных и газовых скважин. При этом большой интерес представляют фильтрационные свойства среды в окрестности взрыва. Необходимо отметить, что теоретическое изучение фильтрационных свойств среды является особенно важным, поскольку их экспериментальное исследование весьма затруднительно.

Однако в настоящее время практически отсутствуют работы, в которых рассчитываются фильтрационные характеристики среды после взрыва на основе физической картины воздействия камуфлетного взрыва на окружающую породу. Так, например, в работе [1] сделана попытка феноменологически описать единой зависимостью коэффициент проницаемости среды после проведения камуфлетного взрыва как в зоне дробления, так и в зоне радиальной трещиноватости. Но результаты этой работы неудовлетворительно согласуются с экспериментом [2], поскольку при рассмотрении не были учтены конкретные механизмы динамического воздействия взрыва на среду.

В данной работе определяются фильтрационные свойства среды после проведения камуфлетного взрыва в хрупкой слабопористой породе с малым начальным коэффициентом проницаемости. При рассмотрении этой задачи необходимо учитывать, что при камуфлетном взрыве образуются три существенно отличающиеся по своей структуре зоны: зона дробления, зона радиальных трещин и зона упругих деформаций [3]. В зоне дробления за счет больших напряжений на фронте ударной волны происходит разрушение породы. Последующее движение раздробленной среды приводит к ее разрыхлению. Это разрыхление можно объяснить эффектом дилатансии [4], который проявляется в изменении плотности среды под действием сдвиговых деформаций. На небольших глубинах заложения к зоне дробления может примыкать зона радиальных трещин, возникающих за счет растягивающих азимутальных напряжений. Для оценки пористости в этой зоне можно воспользоваться моделью упругих стержней [3]. И, наконец, можно считать, что в зоне упругих деформаций изменения свойств породы малы.

Коэффициент проницаемости, вычисленный на основе таких представлений о характере воздействия камуфлетного взрыва на окружающую среду, сравнивается с экспериментальными данными по взрыву «Хардхэт» [2].

Зона дробления. Рассмотрим фильтрационные свойства среды в зоне дробления. В литературе существует большое число теоретических и эмпирических выражений для расчета коэффициента проницаемости разрушенной породы, однако наиболее общепринятой является формула Козени [1, 5, 6]:

$$K = C/\tau \cdot m^3/\Sigma^2, \tag{1}$$

где m — пористость; Σ — удельная поверхность кусков; C — константа, связанная с геометрией сечения норовых каналов; τ — коэффициент извилистости. В случае, когда форма кусков близка к кубической, удельную поверхность можно связать с характерным размером куска $\Sigma = 6(1 - m)d$. Тогда, принимая для C и τ их наиболее типичные значения ($C \simeq 0,5$, $\tau \simeq 2$), из соотношения (1) получим

$$K = 0,7 \cdot 10^{-2}\ m^3 d^2/(1 - m)^2. \tag{2}$$

Таким образом, чтобы определить фильтрационные свойства среды в зоне дробления, необходимо знать как ее пористость, так и размеры кусков раздробленной породы.

В данной работе рассматриваются фильтрационные свойства среды после взрыва в первоначально монолитной хрупкой породе. Примером подобной среды является слабопористая горная порода, например гранит. Пористость в зоне дробления возникает за счет разрушения и последующего движения разрушенной породы при взрыве. Основным механизмом разрыхления разрушенных горных пород является эффект дилатансии, связанный с изменением удельного объема за счет сдвиговых деформаций [4]. В этом случае, пренебрегая упругой сжимаемостью, изменение пористости m можно представить в виде

$$dm = (1 - m)\Lambda|d\gamma|,$$

где Λ — коэффициент дилатансии; $d\gamma$ — изменение сдвиговых деформаций.

Задача о взрыве в дилатирующей среде была решена в работе [7] для случая постоянного коэффициента дилатансии. Воспользовавшись результатом этой работы, в случае монолитной породы получим выражение для пористости

$$m(r) = 1 - \left[1 - \left(\frac{a}{r}\right)^n + \left(\frac{a_0}{r}\right)^n\right]^\Lambda, \quad n = 3/(1 + \Lambda), \tag{3}$$

где a_0 и a — начальный и конечный радиусы полости. Отметим, что на больших расстояниях от границы полости пористость изменяется по степенному закону $m(r) \sim r^{-n}$.

Для того чтобы оценить средний размер кусков раздробленной породы, предположим, что разрушение происходит на фронте ударной волны в результате развития микротрещин, уже имеющихся в породе. Согласно критерию Гриффитса [8], расти при этом будут лишь те микротрещины, размер которых превышает некоторую предельную длину $l(\sigma)$, зависящую от приложенного напряжения по закону

$$l(\sigma) = k/\sigma^2. \tag{4}$$

Тогда размер куска раздробленной породы будет определяться расстоянием между растущими микротрещинами. Вводя функцию $N(l)$, определяющую плотность микротрещин с длиной, превышающей l, с учетом (4) получим выражение для среднего размера куска раздробленной породы

$$d(\sigma) = N^{1/3}(l(\sigma)) = N^{1/3}(k/\sigma^2), \tag{5}$$

где σ — напряжение на фронте волны. Таким образом, зная плотность микротрещин и характер изменения σ с расстоянием, можно определить зависимость среднего размера куска от расстояния.

Дальнейшие вычисления будут проводиться в предположении, что функция $N(l)$ имеет экспоненциальный вид. В этом случае из соотношения (5) можно получить выражение

$$d(\sigma) = d_0 \exp\left(\frac{\sigma_*^2}{\sigma^2}\right), \tag{6}$$

где d_0 — минимальное расстояние между микротрещинами, а величина σ_* определяется средней длиной микротрещин:

$$\sigma_*^2 = k/\langle l\rangle.$$

Эта величина является внутренним параметром среды и не зависит от мощности взрыва.

Выражение (6) справедливо только в случае, когда длительность волны нагрузки значительно превышает время роста трещин. В противном случае микротрещины не успевают прорасти и дробления происходить не будет. Поэтому максимальный размер куска будет определяться шириной волны нагрузки, которая при взрыве оказывается порядка a_0. Таким образом, для максимального размера кусков d_m в зоне дробления имеется соотношение

$$d_m = \alpha a_0, \tag{7}$$

где величина $\alpha \lesssim 1$.

Используя соотношения (6), (7), получим выражение, определяющее напряжение в волне на границе зоны дробления $(r = R_1)$:

$$\sigma(R_1) = \sigma_* \ln^{-1/2}(d_m/d_0) = \sigma_* [\ln(\alpha a_0/d_0)]^{-1/2}. \tag{8}$$

Эту величину можно отождествить с эффективной прочностью породы при взрыве. Как видно, она довольно слабо зависит от мощности взрыва $W(\sigma(R_1) \sim \ln^{-1/2}(W))$ и с ростом W плавно убывает.

Величина $\sigma(R_1)$ определяет связь между размером зоны дробления и конечным радиусом полости [3]:

$$R_1 = a\left(\frac{\mathrm{E}}{\sigma(R_1)\,n}\right)^{1/n} = a\left(\frac{\mathrm{E}}{\sigma_* n}\right)^{1/n}[\ln(d_m/d_0)]^{1/2n}. \tag{9}$$

Легко видеть, что отношение R_1/a также зависит от масштаба взрыва. При небольших вариациях мощности взрыва это отношение можно считать постоянным. В то же время соотношение (9) показывает, что необходимо с осторожностью подходить к переносу результатов лабораторных испытаний на натурные взрывы.

Для того чтобы определить зависимость размера кусков и, следовательно, коэффициента проницаемости от расстояния, необходимо знать характер затухания с расстоянием ударной волны. Как показывают результаты многочисленных расчетов, затухание ударной волны в зоне дробления происходит по степенному закону $\sigma(r) \sim r^{-\beta}$. Тогда, учитывая связь между лагранжевым и эйлеровым радиусами частиц [7], из соотношений (6), (8) получим

$$d(r) = d_0 \exp\left\{\left(\frac{\xi^n + \xi_0^n - 1}{\xi_*^n + \xi_0^n - 1}\right)^{2\beta/n} \ln(d_m/d_0)\right\}, \tag{10}$$

где введены безразмерные расстояния: $\xi = r/a$, $\xi_0 = a_0/a \ll 1$ и $\xi_* = R_1/a$. В выражении (10) величиной ξ_0^n можно пренебречь, если не интересоваться областью в непосредственной близости от полости $\left(r - a \sim a\xi_0^n/n \sim 10^{-3}a\right)$.

Подставляя соотношения (3), (10) в (2) и учитывая, что $m \ll 1$, получим окончательное выражение для коэффициента проницаемости в зоне дробления

$$K_1(\xi) = 0{,}7\cdot 10^{-2} d_0^2 \left[1 - (1 - \xi^{-n})^{\Lambda}\right]^3 \exp\left[2\left(\frac{\xi^n - 1}{\xi_*^n - 1}\right)^{2\beta/n} \ln\frac{d_m}{d_0}\right]. \tag{11}$$

Как видно из этого соотношения, поведение коэффициента проницаемости в зоне дробления как функции расстояния определяется конкуренцией двух факторов. С одной стороны, уменьшение пористости с ростом ξ приводит к уменьшению коэффициента проницаемости. Характер этой связи имеет универсальную форму и не зависит от масштаба взрыва (если выполняется условие $\xi_0^n \ll 1$). С другой стороны, увеличение размера кусков раздробленной породы приводит к росту проницаемости. Эта зависимость существенно связана с масштабом взрыва и определяется отношением d_m/d_0.

Если отношение d_m/d_0 близко к 1, то $K_1(\xi)$ в зоне дробления будет монотонно спадать с расстоянием. С ростом этого отношения в области ξ, близких к ξ_*, будет происходить выполаживание зависимости $K_1(\xi)$. Наконец, при выполнении неравенства $\ln(d_m/d_0) > 3n/4\beta$ коэффициент проницаемости становится немонотонной функцией расстояния: в зоне дробления у функции $K_1(\xi)$ появляется минимум. Координата этого минимума в предположении, что $\xi_m^n \gg 1$, будет даваться соотношением

$$\xi_m = \xi_* \left[\frac{3n}{4\beta \ln(d_m/d_0)}\right]^{1/2\beta}.$$

Как видно из приведенного выражения, с ростом масштаба взрыва координата минимума будет смещаться в сторону меньших расстояний.

Зона радиальных трещин. Во многих случаях при камуфлетном взрыве за зоной дробления может возникать зона радиальных трещин. Радиальные трещины появляются за счет растягивающих азимутальных напряжений. Квазистатическая оценка [3] дает следующее соотношение между радиусом зоны дробления R_1 и радиусом зоны радиальных трещин R_2:

$$R_2 = R_1 \sqrt{\frac{\sigma(R_1)}{2\sigma_0 + 3p_0}}, \tag{12}$$

где p_0 — противодавление; σ_0 — прочность на отрыв. Из этой оценки видно, что зона радиальных трещин может образоваться, если выполняется неравенство $\sigma(R_1) > 2\sigma_0 + 3p_0$. Для фиксированных значений $\sigma(R_1)$ и σ_0 из этого неравенства следует, что радиальные трещины могут образовываться только на глубинах

$$h < (\sigma(R_1) - 2\sigma_0)/3\rho g,$$

где ρ — плотность породы.

Подставляя соотношение (8) в (12) и пренебрегая для простоты величиной p_0, получаем связь между R_2 и R_1 в виде

$$R_2 = R_1 \sqrt{\frac{\sigma_*}{2\sigma_0}} \ln^{-1/4}(d_m/d_0),$$

откуда видно, что отношение радиуса зоны радиальных трещин к радиусу зоны дробления падает с ростом масштаба взрыва.

Используя равенство (9), можно связать радиус зоны радиальных трещин, который определяет размер зоны разрушения, с радиусом полости

$$R_2 = \frac{a}{\sqrt{2}} \left(\frac{E^2 \sigma_*^{n-2}}{n^2 \sigma_0^n} \right)^{1/2n} \left(\ln \frac{d_m}{d_0} \right)^{\frac{2-n}{4n}}. \tag{13}$$

Поскольку Λ всегда меньше 0,5, из выражения (13) следует, что с ростом величины d_m/d_0 отношение размера зоны радиальных трещин к размеру полости падает. Это объясняется тем, что рост отношения d_m/d_0 эквивалентен уменьшению эффективной прочности среды при дроблении. В результате растет объем зоны дробления, где происходит наиболее сильная диссипация энергии взрыва. Поэтому доля энергии взрыва, идущая на образование радиальных трещин, уменьшается, что и приводит к относительному уменьшению зоны радиальных трещин.

Для расчета коэффициента проницаемости в зоне радиальных трещин предположим, что трещины образуют две взаимно перпендикулярные системы плоских трещин равной густоты Γ и раскрытия b. Тогда коэффициент проницаемости будет определяться соотношением [9]

$$K = {}^1/_6 b^3 \Gamma. \tag{14}$$

Величина $2b\Gamma$ определяет пористость породы в зоне радиальных трещин. Поэтому физический смысл выражения (14) такой же, как и выражения (1). Отличие в коэффициентах связано с различием геометрий порового пространства в зоне дробления и в зоне радиальных трещин.

Пористость в зоне радиальных трещин можно вычислить, воспользовавшись приближением упругих стержней [3]. Тогда в предположении, что напряжения имеют статический характер, получим

$$b\Gamma = (1 - \nu) \frac{\sigma(R_1)}{E} \left(\frac{R_1}{r} \right)^2,$$

где ν — коэффициент Пуассона. Подставляя это выражение в соотношение (14) и учитывая (8), получаем

$$K_2 = \frac{(1-\nu)^3}{6} \left(\frac{\sigma_*}{E} \right)^3 \left(\ln \frac{d_m}{d_0} \right)^{-3/2} \left(\frac{R_1}{r} \right)^6 \frac{1}{\Gamma^2(r)}.$$

Для того чтобы определить зависимость коэффициента проницаемости от расстояния в зоне радиальных трещин, необходимо знать закон изменения $\Gamma(r)$. Вблизи фронта дробления густота трещин определяется минимальным расстоянием между микротрещинами d_0. Для остального объема зоны радиальных трещин возможны два варианта оценки этой величины: 1) постоянство $\Gamma(r)$ с расстоянием в зоне трещиноватости, число радиальных трещин будет при этом величиной переменной; 2) число радиальных трещин с расстоянием не меняется, тогда $\Gamma(r)$ будет меняться по закону

$$\Gamma(r) = \frac{1}{d_0}\left(\frac{R_1}{r}\right)^2.$$

Окончательное выражение для $K_2(r)$ соответственно в первом и втором случаях получаем в виде

$$K_2(r) = d_0^2 \frac{(1-\nu)^2}{6}\left(\frac{\sigma_*}{\mathrm{E}\ln^{1/2}(d_m/d_0)}\right)^3\left(\frac{R_1}{r}\right)^6; \quad (15)$$

$$K_2(r) = d_0^2 \frac{(1-\nu)^2}{6}\left(\frac{\sigma_*}{\mathrm{E}\ln^{1/2}(d_m/d_0)}\right)^3\left(\frac{R_1}{r}\right)^2. \quad (16)$$

Таким образом, теоретически в зоне радиальных трещин коэффициент проницаемости может уменьшаться с расстоянием как по закону $1/r^6$, так и по закону $1/r^2$.

Выражения (15), (16) полезно сравнить с соотношением (11) при $r = R_1$. При этом получим выражение

$$K_1(R_1)/K_2(R_1) = 4{,}2\cdot10^{-2}/(1-\nu)^3\cdot(\Lambda n)^3\cdot(d_m/d_0)^2 \approx$$
$$\approx 0{,}15(\Lambda n)^3(d_m/d_0)^2,$$

где положено $\nu = 1/3$. Из этого соотношения видно, что если

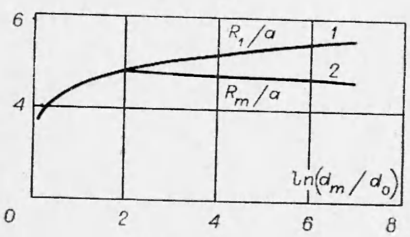
$$d_m/d_0 < 2{,}5(\Lambda n)^{-3/2}, \quad (17)$$

то проницаемость в зоне дробления оказывается ниже, чем в зоне радиальной трещиноватости. Критическое значение параметра d_m/d_0 равно 25 при $\Lambda = 0{,}2$ и 75 при $\Lambda = 0{,}1$. Таким образом, только для очень мощных взрывов может выполняться неравенство, обратное неравенству (17). При этом наблюдается падение коэффициента проницаемости в момент перехода от зоны дробления к зоне радиальной трещиноватости. В остальных случаях при переходе из зоны дробления в зону радиальных трещин должно наблюдаться увеличение коэффициента проницаемости.

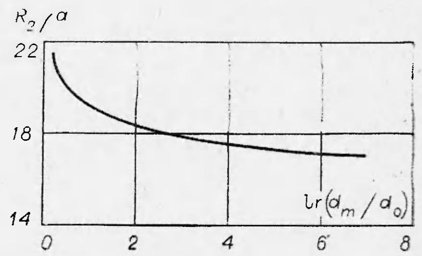
Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом. Рассмотрим основные следствия, которые вытекают из полученных выше соотношений. Во-первых, оказывается, что радиусы зон дробления и трещиноватости не подчиняются закону подобия $R_i \sim W^{1/3}$, который обычно используется при анализе разрушающего действия взрыва. Отклонение от этого закона определяется значением величины d_m/d_0. На фиг. 1, 2 соответственно приведены отношения радиусов зон дробления (кривая *1* на фиг. 1) и трещиноватости к размеру полости в зависимости от $\ln(d_m/d_0)$. При этом брались следующие значения параметров:

$$\sigma_*/\mathrm{E} = 5\cdot10^{-3}, \quad \sigma_0/\sigma_* = 3\cdot10^{-2}, \quad \Lambda = 0{,}1.$$

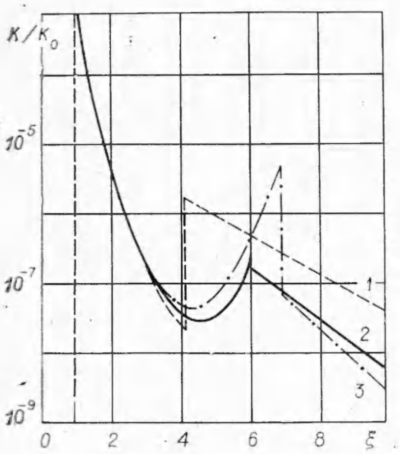
Как видно, наиболее сильная зависимость от масштаба взрыва наблюда-



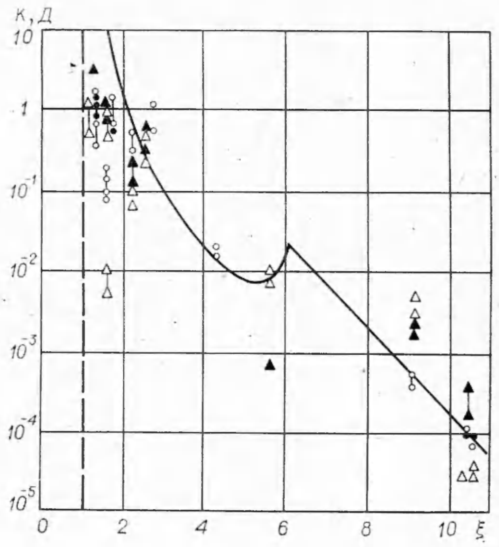
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ется в области малых значений $\ln(d_m/d_0)$. В районе больших d_m/d_0, когда $\ln(d_m/d_0) \geqslant 2$, отношения R_1/a и R_2/a можно считать постоянными.

Более чувствительным к изменению отношения d_m/d_0 является характер поведения коэффициента проницаемости. Это связано с тем, что величина $\ln(d_m/d_0)$ входит в показатель экспоненты в выражении для $K_1(r)$. На фиг. 3 приводятся зависимости обезразмеренного коэффициента проницаемости $(K_0 = 0{,}7\cdot10^{-2}\,d_0^2)$ от безразмерного расстояния $\xi = r/a$ для трех значений величины $\ln(d_m/d_0)$: кривая *1* — $\ln(d_m/d_0) = 1$; *2* — $\ln(d_m/d_0) = 3$; *3* — $\ln(d_m/d_0) = 5$. (В зоне трещиноватости построение велось по формуле (15).) Кроме того, при вычислении коэффициента проницаемости значение β принималось равным 2, что примерно соответствует затуханию максимальных напряжений в граните [10].

Из фиг. 3 хорошо видно, как эволюционирует характер зависимости коэффициента проницаемости от расстояния с ростом отношения d_m/d_0. Когда d_m/d_0 близко к 1, наблюдается монотонный спад $K(r)$ в зоне дробления. Причем из-за большей эффективной прочности более сильное разуплотнение среды происходит при этом в зоне радиальной трещиноватости. Это и приводит к тому, что на границе зон наблюдается резкое повышение проницаемости при переходе в зону радиальных трещин.

С увеличением отношения d_m/d_0 зависимость коэффициента проницаемости от расстояния в зоне дробления становится немонотонной. На кривой $K_1(r)$ наблюдается характерный минимум. Зависимость относительной координаты этого минимума R_m/a от значения $\ln(d_m/d_0)$ показана на фиг. 1 (кривая *2*). При $r > R_m$ наблюдается рост коэффициента проницаемости с расстоянием, что связано с резким увеличением размера кусков раздробленной породы. В то же время из-за уменьшения эффективной прочности с ростом d_m/d_0 разуплотнение в зоне радиальных трещин уменьшается, что приводит к уменьшению коэффициента проницаемости в этой зоне. При этом проницаемость в зоне трещиноватости может сравняться с проницаемостью в зоне дробления (кривая *2* на фиг. 3) и даже стать ниже (кривая *3* на фиг. 3).

Отметим, что из предложенной теории следует немонотонный характер зависимости коэффициента проницаемости от расстояния. Однако в некоторых случаях указанная немонотонность может оказаться довольно слабо выраженной (например, кривая *2* на фиг. 3).

К сожалению, сравнение теоретических результатов с экспериментом в настоящее время сильно затруднено из-за недостатка экспериментальных данных. В данной работе для сравнения использовались результаты эксперимента «Хардхэт», приведенные в работе [2]. При этом выбраны значения параметров: $d_0 = 0{,}5$ см, $d_m/d_0 = 20$, $K_0 = 1{,}75 \cdot 10^5$ Д.

График теоретической зависимости коэффициента проницаемости от расстояния совместно с указанными экспериментальными данными приведен на фиг. 4. Из приведенного сопоставления видно, что удается неплохо описать как относительную зависимость коэффициента проницаемости от расстояния, так и его абсолютное значение. Отсутствие достаточного количества экспериментальных данных не позволяет более определенно ответить на вопросы о том, существует ли немонотонность в поведении коэффициента проницаемости, предсказываемая теорией, а также, какая из двух теоретических зависимостей (15) или (16) лучше описывает поведение $K(r)$ в зоне радиальной трещиноватости.

Авторы выражают благодарность В. М. Цветкову за обсуждение работы и полезные замечания.

Поступила 12 X 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **McKee C. R., Hanson M. E.** Explosively created permeability from single charges.— Society of Petroleum Engineers Journal, 1975, vol. 15, N 6.
2. **Charles R. Boardman.** Engineering effects of underground nuclear explosions.— In: Symposium on Engineering with Nuclear Explosives. Las Vegas, Nevada, 1970. Vol. 1.
3. **Родионов В. Н. и др.** Механический эффект подземного взрыва. М., Недра, 1971.
4. **Николаевский В. Н.** О связи объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах.— ДАН СССР, 1967, т. 177, № 3.
5. **Лейбензон Л. С.** Подземная гидравлика воды, нефти и газа. Собр. трудов. Т. 11. М., Изд-во АН СССР, 1953.
6. **Коллинз Р.** Течения жидкостей через пористые материалы. М., Мир, 1964.
7. **Дунин С. З., Сироткин В. К.** Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта.— ПМТФ, 1977, № 4.
8. **Разрушение.** Сборник. Т. 1. М., 1973.
9. **Ромм Е. С.** Фильтрационные свойства трещиноватых горных пород. М., Недра, 1966.
10. **Родин Г.** Сейсмология ядерного взрыва. М., Мир, 1974.

УДК 530.3

К ВОПРОСУ ОБ УЧЕТЕ МАСШТАБНОГО ФАКТОРА В МЕХАНИКЕ ТВЕРДОГО ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА

В. М. Александров, Г. П. Александрова,
Ю. П. Степаненко
(*Ростов-на-Дону*)

Известно, что макроскопические свойства твердого тела зависят от его абсолютных размеров. Основанием для такого утверждения является характер взаимодействия частиц (т. е. атомов, молекул или молекулярных групп) твердого тела [1]. Частицы поверхности испытывают одностороннее воздействие со стороны других частиц тела, в то время как для глубинных слоев выполняется условие статистической симметрии силового взаимодействия частиц. В макро-