

ЕВОЛЮЦІЯ ТЕПЛОВИХ ПОЛІВ ДДЗ В ПЕРІОД АКТИВІЗАЦІЇ РИФТА

Вступ. У загальній еволюції континентального рифтогенезу виділяються три основних етапи – передрифтовий, рифтовий і пострифтовий [1]. Кожний із цих етапів пов’язується з різним тепловим впливом аномально гарячої мантії на континентальну літосферу з наступним впливом на земну кору. Передрифтовий етап припускає наявність аномальної мантії на глибині близько 80–90 км. Саме з такої глибини починається процес активізації платформи, виражений у нерегулярному розсіяному характері вулканізму. Протягом цього етапу розвивається слабе підняття території, обумовлене термічним розширенням літосфери. Рифтовий етап відповідає глибині положення аномальної мантії на границі Мохо (М), коли на тлі слабковираженого підняття попереднього етапу починає розвиватися рифтова западина. З’являються перші осадові утворення рифтового етапу й виливаються лужні олівінові базальти – продукти тріщинних виливів. Розтягання літосфери протягом цього етапу спочатку охоплює значну територію, потім поступово концентрується в рифтовій западині, де і локалізується вулканізм. Під час загального прогріву літосфери розвиваються внутрішньокорові осередки вулканізму та виникають вулкани центрального типу. Пізніше утворюються близькорифтові підняття – плечі рифта. Пострифтовий етап, обумовлений загасанням термічної активності аномальної мантії, є початком зрілої стадії континентального рифтогенезу.

Початок активного рифтового етапу Дніпровсько-Донецької западини (ДДЗ) датується періодом близько 390–380 млн років тому [2]. Цьому етапу передував передрифтовий період активності, коли з глибини 220–340 км частина речовини глибинної астеносфери піднімалась до 80–90 км. [3]. Взагалі, активну рифтову фазу розвитку ДДЗ пов’язують із підходом до нижніх границь кори трьох послідовних у часі астенолітів або так званих квантів тектонічної дії (КТД) [3, 4]. Тут йдеться не про одиничний КТД із характерним лінійним розміром 60–70 км, а про приблизно синхронне виникнення їх груп на всій території ДДЗ на кожному етапі активного процесу.

Для кращого розуміння процесів становлення й розвитку ДДЗ цікавим є розрахунок еволюції теплових полів протягом рифтової стадії роз-

витку. У даній статті на основі варіаційної скінчено-елементної методики [5] проводиться чисельне моделювання еволюції теплових полів з урахуванням радіогенного тепловиділення порід на початку (підхід перших КТД, ~390–380 млн рр. тому [3]), і наприкінці (підхід третіх КТД, ~360–355 млн рр. тому [3]) активного рифтового етапу розвитку ДДЗ.

Постановка та метод розв’язання задачі. Оскільки поперечний розмір рифта що розглядається, значно менший від поздовжнього розміру, то його теплове поле можна розглядати, як плоске. З огляду на радіогенне тепловиділення порід і зневажаючи анізотропією теплофізичних властивостей, що може бути пов’язана із тріщинуватістю порід, скористаємося ізотропною нестационарною тепловою моделлю. У цьому випадку загальна постановка двомірної задачі теплопровідності в декартовій системі (x, y) , пов’язаній із тектонічним мегаблоком, має вигляд:

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

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

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

Тут (1) – рівняння теплопровідності, (2) – початкова умова, (3) – умова конвективного теплообміну із середовищем, $T(x, y, t)$ – температура як функція двох координат і часу, a – коефіцієнт температуропровідності, q – об’ємне тепловиділення радіоактивних порід, c – питома теплоємність, ρ – густина, T_n – початкова температура, λ – коефіцієнт теплопровідності, α – коефіцієнт тепловіддачі, T_{rp} – температура середовища, що межує із розглянутою областю.

Записуємо функціонал представленої вище задачі теплопровідності (1–3) у декартовій системі координат (x, y) :

$$F = \frac{1}{2} \iint_S \left\{ \lambda \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + 2 \int_{T_n}^T \frac{\lambda}{a} \frac{\partial T}{\partial t} - 2qT \right\} dx dy - \frac{1}{2} \int_L \alpha (T - 2T_{\text{rp}}) T dl; \quad (4)$$

де S – площа поперечного перерізу розглянутого об’єкта; L – контур, що охоплює площу S ; dl – елемент контуру.

Для розв’язання нестационарної задачі теплопровідності (1–3) застосовується варіаційний скінчено-елементний метод [6], що зводиться до розв’язання варіаційного рівняння теплопровідності:

$$\delta F(T) = 0. \quad (5)$$

При розв’язанні рівняння (5) використовується восьмивузловий ізопараметричний чотирикутний криволінійний скінчений елемент [6]. Глобальною системою координат, де поєднуються всі скінчені елементи, на які розбивається досліджуваний об’єкт, слугує декартова система (x, y) . Локальною систе-

мою координат, у якій визначаються функції апроксимації скінченного елемента φ_i ($i = 1-8$) [5] і проводиться чисельне інтегрування є нормалізована система координат (ξ, η) . У цій системі в межах кожного скінченного елемента координати, температура та її похідні по координатах апроксимуються в такий спосіб:

$$x = \sum_{i=1}^8 x_i \varphi_i; \quad y = \sum_{i=1}^8 y_i \varphi_i; \quad T = \sum_{i=1}^8 T_i \varphi_i; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \sum_{i=1}^8 T_i \Phi_i; \quad \frac{\partial T}{\partial y} = \sum_{i=1}^8 T_i \Psi_i; \quad (6)$$

де $\Phi_i = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \xi} \right)$; $\Psi_i = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} \right)$; $J = \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \xi} \right)$ – якобіан переходу з (x, y) у (ξ, η) .

Виходячи зі співвідношень (4–6), і припускаючи, що похідна $\frac{\partial T}{\partial t}$ є відомою величиною та не варіює, одержуємо систему лінійних диференціальних рівнянь за часом відносно вузлових значень температури, яка представлена для кожного скінченного елемента P:

$$\frac{\partial F_p}{\partial T_i} = \sum_{k=1}^8 \left\{ H_{ik}^p \frac{\partial T_k}{\partial t} + (A_{ik}^p + B_{ik}^p) T_k \right\} - R_i^p - D_i^p = 0, \quad (i = 1-8); \quad (7)$$

де $H_{ij}^p = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{\lambda^p}{a^p} \varphi_j \varphi_i |J| d\xi d\eta$; $A_{ij}^p = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \lambda^p (\Phi_j \Phi_i + \Psi_j \Psi_i) |J| d\xi d\eta$;

$$D_i^p = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 q^p \varphi_i |J| d\xi d\eta; \quad B_{ij}^p = \int_{x_1}^{x_2} \alpha_x \varphi_j \varphi_i dx + \int_{y_1}^{y_2} \alpha_y \varphi_j \varphi_i dy;$$

$$R_i^p = \int_{x_1}^{x_2} \alpha_x T_{cp}^p \varphi_i dx + \int_{y_1}^{y_2} \alpha_y T_{cp}^p \varphi_i dy.$$

Тут (x_1, x_2) і (y_1, y_2) – частини контуру L, що збігаються зі сторонами елемента P.

За початкових умов (2) для розв'язання системи рівнянь (7) відносно часу використовується метод скінчених різниць, відповідно до якого апроксимація похідної за часом здійснюється за схемою:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T(t + \Delta t) - T(t)}{\Delta t}. \quad (8)$$

Розписуючи похідні в системі (7) з обліком (8), одержуємо наступну систему лінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\sum_{k=1}^8 \left\{ \left[\frac{1}{\Delta t} H_{ik}^p + A_{ik}^p + B_{ik}^p \right] T_k(t + \Delta t) - \frac{1}{\Delta t} H_{ik}^p T_k(t) \right\} - R_i^p - D_i^p = 0, \quad (i = 1-8). \quad (9)$$

Далі, сумуючи рівняння (9) по всіх скінчених елементах, на які розбита досліджувана область, одержуємо глобальну систему лінійних алгебраїчних рівнянь, що дозволяє визначати невідомі значення температури в момент часу $t + \Delta t$ через їх значення у попередній момент часу t . Розв'язання глобальної системи здійснюється за допомогою метода Гауса без вибору головного елемента [6], внаслідок чого температура визначається в усіх вузлових точках скінченоелементної сітки. По знайдених вузлових значеннях температура може бути визначена у довільній точці досліджуваної області в заданий момент часу.

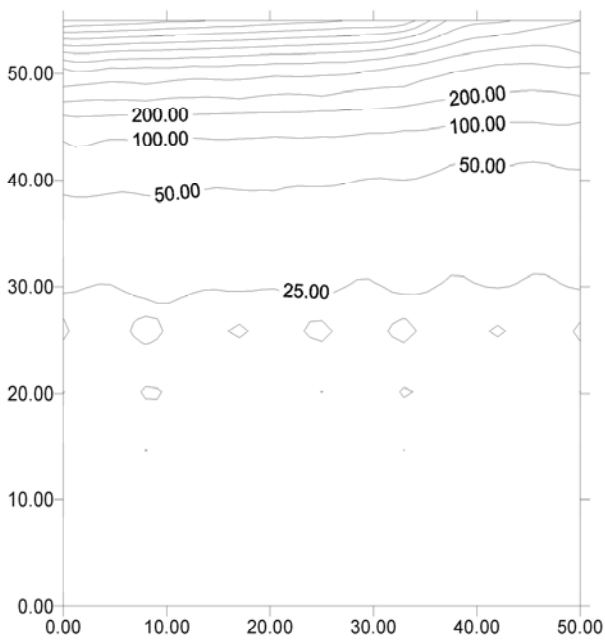
Розрахунок теплових полів ДДЗ в рифтовий період. Здійснюючи моделювання еволюції теплових полів ДДЗ в активний рифтовий період умовно обмежимося розглядом її центральної частини, що в сучасний період відповідає Полтавському мегаблоку. На початку рифтового етапу (перед підходом перших КТД, ~390–380 млн рр. тому [3]) геологічна будова даного мегаблоку повинна була відповідати сучасним сусіднім мегаструктурам Українського щита (УЩ) і Воронежського кристалічного масиву (ВКМ), які в цьому місці мають подібну будову: 45 км гранітованих порід і 10 км порід базальтового шару [7]. Наприкінці активного рифтового періоду (перед підходом третіх КТД, ~360–355 млн рр. тому [3]), основні перетворення консолідованої кори в розглянутій рифтовій зоні вже завершилися. Тектонічні ефекти головним чином були пов'язані з охолодженням і ущільненням порід нижньої та середньої частин консолідованої кори і збільшенням потужності шарів осадових порід. Сумарне опускання блоків кристалічного фундаменту в центральній осьовій частині рифтогену до цього моменту могло досягати 4–5 км [3]. Такий стан розвитку центральної частини ДДЗ у розглянутий період часу подібний до розвитку її північно-західної частини (Чернігівського мегаблоку) на сучасному етапі. Мабуть, ця частина ДДЗ протягом свого розвитку не підлягала настільки потужному термічному впливу. Таким чином, здійснюючи моделювання еволюції теплових полів центральної частини ДДЗ наприкінці активного рифтового періоду, як модель геологічного розрізу консолідованої кори можна використати сучасний розріз Чернігівського мегаблоку [7, 8]. В осьовій частині мегаблоку глини і алеврити становлять верхній шар потужністю близько 2 км; далі – піщаники – 1 км, алевроліти – 1 км, доломіти – 1 км, граніти – 19 км, базальти – 13 км. Далі відбувається поступовий перехід до відповідних мегаструктур УЩ і ВКМ, які тут мають аналогічну будову: 0,5 км осадових порід, 44,5 км – гранітованих і 10 км порід базальтового шару. В якості масивів тепло- та температуропровідності для моделювання взято середні значення величин відповідних порід [9]: глини, алеврити – 1,70 Вт/(м·град); $7,05 \cdot 10^{-7}$ м²/с; пісковики – 2,77; $11,48 \cdot 10^{-7}$; алевроліти – 1,99; $10,39 \cdot 10^{-7}$; до-

ломіти – $4,06$; $12,53 \cdot 10^{-7}$; граніти – $2,51$; $9,16 \cdot 10^{-7}$; базальти – $1,27$; $5,55 \cdot 10^{-7}$. За даними [10] обрано середні значення радіогенної теплогенерації: осадових порід – 1 мкВт/м^3 ; гранітів – $0,92$; базальтів – $0,3$.

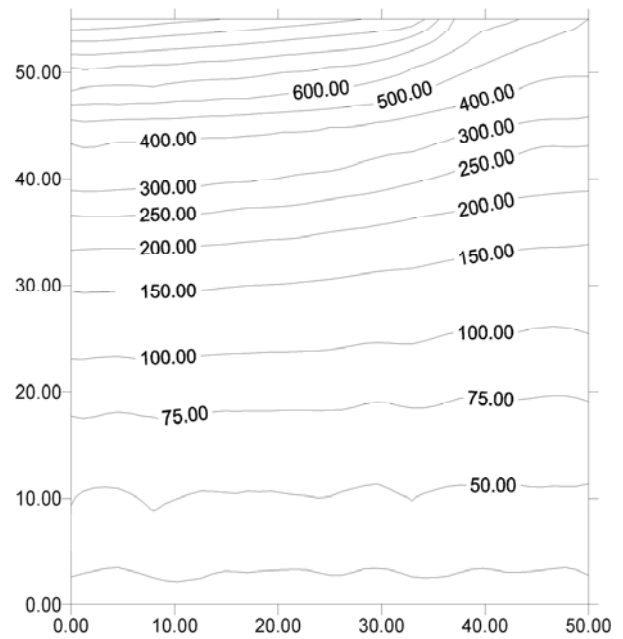
Відповідно до [11], середня температура на розділі М на платформах становить $300\text{--}500^\circ\text{C}$, за умови підходу аномально гарячої мантиї (КТД) до границь нижньої кори її температура може сягати 1200°C . При цьому час підходу аномальної мантиї до кори малий порівняно з часом теплової релаксації літосфери. Аномальна мантия за своєю в'язкістю належить до астеносфери і це дозволяє припустити, що між нею й астеносферою відбувається конвективний теплообмін, завдяки якому температура гарячої мантиї на границі М є постійною протягом тривалого часу.

Моделюючи еволюцію теплового поля ДДЗ з моменту підходу перших КТД до границь кори будемо припускати, що температура на границі М підтримується постійною й дорівнює 1200°C , а температура навколишньої літосфери на границі М – 500°C . Початкова й середня температура земної поверхні – 10°C . Моделюючи еволюцію теплового поля ДДЗ з моменту підходу третіх КТД на границі М, розглянемо випадки аномальної мантиї з температурою 1000 і 1200°C . Температуру навколишньої літосфери також будемо вважати рівною 500°C , а лінійні розміри КТД у всіх випадках – 70 км [4]. Надалі, через близькість до симетричного виду розглянутих фрагментів бічного перетину ДДЗ [12], під час моделювання обмежимося розглядом їх симетричних половин. На рис. 1–5 представлені діаграми температурних полів з урахуванням радіогенного тепловиділення порід на початку й наприкінці рифтового етапу розвитку ДДЗ. Тут по осі x відкладена відстань від осьової зони рифта убік його бортів (км), по осі y – глибина (км). Рис. 1 характеризує еволюцію теплового поля ДДЗ через 1 млн років і через 5 млн років, рис. 2. – через 10 та 30 млн років після надходження перших КТД. Рис. 3–5 характеризують еволюцію теплового поля ДДЗ після приходу третіх КТД, відповідно через 5 , 10 та 30 млн років.

Аналіз еволюції теплових полів ДДЗ на початку рифтового етапу показує, що протягом 5 млн рр. після приходу перших КТД із температурою на границі М $\sim 1200^\circ\text{C}$, кора навколо астеноліта прогрівається досить повільно, температура 500°C тільки досягає нижньої границі шарів гранітизованих порід. Таким чином в цей період можлива лише еклогітизація нижніх базальтових шарів кори [13]. Через 10 млн років температура 500°C досягає нижніх шарів залягання гранітів, створюючи всі необхідні передумови для початку прогресивної стадії гранулітової фації метаморфізму [13]. Через 30 млн років, за умови, що температура аномальної мантиї на границі М, як і раніше, тримається на рівні 1200°C , поширення температурного поля зі значенням 500°C зупиняється на глибині близько 25 км . Очевидно, подібні

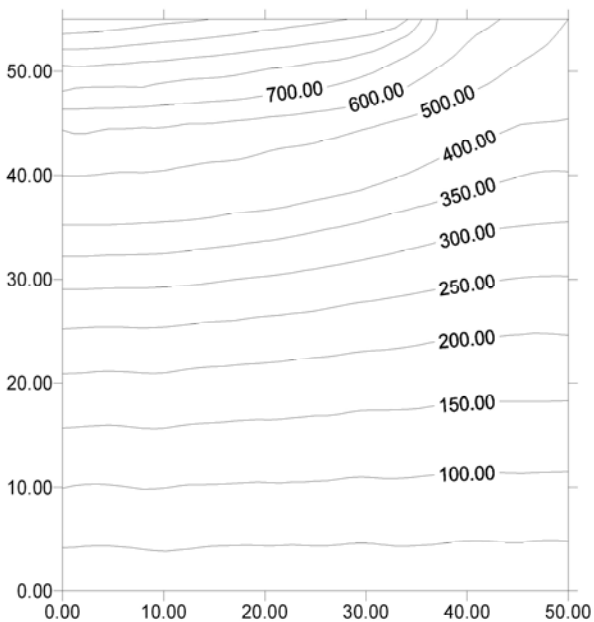


a

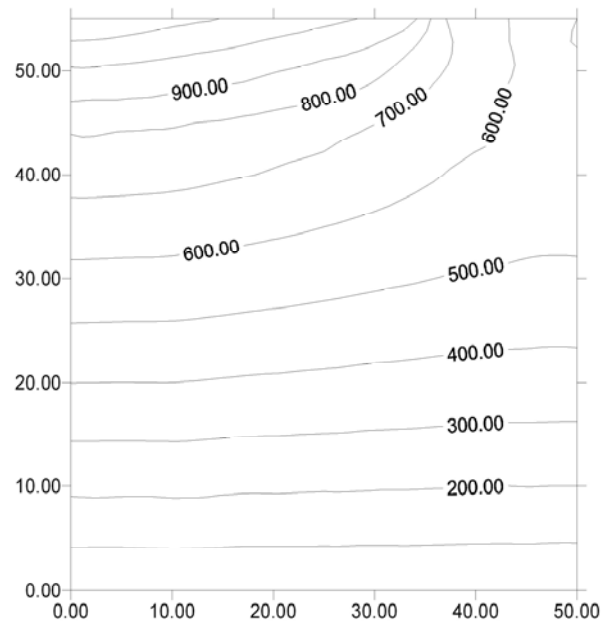


б

Рис. 1. Еволюція теплового поля ДДЗ після приходу перших КТД із температурою 1200°C на границі М з урахуванням радіогенного тепловиділення порід: *a* – через 1 млн років, *б* – через 5 млн років

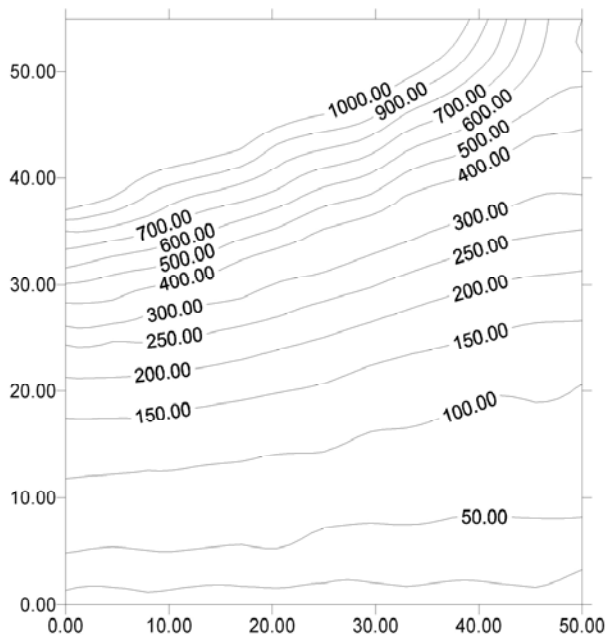


a

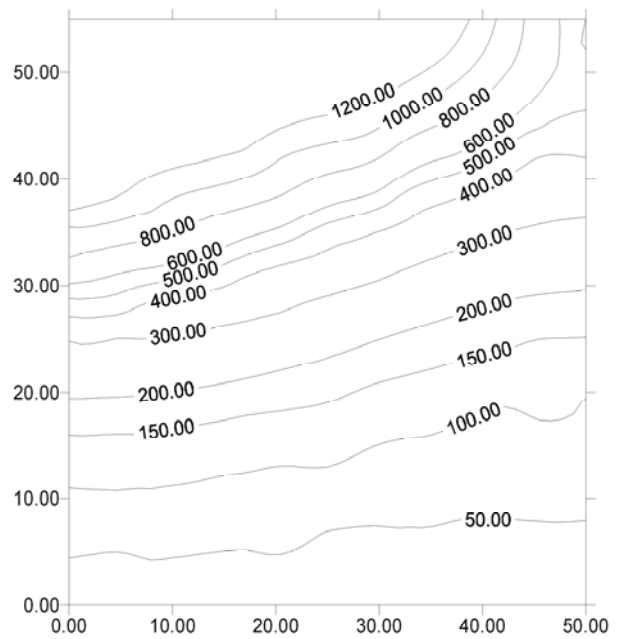


б

Рис. 2. Еволюція теплового поля ДДЗ після приходу перших КТД із температурою 1200°C на границі М з урахуванням радіогенного тепловиділення порід: *a* – через 10, *б* – через 30 млн років

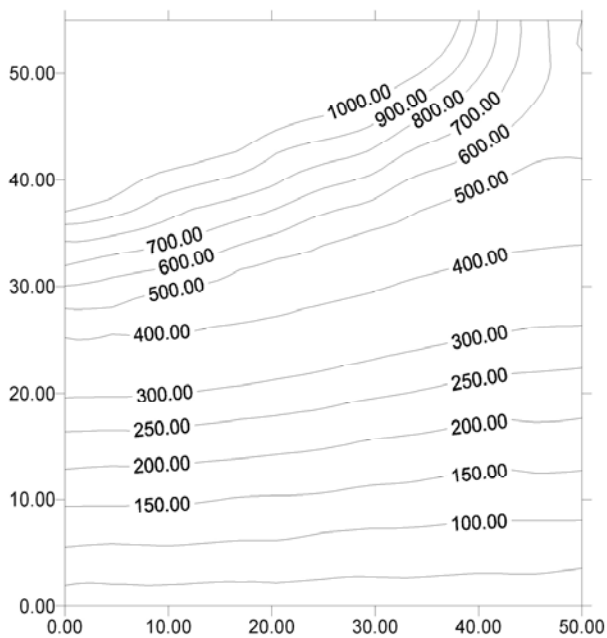


a

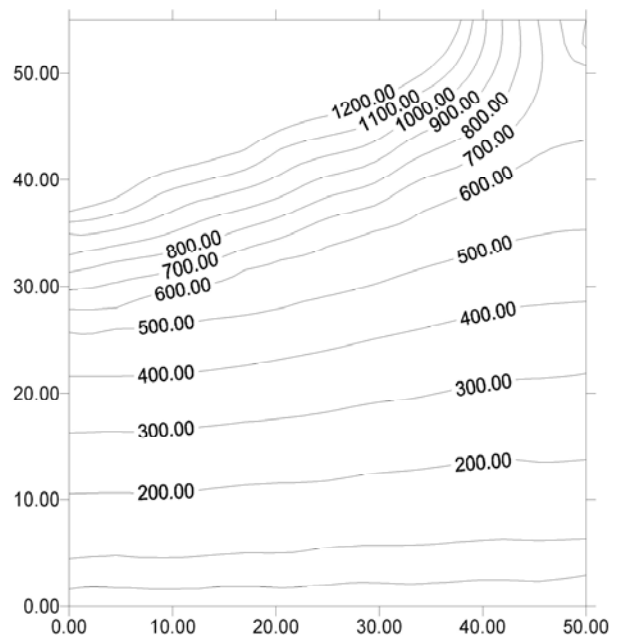


б

Рис. 3. Еволюція теплового поля ДДЗ через 5 млн років після приходу третіх КТД з урахуванням радіогенного тепловиділення порід: *a* – з температурою 1000°C на границі М, *б* – 1200°C



a



б

Рис. 4. Еволюція теплового поля ДДЗ через 10 млн років після приходу третіх КТД з урахуванням радіогенного тепловиділення порід: *a* – з температурою 1000°C на границі М, *б* – 1200°C

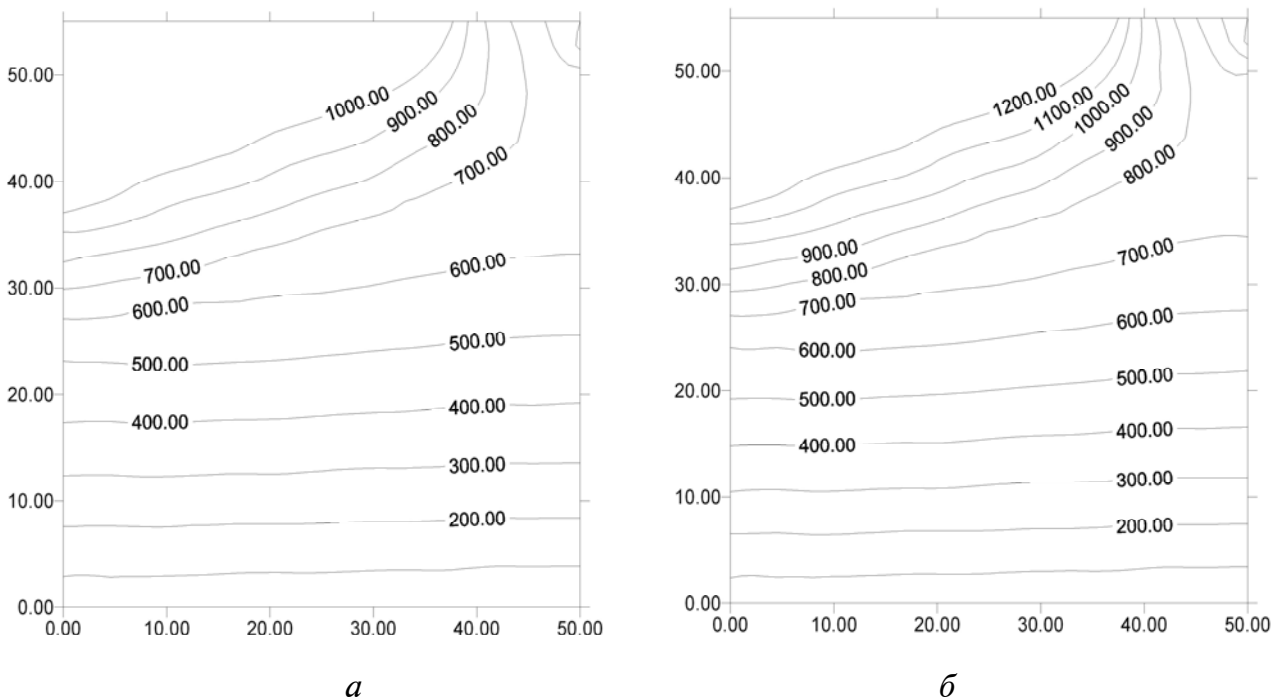


Рис. 5. Еволюція теплового поля ДДЗ через 30 млн років після приходу третіх КТД з урахуванням радіогенного тепловиділення порід: *а* – з температурою 1000°C на границі М, *б* – 1200°C

температурні умови повинні відповідати найбільш активній фазі рифтогенезу (процеси базифікації та еклогітизації досягають максимуму), що повинно приводити до формування консолідованої кори рифта, її потоншення та просідання блоків кристалічного фундаменту.

Аналіз еволюції температурних полів ДДЗ наприкінці рифтового етапу, коли формування рифтогену можна було вважати завершеним, показує, що через 5 млн років після приходу третіх КТД температурна відмітка 500°C залишається у середині базальтового шару.

Через 10 млн років у випадку більш високої температури мантії (1200°C на границі М), температура 500°C ледь досягає границі залягання гранітів. Отже, цей період можна пов'язувати тільки із процесами еклогітизації в нижніх шарах консолідованої кори.

Через 30 млн років, за умови, що температура на границі М тримається на попередньому рівні, температурне поле навколо рифтогену повністю встановлюється. У випадку менш гарячої мантії (1000°C на границі М), температурна відмітка в 500°C зупиняється на глибині ~23 км, тобто фактично на нижній границі залягання гранітів. Очевидно, за таких умов процес подальшої базифікації неможливий. У випадку більш гарячої мантії (1200°C на границі М), температура 500°C досягає нижніх шарів гранітизованих порід. Отже можливі процеси як еклогітизації, так і базифікації, що приводять до подальшого розвитку авлакогена. Оскільки на нинішньому етапі розвитку центральна частина ДДЗ (Полтавський мегаблок) має

досить розвинену рифтову структуру (потоншена консолідована кора, складена в осьовій частині 10 км порід осадового шару, 8 км гранітозованих і 15 км порід базальтового шару [7]), то можна припустити, що протягом рифтового етапу розвитку принаймні центральна частина ДДЗ зазнавала впливу серії потужних астенолітів з температурою мантиї на границі $M \sim 1200^{\circ}\text{C}$. Як показують розрахунки, астеноліти з більш помірною температурою мантиї не могли б привести до нинішнього стану розвитку основної частини ДДЗ.

1. Грачёв А.Ф. Рифтовые зоны Земли. – М.: Недра, 1987. – 285 с.
2. Гавриш В.К., Рябчун Л.М. О связи рифтообразования и вулканизма // Вулканизм и рудные формации Днепровско-Донецкой впадины и Донбасса. – К.: Наук. думка, 1997. – С. 23–34.
3. Гордиенко В.В., Усенко О.В. Процесс рифтогенеза на примере герцинского Днепровско-Донецкого рифта // Геофиз. журн. – 2002. – 24, № 4. – С. 42-59.
4. Гордиенко В.В., Усенко О.В. Глубинные процессы в тектоносфере Украины. – К.: Изд. Ин-та геофизики НАН Украины, 2003. – 147 с.
5. Лубков М.В. Определение статических чисел Лява и Шида методом конечных элементов // Геофиз. журн. – 2004. – 26, № 6. – С. 147–150.
6. Образцов И.Ф., Савельев Л.М., Хазанов Х.С. Метод конечных элементов в задачах строительной механики летательных аппаратов. – М.: Высш. школа, 1985. – 329 с.
7. Истомин А.Н., Евдошук Н.И. Геодинамические условия формирования Днепровско-Донецкой впадины // Геофиз. журн. – 2002. – 24, № 6. – С. 143–155.
8. Айзенберг Д.Е., Перченко О.И., Бражникова Н.Е. Геология и нефтегазоносность Днепровско-Донецкой впадины. Стратиграфия. – К.: Наук. думка, 1988. – 147 с.
9. Дортман Н.Б. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика). Справочник геофизика. – М.: Недра, 1976. – 527 с.
10. Усенко О.В. Тепловой поток и современная активизация Донецкого бассейна (по новым данным) // Геофиз. журн. – 2002. – 24, № 5. – С. 102–111.
11. Артюшков Е.В., Бацанин С.Ф. Об изменении теплового режима земной коры, связанного с подходом к её нижней границе аномальной мантии // Физика Земли – 1984, № 12. – С. 3–9.
12. Соллогуб В. Б. Литосфера Украины. – К.: Наук. думка, 1986. – 184 с.
13. Тейлор С. Р., Мак-Леннан С. М. Континентальная кора её состав и эволюция. – М.: Мир, 1988. – 383 с.