ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVII, № 6, 1984 Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

С. М. КАЗАРЯН

ДВИЖЕНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД К СКВАЖИНЕ В НЕОДНОРОДНО-СЛОИСТОМ ПЛАСТЕ ПРИ ОТКАЧКЕ ИЗ НИЖНЕГО НАПОРНОГО ВОДОНОСНОГО ГОРИЗОНТА

Дается аналитическое решение задачи о неустановившемся движении подземных вод к скважине в неограниченной трехслойной гидравлически связанной среде (рис. 1) с учетом инфильтрации и перетекания при жестком режиме в плохо проницаемых слоях. Краевыми условиями предусматривается отбор воды только из нижнего напорного горизонта с постоянным и переменным расходами.

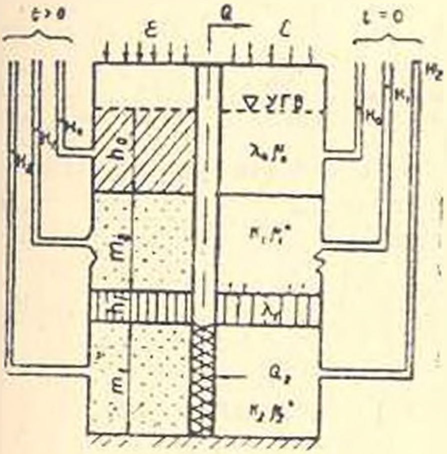

Рис. 1.

Процесс нестационарной фильтрации описывается следующей системой дифференциальных уравнений [1]:

$$\begin{cases} b_0(S_1 - S_0) - e = \dfrac{\partial S_0}{\partial t}; \\ a_1\left(\dfrac{\partial^2 S_1}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial S_1}{\partial r}\right) - b_1(S_1 - S_2) - b_1^*(S_1 - S_0) = \dfrac{\partial S_1}{\partial t}; \\ a_2\left(\dfrac{\partial^2 S_2}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial S_2}{\partial r}\right) - b_2(S_2 - S_1) = \dfrac{\partial S_2}{\partial t}. \end{cases} \qquad (1)$$

где a_i — коэффициент пьезопроводности ($i = 1, 2$) верхнего (I) и нижнего (II) напорных водоносных горизонтов; b_i — коэффициент перетекания; S_i — понижение уровня подземных вод в любой точке покровного I и II водоносных горизонтов в любой момент времени ($i=0, 1, 2$):

$$a_i = \frac{(km)_i}{\mu_i^*}; \qquad b_0 = \frac{\lambda_0}{h_0\mu_0}; \qquad b_1' = \frac{\lambda_0}{h_0\mu_1^*}; \qquad b_1 = \frac{\lambda_1}{h_1\mu_1^*};$$

$$b_2 = \frac{\lambda_1}{h_1\mu_2^*}; \qquad e = \frac{\varepsilon}{\mu_0}; \qquad S_i(r, t) = H_{ie} - H_i(r, t). \tag{2}$$

Здесь $(km)_i = T_i$ ($i = 1, 2$) — водопроводимость I и II напорных пластов; μ_i^* — коэффициент упругой водоотдачи этих же слоев [2]; λ_0, λ_1 и h_0, h_1 — коэффициенты фильтрации и мощности соответственно, раздельного и покровного слоев: ε — интенсивность инфильтрации; H_{ie} — пьезометрический напор в водоносных горизонтах в естественных условиях ($i = 0, 1, 2$).

Решение системы (1) будем искать для следующих начальных и граничных условий:

$$t = 0, \quad S_i(r, t) = 0; \quad t > 0, \quad r \to \infty, \quad S_i(r, t) = 0;$$

$$\lim_{r\to 0} r2\pi T_i \frac{\partial S_1}{\partial r} = 0;$$

$$1. \quad \lim_{r\to 0} r \frac{\partial S_2}{\partial r} = -\frac{Q_0}{2\pi T_2}; \qquad 2. \quad \lim_{r\to 0} r \frac{\partial S_2}{\partial r} = \frac{Q_0 e^{-\varepsilon t}}{2\pi T_2}. \tag{3}$$

Применяя для уравнений (1) преобразование Лапласа относительно переменной t, с учетом начальных условий, после совместного решения системы получим [3]:

$$\begin{cases} a_1\left(\overline{S}_1' + \frac{1}{r}\overline{S}_1\right) - \frac{p_2 + \gamma_1 p + \gamma_2}{p + b_0}\overline{S}_1 + b_2\overline{S}_2 = \frac{b_1\overline{e}}{p(p + b_0)}; \\ a_2\left(\overline{S}_2' + \frac{1}{r}\overline{S}_2\right) + b_2\overline{S}_1 - (b_2 + p)\overline{S}_2 = 0. \end{cases} \tag{4}$$

Система (4) имеет частное решение вида $\overline{S}_{i0}$ [4], при этом:

$$\begin{cases} \overline{S}_{00}(\lambda) = -\frac{\delta_1\lambda + d_2}{\lambda^2(\lambda + 1)(\lambda^2 + f_1\lambda + d_1)} - \frac{\overline{e}}{\lambda(\lambda + 1)}; \\ \overline{S}_{10}(\lambda) = -\frac{\delta_1\lambda + d_2}{\lambda^2(\lambda^2 + f_1\lambda + d_1)}; \\ \overline{S}_{20}(\lambda) = -\frac{d_2}{\lambda^2(\lambda^2 + f_1\lambda + d_1)}, \end{cases} \tag{5}$$

где

$$f_1 = 1 + B_1^0 + B_1^{*0} + B_2^0; \quad d_1 = B_1^0 + B_2^0(1 + B_1^{*0}); \quad d_2 = B_2^0 B_1^{*0}\bar{e};$$

$$\delta_1 = B_1^{*0}\bar{e}; \quad \bar{e} = \frac{e}{b_0}; \quad p = \lambda b_0; \quad B_1^0 = \frac{b_1}{b_0}; \quad B_1^{*0} = \frac{b_1^*}{b_0}; \quad B_2^0 = \frac{b_2}{b_0}. \tag{6}$$

Общее решение соответствующей линейной однородной системы (4) с учетом граничных условий (3) и свойства функции K_0 и I_0, следуя [3, 4], будем искать в виде:

$$\bar{S}_1 = A_1 K_0(\omega_1 r); \qquad \bar{S}_2 = A_2 K_0(\omega_2 r), \tag{7}$$

где I_0 и K_0 — цилиндрические функции мнимого аргумента, соответственно, первого и второго рода нулевого порядка.

Подставляя значение $\bar{S}_1$ и $\bar{S}_2$ в однородную систему (4), получим систему алгебраических уравнений относительно ω, A_1, A_2, откуда для нетривиального решения определим корни характеристического уравнения:

$$\omega_{1,2}^2 = \left(\frac{b_0}{2a_2} \frac{a_0\lambda^2 + b\lambda + c \pm f(\lambda)}{\lambda + 1} \right)^{1/2}, \tag{8}$$

где

$$a_0 = A^0 + 1; \quad A^0 = a_3/a_1; \quad N = A^0 - 1; \quad b = 1 + B_2^0 + A^0(1 + B_1^0 - B_1^{*0});$$

$$\gamma_3 = 1 + B_1^0 + B_1^{*0} + B_2^0; \quad c = A^0 B_1^0 + B_2^0; \quad \gamma_4 = B_1^0 + B_2^0(1 + B_1^{*0});$$

$$\gamma_5 = A^0(1 + B_1^0 + B_1^{*0}) - (1 + B_2^0); \quad \gamma_6 = A^0 B_1^0 - B_2^0; \tag{9}$$

$$f(\lambda) = \sqrt{(a_0\lambda^2 + b\lambda + c)^2 - 4A^0\lambda(\lambda + 1)(\lambda^2 + \gamma_5\lambda + \gamma_4)}.$$

Подставляя значения $\omega_{1,2}^2$, находим A_1 и A_2 с точностью до постоянного множителя:

$$A_{11} = C_1; \quad A_{21} = C_1\lambda_1; \quad A_{12} = C_2; \quad A_{22} = C_2\lambda_2, \tag{10}$$

где

$$\lambda_{1,2} = \frac{N\lambda^2 + \gamma_5\lambda + \gamma_6 \mp f(\lambda)}{2A^0 B_2^0(\lambda + 1)}. \tag{11}$$

Решением неоднородной системы (4) будет:

$$\bar{S}_1 = C_1 K_0(\omega_1 r) + C_2 K_0(\omega_2 r) + \bar{S}_{10};$$

$$\bar{S}_2 = C_1\lambda_1 K_0(\omega_1 r) + C_2\lambda_2 K_0(\omega_2 r) + \bar{S}_{20}, \tag{12}$$

где C_1 и C_2 — постоянные, определяемые из условия (3):

$$C_{1,2} = \mp \frac{\bar{Q}_1}{\lambda_2 - \lambda_1},$$

где

$$\bar{Q}_1 = \frac{Q_1}{2\pi T_2\lambda}; \qquad \bar{Q}_2 = \frac{Q_0}{2\pi T_2(\lambda + q)}. \tag{13}$$

Здесь Q_2 — откачка воды в постоянном расходе из нижнего водоносного горизонта, а Q_0 — первоначальный расход при откачке из того же слоя с переменным расходом.

Подставляя значения (13) в (12) и применяя к ним теорему обращения, получим [4, 5]:

$$\begin{cases} S_1(r, t) = \dfrac{1}{2\pi i}\displaystyle\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{\lambda\tau}\left[\bar{S}_{10}(\lambda) + \Phi_1(\lambda)\left(K_0(\omega_2 r) - K_0(\omega_1 r)\right)\right] d\lambda; \\ \qquad\qquad (i = 0,\ 1); \\ S_2(r, t) = \dfrac{1}{2\pi i}\displaystyle\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{\lambda\tau}\left[\bar{S}_{20}(\lambda) + \Phi_{21}(\lambda) K_0(\omega_1 r) - \Phi_{22}(\lambda) K_0(\omega_2 r)\right] d\lambda, \end{cases} \tag{14}$$

где

$$\Phi_0(\lambda) = -\frac{Q_0 A^0 B_1^0}{2\pi T_2}\cdot\frac{1}{\lambda f(\lambda)}; \qquad \Phi_1(\lambda) = -\frac{Q_0}{2\pi T_2}\cdot\frac{\lambda+1}{\lambda f(\lambda)};$$

$$\Phi_{21,22}(\lambda) = -\frac{Q_0}{2\pi T_2}\left(\frac{N\lambda^2 + \gamma_5\lambda + \gamma_6}{2\lambda f(\lambda)} \mp \frac{1}{2\lambda}\right);$$

$$\Phi_0(\lambda) = -\frac{Q_0 A^0 B_1^0}{2\pi T_2}\cdot\frac{1}{(\lambda+q) f(\lambda)}; \qquad \Phi_1(\lambda) = -\frac{Q_0}{2\pi T_2}\cdot\frac{\lambda+1}{(\lambda+q) f(\lambda)}; \tag{15}$$

$$\Phi_{21,22}(\lambda) = -\frac{Q_0}{2\pi T_2}\left(\frac{N\lambda^2 + \gamma_5\lambda + \gamma_6}{2(\lambda+q) f(\lambda)} \mp \frac{1}{2(\lambda+q)}\right).$$

Подынтегральные функции (14) имеют особые точки в виде простых полюсов и точки разветвления [4].

Для функции $\bar{S}_{i0}(\lambda)$ точки $\lambda_1 = -1$, $\lambda_{2,3} = -k_{1,2}$ простые полюсы, а $\lambda = 0$ есть полюс второго порядка. Для функции $\omega_{1,2}(\lambda)$ точки $-\Phi_{1,2} \pm i\nu_{1,2}$, -1, $-\nu_{1,2}$ и 0 — являются точками разветвления, поэтому при дополнении L влево полукруглом большого радиуса надо обойти все точки разветвления. Полученные контуры изображены на рис. 2 и 3, соответственно, для функции $\omega_{2,1}(\lambda)$.

Если аргумент $\varphi(\lambda)$ на L считать изменяющимся от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$, то, соответственно, можно получить значения аргументов на прямолинейных путях. Представим изменение значений аргументов φ_i, а также изменение всех величин, входящих в подынтегральные функции в таблице, где приведен метод вычисления значения функции $\omega_{2,1}(\lambda)$ лишь на контурах 3, 4, 5, 6, VI, V, IV и III. Аналогичные вычисления выполнены для остальных контуров.

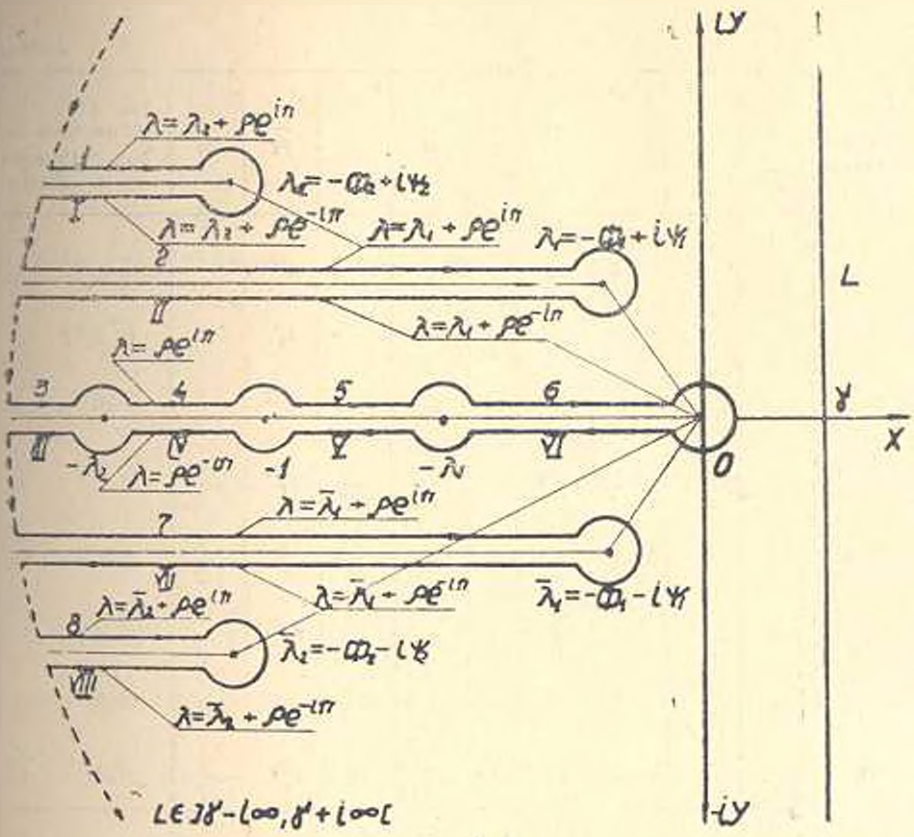
iY
L
γ
X
0
-iY
-λ₂
-1
-λ₁
$\lambda=\lambda_1+\rho e^{i\pi}$
$\lambda_1=-\omega_1+i\psi_1$
$\lambda=\lambda_2+\rho e^{-i\pi}$
$\lambda_2=-\omega_2+i\psi_2$
$\lambda=\rho e^{i\pi}$
$\lambda=\rho e^{-i\pi}$
$\bar\lambda_1=-\omega_1-i\psi_1$
$\bar\lambda_2=-\omega_2-i\psi_2$
$\lambda\in]\gamma-i\infty,\gamma+i\infty[$

Рис. 2.

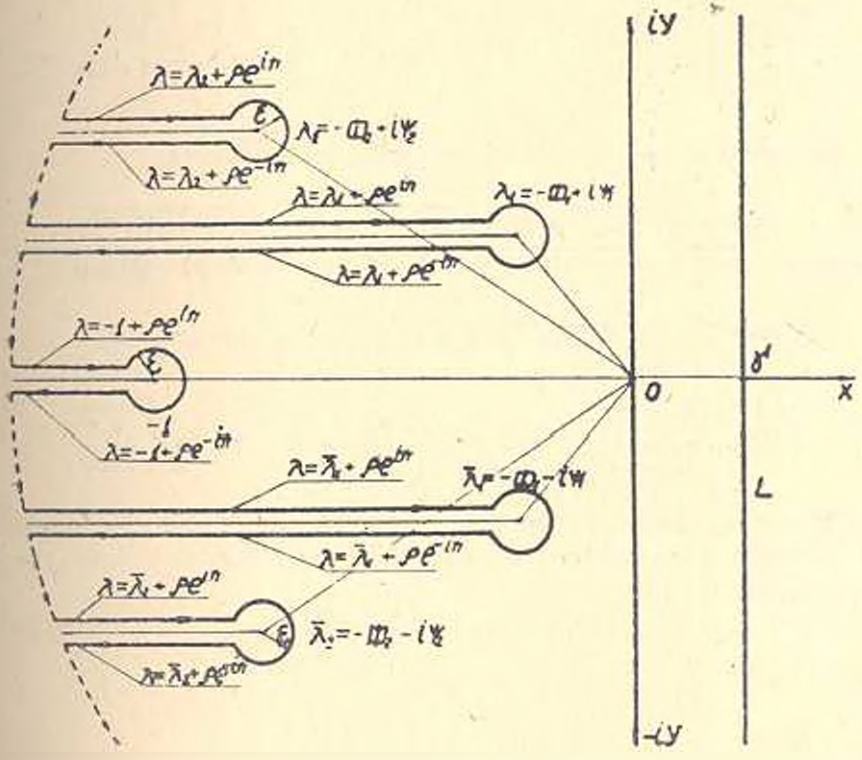
iY
L
γ
X
0
-iY
-1
$\lambda=\lambda_1+\rho e^{i\pi}$
$\lambda_1=-\omega_1+i\psi_1$
$\lambda=\lambda_2+\rho e^{-i\pi}$
$\lambda_2=-\omega_2+i\psi_2$
$\lambda=-1+\rho e^{i\pi}$
$\lambda=-1+\rho e^{-i\pi}$
$\bar\lambda_1=-\omega_1-i\psi_1$
$\bar\lambda_2=-\omega_2-i\psi_2$

Рис. 3.

Таблица

Путь интегрирования	φ	λ	ρ	$\overline{\rho}_1$	$\overline{\varphi}_1$	$\overline{\rho}_2$	$\overline{\varphi}_2$	$\overline{\rho}_3$	$\overline{\varphi}_3$	$[\omega_3 \cdot r]$ (верхняя часть таблицы) $[\omega_1 \cdot r]$ (нижняя часть таблицы)
3	π	$-\rho$	∞, ν_2	A_1	0	A_2	0	$A_7^{(3)}$	$\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(3)} e^{i\frac{\pi}{2}}\right)$
4	π	$-\rho$	$\nu_2, 1$	A_1	0	A_2	$\frac{\pi}{2}$	$A_7^{(4)}$	0	$(\overline{r} A_7^{(4)})$
5	π	$-\rho$	$1, \nu_1$	A_1	0	A_2	$\frac{\pi}{2}$	$A_7^{(5)}$	$\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(5)} e^{i\frac{\pi}{2}}\right)$
6	π	$-\rho$	$\nu_1, 0$	A_1	0	A_2	$\frac{\pi}{2}$	$A_7^{(6)}$	$\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(6)} e^{i\frac{\pi}{2}}\right)$
VI	$-\pi$	$-\rho$	$0, \nu_1$	A_1	0	A_2	$-\frac{\pi}{2}$	$A_7^{(6)}$	$-\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(6)} e^{-i\frac{\pi}{2}}\right)$
V	$-\pi$	$-\rho$	$\nu_1, 1$	A_1	0	A_2	$-\frac{\pi}{2}$	$A_7^{(5)}$	$-\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(5)} e^{-i\frac{\pi}{2}}\right)$
IV	$-\pi$	$-\rho$	$1, \nu_2$	A_1	0	A_2	$-\frac{\pi}{2}$	$A_7^{(4)}$	0	$(\overline{r} A_7^{(4)})$
III	$-\pi$	$-\rho$	ν_2, ∞	A_1	0	A_2	0	$A_7^{(3)}$	$-\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(3)} e^{-i\frac{\pi}{2}}\right)$
3, 4	π	$-\rho$	$\infty, 1$	A_1	0	$A_2^{(3,4)}$	0	$A_7^{(3,4)}$	$\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(3,4)} e^{i\frac{\pi}{2}}\right)$
IV, III	$-\pi$	$-\rho$	$1, \infty$	A_1	0	$A_2^{(3,4)}$	0	$A_7^{(3,4)}$	$-\frac{\pi}{2}$	$\left(\overline{r} A_7^{(3,4)} e^{-i\frac{\pi}{2}}\right)$

В таблице представлены следующие обозначения:

$$A_1(\rho) = \sqrt{(a_0\rho^2 + b\rho + c)^2 + 4A^0\rho(1-\rho)(\rho-\nu_1)(\rho-\nu_2)};$$

$$A_2(\rho) = \sqrt{a_0\rho^2 + c - (b\rho + A_1(\rho))}; \quad A_3(\rho) = \sqrt{A_1(\rho) + b\rho - (a_0\rho^2 + c)};$$

$$A_7^{(3,4)}(\rho) = \sqrt{a_0\rho^2 + c + A_1(\rho) - b\rho}; \qquad A_7^{(3)} = \frac{A_2}{\sqrt{\rho - 1}}; \qquad (16)$$

$$A_7^{(3,4)} = \frac{A_2^{(3,4)}}{\sqrt{\rho - 1}}; \qquad A_7^{(6)} = \frac{A_2}{\sqrt{1-\rho}}; \qquad \overline{r} = \sqrt{\frac{b_0 r^2}{2A^0 a_1}}.$$

Используя данные, приведенные в таблице, после громоздких выкладок контурные интегралы приводятся к обычным вещественным определенным интегралам.

Расчетные формулы при этом получены в виде:

$$S_i(r,\ t) = S_{i0}(t) - \frac{Q_2}{4\pi T_2} R_i^{II}(r,\ t);$$

$$S_2(r_0,\ t) = S_{20}(t) + \frac{Q_2}{4\pi T_2} R^{II}(r_0,\ t); \qquad (17)$$

$$S_i(r,\ t) = S_{i0}(t) - \frac{Q_0}{4\pi T_2} R_i^{II*}(r,\ t), \qquad (i = 0,\ 1,\ 2),$$

где $R_i^{II}(r,\ t)$ определяются по следующим выражениям:

$$R_i^{II}(r,\ t) = \int_0^{\gamma_1} \Psi_{i1}(\rho)\, J_0(\bar{r} A_7^{(6)})\, d\rho + \int_{\gamma_1}^{1} \Psi_{i1} J_0(\bar{r} A_7^{(6)})\, d\rho +$$

$$+ \int_{\gamma_1}^{\bar{\gamma}} \Psi_{i2}(\rho) J_0(\bar{r} A_7^{(3)})\, d\rho - \int_{1}^{\bar{\gamma}} \Psi_{i3}(\rho) J_0(\bar{r} A_7^{(3,\ 4)})\, d\rho; \qquad (18)$$

$$R(r_0,\ t) = \int_1^{\bar{\gamma}} \frac{1 - e^{-\rho z}}{\rho} J_0(\bar{r} A_7^{(3,\ 4)})\, d\rho.$$

При случае $Q = Q_2 = \text{const}$ имеем для $R^{II}(r,\ t)$.

$$\Psi_{01}(\rho) = \Psi_{02}(\rho) = \Psi_{03}(\rho) = A^0 B_1^0 (e^{-\rho z} - 1) G_1(\rho); \qquad G_1(\rho) = \frac{1}{\rho A_1(\rho)};$$

$$\Psi_{11}(\rho) = \Psi_{12}(\rho) = \Psi_{13}(\rho) = \Psi_{01}(\rho)(1 - \rho);$$

$$\Psi_{21}(\rho) = \Psi_{22}(\rho) = \frac{1}{2} N_2(\rho)(e^{-\rho z} - 1) G_1(\rho);$$

$$\Psi_{23}(\rho) = \frac{1}{2} N_1(\rho)(e^{-\rho z} - 1) G_1(\rho); \qquad (19)$$

$$N_{1,2}(\rho) = N(\rho) \mp A_1(\rho); \qquad N(\rho) = N\rho^2 - \gamma_3\rho + \gamma_6,$$

а при случае $Q_2 = Q_0 e^{-qt}$ имеем для $R^{II*}(r,\ t)$:

$$\Psi_{01}^*(\rho) = \Psi_{02}^*(\rho) = \Psi_{03}^*(\rho) = \frac{(e^{-\bar{q}z} - e^{-\rho z}) A^0 B_1^0}{(\bar{q} - \rho) A_1(\rho)};$$

$$\Psi_{11}^*(\rho) = \Psi_{12}^*(\rho) = \Psi_{13}^*(\rho) = \Psi_{01}^*(\rho)(1 - \rho);$$

$$\Psi_{21}^*(\rho) = \Psi_{22}^*(\rho) = \frac{1}{2} \frac{N_2(\rho)(e^{-\bar{q}z} - e^{-\rho z})}{(\bar{q} - \rho) A_1(\rho)}; \qquad (20)$$

$$\Psi_{23}^*(\rho) = \frac{1}{2} \frac{N_1(\rho)(e^{-\bar{q}z} - e^{-\rho z})}{(\bar{q} - \rho) A_1(\rho)}; \qquad \rho_{1,2} = \bar{\rho}_{1,2} = \frac{\gamma_3 \mp \sqrt{\gamma_3^2 - 4\gamma_6}}{2}.$$

Для функции $\overline{S}_{i0}(s)$ имеем:

$$
\begin{cases}
S_{00}(t) = \dfrac{\delta_1 - d_2}{1 - f_1 + d_1} e^{-t} + \dfrac{(\delta_1 k_2 - d_2) e^{-k_2 t}}{k_2^2 (1 - k_1)(k_2 - k_1)} + \\
+ \dfrac{(\delta_1 k_1 - d_2) e^{-k_1 t}}{k_1^2 (1 - k_2)(k_1 - k_2)} - \left(\dfrac{d_2}{d_1} \tau + \dfrac{\delta_1 d_1 - d_1 d_2 - f_1 d_2}{d_1^2} \right) - \bar{e}(1 - e^{-t}); \\
S_{10}(t) = \dfrac{k_1 \delta_1 - d_2}{k_1^2 (k_2 - k_1)} e^{-k_1 t} - \dfrac{k_2 \delta_1 - d_2}{k_2^2 (k_2 - k_1)} e^{-k_2 t} - \\
- \left(\dfrac{d_2}{d_1} \tau + \dfrac{\delta_1 d_1 - f_1 d_2}{d_1^2} \right); \\
S_{20}(t) = \dfrac{d_2 e^{-k_1 t}}{k_1^2 (k_1 - k_2)} - \dfrac{d_2 e^{-k_2 t}}{k_2^2 (k_1 - k_2)} - \dfrac{d_2}{d_1} \tau + \dfrac{f_1 d_2}{d_1^2}.
\end{cases}
\tag{21}
$$

Наряду с точными решениями получены также асимптотические решения для больших и малых времен [5].

Для малых времен расчетные формулы записываются в виде:

$$
S_i(r, t) = -\frac{Q_2}{4\pi T_2} R^{\text{пм}}(r, t) + S_{i0}(t), \quad (i = 0, 1, 2), \tag{22}
$$

где

$$
\begin{gathered}
R_0^{\text{пм}}(r, t) = \frac{b_0^2 A^0 B_1^0}{N} \left[\left(\varphi_0 \left(\frac{r^2}{A^0 a_1}, t \right) - \varphi_0 \left(\frac{r^2}{a_1}, t \right) \right) \right]; \\
R_1^{\text{пм}}(r, t) = \frac{b_0 A^0 B_1^0}{N} \left[\varphi_1 \left(\frac{r^2}{A^0 a_1}, t \right) - \varphi_1 \left(\frac{r^2}{a_1}, t \right) \right]; \\
R_2^{\text{пм}}(r, t) = Ei \left(-\frac{r^2}{4 A^0 a_1}, t \right); \qquad S_{00}(t) = -\frac{\delta_1 b_0^3 t^3}{6} - \bar{e} b_0 t; \\
S_{10}(t) = -\frac{\delta_1 b_0^2 t^2}{2}; \qquad S_{20}(t) = -\frac{d_2 b_0^3 t^3}{6}.
\end{gathered}
\tag{23}
$$

Здесь

$$
\begin{gathered}
\varphi_0 \left(\frac{r^2}{a_1}, t \right) = \int_0^t (t - u) Ei \left(-\frac{r^2}{4 a_1 u} \right) du; \\
\varphi_1 \left(\frac{r^2}{a_1}, t \right) = \int_0^t Ei \left(-\frac{r^2}{4 a_1 u} \right) du.
\end{gathered}
\tag{24}
$$

Для больших времен расчетные формулы записываются в виде:

$$
S_i(r, t) = \frac{Q_2}{4\pi T_2} R^{\text{пб}}(r, t) + \varphi_i(K) + S_{i0}(t), \quad (i = 0, 1, 2), \tag{25}
$$

где

$$R^{\text{нб}}(r,\ t) = \ln\frac{2{,}25a^{*}t}{r^2};\quad a^{*} = \frac{T}{\mu^{*}};\quad T = T_1 + T_2;$$

$$\mu^{*} = \mu_0 + \mu_1^{*} + \mu_2^{*};\quad \varphi_0(K) = \varphi_1(K) = -\frac{Q_2}{2\pi T_2}A^0B_1^0K_0\left(\sqrt{\frac{r^2cb_0}{A^0a_1}}\right);$$

$$\varphi_2(K) = \frac{Q_2}{2\pi T_2}\cdot\frac{B_2}{c}K_0\left(\sqrt{\frac{r^2cb_0}{A^0a_1}}\right); \tag{26}$$

$$S_{00}(t) = -\left(\frac{d_2}{d_1}\tau + \frac{\delta_1d_1 - d_1d_2 - f_1d_2}{d_1^2}\right) - \bar{e};$$

$$S_{12}(t) = -\left(\frac{d_2}{d_1}\tau + \frac{\delta_1d_1 - f_1d_2}{d_1^2}\right);\quad S_{22}(t) = -\left(\frac{d_2}{d_1}\tau - \frac{f_1d_2}{d_1^2}\right).$$

Интегральные функции $R_i(r,\ t)$ и $\varphi_i\left(\frac{r^2}{a_1},\ t\right)$ табулированы для различных значений гидрогеологических параметров.

Предлагаемые расчетные формулы позволяют разрешить сложные гидрогеологические задачи, связанные с вопросами осушения и использования подземных вод. Кроме этого, они могут служить критерием для оценки решения подобных задач численным методом на ЭВМ.

Армсельхозинститут

3. IX 1984

Ս. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

ՍՏՈՐԵՐԿՐՅԱ ՋՐԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԴԵՊԻ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՀՈՂԱՇԵՐՏՈՒՄ ՏԵՂԱԴՐՎԱԾ ՋՐՀՈՐԸ՝ ՆԵՐՔԻՆ ՃՆՇՈՒՄԱՅԻՆ ՇԵՐՏԻՑ ՋՐՀԱՆՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ամփոփում

Դիտարկվում է հիդրավլիկական կապի մեջ գտնվող երեք անսահմանափակ ջրատար հողաշերտում ճնշումների հաշվարկման խնդիրը, ջրհորով ներքին ճնշումային շերտից հաստատուն և փոփոխական ելքերի ջրառման դեպքերում։

Հավասարումների համակարգը լուծված է օպերացիոն հաշվի մեթոդով։ Առաջին անգամ ստացված են պատկերի բնագիրը և հաշվային բանաձևեր ժամանակի կամայական, փոքր և մեծ պահերի ջրհանման դեպքերում։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шестаков В. М.* Фильтрационный расчет откачки из скважины в двухпластовой системе.— Изв. вузов. Геология и разведка, 1982, № 1, с. 67—85.
2. *Щелкачев В. Н.* Упругий режим пластовых водонапорных систем.— М.: Гостехиздат, 1959.— 144 с.
3. *Андре-Анго.* Математика для электро- и радиоинженеров /Пер. с франц./—М., Мир, 1964.— 772 с.
4. *Полубаринова-Кочина П. А.* Теория движения грунтовых вод.— М.: Наука, 1977.— 664 с.
5. *Деч Г.* Руководство к практическому применению преобразования Лапласа.— М.: Физматгиз, 1960.— 207 с.