ПМТФ, № 3, 1972

УДК 534.222

# УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГРУНТАХ И В ВОДЕ ВБЛИЗИ ОТ МЕСТА ВЗРЫВА

*Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин, А. Г. Чистов*

*(Москва)*

Дается решение задачи о распространении в грунтах и в воде плоской ударной волны, полученное с помощью ЭВМ методом характеристик. Грунты при этом рассматриваются как многокомпонентные среды в соответствии с ранее [1, 2] предложенной моделью. Проводится сопоставление параметров волн и размеров газовой камеры в грунтах с разным содержанием компонентов и в воде.

1. Модель грунта как многокомпонентной среды и ее экспериментальное подтверждение. Ранее [1, 2] была предложена модель грунтов и горных пород, включающих в себя твердые частицы, воду и газ, как многокомпонентных сред. Принимается, что газообразный, жидкий и твердый компоненты среды сжимаются по тому же закону, что и в свободном состоянии, т. е. соответственно по уравнениям

$$p = p_0\left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{\gamma_1} \tag{1.1}$$

$$p = p_0 + \frac{\rho_2 c_2^2}{\gamma_2}\left[\left(\frac{\rho}{\rho_2}\right)^{\gamma_2} - 1\right] \tag{1.2}$$

$$p = p_0 + \frac{\rho^2 c_3^2}{\gamma_3}\left[\left(\frac{\rho}{\rho_3}\right)^{\gamma_3} - 1\right] \tag{1.3}$$

где $\rho_1$, $\rho_2$, $\rho_3$ — плотность, а $c_1$, $c_2$, $c_3$ — скорость звука в компонентах при $p = p_0$.

Уравнение динамической сжимаемости трехкомпонентной среды записывается в виде

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \alpha_1\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\gamma_1^{-1}} + \alpha_2\left[\frac{\gamma_2(p-p_0)}{\rho_1 c_2^2} + 1\right]^{-\gamma_2^{-1}} + \alpha_3\left[\frac{\gamma_3(p-p_0)}{\rho_3 c_3^2} + 1\right]^{-\gamma_3^{-1}} \tag{1.4}$$

где $\alpha_1$, $\alpha_2$, $\alpha_3$ — содержание в среде по объему газообразного, жидкого и твердого компонентов, $\rho_0$ — плотность среды при $p = p_0$

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1, \quad \rho_0 = \alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3 \tag{1.5}$$

Прочность и сжимаемость скелета в этой модели не учитываются, поэтому она применима только при давлениях, превышающих некоторое значение $p^*$, выше которого сжимаемостью скелета можно пренебречь. По опытным данным [1, 3] величина $p^*$ примерно соответствует атмосферному давлению при $\alpha_1 = 0$, нескольким атмосферам при $\alpha_1 = 0.02—0.04$, $5 \cdot 10^3$ *кг/см*$^2$ при $\alpha_1 = 0.012—0.018$, $20 \cdot 10^3$ *кг/см*$^2$ при $\alpha_1 = 0.2—0.3$. Значение $p^*$ несколько превышает значение давления, при котором объемная деформация грунта равна объемному содержанию газообразного компонента. При $p < p^*$, когда сжимаемость грунтов определяется сжимаемостью скелета, к ним применяются модели упруго-пластической среды [4, 5]. Опыты показывают, что при решении некоторых волновых задач при $p < p^*$ нужно учитывать не только упругие и пластические, но и вязкие свойства грунта. Такая модель предложена в работе [3].

При давлении в десятки и сотни тысяч атмосфер вблизи заряда ВВ можно ожидать отклонения свойств грунтов от модели многокомпонентной среды вследствие возможных фазовых превращений твердого компонента и изменения уравнения (1.3). Опытные данные [6] позволяют проверить соответствие свойств грунта модели многокомпонентной среды при этих давлениях. В табл. 1 приведены экспериментальные значения плотности глины $Б_{20}$, соответствующие динамическому нагружению при двух значениях давления [6] и расчетам по уравнению (1.4). Характеристики глины $Б_{20}$: $\rho_0 = 2.03$ *г/см*$^3$, весовая влажность $w = 20\%$, $\rho_3 = 2.7$ *г/см*$^3$, что соответствует $\alpha_1 = 0.035$, $\alpha_2 = 0.338$, $\alpha_3 = 0.627$.

*Таблица 1*

| | Опыт | | Первый счет | | Второй счет | | Третий счет | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $p \cdot 10^{-3}$, *кг/см*$^2$ | 68 | 107 | 68 | 107 | 68 | 107 | 68 | 107 |
| $\rho$, *г/см*$^3$ | 2.76 | 2.92 | 2.63 | 2.77 | 2.60 | 2.73 | 2.70 | 2.82 |
| $\rho/\rho_0$ | 1.36 | 1.44 | 1.31 | 1.36 | 1.28 | 1.35 | 1.33 | 1.39 |

В табл. 2 приведены расчетные и экспериментальные значения плотности глины $Б_4$ с характеристиками $\rho_0 = 2.15$ *г/см*$^3$, $w = 4\%$, $\rho_3 = 2.7$ *г/см*$^3$, что соответствует $\alpha_1 = 0.146$, $\alpha_2 = 0.088$, $\alpha_3 = 0.766$.

Для проверки степени влияния принимаемых значений $\rho_i c_i$ и $\gamma_i$ на значения плотности были проведены три счета:

1) $\gamma_2 = 6.29$, $c_2 = 1620$ *м/сек*, $\gamma_3 = 4$, $c_3 = 4500$ *м/сек*. Значения $\gamma_2$ и условной скорости звука в воде $c_2$ взяты из [7], $c_3$ и $\gamma_3$ — из [2];

2) $\gamma_2 = 7$, $c_2 = 1500$ *м/сек*, $\gamma_3 = 7$, $c_3 = 4500$ *м/сек*;

3) $\gamma_2 = 6.29$, $c_2 = 1620$ *м/сек*, $\gamma_3 = 4$, $c_3 = 3780$ *м/сек*. Значения $\gamma_3$ и $c_3$ взяты из опытов с динамическим сжатием кварца [8].

Остальные величины во всех случаях были одинаковы: $\rho_1 = 12 \cdot 10^{-4}$ *г/см*$^3$, $\rho_2 = 1$ *г/см*$^3$, $\rho_3 = 2.7$ *г/см*$^3$.

Из данных табл. 1 и 2 следует, что расчетные значения плотности грунтов, соответствующие давлениям в десятки тысяч атмосфер, при избранных значениях $\gamma_i$ и $c_i$ отличаются между собой и от экспериментальных значений на несколько процентов.

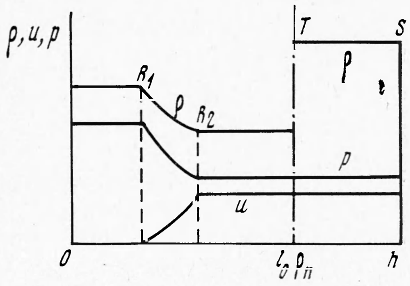
*Таблица 2*

| | Опыт | | Третий счет | |
|---|---|---|---|---|
| $p \cdot 10^{-3}$, *кг/см*$^2$ | 32.8 | 66 | 32.8 | 66 |
| $\rho$, *г/см*$^3$ | 2.83 | 3.07 | 2.72 | 2.98 |
| $\rho/\rho_0$ | 1.32 | 1.43 | 1.27 | 1.39 |

Кроме уравнения сжатия среды для решения плоских одномерных волновых задач надо знать уравнение разгрузки. Опыты [6] показывают, что в глинах $Б_{20}$ и $Б_4$ разгрузка при давлениях в десятки тысяч атмосфер происходит по линии, близкой к линии нагрузки. Скорость звука, рассчитанная в предположении, что линии нагрузки и разгрузки соответствуют (1.4), в глине $Б_{20}$ равна 5420 *м/сек*, опыт дает 5610 *м/сек*. Для $Б_4$ различие несколько больше. Таким образом, на близких расстояниях от места взрыва глины с указанным содержанием компонентов приближенно можно рассматривать как среды, сжатие и разгрузка которых происходит по уравнению (1.4).

**2. Начальные параметры.** При решении волновых задач применяются схемы реальной и мгновенной детонации ВВ. У плоских зарядов малой толщины (порядка *см*) и большой площади (порядка *м*$^2$) при инициировании взрыва в одной точке на расстояниях, достаточно удаленных от этой точки, детонация происходит одновременно по всей толщине заряда. В этом случае схема мгновенной детонации ближе соответствует действительному процессу, чем схема реальной детонации, рассматривающая подход детонационной волны по нормали к поверхности заряда.

Найдем начальные параметры волны. Рассматривается плоский заряд. Краевые эффекты не учитываются. Толщина заряда $2l_0$. По обе стороны от заряда среда — грунт или вода. При $t = 0$ заряд мгновенно детонирует. В силу симметрии процесс рассматривается с одной стороны от середины заряда. Воспользуемся переменными Лагранжа ($h$ — масса, $t$ — время). Начало координат — в точке симметрии. Вправо от границы заряда ($h = l_0\rho_n$) будет распространяться стационарная ударная волна $S$, влево по продуктам детонации — волна разрежения $R_1$ (фиг. 1). Эти волны разделяются областью продуктов детонации с постоянными параметрами. Границу волны разрежения с этой областью обозначим $R_2$, границу продуктов детонации и среды — $T$ (контактный разрыв). На $T$ скорость частиц и давление с обеих сторон одинаковы, плотность терпит разрыв. Обозначим через $u_T$ и $p_T$ скорость частиц и давление на контактном разрыве. Эти значения являются начальными для волны в среде.




Фиг. 1

Примем уравнение состояния продуктов детонации в виде

$$p = p_n\,(\rho\,/\,\rho_n)^k \tag{2.1}$$

При мгновенной детонации, как известно

$$p_n = \frac{\rho_n D_n^2}{2\,(k+1)}, \quad c_n = \sqrt{k p_n \rho_n^{-1}} \tag{2.2}$$

где $D_n$, $\rho_n$, $k$ — заданные характеристики ВВ, $D_n$ — скорость детонации, $\rho_n$ — плотность, $k$ — показатель изэнтропы, $c_n$ — скорость звука.

Уравнения движения в переменных $h$, $t$ имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial h} - \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \tag{2.3}$$

В волне разрежения течение определяется уравнениями

$$u = \pm \int \sqrt{-\frac{dV}{dp}}\,dp + \text{const}, \quad h = \pm \sqrt{\left(\frac{dV}{dp}\right)^{-1}}\,t + \varphi(u), \quad V = \rho^{-1} \tag{2.4}$$

являющимися особым решением системы (2.3).

Произвольная функция $\varphi(u)$ и постоянная величина определяются из граничных условий: на $R_1$ имеем $p = p_n$, $u = 0$, на $R_2$ имеем $u = u_T$, $p = p_T$, т. е. те же значения, что и на контактном разрыве и ударном фронте.

С учетом граничных условий и уравнения состояния (1.4) при $k = 3$ получим в волне разрежения

$$h = -At + l_0\rho_n, \quad u + c = c_n$$

$$\frac{p}{p_n} = \left(\frac{-h + l_0\rho_n}{A_n t}\right)^{3/2}, \quad \frac{c}{c_n} = \left(\frac{-h + l_0\rho_n}{A_n t}\right)^{1/2}, \quad A = c\rho, \quad A_n = c_n\rho_n \tag{2.5}$$

$$\frac{u}{c} = 1 - \left(\frac{p}{p_n}\right)^{1/3} \tag{2.6}$$

На фронте ударной волны выполняются соотношения

$$u = h_s^{\cdot}(V_0 - V), \quad p - p_0 = h_s^{\cdot 2}(V_0 - V) \qquad (2.7)$$
$$u^2 = (p - p_0)(V_0 - V)$$

где $h_S^{\cdot}$ — скорость фронта ударной волны, $V_0 = \rho_0^{-1}$ — удельный объем среды перед фронтом, $V$ и $p$ связаны уравнением сжимаемости среды ($V = V(p)$).

Перейдем к безразмерным величинам и безразмерным переменным Лагранжа

$$c^* = \frac{c}{c_n}, \quad p^* = \frac{p}{p_n}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_n}, \quad u^* = \frac{u}{c_n}, \quad D^* = \frac{D}{c_n}, \quad t^* = \frac{tc_n}{l_0}$$

для продуктов детонации

$$x = \frac{h}{l_0\rho_n}$$

для среды

$$x = 1 - \frac{h - l_0\rho_n}{l_0\rho_0}$$

В новых переменных в волне разрежения

$$c^*t^* = (1 - x)^{1/2} \qquad (2.8)$$

$$p^*(t^*)^{3/2} = (1 - x)^{3/2} \qquad (2.9)$$

$$u^* = 1 - \sqrt[3]{p^*} \qquad (2.10)$$

Соотношения на фронте ударной волны

$$u^* = D^*\left(1 - \frac{V^*}{V_0^*}\right), \quad p^* - p_0^* = \frac{3}{V_0^*}D^*u^*, \quad u = \frac{p^*}{3}(V_0^* - V^*) \qquad (2.11)$$

Уравнение сжатия трехкомпонентной среды в безразмерном виде

$$\frac{V^*}{V_0^*} = \alpha_1\left(\frac{p^*}{p_0^*}\right)^{-\gamma_1^{-1}} + \alpha_2\left[\frac{\gamma_2 V_2^*(p^* - p_0^*)}{3c_2^{*2}} + 1\right]^{-\gamma_2^{-1}} + \alpha_3\left[\frac{\gamma_3 V_3^*(p^* - p_0^*)}{3c_3^{*2}} + 1\right]^{-\gamma_3^{-1}} \qquad (2.12)$$

$$\frac{1}{V_0^*} = \frac{\alpha_1}{V_1^*} + \frac{\alpha_2}{V_2^*} + \frac{\alpha_3}{V_3^*}, \quad c_2^* = \frac{c_2}{c_n}, \quad V_2^* = \frac{V_2}{V_n}, \quad c_3^* = \frac{c_3}{c_n}, \quad V_3^* = \frac{V_3}{V_n}$$

В дальнейшем звездочки у безразмерных величин опускаем.

Начальные параметры ударной волны в среде $p_T$, $u_T$ и $V_T$ определяются из решения системы уравнений (2.10) — (2.12), выражающей равенство скорости частиц и давления на контактном разрыве и закон сжатия среды. Их значения, вычисленные для трех сред, приведены в табл. 3.

*Таблица 3*

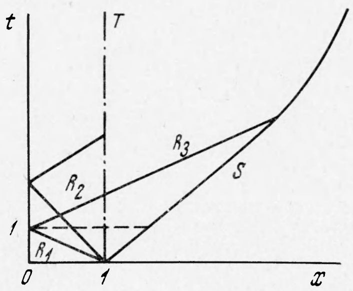
| Среды | Характеристики сред | | | | Безразмерные параметры | | | Размерные параметры | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\alpha_1$ | $\alpha_2$ | $\alpha_3$ | $\rho_0$, г/см³ | $p_T$ | $u_T$ | $V_T$ | $p_T$, кг/см² | $u_T$, м/сек | $\rho$, г/см³ |
| Первая | 0 | 0.4 | 0.6 | 1.99 | 0.578 | 0.166 | 0.66 | $54\cdot10^3$ | 696 | 2.42 |
| Вторая | 0.02 | 0.33 | 0.65 | 2.05 | 0.582 | 0.165 | 0.68 | $54.6\cdot10^3$ | 692 | 2.50 |
| Третья | 0 | 1 | 0 | 1 | 0.408 | 0.258 | 1.10 | $38.3\cdot10^3$ | 1080 | 1.45 |

В расчетах принято

$$\gamma_1 = 1.4,\ \gamma_2 = 7,\ \gamma_3 = 7,\ \rho_3 = 2.65\ \textit{г/см}^3$$
$$\rho_2 = 1\ \textit{г/см}^3,\ \rho_1 = 12 \cdot 10^{-4}\ \textit{г/см}^3,\ c_3 = 4500\ \textit{м/сек}$$
$$c_2 = 1500\ \textit{м/сек},\ \rho_n = 1.6\ \textit{г/см}^3,\ D_n = 6900\ \textit{м/сек}$$
$$c_n = 4200\ \textit{м/сек},\ p_n = 94000\ \textit{кг/см}^2$$

Первая среда (табл. 3) соответствует водонасыщенному грунту с пористостью 0.4, не содержащему защемленного воздуха, вторая — водонасыщенному грунту с пористостью 0.35, содержащему 2% воздуха, третья — воде.

В первых двух средах начальные параметры практически одинаковы, в воде давление меньше, а скорость частиц больше. Это объясняется бо́льшей сжимаемостью воды по сравнению с двумя первыми средами.



Фиг. 2

**3. Распространение волны.** Схема областей различных решений, соответствующих продуктам детонации и среде в плоскости $xt$, приведена на фиг. 2. Аналитическое решение можно получить до момента выхода отраженной волны разрежения $R_3$ на фронт ударной волны. Целесообразнее, однако, перейти к численному решению в момент достижения фронтом $R_1$ начального сечения, т. е. при $t = 1$. При этом из (2.8) и (2.9) найдем координаты слабого разрыва $R_2$ и ударного фронта $S$

$$x_R^{(2)} = 1 - p_T^{-2/3}, \quad x_S = 1 + u_T V_0 (1 - V_T)^{-1} \tag{3.1}$$

В интервале $0 \leqslant x \leqslant x_R^{(2)}$ в этот момент времени

$$p = (1 - x)^{3/2}, \quad u = 1 - (1 - x)^{1/2} \tag{3.2}$$

В интервале $x_R^{(2)} \leqslant x \leqslant x_S$

$$p = p_T, \quad u = u_T, \quad D = D_T = u_T V_0 (V_0 - V_T)^{-1} \tag{3.3}$$

Дальнейший расчет проведем на ЭВМ с помощью метода характеристик с фиксированными шагами по времени [9]. Этот метод позволяет определить решение в точках, заранее заданных во времени и в пространстве. Хактеристические соотношения в переменных $h$, $t$ имеют вид

$$du = \pm \sqrt{-\frac{dV}{dp}}\, dp \quad \text{при} \quad dh = \pm \sqrt{-\left(\frac{dV}{dp}\right)^{-1}}\, dt \tag{3.4}$$

Отсюда в безразмерных переменных $x$, $t$ в среде

$$du = \pm \sqrt{-\frac{1}{3}\frac{dV}{dp}}\, dp \quad \text{при} \quad dx = \pm V_0 \sqrt{-\frac{1}{3}\left(\frac{dV}{dp}\right)^{-1}}\, dt$$

В переменных $x$, $t$ в продуктах детонации

$$du = \pm {}^1/_3\, p^{-2/3}\, dp \quad \text{при} \quad dx = \pm p^{2/3} dt$$

В рассматриваемой задаче пять типов точек, в каждом из которых параметры рассчитываются по своим алгоритмам:

1) в среде на фронте ударной волны $S$;

2) в среде между $S$ и $T$;

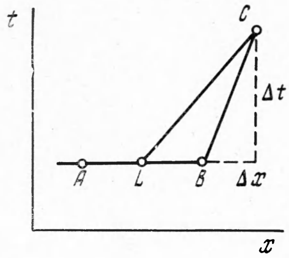
3) на контактном разрыве $T$;

4) в продуктах детонации между $T$ и начальным сечением;

5) в начальном сечении.

Для начала счета выбираются $n$ точек в продуктах детонации и $m$ точек в среде. В выбранные точки при $t = 1$ заносятся параметры, определяемые из (3.2) и (3.3).

Рассмотрим последовательность расчета точек на фронте ударной волны. Точки $A$ и $B$ лежат на одном временном слое (фиг. 3). Значения параметров в них известны. Точки $B$ и $C$ лежат на фронте ударной волны. Шаг по пространственной координате принимается постоянным




Фиг. 3

$$\Delta x = \frac{D_T}{2(m-1)}, \quad x_C = x_B + \Delta x$$

Шаг по времени меняется от слоя к слою

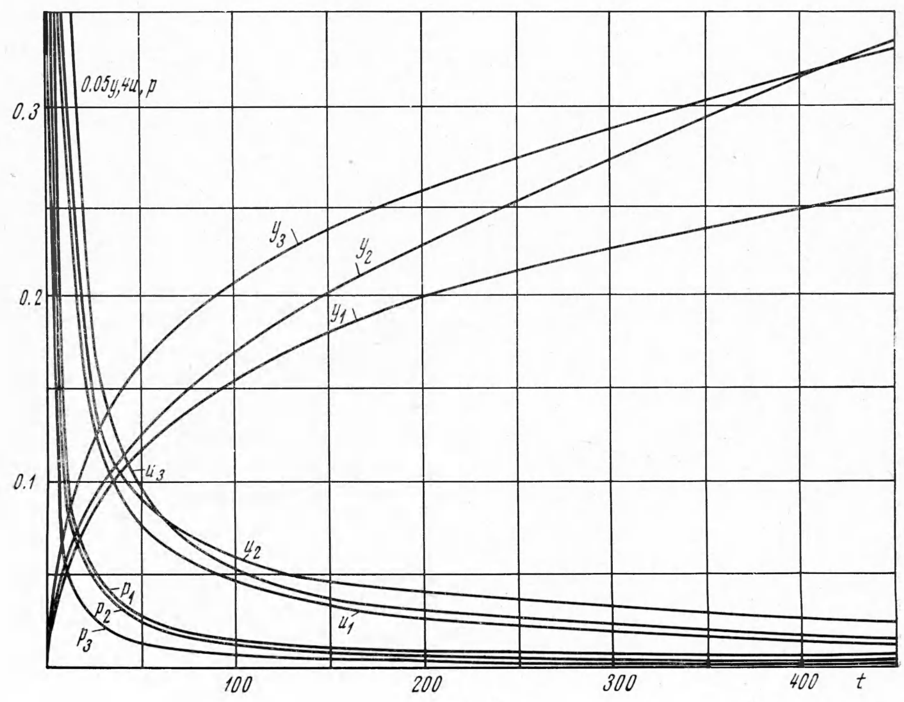
$$\Delta t = \frac{2\Delta x}{D_B + D_C}, \quad t_C = t_B + \Delta t$$

В первом временном слое $D_B = D_T$. Для начала счета в точку $C$ заносятся значения $D$, $p$ и $u$ точки $B$. Затем из точки $C$ на предыдущий временной слой опускается характеристика. Обозначим через $L$ ее пересечение с линией $AB$. Координата этой точки

$$x_L = x_C - \left[V_0 \sqrt{-\frac{1}{3}\left(\frac{dV}{dp}\right)^{-1}}\right]_{CL} \Delta t$$

$$\frac{dV}{dp} = -V_0 \left\{\frac{\alpha_1}{\gamma_1 p_0}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\varkappa_1} + \frac{\alpha_2 V_2}{3c_2^2}\left[\frac{\gamma_2 p V_2}{3c_2^2} + 1\right]^{\varkappa_2} + \frac{\alpha_3 V_3}{3c_3^2}\left[\frac{\gamma_3 p V_3}{3c_3^2} + 1\right]^{\varkappa_3}\right\}$$

$$-(1 + \gamma_i)/\gamma_i = \varkappa_i \quad (i = 1, 2, 3)$$




Фиг. 4

Здесь $B$, $C$ означают, что параметры берутся в этих точках, знак $CL$ указывает, что величины в скобках принимаются средними между $C$ и $L$. По найденной координате $x_L$ определяются величины $p_L$ и $u_L$ с помощью интерполяции по параметрам в точках $A$ и $B$

$$p_L = p_A + \frac{p_L - p_A}{x_B - x_A}(x_L - x_A), \quad u_L = u_A + \frac{u_B - u_A}{x_B - x_A}(x_L - x_A)$$

Затем по найденным значениям $p_L$ и $u_L$ определяются уточненные значения $u$, $p$, $D$ и $V$ в точке $C$ с помощью соотношений на фронте ударной волны и условия, выполняющегося на характеристике

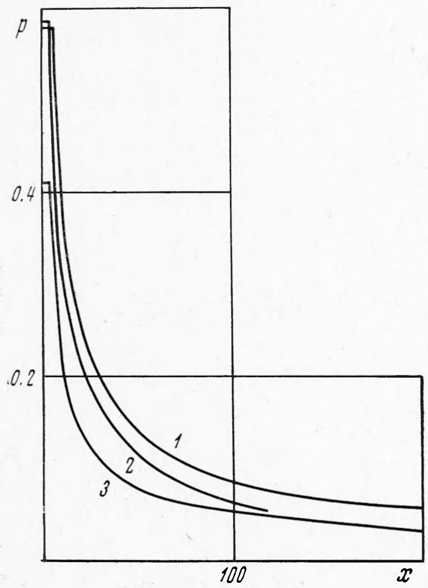
$$p_C - p_0 = \frac{3D_C u_C}{V_0}, \quad D_C = \frac{u_C V_0}{V_0 - V_C}, \quad u_C = u_L + \left[\sqrt{-\frac{1}{3}\frac{dV}{dp}}\right]_{LC}(p_C - p_L)$$

$$\frac{V_C}{V_0} = \alpha_1\left(\frac{p_C}{p_0}\right)^{-\gamma_1^{-1}} + \alpha_2\left[\frac{\gamma_2 p V_2}{3c_2^2} + 1\right]^{-\gamma_2^{-1}} + \alpha_3\left[\frac{\gamma_3 p V_3}{3c_3^2} + 1\right]^{-\gamma_3^{-1}}$$

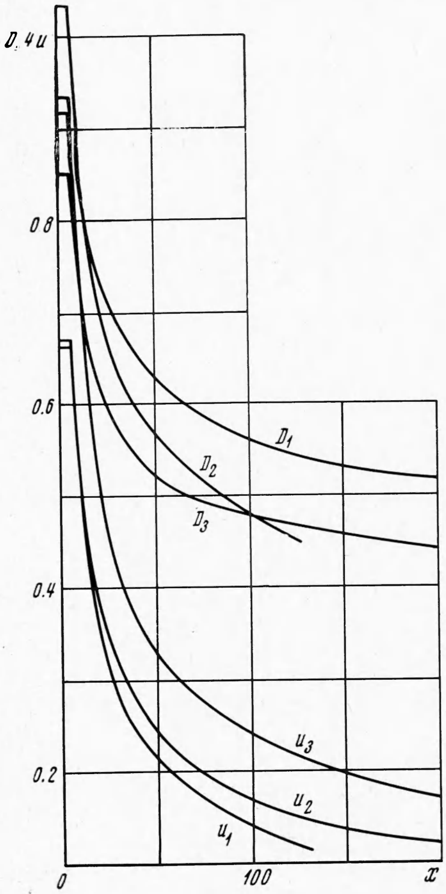
Для уточнения проводятся 3—4 пересчета.

Аналогично проводится расчет в остальных четырех типах точек, исходя из характеристистических соотношений в среде и в продуктах детонации, а также из условия равенства $u$ и $p$ на контактном разрыве.

Расчет проводился на БЭСМ-4 для трех сред, характеристики которых приведены в табл. 3. Предварительно расчет был выполнен при числе точек в среде и в продуктах детонации, равных соответственно, $n$, $m$ и $2n$ и $2m$. Различие в результатах имело место в четвертом знаке.

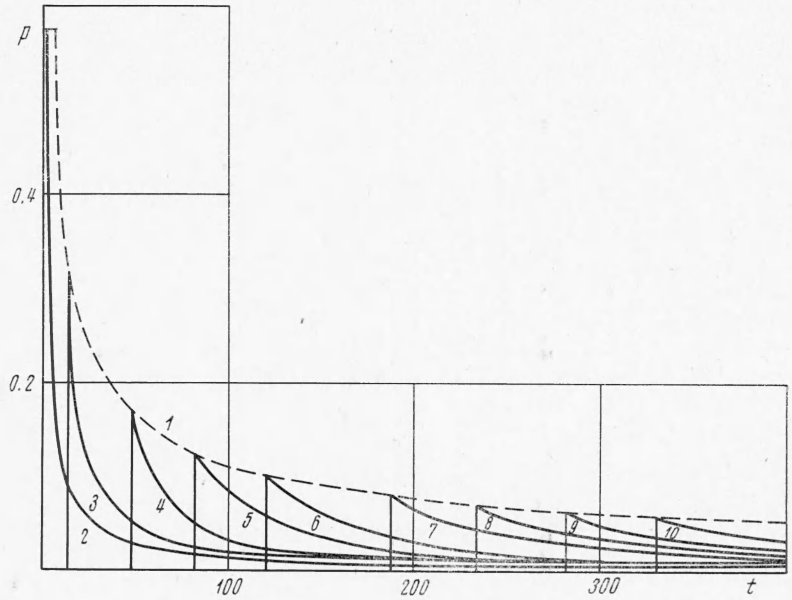



Фиг. 5




Фиг. 6

**4. Результаты расчета.** Рассмотрим параметры на контактном разрыве $T$, т. е. на границе газовой камеры. Графики безразмерных величин — давления $p$, скорости разрыва $u$ и его смещения $y$ — как функции времени приведены на фиг. 4. Нумерация кривых соответствует нумерации сред в табл. 3. Во всех средах сначала наблюдается быстрое падение давления и скорости. При $t > 80$—100 уменьшение этих параметров существенно замедляется. Во второй среде давление со временем убывает быстрее, а скорость — медленнее, чем в первой. Смещение границы во второй среде больше, чем в первой. Наличие в водонасыщенном грунте защемленного воздуха приводит к возрастанию размеров газовой камеры. В грунте с $\alpha_1 = 0$ камера меньше, чем в воде. В грунте, содержащем воздух, камера может быть больше, чем в воде.




Фиг. 7

Для уравнивания масштаба на фиг. 4 по оси ординат отложены безразмерные величины $p$, $4u$ и $0.05\,y$. Масштаб размерных величин определяется из условия: $p = 0.1$ соответствуют давление $9.4 \cdot 10^3$ *кг/см*$^2$, скорость 105 *м/сек*, смещение $2l_0$.

Рассмотрим параметры на фронте волны.

На фиг. 5 приведены графики *1—3* зависимости давления на фронте от расстояния в трех рассмотренных средах, а на фиг. 6—скорости фронта и скорости частиц на фронте в тех же средах. Наличие в водонасыщенном грунте даже малого количества воздуха ($\alpha_1 = 0.02$) приводит к заметному снижению давления, скорости частиц и скорости фронта. С удалением от места взрыва $p$, $u$, $D$ в грунте с $\alpha_1 = 0.02$ убывают интенсивнее, чем при $\alpha_1 = 0$. Ранее этот результат был получен экспериментально [2]. В воде давление и скорость фронта меньше, а скорость частиц больше, чем в грунте с $\alpha_1 = 0$. С удалением от места взрыва $p$ и $D$ в грунте с $\alpha_1 = 0.02$ убывают интенсивнее и становятся меньше, чем в воде.

На фиг. 7 график *1* соответствует изменению во времени давления на фронте ударной волны в первой среде, а графики *2—10* — изменению давления в фиксированных точках пространства (в частицах) с координатами

$x$, равными 1, 12, 36, 60, 84, 120, 144, 168 и 192. С удалением от места взрыва интенсивность падения давления за фронтом уменьшается, а время действия волны возрастает. Степень возрастания может быть охарактеризована безразмерной величиной $\theta$, равной времени, в течение которого давление в рассматриваемой точке пространства уменьшается от максимального значения $p_m$ до $0.05\ p_m$. Соответствующее размерное время $\theta t_0 = \theta l_0 / c_n$. Значения $\theta$ проводятся ниже, причем $\theta_1$ относится к первой, а $\theta_3$ — к третьей среде.

| $x$ | 1 | 11 | 12 | 22 | 33 | 36 | 44 | 55 | 60 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\theta_1$ | 35 | — | 105 | | | 230 | | | 295 |
| $\theta_2$ | 31 | 80 | — | 130 | 185 | — | 220 | 260 | — |

При $\alpha_1 = 0.02$ величина $\theta$ на несколько процентов больше, чем при $\alpha_1 = 0$. Во всех средах интенсивность возрастания $\theta$ с удалением от места взрыва уменьшается.

Таким образом, получены параметры волн в трех средах вблизи от места взрыва. Расчеты соответствуют опытным данным [2], показавшим, что $p$, $u$, $D$ на фронте в водонасыщенном грунте с $\alpha_1 = 0$, имеют большие значения, чем в воде. Даже малое ($\alpha_1 = 0.02$) количество воздуха в водонасыщенном грунте приводит к заметному уменьшению $p, u, D$. С удалением от места взрыва интенсивность уменьшения этих величин в грунте, содержащем воздух, по сравнению с грунтом, где $\alpha_1 = 0$, возрастает. Время действия волны с расстоянием увеличивается.

Авторы благодарят С. С. Григоряна и Н. И. Полякову за обсуждение работы.

Поступила 22 XII 1971

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
2. Ляхов Г. М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М., «Недра», 1964.
3. Ляхов Г. М., Полякова Н. И. Волны в плотных средах и нагрузки на сооружения. М., «Недра», 1967.
4. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов. ПММ, 1960, т. 24, вып. 6.
5. Рахматулин Х. А., Сагомонян А. Я., Алексеев Н. А. Вопросы динамики грунтов. Изд. МГУ, 1964.
6. Альтшулер Л. В., Павловский М. Н. Исследование глины и глинистого сланца при сильных динамических воздействиях. ПМТФ, 1971, № 1.
7. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.
8. Ададуров Г. А., Дремин А. И., Першин С. В., Родионов В. Н., Рябинин Ю. Н. Ударное сжатие кварца. ПМТФ, 1962, № 4.
9. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике», М., «Мир», 1967.