

скими затратами. Одновременно наблюдается тенденция к уменьшению E_1 с увеличением толщины медного слоя при $S = \text{const}$. Эта особенность объясняется следующим образом.

Вид границы сварки сталь—медь с толстым и тонким слоем меди неодинаков. Различие заключается в том, что граница с толстым слоем меди почти прямолинейна (см. рис. 1). Поэтому объем металла, в котором интенсивно выделяется тепло при соударении двух слоев, пропорциональный глубине пластических деформаций, имеет большее значение на границе с тонким слоем меди. Следовательно, при одинаковой удельной энергии соударения E_1 для двух различных значений δ количество тепла, выделяющееся в единице объема и определяющее локальный процесс плавления, тем больше, чем больше толщина медного слоя.

Можно заключить, что для создания определенного уровня объемной плотности тепла требуется тем меньшая поверхностная плотность энергии E_1 , чем меньше глубина пластических деформаций, т. е. чем больше толщина медного слоя.

Кроме того, при сварке стали с тонким слоем меди более ощутимо проявляется то обстоятельство, что часть энергии соударения остается в виде запасенной потенциальной энергии деформации, связанной с волнообразным рельефом границы сварки.

Приведенные аргументы качественно объясняют тенденцию к уменьшению E_1 , очевидную из таблицы, при увеличении толщины медного слоя с 1—2 до 6 мм.

Поступила в редакцию
29/VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Седых, А. А. Дерибас и др. Сварочное производство, 1962, 5.
2. Л. С. Амелина, А. К. Кушнерева, А. И. Ризоль. Производство труб. Вып. 16, 1965.
3. Н. П. Юрченко, А. М. Буйновский, Л. С. Амелина и др. Металлургическая и горнорудная промышленность. Вып. 5, 1966.
4. Von E. Schmidtman, W. Koch, H. Schenk. Archiv für das Eisenhüttenwesen, 1965, 36, 9.

УДК 662.215.2

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ КАМУФЛЕТНОЙ ПОЛОСТИ В ПЕСЧАНОМ ГРУНТЕ

Л. В. Альтшулер, А. В. Балабанов, В. А. Баталов,
В. А. Родионов, Д. М. Тарасов
(Москва)

Взрыв сферических зарядов и последующее быстрое образование котловой полости в средах, обладающих механической прочностью,— это сложное явление, привлекающее внимание как теоретиков, так и экспериментаторов [1—20].

В металлах и сплошных горных породах возникновение и рост полости компенсируются эквивалентным упругим сжатием окружающего вещества, а в пористых грунтах — также их остаточным уплотнением. И в том и в другом случае энергия расширяющихся продуктов взрыва затрачивается на преодоление инерционных сил первоначально покоящейся среды и ее сопротивления пластическому деформированию. Последнее определяется разностью главных напряжений и обычно выражается законом Кулона:

$$p_r - p_\theta = k + m (p_r + 2p_\theta) \quad (1)$$

$$(m > 0),$$

где p_r и p_θ — радиальные и тангенциальные главные напряжения, взятые с обратным знаком, k и m — константы. В более общем случае параметры k и m являются функциями температуры и максимальных давлений ударного сжатия, а для уплотняющихся материалов также девиатора деформаций.

Наряду с характеристиками окружающей среды динамика развития камуфлетных полостей определяется уравнением состояния расширяющихся продуктов взрыва, давление которых с ростом полости быстро падает от начальных значений в несколько сот килобар до конечных литостатических давлений в сотни и десятки бар.

Для выявления эффективных механических характеристик грунтов, проверки и уточнения уравнений состояния продуктов взрыва и методов расчета авторами было предпринято исследование кинетики развития камуфлетных полостей в различных средах, включающее изучение самых ранних фаз этих процессов. Экспериментальное наблюдение осуществлялось методом просвечивания массивных блоков, содержащих взрывающийся заряд, кратковременными вспышками рентгеновских лучей. Этим путем были зафиксированы временные диаграммы развития полостей и зарегистрированы ранние фазы процесса взрыва в воде, в водном растворе хлористого цинка плотностью 2 г/см^3 , алюминии, глине, песке и песчано-цементных составах различной прочности.

В настоящем сообщении излагается методика исследования и данные, полученные при изучении взрыва в неводонасыщенном песке, а также приводятся идеализированные математические расчеты камуфлетных взрывов в уплотняющихся средах, используемые для интерпретации полученных результатов.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучение развития камуфлетной полости в песке, образующейся при взрыве заряда химического ВВ, проводилось методом импульсной рентгенографии [21, 22]. В качестве источника рентгеновских лучей использовалась импульсная рентгеновская установка с разрядным напряжением ударного контура примерно равным 4 Мв . Длительность импульса не превышала $0,5 \text{ мксек}$. Момент рентгеновского импульса синхронизировался с исследуемой фазой процесса с помощью низковольтной линии задержки [23]. Запуск линии задержки и осциллографов осуществлялся частью подрывного импульса через активный безындук-

тивный делитель напряжения. Для регистрации момента рентгеновского импульса осциллограф типа ИВ-30Б был индуктивно связан с разрядным контуром рентгеновской трубки. Схема проведения опытов изображена на рис. 1.

Опыты проводились в неводонасыщенном мелкозернистом песке плотностью $1,68 \text{ г/см}^3$ и весовой влажностью $3,4 \pm 0,2\%$. Насыпная плотность сухого песка $1,55 \text{ г/см}^3$, размер частиц $0,2 \div 0,8 \text{ мм}$. Заряды сферической формы диаметром 50 мм (вес $C_1=108 \text{ г}$) и $31,2 \text{ мм}$ ($C_2=25 \text{ г}$), изготовленные из сплава ТГ 5/5 плотностью $1,65 \div 1,67 \text{ г/см}^3$, помещались в геометрическом центре заполненных песком фанерных ящиков $250 \times 250 \times 250 \text{ мм}^3$. Иницировалось ВВ электродетонатором в центре заряда. Исследовались ранние стадии процесса, при которых волна разгрузки от стенок ящика и свободной поверхности песка заведомо не влияла на процесс расширения полости.

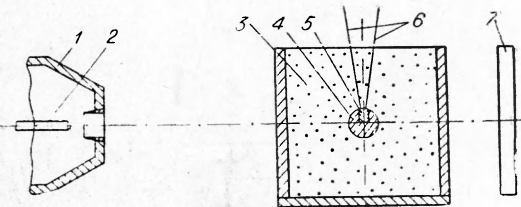


рис. 1. Схема проведения рентгенографических опытов.

1 — корпус импульсной рентгеновской трубки; 2 — игольчатый анод диаметром 3 мм ; 3 — кубический блок исследуемого грунта; 4 — сферический заряд ВВ; 5 — иницирующий капсюль; 6 — подрывные провода; 7 — кассета с рентгеновской пленкой.

Теневое изображение расширяющейся полости регистрировалось на рентгеновской пленке чувствительностью около 600 обратных рентген в сочетании с двумя вольфраматыми усиливающими экранами. Точность измерения радиусов полости по рентгенограммам характеризуется доверительным интервалом $\pm 2\%$ для доверительной вероятности 0,95. Контактные отпечатки двух типичных рентгенограмм расширяющихся полостей приведены на рис. 2. В начальной стадии процесса наряду с полостью хорошо виден фронт волны сжатия (рис. 2, а), а на более позднем снимке (рис. 2, б) — зона сильного уплотнения песка вокруг полости, раздробленная многочисленными радиальными трещинами.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости размеров полости и фронта волны сжатия от времени. Значения радиусов и соответствующие им времена, полученные на зарядах диаметром $31,2 \text{ мм}$, приведены к заряду диаметром 50 мм . После образования трещин на поверхности полости измерялись наружный и внутренний диаметры зоны трещин. На графике эти значения соединены вертикальными отрезками.

Как показывает эксперимент, развитие котловой полости в песчаном грунте состоит из нескольких качественно различных стадий процесса. Первая регулярная стадия симметричного расширения продолжительностью $\sim 80 \text{ мксек}$ завершается при увеличении радиуса полости в $2,1 \div 2,2$ раза, а ее объема в 9—10 раз. Давление в полости в конце этого периода, определенное авторами [24] по экспериментальной кривой расширения продуктов взрыва, примерно 1 кбар .

Вторая стадия, заканчивающаяся при $150 \div 170 \text{ мксек}$, характеризуется возникновением и развитием крупных радиальных трещин, разрушающих упроченный слой песка, образовавшийся вокруг полости. В процессе растрескивания увеличение объема происходит главным образом за счет развития трещин при маломеняющемся внутреннем радиусе полости.

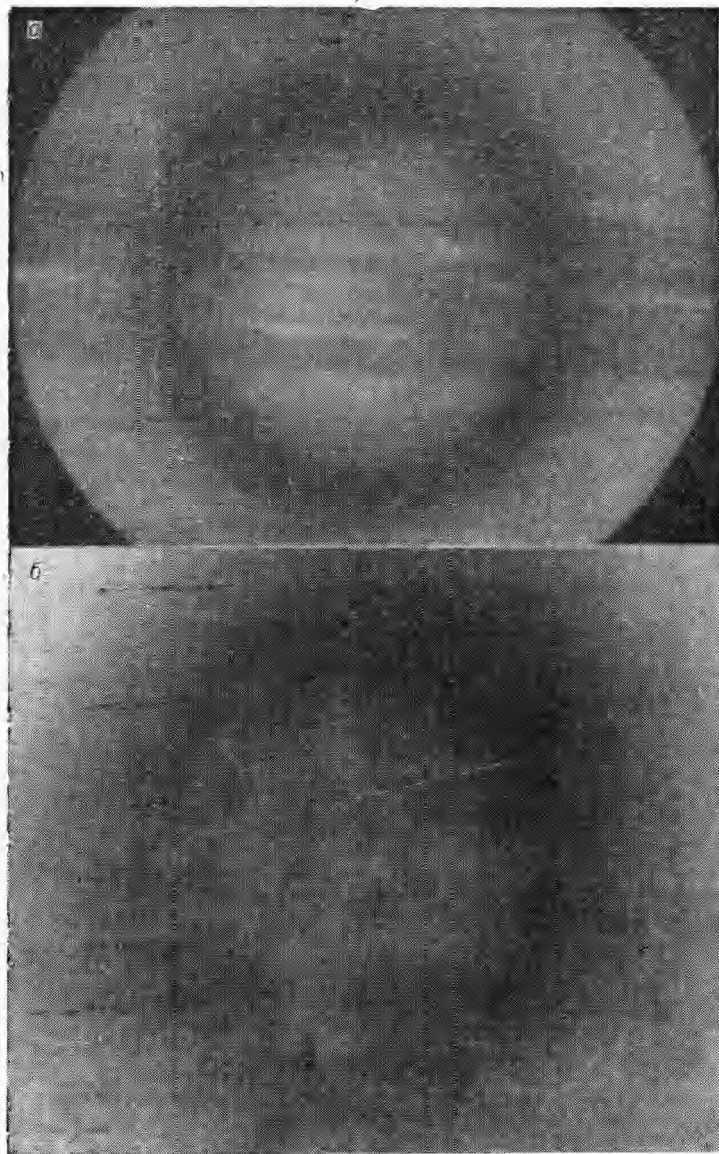


Рис. 2. Импульсные рентгенограммы расширяющейся котловой полости при взрыве заряда в песчаном грунте (t — интервал времени от момента выхода детонационной волны на поверхность заряда до момента съемки; n — коэффициент увеличения при съемке; a_0 — радиусы зарядов).
 а) $a_0=25$ мм, $n=1,05$, $t=7,1$ мксек; б) $a_0=15,6$ мм, $n=1,07$, $t=109,3$ мксек.

В третьей стадии после разрушения упрочненной корки наблюдается ускорение роста полости за счет сжатия песка, расположенного за коркой, сохранившего способность к значительному уменьшению объема под действием малых давлений.

Авторами [14] по изменению сопротивления погруженных в грунт стержней развитие камуфлетной полости при взрыве в сухом песке было прослежено для более поздних стадий процесса при $a > 4a_0$, где a — ра-

диус полости. Результаты работы [14] (см. рис. 3) хорошо согласуются с данными настоящего исследования для $a < 4a_0$.

Полученные экспериментальные данные позволяют довольно точно оценить эффективное пластическое сопротивление песка. Для большинства горных пород, в том числе для песчаников, сопротивление на разрыв очень невелико. Поэтому можно принять для момента τ_r образования трещин, что на внутренней поверхности полости $p_\theta = 0$. Из условия пластичности (1) при $p_\theta = 0$ следует соотношение

$$k = p_r(\tau_r) (1 - m) \cong p_r(\tau_r),$$

определяющее прочность песка, сжатого и упрочненного ударной волной. Полученное значение $k = 1$ кбар, близко к прочности природного песчаника.

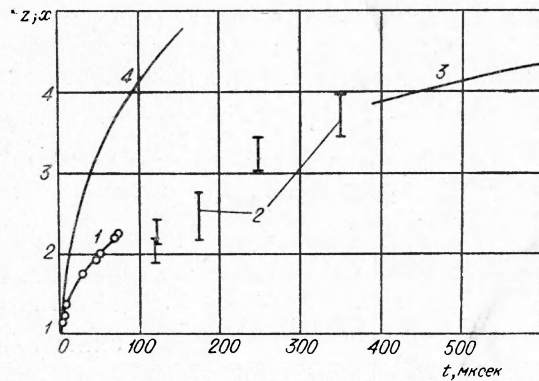


Рис. 3. Диаграмма расширения полости. 1 — рентгенографические данные для первой стадии расширения; 2 — то же, для стадии растрескивания; 3 — данные по развитию полости из [14]; 4 — траектория фронта ударной волны по результатам рентгенографических и электроконтактных регистраций.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗРЫВА В УПЛОТНЯЮЩИХСЯ СРЕДАХ. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

При взрыве сферического заряда вокруг расширяющейся котловой полости в первой стадии процесса возникает зона пластического течения, ограниченная поверхностью сильного разрыва и окруженная снаружи в непористых средах зоной упругих деформаций.

Процессы, протекающие в пластической области, описываются уравнениями движения

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_r}{\partial r} + \frac{2(p_r - p_\theta)}{r} = 0 \quad (2)$$

и неразрывности

$$\frac{\partial p_r}{\partial t} + \left(\frac{\partial p}{\partial \ln \rho} \right)_s \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) = 0, \quad (3)$$

дополненные уравнением состояния

$$p(\rho, S) = \text{const} \quad (4)$$

и условием пластичности (1).

В уравнениях (2)—(4): r — текущий радиус; ρ — плотность; u — массовая скорость грунта в радиальном направлении; $p = \frac{1}{3}(p_r + 2p_\theta)$ — давление; S — энтропия; $\left(\frac{\partial p}{\partial \ln \rho} \right)_s = E_n = \rho c^2$ — изэнтропический модуль объемного сжатия (c — скорость звука в сжатом веществе).

Система уравнений (1)—(4) применима к состояниям, находящимся в пространстве главных напряжений на поверхности текучести. За

фронтом пластической ударной волны это условие выполняется, пока знак производной дивергатора напряжений остается постоянным, т. е. при

$$\frac{u}{r} - \frac{\partial u}{\partial r} \geq 0. \quad (5)$$

Пока неравенство (5) справедливо, изменение радиальных напряжений $p_r(\sigma)$ в пластически деформируемых объемах происходит на диаграмме рис. 4 по верхней кривой 2—1, отстоящей от зависимости 2'—1' на интервал $\frac{2}{3}k$ [12] ($\sigma = \frac{\rho}{\rho_0}$ — относительная плотность).

Аналитически обозримые заключения об относительной роли прочностного сопротивления при образовании котловой полости были получены впервые в работе, посвященной взрыву в сжимаемой пластической среде [1]. Задача решалась для идеальной пластической среды в линейном приближении ($\dot{E}_n = \text{const}$; $u \frac{\partial u}{\partial r} = 0$).

Подстановками

$$p_r = -\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + 2k \ln \frac{a_0}{r} \quad \text{и} \quad u = \frac{\partial \varphi}{\partial r}$$

система (2), (3) приводилась к волновому уравнению для $r \cdot \varphi$, решением которого, как известно, является потенциал

$$\varphi = \frac{1}{r} [\psi_1(ct - r) + \psi_2(ct + r)].$$

Функции ψ_1 и ψ_2 описывают расходящиеся и сходящиеся волны и определяются из граничных условий. В качестве последних в [1] были приняты $u(a) = u_0$ (постоянство скорости расширения полости) и внешнее граничное

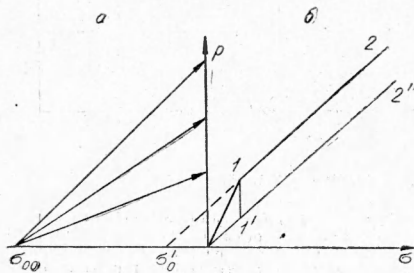


Рис. 4. Схематические диаграммы деформации пластических сред.

а) пористо-несжимаемая модель среды по [4], σ_{00} — начальная относительная плотность среды, постоянная степень уплотнения среды

$$\xi = 1 - \frac{\rho_{00}}{\rho_0} = 1 - \sigma_{00};$$

б) линейно сжимаемая малопористая идеально пластическая среда по [1], $1 - \frac{2}{3}$ — предел упругости Гюгонио, $\sigma'_0 = 1 - \frac{2}{3} \frac{k}{E_n}$ — начальная относительная плотность среды, удовлетворяющая уравнению (6).

условие на поверхности разрыва радиуса $R = a_0 + ct$

$$p_r(R) = \frac{E_n}{c} u(R). \quad (6)$$

Уравнение (6) предполагает отсутствие упругой зоны и распространение ударной пластической волны с постоянной скоростью c по покоящемуся веществу. Подобная ситуация имеет место при рассмотрении слегка пористой среды с начальной относительной плотностью σ_0 (см. рис. 4) и при давлениях

$$p_2(R) \geq p_1. \quad (7)$$

Состояние σ'_0 располагается на пересечении оси абсцисс с продолжением прямой 2—1 и отстоит от начала координат на малый отрезок¹

$$1 - \sigma'_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{k}{E_n}.$$

¹ Для сплошных сред граничное условие (6) является некорректным. Это обстоятельство, отмеченное в [3] и [8], дало повод авторам этих работ поставить под сомнение полученные в [1] результаты. Выводы [1] являются, однако, вполне строгими и точными, но для сред с данной выше пористостью.

Уравнение (8) воспроизводит полученное в [1] выражение для радиальных напряжений

$$-\sigma_r = p_r = p_0 \frac{a}{r} l^{-\frac{R-r}{a}} + k \left[1 - \frac{a}{r} \left(2 - l^{-\frac{R-r}{a}} \right) + \frac{R}{r} \ln \frac{2a + R - r}{R + r} + \ln \frac{4r^2}{(2a + R - r)(R + r)} + 2 \frac{a}{r} l^{-\frac{R-r}{a}} \int_0^r \frac{l^{\frac{\rho}{a}}}{2a + \rho} d\rho \right]. \quad (8)$$

Здесь $p_0 = \frac{u_0}{c} E_n$ — начальное давление в полости, а первый член в целом — давление в жидком веществе, имеющим ту же объемную сжимаемость и ту же плотность, что и рассматриваемая среда. Второе слагаемое, заключенное в квадратные скобки, характеризует прочностное сопротивление материала, возрастающее с радиусом пластической зоны и пропорциональное пределу текучести k . Для $p_0 = 10k$ эпюры давлений для нескольких моментов времени представлены на рис. 5. Рассмотрение ограничено значением $\bar{R} \leq 4a_0$, так как для более поздних стадий процесса условия (5) и (7) не выполняются. Как показывает график, давление в полости на первых фазах уравнивается силами инерционного сопротивления, а на более поздних — пластическим противодействием, зависящим от механической прочности вещества. Полученные результаты, представленные в безразмерных переменных, приближенно описывают первые фазы взрыва заряда, создающего мгновенное давление ~ 100 кбар, в прочных средах с пределом текучести $k \approx 10$ кбар.

Обращает внимание возникновение минимумов на кривых в средней части пластической зоны. На последней кривой при $\frac{r}{a_0} = 3,00$ минимум на эпюре отвечает $p_0 \approx 0$. Дальнейшее развитие процесса приводит к появлению растягивающих тангенциальных напряжений и возникновению в середине пластической области зоны радиальной трещиноватости.

Для описания процесса взрыва в сильно уплотняющихся грунтах весьма эффективным является использование «пористо-несжимаемой» модели грунта Компанейца [4]. По [4] в исходном состоянии грунт имеет плотность $\rho_{00} = \rho_0 \sigma_{00} < \rho_0$ (левая часть рис. 4), а при приложении давления независимо от его величины конечную плотность ρ_0 ($\sigma_0 = 1$), отвечающую плотно упакованному состоянию. Степень уплотнения вещества за фронтом ударной волны характеризуется параметром $\xi = 1 - \sigma_{00}$. Вещество за фронтом ударной волны несжимаемо. Последнее обстоятельство дало возможность записать систему (2) — (3) в форме:

$$\frac{1}{\xi(1-\xi)} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tau} + \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{r}} \right) = - \frac{\partial \tilde{p}_r}{\partial \tilde{r}} - \frac{2}{\tilde{r}} (\tilde{p}_r - \tilde{p}_\theta), \quad (9)$$

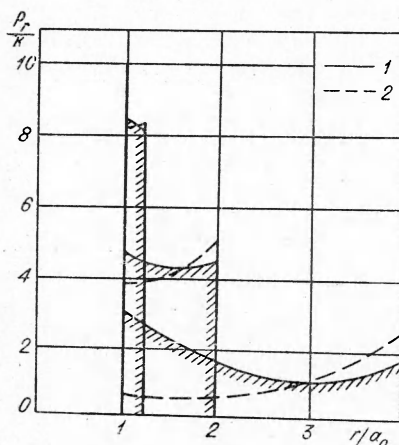


Рис. 5. Движение сферических волн взрыва в жидкой и пластической средах при постоянной скорости на поверхности заряда по [1]. Линейное приближение.
1 — эпюра давлений для пластической среды; 2 — то же, для жидкой среды.

$$\tilde{u} = \frac{y(\tilde{r})}{\tilde{r}^2}, \quad (10)$$

позволяющей найти решение интегрированием обыкновенных дифференциальных уравнений. Уравнения (9), (10) записаны в безразмерной форме со следующими значениями переменных: $\tau = \frac{t D_0}{a_0}$ — относительное время; $\tilde{p}_r = -\frac{\sigma_r}{p_0}$ и $\tilde{p} = -\frac{\sigma_\theta}{p_0}$ — радиальная и тангенциальная компоненты вектора давления; $\tilde{r} = \frac{r}{a_0}$ — относительный текущий радиус; $D_0 =$ начальная скорость ударной волны, равная $\left(\frac{p_0}{\rho_{00} \xi}\right)^{1/2}$; p_0 — начальное давление; $y(\tilde{r})$ — неизвестная функция, определяемая из граничных условий.

Граничные условия задачи:

на фронте волны с текущим относительным радиусом фронта волны $x = \frac{R_\Phi}{a_0}$

$$\tilde{p}_r(x) = \frac{y^2(x)}{\xi x}; \quad \tilde{u}(x) = \frac{y(x)}{x^2}. \quad (11)$$

На поверхности полости потока с текущим относительным радиусом полости $z = \frac{R_n}{a_0}$.

$$\tilde{p}_r(z) = z^{-3\gamma}. \quad (12)$$

В [12]

$$z = [\xi(x^3 - 1) + 1]^{1/3} \quad (13)$$

и γ — показатель изэнтропы расширяющихся продуктов взрыва.

Используя граничные условия (11) — (13), получаем дифференциальное уравнение для отыскания функции $y(x)$:

$$\begin{aligned} \frac{y \dot{y} (x^\alpha - 1 - z^{\alpha-1})}{\xi^2 (\alpha - 1) (1 - \xi) x^2} - \frac{2y^2 (x^{\alpha-4} - z^{\alpha-4})}{\xi (\alpha - 4) (1 - \xi)} + \frac{\tilde{k}}{3m} (x^\alpha - z^\alpha) + \\ + \frac{y^2 x^{\alpha-4}}{\xi^2} - z^{\alpha-3\gamma} = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\alpha = \frac{6m}{1+2m}$; $\tilde{k} = \frac{k}{p_0}$ — относительный параметр из (1). Остальные величины находятся затем с помощью соотношения (10) и уравнений:

$$\begin{aligned} \tilde{p}_r(\tilde{r}, x) = -\frac{\tilde{k}}{3m} \left[1 - \left(\frac{x}{\tilde{r}}\right)^\alpha \right] + \frac{2y^2}{\xi (\alpha - 4) (1 - \xi)} \cdot \left[\tilde{r}^{-4} - \left(\frac{x}{\tilde{r}}\right)^\alpha \cdot x^{-4} \right] - \\ - \frac{y \dot{y}}{\xi^2 (\alpha - 1) (1 - \xi) x^2} \cdot \left[\tilde{r}^{-1} - \left(\frac{x}{\tilde{r}}\right)^\alpha \cdot x^{-1} \right] + y^2 \left(\frac{x}{\tilde{r}}\right)^\alpha \cdot x^{-4} \cdot \xi^{-2}; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\tau = \int_1^x \frac{\xi x^2}{y(x)} dx. \quad (16)$$

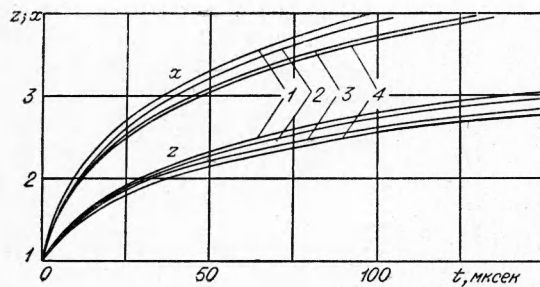


Рис. 6. Развитие полости в пористо-несжимаемом грунте при m , равном 0 (1); 0,1 (2); 0,4 (3); 0,6 (4) ($\gamma = 2,2$; $\rho_{00} = 1,68 \text{ г/см}^3$; $k = 1 \text{ кбар}$; $\xi = 0,33$; z — относительный радиус полости; x — относительный радиус фронта волны).

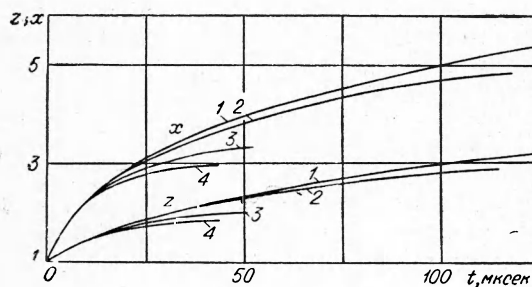


Рис. 7. Развитие полости в пористо-несжимаемом грунте при k (кбар), равном 0 (1); 1 (2); 6 (3); 10 (4) ($\gamma = 2,2$; $\rho_{00} = 1,68 \text{ г/см}^3$; $m = 0,02$; $\xi = 0,2$).

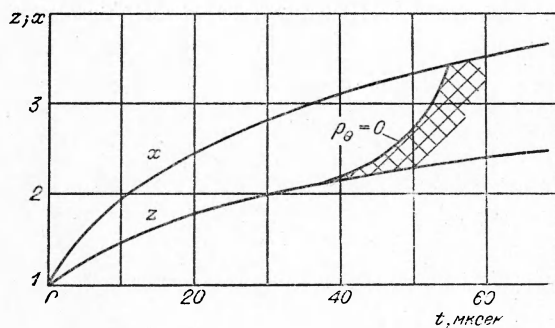


Рис. 8. Движение фронта растрескивания ($p_3 = 0$) в процессе развития полости ($\gamma = 2,2$; $\rho_{00} = 1,68 \text{ г/см}^3$; $k = 1 \text{ кбар}$; $m = 0,02$; $\xi = 0,33$).

Численное интегрирование уравнений (14)—(16) было проведено на ЭВМ для различных значений параметров k и m с целью выяснения их влияния на распространение ударной волны сжатия и расширения полости¹.

Для большей наглядности результаты расчета на рис. 6—8 даны для конкретного заряда с $a_0=25$ мм, создающего начальное давление $p_0=100$ кбар.

Как показывает рис. 6, роль параметра m , входящего в условие пластичности коэффициентом при давлении, невелика. Это обстоятельство объясняется быстрым падением давлений в полости и в окружающем массиве грунта. Напротив, влияние начального предела текучести k , когда его величина достигает нескольких процентов p_0 , очень существенно (см. рис. 7).

Как показало исследование поля напряжений, в отличие от малопористой сжимаемой среды, рассмотренной выше, для рыхлых грунтов наиболее быстрое падение давлений происходит на внутренней поверхности котловой полости. Именно здесь в первую очередь становятся отрицательными растягивающие напряжения и происходит возникновение трещин. Картина движения фронта трещинообразования показана на рис. 8. Заштрихованная область отвечает обращению в нуль тангенциальных напряжений, что для песка равносильно условию образования трещин. Фронт растрескивания сначала медленно продвигается по сжтому песку, а затем быстро догоняет волну сжатия. Полученная картина отвечает постоянному k . В действительности, вследствие уменьшения k с радиусом, распространение области растрескивания существенно замедляется и, по-видимому, пространственно ограничивается областями, примыкающими к полости. Для получения более точных и сопоставимых с экспериментом результатов был проведен несколько усложненный расчет процесса. Большая его точность достигалась за счет:

1) введения переменной, монотонно убывающей во времени характеристики

$$\xi = e^{-0,9x^{1/2} + 0,15}; \quad (17)$$

2) более точного описания падения давления в полости двучленной формулой

$$p(z) = p_0(0,85 z^{-11} + 0,15 z^{-4}). \quad (18)$$

Зависимость (17) подобрана с помощью уравнения (13) по экспериментальным кривым $z(t)$ и $x(t)$ рис. 3. Выбранное этим способом соотношение (17) предопределяет совпадение с экспериментом геометрических характеристик процесса, т. е. соотношения между радиусом полости и радиусом волны. При этом, однако, сохраняется зависимость скорости расширения полости от давления продуктов взрыва, от плотности и прочностного сопротивления грунта.

На рис. 9 приведены две $x-t$ -диаграммы. Одна из них характеризует движение жидкой среды с $k=m=0$ (1), другая — среды, обладающей прочностью $k=0,01 p_0$; $m=0,01$ (2). Начальное давление в полости принято равным 100 кбар, радиус заряда $a_0=25$ мм. До $t \cong 75$ мксек обе траектории практически неразличимы. Траектория $p_0=0$ показывает движение фронта растрескивания.

¹ В [4] в уравнении (13) принималось приближенно $z=\xi x$, что для описания ранних стадий взрыва неоправдано. Результаты настоящей работы отличаются поэтому от [4], являясь более точными и более полными.

В первой гидродинамической стадии движения имеется хорошее совпадение расчета и эксперимента. В первую очередь это совпадение подтверждает справедливость уравнения (18) для описания политропы продуктов взрыва.

Как показывает дальнейшее сравнение теории и опыта, развитие трещин экспериментально наблюдается, когда дробление охватывает толстые слои грунта. Вскоре после этого наступает третья стадия ускоренного роста полости. При 250—300 мксек экспериментальная кривая вновь приближается к гидродинамической ($k=t=0$) кривой расширения, с которой она совпадает в первые 80 мксек процесса взрыва.

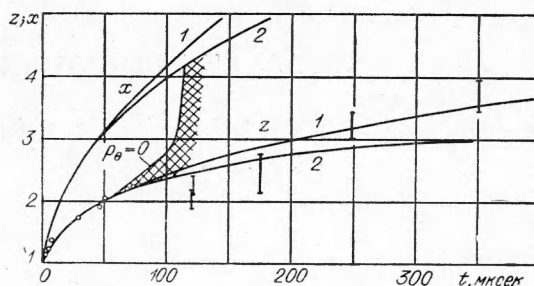


Рис. 9. Траектории $\rho_0 = 0$ фронта волны и полости, полученные по уточненному расчету с использованием формул (17), (18).

Поступила в редакцию
26/XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. Докл. АН СССР, 1946, 52, 3, 199.
2. Ф. А. Бахшиян. ПММ, 1948, 12, 281.
3. Я. Л. Лунц. ПММ, 1949, 13, 55.
4. А. С. Компанеец. Докл. АН СССР, 1956, 109, 1, 49.
5. S. C. Hunter. Proc. Conf. Properties of Materials at High Rates of Strain, London, 1957; Inst. Mech. Engrs., London, 1957, p. 147.
6. W. A. Green. The theory of the vibrations of elastic media and allied problems. Ph. D. Thesis, University of Wales, 1957.
7. Н. В. Зволинский. ПММ, 1960, 24, 126.
8. Н. Г. Hopkins. Applied Mechanics Reviews, 1961, 14, 6, 417—431.
9. P. Chadwick, A. D. Cox, H. G. Hopkins. Royal Society of London, 1964, 256, 1070.
10. И. Ф. Сободаш. Физика Земли, 1966, 4, 25.
11. С. С. Григорян. ПММ, 1967, 31, 637.
12. Вычислительные методы в гидродинамике. Перев. с англ. М., «Мир», 1967.
13. А. Н. Ромашов, В. Н. Родионов, А. П. Сухотин. Докл. АН СССР, 1958, 123, 4, 626.
14. О. С. Колков, А. М. Тихомиров, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1967, 3, 4, 569.
15. М. М. Докучаев, В. Н. Родионов, А. Н. Ромашов. Взрыв на выброс. М., Изд-во АН СССР, 1963.
16. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
17. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М., «Недра», 1964.
18. Б. Д. Христофоров, Л. Н. Ромашов. ФГВ, 1967, 3, 1, 137.
19. Г. В. Рыков. ПМТФ, 1964, 1.
20. В. Д. Алексеенко, С. С. Григорян и др. Докл. АН СССР, 1960, 133, 6.
21. В. А. Цукерман, М. А. Манакова. ЖТФ, 1957, 27, 2, 391.
22. Д. М. Тарасов, А. А. Лукашев и др. ПТЭ, 1960, 2, 118.
23. А. А. Лукашев. ПТЭ, 1957, 2, 56.
24. В. Н. Зубарев, М. В. Жерноклетов, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.