

УДК 550.36

**М.В. Лубков**

*Полтавська гравіметрична обсерваторія Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, м. Полтава*

## **ПРОЦЕС ОХОЛОДЖЕННЯ ОКЕАНІЧНОЇ ЛІТОСФЕРИ**

На підставі варіаційної скінченно–елементної методики для нестационарної тривимірної теплової моделі з урахуванням шаруватої неоднорідності океанічної літосфери і радіогенного тепловиділення порід океанічної кори, а також з урахуванням тепловіддачі з боку океану та астеносфери отримано теплові поля океанічної літосфери в процесі її охолодження. За результатами досліджень уточнено дані щодо теплових полів і потужності океанічної літосфери в процесі її охолодження, які отримано раніше на основі простіших теплових моделей.

**Ключові слова:** комп’ютерне моделювання, теплові процеси, океанічна літосфера.

**Вступ.** Розуміння процесів охолодження океанічної літосфери в міру того, як вона зароджується в зоні океанічного спредингу і закінчує існування в зоні субдукції, є важливою ланкою для розуміння багатьох ключових проблем глобальної геотектоніки. Дійсно, ступінь охолодження океанічної літосфери визначає її потужність і як наслідок – від’ємну плавучість, яка, у свою чергу, обумовлює процес занурення літосфери в мантію у зоні субдукції. Океанічна літосфера існує у формі жорстких поверхневих плит, які рухаються уздовж мантії й охолоджені настільки, що мантіїні породи втрачають властивість бути легко деформованими у геологічних масштабах часу [10]. Отже, океанічну літосферу можна розглядати як частину верхньої мантії, яка розташована між дном океану та ізотермою з певним значенням температури. В міру відсування від хребтової зони океанічного спредингу океанічна літосфера охолоджується і характерна ізотерма опускається глибше.

Уперше припущення про змінну потужність океанічної літосфери висловили Д’ю і Берд у 1970 р., котрі пов’язували зростання глибини океану в міру віддалення від океанічної рифтової зони зі збільшенням потужності літосфери [9]. У 1974 р. на підставі дослідження дисперсії хвиль Релея було визначено потужність літосфери різного віку в Тихому океані (рис. 1) [16]. Д. Тьоркот і Д. Шуберт у фундаментальній праці “Геодинаміка” [10] запропонували теорію охолодження океанічної літосфери на

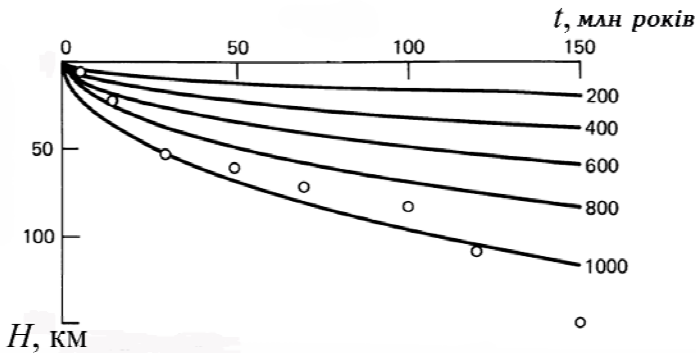


Рис. 1. Процес охолодження океанічної літосфери. Одновимірна нестационарна модель [10]: кружки – результати визначення товщини тихоокеанської літосфери на основі дисперсії хвиль Релея [16]

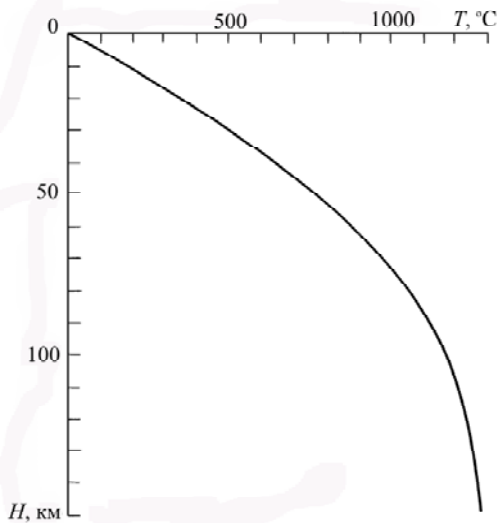


Рис. 2. Розподіл температури океанічної літосфери віком 60,4 млн років. Одновимірна нестационарна модель [10]

основі одновимірної нестационарної теплової моделі (рис. 1, 2). У монографії О.Г. Сорохтина, С.А. Ушакова [9] представлено напівемпіричні моделі залежності потужності океанічної літосфери від її віку (рис. 3). Існують й інші роботи, присвячені проблемам охолодження океанічної літосфери [12, 15, 17, 18]. Однак не зважаючи на досить значну кількість

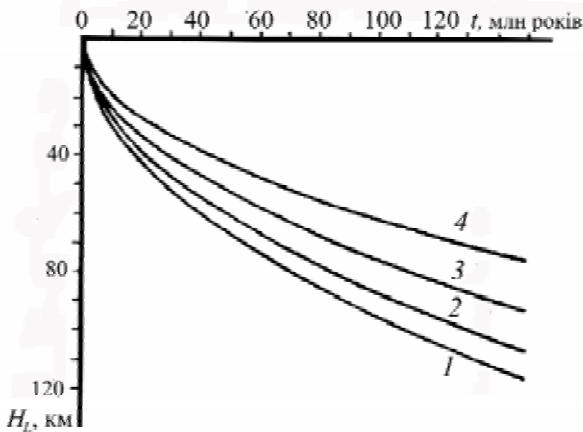


Рис. 3. Залежність потужності океанічної літосфери від її віку моделі: 1 – Паркера–Олденбурга (1973), 2 – Сорохтіна (1973), 3 – Йоші (1975), 4 – Сорохтіна–Ушакова (1991) [9]

публікацій із зазначеної проблеми, відсутні роботи з дослідження більш уточнених моделей охолодження океанічної літосфери з урахуванням таких важливих факторів, як шарувата неоднорідність літосфери, радіогенне тепловиділення порід океанічної кори, тепловіддача з боку океану та астеносфери.

У цій роботі на основі варіаційної скінченно-елементної методики, яка розроблена для тривимірних нестационарних теплових задач у наближенні шаруватих оболонок, зроблено спробу моделювання процесу охолодження океанічної літосфери з урахуванням згаданих вище факторів.

**Постановка задачі.** В моделі охолодження океанічної літосфери типова структура літосфери має вигляд тришарової оболонки. Верхній шар завтовшки 1 км (згідно з даними праці [10]) складається з осадових порід, середній шар завтовшки 6 км – з базальтів і габро, нижній шар завтовшки 93 км – з олівінової породи. При цьому будемо враховувати радіогенне тепловиділення порід океанічної кори. Припустимо, що океанічна літосфера рухається зі швидкістю 10 см/рік. Оскільки при моделюванні відлік часу починатимемо з 1 млн років, розглянемо фрагмент океанічної літосфери у вигляді оболонки з поперечним розміром 1000 км, поздовжнім розміром 100 км і завтовшки 100 км. Таким чином, через 1 млн років після початку руху один з поперечних торців досліджуваного фрагмента літосфери збігатиметься із серединним океанічним хребтом і перебува-

тиме у стані конвективного теплообміну з астеносферою, яка піднімається у зоні океанічного рифту. При цьому верхня межа фрагмента буде під дією конвективного теплообміну з океаном, а нижня межа – з астеносферою, яка підстилає океанічну літосферу. Вважатимемо, що початкова температура фрагмента океанічної літосфери дорівнювала температурі астеносфери. У міру відсування фрагмента літосфери від океанічного хребта граничну умову на його відповідному торці буде відмінено. Нехтуючи тепловою анізотропією, яка може бути пов’язана з наявністю тріщин у породах океанічної літосфери, зазначений процес охолодження океанічної літосфери опишемо на основі ізотропної нестационарної теплової моделі. У тривимірній постановці з відповідними початковою і граничними умовами у декартовій системі координат  $(x, y, z)$  модель матиме вигляд

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q}{c\rho}; \quad (1)$$

$$T(t=0) = T_n; \quad (2)$$

$$\lambda \text{grad} T = \alpha(T - T_c). \quad (3)$$

Тут (1) – нестационарне рівняння теплопровідності; (2) – початкова умова; (3) – граничні умови конвективного теплообміну з навколишнім середовищем;  $T(x, y, z, t)$  – температура як функція координат і часу;  $a$  – коефіцієнт температуропровідності;  $q$  – об’ємне тепловиділення радіогенних порід;  $c$  – питома теплоємність;  $\rho$  – густина;  $T_n$  – початкова температура;  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності;  $\alpha$  – коефіцієнт тепловіддачі навколишнього середовища;  $T_c$  – температура навколишнього середовища.

**Метод розв’язання задачі.** Для розв’язання нестационарної задачі теплопровідності (1)–(3) застосовують метод скінченних елементів, що ґрунтується на варіаційному принципі, який виражає мінімум функціонала теплопровідності [4]:

$$\delta I(T) = 0. \quad (4)$$

У наближенні тривимірної оболонки функціонал задачі теплопровідності (1)–(3) у криволінійній системі координат  $(s, \varphi, z)$  може бути поданий у вигляді

$$\begin{aligned}
 I(T) = & \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \iint_{(h_j)} \iint_S \left\{ \lambda^j \left[ \left( \frac{\partial T^j}{\partial s} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial T^j}{\partial \varphi} \right)^2 + \left( \frac{\partial T^j}{\partial z} \right)^2 \right] + 2 \int_{T_n}^{T_r} \lambda^j \frac{\partial T^j}{\partial t} dT^j - 2q^j T^j \right\} r ds d\varphi dz - \\
 & - \frac{1}{2} \iint_S \left\{ \alpha^- (T^1(h^-) - 2T^-) T^1(h^-) + \alpha^+ (T^3(h^+) - 2T^+) T^3(h^+) \right\} r ds d\varphi - \\
 & - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \iint_{(h_j) L_j} \alpha_{\tau}^j (T^j - 2T_{\tau}) T^j r d\varphi dz - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \iint_{(h_j) L_M} \alpha_M^j (T^j - 2T_M) T^j ds dz.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Тут  $s$  – меридіональна координата поверхні оболонки;  $\varphi$  – широтна координата;  $z$  – координата за товщиною оболонки;  $r$  – радіус середньої поверхні оболонки;  $S$  – площа поверхні оболонки;  $h_j$  – товщина  $j$ -го шару оболонки;  $\alpha^-$ ,  $\alpha^+$ ,  $T^-$ ,  $T^+$  – коефіцієнти тепловіддачі і температури середовищ, які омивають нижню та верхню грані оболонки, відповідно;  $h^-$ ,  $h^+$  – значення нижньої та верхньої граней оболонки відповідно;  $\alpha_{\tau}^j$ ,  $T_{\tau}$ ,  $\alpha_M^j$ ,  $T_M$  – коефіцієнти тепловіддачі і температури середовищ, які омивають торцеву –  $L_{\tau}$  і меридіональну –  $L_M$  межі оболонки відповідно.

Припустивши умову нерозривності теплового потоку за товщиною оболонки, останній може бути апроксимований степеневою залежністю [1]

$$Q(s, \varphi, z) = \sum_{l=1}^P b_l(s, \varphi) z^{l-1} = \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z};$$

тоді

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda_z} \sum_{l=1}^P b_l z^{l-1}. \tag{6}$$

Після інтегрування (6) отримуємо:

$$T = -\sum_{l=1}^P b_l \int_{h^-}^z \frac{\eta^{l-1}}{\lambda_z} d\eta + T(s, \varphi, h^-) = \sum_{l=0}^P T_l(s, \varphi) P_l(z); \tag{7}$$

$$P_0 = 1; \quad T_0 = T(s, \varphi, h^-); \quad T_l = -\frac{H^{l-1}}{\lambda_z} b_l; \quad P_l = \frac{\overline{\lambda_z}}{H^{l+1}} \int_{h^-}^z \frac{\eta^{l-1}}{\lambda_z} d\eta; \quad \overline{\lambda_z} = \int_{h^-}^{h^+} \lambda_z d\eta;$$

$H$  – товщина оболонки.

Обмежившись трьома членами розкладу, із співвідношення (7) отримуємо апроксимацію температури за товщиною болонки у вигляді

$$T = T_0 + T_1 (P_k^0 + P_k^1 z) + T_2 (F_k^0 + F_k^1 z^2); \quad (8)$$

$$P_k^0 = \sum_{j=1}^{k-1} P_j^1 (h_{j+1} - h_j) - P_k^1 h_k; \quad P_k^1 = \frac{\overline{\lambda_z}}{H^2} \frac{1}{\lambda_z^k};$$

$$F_k^0 = \sum_{j=1}^{k-1} F_j^1 (h_{j+1}^2 - h_j^2) - F_k^1 h_k^2; \quad F_k^1 = \frac{\overline{\lambda_z}}{2H^3} \frac{1}{\lambda_z^k}.$$

Підставивши апроксимацію температури (8) у функціонал теплопровідності (5), приводимо його до двовимірного вигляду. Для розв’язання варіаційного рівняння (4) застосовують дев’ятивузловий ізопараметричний криволінійний чотирикутний оболонковий скінченний елемент [4, 14]. Коефіцієнти розкладу температури  $T_i$  (8) на серединній поверхні оболонки ( $z = 0$ ), яку розбито на скінченні елементи, в межах елемента апроксимують поліномами Лагранжа [4]:

$$T_i(s, \varphi) = \sum_{j=1}^9 T_{ij} L_j; \quad (9)$$

$$L_1 = H_1(\varphi) G_1(\xi); \quad L_2 = H_1(\varphi) G_2(\xi); \quad L_3 = H_3(\varphi) G_2(\xi);$$

$$L_4 = H_3(\varphi) G_1(\xi); \quad L_5 = H_1(\varphi) G_3(\xi); \quad L_6 = H_2(\varphi) G_2(\xi);$$

$$L_7 = H_3(\varphi) G_3(\xi); \quad L_8 = H_2(\varphi) G_1(\xi); \quad L_9 = H_2(\varphi) G_3(\xi);$$

$$H_1(\varphi) = \frac{\sin(\varphi - \varphi_2) - \sin(\varphi - \varphi_3) + \sin(\varphi_2 - \varphi_3)}{\sin(\varphi_1 - \varphi_2) - \sin(\varphi_1 - \varphi_3) + \sin(\varphi_2 - \varphi_3)};$$

$$H_2(\varphi) = \frac{\sin(\varphi - \varphi_3) - \sin(\varphi - \varphi_1) + \sin(\varphi_3 - \varphi_1)}{\sin(\varphi_2 - \varphi_3) - \sin(\varphi_2 - \varphi_1) + \sin(\varphi_3 - \varphi_1)};$$

$$H_3(\varphi) = \frac{\sin(\varphi - \varphi_1) - \sin(\varphi - \varphi_2) + \sin(\varphi_1 - \varphi_3)}{\sin(\varphi_3 - \varphi_1) - \sin(\varphi_3 - \varphi_2) + \sin(\varphi_1 - \varphi_3)};$$

$$H_j(\varphi_k) = \begin{cases} 1, & j=1 \\ 0, & j \neq 1 \end{cases}; \quad G_1(\xi) = \frac{1}{2} \xi(\xi - 1); \quad G_2(\xi) = \frac{1}{2} \xi(\xi + 1); \quad G_3(\xi) = 1 - \xi^2;$$

де  $T_{ij}$  – вузлові значення коефіцієнтів розкладу температури.

У випадку оболонки обертання з радіусом обертання  $r(x)$ , де  $x$  – координата уздовж осі обертання оболонки, існує зв’язок між координатами  $x$  та  $s$ :

$$ds = A dx; A = \sqrt{1 + (r'_x)^2}.$$

У такому разі зв’язок між координатою  $x$  та її вузовими значеннями у скінченному елементі  $x_i$  приймають у вигляді квадратичної залежності

$$x = x_1 G_1 + x_2 G_2 + x_3 G_3.$$

Підкреслимо, що апроксимація на основі поліномів Лежандру забезпечує гладкість і збіжність скінченно-елементного розв’язку задачі [14]. Надалі, застосувавши процедуру варіювання двовимірного функціонала теплопровідності та прирівнявши відповідні варіації до нуля, отримуємо для кожного скінченного елемента систему 27 лінійних диференціальних рівнянь відносно вузових значень коефіцієнтів розкладу температури за часом. Розв’язання цієї системи за заданої початкової умови (2) відносно часу здійснюють на основі неявної різнисної схеми [2], інтегрування по площі поверхні оболонки виконують чисельно, з використанням розкладу підінтегральної функції в ряд Фур’є [14] і за допомогою квадратурних формул Гауса [6]. Для отримання глобальної системи алгебричних рівнянь підсумовують локальні системи рівнянь по усіх скінчених елементах. Глобальну систему рівнянь розв’язують на основі чисельного методу Гауса без вибору головного елемента [6]. В результаті розв’язання цієї системи коефіцієнти розкладу температури визначають в усіх вузових точках скінченно-елементної сітки серединної поверхні оболонки в заданий момент часу. За знайденими вузовими значеннями коефіцієнтів розкладу температуру визначають у довільній точці шаруватої оболонки в заданий момент часу.

**Моделювання процесу охолодження океанічної літосфери.** Для моделювання теплових полів океанічної літосфери в процесі її охолодження виберемо середні значення відповідно теплопровідності, температуро-провідності і радіогенної теплогенерації указаних вище порід океанічної літосфери [3, 5]: осадкові породи – 2,00 Вт/(м·°C),  $1,00 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, 1,00 мкВт/м<sup>3</sup>; базальти і габро – 2,28;  $8,00 \cdot 10^{-7}$ ; 0,30; олівіни – 4,23;  $1,26 \cdot 10^{-6}$ ; 0,00. За середні значення температури і коефіцієнта тепловіддачі океанічного дна приймемо 10 °C і 420 Вт/(м<sup>2</sup>·°C) відповідно. Згідно з даними робіт [10, 13],

вважатимемо, що середня температура астеносфери дорівнює 1200 °С.

У відповідності до даних робіт [7, 11], число Нусельта ( $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$ , де  $l$  –

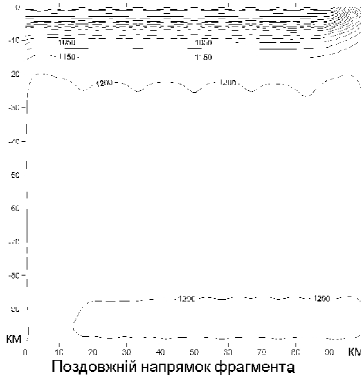
характерний розмір довжини), яке в теорії подібності [8] визначає тепло-віддачу середовища, для верхньої мантиї варіює від 12 до 20. При  $Nu \approx 20$ ;  $\lambda \approx 4,3 \text{ Вт/(м} \cdot \text{°С)}$ ;  $l \approx 10^5 \text{ м}$ , оцінка коефіцієнта тепловіддачі астеносфери становитиме:  $\alpha_{\text{аст}} \approx 8,46 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{°С)}$ .

На рис. 4 у позовжньому розрізі розглянутого фрагмента океанічної літосфери з розмірами 100×100 км представлений процес охолодження океанічної літосфери від періоду 1 млн років до гіпотетичного періоду 150 млн років (передбачається, що океанічна літосфера не може бути старішою за 120 млн років [9]).

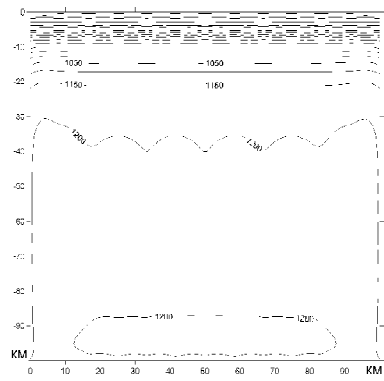
Згідно з цією моделлю визначення товщини тихоокеанської літосфери шляхом дисперсії хвиль Релея (див. рис. 1), нижня межа жорсткої океанічної літосфери у середньому відповідає ізотермі з характерним значенням 900 °С. Тому становить інтерес визначення положення цієї ізотерми залежно від віку океанічної літосфери. Так, через 1 млн років після начала руху океанічної літосфери, ізотерма 900 °С знаходиться приблизно на глибині 9 км. Через 2 млн років ця відмітка опускається до глибини 10 км, через 3 млн років – 13 км, через 5 млн років – приблизно до глибини 17 км, через 10 млн років – 25 км, через 20 млн років – 36 км, через 30 млн років – 44 км, через 50 млн років – 58 км, через 60 млн років – 63 км, через 80 млн років – 69 км, через 100 млн років – 72 км. Через 150 млн років нижня межа океанічної літосфери, згідно з цією моделлю, опустилася лише б до глибини приблизно 75 км.

Однак дані досліджень товщини тихоокеанської літосфери [16] (див. рис. 1) з віком понад 120 млн років показують значно більші глибини і, очевидно, відповідають глибині опускання океанічної літосфери в океанічному жолобі у зоні субдукції. Водночас дані досліджень товщини тихоокеанської літосфери (рис. 1) з віком, молодшим за 20 млн років, указують на характерні ізотерми зі значеннями температури нижче 900 °С, тобто, можливо, поблизу зони океанічного спредингу поверхневий шар літосфери є більш тріщинуватим і тим самим більш проникним для океанічної води. Це приводить до інтенсивнішого охолодження океанічної літосфери і формування її нижньої межі за температур, значно нижчих за 900 °С. Зазначимо, що теплові поля охолодження океанічної літо-

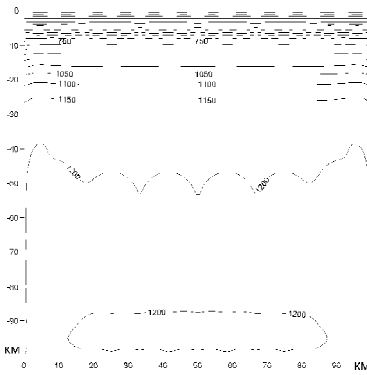




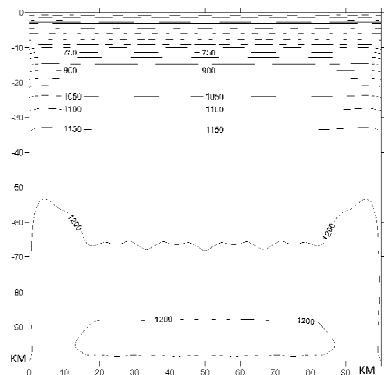
*a*



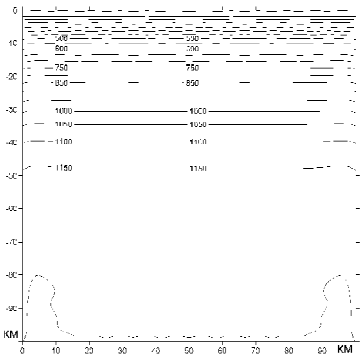
*б*



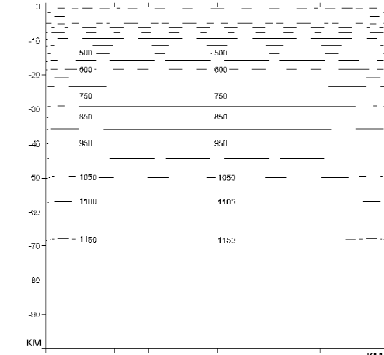
*в*



*г*



*д*



*е*

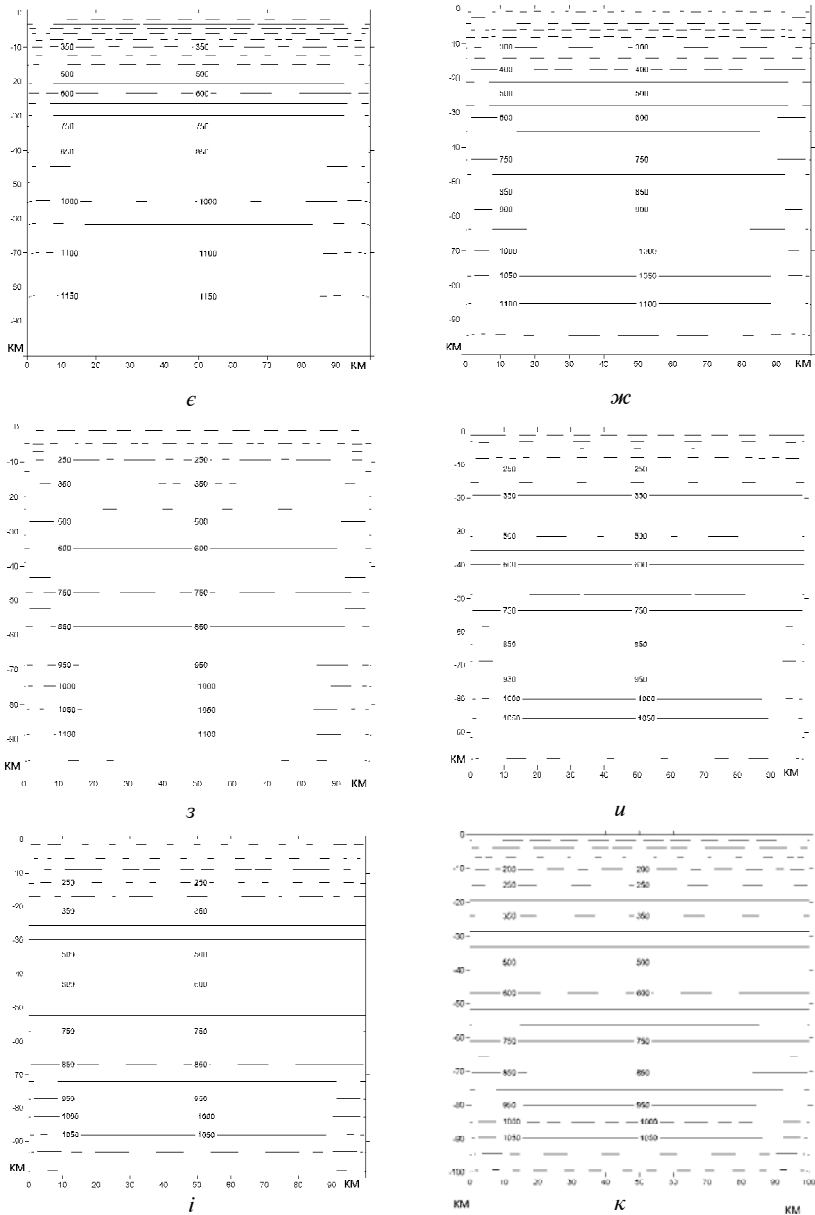


Рис. 4. Розподіл теплових полів охолодження океанічної літосфери, отриманий на основі уточненої тривимірної нестационарної теплової моделі, у розглянутому розрізі океанічної літосфери. Вік, млн років: а – 1; б – 2; в – 3; з – 5; д – 10; е – 20; ж – 30; з – 50; у – 80; і – 100; к – 150

сфери, які отримані на основі представленої уточненої тривимірної теплової моделі з точністю приблизно до 8 % узгоджуються з результатами, які отримані на основі одновимірної теплової моделі [10] (див. рис. 1, 2). Таке добре узгодження, ймовірно, можна пояснити дуже незначною температуропровідністю океанічної літосфери у горизонтальних напрямках порівняно з температуропровідністю у вертикальному напрямку. Зауважимо також, що значення поверхневого теплового потоку достатньо зрілої океанічної літосфери (з віком понад 80 млн років), які отримані в рамках цієї моделі, добро узгоджуються зі значенням середнього поверхневого теплового океанічного потоку – приблизно  $78,2 \text{ мВт/м}^2$  [10]. Добре узгоджені результати залежності потужності океанічної літосфери від її віку, які отримані на основі поданої моделі для характерної температури  $900 \text{ }^\circ\text{C}$ , з відповідними результатами моделі Сорохтіна [9] (див. рис. 3).

**Висновки.** На основі варіаційної скінченно-елементної методики для нестационарної тримірної теплової моделі з урахуванням шаруватої неоднорідності океанічної літосфери і радіогенного тепловиділення порід океанічної кори, а також тепловіддачі з боку океану та астеносфери досліджений процес охолодження океанічної літосфери. Уточнено відповідні дані, які були отримані раніше на основі простіших теплових моделей. Дані щодо теплових полів і потужності океанічної літосфери в процесі її охолодження, які отримано в межах наведеної моделі, добро узгоджуються з відомими теоретичними і експериментальними даними. Це узгодження демонструє достовірність результатів, одержаних за варіаційною скінченно-елементною методикою, для нестационарних теплових задач на основі шаруватих оболонок. З метою подальшого дослідження від’ємної плавучості океанічної літосфери під час занурення її в мантию у зоні субдукції становить інтерес використання зазначеної методики для розв’язання оберненої задачі – задачі нагрівання океанічної літосфери в зоні субдукції.

1. *Бондарь А.Т.* Термоупругое равновесие многослойных ортотропных оболочек / А.Т. Бондарь // *Механика композитных материалов.* – Рига, 1988. – № 4. – С. 691–697.
2. *Годунов С.К.* Введение в теорию разностных схем / С.К. Годунов, В.С. Рябенский. – М.: Физматгиз, 1962. – 340 с.
3. *Дортман Н.Б.* Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика). Справочник геофизика / Н.Б. Дортман. – М.: Недра, 1976. – 527 с.
4. *Козлов В.И.* Численное исследование нестационарной температуры диссипативного разогрева анизотропной оболочки вращения при гармоническом нагружении / В.И. Козлов, М. В. Лубков // *Труды 16-й науч. конф. молодых учёных Ин-та*

- механики АН УССР, Киев, 1991. Ч. 2. – Деп. в ВИНТИ 14. 06. 91, N 2648-B 91. – С. 1– 10.
5. *Лубков М.В.* Моделирование фоновых температурных полей ДДВ / М. В. Лубков // Геодинамика. – 2009. – Т. 8, № 1. – С. 91 – 96.
  6. *Образцов И.Ф.* Метод конечных элементов в задачах строительной механики летательных аппаратов / И.Ф. Образцов, Л.М. Савельев, Х.С. Хазанов. – М.: Высш. шк., 1985. – 329 с.
  7. *Рычкова Е.В.* Численная модель тепловой конвекции в верхней мантии Земли под литосферой континентов / Е.В. Рычкова, С.А. Тычков // Вычислительные технологии. – 1997. – Т. 2, № 5. – С. 66 – 81.
  8. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1973. – Т. 1. – 536 с.
  9. *Сорохтин О.Г.* Развитие Земли / О.Г. Сорохтин, С.А. Ушаков. – М.: Изд-во МГУ, 2002. – 506 с.
  10. *Тёркот Д.* Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред / Д. Тёркот, Д. Шуберт. – М.: Мир, 1985. – 730 с.
  11. *Трубицын В.П.* Режимы тепловой конвекции / В.П. Трубицын, В.В. Николаичик // Физика Земли. – 1991. – № 6. – С. 3 – 12.
  12. *Хаин В.Е.* Геотектоника с основами геодинамики / В. Е. Хаин, М. Г. Ломизе. – М.: КДУ, 2005. – 560 с.
  13. *Anderson D.L.* Lithosphere, asthenosphere and perisphere / D. L. Anderson // Rev. Geophys. – 1995. – V. 33. – P. 125–149.
  14. *Hansen J.S.* A Mindlin shell element which satisfies rigid body requirements / Hansen J.S., Hепpler G. R. // AIAAJ. – 1985. – V. 22, N 2. – P. 288–295.
  15. *Johnson H.P.* Variation of sea floor depth with age: A test of models based on drilling results / Johnson H. P., Carlson R. L. // Geophys. Res. Lett. – 1992. – V. 19. – P. 1971–1974.
  16. *Leeds A.P.* Variations of upper mantle structure under the Pacific Ocean / Leeds A.P., Knopoff L., Kausel E.G. // Science. – 1974. – V. 186. – P. 141–143.
  17. *Lister C.R.B.* Heat flow maintained in ocean basins of great age: Investigations in the north-equatorial west Pacific / C.R.B. Lister, J.G. Sclater, E.E. Davis, H. Villinger // Geophys. J. Int. – 1990. – V. 102. – P. 603–630.
  18. *Sclater J.G.* The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth / Sclater J. G., Jaupart C., Galson D. // Rev. Geophys. Space Phys. – 1980. – V. 18. – P. 269–311.

### **Процесс охлаждения океанической литосферы** М.В. Лубков

На основе вариационной конечно-элементной методики для нестационарной трехмерной тепловой модели с учетом слоистой неоднородности океанической литосферы и радиогенного тепловыделения пород океанической коры, а также с учетом теплоотдачи со стороны океана и астеносферы получены тепловые поля океанической литосферы в процессе ее охлаждения. По результатам исследований уточнены данные о тепловых полях и мощностях океанической литосферы в процессе ее охлаждения, полученные ранее на основе более простых тепловых моделей.

**Ключевые слова:** компьютерное моделирование, тепловые процессы, океаническая литосфера.

**Cooling process of the oceanic lithosphere** M.V. Lubkov

On the base of variation finite element method for non stationary three dimensional heat conductivity model with calculation of the oceanic lithosphere layers heterogeneity and oceanic crust radiogenic heat emission, and also with calculation of the ocean and asthenosphere heat irradiations there were obtained oceanic lithosphere heat fields during it cooling process. The obtained results allowed to specify heat fields and power of the oceanic lithosphere data, during it cooling process, which were obtained earlier on the base of more simple heat conductivity models.

**Keywords:** computer modeling, heat processes, oceanic lithosphere.