

5. Милановский Е. Е. Геологическое строение района катастрофического землетрясения в Северной Армении и тектонические условия его возникновения.—Геотектоника, 1990, № 1, с.3—11.
6. Назаретян С. Н. Ретроспективный прогноз Спитакского землетрясения 1988 г.—Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1989, № 4, с.30—35.
7. Назаретян С. Н. Возможный механизм возникновения сильных землетрясений в дизъюнктивных узлах территории Армянской ССР.—ДАН АрмССР, 1987, т. LXXXV, № 5, с.203—207.
8. Никонов А. Л. Катастрофическое Спитакское землетрясение 7 декабря 1988 г. в северной Армении: вопросы сеймотектоники и механизма очага.—Геотектоника, 1990, № 1, с.25—31.
9. Шебалян Н. В., Борисов Б. А. Спитакское землетрясение. Журнал «Гитутюн еа техника», № 12, 1989, с.17—23.
10. Filson J., Borchardt R. et al.—Results and 89 data from Seismologic and Geologic studies following earthquakes of December 7, 1988, Near Spitak, Armenian SSB, USA, 1989, 188 p.
11. Cisternas A., Philip H., et al. The Spitak (Armenia) Earthquake of December 7, 1988. Field observations, Seismology and Tectonics. Strasbourg (France), 1989, 13 p.

Известия НАН РА. Науки о Земле, 1993, XLVI, № 1, 52—62.

УДК 624.131.526

С. Ш. ПУРИДЖАНИЯН

ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ ЗАДАЧА КОНСОЛИДАЦИИ С УЧЕТОМ НАЧАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА НАПОРА

Рассматривается осесимметричная задача консолидации водонасыщенного глинистого грунта. Принято, что фильтрация воды в грунте не подчиняется закону Дарси из-за наличия начального градиента напора. Получены аналитические выражения для прогнозирования средней степени консолидации.

Результаты многочисленных экспериментальных исследований ученых показали, что фильтрация воды в некоторых глинистых грунтах и илах протекает с отклонением от закона Дарси. Скорость фильтрации в этих грунтах при малых градиентах напора настолько мала, по сравнению со скоростью при больших градиентах напора, что ее можно принять равной нулю. Тогда закон Дарси, обычно записываемый в виде $v = ki$, при учете начального градиента напора будет выглядеть следующим образом:

$$v = k(i - i_0) \text{ при } i > i_0 \text{ и } v = 0 \text{ при } i < i_0. \quad (1)$$

Здесь величину i_0 называют начальным градиентом напора.

В случае наличия начального градиента напора его учет при прогнозировании консолидации является обязательным, т. к. он оказывает существенное влияние на скорость протекания процесса уплотнения и, что самое главное, существенно уменьшается величина конечной осадки. Впервые корректная постановка одномерной задачи консолидации с учетом начального градиента напора была дана В. А. Флоринным в [1]. М. Ю. Абелевым в [2] рассмотрены методы расчета вертикальных дрен и прорезей с учетом начального градиента напора и структурной прочности сжатия грунтов. Однако, на наш взгляд, в постановке задач им допущена существенная ошибка, о которой подробнее будет сказано ниже.

Прогноз уплотнения водонасыщенных глинистых грунтов при применении вертикальных дрен осуществляется с использованием теории

Дифференциальное уравнение, описывающее процесс консолидации с учетом принятых выше допущений, имеет вид

$$\frac{\partial H(r,t)}{\partial t} = C_{vr} \left(\frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H(r,t)}{\partial r} - \frac{i_0}{r} \right); \quad C_{vr} = k_r / m_v \gamma_w. \quad (2)$$

Здесь $H(r,t) = u(r,t) / \gamma_w$ — величина дополнительного напора в поровой воде, а C_{vr} , k_r и m_v — коэффициенты соответственно консолидации, фильтрации и относительной сжимаемости; γ_w — удельный вес воды.

Начальное и одно из граничных условий будут

$$H(r,0) = u(r,0) / \gamma_w = (1 - P_c) / \gamma_w = H_0; \quad H(r_0,t) = 0. \quad (3)$$

По В. А. Флорину при учете начального градиента напора в процессе консолидации внутри уплотняемого грунта возникает смещающаяся во времени поверхность раздела. Переменная во времени координата этой поверхности $\delta(t)$ отделяет область, в которой происходит фильтрация, от области, в которой она отсутствует. В первой области ($r < \delta(t)$) градиент напора больше i_0 , а во второй ($r > \delta(t)$) он меньше i_0 . На самой же границе $r = \delta(t)$ градиент напора равен i_0 . Кроме того, на этой границе должно быть удовлетворено условие равенства величины дополнительного напора его начальной величине, т. е.

$$\partial H(\delta(t),t) / \partial r = i_0; \quad H(\delta(t),t) = H_0. \quad (4)$$

В результате решения уравнения (2) при краевых условиях (3), (4) должны быть найдены неизвестные функции $H(r,t)$ и $\delta(t)$.

В [2] М. Ю. Абелевым была решена плоская осесимметричная задача консолидации с учетом начального градиента напора. Однако при постановке задачи не было учтено наличие поверхности раздела и, вследствие этого, второе граничное условие ставилось на неподвижной границе $r = R$ в виде $\partial u(R,t) / \partial r = \gamma_w i_0$. Такая постановка задачи не отвечает физическому смыслу процесса и является ошибочной.

Введя безразмерные переменные

$$\bar{H}(\bar{r},\tau) = H(r,t) / H_0; \quad \bar{r} = r / r_a; \quad \tau = C_{vr} t / r_a^2; \quad \bar{r}_0 = r_0 / r_a;$$

$$\xi(\tau) = \delta(\tau) / r_a; \quad \bar{R} = R / r_a; \quad b = 1 / (1 - \bar{r}_0),$$

задачу (2) — (4) запишем в виде

$$\partial \bar{H}(\bar{r},\tau) / \partial \tau = \partial^2 \bar{H}(\bar{r},\tau) / \partial \bar{r}^2 + (\partial \bar{H}(\bar{r},\tau) / \partial \bar{r} - b) / \bar{r}, \quad (5)$$

$$\bar{H}(\bar{r},0) = 1; \quad \bar{H}(\bar{r}_0,\tau) = 0; \quad \bar{H}(\xi(\tau),\tau) = 1; \quad \partial \bar{H}(\xi(\tau),\tau) / \partial \bar{r} = b. \quad (6)$$

В дальнейшем, для удобства записи, черточки над H , r , r_0 и R опущены.

Точное решение данной задачи до настоящего времени не получено. Применим для ее решения приближенный аналитический метод, называемый интегральным. Основная идея интегрального метода, впервые предложенная Т. Гудмэном, заключается в том, что искомое решение удовлетворяет не исходному уравнению, а осредненному по r в пределах от r_0 до $\xi(\tau)$. Преимущество этого метода в том, что он довольно часто обеспечивает хорошую точность и во многих случаях позволяет получать решения в замкнутом аналитическом

виде. Интегральный метод ранее был использован в [3] при рассмотрении одномерной задачи консолидации с учетом начального градиента напора.

Решение уравнения (5) ищем в виде

$$H(r, \tau) = a_0(\tau) + a_1(\tau)(r - r_0) + a_2(\tau) \ln(r/r_0), \quad (7)$$

где неизвестные коэффициенты $a_i(\tau)$ должны быть такими, чтобы были удовлетворены граничные условия. Используя три граничных условия, найдем

$$H(r, \tau) = [D_1(\xi)(r - r_0) + D_2(\xi) \ln(r/r_0)] / D_0(\xi), \quad (8)$$

где

$$D_0(\xi) = \xi \ln(\xi/r_0) - \xi + r_0; \quad D_1(\xi) = b\xi \ln(\xi/r_0) - 1;$$

$$D_2(\xi) = b\xi(1 - \xi).$$

Пусть уравнение (5) удовлетворяется не в каждой точке области, а в среднем. Для этого умножим обе части уравнения на rdr и проинтегрируем в пределах от r_0 до $\xi(\tau)$, т. е.

$$\int_{r_0}^{\xi(\tau)} \frac{\partial H}{\partial \tau} r dr = \int_{r_0}^{\xi(\tau)} \left[\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial H}{\partial r} - b \right) \right] r dr. \quad (9)$$

Найдя соответствующие производные функции $H(r, \tau)$ и подставив их в (9), после интегрирования получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка относительно неизвестной функции $\xi(\tau)$ с известным начальным условием $\xi(0) = r_0$. Разделив переменные и проинтегрировав, найдем

$$\tau = \int_{r_0}^{\xi(\tau)} \frac{D_3(\xi) + D_0(\xi)}{D_0(\xi)(\xi - 1)} d\xi, \quad (10)$$

где

$$D_3(\xi) = D_2(\xi)(2\xi^2 - \xi r_0 - r_0^2) / 6; \quad D_2(\xi) = \ln(\xi/r_0) - \xi + r_0;$$

$$D_0(\xi) = D_1(\xi) / (2\xi^2 / (\xi - r_0) \ln(\xi/r_0) - \xi - r_0) / 4;$$

$$D_1(\xi) = (\xi - r_0)(2\xi - 1) - \xi^2 \ln(\xi/r_0).$$

Из выражения (10) после численного интегрирования может быть найдено в неявном виде положение поверхности раздела в любой момент времени. Результаты численного интегрирования при различных значениях параметра r_0 представлены на рис. 2.

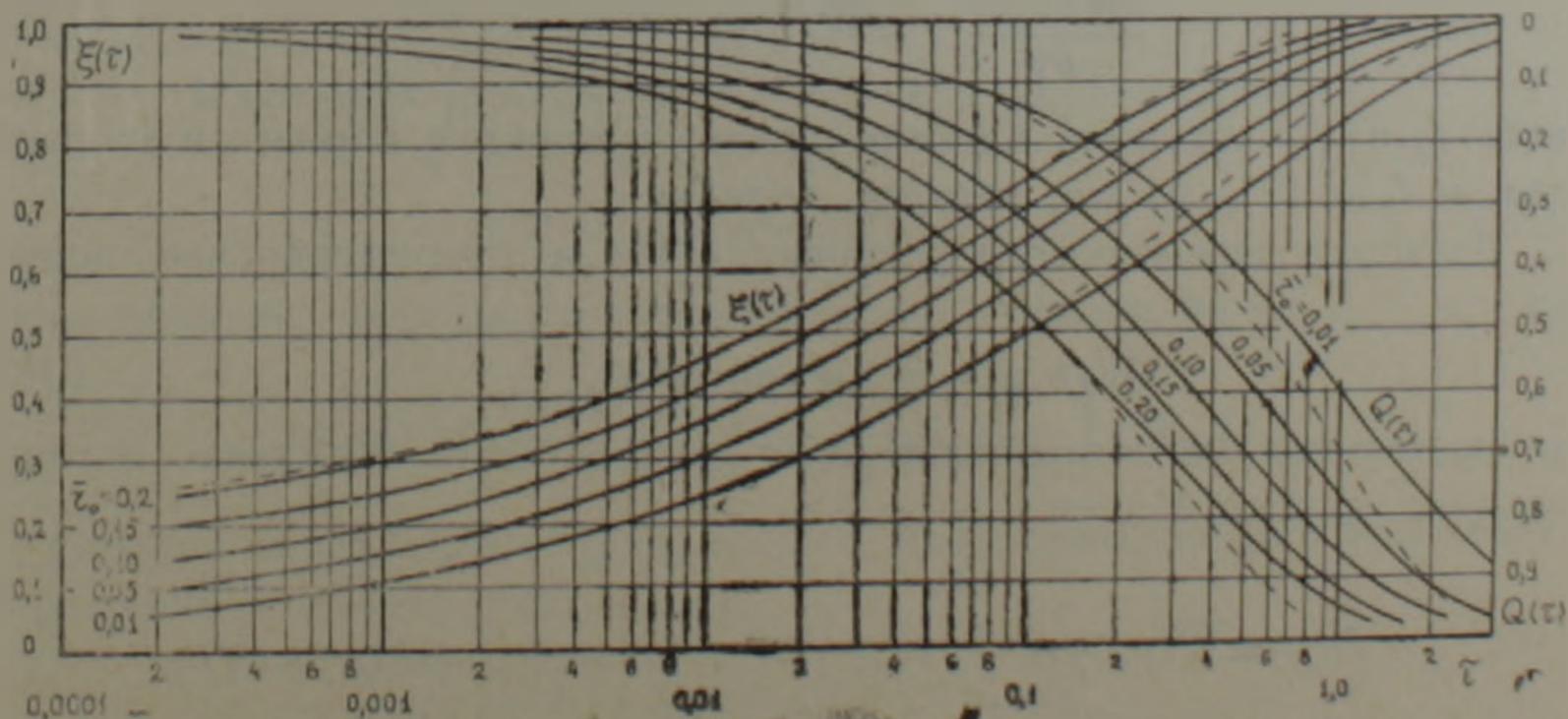


Рис. 2. Результаты расчетов по уравнениям (10) и (19).

Выражение (10) и полученные с его использованием кривые $\xi(\tau)$ на рис. 2, а также зависимость (8) могут быть использованы до момента времени $\tau = \tau_1$, при котором $\xi(\tau_1) = R$, т. к. далее процесс консолидации протекает в области с неподвижными границами. Для прогнозирования консолидации при $\tau > \tau_1$ необходимо решить уравнение (5) при начальном условии

$$H(r, \tau_1) = A_1 + B_1 r + C \ln r, \quad (11)$$

где

$$A_1 = [(bR - 1)R \ln r_0 - (1 - bR \ln R)r_0] / D_0(R);$$

$$B_1 = D_1(R) / D_0(R); \quad C = D_2(R) / D_0(R)$$

и граничных условиях, заданных на неподвижных границах

$$H(r_0, \tau) = 0; \quad \partial H(R, \tau) / \partial r = b. \quad (12)$$

Произведем замену переменной, приняв $y = \tau - \tau_1$, и введем новую функцию

$$W(r, y) = H(r, y) - b(r - r_0).$$

Тогда уравнение (5) и краевые условия (11), (12) запишутся в виде

$$\frac{\partial W(r, y)}{\partial y} = \frac{\partial^2 W(r, y)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W(r, y)}{\partial r}. \quad (13)$$

$$W(r, 0) = A + Br + C \ln r; \quad A = A_1 + br_0; \quad B = B_1 - b;$$

$$W(r_0, y) = 0; \quad \partial W(R, y) / \partial r = 0.$$

Применив к уравнению (13) преобразование Ханкеля

$$\bar{W}(p, y) = \int_{r_0}^R r V(pr) W(r, y) dr \quad (14)$$

с ядром

$$V(pr) = J_0(pr) Y_0(pr_0) - Y_0(pr) J_0(pr_0),$$

где p — положительные корни уравнения

$$J_1(pR) Y_0(pr_0) - J_0(pr_0) Y_1(pR) = 0,$$

получим дифференциальное уравнение для изображения функции $\bar{W}(p, y)$

$$\frac{\partial \bar{W}(p, y)}{\partial y} + p^2 \bar{W}(p, y) = 0. \quad (15)$$

Здесь J_0 и Y_0 — функции Бесселя нулевого порядка первого и второго рода, а J_1 и Y_1 — то же, первого порядка.

Разделив переменные в уравнении (15) и проинтегрировав, получим

$$\bar{W}(p, y) = D(p) \exp(-p^2 y), \quad (16)$$

где постоянная интегрирования $D(p)$ должна быть найдена из начального условия. Имеем

$$D(p) = \bar{W}(p, 0) = \int_{r_0}^R r V(pr) W(r, 0) dr = A(p) + B(p) + C(p).$$

Здесь

$$A(p) = -2A/\pi p^2; \quad C(p) = C[V(pR) - 2\ln(r_0/\pi)]/p^2;$$

$$B(p) = B \int_{r_0}^R r^2 V(pr) dr = (2B/p^3) \left\{ pR V(pR) / 2 - pr_0/\pi - \right. \\ \left. - Y_0(pr_0) \left[\sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(pR) - \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(pr_0) \right] + \right. \\ \left. + J_0(pr_0) \left[\sum_{k=0}^{\infty} Y_{2k+1}(pR) - \sum_{k=0}^{\infty} Y_{2k+1}(pr_0) \right] \right\}.$$

Оригинал функции найдем по ее изображению для данного преобразования по формуле обращения

$$W(r, y) = \frac{\pi^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_n^2 J_1^2(p_n R) V(p_n r)}{J_0^2(p_n r_0) - J_1^2(p_n R)} W(p_n, y).$$

Подставив в формулу обращения выражение (16) и возвращаясь к прежним переменным, получим решение задачи в виде

$$H(r, \tau) = \frac{r - r_0}{1 - r_0} + \frac{\pi^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_n^2 J_1^2(p_n R) V(p_n r) D(p_n)}{J_0^2(p_n r_0) - J_1^2(p_n R)} \times \\ \times \exp[-p_n^2(\tau - \tau_1)], \quad \tau \geq \tau_1. \quad (17)$$

Отсюда видно, что при $\tau \rightarrow \infty$ $H(r, \infty) = (r - r_0)/(1 - r_0)$.

При определении осадок поверхности грунта обычно определяют их среднюю величину, производя осреднение по площади влияния дрены. Среднюю величину стабилизированной осадки (при $\tau \rightarrow \infty$) найдем по формуле

$$S(\infty) = m_v \sigma_{cp}(\infty) h = \frac{m_v h \gamma_w H_0}{\pi(R^2 - r_0^2)} V_s(\infty).$$

Здесь $\sigma_{cp}(\infty)$ — средняя величина напряжения в скелете грунта (при $\tau \rightarrow \infty$), под воздействием которого происходит осадка; h — толщина уплотняемого слоя; $V_s(\infty)$ — объем эпюры напряжения $\bar{\sigma}_{cp}(\infty) = \sigma_{cp}(\infty)/\gamma_w H_0$. Имеем

$$V_s(\infty) = 2\pi \int_{r_0}^R r \bar{\sigma}(r, \infty) dr = 2\pi \int_{r_0}^R \left[1 - (r - r_0)/(1 - r_0) \right] r dr = \\ = \pi(R^2 - r_0^2 - 2(R^2 - r_0^3))/(1 - r_0). \quad (18)$$

Таким образом, величина стабилизированной осадки будет

$$S(\infty) = \frac{m_v \gamma_w H_0 h}{1 - r_0} \left[1 - \frac{2(R^2 - r_0^3)}{3(R^2 - r_0^2)} \right], \quad R \leq 1.$$

Степень консолидации $Q(\tau)$ найдем как отношение объемов эпюр напряжений в скелете грунта, т. е.

$$Q(\tau) = S(\tau)/S(\infty) = V_s(\tau)/V_s(\infty).$$

Определив величину $V_s(\tau)$, получим следующие выражения для степени консолидации при $\tau \leq \tau_1$ ($\xi < R$)

$$Q(\tau) = \frac{(\xi^2 - r_0^2)D_1(\xi) - 2(\xi^2 - r_0^2)D_2(\xi)/3 + D_3(\xi)}{D_{10}D_0(\xi)}, \quad (19)$$

где

$$D_1(\xi) = \xi |\ln(\xi/r_0) + r_0 - 1|; \quad D_2(\xi) = \xi \ln(\xi/r_0) + r_0 - 1; \\ D_3(\xi) = \xi(1 - \xi) |(\xi^2 - r_0^2)/2 - \xi^2 \ln(\xi/r_0)|; \quad D_{10} = R^2 - r_0^2 - 2(R^3 - r_0^3)/3.$$

при $\tau \geq \tau_1$ ($\xi = R$)

$$Q(\tau) = 1 - \frac{2\pi(1 - r_0)}{D_{10}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(p_n R) D(p_n)}{J_1^2(p_n R) - J_0^2(p_n r_0)} \exp[-p_n^2(\tau - \tau_1)]. \quad (20)$$

На рис. 2 приведены результаты расчетов по выражению (19) для нескольких значений r_0 при $R=1$. С целью оценки точности полученных решений исходное дифференциальное уравнение (5) было решено численно при краевых условиях (6). Численное решение было осуществлено методом конечных разностей по явной (с использованием алгоритма, предложенного В. А. Флориным в [2]) и по неявной схемам. Результаты расчетов по этим схемам незначительно отличались друг от друга. На рис. 2 пунктирными линиями проведены кривые $\xi(\tau)$ и $Q(\tau)$, полученные численным методом по явной схеме для двух значений r_0 ($r_0=0,01$ и $r_0=0,2$). Из рисунка видно, что результаты, полученные с помощью интегрального метода, хорошо согласуются с результатами численного решения. Незначительная погрешность наблюдается при малых значениях r_0 и в конце процесса уплотнения. Построенные для сравнения кривые зависимости $Q(\xi)$ для тех же двух значений параметра r_0 , полученные по зависимости (19) и численным методом, практически совпали. Это свидетельствует о том, что принятая зависимость (8) довольно удачно аппроксимирует действительный вид функции $H(r, \tau)$.

Полученная выше зависимость степени консолидации (20) для случая $\tau > \tau_1$ не очень удобна для производства по ней расчетов, т. к. включает в себя специальные функции. С целью облегчения расчетов найдем приближенное решение уравнения (5) для случая $\tau > \tau_1$, воспользовавшись интегральным методом.

Представим функцию $H(r, \tau)$ в виде многочлена

$$H(r, \tau) = b_0(\tau) + b_1(\tau)(r - r_0) + b_2(\tau) \ln(r/r_0), \quad (21)$$

неизвестные коэффициенты которого $b_i(\tau)$ найдем, используя граничные условия

$$H(r_0, \tau) = 0; \quad H(R, \tau) = \Psi(\tau); \quad \partial H(R, \tau) / \partial r = b. \quad (22)$$

Здесь введена новая неизвестная функция $\Psi(\tau)$, которая должна быть найдена в ходе решения. О функции $\Psi(\tau)$ известно, что $\Psi(\tau_1) = 1$, так как в этом случае обеспечивается удовлетворение начальному условию, которое заключается в том, что выражение $H(r, \tau)$, полу-

ченное для интервала времени $\tau < \tau_1$, должно совпасть с (21) при $\tau = \tau_1$.

Определив коэффициенты $b_i(\tau)$ и подставив их в (21), получим

$$H(r, \tau) = \frac{N_1(\tau)}{N_0} (r - r_0) + \frac{N_2(\tau)}{N_0} \ln(r/r_0); \quad \tau > \tau_1, \quad (23)$$

где

$$N_0 = R \ln(R/r_0) - R + r_0; \quad N_1(\tau) = bR \ln(R/r_0) - \Psi(\tau); \\ N_2(\tau) = \Psi(\tau) - b(R - r_0).$$

Отсюда видно, что при $\Psi(\tau) = 1$ выражение (23) совпадает с (8), т. к. при $\tau = \tau_1$ имеем $\xi = R$.

Таким образом выражение (23) удовлетворяет всем краевым условиям. Неизвестную функцию $\Psi(\tau)$, входящую в это выражение, определим, удовлетворяя уравнению (5) в среднем. Для этого подставим (23) в (5), умножим обе части уравнения на $r dr$ и проинтегрируем в пределах от r_0 до R . В результате получим обыкновенное дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными

$$\frac{d\Psi(\tau)}{d\tau} \left[\frac{R^3}{2(R-r_0)} \ln(R/r_0) - \frac{7R^3 + Rr_0 - 2r_0^2}{12} \right] = b(R-r_0) - \Psi(\tau).$$

Разделив переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Psi(\tau_1) = 1$, найдем

$$\Psi(\tau) = b \{ R - r_0 + (1 - R) \operatorname{схр} [-(\tau - \tau_1) / M_0(\lambda) r_0^2] \}, \quad (24)$$

где

$$M_0(\lambda) = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda^3 \ln \lambda}{\lambda - 1} - \frac{7\lambda^3 + \lambda - 2}{6} \right); \quad \lambda = R/r_0.$$

Степень консолидации для интервала $\tau > \tau_1$ при применении интегрального метода получена в виде

$$Q(\tau) = \frac{1 - r_0}{1 - M_0(\lambda) r_0} [1 - N_1(\tau) M_1(\lambda) + N_2(\tau) M_2(\lambda)], \quad (25)$$

где

$$M_1(\lambda) = \frac{(\lambda - 1)(2\lambda + 1)}{3(1 + \lambda)(\lambda \ln \lambda - \lambda + 1)}; \quad M_2(\lambda) = \frac{2(\lambda^3 + \lambda + 1)}{3(1 + \lambda)}; \\ M_2(\lambda) = \frac{6\lambda(2\lambda^2 \ln \lambda - \lambda^3 + 1)}{(\lambda^3 - 1)(\lambda \ln \lambda - \lambda + 1)}.$$

Как видно, полученное выражение (25) намного проще, чем (20), и в тех случаях, когда нет необходимости в высокой точности, можно использовать приближенное решение (25).

ԿՈՆՍՈԼԻԴԱՑԻԱՅԻ ԱՌԱՆՑՔԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ԽՆԴԻՐԸ, ԵՐՔ ՀԱՇՎԻ Է ԱՌՆՎՈՒՄ
ՃՆՇՄԱՆ ՍԿՋԻՆԱԿԱՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԸ

Ա մ փ ո փ ո ս մ

Գիտնականների բազմաթիվ փորձարկումների արդյունքները ցույց են տվել, որ ջրի շարժումը որոշ կազմաչին գրունտներում և տիղմերում չի ենթարկվում Դարսի օրենքին: Ֆիլտրացիայի արագությունը այդպիսի գրունտներում փոքր գրադիենտների դեպքում չափազանց փոքր է, քան մեծ գրադիենտների դեպքում: Այդ պատճառով այն կարելի է ընդունել հավասար դրոյի և Դարսի օրենքը կգրվի հետևյալ տեսքով.

$$v = \begin{cases} k(i-i_0), & \text{երբ } i > i_0 \\ 0, & \text{երբ } i \leq i_0 \end{cases}$$

Այստեղ i_0 - ճնշման սկզբնական գրադիենտն է:

Կոնսոլիդացիայի միաշափ խնդրի կոռեկտ դրվածքը, երբ հաշվի է առնվում ճնշման սկզբնական գրադիենտը գրունտների կոնսոլիդացիայի միաշափ խնդրում, առաջին անգամ ձևակերպել է Ֆլորինը:

Ուղղաձիգ դրենաժների և ճեղքերի հաշվարկման եղանակները, երբ հաշվի է առնվում ճնշման սկզբնական գրադիենտը և գրադիենտի սեղման ամրությունը, դիտարկվել է Մ. Յու. Աբելևի կողմից: Սակայն խնդիրների դրվածքում նրա կողմից թույլ է տրված էական սխալներ, որոնց պատճառով ստացված արդյունքները պիտանի չեն գործնական հաշվարկներ կատարելու համար: Զրահագեցված կազմաչին գրունտների խտացման կանխագուշակումը ակնթարթորեն կիրառված արտաքին զբեռնվածքից, երբ ավազային դրենաժի առկայության դեպքում ֆիլտրացիան տեղի է ունենում հորիզոնական ուղղությամբ դեպի դրենաժը (նկ. 1), բերում է հետևյալ եզրային խնդրի լուծմանը:

$$\partial \bar{H}(\bar{r}, \tau) / \partial \tau = \partial^2 \bar{H}(\bar{r}, \tau) / \partial \bar{r}^2 + (\partial \bar{H}(\bar{r}, \tau) / \partial \bar{r} - b) / \bar{r},$$

$$\bar{H}(\bar{r}, 0) = 1; \quad \bar{H}(\bar{r}_0, \tau) = 0; \quad \bar{H}(\xi(\tau), \tau) = 1; \quad \partial \bar{H}(\xi(\tau), \tau) / \partial \bar{r} = b,$$

որտեղ $\bar{H}(\bar{r}, \tau) = H(r, t) / H_0; \quad \bar{r} = r / r_a; \quad \tau = C_{vr} t / r_a^2;$

$$\bar{r}_0 = r_0 / r_a; \quad \xi(\tau) = \delta(\tau) / r_a; \quad b = 1 / (1 - \bar{r}_0):$$

Տվյալ խնդրի ճշգրիտ լուծումը մինչև այժմ չի ստացված: Մոտավոր լուծում ստանալու համար հեղինակի կողմից կիրառված է ինտեգրալ եղանակ, որի էությունը կայանում է նրանում, որ ելակետային հավասարումը բավարարում է ֆիլտրացիայի տիրույթի ոչ թե նրա յուրաքանչյուր կետում, այլ միջինով: Այդ նպատակով $\bar{H}(\bar{r}, \tau)$ ֆունկցիային տրվում է հետևյալ տեսքը՝

$$\bar{H}(\bar{r}, \tau) = [D_1(\xi)(\bar{r} - \bar{r}_0) + D_2(\xi) \ln(\bar{r} / \bar{r}_0)] / D_0(\xi),$$

որը լրիվ բավարարում է եզրային պայմաններին:

Տեղադրելով այն վերը բերված դիֆֆերենցիալ հավասարման մեջ, ստացված արտահայտության երկու կողմերը բազմապատկենք $\bar{r} d\bar{r}$ -ով և ինտեգրենք \bar{r}_0 -ից մինչև $\xi(\tau)$ -ի սահմաններում: Այդպիսով ստանում ենք մի արահայտություն, որը հնարավորություն է տալիս որոշել խտաց-

ված և ոչ խտացված պրունտների սահմանի շարժման որենքը ժամանակի ընթացքում

$$= \int_{r_0}^{\xi(\tau)} \frac{D_3(\xi) + D_n(\xi)}{(\xi - 1)D_0(\xi)} d\xi(\tau):$$

Այդ արտահայտության թվային ինտեգրման արդյունքները բերված են նկ 2-ում:

Երբ բաժանման սահմանի կորդինատը $\xi(\tau) = \bar{R}$ խտացումը տեղի է ունենում անշարժ սահմաններ ունեցող տիրույթում: Սգտագործելով հանկելի ձևափոխությունը ($\tau > \tau_1$ -ի դեպքում) ստացված է $\bar{H}(\bar{r}, \tau)$ -ի համար լուծում: Քանի որ ստացված արտահայտությունը իր մեջ պարունակում է հատուկ ֆունկցիաներ, որոնք դժվարացնում են նրա օգտագործումը գործնական հաշվարկներ կատարելիս, ապա $\bar{H}(\bar{r}, \tau)$ ֆունկցիայի համար ստացվում է նաև մոտավոր լուծում, որն արտահայտված է միայն էլեմենտար ֆունկցիաներով:

Սովորաբար կոնսոլիդացիայի հաշվարկները կատարելիս որոշում են նստվածքի միջին արժեքը դրենաժի ազդման մակերևույթի սահմաններում:

Կայունացված նստվածքի մեծությունը հաշվելու համար ստացվում է հետևյալ բանաձևը

$$S(\infty) = \frac{m_v \gamma_w H_0 h}{1 - r_0} \left[1 - \frac{2(\bar{R}^3 - r_0^3)}{3(\bar{R}^3 - r_0^2)} \right], \quad \bar{R} \ll 1:$$

Կոնսոլիդացիայի աստիճանը $Q(\tau) = S(\tau)/S(\infty)$ որոշելու համար ստացված են հաշվարկային բանաձևեր, երբ $\tau < \tau_1$ և $\tau > \tau_1$: Ստացված լուծումների ճշտությունը որոշելու համար ելակետային դիֆերենցիալ հավասարումը լուծված է նաև թվային եղանակով: Նկ. 2-ում բերված են այդ լուծման որոշ արդյունքները, որտեղից երևում է, որ դրանք իրար հետ լավ համաձայնեցված են:

S. SH. NURIJANIAN

AN AXIALLY SYMMETRIC PROBLEM FOR CONSOLIDATION WITH REGARD FOR INITIAL GRADIENT OF THE HEAD

Abstract

An axially symmetric problem for consolidation of the watersaturated clay soil is considered. It is accepted that the water filtration in the soil does not obey the Darcy's law owing to the presence of the initial gradient of the head. Analytical expressions have been obtained for the prognosis of the medium consolidation level.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Абелев М. Ю. Слабые водонасыщенные глинистые грунты как основания сооружений. М.: Стройиздат, 1973. 288с.

2. Нуриджанян С. Ш., Хачатурян Э. А. Влияние начального градиента напора на процесс консолидации — Изв. АН АрмССР, сер. ТН, 1983, т. XXXVI, № 5, с. 22—25.
3. Флорин В. А. Основы механики грунтов. М.—Л.: Госстройиздат, т. 2, 1961, 543 с.

Известия НАН РА. Науки о Земле, 1993, XLVI, № 1, 62—66

УДК 550.837

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. К. МАТЕВОСЯН

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ АМПЛИТУДНЫХ И ВРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЫ

Вычисления среднего удельного электрического сопротивления и средней поляризуемости (включая как определение амплитудных, так и временных параметров вызванной поляризации) многокомпонентной гетерогенной среды, содержащей различные включения, можно осуществлять способом последовательного заполнения среды [3]. Для этого гетерогенную среду необходимо представить в виде однородной вмещающей среды с включениями, которые «сортируют» по размерам, форме, ориентировке, электрическим и временным параметрам. Сперва определяются параметры среднего удельного электрического сопротивления и средней поляризуемости фиктивного агрегата, состоящего из вмещающей среды и одной группы включений, при заданном направлении приложенного поля и требуемом временном режиме наблюдений вторичного электрического поля [2]. Затем, взяв за вмещающую среду полученную в результате предыдущих расчетов среду с фиктивными параметрами, вносят в нее другую группу включений и также определяют фиктивные параметры этого агрегата при том же направлении приложенного поля. В итоге получают амплитудные и временные свойства трехкомпонентной гетерогенной среды, состоящей из исходной вмещающей среды и двух групп включений. Этот процесс вычислений продолжается до «заполнения» вмещающей среды всеми группами включений, при котором конечным агрегатом является исследуемая многокомпонентная среда. Выполняя расчеты электрических и временных параметров многокомпонентной среды таким способом, для различных направлений приложенного электрического поля можно получить амплитудные и временные характеристики среднего удельного электрического сопротивления и средней поляризуемости.

Прежде чем рассмотреть конкретные примеры реализации способа последовательного заполнения среды при вычислении среднего удельного электрического сопротивления ρ и средней поляризуемости η многокомпонентных гетерогенных сред, содержащих сфероидальные включения, оценим величины относительных погрешностей $\delta\rho$ и $\delta\eta$ используемого способа расчета ρ и η , основываясь на ранее полученных характеристиках двухкомпонентных сред [2]. С этой целью вычислены значения ρ и η путем последовательного заполнения двух-