ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXIX, № 2, 1976 Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

С. М. КАЗАРЯН

К ВОПРОСУ ПРИТОКА ПОДЗЕМНЫХ ВОД К ВОДОЗАБОРНЫМ СКВАЖИНАМ, ЗАЛОЖЕННЫМ В ДВУХСЛОЙНЫХ ВОДОНОСНЫХ ТОЛЩАХ

Нестационарный процесс движения подземных вод в двухслойной гидравлически связанной среде (рис. 1) с учетом упругости жидкости и пласта для осесимметричной задачи можно выразить следующей системой дифференциальных уравнений:

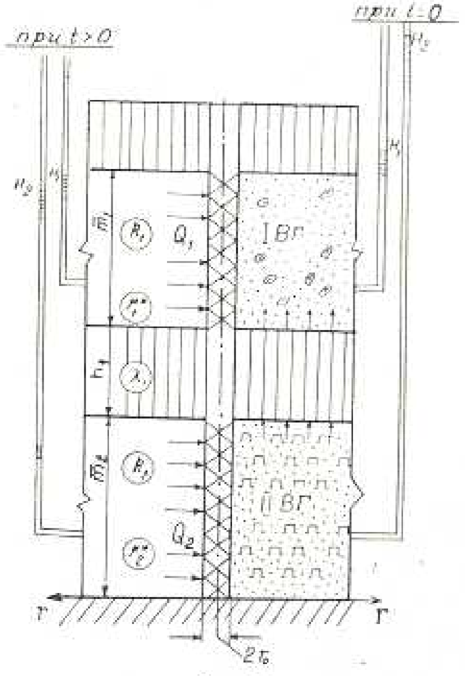

Рис. 1

$$a_1^2\left(\frac{\partial^2 S_1}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial S_1}{\partial r}\right)-b_1^2(S_1-S_2)=\frac{\partial S_1}{\partial t};$$

$$a_2^2\left(\frac{\partial^2 S_2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial S_2}{\partial r}\right)-b_2^2(S_2-S_1)=\frac{\partial S_2}{\partial t}, \qquad (1)$$

где a_i^2—коэффициент пьезопроводности ($i=1, 2$) первого и второго водоносных пластов; b_i^2—коэффициент перетекания; S_i—понижение уровня подземных вод в любых точках пласта, соответствующих I и II водоносным горизонтам, в любой момент времени.

$$a_1^2 = \frac{(\overline{mk})_1}{\mu_1^*}; \qquad b_1^2 = \frac{\lambda_1}{h_1\mu_1^*};$$

$$a_2^2 = \frac{(\overline{mk})_2}{\mu_2^*}; \qquad b_2^2 = \frac{\lambda_1}{h_1\mu_2^*}; \tag{2}$$

$$S_1(r, t) = H_{1e} - H(r, t); \qquad S_2(r, t) = H_{2e} - H_2(r, t).$$

Здесь $\overline{m}_1$ и $\overline{m}_2$—мощности соответственно I и II водоносных слоев;
k_1 и k_2—коэффициенты фильтрации этих же слоев;
μ_1^* и μ_2^*—коэффициенты упругой водоотдачи этих же слоев;
λ_1—коэффициент фильтрации плохопроницаемого слоя;
h_1—мощность того же слоя;
r—радиус-вектор;
H_{1e} и H_{2e}—пьезометрические напоры, соответствующие I и II водоносным горизонтам в естественных условиях;
$H_1(r,t)$ и $H_2(r,t)$—пьезометрические напоры в любых точках слоев в любой момент времени (в течение отбора воды).

Для решения уравнений (1) можно установить следующие краевые условия:

начальные условия:

$$S_1(r, t)|_{t=0} = 0;$$
$$S_2(r, t)|_{t=0} = 0, \tag{3}$$

граничные условия:

$$S_1(r, t)|_{r\to\infty} = 0; \quad S_2(r, t)|_{r\to\infty} = 0;$$

$$S_1(r_0, t) + H_{2e} - H_{1e} = S_2(r_0, t);$$

$$Q_1 = -2\pi(k\overline{m})_1 \frac{\partial S_1(r,t)}{\partial r}\bigg|_{r\to r_0} = \text{const};$$

$$Q_2 = -2\pi(k\overline{m})_2 \frac{\partial S_2(r,t)}{\partial r}\bigg|_{r\to r_0} = \text{const}. \tag{4}$$

Применяя для уравнений (1) преобразование Лапласа относительно переменной t и учитывая начальные условия, получим:

$$a_1^2\left(\overline{S}_1'' + \frac{1}{r}\overline{S}_1'\right) - (b_1^2 + p)\overline{S}_1 + b_1^2\overline{S}_2 = 0;$$

$$a_2^2\left(\overline{S}_2'' + \frac{1}{r}\overline{S}_2'\right) - (b_2^2 + p)\overline{S}_2 + b_2^2\overline{S}_1 = 0. \tag{5}$$

Система однородных уравнений (5) по своему виду напоминает функцию Бесселя мнимого аргумента, решение которой будем искать в виде [5, 6]:

$$\overline{S}_1 = A_1 K_0(\omega r) + B_1 I_0(\omega r);$$

$$\overline{S}_2 = A_2 K_0(\omega r) + B_2 I_0(\omega r), \tag{6}$$

где $I_0(\omega r)$ и $K_0(\omega r)$ — цилиндрические функции мнимого аргумента, соответственно первого и второго рода нулевого порядка.

Используя условия (4) и свойства функций I_0 и K_0, получим:

$$\overline{S}_1 = A_1 K_0(\omega r); \qquad \overline{S}_2 = A_2 K_0(\omega r). \tag{7}$$

Подставляя значение $\overline{S}_1$ и $\overline{S}_2$ в (5) и используя рекуррентные формулы Бесселя [5, 6], имеем:

$$[a_1^2\omega^2 - (b_1^2 + p)]A_1 + b_1^2 A_2 = 0;$$

$$b_2^2 A_1 + [a_2^2\omega^2 - (b_2^2 + p)]A_2 = 0. \tag{8}$$

Откуда для нетривиального решения получим:

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{a^0 p + h \mp \sqrt{a_1^0 p^2 + 2ph_1 + h^2}}{2a_2^2}, \tag{9}$$

где

$$a^0 = 1 + A^0; \quad a_1^0 = (1 - A^0)^2; \quad h = b_1^2(A^0 + B^0);$$

$$h_1 = b_1^2[B^0 - A^0(B^0 + 1) + (A^0)^2]; \quad h_2 = h^2 = b_1^4(B^0 + A^0)^2$$

$$A^0 = \frac{a_2^2}{a_1^2}; \qquad B^0 = \frac{b_1^2}{b_2^2}. \tag{10}$$

Подставляя ω_1^2 и ω_2^2 в (8), находим значения A_1 и A_2 с точностью до постоянного множителя:

$$A_{11} = C_1; \quad A_{12} = C_2;$$

$$A_{21} = C_1\gamma_1; \quad A_{22} = C_2\gamma_2. \tag{11}$$

Здесь

$$\gamma_1 = \frac{b_1^2(A^0 - B^0) + p(A^0 - 1) - \sqrt{a_1^0 p^2 + 2ph_1 + h^2}}{2A^0 b_1^2};$$

$$\gamma_2 = \frac{b_1^2(A^0 - B^0) + p(A^0 - 1) + \sqrt{a_1^0 p + 2ph_1 + h^2}}{2A^0 b_1^2}. \tag{12}$$

Учитывая вышеизложенное, общее решение системы (5) можно представить в следующем виде:

$$\overline{S}_1 = C_1 K_0(\omega_1 r) + C_2 K_0(\omega_2 r);$$

$$\overline{S}_2 = C_1\gamma_1 K_0(\omega_1 r) + C_2\gamma_2 K_0(\omega_2 r), \tag{13}$$

где C_1 и C_2 — постоянные, определяемые из условия (4).

$$C_1=\frac{\dfrac{Q_2}{k_2m_2}-\dfrac{Q_1\lambda_1}{k_1m_1}}{2\pi r_0\,p\,\omega_1(\lambda_1-\lambda_2)K_1(\omega_1r_0)};$$

$$C_2=\frac{\dfrac{\lambda_1Q_1}{k_1m_1}-\dfrac{Q_2}{k_2m_2}}{2\pi r_0\,p\,\omega_2(\lambda_1-\lambda_2)K_1(\omega_2r_0)}. \tag{14}$$

В дальнейшем, принимая в (10) лишь $(1-A^0)h=h_1$, имеющее место при идентичных гидрогеологических параметрах, получим:

$$\omega_1=\sqrt{\frac{p+h}{a_2^2}};\qquad \omega_2=\sqrt{\frac{A^0p}{a_2^2}}. \tag{15}$$

С учетом этого, подставляя все значения в систему (13) и переходя от отображающей функции к ее оригиналу, применяя теорему обращения для преобразования Лапласа, получим:

$$S_1=\frac{(Q_1A_2-Q_2A_1)\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\Phi_1(\lambda)\tau_1^{\lambda}d\lambda+\frac{Q_1A_3\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\lambda\Phi_1(\lambda)\tau_1^{\lambda}d\lambda+$$

$$+\frac{Q_1A_4\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}[(1-A^0)\lambda+h]\Phi_1(\lambda)\tau_1^{\lambda}d\lambda+\frac{(Q_2A_1-Q_1A_2)\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\times$$

$$\times\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\Phi_2(\lambda)\tau_2^{\lambda}d\lambda-\frac{Q_1A_3\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\lambda\Phi_2(\lambda)\tau_2^{\lambda}d\lambda+\frac{Q_1A_4\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\times$$

$$\times\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}[(1-A^0)\lambda+h]\Phi_2(\lambda)\tau_2^{\lambda}d\lambda;$$

$$S_2=-\frac{(Q_1B_1+Q_2B_2)\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\Phi_1(\lambda)\tau_1^{\lambda}d\lambda-\frac{Q_2B_3\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\lambda\Phi_1(\lambda)\tau_1^{\lambda}d\lambda+$$

$$+\frac{Q_1B_4\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}[(1-A^0)\lambda+h]\Phi_1(\lambda)\tau_1^{\lambda}d\lambda+\frac{(Q_1B_1+Q_2B_2)\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\Phi_2(\lambda)\tau_2^{\lambda}d\lambda+$$

$$+\frac{Q_2B_3\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\lambda\Phi_2(\lambda)\tau_2^{\lambda}d\lambda-\frac{Q_1B_4\sqrt{a_2^2}}{2\pi i}\int\limits_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}[(1-A^0)\lambda+h]\Phi_2(\lambda)\tau_2^{\lambda}d\lambda. \tag{16}$$

В (16) введены следующие обозначения:

$$\Phi_1(\lambda)=\frac{e^{\lambda t}}{\lambda[(1-A^0)\lambda+h]};\quad \Phi_2(\lambda)=\frac{e^{\lambda t}}{\lambda[(1-A^0)\lambda+h]\sqrt{A^0\lambda}};$$

$$\varphi_1=\frac{K_0\left(r\sqrt{\frac{\lambda+h}{a_2^2}}\right)}{K_1\left(r_0\sqrt{\frac{\lambda+h}{a_2^2}}\right)};\qquad \varphi_2=\frac{K_0\left(r\sqrt{\frac{A^0\lambda}{a_2^2}}\right)}{K_1\left(r_0\sqrt{\frac{A^0\lambda}{a_2^2}}\right)};$$

$$A_1=\frac{A^0b_1^2}{2\pi r_0k_2\overline{m}_2};\qquad A_2=\frac{b_1^2(A^0-B^0)}{4\pi r_0k_1\overline{m}_1};\qquad A_3=\frac{A^0-1}{4\pi r_0k_1\overline{m}_1};$$

$$A_4=\frac{1}{4\pi r_0k_1\overline{m}_1};\qquad B_1=\frac{b_1^2B^0}{2\pi r_0k_1\overline{m}_1};\qquad B_2=\frac{b_1^2(A^0-B^0)}{4\pi r_0k_2\overline{m}_2};$$

$$B_3=\frac{A^0-1}{4\pi r_0k_2\overline{m}_2};\qquad B_4=\frac{1}{4\pi r_0k_2\overline{m}_2}.\tag{17}$$

Линейные интегралы для $S_i(r, t)$, полученные с помощью теоремы обращения, обычно вычисляются посредством перехода к замкнутому контуру и применением теоремы вычетов [6]. При вычислении линейных интегралов (16) встречались следующие случаи:

1) $\overline{S}(\lambda)$ есть однозначная функция от λ со счетным множеством полюсов. В этом случае, используя лемму Жордана и теорему Коши, интеграл можно представить в следующем виде

$$\int=2\pi i\sum \text{Res}.\tag{18}$$

2) $\overline{S}(\lambda)$ имеет точку разветвления в точках $\lambda_1=-h$ и $\lambda_2=0$ и только конечное число полюсов. В этих случаях, используя контуры интегрирования по рисункам 2 и 3 и применяя к ним леммы Жордана и теорему Коши, интегралы (16) можно представить в виде:

$$\int=\int_K^F+\int_E^D+\int_{\gamma_r}+\sum\text{Res}.\tag{19}$$

Все подынтегральные функции системы уравнений (16) многозначные. Вычисление их производится по формуле (19).

Вычисляя эти интегралы и подставляя в систему уравнений (16), получим расчетные формулы для S_1 и S_2:

$$S_1=N_1Q_2+G_1Q_1;$$
$$S_2=N_2Q_2+G_2Q_1,\tag{20}$$

где

$$N_1=A_{11}F_2(\tau^0,\ A^0,\overline{r}_0,\overline{r})-A_{12}F_3(\tau^0,A^0,\overline{r}_0,\overline{r})-A_{2k}\frac{\varphi(K_0)}{(\varphi K_1)};\tag{21}$$

$$G_1=-[A_{10}F_1(\tau_0^0,A^0,\overline{r}_0,\overline{r})+A_{11}F_3(\tau^0,A^0,\overline{r}_0,\overline{r})+A_{13}F_4(\tau^0,A^0,\overline{r}_0,\overline{r})]+A_{1k}\frac{\varphi(K_0)}{\varphi(K_1)};\tag{22}$$

$$N_2 = B_{21}F_1(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) - B_{22}F_2(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) - B_{21}F_3(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) +$$

$$+ B_{22}F_4(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) - B_{2k}\frac{\varphi(K_0)}{\varphi(K_1)}; \tag{23}$$

$$G_2 = B_{23}F_1(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) - B_{22}F_2(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) - B_{20}F_3(\tau^0, A^0, \overline{r}, \overline{r}) -$$

$$- B_{22}F_4(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) + B_{1k}\frac{\varphi(K_0)}{\varphi(K_1)}. \tag{24}$$

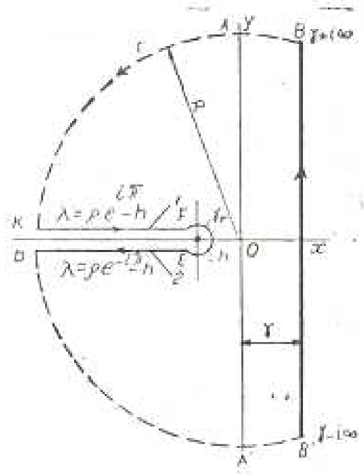

Рис. 2

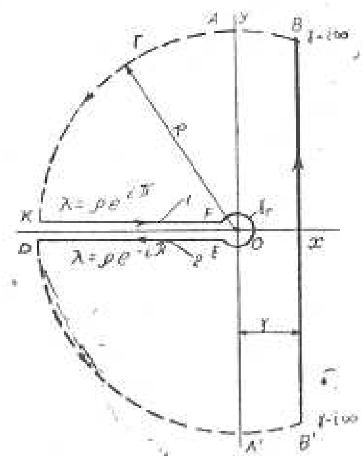

Рис. 3

Здесь

$$F_1(\tau_0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) = \int\limits_2^\infty \frac{e^{-\tau_0 u} M_1 du}{\sqrt{u-1}\,[(A^0-1)u^2+u]}; \tag{25}$$

$$F_2(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) = \int\limits_2^\infty \frac{e^{-\tau_0 u}\sqrt{u-1}\,M_1 du}{(A^0-1)u^2+u}; \tag{26}$$

$$F_3(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) = \int\limits_0^\infty \frac{e^{-\tau_0 u} M_2 du}{\sqrt{A^0 u}\,[(A^0-1)u^2+u]}; \tag{27}$$

$$F_4(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r}) = \int\limits_0^\infty \frac{e^{-\tau_0 u} M_2 du}{\sqrt{A^0 u}\,[(A^0-1)u+1]}; \tag{28}$$

$$\varphi(K_0) = K_0(\overline{r}_1); \qquad \varphi(K_1) = K_1(\overline{r}_{01}); \tag{29}$$

$$A_{10} = \frac{A^0}{\pi^2 r_0 k_1 \overline{m}_1 (A^0+B^0)}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}}; \qquad A_{11} = \frac{A^0}{\pi^2 r_0 k_2 \overline{m}_2 (A^0+B^0)}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};$$

$$A_{12} = \frac{B^0}{\pi^2 r_0 k_1 \overline{m}_1 (A^0+B^0)}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}}; \qquad A_{13} = \frac{A^0-1}{\pi^2 r_0 k_1 \overline{m}_1}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};$$

$$A_{1k}=\frac{A^0}{2\pi r_0 k_1\overline{m}_1(A^0+B^0)}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};\qquad A_{2k}=\frac{A^0}{2\pi r_0 k_2\overline{m}_2(A^0+B^0)}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};$$

$$B_{23}=\frac{1}{\pi^2 r_0(A^0+B^0)}\left|\frac{B^0}{k_1\overline{m}_1}-\frac{A^0(A^0+B^0)}{2k_2\overline{m}_2}\right|\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};$$

$$B_{24}=\frac{A^0}{2\pi^2 r_0 k_2\overline{m}_2(A^0+B^0)}\left|2-(A^0+B^0)\right|\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};\quad B_{22}=\frac{A^0-1}{2\pi^2 r_0 k_2\overline{m}_2}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};$$

$$B_{20}=\frac{1}{\pi^2 r_0(A^0+B^0)}\left|\frac{B^0}{k_1\overline{m}_1}+\frac{A^0+B^0}{2k_2\overline{m}_2}\right|\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};\qquad \tau^0=ht;$$

$$B_{21}=\frac{A^0-B^0}{2\pi^2 r_0 k_2\overline{m}_2(A^0+B^0)}\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};\quad B_{1k}=\frac{1}{2\pi r_0(A^0+B^0)}\left|\frac{A^0+B^0}{2k_2\overline{m}_2}-\right.$$

$$\left.-\frac{B^0}{k_1\overline{m}_1}\right|\sqrt{\frac{\overline{a}_2^2}{h}};$$

$$M_1=\frac{J_0(\overline{r}_1\sqrt{u-1})Y_1(\overline{r}_{01}\sqrt{u-1})-Y_0(\overline{r}_1\sqrt{u-1})J_1(\overline{r}_{01}\sqrt{u-1})}{J_1^2(\overline{r}_{01}\sqrt{u-1})+Y_1^2(\overline{r}_{01}\sqrt{u-1})};$$

$$M_2=\frac{J_0(\overline{r}_2\sqrt{u})Y_1(\overline{r}_{02}\sqrt{u})-Y_0(\overline{r}_2\sqrt{u})J_1(\overline{r}_{02}\sqrt{u})}{J_1^2(\overline{r}_{02}\sqrt{u})+Y_1^2(\overline{r}_{02}\sqrt{u})};$$

$$\overline{r}_1=\left|\sqrt{\frac{h}{a_2^2}}\cdot r\right|;\quad \overline{r}_{01}=\left|\sqrt{\frac{h}{a_2^2}}\cdot r_0\right|;\quad \overline{r}_2=\left|\sqrt{\frac{A^0h}{a_2^2}}\cdot r\right|;$$

$$\overline{r}_{02}=\left|\sqrt{\frac{A^0h}{a_2^2}}\cdot r_0\right|. \tag{30}$$

В (30) J_0, J_1, Y_0 и Y_1—функции Бесселя истинного аргумента, соответственно первого и второго рода, нулевого и первого порядка.

Интегральные функции $F_i(\tau^0, A^0, \overline{r}_0, \overline{r})$ $(i=1, 2, 3, 4)$ могут быть табулированы для различных значений безразмерных комплексов, которые выражаются через гидрогеологические параметры пластов.

Расчетными формулами (29) можно определять понижения уровня подземных вод в любых точках первого и второго водоносных слоев в любой момент времени при заданных гидрогеологических параметрах пластов и суммарном дебите из скважины.

Задача решается в следующем порядке:

1) по заданному суммарному дебиту Q_0 необходимо определить расходы Q_1 и Q_2, которые втекают в скважины соответственно из первого и второго водоносных слоев. Имеем:

$$Q_0=Q_1+Q_2. \tag{31}$$

С другой стороны, из граничного условия можно установить, что

$$S_2(r_0, t)=S_1(r_0, t)+H_{2e}-H_{1e}. \tag{32}$$

Имея значения N_1, N_2, G_1 и G_2 при $r=r_0$, из (20) и (31) получим:

$$S_1(r_0, t) = Q_2[N_1(r_0, t) - G_1(r_0, t)] + Q_0 G_1(r_0, t);$$

$$S_1(r_0, t) + H_{2e} - H_{1e} = Q_2[N_2(r_0, t) - G_2(r_0, t)] + Q_0 G_2(r_0, t). \qquad (33)$$

Решая систему (33) относительно Q_2 получим:

$$Q_2 = \frac{H_{2e} - H_{1e} + Q_0[G_1(r_0, t) - G_2(r_0, t)]}{[N_2(r_0, t) - G_2(r_0, t)] - [N_1(r_0, t) - G_1(r_0, t)]}. \qquad (34)$$

Затем определяется значение Q_1 по формуле (31) при данных Q_0 и Q_2;

2) имея значения Q_1 и Q_2, по формуле (20) определяются $S_1(r,t)$ и $S_2(r, t)$ при постоянной откачке.

АрмСХИ

Поступило 16.IV.1975.

Ս. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

ԵՐԿՇԵՐՏ ՋՐԱՏԱՐ ՀՈՂԱՇԵՐՏՈՒՄ ՏԵՂԱԴՐՎԱԾ ՋՐՀՈՐԻ ՄԵՋ ԱՍՏՈՐԵՐԿՐՅԱ ՋՐԵՐԻ ՆԵՐՀՈՍՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ամփոփում

Հոդվածում տրված է հիդրավլիկական կապի մեջ գտնվող երկու ջրատար հողաշերտերում ճնշումների հաշվարկման մեթոդ՝ ջրհորից գումարային հաստատուն ելքի ջրառման դեպքում, որը համապատասխանում է այդ հողաշերտերից ներհոսող Q_1 և Q_2 ելքերին։

Ընդունված է, որ ստորերկրյա ջրերի ներհոսումը ջրհորի մեջ կարելի է դիտել որպես առանցքով համաչափ խնդիր՝ անսահմանության ձգտող եզրային պայմաններով։

Խնդիրը լուծված է (1) հավասարումների սիստեմի օգնությամբ սկզբնական և եզրային (3), (4) պայմանների դեպքում, չդնելով ոչ մի սահմանափակում հիդրոերկրաբանական պարամետրերի վրա։ Օպերացիոն հաշվի մեթոդով (1) հավասարումների սիստեմի լուծումից ստացվել է (20) հաշվարկային բանաձևը, որի մեջ մտնող $F_i(\tau^0, A^0, \overline{r_0}, \overline{r})$ ֆունկցիաները պետք է աղյուսակավորվեն խնդրի լուծումը տարբեր հիդրոերկրաբանական պայմանների համար հեշտացնելու նպատակով։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Полубаринова-Кочина П. Я.* Теория движения грунтовых вод. М., ГТТИ, 1952.
2. *Мятиев А. Н.* Действие колодца в напорном бассейне подземных вод. Изв. Туркменского филиала АН СССР, № 3—4, 1946.
3. *Бочевер Ф. М.* К методике гидрогеологических расчетов водозаборных сооружений слоистых водоносных толщах. Болгарская АН, серия гидрология и гидрогеология, кн. V, 1966.
4. *Казарян С. М.* К вопросу неустановившегося притока подземных вод в многослойной фильтрующей среде. «Известия АН АрмССР (серия техн. наук)», т. XX, № 4, 1967.
5. *Ватсон Г. Н.* Теория Бесселевых функций. Ч. I и II, ИЛ, 1949.
6. *Андре Анго.* Математика для электро- и радиоинженеров (перевод с французского). М., 1964.