

твердой фазой приводит, с одной стороны, к увеличению расчетного значения скорости истечения газов из полости, а с другой — к уменьшению скорости распространения продуктов детонации в породе.

Полученные результаты могут быть использованы при прогнозе последствий проведения камуфлетных взрывов в сильнопористых средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов В. И., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1971, 7, 3, 441.
2. Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ПМТФ, 1978, 6, 136.
3. Зверев А. А., Фетисов В. С. ПМТФ, 1982, 4, 111.
4. Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А., Мурзенко В. В. ФГВ, 1985, 21, 6, 126.
5. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1976.— Т. 1.
6. Николаевский В. И. Механика пористых и трещиноватых сред.— М.: Недра, 1984.
7. Механический эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского.— М.: Недра, 1971.
8. Николаевский В. И. Докл. АН СССР, 1967, 117, 3, 542.
9. Кузнецов В. М., Кузнецов И. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1982, 18, 1, 120.
10. Родионов В. Н., Сизов И. А., Цветков В. М. Основы геомеханики.— М.: Наука, 1986.
11. Воробьев В. В., Захарова И. Г., Комир В. М. и др. ФТПРПИ, 1980, 4, 42.
12. Компанец А. С. Докл. АН СССР, 1956, 109, 1, 49.
13. Борис Дж. П., Бук Д. Л. // Вычислительные методы в физике плазмы/Под ред. Дж. Киплана.— М.: Мир, 1980.
14. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.
15. Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1979, 15, 2, 126.

*Поступила в редакцию 21/VII 1987,
после доработки — 15/XII 1987*

УДК 624.131 + 539.215

ИЗМЕНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ПРИ ПРОМЕРЗАНИИ ГРУНТА

Г. М. Ляхов, И. А. Лучко, В. А. Плаксий, Н. С. Ремез

(Москва, Киев)

Численное решение задачи о распространении сферической взрывной волны в мерзлом и немерзлом грунтах, полученное на основе модели нелинейной вязкопластической среды [1, 2], сопоставляется с результатами экспериментальных исследований. Показано, что наблюдающееся при промерзании уменьшение интенсивности угасания взрывных волн и возрастание скорости их распространения связано со смещением предельных диаграмм объемного сжатия $p(\epsilon)$ (динамической при $\dot{p} \rightarrow \infty$ и статической при $\dot{p} \rightarrow 0$) к оси давлений и одновременным сближением их между собой. Это приводит к снижению потерь энергии при распространении волн. Сопоставление результатов расчета и опыта свидетельствует о применимости модели [1, 2] при описании волновых процессов в мерзлых и немерзлых грунтах.

Модель грунтов. Опыты показывают, что мерзлые грунты обладают свойствами твердых нелинейных вязкопластических сред [2—8]: диаграммы предельного объемного сжатия $p(\epsilon)$ при $\dot{p} \rightarrow \infty$ и $\dot{p} \rightarrow 0$ нелинейны и различны; диаграммы разгрузки нелинейны и отличны от диаграмм нагрузки, после разгрузки сохраняются остаточные деформации; взрывные волны при распространении размываются, превращаясь из ударных в непрерывные волны сжатия; нормальные и тангенциальные напряжения различны; скорости распространения начала возмущения и максимума напряжения с расстоянием убывают; скорость и интенсивность угасания слабых продольных волн зависят от их частоты. Подобными свойствами обладают также немерзлые грунты. В соответствии с этим для описания волновых процессов в мерзлых и немерзлых грунтах предложена единая модель многокомпонентной нелинейной вязкопластической среды [1, 2].

За компоненты мерзлого грунта приняты: свободное поровое пространство, заполненное воздухом, незамерзшая вода, твердые минеральные частицы и лед, их содержание в единице объема среды — $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ соответственно. В немерзлом грунте $\alpha_4 = 0$.

Объемная деформация среды ε связана с объемной деформацией компонентов ε_i соотношением

$$\varepsilon = \alpha_1 \varepsilon_1 + \alpha_2 \varepsilon_2 + \alpha_3 \varepsilon_3 + \alpha_4 \varepsilon_4, \quad \sum_{i=1}^4 \alpha_i = 1; \quad (1)$$

плотность среды

$$\rho_0 = \alpha_2 \rho_2 + \alpha_3 \rho_3 + \alpha_4 \rho_4. \quad (2)$$

Сжимаемость свободного порового пространства определяется прочностью связей (в мерзлых грунтах льдоцементных) минеральных частиц и условием их переукладки при сжатии и разгрузке.

Уравнения предельного объемного статического сжатия компонентов (при $\dot{p} \rightarrow 0$) аппроксимируются уравнениями Тэта: свободное поровое пространство

$$p - p_0 = f_s(\varepsilon_1) = \frac{\rho_0 c_s^2}{\gamma_s} [(\varepsilon_1 + 1)^{-\gamma_s} - 1], \quad (3)$$

остальные компоненты

$$p - p_0 = f_s(\varepsilon_i) = \frac{\rho_i c_i^2}{\gamma_i} [(\varepsilon_i + 1)^{-\gamma_i} - 1], \quad i = 2, 3, 4. \quad (4)$$

Здесь $\rho_0 c_s^2$ — модуль объемного статического сжатия свободного порового пространства; $\rho_i c_i^2$ — модули сжатия остальных компонентов при $\dot{p} \rightarrow 0$; ρ_i, c_i — плотность и скорость звука в компоненте ($i = 2, 3, 4$).

Модуль $\rho_0 c_s^2$ определяется экспериментально из условия

$$\rho_0 c_s^2 = \alpha_1 \left(\frac{1}{K_s} - \sum_{i=2}^4 \frac{\alpha_i}{\rho_i c_i^2} \right)^{-1} \approx \alpha_1 K_s = \alpha_1 \frac{1 + 2k_\tau}{3} E_s = \alpha_1 \frac{1 + 2k_\tau}{3} \rho_0 \bar{c}_s^2, \quad (5)$$

$$\frac{1}{K_s} \gg \frac{\alpha_i}{\rho_i c_i^2},$$

где K_s — модуль статического объемного сжатия среды; $k_\tau = \sigma_\theta / \sigma_r$ — коэффициент бокового давления при $p - p_0 \rightarrow 0$; E_s — модуль статического продольного сжатия среды; \bar{c}_s — скорость слабых возмущений предельно низкой частоты.

Уравнение предельного объемного динамического сжатия свободного порового пространства при $\dot{p} \rightarrow \infty$ принято в виде

$$p - p_0 = f_D(\varepsilon_1) = f_s(\varepsilon_1) + K \varepsilon_1, \quad K < 0. \quad (6)$$

Величина K определяется экспериментально из выражений

$$K = \rho_0 c_s^2 - \alpha_1 \left[\frac{1}{K_D} - \sum_{i=2}^4 \frac{\alpha_i}{\rho_i c_i^2} \right]^{-1} \approx \rho_0 c_s^2 - \alpha_1 K_D, \quad (7)$$

$$K_D = \frac{1 + 2k_\tau}{3} E_D = \frac{1 + 2k_\tau}{3} \rho_0 \bar{c}_D^2.$$

Здесь K_D — модуль динамического объемного сжатия среды; \bar{c}_D — скорость слабых возмущений предельно высокой частоты. Уравнения сжатия остальных компонентов приняты не зависящими от скорости нагружения.

Уравнение объемного сжатия и разгрузки среды имеет вид

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{v}}{v_0} = \varphi(p, \varepsilon) \dot{p} - \frac{\alpha_1 \lambda(p, \varepsilon)}{\bar{v}_1} \psi(p, \varepsilon), \quad (8)$$

$$v_0 = 1/\rho_0, \quad \varepsilon = (v - v_0)/v_0.$$

При нагрузке

$$\varphi(p, \varepsilon) = \alpha_1 \left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} \right)^{-1} - \sum_{i=2}^4 \frac{\alpha_i}{\rho_i c_{i0}^2} \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}},$$

$$\lambda(p, \varepsilon) = 1 - \frac{df_s}{d\varepsilon_1} \left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} \right)^{-1}, \quad \psi(p, \varepsilon) = p - p_0 - f_s(\varepsilon_1),$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \frac{v}{v_0} - \sum_{i=2}^4 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{\frac{1}{\gamma_i}} \right\} - 1,$$

где η — коэффициент объемной вязкости.

Разгрузка начинается, когда ε_1 достигает максимального значения $\varepsilon_{1 \max}$. Разгрузка свободного порового пространства определяется уравнениями

$$\varepsilon_1 = \left[\frac{\gamma_R (p - p_0)}{\rho_0 c_R^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_R}} + \left[\frac{\gamma_s (p_{\max} - p_0)}{\rho_0 c_s^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_s}} -$$

$$- \left[\frac{\gamma_R (p_{\max} - p_0)}{\rho_0 c_R^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_R}},$$

$$1 + \varepsilon_{1 \max} = \left[\gamma_s (p_{\max} - p_0) / \rho_0 c_s^2 + 1 \right]^{-1/\gamma_s}.$$

Уравнения разгрузки остальных компонентов совпадают с уравнениями нагрузки.

При разгрузке в уравнении (8)

$$\varphi(p, v) = \alpha_1 \left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} - \frac{df_s}{d\varepsilon_1} + \frac{df_R}{d\varepsilon_1} \right)^{-1} - \sum_{i=2}^4 \frac{\alpha_i}{\rho_i c_i^2} \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_i c_i^2} + 1 \right]^{-(1+\gamma_i)/\gamma_i},$$

$$\lambda(p, v) = \left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} - \frac{df_s}{d\varepsilon_1} \right) \left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} - \frac{df_s}{d\varepsilon_1} + \frac{df_R}{d\varepsilon_1} \right)^{-1}, \quad (9)$$

$$\psi(p, v) = p - p_0 - f_R(\varepsilon_1), \quad f_R(\varepsilon_1) = \frac{\rho_0 c_R^2}{\gamma_R} \left[\left\{ \varepsilon_1 + 1 - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \left[\frac{\gamma_s (p_{\max} - p_0)}{\rho_0 c_s^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_s}} + \left[\frac{\gamma_R (p_{\max} - p_0)}{\rho_0 c_R^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_R} \right\}^{-\gamma_R} - 1 \right].$$

Условие пластичности:

$$S_R = \frac{K^* (p - p_0)}{1 + \frac{K^* (p - p_0)}{p^* - p_0}}, \quad (10)$$

$$S_R = \sigma_r + p - p_0, \quad p - p_0 = - \frac{\sigma_r + 2\sigma_\theta}{3}.$$

Величины K^* , p^* определяются по экспериментальным значениям $k_r = \sigma_\theta / \sigma_r$.

Изоэнтропическое уравнение состояния продуктов детонации принято в виде [1, 9]

$$p - p_0 = A \rho^n + B \rho^{m+1}, \quad (11)$$

где ρ — плотность ВВ. Взрывчатое превращение происходит по схеме мгновенной волновой детонации [1]. Уравнения движения в переменных Эйлера имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u\rho}{r} = 0,$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \dot{u} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r} = 0. \quad (12)$$

Решение задачи сводится к интегрированию выражений (12), замыкае-

мых уравнениями модели среды (8), (10) и состояния продуктов денациации (14).

Начальные условия: $u = 0$, $p = p_n$, $\rho = \rho_n$ при $0 \leq r < r_0$; $\rho = \rho_0$, $u = 0$, $p - p_0 = 0$ при $r_0 < r$, где u — скорость частиц, r_0 — радиус заряда ВВ. Используется лагранжева схема счета с искусственной вязкостью [10].

Расчетные характеристики грунтов. Расчеты выполнены для суглинистого грунта, находящегося в немерзлом и мерзлом состояниях. Для немерзлого грунта $\alpha_1 = 0,22$, $\alpha_2 = 0,18$, $\alpha_3 = 0,6$, $\alpha_4 = 0$, $\rho_0 = 1800$ кг/м³, $\rho_0 c_s^2 = 2,6 \cdot 10^6$ Н/м², $\rho_0 c_D^2 = 53,2 \cdot 10^6$ Н/м², $K = -50,6 \cdot 10^6$ Н/м², $\gamma_s = 0,3$, $\gamma_R = 1,3$, $\eta = 6300$ Н · с/м², $T > 0$; для мерзлого грунта $\alpha_1 = 0,14$, $\alpha_2 = 0,18$, $\alpha_3 = 0,61$, $\alpha_4 = 0,07$, $\rho_0 = 1870$ кг/м³, $\rho_0 c_s^2 = 7,4 \cdot 10^6$ Н/м², $\rho_0 c_D^2 = 118,4 \cdot 10^6$ Н/м², $K = -111 \cdot 10^6$ Н/м², $\gamma_s = 0,3$, $\gamma_R = 1,3$, $\eta = 5300$ Н · с/м², $T = -3$ °С. Эти характеристики примерно соответствуют грунтам, в которых проводились опыты со сферическими зарядами ВВ [8, 11]. В обоих случаях $\rho_2 = 1000$ кг/м³, $\rho_3 = 2650$ кг/м³, $\rho_4 = 915$ кг/м³, $c_2 = 1500$ м/с, $c_3 = 5000$ м/с, $c_4 = 3900$ м/с, $\gamma_2 = 7$, $\gamma_3 = \gamma_4 = 5$.

Вязкопластические характеристики приняты с учетом экспериментальных данных: в немерзлом грунте $\bar{c}_s = 105$ м/с, $\bar{c}_D = 500$ м/с, $E_s = 1,97 \cdot 10^7$ Н/м², $E_D = 44,8 \cdot 10^7$ Н/м², $\gamma = E_D/E_s = 23$; в мерзлом грунте $\bar{c}_s = 220$ м/с, $\bar{c}_D = 870$ м/с, $E_s = 8,8 \cdot 10^7$ Н/м², $E_D = 141 \cdot 10^7$ Н/м², $\gamma = 16$, а также диаграмм сжатия [3].

При замерзании поровой воды возникают льдоцементные связи между минеральными частицами, прочность среды увеличивается, происходит смещение предельных диаграмм (динамической и статической) к оси давлений. Смещения диаграмм различны, \bar{c}_D и E_D увеличиваются меньше, чем \bar{c}_s и E_s ; в результате $\gamma = E_D/E_s$ уменьшается. Предельные диаграммы сближаются между собой.

Расчеты выполнены для тротила. В выражении (11) $n = 3,12$, $A = 0,88$ Н/м²/(кг/м³)ⁿ, $B = 0,62 \cdot 10^5$ Н/м²/(кг/м³)^{m+1}, $m = 0,25$. Радиус заряда ВВ $r_0 = 0,1$ м. Введенный коэффициент η связан с η_p , определяемым по модели стандартно-линейного тела [2], уравнением

$$\eta_p = \frac{E_D (\gamma - 1) (-\rho_0 c_s^2 + K\eta)}{\gamma^2 \rho_0 c_s^2 K}, \quad K < 0.$$

Принятые в расчетах значения η соответствуют в немерзлом и мерзлом грунтах $\eta_p = 4,75 \cdot 10^4$ и $6,3 \cdot 10^4$ Н · с/м².

Результаты расчета. Введем относительное расстояние $R = r/r_0$ от центра взрыва. На рис. 1 представлены расчетные зависимости давления $p - p_0$ и объемной деформации ϵ от времени на расстояниях $R = 4,27$ (1, 1', 4, 4'), $R = 7,47$ (2, 2', 5, 5') и $R = 10,67$ (3, 3', 6, 6'). В мерзлом грунте на всех расстояниях максимальные давления имеют большие, а максимальные деформации меньшие значения, чем в немерзлом грунте. В обоих грунтах наблюдается запаздывание деформаций относительно давлений. С расстоянием запаздывание уменьшается, при $R \geq 10,67$ запаздывание практически отсутствует. Скорость распространения максимумов давления и деформации в мерзлом грунте выше.

На рис. 2 показано, что угасание напряжения на разных расстояниях происходит с разной интенсивностью. В мерзлом грунте на всех расстояниях напряжения выше. На рис. 3 видно, что в мерзлом грунте деформации на всех расстояниях меньше, чем в немерзлом грунте, а скорость частиц меньше в немерзлом грунте. Развитие со временем камуфлетной полости (газовой камеры) показано на рис. 4. Здесь $R^0 = r_n/r_0$, r_n — радиус полости. Процесс расширения полости наиболее интенсивен в первые моменты времени. В рассмотренное время он не заканчивается, но дальнейшее увеличение радиуса незначительно. Для $t = 4 \cdot 10^{-3}$ с, $R^0 = 4,3$ и $5,6$ для мерзлого и немерзлого грунтов. В мерзлом грунте R^0 на всех расстояниях имеет меньшее значение. Сопоставление расчетных и экспериментальных величин максимальных напряже-

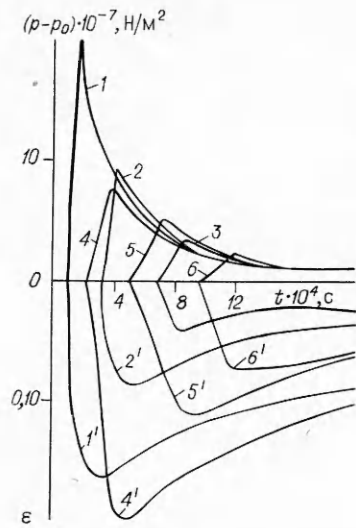


Рис. 1. Изменение давления и объемной деформации в волне на разных расстояниях от места взрыва в мерзлом (1—6) и немерзлом (1'—6') грунтах.

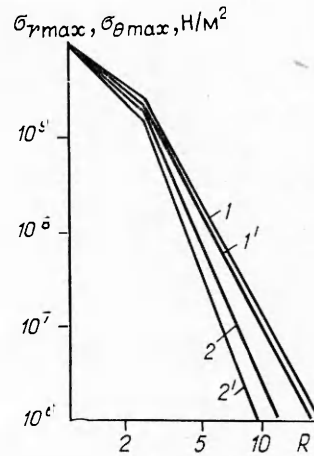


Рис. 2. Зависимость максимальных нормальных (1, 1') и тангенциальных (2, 2') напряжений волны от расстояния. 1, 2 — мерзлый; 1', 2' — немерзлый грунт.

ний проведено на рис. 5, а. Для немерзлого грунта приведены экспериментальные точки. Различие расчетных и экспериментальных кривых в обоих грунтах составляет около 30 %.

Сведения о вязкопластичных характеристиках исследуемых грунтов не являются полными: уравнения разгрузки приняты по аналогии с другими грунтами, а коэффициент вязкости — постоянным. Как показывает анализ опытов [2, 4, 5], в грунтах коэффициент вязкости η — переменная величина. С уменьшением частоты волнового процесса η возрастает на несколько порядков. Близкие значения расчетных и экспериментальных данных (см. рис. 5) показывают, что при соответствующем подборе можно проводить расчет при $\eta = \text{const}$. Из решения на ЭВМ сферической задачи в грунте, выполненного на основе модели среды [12], следует, что изменение η в 50 раз меняет параметры взрывной волны на большом удалении от места взрыва на 30—40 %, а учет необратимости деформаций при разгрузке — на 20—30 %.

На рис. 6 представлены диаграммы объемного сжатия грунтов. По оси абсцисс отложен относительный объем $v/v_0 = \epsilon + 1$ (деформация при сжатии отрицательна). D и D_{max} — предельные динамические (при $\dot{p} \rightarrow \infty$) диаграммы сжатия немерзлого и мерзлого грунтов, S и S_{max} — предельные статические (при $\dot{p} \rightarrow 0$) диаграммы сжатия тех же грунтов; линии соответствуют сжатию и разгрузке мерзлого (2) и немерзлого (1) грунтов при прохождении волны на расстоянии $R = 13,87$. Предельные

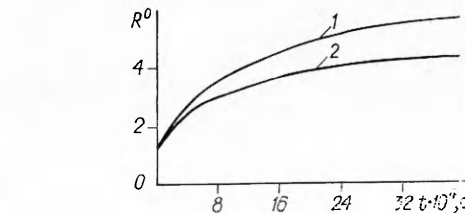
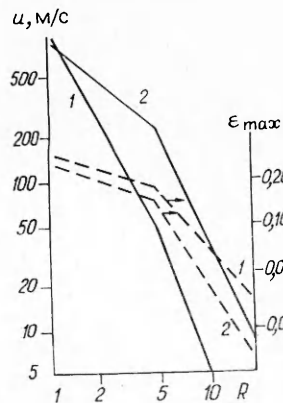


Рис. 4. Изменение во времени радиуса камуфлетной полости (обозначения аналогичны 3).

Рис. 3. Зависимости максимальной деформации ϵ_{max} и скорости частиц от расстояния в немерзлом (1) и мерзлом (2) грунтах.

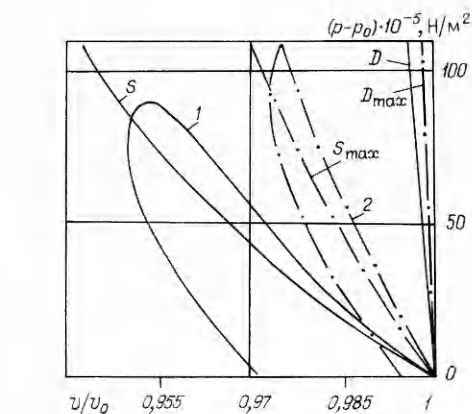
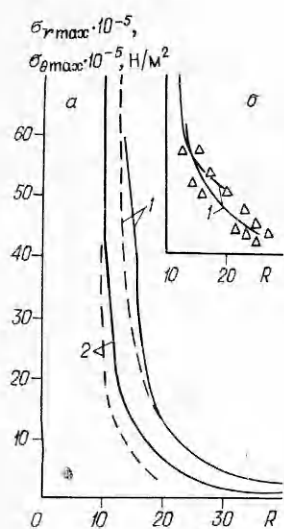


Рис. 6. Диаграммы объемного сжатия грунтов.

Рис. 5. Расчетные (---) и экспериментальные (—) зависимости максимальных напряжений в волне от расстояния в мерзлом (а) и немерзлом (б) грунтах.

1 — нормальное напряжение; 2 — тангенциальное.

диаграммы D_{\max} и S_{\max} лежат ближе к оси давлений в мерзлом грунте, чем в немерзлом. Различие между динамической и статической диаграммами мерзлого грунта меньше, чем у немерзлого. Расчеты показывают, что по мере удаления от места взрыва происходит размывание волны, при этом положение диаграмм сжатия и разгрузки частиц смещается от динамической к статической (предельной). На рассматриваемом расстоянии волна уже непрерывна, участки сжатия диаграмм проходят вблизи статической предельной диаграммы у обоих грунтов.

Как известно, потери энергии при распространении взрывных волн в вязкопластических средах слагаются из потерь на ударном фронте и потерь, обусловленных объемной вязкостью, а также связанных с наличием остаточных деформаций. Удельная диссипация энергии на каком-либо расстоянии равна площади фигуры (петли) в плоскости p, v , ограниченной диаграммой сжатия и разгрузки и осью абсцисс. На рис. 6 видно, что площадь этой петли в мерзлом грунте меньше, чем в немерзлом. Подобная закономерность соблюдается на всех расстояниях. Получено, что при $\bar{R} = 4,27; 10,07; 13,87; 20,27$ значения удельных энергий диссипации в немерзлом и мерзлом грунтах соответственно равны 4400 и 4050, 243,7 и 118,7, 73,5 и 44,3, 2,5 и 2,1 Дж/кг. С удалением от места взрыва суммарная величина потерь энергии растет, однако удельные потери понижаются.

Таким образом, при промерзании грунта предельные динамическая ($\dot{p} \rightarrow \infty$) и статическая ($\dot{p} \rightarrow 0$) диаграммы сжатия приближаются к оси давлений. Кроме того, уменьшается различие между предельными диаграммами, они сближаются. Это приводит к уменьшению потерь энергии при распространении волн, возрастанию скорости их распространения и к снижению интенсивности угасания с расстоянием.

В исследованном мерзлом грунте $T = -3^\circ\text{C}$. При этом еще не вся вода в суглинистых грунтах замерзает. Понижение температуры продолжает процесс замерзания поровой воды, прочность льдоцементных связей растет. Это приводит к дальнейшему сближению предельных диаграмм, возрастанию скорости распространения волн, уменьшению диссипации энергии и интенсивности угасания напряжения с расстоянием. Отметим, что в песчаных грунтах замерзание поровой воды завершается при менее низкой температуре, поэтому интервал температур, в котором вязкопластические свойства среды и параметры взрывных волн изменяются, уменьшается [2, 6].

Проведенные расчеты и их сопоставление с опытными данными подтверждают применимость модели нелинейной вязкопластической среды [1, 2] к описанию волновых процессов в немерзлых и мерзлых грунтах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах.— М.: Наука, 1982.
2. Ляхов Г. М. // Проблемы термомеханики грунтов.— М.: Изд-во МГУ, 1986.
3. Белинский И. В., Бойко И. Ф., Михалюк А. В. и др. // Взрывное дело.— М.: Недра, 1979.— Вып. 81/38.
4. Winson T. S. J. Geotechn. Engng Division, 1978, 104, 10.
5. Czajkowski R. L., Winson T. S. Ibid., 1980, 106, 9.
6. Дроговейко И. З. Разрушение мерзлых грунтов взрывом.— М.: Недра, 1981.
7. Ляхов Г. М., Фраш Г. Б. ПМТФ, 1983, 6.
8. Труханов Ю. Я. ФГВ, 1967, 3, 1.
9. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. ПМТФ, 1973, 2.
10. Уилкинс М. Л. // Вычислительные методы в гидромеханике.— М.: Мир, 1967.
11. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах.— М.: Недра, 1974.
12. Крымский А. В., Ляхов Г. М. ПМТФ, 1984, 3.

Поступила в редакцию 27/VII 1987

УДК 534.222.2

О ЗАТУХАНИИ ПЛОСКИХ УВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В СРЕДЕ ВЗРЫВОМ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ РЕЖИМОВ НЕДОСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Аттетков, М. М. Бойко, Л. Н. Власова, В. С. Соловьев

(Москва)

В практических приложениях, связанных с использованием методов взрывного нагружения, особое внимание уделяется вопросу создания контролируемых профилей нагрузки на исследуемое вещество. К таким приложениям, в частности, относятся задачи создания эффективных способов регулирования термодинамическими параметрами конденсированных веществ при динамическом сжатии [1], взрывного компактирования быстрозакаленных материалов [2]. Применение нетрадиционных схем взрывного нагружения и режимов распространения детонации в нагружающем заряде взрывчатого вещества (ВВ) позволяет осуществлять режимы течения продуктов детонации с постоянными в течение некоторого времени параметрами. Одна из возможных схем взрывного нагружения проанализирована в [3]. Требуемый профиль динамической нагрузки достигается организацией режима нагружения, при котором направление распространения детонационной волны (ДВ) в заряде ВВ противоположно направлению движения ударной волны (УВ) в нагружаемой среде. Практически это осуществляется иницированием детонации на контактной границе заряда ВВ со средой [4].

В [3] исследованы газодинамические особенности течения продуктов детонации в режиме детонации Чепмена — Жуге. В данной работе рассматриваются особенности нагружения конденсированной среды взрывом в режимах недосжатой (слабой) детонации. Так называемая «мгновенная» детонация — предельный случай анализируемого детонационного режима.

Рассмотрим плоское одномерное нагружение среды взрывом. Пространственно-временная диаграмма процесса нагружения представлена на рис. 1. Начало координат совмещено с контактной границей. На противоположной от нагружаемой среды границе заряд ВВ граничит с вакуумом. Детонация возбуждается в плоскости $x = 0$.

Введем в рассмотрение параметр $R = |D_{ср}|/D_w (R \in [-1; 0])$, величина которого характеризует степень недосжатия. Параметр R и волновая скорость D в выбранной системе координат отрицательны, поскольку направление распространения ДВ противоположно положительному направлению оси X . Индексы W и $C - J$ здесь и далее определяют параметры недосжатой детонации и Чепмена — Жуге соответственно