

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ГІРСЬКИХ ПОРІД ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ СВЕРДЛОВИН

Отримано 12 лип. 2023 р.; рекомендовано до публікації 22 вер. 2023 р.
Доступно онлайн 30 вер. 2023 р.

Ю. П. Морозов

Автор для кореспонденції: Юрій Морозов,
e-mail: geotherm@ukr.net

д-р техн. наук.

<http://orcid.org/0000-0003-1632-9735>

Інститут відновлюваної енергетики НАН
України, м. Київ, Україна.

Визначення теплофізичних властивостей гірських порід, а саме теплопровідності, температуропровідності й теплоємності лабораторними методами пов'язано зі значними похибками через порушення природних умов гірських порід у процесі відбору, транспортування й зберігання зразків. Найбільше змінюються при цьому вологонасиченість, фізико-механічні властивості та структура кернів. Відтворити в лабораторних умовах одночасно вплив всіх пластових факторів на теплофізичні властивості гірських порід практично неможливо.

Крім того, необхідно враховувати, що керни відбирають через деякий інтервал глибин, і тому характеристика теплофізичних властивостей розкритого геологічного розрізу не є повною, тому можливі суттєві відхилення від справжніх значень теплофізичних властивостей підземних горизонтів.

Отримано аналітичний розв'язок задачі теплообміну гірського масиву й рідини, яка заповнює циліндричну за формою свердловину. На підставі розв'язку цієї задачі отримано залежність, яка дозволяє розрахувати коефіцієнт теплопровідності й температуропровідності гірського масиву за різницею температури між масивом і рідиною (водою), яка заповнює свердловину, тобто таким чином вирішується зворотна задача теплопровідності.

Проведені експериментальні дослідження з визначення коефіцієнта теплопровідності за методикою застосування свердловини на території ботанічного саду в м. Київ.

Результати проведених досліджень зіставлені з лабораторними дослідженнями теплопровідності зразків керну.

Відхилення визначення теплопровідності перебуває в межах 2–15 %.

Ключові слова: свердловина, коефіцієнт теплопровідності, коефіцієнт температуропровідності, гірський масив, перепад температур, зворотна задача теплопровідності.

DETERMINATION OF THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF ROCKS USING WELLS

Received July 12, 2023; accepted Sept. 22, 2023

Available online Sept. 30, 2023

Y. Morozov

Author for correspondence: Yurii Morozov,
e-mail: geotherm@ukr.net

Dr. of Tech. Sciences, senior researcher.

<http://orcid.org/0000-0003-1632-9735>

Institute of Renewable Energy of the National
Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine.

The determination of the thermophysical properties of rocks, namely thermal conductivity, thermal diffusivity and heat capacity by laboratory methods, is associated with significant errors associated with the violation of the natural conditions of rocks in the process of sampling, transportation and storage of samples. Moisture saturation, physical and mechanical properties and structure of cores change the most. It is almost impossible to reproduce simultaneously the influence of all reservoir factors on the thermal properties of rocks under laboratory conditions.

In addition, it is necessary to be sure that the cores are taken through a certain interval of glybins, and therefore the characteristic of the thermophysical authorities of the opened geological analysis is not completely clear, therefore, the values of the thermophysical authorities of the underground horizons can be iv.

An analytical solution to the problem of heat exchange between a rock mass and a liquid filling a cylindrical well has been obtained. Based on the solution of this problem, a dependence was obtained that allows one to calculate the coefficient of thermal conductivity and thermal diffusivity of a rock mass from the temperature difference between the massif and the liquid (water) filling the well, that is, in this way the inverse problem of thermal conductivity is solved.

Experimental studies were carried out to determine the coefficient of thermal conductivity by the method of using a borehole in the territory of the botanical garden in Kyiv.

The results of the studies carried out are compared with laboratory studies of the thermal conductivity of core samples.

The deviation in the determination of thermal conductivity is in the range of 2–15%.

Key words: well, thermal conductivity coefficient, thermal diffusivity coefficient, rock mass, temperature difference, the inverse problem of thermal conductivity.

Стан проблеми визначення теплофізичних властивостей гірських порід

За літературними даними [1–6] коефіцієнт теплопровідності й температуропровідності залежно від густини змінюється в 1,5–1,9 раза, масової вологості – в 5–12 разів.

З огляду на вищевикладене великий інтерес викликають методи визначення теплофізичних властивостей гірських порід в умовах їх природного залягання. Серед методів, що засновані на безпосередньому вимірюванні природного теплового поля в свердловині та дослідженні теплоти флюїду, що виходить зі свердловини, можна назвати визначення теплових констант за допомогою зондів [7], метод швидкоплинного потоку для визначення теплових констант ізоляції об'ємних матеріалів, похибка осьового потоку в дослідженнях теплопровідності.

На підставі аналізу існуючих методів визначення теплофізичних властивостей гірських порід в роботі [8–9] дається висновок, що застосування методів і технічних засобів визначення теплопровідності, температуропровідності й теплоємності гірських порід у переважній більшості випадків пов'язане з дуже жорсткими вимогами до зразків, які випробовуються, що викликає необхідність їх спеціальної обробки, істотно знижує продуктивність і підвищує трудомісткість визначальних робіт. Крім того, проведення теплофізичних вимірювань можливе лише на невеликих зразках, що складають незначну частину геологічного розрізу. Враховуючи, що здебільшого осадові товщі характеризуються значною фаціальною мінливістю і фізико-хімічною неоднорідністю відкладень, невисокий процент виходу керна матеріалу призводить через нестаток інформації з теплопровідності до похибки під час вирішення різних геотермічних задач.

Водночас існують практично нездоланні труднощі в моделюванні в лабораторних умовах обставин, що враховують вплив багатьох факторів на теплопровідність гірських порід.

Вирішення цієї проблеми певною мірою можливе за допомогою свердловинних методів та пристроїв, що дозволяють проводити вимірювання без порушення природного стану порід. Однак відомі в цей час способи та пристрої

недосконалі, відрізняються більшою трудомісткістю і, відповідно, більшою тривалістю проведення вимірювань.

У зворотних задачах аналітичної теорії теплопровідності початковий розподіл температур і межові умови є невідомими функціями. Умови однозначності зворотної проблеми аналітично вказуються або розподілом температури в деякий момент часу, або температурою, її градієнтом на деякій внутрішній поверхні тіла залежно від часу та координат. Невідомими можуть бути фізичні параметри речовини: теплопровідність, теплоємність, теплота плавлення, які суттєво визначають внутрішнє перенесення енергії [10].

Визначення теплофізичних властивостей гірських порід проводимо на основі аналітичного розв'язку задачі охолодження теплоносія в свердловині.

Розв'язок зворотної задачі теплопровідності.

Нехай порожнинний циліндр (масив) з внутрішнім радіусом R_c наповнений «гарячим» теплоносієм з початковою температурою T_0 . Зовнішній радіус порожнинного циліндра (масиву) прямує до нескінченності, а його початкова температура $T_m|_{t=0} = 0$. Треба знайти радіальний (з фізичних міркувань доцільно враховувати залежність температури лише від однієї просторової координати) розподіл температури в суцільному $0 \leq R \leq R_c$ та порожнинному $R_c \leq R < \infty$ циліндрах залежно від часу [11, 12, 13].

Отже маємо в першій області (теплоносії)

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} R \frac{\partial T_e}{\partial R} - \frac{1}{a_e} \frac{\partial T_e}{\partial t} = 0, \quad 0 \leq R \leq R_c, \quad (1)$$

$$T_e(R, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T_e(R, t)}{\partial R} \right|_{R=0} = 0, \quad 0 \leq R \leq R_c, \quad (2)$$

та на межі $R = R_c$ умови спряження

$$\lambda_{\epsilon} \frac{\partial T_{\epsilon}(R, t)}{\partial R} \Big|_{R=R_c} = \lambda_{\mathcal{M}} \frac{\partial T_{\mathcal{M}}(R, t)}{\partial R} \Big|_{R=R_c}, \quad \lambda_{\epsilon}^* \frac{\partial T_{\epsilon}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=1-\epsilon} = \lambda_{\mathcal{M}}^* \frac{\partial T_{\mathcal{M}}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=1+\epsilon},$$

$$T_{\epsilon}(R, t) \Big|_{R=R_c} = T_{\mathcal{M}}(R, t) \Big|_{R=R_c}. \quad (3) \quad T_{\epsilon}(1, t) = T_{\mathcal{M}}(1, t).$$

Друга область (масив)

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} R \frac{\partial T_{\mathcal{M}}}{\partial R} - \frac{1}{a_{\mathcal{M}}} \frac{\partial T_{\mathcal{M}}}{\partial t} = 0, \quad R_c \leq R < \infty, \quad (4)$$

$$T_{\mathcal{M}}(R, 0) = 0, \quad T_{\mathcal{M}}(\infty, t) = 0. \quad (5)$$

На межі $R = R_c$ маємо умови спряження (3).

Тут λ_{ϵ} – коефіцієнт теплопровідності теплоносія, $\lambda_{\mathcal{M}}$ – коефіцієнт теплопровідності гірського масиву, a_{ϵ} – коефіцієнт температуропровідності теплоносія, $a_{\mathcal{M}}$ – коефіцієнт температуропровідності гірського масиву.

Для спрощення подальших виразів зробимо заміну. Нехай

$$r = \frac{R}{R_c}, \quad \lambda_{\epsilon}^* = \frac{\lambda_{\epsilon}}{R_c}, \quad \lambda_{\mathcal{M}}^* = \frac{\lambda_{\mathcal{M}}}{R_c}, \quad a_{\epsilon}^* = \frac{a_{\epsilon}}{R_c^2}, \quad a_{\mathcal{M}}^* = \frac{a_{\mathcal{M}}}{R_c^2}.$$

Тоді задача (1) – (5) набуває вигляду

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T_{\epsilon}(r, t)}{\partial r} - \frac{1}{a_{\epsilon}^*} \frac{\partial T_{\epsilon}(r, t)}{\partial t} = 0, \quad 0 \leq r \leq 1, \quad (6)$$

$$T_{\epsilon}(r, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T_{\epsilon}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad 0 \leq r \leq 1, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T_{\mathcal{M}}(r, t)}{\partial r} - \frac{1}{a_{\mathcal{M}}^*} \frac{\partial T_{\mathcal{M}}(r, t)}{\partial t} = 0, \quad 1 \leq r < \infty, \quad (8)$$

$$T_{\mathcal{M}}(r, 0) = 0, \quad T_{\mathcal{M}}(\infty, t) = 0. \quad (9)$$

На межі $r = 1$ умови спряження:

$$\left[U_{\epsilon}(t) e^{-pt} \right]_0^{\infty} + p \int_0^{\infty} U_{\epsilon}(t) e^{-pt} dt = \frac{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\mathcal{M}}^*}{\lambda_{\epsilon}^*} \left[\frac{d}{dr} \int_0^{\infty} T_{\mathcal{M}}(r, t) dt \right]_{r=1} e^{-pt} dt$$

$$-T_0 + p \bar{U}_{\epsilon}(p) = \frac{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\mathcal{M}}^*}{\lambda_{\epsilon}^*} \frac{d\bar{T}_{\mathcal{M}}(r, p)}{dr} \Big|_{r=1},$$

$$\bar{U}_{\epsilon}(p) = \frac{T_0}{p} + \frac{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\mathcal{M}}^*}{p \lambda_{\epsilon}^*} \frac{d\bar{T}_{\mathcal{M}}(r, p)}{dr} \Big|_{r=1},$$

$$\bar{U}_{\epsilon}(p) = \bar{T}_{\mathcal{M}}(1, p),$$

$$\bar{T}_{\mathcal{M}}(1, p) = \frac{T_0}{p} + \frac{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\mathcal{M}}^*}{p \lambda_{\epsilon}^*} \frac{d\bar{T}_{\mathcal{M}}(r, p)}{dr} \Big|_{r=1}, \quad (15)$$

$$\bar{T}_{\mathcal{M}}(\infty, p) = 0.$$

Початковий розподіл температури

$$T_{\epsilon}(r, 0) = T_0 = \text{const}, \quad T_{\mathcal{M}}(r, 0) = 0. \quad (10)$$

Використавши умову

$$\lambda_{\epsilon}^* \frac{\partial T_{\epsilon}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=1-\epsilon} = \lambda_{\mathcal{M}}^* \frac{\partial T_{\mathcal{M}}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=1+\epsilon}, \quad (11)$$

маємо

$$\frac{\partial U_{\epsilon}(t)}{\partial t} = \frac{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\mathcal{M}}^*}{\lambda_{\epsilon}^*} \frac{\partial T_{\mathcal{M}}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=1}, \quad (12)$$

та початкову умову

$$U_{\epsilon}(0) = T_0, \quad (13)$$

що впливає з

$$U_{\epsilon}(0) = 2 \int_0^1 T_{\epsilon}(r, 0) r dr = 2T_0 \int_0^1 r dr = T_0.$$

Застосовавши прямий і зворотний Лапласів перетвір [14, 15], маємо диференціальне рівняння в масиві

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\bar{T}_{\mathcal{M}}(r, p)}{dr} - \frac{p}{a_{\mathcal{M}}^*} \bar{T}_{\mathcal{M}}(r, p) = 0, \quad 1 \leq r < \infty, \quad (14)$$

та межові умови

$$\int_0^{\infty} \frac{\partial U_{\epsilon}(t)}{\partial t} e^{-pt} dt = \frac{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\mathcal{M}}^*}{\lambda_{\epsilon}^*} \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial T_{\mathcal{M}}(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=1} \right) e^{-pt} dt,$$

Позначимо $q^2 = \frac{p}{a_m^*}$. Тоді розв'язком рівняння (14), що

задовольняє умову $\bar{T}_m(\infty, p) = 0$, буде функція

Бесселя $K_0(qr)$. Отже:

$$\bar{T}_m(r, p) = CK_0(qr), \quad \frac{d\bar{T}_m(r, p)}{dr} = -CqK_1(qr).$$

Сталу C знаходимо з межевої умови (15)

$$C = \frac{T_0 \lambda_g^*}{p \lambda_g^* K_0(q) + 2qa_m^* \lambda_m^* K_1(q)}.$$

Скориставшись зворотним Лапласовим перетвором, одержуємо формули, що описують температури в теплоносії та масиві [14, 15]:

$$U_g(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \bar{U}_g(p) e^{tp} dp, \quad T_m(r, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \bar{T}_m(r, p) e^{tp} dp.$$

Якщо повернутися до початкових позначень, то

$$\bar{T}_m(R, p) = \frac{R_c T_0 K_0(q^* R)}{a_m q^* [R_c q^* K_0(R_c q^*) + \alpha K_1(R_c q^*)]},$$

$$\bar{U}_g(p) = \frac{R_c T_0 K_0(R_c q^*)}{a_m q^* [R_c q^* K_0(R_c q^*) + \alpha K_1(R_c q^*)]}$$

де

$$q^* = \frac{q}{R_c} = \frac{p}{a_m}, \quad \alpha = 2 \frac{a_g}{a_m} \frac{\lambda_m}{\lambda_g}.$$

Точним розв'язком буде

$$T_m(R, t) = \frac{2T_0}{\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{a_m t u^2}{R_c^2}} \left\{ J_0\left(\frac{ru}{R_c}\right) [uN_0(u) - \alpha N_1(u)] - \right. \\ \left. - N_0\left(\frac{ru}{R_c}\right) [uJ_0(u) - \alpha J_1(u)] \right\} \frac{du}{\Delta(u)},$$

$$\Delta(u) = [uJ_0(u) - \alpha J_1(u)]^2 + [uN_0(u) - \alpha N_1(u)]^2,$$

та

$$U_g(t) = \frac{4\alpha T_0}{\pi^2} \int_0^\infty e^{-\frac{a_m t u^2}{R_c^2}} \frac{du}{u\Delta(u)}.$$

Для малих значень аргументу:

$$K_0(q) \approx -\ln \frac{Cq}{2} + \frac{q^2}{4} \left(1 - \ln \frac{Cq}{2} \right), \quad K_1(q) \approx \frac{1}{q},$$

$$\ln C = \gamma = 0,5772157, \quad q^2 = \frac{p}{a_m^*}, \quad \ln \frac{Cq}{2} = \ln \left(\frac{C^2 p}{4a_m^*} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_m^*},$$

$$K_0(q) \approx \frac{p}{4a_m^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_m^*} - \frac{p}{4a_m^*} \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_m^*},$$

до $\bar{U}_g(p)$ можна застосувати метод, що його запропонував Goldstein [12]:

$$U_{\epsilon}(t) \approx \frac{1}{2\pi i} \frac{T_0 \lambda_{\epsilon}^*}{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\epsilon}^*} \int_{-\infty}^0 F(p) e^{pt} dp,$$

де

$$\begin{aligned} F(p) &= \frac{\frac{p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*}}{1 + \frac{p \lambda_{\epsilon}^*}{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\epsilon}^*} \left[\frac{p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} \right]} \approx \\ &\approx \frac{p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \\ &- \frac{p \lambda_{\epsilon}^*}{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\epsilon}^*} \left[\frac{p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} \right]^2 + \dots = \\ &\approx \frac{p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \dots \\ F(p) &\approx \frac{p}{4a_{\epsilon}^*} - \left(\frac{1}{2} + \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \right) \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} - \dots \end{aligned}$$

Отже,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^0 F(p) e^{pt} dp &\approx -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^0 \frac{1}{2} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} e^{pt} dp - \\ &- \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^0 \frac{p}{8a_{\epsilon}^*} \ln \frac{C^2 p}{4a_{\epsilon}^*} e^{pt} dp = \frac{1}{2t} - \frac{1}{8a_{\epsilon}^* t^2}, \end{aligned}$$

бо

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{0+} p^n e^{pt} dp &= 0, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \\ \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{0+} e^{pt} \ln(kp) dp &= -\frac{1}{t}, \\ \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{0+} e^{pt} p^n \ln(kp) d\lambda &= \frac{(-1)^{n+1} \cdot n!}{t^{n+1}}. \end{aligned}$$

Маємо

$$U_{\epsilon}(t) \approx \frac{T_0 \lambda_{\epsilon}^*}{2a_{\epsilon}^* \lambda_{\epsilon}^*} \left(\frac{1}{2t} - \frac{1}{8a_{\epsilon}^* t^2} \right). \quad (16)$$

Таким чином, для достатньо великих значень t_1, t_2 з експериментальних вимірів температури теплоносія $U_{\epsilon}(t_1), U_{\epsilon}(t_2)$ можна знайти параметри масиву, а саме: $a_{\epsilon}, \lambda_{\epsilon}$ [16]:

$$U_{\epsilon}(t) \approx \frac{T_0 \lambda_{\epsilon} R_c^2}{2a_{\epsilon} \lambda_{\epsilon}} \left(\frac{1}{2t} - \frac{R_c^2}{8a_{\epsilon} t^2} \right),$$

$$\lambda_{\epsilon} \approx \frac{T_0 \lambda_{\epsilon} R_c^2}{2a_{\epsilon} U_{\epsilon}(t_1)} \left(\frac{1}{2t_1} - \frac{R_c^2}{8a_{\epsilon} t_1^2} \right),$$

$$a_{\epsilon} \approx \frac{R_c^2}{4} \frac{t_2^2 U_{\epsilon}(t_2) - t_1^2 U_{\epsilon}(t_1)}{t_1 t_2 U_{\epsilon}(t_2) - t_2 t_1 U_{\epsilon}(t_1)}.$$

Отже, для достатньо великих значень τ_1, τ_2 з експериментальних вимірів температури теплоносія $T_{\hat{a}}(\tau_1), T_{\hat{a}}(\tau_2)$ можна знайти параметри масиву, а саме: $a_{\epsilon}, \lambda_{\epsilon}$.

$$\lambda_i \approx \frac{T_0 M_{\hat{a}} c_{\hat{a}}}{2\pi T_{\hat{a}}(\tau_1)} \left(\frac{1}{2\tau_1} - \frac{R_c^2}{8a_i \tau_1^2} \right),$$

$$a_i = \frac{R_c^2 (T_{\hat{a}}(\tau_2) \tau_2^2 - T_{\hat{a}}(\tau_1) \tau_1^2)}{4(\tau_1 \tau_2^2 T_{\hat{a}}(\tau_2) - \tau_2 \tau_1^2 T_{\hat{a}}(\tau_1))}. \quad (17)$$

Експериментальні дослідження

Методика визначення теплофізичних властивостей гірських порід у свердловині

Визначення теплофізичних властивостей гірських порід, а саме коефіцієнти теплопровідності й температуропровідності проводимо на підставі розв'язку задачі (17).

Методикою передбачається така послідовність визначення коефіцієнтів теплопровідності й температуропровідності:

1. Проводять буріння однієї або декількох свердловин.
2. Бурова свердловина обладнується системою виміру температури по її довжині, наприклад, термopарами.
3. Свердловину заповнюють нагрітою водою.
4. Проводять заміри зміни температури води в часі. Заміри температури води в часі наведені на рис. 1, 2.
5. В разі значного відхилення заміряної температури води (більше 0,5 °C) проводиться усереднення темпе-

ратури за довжиною свердловини, або поділяють виміри на окремі відрізки.

6. На підставі даних заміру температури в часі й значення R_c , що обчислюється, обраховуємо значення коефіцієнта температуропровідності a_m і коефіцієнта теплопровідності за рівнянням (17).

Визначення точності розрахунків коефіцієнтів теплопровідності й температуропровідності проводимо шляхом порівняння розрахункових значень цих коефіцієнтів з тими значеннями, які отримаємо в результаті лабораторних вимірів цих коефіцієнтів кернових зразків гірських порід. Порівняння експериментальних даних з розрахунками наведено в табл. 1.

Таблиця 1. Порівняння експериментальних даних з розрахунками. $R_c = 50$ мм

Table 1. Comparison of experimental data according to calculations. $R_s = 50$ mm

τ (год)	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
$T_{\text{експ.}}$	44,6	33,2	27,7	24,3	22,3	20,8	19,7	18,8	18,1	17,5	16,9	16,5
$T_{\text{розн.}}$	—	35,1	31,0	28,0	24,1	22,1	20,1	18,6	16,8	15,6	15,0	14,9
$\delta, \%$	7	5	10	15	8	5	2	1	7	10	11	9
$\lambda_{\text{експ.}}$	—	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3
$\lambda_{\text{розн.}}$	1,4	1,4	1,6	1,6	1,5	1,41	1,33	1,26	1,2	1,18	1,2	1,1
$\delta, \%$	—	7	20	20	15	7	2	3	7	7	7	15
$a_{\text{експ.}}$	97	97	97	97	97	97	97	97	97	97	97	97
$a_{\text{розн.}}$	—	—	120	92	67	56	46	38	—	—	—	—
$\delta, \%$	—	—	2	5	30	40	50	—	—	—	—	—

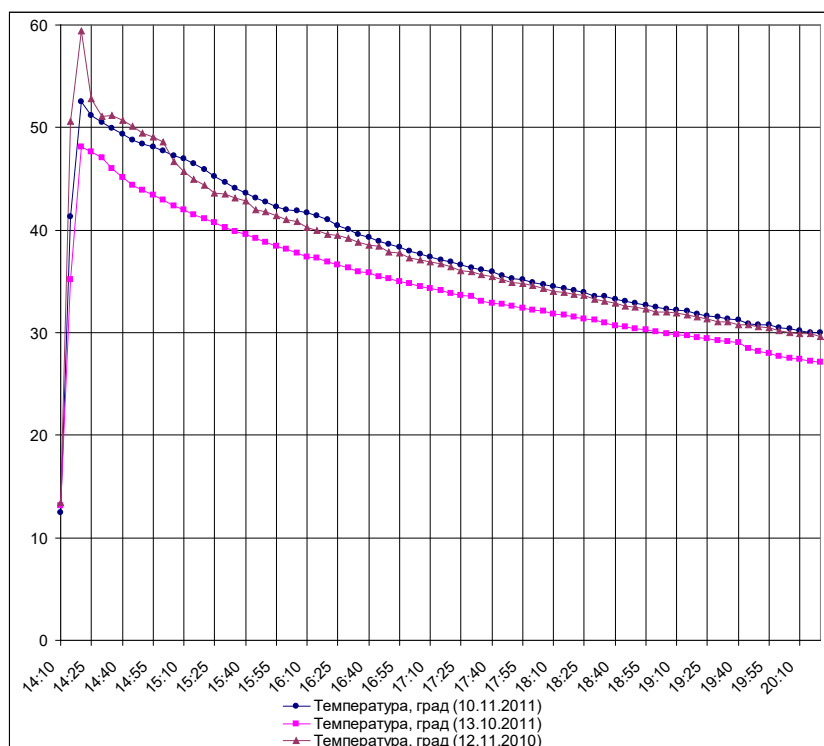


Рис. 1. Температура в свердловині ($\varnothing = 219$ мм) на глибині 12,0 м протягом перших 6 годин після заповнення теплоносієм з початковою температурою 52 °C (№4 – 10.11.2011), 48 °C (№3 – 13.10.2011), 59 °C (№2 – 12.11.2010)

Fig. 1. Temperature in the well ($\varnothing = 219$ mm) at a depth of 12.0 m during the first 6 hours after filling with a coolant with an initial temperature of 52 °C (No. 4 – 11/10/2011), 48 °C (No. 3 – 10/13/2011), 59 °C (No. 2 – 11/12/2010)

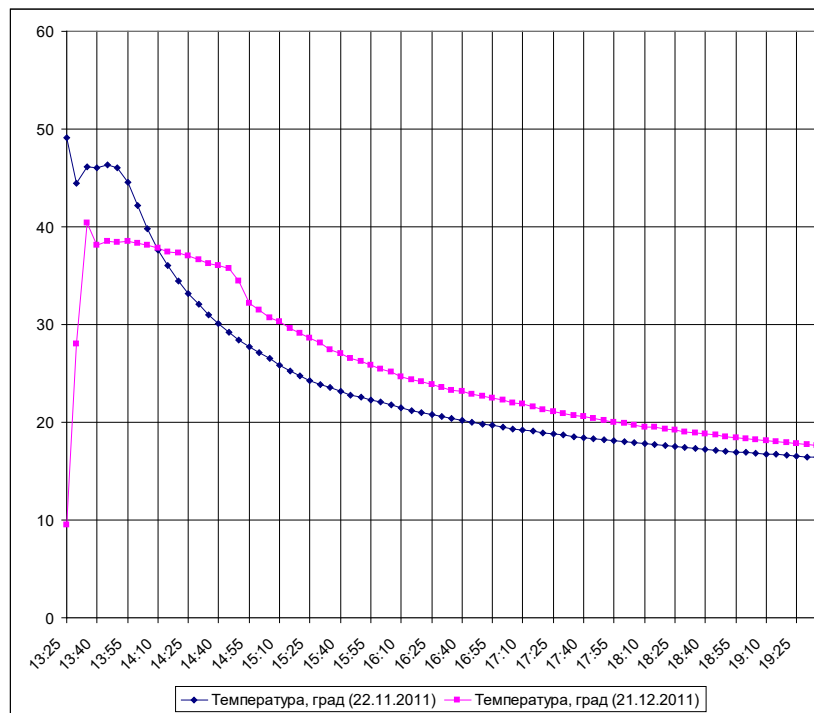


Рис. 2. Температура в свердловині № 5 ($\varnothing = 100$ мм) на глибині 2,0 м протягом перших 6 годин після заповнення теплоносієм з початковою температурою 49 °С (22.11.2011), 42 °С (21.12.2011)

Fig. 2. Temperature in well No. 5 ($\varnothing = 100$ mm) at a depth of 2.0 m during the first 6 hours after filling with a coolant with an initial temperature of 49 °C (11/22/2011), 42 °C (12/21/2011)

Лабораторні дослідження коефіцієнта теплопровідності проводились за допомогою стандартного приладу типу ИТ-λ-400 (вимірювач теплопровідності), призначеного для вимірювання теплопровідності кристалічних та щільних осадових гірничих порід, які дозволяють вибурувати зразки циліндричної форми діаметром 15 мм та заввишки 3,5–4 мм.

Прилад використовується для масових досліджень теплофізичних властивостей, тому в його основу покладено режим монотонного нагрівання, що дозволяє з одного експерименту отримати одразу температурну залежність параметра, що забезпечує високу продуктивність.

Зовнішній вигляд вимірювача теплопровідності ИТ-λ-400 показано на рис. 3.

Основні технічні характеристики приладу ИТ-λ-400 такі:

- діапазон значень вимірюваних коефіцієнтів теплопровідності від 0,1 до 5,0 Вт/(мК);
- межі допустимої основної відносної похибки вимірювання коефіцієнта теплопровідності ± 10 %;
- діапазон значень середньої температури зразка від -100 до $+400$ °С.

Прилад складається з теплового блоку (блок вимірювальний, блок живлення та регулювання, мікровольтамперметр), який призначено для розміщення зразка, що досліджується, завдання умов експерименту й отримання первинної вимірювальної інформації.



Рис. 3. Вимірювач теплопровідності (ИТ-λ-400)

Fig. 3. Thermal conductivity meter (IT-λ-400)

Методика, що використовується при дослідженні, дає змогу оцінити величину теплопровідності суглинків та глинистих супісків, які дозволяють сформувати зразки необхідної форми та розмірів.

По кожному керну виконувалась серія з п'яти вимірювань з відбором зразків в різних його місцях як у верхній, так і в нижній частинах, а також декілька повторних вимірювань. Результати досліджень коефіцієнта теплопровідності зразків ґрунту наведено в табл. 2.

Таблиця 2. Результати лабораторних досліджень коефіцієнта теплопровідності ґрунту**Table 2. Results of laboratory studies of soil thermal conductivity**

№ керна	Глибина відбору, м	Коефіцієнт теплопровідності зразків, Вт/м·К
1	2,5–2,7	1,31
2	6,7–6,9	1,24

За даними літератури, для глин характерна низька теплопровідність (0,83–1,24 Вт/мК), для глинистих піщаників – дещо вища (1,24–1,65 Вт/мК), тобто варіації глинистості є одним з факторів, що обумовлює великий діапазон змін теплопровідності осадових порід. Другий важливий фактор – вологість породи. Так, теплопровідність глин після насичення водою збільшується майже вдвічі.

Висновки

- Отримано аналітичний розв'язок задачі теплообміну гірського масиву й рідини, яка заповнює циліндричну за формою свердловину. На підставі розв'язку цієї задачі отримано залежність, яка дозволяє розрахувати коефіцієнт теплопровідності й температуропровідності гірського масиву за різницю температури між масивом і рідиною (водою), яка заповнює свердловину, тобто таким чином вирішується зворотна задача теплопровідності.
- Розроблена і створена натурна експериментальна установка з дослідження теплових процесів у верхніх шарах землі на території національного ботанічного саду ім. М. М. Гришка НАН України, до складу якої входить 7 свердловин глибиною 18–20 м, система автоматичного вимірювання температури в свердловинах (39 термопар) і ґрунті (3 термопари), система опитування, контролю та реєстрації сигналів від термопар, система, яка забезпечує подачу води в свердловину, а також вимірювання та регулювання витрат води, замкнену циркуляцію та нагрів.
- Розроблено методику проведення натурних досліджень теплових процесів у підземних проникних шарах.
- Проведено експериментальні дослідження теплових процесів у верхніх шарах Землі.
- Проведено порівняння розрахунків з експериментальними даними теплового поля в гірському масиві при різних режимах нагнітання води в свердловині.

ПОСИЛАННЯ

- Физические свойства горных пород и полезных ископаемых: Справочник геофизика. М.: Недра. 1984. 584 с.
- О теплофизических свойствах горных пород с естественной влажностью в интервале температур 20–

100°C / П. П. Атрощенко, Ю. Г. Богомолов, М. Д. Пархонов и др. Док. АН СССР. 1976. Т. 20. № 5. С. 452–453.

- Масленников А. И., Ганиев Ю. А. Влияние давления и температуры на теплопроводность горных пород. Физические процессы горного производства. Л. Вып. 1. 1975. С. 137–140.
- Исследования теплофизических свойств горных пород в условиях всестороннего гидростатического сжатия / В. Д. Трофимов, П. Я. Богинский, А. П. Скакун и др. Физические процессы горного производства. Л. 1977. Вып. 4. С. 13–15.
- Стерленко З. В. Теплофизические свойства пластовых вод, нефтей и насыщенных или горных пород. Физические процессы горного производства. Л. 1975. Вып. 2. С. 23–27.
- Теплофизические свойства горных пород / В. В. Бабаев, В. Ф. Будымка, Т. А. Сергеева и др. М.: Недра. 1987. 156 с.
- Цуккерман И. И.. Определение тепловых констант при помощи зондов. Журнал технической теплофизики. 1950. Т. XX. Вып. 3. С. 353–360.
- Blackwell J. H. A transient-flow method for determination of thermal constants of insulating materials in bulk. Journal of Applied Physics. 1954. Vol. 25. № 2. P. 137–144.
- Blackwell J. H. The axial-flow error in the thermal-conductivity probe/ Canadian journal of physics. 1956. Vol. 34. P. 412–417.
- Темкин А. Г. Обратные методы теплопроводности. М.: Энергия. 1973. 464 с.
- Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений, М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1971. 1108 с.
- Goldstein S/. Proc. Lond. Math. Soc. 1932. 34. С. 51.
- Франк Ф., Мизес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. Ч. 2. Ленинград; Москва: ОНТИ. 1937. 998 с.
- Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. М.: Изд-во иностранной литературы. 1960. 886 с.
- Камке Е. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1965. 703 с.
- Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1964. 488 с.
- Цуккерман И. И. Определение тепловых констант при помощи зондов. ЖТФ. 1950. Т. 20. № 3. С. 353.

REFERENCES

1. Fizicheskiye kharakteristiki gornyykh porod i nuzhnykh iskopayemykh: Spravochnik geofizika. M.: Nedra. 1984. 584 s.
2. O teplofizicheskikh svoystvakh gornyykh porod s prirodnoy vlazhnost'yu v intervale temperatur 20-100 S / P. P. Atroshchenko, YU. G. Bogomolov, M. D. Parkhomov i dr. // Dok. AN SSSR. – 1976. – T. 20. – № 5. – S. 452–453.
3. Maslennikov A. I., Ganiyev YU. A. Vliyaniye davleniya i temperatury na teploprovodnost' gornyykh porod. Fizicheskiye protsessy gornogo proizvodstva. L. 1975. Vyp. 1. S. 137–140.
4. Issledovaniya teplofizicheskikh svoystv gornyykh porod v usloviyakh vsestoronnego gidrostaticheskogo szhatiya / V. D. Trofimov, P. YA. Boginskiy, A. P. Skakun i dr. Fizicheskiye protsessy gornogo proizvodstva. L. 1977. Vyp. 4. S. 13–15.
5. Sterlenko Z. V. Teplofizicheskiye svoystva plastovykh vod, neftey i nasyshchennykh ili gornyykh porod. Fizicheskiye protsessy gornogo proizvodstva. L. 1975. Vyp. 2. S. 23–27.
6. Teplofizicheskiye kharakteristiki gornyykh porod / V. V. Babayev, V. F. Budymko, T. A. Sergeyeva i dr. M.: Nedra. 1987. 156 s.
7. Tsukkerman I. I. Opredeleniye teplovykh konstant s pomoshch'yu zondov. Zhurnal'chik tekhnicheskoy teplofiziki. 1950. T. XX. Vyp. 3. S. 353–360.
8. Blackwell J. H. Transient-flow metod dlya opredeleniya thermal constants insulating materials in bulk. Journal of Applied Physics. 1954. Vol. 25. № 2. P. 137–144.
9. Blackwell J. H. Axial-flow error v thermal-conductivity. Canadian journal of physics. 1956. Vol. 34. P. 412–417.
10. Temkin A. G. Obratnyye metody teploprovodnosti. M.: Energiya. 1973. 464 s.
11. Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M. Tablitsy integralov summ, ryadov i proizvedeniy. M.: Nauka. Glavnaya redaktsiya fiziko-matematicheskoy literatury. 1971. 1108 s.
12. Goldstein S. Proc. Lond. Math. Soc. 1932. 34. S. 51.
13. Frank F., Mizes R. Differentsial'nyye i integral'nyye uravneniya matematicheskoy fiziki, vtoraya chast'. Leningrad; Moskva: ONTI. 1937. 998 s.
14. Mors F. M., Feshbakh G. Metody teoreticheskoy fiziki T. 2 / M.: IZD-VO inostrannoy literatury. 1960. 886 s.
15. Kamke E. Spravochnik po obyknovennym differentsial'nyim uravneniyam. M.: Nauka. Glavnaya redaktsiya fiziko-matematicheskoy literatury. 1965. 703 s.
16. Karslou G., Eger D. Teploprovodnost' zhestkikh tel. M.: Nauka. Glavnaya redaktsiya fiziko-matematicheskoy literatury. 1964. 488 s.
17. Tsukkerman I. I. Opredeleniye teplovykh konstant s pomoshch'yu zondov. ZHTF. 1950. T. 20. No. 3. S. 353.