

зависимости долговечности от σ_0 и уменьшает время существования. В работе [3] не приводится величина вибродогрузки, и это не позволяет провести количественное сравнение эксперимента с расчетом.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. И. Баренблатту за внимание к работе, обсуждение и ценные замечания.

Поступила 15 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Журков С. Н., Томашевский Э. Е., Некоторые проблемы прочности твердого тела. Изд-во АН СССР, 1959.
2. Журков С. Н., Абасов С. А. Температурная и временная зависимость прочности полимерных волокон. Высокомолекул. соединения, 1961, т. III, № 3, стр. 441.
3. Busse W. F., Lessing E. T., Loughborough D. L., Larrick L. Fatigue of Fabrick. J. Appl. Phys. 1942, vol. 13, p. 715.
4. Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, т. 2. Изд. иностр. лит. 1960.
5. Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, Изд-во АН СССР, 1947.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ГРУНТЕ С ПРЕГРАДАМИ

В. И. Кузнецов, Г. М. Ляхов

(Москва)

Ранее [1] была предложена модель водонасыщенного грунта как идеальной жидкости. Экспериментальные исследования ударных волн [2] показали, что при малых напряжениях в водонасыщенном грунте начинают проявляться признаки твердого пластического тела. Грунт по своим свойствам приближается к модели, предложенной в работе [3].

Ниже приводятся результаты опытов по исследованию взаимодействия плоской ударной волны в грунте со смещающейся преградой. В развитие [2, 4, 5] дается приближенное решение задачи о взаимодействии волн с преградой. Грунт при больших давлениях рассматривается как нелинейно упругая, а при малых — как пластическая среда. Подобная схема применима к водонасыщенным и неводонасыщенным грунтам, когда волна будет ударной. Экспериментальные значения параметров движения преграды сопоставлены с результатами расчета.

1. Условия проведения опытов. Опыты проводились в полевых условиях в водонасыщенном грунте, полученном при засыпке в котлован, заполненный водой, карьерного песка малоокатанными зернами. Уровень воды в котловане во все время проведения опытов оставался постоянным.

Плотность грунта (с учетом содержания в порах воды и воздуха) $\rho_0 = 1.96 - 2.02 \cdot 10^3$ кг/м³. Содержание заземленного воздуха α_1 составляло 0.015—0.025 общего объема грунта. Гранулометрический состав приводится ниже

$$\begin{array}{cccccc} \delta \geq 1 & 1-0.5 & 0.5-0.25 & 0.25-0.1 & 0.1-0.05 & 0.05 \text{ [мм]} \\ \beta = 8-12 & 10-12 & [25-30] & 30-40 & 4-8 & 2-3 \text{ [\%]} \end{array}$$

Здесь δ — диаметр частиц, β — их процентное содержание.

Закономерности распространения плоских волн и их взаимодействия с преградами в одномерной постановке определяются законом динамического сжатия среды. Поэтому опыты включали измерения параметров волн, образующихся в грунте при взрыве заглубленного сосредоточенного заряда ВВ. По значениям этих параметров при помощи известных соотношений на фронте ударной волны, выражающих законы сохранения массы и количества движения, был определен закон динамической сжимаемости грунта.

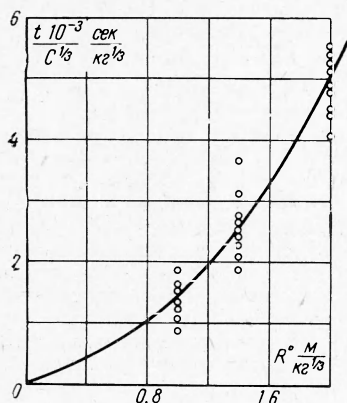
Изучение взаимодействия волн со смещающейся преградой — бетонным кубом с длиной ребра $l = 1$ м — проводилось в тех же грунтах, но с плоскими зарядами ВВ, подрываемыми на поверхности грунта над преградой. При взрыве образовывались плоские волны. В опытах определялись нагрузки, действующие на куб и параметры его движения.

2. Экспериментальное определение сжимаемости грунта и выбор расчетной схемы. Максимальное давление на фронте ударной волны p , соответствующее направлению ее движения, скорость фронта D и начальная плотность среды ρ_0 связаны с деформацией среды ε на фронте, как известно, соотношением

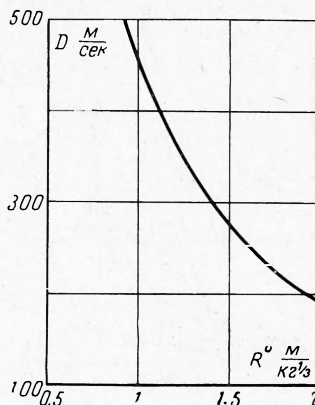
$$\varepsilon = -\frac{p}{\rho_0 D^2}, \quad \varepsilon = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} \tag{2.1}$$

Здесь ρ — текущая плотность среды.

В опытах при взрывах заглубленных сосредоточенных зарядов из прессованного тротила измерялись давление p и время t прихода фронта волны в точки, находящиеся на разных расстояниях R от центра взрыва.



Фиг. 1



Фиг. 2

Полученный закон движения фронта волны (максимума давления) представлен на фиг. 1. На оси абсцисс отложено относительное расстояние R^0 , равное в условиях сферической симметрии

$$R^0 = RC^{-1/2} \text{ мкг}^{-1/2}$$

На фиг. 2 дан график зависимости скорости распространения максимума давления от относительного расстояния, построенный в соответствии с фиг. 1.

Как показали опыты, при $p > 5 - 6 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ волна имеет скачок давления на фронте, так что скорости распространения фронта волны и максимума давления совпадают.

На фиг. 3 представлена полученная в опытах зависимость максимального давления на фронте ударной волны от относительного расстояния. Эта зависимость в первом приближении может быть записана аналитически в виде, удовлетворяющем принципу подобия

$$p = 90 (R^0)^{-2.6} \tag{2.2}$$

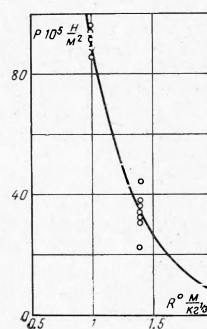
График зависимости p от деформации ε , выражающий закон динамического сжатия грунта, дан на фиг. 4 (кривая 1). График построен в соответствии с (2.1) по экспериментальным значениям p и D , приведенным на фиг. 2 и 3. При $p < 5 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ кривая не проведена, так как волна не является ударной и уравнение (2.1) неприменимо. В интервале давления $p > 5 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ в исследуемом грунте упругая волна перед пластической (ударной) не образуется.

Построение диаграмм сжатия грунта по экспериментальным значениям параметров ударных волн рассматривалось в работах [2,6] и др.

При проведении опытов одновременно измерялось давление, действующее в направлении движения волны p и в перпендикулярном направлении p_τ . Это позволило определить величину коэффициента бокового давления k_τ при разных значениях нормального давления p . Полученные значения k_τ приводятся ниже.

$$p \cdot 10^{-5} = 5 \quad 10 \quad 20 \quad 30 \text{ [н/м}^2\text{]} \quad \left(k_\tau = \frac{p_\tau}{p} \right)$$

$$k_\tau = 0.75 \quad 0.88 \quad 0.95 \quad 1$$



Фиг. 3

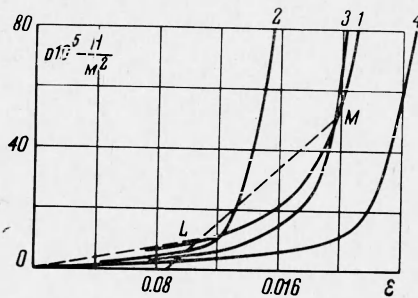
Зная из опыта k_τ , можно закон сжимаемости грунта представить в виде зависимости среднего нормального напряжения σ от деформации

$$\sigma = 1/3(1 + 2k_\tau)p = f(\epsilon)$$

При k_τ , близком к единице, зависимости $p(\epsilon)$ и $\sigma(\epsilon)$ в первом приближении совпадают.

При $p > p_n = 10 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ коэффициент бокового давления практически равен единице, т. е. грунт ведет себя как жидкая среда. С уменьшением напряжения величина k_τ уменьшается, грунт приобретает свойства твердого тела.

Значение давления p_n , при котором меняются свойства водонасыщенного грунта, зависит от содержания в нем заземленного воздуха. Чем меньше воздуха, тем меньше это давление. При $\alpha = 0.001$, как показывают опыты [2], имеем $p_n = 1 - 2 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$.



Фиг. 4

с уравнением состояния водонасыщенного грунта как трехкомпонентной идеальной жидкости, предложенном в работе [1]

$$p = p_0 \left\{ \alpha_1 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-1/\gamma_1} + \alpha_2 \left[\frac{\gamma_2 (p - p_0)}{\rho_2 c_2^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_2} + \alpha_3 \left[\frac{\gamma_3 (p - p_0)}{\rho_3 c_3^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_3} \right\}^{-1} \quad (2.3)$$

$$\rho_0 = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 + \alpha_3 \rho_3 \quad (2.4)$$

Здесь $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — содержание по объему заземленного воздуха, воды и твердого компонента соответственно, ρ_1, ρ_2, ρ_3 — плотность компонентов в начальном состоянии; c_1, c_2, c_3 — скорости звука в компонентах в начальном состоянии; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — показатели изэнтропы компонентов, принимаемые равными 1,4, 3, 3, ρ_0 — плотность грунта в начальном состоянии.

Кривые 2, 3 и 4 соответствуют расчетам при α_1 , равным 0,015, 0,020 и 0,025, т. е. при минимальном, среднем и максимальном значениях содержания воздуха, полученных в опытах.

Из сопоставления кривых на фиг. 4, следует, что экспериментальная кривая 1 динамического сжатия при давлении, превышающем $15 - 20 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, соответствует теоретической кривой 3. Это показывает, что сжимаемость исследуемого грунта при $p > 15 - 20 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ определяется его сжимаемостью как трехкомпонентной среды и удовлетворительно описывается уравнением (2.3).

Отклонение экспериментальной кривой 1 от теоретической 3 при малых давлениях связано с тем, что в этом случае сжимаемость грунта определяется не только его сжимаемостью как трехкомпонентной среды, но и сжимаемостью скелета. Поэтому экспериментальные значения деформации меньше вычисленных на основе модели трехкомпонентной жидкой среды.

При проведении расчетов воспользуемся приближенной диаграммой $p(\epsilon)$ (фиг. 4), соответствующей нагрузке и разгрузке грунта. Примем, что нагрузка происходит по двум прямолинейным звеньям (пунктир), аппроксимирующим кривую 1, вычисленную по значениям параметров ударной волны

$$\begin{aligned} p &= -A_1^2 (V - V_0), & p &\leq p_n \text{ первое звено } OL \\ p &= -A_2^2 (V - V_n) + p_n, & p &\geq p_n \text{ второе звено } LM \end{aligned} \quad \left(V = \frac{1}{\rho} \right) \quad (2.5)$$

Разгрузка при любых значениях максимального давления происходит по линии, параллельной прямой LM . Этим учитывается необратимость деформаций при малых давлениях. В соответствии с опытными данными положено

$$p_n = 10 \cdot 10^5 \text{ нм}^{-2}, \quad A_1 = 4 \cdot 25 \cdot 10^5 \text{ кг сек}^{-1} \text{ м}^{-2}, \quad A_2 = 9 \cdot 5 \cdot 10^5 \text{ кг сек}^{-1} \text{ м}^{-2}$$

При $p > p_n$ остаточные деформации грунта считаются одинаковыми, вне зависимости от величины максимального давления.

3. Расчет взаимодействия волны с преградой. Пусть в падающей волне на уровне преграды (сечение $h = 0$) при $t = 0$ давление скачком возрастает от $p_0 = 0$ до p_m , а затем падает по некоторому заданному закону

$$p = f(t) \quad (3.1)$$

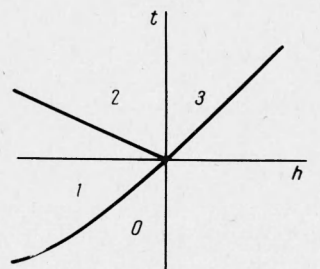
Свойства среды со стороны падающей волны определяются уравнениями (2.5), а за преградой при нагрузке и разгрузке

$$p = -A^{*2}(V - V_0) \quad (3.2)$$

В расчетах принимается $A^* = A_1$.

Воспользуемся координатами Лагранжа (масса h , время t).

Обозначим в плоскости h, t цифрой 1 область падающей волны, цифрой 2 — отраженной, 3 — проходящей волны за преградой (фиг. 5). Области 1 соответствуют отрицательные значения h и t .



Фиг. 5

Течение в этих областях определяется решением основных уравнений движения

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial h} - \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (3.3)$$

где u — скорость частиц.

При линеаризации зависимости $p(V)$ решение основных уравнений имеет вид [2]

$$p = F_1(h - A_2 t) + F_2(h + A_2 t), \quad A_2 u = F_1(h - A_2 t) - F_2(h + A_2 t) \quad (3.4)$$

где акустическое сопротивление A_2 соответствует разгрузке среды.

Функции F_1 и F_2 определяются начальными и граничными условиями.

Найдем, в соответствии с [2, 4, 5], решение в области 1.

Сначала рассмотрим случай, когда $p_m > p_n$. Соотношения на фронте падающей ударной волны (граница областей 1.0 на фиг. 5), как было показано [5], дают

$$p = \frac{\lambda h_s^2}{A_2^2 - h_s^2}, \quad u = \frac{\lambda h_s}{A_2^2 - h_s^2} \quad (3.5)$$

$$\lambda = -p_n + A_2^2(V_0 - V_n) = -p_n - A_2^2 \frac{\varepsilon_n}{\rho_0}$$

Здесь ε_n — деформация при $p = p_n$, ρ_0 — начальная плотность среды, h_s — скорость фронта в координатах h, t . Обозначим

$$\Phi_1 = \frac{h_s}{A_2 - h_s}, \quad \Phi_2 = \frac{h_s}{A_2 + h_s}$$

На фронте, в соответствии с (3.4) и (3.5),

$$2F_1 = \lambda \Phi_1, \quad 2F_2 = -\lambda \Phi_2$$

Скорость фронта падающей волны не постоянна. При ее изменении функция F_2 мало меняется по сравнению с F_1 . Найдем сначала вторую функцию F_2 . При введенной аппроксимации скорость фронта h_s для $p_n < p_m < p_{n+1}$ (где p_{n+1} — максимальное давление, соответствующее рассматриваемому участку аппроксимации) лежит в интервале

$$A_1 \leq h_s = \rho_0 D \leq \left(\frac{p_{n+1} \rho_0}{\varepsilon_{n+1}} \right)^{1/2} = w$$

Поэтому

$$\frac{A_1}{A_1 + A_2} \leq \Phi_2 \leq \frac{w}{A_2 + w}$$

Отсюда в первом приближении можно принять

$$\Phi_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{A_1}{A_1 + A_2} + \frac{w}{A_2 + w} \right]$$

Из условия в сечении $h = 0$ найдем первую функцию в области 1

$$F_1(h - A_2 t) = -F_2 + f \left(\frac{-h + A_2 t}{A_2} \right) \quad (3.6)$$

Отсюда решение в области 1

$$p = f \left(\frac{-h + A_2 t}{A_2} \right), \quad u = \frac{1}{A_2} \left[f \left(\frac{-h + A_2 t}{A_2} \right) - 2F_2 \right]$$

Найдем уравнение движения преграды. Состояния среды на фронте и перед фронтом отраженной волны лежат на одной прямой разгрузки, так как $p_m > p_n$. Поэтому скорость фронта отраженной волны равна акустическому сопротивлению

$$h_s' = - \left(\frac{p - p_1}{V - V_0} \right)^{1/2} = -A_2$$

Здесь p_1 и V_1 — давление и объем в области 1. Из соотношений на фронте отраженной волны получим

$$p + A_2 u = p_1 + A_2 u_1$$

Из этого следует, что из области 1 в 2 переходит функция $F_1(h - A_2 t)$. Давление на преграду в области 2, в силу (3.4) и (3.6),

$$p = 2F_1(-A_2 t) - A_2 u = -2F_2 + 2f(t) - A_2 u, \quad 2F_2 = -\lambda \varphi_2 \quad (3.7)$$

Здесь u — скорость преграды, равная скорости примыкающих к ней частиц среды. При $t = 0$ давление на преграду $p = 2[f(t) - F_2(-A_2 t)]$.

В силу (3.2), в области 3 во всех частицах, а следовательно, и на преграде

$$p^* = A^* u \quad (3.8)$$

Отсюда уравнение движения преграды

$$m u' = p - p^* = -2F_2 + 2f(t) - (A_2 + A^*) u \quad (3.9)$$

где m — масса преграды, приходящаяся на единицу площади.

Если изменение давления в начальном сечении задано в виде

$$p = f(t) = p_m (1 - t/\theta) \quad (3.10)$$

то уравнение движения преграды

$$u' + C u + B t + D = 0, \quad B = \frac{2p_m}{m\theta}, \quad C = \frac{A_2 + A^*}{m}, \quad D = -\frac{2p_m}{m} + \frac{2F_2}{m} \quad (3.11)$$

Интегрируя уравнение при условии, что $u = 0$ при $t = 0$, получим скорость преграды

$$u(t) = -\frac{D}{C} - \frac{B}{C^2} (Ct - 1) + M e^{-Ct} \quad \left(M = -\frac{B}{C^2} + \frac{D}{C} \right) \quad (3.12)$$

Для смещения преграды, учитывая, что $x = 0$, при $t = 0$, найдем

$$x = \int_0^t u dt = \frac{M}{C} (1 - e^{-Ct}) - Mt - \frac{Bt^2}{2C} \quad (3.13)$$

Давления на переднюю и заднюю грани преграды определяются уравнениями (3.7) и (3.8), так как скорость преграды известна. Ускорение преграды

$$u' = -B/C - M C e^{-Ct} \quad (3.14)$$

Скорость преграды сначала возрастает, а потом убывает. Она достигает максимума при

$$t^* = \frac{\lg(B - DC) - \lg B}{C \lg e} \quad (3.15)$$

Рассмотрим второй случай, когда максимальное давление в начальном сечении p_m меньше p_n , но при отражении от преграды оно становится больше p_n .

Если в сечении $h = 0$ давление задано уравнением (3.10), то решение в области 1, как было показано [4], получим в виде

$$p = p_m \left(1 + \frac{A_1^2 + A_2^2}{2A_1A_2} \frac{h}{\theta} - \frac{t}{\theta} \right), \quad A_2 u = p_m \left(\frac{A_2}{A_1} + \frac{h}{A_2\theta} - \frac{A_1^2 + A_2^2}{2A_1A_2} \frac{t}{\theta} \right) \quad (3.16)$$

Скорость фронта падающей волны h_s^* равна A_1 , а отраженной волны близка к A_2 . Полагая для отраженной волны $h_s^* = A_2$, из соотношений на фронте найдем, что из области 1 в 2 переходит функция

$$F_1(h - A_2 t) = \frac{A_1 + A_2}{2A_1} \left[1 + \frac{A_1 + A_2}{2A_2^2\theta} (h - A_2 t) \right] p_m \quad (3.17)$$

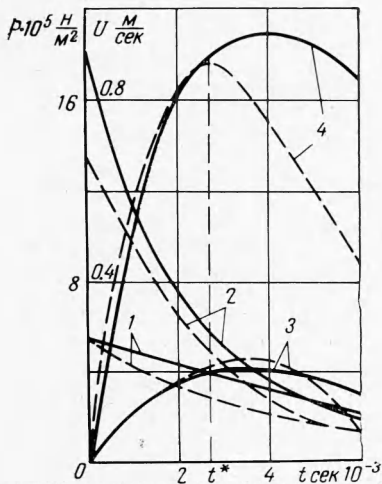
Отсюда уравнение движения преграды получим в виде (3.11). При этом

$$B = \frac{(A_1 + A_2)^2 p_m}{2A_1 A_2 m \theta}, \quad C = \frac{A_2 + A_1^*}{m}, \quad D = - \frac{A_1 + A_2}{m A_1} p_m \quad (3.18)$$

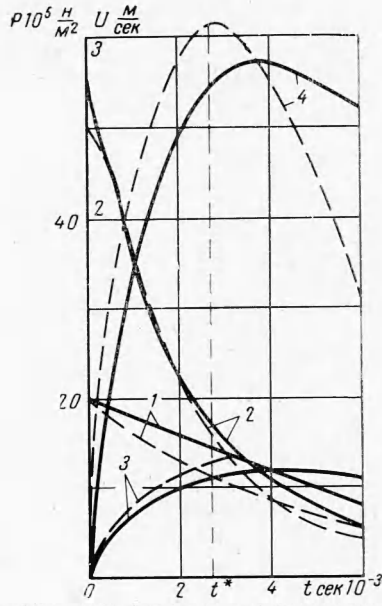
Скорость, смещение и ускорение преграды определяются выражениями (3.12), (3.13), и (3.14) при соответствующих значениях B, C, D . Давление на преграду, действующее сверху, определяется выражением

$$p = 2F_1(-A_2 t) - A_2 u$$

Давление снизу находится в соответствии с (3.8).



Фиг. 6



Фиг. 7

4. Сопоставление результатов опыта и расчета. Опыты проводились при взрывах плоских зарядов, уложенных на поверхности грунта. Размеры заряда $4.5 \times 4.5 \text{ м}^2$. В центре этой площади в грунте под зарядом устанавливалась преграда — бетонный куб. Превышение площади заряда над площадью преграды обеспечивало подход по всем точкам преграды плоской ударной волны, не искаженной влиянием волны разрежения, идущей от слоев грунта, над которыми заряд отсутствует.

Опыты проводились при двух значениях плотности (толщины) плоского заряда, при которых максимальное давление в волне, падающей на преграду, составляло $5.5 \cdot 10^5$ и $20 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$.

Давление измерялось тензодатчиками, скорость преграды — индукционными датчиками скоростей.

На фиг. 6 и 7 пунктирные линии соответствуют средним экспериментальным значениям, сплошные — вычисленным по уравнениям (3.10), (3.7), (3.8), (3.12). Фиг. 6 соответствует $p_m = 5.5 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, фиг. 7 — значению $p_m = 20 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$. При этом 1 — давление в падающей волне на уровне верха преграды, 2 — давление, действующее

щее на преграду сверху, 3 — давление, действующее на преграду снизу, 4 — скорость преграды. Наибольшие отклонения результатов отдельных измерений в опытах от средних значений не превышали 30—40%.

Из графиков видно, что в момент подхода фронта ударной волны к преграде давление, действующее на нее сверху, скачком возрастает, а в дальнейшем постепенно убывает. В тот же момент времени начинается ускоренное движение преграды, приводящее к образованию непрерывной волны сжатия за ней. Давление, действующее на преграду снизу, вызываемое ее смещением, возрастает постепенно, по мере роста скорости преграды.

При $t = t^*$ давление снизу достигает максимума и становится больше давления сверху. Ускорение преграды при этом уменьшается до нуля. При $t > t^*$ скорость преграды убывает, давление сверху меньше, чем снизу, ускорение отрицательно. На фиг. 6 и 7 обозначено только экспериментальное значение t^* .

Нагрузки, испытываемые преградой, при $t > t^*$ практически равны напряжению в падающей волне. Можно считать, что преграда вовлечена в движение вместе с грунтом. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений давления, действующего сверху и снизу на преграду, значений t^* и скорости преграды свидетельствует об удовлетворительной сходимости данных опыта и расчета как по общему характеру, так и по численным значениям.

Таким образом, экспериментально определена кривая динамической сжимаемости грунта. Показано, что эта кривая при давлениях, превышающих $15-20 \cdot 10^5$ н/м², соответствует уравнению состояния водонасыщенного грунта как трехкомпонентной идеальной жидкости.

Полученные при расчете нагрузки на преграду оказались в удовлетворительном соответствии с результатами их непосредственного измерения в опытах.

Заметим, что здесь применена система СИ. Для удобства сопоставления с технической системой давление дано в 10^5 н/м², что в первом приближении равно кг/см². Авторы благодарят С. Д. Мизякина за участие в опытах.

Поступила 16 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах. Изв. АН СССР. ОН, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
2. Ляхов Г. М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. Изд. «Недра», 1964.
3. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов. ПММ, 1960, т. 24, вып. 6.
4. Ляхов Г. М., Полякова Н. И. Взаимодействие ударной волны в упруго-пластической среде со смещающейся преградой. ПМТФ, 1962, № 5.
5. Ляхов Г. М., Покровский Г. И. Взрывные волны в грунтах. Госгортехиздат, 1962.
6. Григорян С. С., Ляхов Г. М., Мельников В. В., Рыков Г. В. Взрывные волны в лессовидном грунте. ПМТФ, 1963, № 4.
7. Нарожная З. В. Об экспериментальном определении скорости разгрузки в грунте при динамических процессах. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, № 1.

СТОЛКНОВЕНИЕ СО СТЕНКОЙ ВОЛН ОДНОМЕРНОЙ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ С БОЛЬШИМ И ПРЕНЕБРЕЖИМО МАЛЫМ ПЕРИОДАМИ ИНДУКЦИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Ю. Н. Денисов (Москва)

Для изучения недавно обнаруженных эффектов взаимодействия поперечных скачков и изломов, входящих в структуру фронта газовой детонации [1-4], так же как и для анализа других явлений волновой газодинамики — зарождающейся отрасли науки о взаимодействии волн в сверхзвуковых потоках [5], представляет интерес рассмотрение задачи о столкновении с абсолютно жесткой стенкой распространяющегося по реакционноспособной смеси плоского ударного фронта.

В отличие от известных исследований такой же задачи Л. Крюссаром, С. В. Измайловым, А. Ф. Беляевым [6-8], К. И. Щелкиным [9] и К. П. Станюковичем [7, 10], предположим, что отраженная волна является не ударной, а детонационной, распространяющейся по ударно сжатой и еще не прореагировавшей взрывчатой газовой смеси, рассматриваемой как идеальный газ. Это возможно, например, в том случае, если период индукции воспламенения в падающей волне намного превышает период индукции в отраженной волне детонации. Для газовых детонаций отношение на-