

УДК 539.89

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

С. С. ГРИГОРЯН, Я. А. ПАЧЕПСКИЙ

О ДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА В ПЛОТНОЙ ГОРНОЙ ПОРОДЕ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 16 X 1972)

Действие сильного подземного взрыва, т. е. совокупность изменений в массиве горной породы, куда был помещен заряд, может изучаться, в частности, путем расчетов. Для этого необходимы модель, описывающая поведение материала — горной породы, модель источника движений, вызванных локальным выделением большой энергии, и методика численного решения уравнений сохранения совместно с уравнениями состояния.

Рассматриваются плотные горные породы, для которых в экспериментально достижимых пределах чисто объемное деформирование обратимо. Предполагается, что материал разрушается либо путем отрыва при достижении максимальным главным напряжением критического значения $\sigma_{\parallel} \geq 0$, либо путем скола по площадкам максимального касательного напряжения. Обозначим: p — давление (среднее напряжение), J_2, J_3 — второй и третий инварианты деватора тензора напряжений. Для неразрушенного сколом материала существует зависимость $J_2 = F(p, J_3)$ такая, что при выполнении в элементе материала соотношений

$$J_2 = F(p, J_3), \quad \frac{\partial}{\partial t} [J_2 - F(p, J_3)] > 0 \quad (1)$$

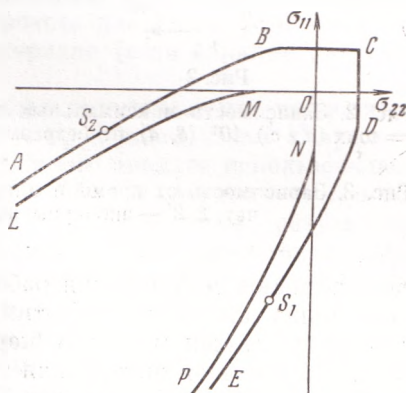


Рис. 1. Диаграмма состояний материала в плоскости $\sigma_{11} - \sigma_{22}$ для случая $\sigma_{22} = \sigma_{33}$

сдвиговое деформирование перестает быть обратимым. В этом случае при низком уровне напряжений происходит разрушение путем скола, при более высоких напряжениях материал обладает пластичностью по сдвигу: существует зависимость $J_2 = F_b(p, J_3)$ такая, что при выполнении (1) для $J_2 \geq F_b(p, J_3)$ реализуется сдвиговая пластичность, а для $J_2 < F_b(p, J_3)$ — разрушение сколом. У неразрушенного и разрушенного сколом материалов совпадают кривые объемного сжатия, но, вообще говоря, разнятся модули сдвига и поверхности пределов упругости: разрушенный сколом материал обладает сдвиговой пластичностью с условием пластичности $J_2 = F_s(p, J_3)$, причем $F_s(p, J_3) \leq F(p, J_3)$.

Пусть $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}$ — главные напряжения. Диаграмма состояний материала в плоскости $\sigma_{11} - \sigma_{22}$ для случая равенства двух главных напряжений ($\sigma_{22} = \sigma_{33}$) приведена на рис. 1 (1). Точки, изображающие состояния неразрушенного материала, заполняют внутренность и границу фигуры AS_2BCDS_1E . На отрезках S_1D, S_2B реализуется разрушение сколом, на AS_2 и ES_1 — сдвиговая пластичность в неразрушенном материале; состояния материала, разрушенного сколом, изображаются точками внутреннеос-

ти и границы фигуры LHONP. На BC и CD в неразрушенном материале и на MO, ON в разрушенном сколом происходит разрушение путем отрыва. Полагаем, что в условиях одномерных движений со сферической симметрией отрыв на BC и MO приводит к образованию двух слоев материала, разделенных областью вакуума, отрыв на CD, ON — к образованию множества стержней, ориентированных преимущественно радиально.

Для описания сдвигового деформирования упругопластического материала

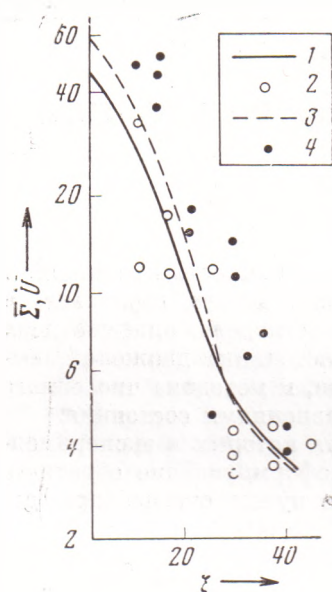


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость максимальных значений параметров $\bar{\Sigma} = 10^4 \Sigma_{\max}$ (1, 2) и $\bar{U} = \max (u/c_1) \cdot 10^4$ (3, 4) от безразмерной координаты ξ . 1, 3 — расчет, 2, 4 — эксперимент

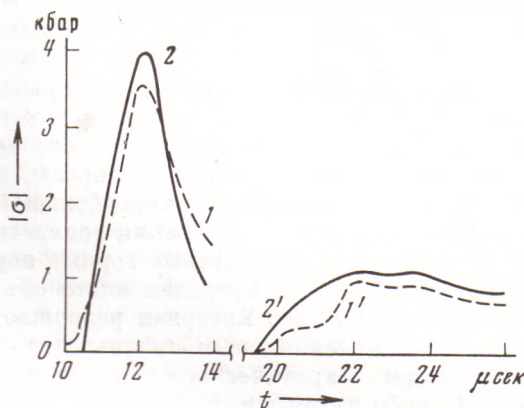


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость от времени напряжения σ в испытании «Хардхэт»: 1, 1' — расчет, 2, 2' — эксперимент, 1, 2 — $r = 61,8$ м, 1', 2' — $r = 120$ м

использованы соотношения работ (2, 3). Из рассмотрения уравнения притока тепла для случая обратимых процессов следует, что в качестве основных термодинамических параметров могут быть выбраны удельный объем v , удельная внутренняя энергия E и J_2 и в предположении, что модуль сдвига $G = G(v)$, может быть получена структура зависимости $p = p(v, E, J_2)$:

$$p(v, E, J_2) = \varphi \left(v, E - \frac{v}{2G} J_2 \right) - \frac{1}{2G} \left(1 - \frac{d \ln G}{d \ln v} \right) J_2. \quad (2)$$

Для произвольных процессов принимается гипотеза работы (4), позволяющая сохранить (2) и на случай необратимости. При чисто объемном деформировании $p(v, E, 0) = \varphi(v, E)$. Разлагая φ в ряд по E и удерживая нулевой и первый члены разложения, получаем уравнение типа Ми — Грюнайзена $\varphi(v, E) = f(v) + h(v)E$. Полагаем, что $h(v) = \Gamma/v$, Γ находится по константам материала при нормальных условиях. Тогда, в силу справедливости (2) на ударной адиабате, определяя из данных экспериментов по ударному сжатию с учетом (1) или закона Гука зависимости $p_H(v)$, $E_H(v)$, $J_{2H}(v)$, подстановкой их в (2) находим $f(v)$. Экспериментальные значения $p_H(v)$ приближались в среднем зависимостью

$$p = \frac{K}{n} \left[\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-n} - 1 \right],$$

K — модуль объемного сжатия при нормальных условиях, константа n находилась из условий наилучшего приближения.

Стержневая система, образующаяся при разрушении отрывом, описывается системой уравнений, получаемой в одномерном приближении из интегральных законов сохранения и предположения о выполнении в стержнях закона Гука при их обратимом деформировании. Считается, что после выполнения в элементе материала условия разрушения должно пройти некоторое время до момента, когда справедлива система уравнений разрушенного материала. В этом промежутке времени происходит релаксация параметров материала или параметров состояния до значений в разрушенном материале.

Источник движения моделируется полостью радиуса r_0 , в которой в начальный момент содержится газ с показателем адиабаты γ . Полная энергия газа равна мощности взрыва W , ω — отношение кинетической энергии газа к потенциальной. Учитывается противодействие p_{00} . Безразмерные параметры вводятся путем обезразмеривания параметров размерности скорости по c_l — скорости продольных упругих волн, плотности — по ρ_0 — начальной плотности материала, напряжения — по $\rho_0 c_l^2$. Комбинация $r_* = \left(\frac{W}{\rho_0 c_l^2} \right)^{1/3}$ имеет размерность длины; безразмерные время и эйлера координата равны $\tau = t c_l / r_*$, $\xi = r / r_*$; величина $\lambda = r_0 / r_*$. Для всякого безразмерного параметра Π может быть найдена зависимость

$$\Pi = \Pi(\lambda, \gamma, \omega; \nu, n, \Gamma, \alpha_1, \dots, \alpha_k; \xi, \tau), \quad (3)$$

где ν — коэффициент Пуассона, $\alpha_1, \dots, \alpha_k$ — прочие безразмерные параметры модели материала. Введенные безразмерные характеристики позволяют пересчитывать результаты одного расчета для некоторого материала на взрывы любой мощности в этом материале (если влияние противодействия незначительно).

Описанная выше теоретическая схема была применена для численного моделирования взрывов в граните, в котором проводился взрыв «Хардхэт» мощностью в 5 кт (США, (6, 7)). Для численного анализа использовалась программа решения одномерных задач «ПРОЗА», основанная на применении конечно-разностной схемы «крест» (8). Некоторые результаты представлены на рис. 2, 3. Рассчитанный радиус зоны разрушенного материала равен 195 м, опытная величина оценивается в 150 м, радиус образовавшейся полости в эксперименте 19 м, в расчете 17,2 м.

Поскольку параметры материала определяются из экспериментов с большим разбросом, а λ, γ, ω — эффективные для данного материала значения — находятся в ходе расчетов, целесообразно рассмотреть влияние

Таблица 1

	λ	γ	ω	n	Γ	ν	κ	P_{00}
$\Sigma_{\max}$	—	+	+	+	+	+	+	+
ξ_s	—	+	—	+	+	+	—	—
ξ_{*s}	—	+	+	+	+	—	—	+

изменения безразмерных параметров на получаемые данные о действии взрыва. В качестве характеристик действия взрыва взяты зависимость максимального радиального напряжения $\Sigma_{\max}$ от координаты ξ и радиусы полости ξ_s и зоны разрушения ξ_* . Знаки частных производных этих функций по некоторым безразмерным параметрам в окрестности значений, использованных в расчете, приведены в табл. 1. Введено обозначение $P_{00} = p_{00} / (\rho_0 c_l^2)$; варьирование пределов пластичности и разрушения проводилось путем умножения функций F, F_* на константы κ, κ_* соответственно. Отметим также, что $\partial \xi_s / \partial \kappa_s < 0$, $\partial \xi_* / \partial \kappa_* > 0$, в ближней зоне $\partial \Sigma_{\max} / \partial \kappa_s < 0$, а начиная с некоторого $\xi = \xi_s(\kappa_s)$, $\partial \Sigma_{\max} / \partial \kappa_s > 0$.

С удалением от места взрыва влияние изменений параметров источника на значения $\Sigma_{\max}$ уменьшается, а влияние изменений величин ν , κ , и P_{00} растёт.

Научно-исследовательский институт механики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
8 X 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. С. Григорян, ПММ, 31, в. 4 (1967). ² С. С. Григорян, ДАН, 124, № 2 (1959). ³ С. С. Григорян, ПММ, 24, в. 6 (1960). ⁴ С. С. Григорян, ПММ, 24, в. 4 (1960). ⁵ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика (классическая и квантовая), М.—Л., 1951. ⁶ Э. Фаччиоли, А. Х.-С. Анг, В сборн. Действие ядерного взрыва, М., 1971. ⁷ Peaceful Uses of Nuclear Explosions, Vienna, 1970. ⁸ Б. А. Рождественский, Н. Н. Яненко, Системы квазилинейных уравнений, М., 1968.