

О НАПРЯЖЕННОМ СОСТОЯНИИ СЦЕМЕНТИРОВАННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

А. Н. Бовт, В. И. Кобец, А. М. Масленников, Е. В. Сумин,
В. К. Сироткин, В. С. Фетисов, Е. А. Шурыгин
(Москва)

Исследование поведения сцементированной пористой среды при камуфлетном взрыве представляет значительный интерес. Это связано с тем, что многие горные породы (например, газонефтенасыщенные коллекторы) представляют собой сцементированные пористые среды, насыщенные газом или жидкостью.

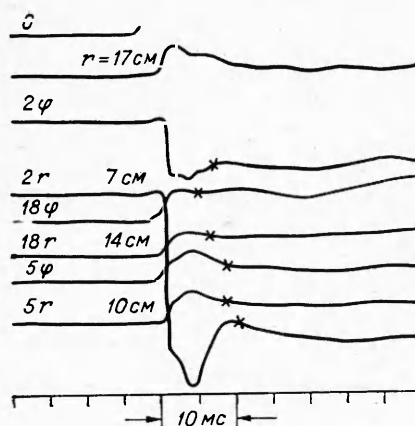
В то же время многие важные вопросы, связанные с воздействием взрывных нагрузок на такие среды, изучены недостаточно. В работах [1, 2] сформулирована модель и проведены экспериментальные исследования камуфлетного взрыва в мягких грунтах. Взрыв в хрупкой среде изучался в работах [3, 4]. Однако известно, что сцементированные пористые среды отличаются рядом особенностей [5]: повышенной по сравнению со скальной породой сжимаемостью, значительной (в отличие от мягких грунтов) прочностью и т. д.

Для практических приложений важным является вопрос об остаточных напряжениях, возникающих в момент остановки камуфлетной полости, которые будут определять реологическое поведение среды в окрестности взрыва.

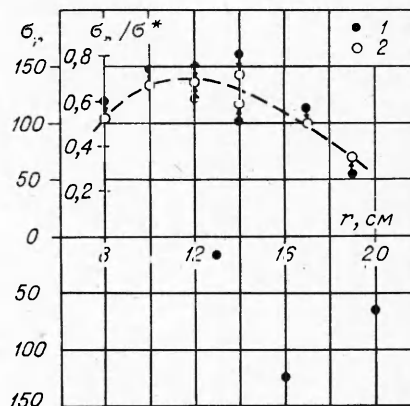
В данной работе описывается методика и результаты экспериментальных исследований камуфлетного взрыва в пористых цементных блоках.

1. Экспериментальные взрывы проводились в цементных блоках диаметром 790 мм и высотой 890 мм. Блоки размещались в металлических оболочках с толщиной стенки 10 мм. Мощность заряда выбиралась из условия, что время образования полости должно быть меньше удвоенного времени прохождения волны сжатия до границ блока. В опытах использовались заряды ТГ-20/80 весом 12 г цилиндрической формы с высотой, равной диаметру. Блоки изготавливались путем заливки металлических емкостей цементным раствором с ВЦ-0,5. Перед заливкой раствора по центру емкости устанавливалась трубка, после извлечения которой из затвердевшего раствора образовывалась скважина, в которую опускался заряд. Заряд устанавливался в центре блока и засыпался песком на высоту 40 см. Оставшаяся часть зарядной скважины герметизировалась компаундом на основе эпоксидной смолы. Для определения физико-механических свойств среды на момент взрыва отбирались пробы образцов. Средние значения свойств среды приведены в таблице. Для проведения динамических измерений в металлических емкостях перед заливкой раствора при помощи проволочных растяжек размещались датчики напряжений, ориентированные радиально и азимутально к фронту волны. Габариты датчиков: диаметр 4 мм, длина 10 мм. В качестве преобразователей использовались микромодульные стабилитроны. Принцип действия датчика заключается в следующем. Давление передается на кремниевый кристалл диода, чувствительным слоем которого является $p-n$ -переход. Через диод пропускается ток постоян-

Плотность ρ , г/см ³	1,9
Скорость продольных упругих волн, км	3,2
Скорость поперечных упругих волн, км/см	1,6
Прочность на сжатие σ^* , кг/см ²	220
Модуль Юнга $E \cdot 10^5$	1,51
Коэффициент Пуассона ν	0,29
Пористость m_r , %	20



Фиг. 1



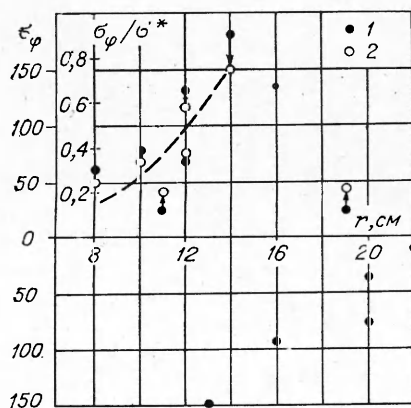
Фиг. 2

ный ток. Увеличение или уменьшение толщины $p-n$ -перехода при воздействии нагрузки на кристалл влечет за собой изменение падения напряжения на $p-n$ -переходе, которое регистрируется при помощи усилительной аппаратуры. После обработки осциллограмм записи напряжений в волне сжатия получены следующие зависимости максимальных радиальных σ_{rm} и азимутальных $\sigma_{\phi m}$ напряжений от расстояния:

$$\sigma_{rm} = 71,4 (W^{1/3}/r)^{2,5}, \quad \sigma_{\phi m} = 59,7 (W^{1/3}/r)^{2,75},$$

где W , кг; r , м; σ , кг/см².

На фиг. 1 представлена типичная осциллограмма записи напряжений в различных точках от центра заряда, где крестики — остаточное напряжение, 0 — нуль взрыва, 2φ, 5r — номер датчика и регистрируемая соответственно азимутальная и радиальная компоненты напряжений, r — расстояние датчика до заряда. На некоторых осциллограммах имеются различные по знаку остаточные напряжения. Известно, что при затвердевании цементного раствора возникает сжимающее напряжение, которое в опытах составляло около 200 кг/см² и относительно которого регистрировались параметры волны. Возникновение отрицательных напряжений за зоной разрушения объясняется разгрузкой датчиков от фонового давления из-за появления в среде растягивающих напряжений.



Фиг. 3

На фиг. 2, 3 показано распределение остаточных радиальных σ_r и азимутальных σ_{ϕ} напряжений, где 1 — измеренное и 2 — приведенное напряжения. Так как взрывы производились в блоках, пределы прочности которых несколько различались по величине, на оси ординат нанесены отношения фактически зарегистрированных остаточных напряжений к прочности образцов на раздавливание для каждого опыта. Видно, что экспериментально определенное поле остаточных напряжений немонотонно зависит от расстояния и характеризуется наличием максимума. Радиус полости, измеренный в опытах, оказался в 2,1 раза больше радиуса заряда.

2. Для выявления основных особенностей, характеризующих поле остаточных напряжений, необходимо провести его теоретическое рассмотрение. Вначале целесообразно рассмотреть модельную задачу в упрощенной постановке, допускающую аналитическое решение.

Рассмотрим задачу об адиабатическом расширении камуфлетной полости в пористой среде. Предположим, что, когда сдвиговое напряжение $\tau = \sigma_r - \sigma_\varphi$ достигает предела текучести Y , происходит полное закрытие пор. Считаем, что условие текучести среды имеет вид $|\tau| = Y$. За фронтом закрытия пор, который совпадает с фронтом пластической волны, среда течет как несжимаемая. Такая постановка задачи аналогична развитой в работах [6, 7].

В ранние моменты времени фронт закрытия пор совпадает с фронтом ударной волны. В дальнейшем с уменьшением интенсивности и скорости ударной волны вперед вырывается упругий предвестник. Нас будет интересовать напряженное состояние в окрестности полости в момент ее остановки. При этом можно пренебречь ролью волновых процессов, связанных с упругой сжимаемостью материала как перед фронтом, так и за фронтом закрытия пор.

Используя условие несжимаемости, уравнение непрерывности и уравнение движения, найдем поле скоростей и поле напряжений перед фронтом закрытия пор (т. е. в упругой зоне)

$$(2.1) \quad u = \lambda_+(t)/r^2, \quad r > R;$$

$$(2.2) \quad \sigma_r = -p_h + \frac{\rho_+}{r} \left(\dot{\lambda}_+ - \frac{\lambda_+^2}{2r^3} \right) - \frac{2}{3} Y \frac{R^3}{r^3};$$

$$(2.3) \quad \sigma_\varphi - \sigma_r = Y R^3/r^3,$$

где использовано условие на бесконечности $\sigma_r = \sigma_\varphi = -p_h$ (p_h — литостатическое давление) и на пластическом фронте $r = R$ $\sigma_\varphi - \sigma_r = Y$; Y — предел текучести.

В области за фронтом закрытия пор поле скоростей и поле напряжений будут определяться соотношениями

$$(2.4) \quad u = \lambda_-(t)/r^2, \quad R > r > a;$$

$$(2.5) \quad \sigma_r = -p(a) + 2Y \ln \frac{r}{a} + \rho_+ \dot{\lambda}_- \left(-\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right) - \frac{\rho_+ \lambda_-^2}{2} \left(\frac{1}{a^4} - \frac{1}{r^4} \right);$$

$$(2.6) \quad \sigma_\varphi - \sigma_r = Y,$$

где использовано условие на границе полости $\sigma_r(a) = -p(a)$, ($p(a)$ — давление газов внутри полости радиуса a).

Для того чтобы замкнуть систему уравнений, напишем условие сшивки для скоростей и напряжений на фронте закрытия пор

$$(2.7) \quad \lambda_- = (1 - m)\lambda_+ + mR^2\dot{R};$$

$$(2.8) \quad \sigma_r(R_-) - \sigma_r(R_+) = -\frac{\rho_+(1-m)}{mR^4} (\lambda_+ - \lambda_-)^2.$$

Будем рассматривать пористые среды такие, что пористость удовлетворяет условию $m \gg Y/E \sim 10^{-3}$, где E — модуль Юнга. В этом случае в асимптотическом пределе $(a/a_0)^3 \gg 1$ (a_0 — начальный радиус заряда) получим следующее соотношение между радиусом фронта закрытия пор R и радиусом полости:

$$(2.9) \quad R = am^{-1/3}.$$

В этом пределе получаем оценку $\lambda_- \ll \lambda_+$. Тогда для радиального напряжения в области за фронтом закрытия пор, используя (2.2), (2.5), (2.8), (2.9), получим соотношение

$$-\sigma_r = -p(a) - 2Y \ln \frac{r}{a} + \frac{2Y}{1-m^{1/3}} \left[\frac{p_h - p(a)}{2Y} - \frac{1}{3} \ln m \right] \left(1 - \frac{a}{r} \right).$$

Можно заметить, что, когда выражение в квадратных скобках положительно, напряжение ведет себя немонотонным образом. Оно достигает максимума в точке

$$r_m = \frac{a}{1-m^{1/3}} \left[\frac{p_h - p(a)}{2Y} - \frac{1}{3} \ln m \right].$$

В дальнейшем предположим, что $|p_h - p(a)| \ll 2Y$ в момент остановки полости. В этом случае получим простое соотношение для радиуса максимального напряжения

$$(2.10) \quad r_m = \frac{1}{3} \frac{a}{1-m^{1/3}} \ln \frac{1}{m}.$$

При разумных значениях пористости радиус зоны максимальных напряжений будет меньше радиуса зоны пластического течения.

Таким образом, остаточные напряжения будут вести себя немонотонным образом. Как показывает анализ, эта немонотонность связана в данном случае с конкуренцией статического и динамического членов в выражении (2.5). Статический член препятствует расширению полости и поэтому спадает с расстоянием. Динамическое слагаемое связано с ускорением среды, направленным к полости, которое приводит к замедлению среды и ее остановке. Необходимо отметить, что оценки для радиуса зоны пластического течения (2.9) и зоны повышенного напряжения (2.10) являются нижними оценками, так как при их выводе предполагалось, что на фронте происходит необратимое закрытие всех пор.

3. Учет роли волновых процессов, связанных с упругой сжимаемостью вещества, изучение газонасыщенных пор, закрывающихся в волне нагрузки, требуют решения полной системы уравнений гидродинамики в частных производных, которое возможно только численными методами. Для проведения численных расчетов выбрана модель упругопластической пористой газонасыщенной среды. Предполагается, что движение среды является сферически-симметричным. Основные уравнения, описывающие сферически-симметричное движение среды в лагранжевых переменных для этой модели, имеют вид

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= v \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right), \quad \frac{\partial u}{\partial t} = v \left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\tau}{r} \right), \\ \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{2}{3} \tau v \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right), \end{aligned}$$

где v и e — удельный объем и удельная энергия среды в целом; u — скорость; $\tau = \sigma_r - \sigma_\phi$; σ_r и σ_ϕ — радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений; $p = -(1/3) \times (\sigma_r + 2\sigma_\phi)$; r — эйлерова координата. Тензор напряжений σ_{ij} , означающий полное напряжение, приложенное к пористой среде, можно связать с напряжением $\sigma_{ij}^{(1)}$, действующим в твердой компоненте, и давлением p_1 газа, заполняющего поры [8]:

$$(3.2) \quad \sigma_{ij} = (1-m) \sigma_{ij}^{(1)} - m p_1 \delta_{ij}$$

(m — пористость).

Далее предполагаем, что $\sigma_{ii}^{(1)} = -3p_1$, т. е. равенство давлений в скелете и газа в порах. Подобное предположение справедливо, вообще го-

вора, при достаточно высоких давлениях (~ 10 кбар), однако для упрощения расчетов будем считать давления в компонентах, составляющих пористый материал, одинаковыми.

Система уравнений (3.1) замыкается упругопластическими уравнениями состояния. В упругой зоне вещество деформируется по закону Гука

$$(3.3) \quad d\tau/dt = 2G(du/dr - u/r).$$

(G —модуль сдвига). В пластической области условие текучести имеет вид

$$(3.4) \quad |\tau| = \sigma^*.$$

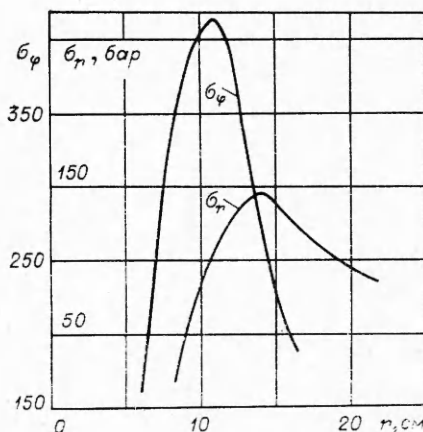
Для учета газонасыщенности пористой среды используется подход, аналогичный [9]. При этом полный удельный объем v и полная удельная энергия рассчитывались по формулам

$$v = R_1 v_1 + R_2 v_2, \quad e = R_1 e_1 + R_2 e_2$$

(1 — твердый компонент, 2 — газ). Здесь R_i —весовое содержание компонента, связанное с пористостью; v_i и e_i —удельный объем и удельная энергия соответствующего компонента. Уравнение состояния твердого компонента имело форму Ми — Грюнайзена [10]. Для газа использовалось уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 1,4$.

В начальный момент времени задавалось давление и плотность продуктов взрыва в области, размер которой совпадает с радиусом заряда. Радиус заряда рассчитывался по экспериментальным данным в соответствии с его массой. Система уравнений (3.1)—(3.4) решалась численно на ЭВМ с использованием механических параметров среды, в которой проводился эксперимент.

Численное решение системы уравнений (3.1) дает следующую картину образования зоны пережатия около полости. На стадии расширения первоначальной газовой полости среда вокруг нее приходит в движение. После достижения полостью максимального радиуса начинается возвратное движение. Начинается оно с того, что в некоторой промежуточной области между границей полости и ударной волной массовая скорость среды становится равной нулю, а затем и отрицательной, т. е. в результате разгрузки среда начинает двигаться к центру. В результате такого встречного движения происходит некоторое уплотнение среды в окрестности полости. Когда возвратное движение доходит до границы полости, среда около нее начинает вначале упруго, а затем пластически течь к центру. Наличие у границы полости зоны пластического течения приводит к дальнейшему росту напряжений в окружающей полости среде. В результате в окрестности полости возникает характерная зона немоного распределения σ_r и σ_ϕ . Величина максимума на фиг. 4 зависит от пористости среды и уменьшается с ее ростом. Качественно вид зависимостей σ_r и σ_ϕ от расстояния совпадает с аналитическими оценками и экспериментальными данными на фиг. 2, 3. Следует отметить, что аналогичный немоного характер имели остаточные напряжения при расчетах



Ф и г. 4

в работе [11]. Однако в ней характер остаточных напряжений и их образование не обсуждались, так как основное внимание в работе уделено динамике развития взрыва в насыщенной пористой среде.

Поступила 26 VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев В. Д., Григорян С. С., Новгородов А. Ф., Рыков Г. В. Некоторые экспериментальные исследования по динамике мягких грунтов.— ДАН СССР, 1960, т. 133, № 6.
2. Григорян С. С. К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах.— ПММ, 1964, т. 28, № 6.
3. Цветков В. М., Сизов И. А., Поликарпов А. Д. О поведении хрупкоразрушаемой среды при камуфлетном взрыве.— ФТПРПИ, 1977, № 4.
4. Цветков В. М., Сизов И. А., Сырников Н. М. О механизме разрушения хрупкой среды при камуфлетном взрыве.— ФТПРПИ, 1977, № 6.
5. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
6. Компанеев А. С. Ударные волны в пластической уплотняющейся среде.— ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1.
7. Андрианкин Э. И., Корявов В. П. Ударная волна в переменнo-уплотняемой пластической среде.— ДАН СССР, 1959, т. 128, № 2.
8. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М., Недра, 1974.
9. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., Недра, 1974.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
11. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в газодонасыщенной упругопластической среде.— ПМТФ, 1979, № 1.

УДК 539.4.019 + 620.187.7

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Б. Г. Холодарь

(Челябинск)

В настоящее время получила значительное развитие теория долговечности, основанная на термофлуктуационных представлениях [1]. Показано, что термофлуктуационный механизм разрушения сохраняется в диапазоне времен долговечности от нескольких лет до долей микросекунд.

Классическим примером зависимости долговечности t_p от нагрузки служит формула С. Н. Журкова

$$(1) \quad t_p = t_0 \exp \left\{ \frac{U_0 - \alpha \sigma}{k \vartheta} \right\},$$

где $t_0 \approx 10^{-13}$ с; k — постоянная Больцмана; ϑ — абсолютная температура; σ — растягивающее напряжение; U_0 — энергия активации процесса разрушения; α — структурный параметр материала.

Однако возможности практического применения уравнения (1) ограничены в связи с тем, что параметры U_0 и α оказываются зависящими от условий нагружения (вида напряженного состояния, режима нагружения и др.). Эти ограничения могут быть в значительной степени сняты, если при проведении расчетов использовать, как это принято в механике [2, 3],