

УДК 004.4+539.3:551.24.03

МОДЕЛЬ ПЛІНУ КОНВЕКТИВНОГО ПЛЮМУ МАНТІЇ ЗЕМЛІ

В. Фурман

*Львівський національний університет імені Івана Франка
вул. Грушевського, 4, 79005 м. Львів
fourman@franko.lviv.ua*

Розроблено модель тіла мантийних плюмів, що може слугувати поясненням недавніх результатів сейсмотомаграфічних досліджень мантийних плюмів на середніх мантийних глибинах. Зрушення і деформація мантийного плюму внаслідок конвективних плінів суттєво не змінюють рис теплової еволюції мантийних плюмів.

Ключові слова: модель, конвекція мантиї, плюм.

Для розуміння динаміки мантийних плюмів проводять числові експерименти, які засвідчують, що плюми починають “розчинятися” у навколишній мантиї, і першими зникають ніжки плюмів на середніх мантийних глибинах, тому що різниця температур між нішкою плюму і навколишньою мантиєю зменшується з глибиною. Ці результати є важливими для інтерпретації сейсмотомаграфії мантийних плюмів [1–3], що виявили розмаїття сучасних форм мантийних плюмів. Відповідно до сучасних уявлень, теплові плюми можуть утворюватися на межі верхньої і нижньої мантиї [4–10] або на межі ядра і мантиї внаслідок гравітаційної нестійкості теплових шарів, що належні до цих меж земних надр. Хоча деякі плюми існують понад 100 млн років, вони, швидше за все, є тимчасовими мантийними структурами. Сьогодні нема ніяких даних про активність домезозойських плюмів. Мантийна конвекція дає змогу пояснити фактично всі відомі теплові структури в майже адіабатичних адвективних областях (рис. 1).

Зміна променевого теплоперенесення в мінералах нижньої мантиї [2, 3, 5, 6, 11] має вплинути на динаміку нижньої мантиї й еволюцію плюмів, тому що збільшення теплопровідності k веде до зменшення числа Релея R_A і, отже, до збільшення теплової дифузії. Зменшення потоку гарячого матеріалу Q , спрямованого в плюм, приводить до зменшення швидкості піднімання плюму U_h і, отже, до теплової дифузії мантийного плюму. Розвиток обчислювальних методів, створення алгоритмів розрахунків і комп'ютерних програм для розв'язування геотермічних задач є актуальним напрямом в обчислювальній геодинаміці. З появою обчислювальної техніки достатньої потужності стало можливим розв'язувати складні задачі теплопровідності з високою точністю розрахунків. Особливу увагу варто приділяти термічним режимам осадових басейнів, що є відображенням їхніх енергетичних станів, зумовлених процесами генерування, перенесення і поглинання тепла. Гарячий мантийний матеріал теплового перехідного шару (джерело мантийного плюму) впроваджується внаслідок нестійкості цього шару у порівняно холодну мантию і дає початок висхідному пліну мантийного плюму.

Еволюція мантийного плюму [5, 8, 12, 13] залежить від фізичних властивостей області, де зароджується плум (тобто від властивостей теплового перехідного шару), а також від в'язкості і теплової дифузії мантиї, що оточує висхідний плум. Властивості шару визначають температуру і в'язкість мантийного плюму. Структура, швидкість сходження і тепловий потік плюму контролювані властивостями навколишньої мантиї. Хоча властивості мантиї порівняно сталі протягом часу існування плюму, властивості перехідного шару можуть значно змінюватися згодом унаслідок виснаження гарячого мантийного матеріалу, що підживляє висхідний плум. Відносні частки об'єму захопленої речовини в плинні шлейфа плюму можна змодельовати (рис. 2), якщо припустити [12], що немає швидкої розбіжності між захопленням і введенням ефективної густини $\rho_m(t)$ шлейфа голови відносно $\rho_0(t)$ – густини навколишньої мантиї.

Важко оцінити об'єм захопленої речовини в плинні шлейфа плюму $V_e(t)$ в пізньому етапі хаотичного перемішування. Позначимо, що величина $\Phi_e(t)$ – це об'єм захопленої речовини (див. рис. 1) в плинні шлейфа плюму $V_e(t)$ (ясно-сірі ділянки) до загального об'єму шлейфа голови $V_{tot}(t)$ (у межах пунктирного кола). Величина $\Phi_m(t)$ – це динамічна ефективна частка об'єму захопленої речовини в плинні, що впливає на шлейф руху як вантаж.

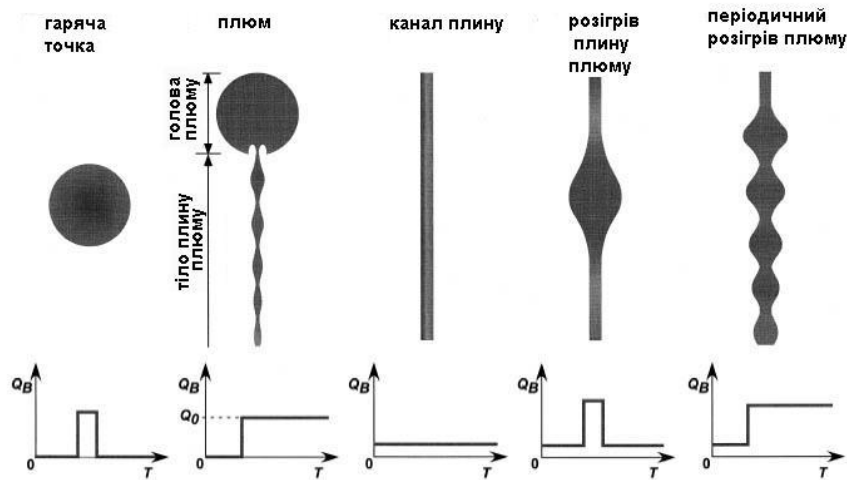


Рис. 1. Схеми теплових моделей живлення плинну плюмів [12].

З використанням цієї концепції як основи для динамічної об'ємної частки захоплених матеріалів шлейфа голови можна записати $\Phi_m(t)$ у вигляді

$$\Phi_m(t) = \frac{V_{me}(t)}{V_{mtot}(t)} = 1 - \frac{\Delta\rho_m(t)}{\Delta\rho_0} = 1 - \frac{12\mu_a U_h(t)}{(\rho_a - \rho_s)g_\oplus D_m^2(t)}; (\mu_a \gg \mu_s).$$

Тоді і $\Phi_e(t) = V_e(t)/V_{tot}(t) = 1 - \Delta\rho(t)/\Delta\rho_0$, де $\Delta\rho_m(t) = \rho_0(t) - \rho_m(t)$, та, відповідно, $V_{mtot}(t) = \pi D_m^3(t)/6$. Структурна частка об'єму $\Phi_e(t)$ є суто об'ємною часткою захопле-

ного матеріалу $V_e(t)$ у загальному об'ємі шлейфа голови $V_{tot}(t)$ (див. рис. 2, а). Значення $\Phi_e(t)$ безпосередньо оцінюють з експериментальних зображень за співвідношенням площі із захоплених матеріалів (ясно-сіра ділянка) до площі темно-сірої ділянки у шлейфі голови пліуму, а також як осесиметричну структуру. Визначають $\Phi_m(t)$ через $V_{mto}(t)$ у наближенні Стокса (див. рис. 2, а) для швидкості підняття $U_h(t)$ голови пліуму як сфери діаметром $D_m(t) = 2R_h(t)$ (рис. 3).



Рис. 2. Визначення і пояснення:

а – структурна частка об'єму $\Phi_e(t)$; б – динамічна об'ємна частка $\Phi_m(t)$ [12].

Швидкість підняття $U_h(t)$ і горизонтальний радіус голови $R_h(t)$ шлейфа пліуму задають з модельних уявлень або з експериментальних даних. Тому варто сформулювати опис схеми кількісних оцінок енергетичних ефектів геологічних процесів. Відповідно до цієї схеми, у геоенергетичному балансі беруть участь три групи процесів:

- первинні джерела внутрішньоземної енергії;
- проміжні стадії її трансформування в геологічних процесах (у тому числі в латентні форми, що поповнюють схований резерв внутрішньоземної енергії);
- форми її кінцевої витрати (віддачі в простір або суміжну область мантії та пліумів).

Найважливішим є вивчення пізньої стадії розвитку пліуму мантійних пліумів, коли швидкості їхнього підняття різко зменшуються внаслідок витрати гарячого матеріалу перехідного шару (на межі ядро–мантія). Оскільки швидкості підняття пліумів незначні для цього етапу еволюції, то рівняння Стокса не використовують для визначення швидкостей конвективних пліумів. Два безрозмірні числа з'являються від нормалізації рівняння збереження маси речовини у пліні мантії. По-перше, число Релея

$$R_A = \frac{\rho_0 \alpha \Delta T g_{\oplus} H^3}{\eta_0 k}, \quad (1)$$

де α – коефіцієнт теплового розширення; g_{\oplus} – прискорення земного тяжіння; ρ_0, η_0 – густина та в'язкість речовини мантії; ΔT – різниця температур між мантією та пліумом; H – розмір конвективної комірки, у якій задіяний пліум; k – коефіцієнт теплопровідності. Загалом k залежить від температури і тиску, тому що фононна частина провідності [11] з температурою зменшується і збільшується з тиском (глибина), а її

радіаційна частина сильно зростає з температурою. Для аналізу впливу варіацій змінної теплопровідності на термічну структуру плюмового плинину ми на підставі [2, 14] використали модель

$$k(z, T) = [1.0 + 2.5h] \left(\frac{T_0}{T_0 + T} \right)^{0.3} \exp(-0.447T) + 1.03(T_0 + T)^3. \quad (2)$$

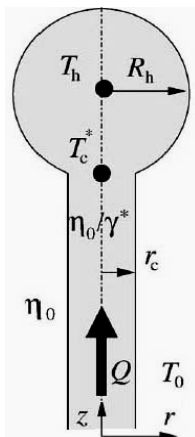


Рис. 3. Схематичне зображення статично аналітичної моделі теплового живлення шлейфа плинину плюму.

Зосередимо увагу на плинні. Як бачимо, нові створені нестійкості в нижній межі шару сильно залучають до вже наявного шлейфа тепловий механізм конвективної комірки [6], що, зрештою, призводить до дрібномасштабних флуктуацій потоку всередині тіла плюму. Друге значення безрозмірного числа плинності визначають зі співвідношення між стабільним значенням композиційної зміни густини матеріалу $\Delta\rho_\chi$ до теплової зміни густини:

$$B = \frac{\Delta\rho_\chi}{\rho_0\alpha\Delta T} = \frac{\beta}{\alpha\Delta T}. \quad (3)$$

Густина ρ задана лінійною залежністю параметрів стану:

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0) + \chi\beta], \quad (4)$$

де χ відображає склад, який коливається від 0 (для чисто піролітичної мантиї) до 1 (чисто хімічно різних матеріалів); $\beta = \Delta\rho/\rho$ є у композиційній залежності від

густини і може бути залежною за відповідним профілем $\rho(z)$ від глибини; а T_0 – температура середовища навколишньої речовини мантиї. В'язкість η залежить від температури так:

$$\eta = \eta_0 e^{-\theta \ln \gamma} \quad (5)$$

де θ – безрозмірний потенціал температури; γ – максимум зміни в'язкості. Для з'ясування фізичних механізмів, які спостерігають у числових експериментах, описаних вище, створено статичну аналітичну модель відповідно до підходу [13–14]. Ми вважаємо, що реалізація такої моделі в циліндричній системі координат (z, r) (див. рис. 2), де термохімічний шлейф складається зі сферичної головки радіусом R_h , приєднаної до джерела тонким циліндричним каналом постачання речовини мантиї зі сталим радіусом r_c , а отже, і з площею перерізу області сферичного діаметру $S = 4\pi r_c^2$, на підставі закону збереження маси потребує виконання рівняння

$$\frac{dR_h}{dt} = \frac{Q - S U_h}{4\pi R_h^2}, \quad (6)$$

де t – час; Q – постійний приплив об'єму гарячого, але хімічно густішого матеріалу; U_h – швидкість Стокса для шлейфа головки плюму. Припустимо, що в'язкість шлейфа

$\eta = \eta_0 / \gamma^*$ (де γ^* – відносна в'язкість) стосовно в'язкості навколишньої холоднішої мантиї η_0 мала [10], і знайдемо, що

$$U_h = \frac{\Delta \rho_0 g_{\oplus} R_h^2}{3\eta_0}. \quad (7)$$

Зазначимо, що для полегшення порівняння числових експериментів в моделі діапін-каналу, для γ^* і γ в (3), використаємо таке: $\gamma^* = \gamma/1.95$. На відміну від [11], тепловий і композиційний ефекти враховані в плинності шлейфа $\Delta \rho g_{\oplus}$. Ефективна різниця між густиною речовини плюму і навколишньої мантиї визначена лінійним рівнянням стану (4) з $\chi = 1$, тому

$$\Delta \rho = \rho_0 [\alpha(T(z) - T_0) - \beta(z)],$$

де T_0 і ρ_0 є вихідними для температури і густини, а T_h – середня температура голови плюму. Збереження енергії потребує, щоб

$$\frac{d\left(\frac{4\pi}{3} R_h^3 \rho_0 C_p T_h\right)}{dt} = q_h + (Q - S U_h) \rho_0 C_p T_c^* \quad (8)$$

а T_c^* визначає значення горизонтальної середньої температури у верхній частині каналу, просто біля низу шлейфа голови, де саме виникають втрати тепла q_h сферичною головою плюму. Другий член у правій частині рівняння (8) – це внесок у потік тепла, яке підводиться каналом плюму. Визначимо вираз для втрат тепла q_h в циліндричному каналі з загального виразу для теплового потоку плинну, що є на поверхні тіла плюму та в каналі плинну:

$$q_h = -Sk(T_{\max} - T_0)/D_T, \quad (9)$$

де k – коефіцієнт теплопровідності; T_{\max} – максимальна температура в центрі розглянутого об'єму (сфера вверху плюму чи циліндричний канал плинну); D_T – радіальна відстань від центра об'єму середовища плинну, де $T = T_0$. Оскільки наша модель каналу плинну працює тільки з середніми значеннями температури, то ми повинні виразити q_h і q_c залежно від T_h і T_c – розподілів середніх температур у шлейфі голови та плинну каналу плюму, відповідно. Припустимо, що профіль температури всередині тіла плюму змінюється з квадратичною залежністю, яка відповідає розв'язку рівняння Пуассона для сталої температури стану і зі сталою генерацією тепла гарячим матеріалом плинну плюму:

$$T(r) = (T_{\max} - T_0) \left[1 - \left(\frac{r}{c_h R_h} \right)^2 \right] + T_0 \quad (10)$$

де c_h – стала розвинення для кваддратичної залежності $T(r)$; T_h можна отримати шляхом усереднення $T(r)$ по об'єму голови плюму:

$$T_h = \frac{3}{R_h^3} \int_0^{R_h} T(r)r^2 dr \quad (11)$$

З використанням цього співвідношення (9) перепишемо так:

$$q_h = \frac{4\pi R_h^2 k (T_h - T_0)}{R_h} \left(\frac{5c_h}{5c_h^2 - 3} \right) \quad (12)$$

У разі вибору величини $c_h \cong 2.3$, що добре узгоджується з числовими експериментами [7, 8], (12) спрощується: $q_h \approx -2\pi R_h k (T_h - T_0)$ для $k = k_0 \rho_0 C_P$, де C_P – теплоємність. У наближенні Буссінеску $\rho \cong \rho_0$, а C_P – стала, тому за виразом (6) рівняння (8) перетворимо до вигляду

$$\frac{dT_h}{dt} = \frac{3}{R_h^2} \left[-k_0 \frac{(T_h - T_0)}{2} + \frac{(Q - S U_h)(T_c^* - T_h)}{4\pi R_h} \right]. \quad (14)$$

Додаткове співвідношення необхідне для оцінки температури T_c^* у верхній частині каналу, яку отримуємо у разі розгляду стійкої втрати тепла з боків каналу за рівнянням

$$\frac{d(U_c S \rho_0 C_P T_c)}{dz} = q_c = -\pi r_c \frac{k(T_c - T_0)}{r_c}, \quad (15)$$

де T_c – горизонтально усереднена температура плинку плюму як провідника тепла на будь-якій висоті z ; U_c – середнє значення вертикальної швидкості всередині каналу. Якщо припустити, що об'ємний потік у каналі плюму сталий, то сталим є співвідношення $U_c S = Q$, а тоді рівняння (14) набуде вигляду

$$\frac{dT_c}{dz} = -\frac{\pi k_0 (T_c - T_0)}{Q}, \quad (16)$$

із розв'язку якого матимемо T_c^* в разі оцінки його значення на висоті голови плюму z_h . Звідси, нарешті, отримаємо співвідношення зв'язку між висотою z_h голови тіла плюму і його швидкістю $U_h(t)$.

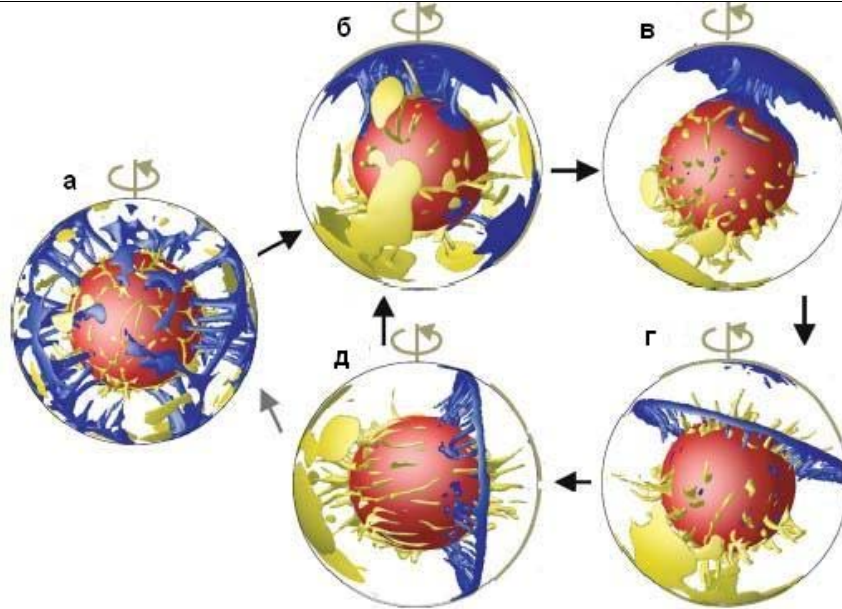


Рис. 4. Еволюційне моделювання плюмів та суперплюмів у глобальній геодинаміці суперконтинентів [6]: *a* – хаотичний розподіл плюмів у мантиї; $\rightarrow б$ – інтеграція плюмів; $\rightarrow в$ – утворення суперконтинентів; $\rightarrow г$ – формування суперплюмів; $\rightarrow д$ – утворення суперконтиненту; $\rightarrow а$, або $\rightarrow б$.

Реалістична зміна коефіцієнта температуропровідності [6] з глибиною приводить до того, що ніжка плюму зникає швидше, ніж у випадку сталого коефіцієнта температуропровідності. На підставі числових і лабораторних експериментів та аналізу сейсмотографічних спостережень [2–4, 11] можна виділити *три основні етапи* в розвитку плюму:

- 1) зародження і підйом вертикального плюму;
- 2) взаємодія плюму з літосферою, гравітаційний спрединг шапки плюму по підшві літосфери, уповільнення сходження плюму і часткове плавлення матеріалу плюму;
- 3) зміна форми (руйнування) плюму внаслідок мантийних плинів і теплової дифузії плюму.

Еволюційне моделювання плюмів та суперплюмів (рис. 4) у глобальній геодинаміці суперконтинентів дає змогу відтворити глобальні зміни в процесах дослідження геотектонічних картин руху [6–10, 14] та утворення суперконтинентів. Вивчення таких об'єктів є актуальним завданням геотектоніки та проблемою геологічної науки в розумінні формування континентів [2, 4, 14] як у минулому, так і в майбутньому нашої планети [5, 9].

1. *Bull A., McNamara A., Ritsema J.* Synthetic tomography of plume clusters and thermochemical piles // *Earth Planet. Sci. Lett.* – 2009. – Vol. 278. – P. 152–162.
2. *Lassak T. M. et al.* Core–mantle boundary topography as a possible constraint on lower mantle chemistry and dynamics // *Earth Planet. Sci. Lett.* – 2010. – Vol. 289. – P. 232–241.
3. *Li Z.-X., Zhong S.* Supercontinent–superplume coupling, true polar wander and plume mobility: Plate dominance in whole-mantle tectonics // *Phys. of the Earth and Planet. Inter.* – 2009. – Vol. 176. – P. 143–156.
4. *Kumagai I.* On the anatomy of mantle plumes: effect of the viscosity ratio on entrainment and stirring // *Earth and Planetary Science Letters.* – 2002. – Vol. 198. – P. 211–224.
5. *Montelli R., Nolet G., Dahlen F. et al.* Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle // *Science.* – 2004. – Vol. 303. – P. 338–343.
6. *Morency C., Doin M., Dumoulin C.* Convective destabilization of a thickened continental Lithosphere // *Earth Planet. Sci. Lett.* – 2002. – Vol. 202. – P. 303–320.
7. *McNamara A. K., Zhong S.* The influence of thermochemical convection on the fixity of mantle plumes // *Earth Planet. Sci. Lett.* – 2004. – Vol. 242. – P. 485–500.
8. *McNamara A. K., Zhong S.* Thermochemical structures within a spherical mantle: Superplumes or piles? // *J. Geophys. Res.* – 2004. – Vol. 109. – P. 1–14.
9. *Rudge J., Champion M., White N. et al.* A plume model of transient diachronous uplift at the Earth's surface // *Earth Planet. Sci. Lett.* – 2008. – Vol. 267. – P. 146–160.
10. *Sleep N. H.* Mantle plumes from top to bottom // *Earth-Science Reviews.* – 2006. – Vol. 77. – P. 231–271.
11. *Matyska C., Yuen D. A.* Are mantle plumes adiabatic // *Earth Planet. Sci. Lett.* – 2001. – Vol. 89. – P. 165–176.
12. *Dobretsov N., Kirdyashkin A., Vernikovskiy Valery A., Gladkov I.* Modelling of thermochemical plumes and implications for the origin of the Siberian traps // *Lithos.* – 2008. – Vol. 100. – P. 66–92.
13. *Cammarano F., Goes S., Vacher P., Giardini D.* Inferring upper-mantle temperatures from seismic velocities // *Phys. of the Earth and Plan. Int.* – 2003. – Vol. 138. – P. 197–222.
14. *Steinberger B.* Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots // *J. Geophys. Res.* – 2000. – Vol. 105. – P. 11127–11152.

THE MODEL OF FLOW THE EARTH'S MANTLE CONVECTION PLUMES

V. Fourman

*Ivan Franko National University of L'viv
4 Hrushevsky St., UA-79005 Lviv, Ukraine
fourman@franko.lviv.ua*

The model for a body of mantle plumes is worked out, that enables explanations of recent results of seismo-tomographic studies of the mantle plumes at intermediate mantle depths. Changes and deformations of the mantle plumes because of convection flows do not change substantially the lines of thermal evolution of the mantle plumes.

Key words: mantle convection, evolution, plume, diffusion.

МОДЕЛЬ ПОТОКА КОНВЕКТИВНОГО ПЛЮМА МАНТИИ ЗЕМЛИ

В. Фурман

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко
ул. Грушевского, 4, 79005 Львов, Украина.
fourman@franko.lviv.ua*

Разработана модель тела мантийных плюмов, которая может служить объяснением недавних результатов сейсмотомографических исследований мантийных плюмов на средних мантийных глубинах. Сдвиг и деформация мантийного плюма вследствие конвективных течений существенно не изменяют черт тепловой эволюции мантийных плюмов

Ключевые слова: модель, конвекция мантии, плюм.

Стаття надійшла до редколегії 12.04.2012

Прийнята до друку 15.06.2012