

ЛИТЕРАТУРА

1. Партон В. З. Об одной оценке взаимного упрочнения трещин при их шахматном расположении.— ПМТФ, 1965, № 5.
2. Кудрявцев Б. А., Партон В. З. Первая основная задача теории упругости для двоякопериодической системы разрезов.— В кн.: Механика сплошной среды и родственные проблемы анализа. М.: Наука, 1972.
3. Фильинтинский Л. А. Взаимодействие двоякопериодической системы прямолинейных трещин в изотропной среде.— ПММ, 1974, т. 38, вып. 5.
4. Партон В. З., Морозов Е. М. Механика упругопластического разрушения. М.: Наука, 1974.
5. Delameter W. R., Herrmann G., Barnett D. M. Weakening of an elastic solid by a rectangular array of cracks.— Trans. ASME, ser. E, 1975, vol. 42, N 1.
6. Саврук М. П. Двоякопериодическая система трещин продольного сдвига в упругом теле.— ПМ, 1975, т. 11, № 12.
7. Линьков А. М. Интегральное уравнение плоской задачи теории упругости о двоякопериодической системе разрезов, нагруженных самоуравновешенными нагрузками.— Изв. АН СССР. МТТ, 1976, № 2.
8. Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацьшин А. П. Двоякопериодическая задача теории трещин.— Проблемы прочности, 1976, № 12.
9. Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацьшин А. П. Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. Киев: Наук. думка, 1976.
10. Тусупов М. Т., Алдамжаров К. Б. К решению задачи теории упругости для плоскости с двоякопериодической системой щелей.— Вест. АН КазССР, 1979, № 1.
11. Саврук М. П. Двумерные задачи упругости для тел с трещинами. Киев: Наук. думка, 1981.
12. Баренблатт Г. И., Черепанов Г. П. О хрупких трещинах продольного сдвига.— ПММ, 1961, т. 25, вып. 6.
13. Чибрикова Л. И. О краевой задаче Римана для автоморфных функций.— Учен. зап. Казанского ун-та, 1956, т. 116, № 4.
14. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1977.
15. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.
16. Вавакин А. С., Салганик Р. Л. Об эффективных характеристиках неоднородных сред с изолированными неоднородностями.— Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 3.
17. Вавакин А. С., Салганик Р. Л. Эффективные упругие характеристики тел с изолированными трещинами, полостями и жесткими неоднородностями.— Изв. АН СССР. МТТ, 1978, № 2.

Поступила 10/XII 1983 г.

УДК 550.34

ДАВЛЕНИЕ И ТЕМПЕРАТУРА ПОДЗЕМНЫХ ЖИДКОСТЕЙ КАК ПРЕДВЕСТНИКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Т. К. РАМАЗАНОВ

(Москва)

Накоплено много экспериментального материала [1—5], представляющего интерес для флюидных предвестников землетрясений, проявляющихся в виде гидрогеодинамических и геотермических эффектов. Хорошо известны [4] реакции подземных вод на упругие деформации земной коры, обусловленные приливными силами, и было обнаружено [3] периодическое изменение дебитов самоизливающихся скважин. Указанные реакции напорных пластов приобретают особые значения в связи с прогнозированием землетрясений, поскольку процесс подготовки землетрясений всегда связан с изменениями напряженно-деформированного состояния горных пород.

Попеременные изменения объема насыщенной породы вызывают повышение или снижение уровня жидкости в водоносном горизонте, в котором расположена система скважин при наличии хороших самописцев уровня представляет собой своеобразный сейсмограф.

В данной работе на основе теории гетерогенных сред дан строгий анализ реакции периодических длинноволновых возмущений напряженного состояния полностью насыщенного жидкостью пласта на возмущения и взаимодействия полей порового давления и температуры. Полученные амплитудно-частотные характеристики напорного пласта могут прогнозировать землетрясения, а также процессы приливов — отливов в твердой оболочке Земли.

1. Пусть матрица полностью насыщенного жидкостью пласта линейно-упругая и жидкость слабосжимаемая. Тогда при малых возмущениях порового давления уравнения неразрывности твердой и жидкой фаз, закон фильтрации и уравнения сохранения энергии каждой фазы линеаризуются. Эти уравнения при равенстве температур

фаз имеют вид [6]

$$(1.1) \quad \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\beta_1}{3} \frac{\partial \theta^f}{\partial t} - \beta_1 (1 - m_0) \frac{\partial P}{\partial t} + \alpha_1 (1 - m_0) \frac{\partial T}{\partial t} - (1 - m_0) \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0,$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial m}{\partial t} + \beta_2 m_0 \frac{\partial P}{\partial t} - \alpha_2 \frac{\partial T}{\partial t} + m_0 \frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0,$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu m_0}{k_0} (v_i - \dot{u}_i) + \rho_2^0 \frac{\partial W}{\partial x_i} = 0,$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\alpha_2 T_0}{c_p} \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{d_2}{c_p} \nabla^2 T,$$

$$(1.5) \quad \sigma_{ij}^f = 2G \left(e_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} e \delta_{ij} \right) + (\varepsilon P - (1 - m_0) \alpha_1 K T) \delta_{ij},$$

где $\theta^f = \sigma_{ij}^f \delta_{ij}$, $e = e_{ij} \delta_{ij}$, $\Gamma_{ij} = \sigma_{ij}^f - P \delta_{ij}$, $\varepsilon = (1 - m_0) \beta_1 K$,

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \dot{u}_i = \frac{\partial u_i}{\partial t}, \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j, \\ 0, & i \neq j. \end{cases}$$

Здесь u_i — смещения твердых частиц; v_i — скорости жидких частиц; e_{ij} и σ_{ij}^f — компоненты тензоров деформации и эффективного напряжения; P — возмущение порового давления; T — возмущение температуры жидкой фазы; ρ_1^0 , ρ_2^0 и β_1 , β_2 — соответственно плотность и коэффициент изотермической сжимаемости твердой и жидкой фаз; m — отклонение пористости пласта от начального значения m_0 ; α_1 , α_2 — коэффициенты объемного расширения; d_2 , c_p — коэффициенты теплопроводности и теплоемкости (при постоянном давлении) жидкой фазы, рассчитанные на единицу объема; k_0 , μ — коэффициенты проницаемости пласта и вязкость жидкости; ν , E — коэффициент Пуассона и модуль Юнга; $(1 - m_0)K$ — модуль всестороннего сжатия скелета пласта; W — потенциал внешних сил; индекс 0 относится к невозмущенному состоянию.

Процесс подготовки землетрясения при прилива — отлива происходит медленно, и поэтому в уравнении (1.3) можно пренебречь силой инерции. Из уравнения неразрывности твердой фазы (1.1) и закона Гука (1.5) получим

$$(1.6) \quad m = (1 - m_0)(1 - \beta_1 K)(e + \beta_1 P - \alpha_1 T), \\ e = (\Gamma_{kk} + 3P) / [3(1 - m_0)K - \beta_1 P + \alpha_1 T].$$

Подстановка (1.3), (1.6) в уравнение неразрывности жидкой фазы сводит его к следующему уравнению:

$$(1.7) \quad \frac{\partial P}{\partial t} + a \frac{\partial \Gamma_{kk}}{\partial t} + b \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 (P + \rho_2^0 W),$$

где $a = \frac{1 - \varepsilon}{3(1 - m_0)\beta_1 K}$, $\beta = m_0 \beta_2 + \frac{1 - (1 + m_0)\varepsilon}{(1 - m_0)K}$, $\chi = \frac{k_0}{\mu \beta}$, $b = (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{\chi \mu m_0}{k_0}$.

Предположим, что обсаженная скважина ($u_r(r_c, t) = 0$) радиуса r_c находится в бесконечном плоско-теплоизолированном насыщенном пласте и поля напряжений возмущены внешними силами. Втекание жидкости и тепла за время Δt в скважине поперечного сечения S_1 смещает уровень жидкости на величину $\Delta \xi$, так что $\Delta V = S_1 \Delta \xi$. Это приведет к изменению давления $\Delta P = \gamma \Delta \xi$, в результате чего термическое расширение жидкости α_2 изменяет температуру жидкости в самой скважине, определяемую равенством

$$(1.8) \quad \Delta T_1 = (\beta_2 / \alpha_2) \Delta P.$$

Очевидно, сжимаемость β_2 приведет к изменению объема, равного $-\beta_2 \Delta P (V - \Delta V) \approx -\beta_2 \gamma V \Delta \xi$. Тогда условие сохранения объема элемента записывается в виде

$$(1.9) \quad S_1 \Delta \xi = \Delta V_{ж} + \Delta V_T - \beta_2 \gamma V \Delta \xi.$$

Кроме того, для фильтрации жидкости и притока тепла в пористой среде используем законы Дарси (1.3) и Фурье [6]:

$$(1.10) \quad \Delta V_{ж} = -S_2 V_r \Delta t = \frac{k_0 S_2}{\mu} \left(\frac{\partial (P + \rho_2^0 W)}{\partial r} - m_0 \dot{u}_r \right) \Delta t,$$

$$\Delta Q = -S_2 q \Delta t = S_2 d_2 \frac{\partial T}{\partial r} \Delta t, \quad \Delta Q = c_p V \Delta T,$$

$$\Delta V_T = \alpha_2 V \Delta T, \quad \Delta T = \frac{S_2 d_2}{c_p V} \frac{\partial T}{\partial r} \Delta t,$$

где

$$V_r = m_0 v_r, S_2 = 2\pi r_c h.$$

Подставим (1.10) в (1.9) и получим искомое граничное условие на стенке скважины в упрощенном виде

$$(1.11) \quad d\xi/dt = D \partial P / \partial r + B \partial T / \partial r + \Phi,$$

$$\text{где } D = \frac{k_v S_2}{\mu S_0}, \quad B = \frac{\alpha_2 d_2 S_2}{c_p S_0}, \quad S_0 = S_1 + \beta_2 \gamma V, \quad \Phi = D \rho_2^0 \frac{\partial W}{\partial r}, \quad \dot{u}_r(r_c, t) = 0.$$

Вторыми граничными условиями будут

$$(1.12) \quad P = \gamma \xi \quad \text{при } r = r_c, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial P}{\partial r} = 0.$$

2. Дифференцируя по t обе части уравнений (1.4) и (1.7) и исключив $\partial^2 T / \partial t^2$, получим

$$(2.1) \quad \chi \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 (P + \rho_2^0 W) - \frac{b d_2}{c_p} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T - \left(1 + \frac{b \alpha_2 T_0}{c} \right) \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - a \frac{\partial^2 \Gamma_{kk}}{\partial t^2} = 0.$$

Подставляя $\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T$ из (2.1) в уравнение, полученное из (1.7) применением оператора Лапласа к его обеим частям, будем иметь

$$(2.2) \quad \chi \nabla^4 (P + \rho_2^0 W) - \left(1 + \frac{\chi c_p}{d_2} \right) \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 (P + \rho_2^0 W) + \frac{1}{d_2} (c_p + \alpha_2 b T_0) \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - a \left(\frac{\partial \nabla^2 \Gamma_{kk}}{\partial t} - \frac{c_p}{d_2} \frac{\partial^2 \Gamma_{kk}}{\partial t^2} \right) + \rho_2^0 \nabla^2 \frac{\partial W}{\partial t} = 0.$$

Заменим P новой функцией \mathcal{P} и представим суммы дополнительных главных напряжений в виде

$$(2.3) \quad \Gamma_{kk} = f(t) + \frac{\chi \rho_2^0}{a} \int_0^t \nabla^2 W d\tau, \quad \mathcal{P} = P + \frac{a c_p}{c_p + \alpha_2 b T_0} f(t).$$

Тогда (2.2) будет иметь вид

$$(2.4) \quad \chi \nabla^4 \mathcal{P} - \left(1 + \frac{\chi c_p}{d_2} \right) \nabla^2 \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} + \frac{1}{d_2} (c_p + \alpha_2 b T_0) \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2} = 0.$$

Решение (2.4) можно записать в форме

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2,$$

где функции \mathcal{P}_1 и \mathcal{P}_2 являются решениями задач, полученных из (1.12), (2.4):

$$(2.5) \quad \nabla^2 \mathcal{P}_1 + k_1^2 \frac{\partial \mathcal{P}_1}{\partial t} = 0;$$

$$(2.6) \quad \mathcal{P}_1 = \gamma \xi + \frac{a c_p}{c_p + \alpha_2 b T_0} f(t) = \eta(t), \quad r = r_c, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial \mathcal{P}_1}{\partial r} = 0;$$

$$(2.7) \quad \nabla^2 \mathcal{P}_2 + k_2^2 \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t} = 0;$$

$$(2.8) \quad \mathcal{P}_2 = 0, \quad r = r_c, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial r} = 0.$$

В уравнениях (2.5), (2.7) параметры k_1 и k_2 есть корни алгебраического уравнения

$$(2.9) \quad \chi k^4 + \left(1 + \frac{\chi c_p}{d_2} \right) k^2 + \frac{1}{d_2} (c_p + \alpha_2 b T_0) = 0.$$

Решение задачи (2.5), (2.6) имеет вид [7]

$$(2.10) \quad \mathcal{P}_1 = \int_{t_0}^t \frac{\partial \mathcal{U}(r, t - \tau)}{\partial t} \eta(\tau) d\tau,$$

где

$$U(r, t) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \exp \left[\left(\frac{z}{k_1} \right)^2 t \right] \frac{F(rz) zdz}{J_0^2(r_c z) + Y_0^2(r_c z)},$$

$$F(r, z) = J_0(rz)Y_0(r_c z) - J_0(r_c z)Y_0(rz)$$

является решением уравнения (2.5), удовлетворяющего условиям $U(r, t_0) = 0$, $U(r_c, t) = 1$. Здесь J_0 и Y_0 — символы бесселевых функций первого и второго рода нулевого порядка.

Решение второй задачи (2.7), (2.8) тождественно равно нулю $\bar{\mathcal{F}}_2 = 0$.

Подставляя (2.3) в систему (1.4), (1.7) и используя соотношение (2.9) и решение (2.10), а также ограниченность температуры в бесконечности, получим

$$(2.11) \quad bT = - (1 + \chi k_1^2) \mathcal{P} - \frac{ab\alpha_2 T_0}{c_p + \alpha_2 bT_0} f(t) + C^*,$$

где C^* — постоянная интегрирования, которая не влияет на поле температуры, поэтому ее можно взять $C^* = 0$.

Условие (1.11) с помощью (2.10), (2.11) преобразуется в форму

$$(2.12) \quad \frac{d\xi}{dt} = - \frac{2M}{\pi s^2} \left(\int_0^{\infty} \frac{F(rz) zdz}{J_0^2(r_c z) + Y_0^2(r_c z)} \int_{t_0}^{\infty} \exp \left[- \left(\frac{z}{s} \right)^2 (t - \tau) \right] \eta(\tau) d\tau \right) + \Phi(t),$$

$$r = r_c,$$

где

$$s^2 = \frac{1}{2\chi d_2} (d_2 + \chi c_p - \sqrt{(\chi c_p - d_2)^2 - 4\chi b\alpha_2 d_2 T_0}),$$

$$M = D - \frac{R}{b} (1 - \gamma s^2), \quad k_1^2 = -s^2.$$

Искомой функцией $\xi(t)$ является решение линейно-интегриродифференциального уравнения вида (2.12). Известно, что возбуждающие силы характеризуются периодичностью и могут быть выражены суммой гармонических функций:

$$(2.13) \quad \Phi(t) = C'_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (C'_n \cos n\omega t + D'_n \sin n\omega t),$$

$$f(t) = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n \cos n\omega t + D_n \sin n\omega t).$$

Возмущение уровня жидкости $\xi(t)$ будем искать также в виде ряда Фурье:

$$(2.14) \quad \xi(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos n\omega t + B_n \sin n\omega t),$$

где заданные $C'_0, C'_n, D'_n, C_0, C_n, D_n$ и неизвестные A_0, A_n, B_n — коэффициенты Фурье; ω — круговая частота возбуждающих сил. Отметим, что процесс возмущения поля достаточно удален от начального, поэтому начальные условия не влияют на распределение полей давления и температуры в момент наблюдения, т. е. примем $t_0 \rightarrow -\infty$. Подставляя выражения (2.13), (2.14) в (2.12) и интегрируя его, после группирования всех членов получим систему алгебраических уравнений

$$(2.15) \quad M\gamma f'_1(\lambda_n r_c) A_n - [\dots - M\gamma f'_2(\lambda_n r_c)] B_n =$$

$$= - \frac{ac_p M}{c_p + \alpha_2 bT_0} [D_n f'_2(\lambda_n r_c) + C_n f'_1(\lambda_n r_c)] - C'_n,$$

$$[n\omega - M\gamma f'_2(\lambda_n r_c)] A_n + M\gamma f'_1(\lambda_n r_c) B_n =$$

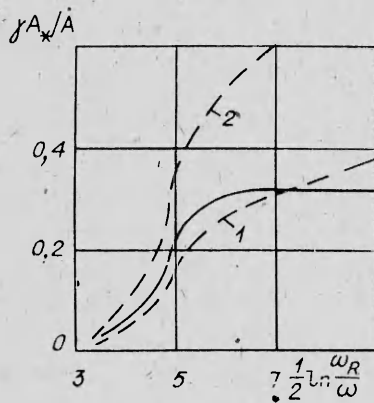
$$= - \frac{ac_p M}{c_p + \alpha_2 bT_0} [D_n f'_1(\lambda_n r_c) - C_n f'_2(\lambda_n r_c)] - D'_n,$$

где

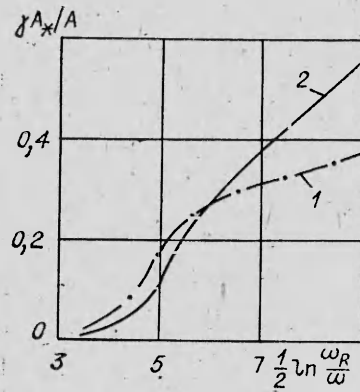
$$f_1(\lambda_n r) = \frac{1}{\Delta} [\ker(\lambda_n r) \ker(\lambda_n r_c) + \text{kei}(\lambda_n r) \text{kei}(\lambda_n r_c)],$$

$$f_2(\lambda_n r) = \frac{1}{\Delta} [\text{kei}(\lambda_n r) \ker(\lambda_n r_c) - \ker(\lambda_n r) \text{kei}(\lambda_n r_c)], \quad f'(\lambda_n r) = \frac{df(\lambda_n r)}{dr},$$

$$\Delta = (\ker(\lambda_n r_c))^2 + (\text{kei}(\lambda_n r_c))^2, \quad \lambda_n = s \sqrt{n\omega}.$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Чтобы проиллюстрировать применение этого метода, возьмем

$$\Phi(t) = C_1' \cos \omega t, \quad f(t) = C_1 \cos \omega t + \bar{D}_1 \sin \omega t = A \cos(\omega t - \varphi).$$

Тогда решение системы (2.15) в безразмерных переменных будет

$$\begin{aligned} \frac{\gamma A_1}{A \cos \varphi} = & -\frac{1}{\Delta_1} \{ \theta_2 \theta_3 [f_1'^2(\theta_1) + f_2'^2(\theta_1)] + \theta_1 \theta_3 [\operatorname{tg} \varphi \cdot f_1'(\theta_1) - f_2'(\theta_1)] + \\ & + \theta \theta_2 \theta_1^{-1} f_1'(\theta_1) \}, \\ \frac{\gamma B_1}{A \cos \varphi} = & \frac{1}{\Delta_1} \{ -\theta_2 \theta_3 \operatorname{tg} \varphi [f_1'^2(\theta_1) + f_2'^2(\theta_1)] + \theta_1 \theta_3 [\operatorname{tg} \varphi \cdot f_2'(\theta_1) + f_1'(\theta_1)] + \\ & + \theta \theta_1^{-1} [\theta_1 - \theta_2 f_2'(\theta_1)] \}, \quad \Delta_1 = [\theta_2 f_1'(\theta_1)]^2 + [\theta_1 - \theta_2 f_2'(\theta_1)]^2, \\ \theta_1 = & s r_c \sqrt{\omega}, \quad \theta_2 = M \gamma s^2 r_c, \quad \theta_3 = \frac{a c_p \theta_2}{c_p + \alpha_2 b T_0}, \quad \theta = \frac{C_1' \gamma s^2 r_c^2}{C_1}. \end{aligned}$$

Согласно формулам (2.14), (2.3), (2.10), (2.11) и (1.8), определяются искомые возмущения уровня жидкости, давления и температуры в скважине

$$\begin{aligned} \xi(t) = & A_* \cos(\omega t - \psi), \quad P = \gamma A_* \cos(\omega t - \psi), \\ T_c = & \left(\frac{\beta_2}{\alpha_2} - \frac{1 - \gamma s^2}{b} \right) \gamma A_* \cos(\omega t - \psi) - \frac{(1 - \chi s^2) a d_2 s^2}{b(c_p + \alpha_2 b T_0)} A \cos(\omega t - \varphi), \end{aligned}$$

где $A_* = \sqrt{A_1^2 + B_1^2}$, $\psi = \operatorname{arctg}(B_1/A_1)$, $T_c = \bar{T}_1 + T$.

Отсчетное время релаксации пласта $t_R = (s r_c)^2 \approx \frac{\mu \beta r_c^2}{k_0} \left(1 + \frac{\alpha_2 b T_0}{c_p} \right)$ не только зависит от пьезопроводности $\chi = k_0/\mu \beta$ и радиуса скважины, но также зависит от термических параметров насыщенного пласта, которые при $T_0 > 0$ ($\alpha_2 > \alpha_1$) ведут к прогрессирующему процессу возмущения полей. Анализ показывает, что за счет теплопроводности длинноволновое периодическое распространение тепла из глубины насыщенного водяного пласта к скважине незначительно. Однако во время землетрясения давление $P = \gamma \xi(t)$ возмущается в порядке (1–10) кг/см², и в результате температура жидкости изменяется в пределах нескольких градусов. Для воды это значение в скважине равно 0,3–3°C.

Из фиг. 1, 2 видно, что наличие гравитационных потенциалов непосредственно в уравнении фильтрации жидкости (см. уравнение (1.3)) влияет на вариации уровня жидкости в скважине. Если направления градиентов порового давления и гравитационного потенциала совпадают, то в пласте возникает дополнительное возмущение, т. е. дебит скважины, уровень жидкости и флуктуации температуры увеличиваются. На фиг. 1 представлены зависимости усиления сигнала A_*/A в воде от безразмерной частоты ω_R/ω при $\varphi = 1,0472$. Сплошная линия соответствует $C'/C_1 = 0$, штриховые 1 — $C'/C_1 = 0,01$; 2 — $C'/C_1 = -0,01$. Из фиг. 2 видно, что вариации уровня воды в скважине зависят от фазы падающей волны φ ; кривые 1, 2 соответствуют $\varphi = 1,0472$; 0,3585.

Автор весьма признателен В. Н. Николаевскому за полезное обсуждение и постоянную поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Садовский М. А., Монахов Ф. И., Семенов А. Н. Гидродинамические предвестники Южнокурильских землетрясений.— ДАН СССР, 1977, т. 236, № 1.
2. Косыгин Ю. А., Сергеев К. Ф. и др. Взаимодействие литосферных блоков на Центрально-Сахалинском разломе 7—13 апреля 1979 г.— ДАН СССР, 1979, т. 254, № 3.
3. Сардаров С. С. Приливные деформации коллекторов.— ДАН СССР, 1978, т. 243, № 2.
4. Sterling A., Smets E. Study of earth tides, earthquakes and terrestrial spectroscopy by analysis of the level fluctuations in a borehole at Heibaart (Belgium).— Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 23, p. 225.
5. Киссин И. Г. Землетрясения и подземные воды. М.: Наука, 1982.
6. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1970.
7. Карслоу Г., Егер М. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

Поступила 27/X 1983 г.

УДК 624.131 + 539.215

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЯЗКОСТИ ГРУНТОВ ПРИ УДАРНЫХ НАГРУЖЕНИЯХ

Н. В. ЕГОРОВА, В. Г. ЧЕРНЫЙ, Г. И. ЧЕРНЫЙ

(Киев)

Приведены опытные данные по коэффициентам объемной вязкости грунтов при ударных нагрузениях со скоростями σ от квазистатических до $2 \cdot 10^{10}$ Па/с при величине нагрузки до $2 \cdot 10^8$ Па. В литературе [1] приводились данные по коэффициентам вязкости некоторых грунтов (песков), однако эти данные недостаточно полны, а методика их определения [2] имеет ряд недостатков.

На установке ударного динамического сжатия при нагружении в условиях простого деформированного состояния были испытаны образцы четырех типов грунтов, данные о которых приведены в табл. 1.

Методика экспериментов принята аналогично [2]. Для расчета коэффициентов вязкости использована модель упруговязкопластической среды, описанная в [3] формулой

$$(1) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = Q [\sigma - f(\varepsilon)] + \begin{cases} \frac{1}{E(\varepsilon)} \frac{\partial \sigma}{\partial t}, & \frac{\partial \sigma}{\partial t} \geq 0, \\ \frac{1}{E^*(\sigma, \varepsilon)} \frac{\partial \sigma}{\partial t}, & \frac{\partial \sigma}{\partial t} < 0, \end{cases}$$

де σ — напряжение; ε — деформация и t — время при одноосном деформировании в условиях простого деформированного состояния; Q — функция, характеризующая вязкость. Функция Q зависит от двух параметров λ и μ :

$$Q = \mu[\sigma - f(\varepsilon)]^\lambda.$$

В предельных режимах нагружения

$$\sigma = f(\varepsilon) \quad \text{при } \sigma \rightarrow 0,$$

$$\varepsilon = \sigma/E(\varepsilon) + C \quad \text{при } \sigma \rightarrow \infty,$$

при разгрузке $\varepsilon = \sigma/E^*(\sigma, \varepsilon) + C(\varepsilon)$.

Методика определения коэффициентов вязкости была принята следующей: 1) определялись величины $\partial \varepsilon / \partial t$ и $\partial \sigma / \partial t$ методом численного дифференцирования, для чего предварительно строились экспериментальные зависимости $\sigma = \sigma(t)$ и $\varepsilon = \varepsilon(t)$;

Таблица 1

| Грунт | Плотность, г/см ³ | Весовая влажность, % | Пористость, % | Объемная масса, г/см ³ | Объемная масса скелета, г/см ³ |
|--------|------------------------------|----------------------|---------------|-----------------------------------|---|
| Глина | 2,73 | 16,2 | 34,8 | 1,88 | 1,78 |
| Супесь | 2,68 | 6,8 | 33,4 | 1,96 | 1,65 |
| Песок | 2,65 | 7,9 | 41,8 | 1,65 | 1,52 |
| Лесс | 2,65 | 8,2 | 47,2 | 1,52 | 1,40 |