

A földköpenyben zajló konvekcióról¹

GALSA ATTILA², LENKEY LÁSZLÓ³, SÜLE BÁLINT⁴, HEREIN MÁTYÁS²

A jelen cikkben összefoglalást kívánunk nyújtani a földköpenyben zajló konvekció elméletének fejlődéséről és a jelenleg elfogadott nézetekről úgy, hogy mindeközben bemutatjuk azon fizikai folyamatokat és paramétereket, melyek a konvekció jelenségét érdemben befolyásolják. A cikkben áttekintjük a Rayleigh-számnak, a köpeny viszkozitásának, a hőtermelésnek, az alsó és felső köpeny átmeneti zónájában található fázisátalakulásoknak, a köpeny kémiai heterogenitásának és a geometriának az áramlásra gyakorolt hatásait.

A. GALSA, L. LENKEY, B. SÜLE, M. HEREIN: On the convection in the Earth's mantle

In the present paper we briefly summarize the evolution of the theory of thermal convection in the Earth's mantle. We present the most relevant physical processes and parameters influencing the nature of the convection, such as the Rayleigh number, viscosity of the mantle, heat production and mineralogical phase transitions in the mantle, thermo-chemical convection, and geometry.

1. Bevezetés

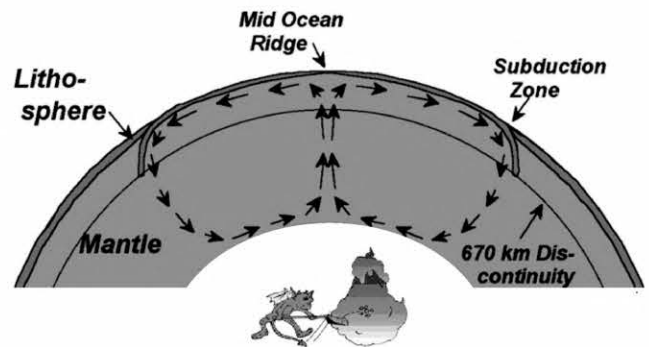
Az emberiséget öntudatra ébredése óta foglalkoztatja azon kérdés, hogy mi az eredete a Föld felszínét oly változatosá tévő hegláncoknak, medencéknek, vulkáni vonulatoknak, óceánoknak. Minden magára adó természetfilozófusnak megvolt a Föld működéséről alkotott saját képe (ma úgy mondanánk: modellje), s — azon nyilvánvaló természeti tapasztalat ellenére, hogy a földfelszín szilárd — arra a következtetésre jutott, hogy a felszín alatti tartomány folyékony halmazállapotú. Logikai gondolatmenetük alapja, hogy ily komplex morfológiájú és geológiájú képződményeket csak folyadék hozhat létre. Közéjük sorolható LEIBNIZ, aki kiválóan ráértett a bolygó evolúciójának lényegére. Szerinte a Föld kezdetben folyékony halmazállapotú volt, majd hűlése következtében felszíne fokozatosan megszilárdult, s ezen merev tartomány vastagodása jelenleg is tart [SCHUBERT, TURCOTTE, OLSON 2001]. De NEWTON és LAPLACE is a Föld folyadékszerű viselkedésével magyarázta a forgás következtében létrejövő egyenlítői kidudorodást [Sir NEWTON 1687, LAPLACE 1784].

A századokon keresztül elfogadott elképzelésre az első súlyos csapást G. H. DARWIN [1898] mérte, aki az árapály jelenségeknek a Föld deformációjára gyakorolt hatását vizsgálta. Számításai alapján bolygónk nagy mélységekig nemcsak, hogy szilárd, de „merevebb, mint az acél”. A XX. század első felében bekövetkező „szeizmológiai forradalom” szintén utóbbi álláspontot látszott erősíteni, mely szerint az égitest 2900 km mélységig — a köpeny-mag határig — szilárd, hiszen benne transzverzális hullámok is terjednek.

Ugyanakkor Francis BACON már a XVII. században — amikor viszonylag pontos térképek álltak rendelkezésre — felismerte, hogy Észak- és Dél-Amerika, valamint Afrika

partvidékei milyen jól összeillenek [BACON 1620]. A XIX. században a déli féltekén végzett geológiai térképezések, melyek egyértelmű hasonlóságot mutattak ki az Atlanti-óceán szemközti partvidékein talált kőzetek geológiájában, korábban, a fellelt fossziliákban, tovább gyarapították a kontinensek vándorlásában hívő kutatók táborát. Felmerült a kérdés: vajon a kontinensek mindig így helyezkedtek el a földtörténeti múlt folyamán? A kérdés megválaszolására Alfred WEGENER [1915] tett kísérletet kontinensvándorlási elméletének részletes kidolgozásával. Azonban, megfelelő fizikai ismeretek hiányában, nem sikerült olyan mechanizmust felvázolnia, mely a hatalmas méretű és tömegű földrészek mozgatására képes lett volna, ezért elméletét elvetették.

A termikus konvekció jelenségének felismerését Count RUMFORDnak tulajdonítják [BROWN 1957], habár mai elnevezését először PROUT [1834] használta. Lényege, hogy ha egy folyadékot alulról melegítünk, akkor annak sűrűsége a hőtágulás miatt lecsökken, benne felhajtóerő ébred, és felemelkedik (1. ábra). A hideg felszínhez érve



1. ábra. Korai elképzelés a földköpenyben zajló termikus konvekció megvalósulásáról. A hipotézis azt sejteti, hogy a leáramló ágak a szubdukciós zónákban, a feláramlások az óceánközépi hátságok alatt találhatók, és a konvekció egyréteges, azaz a teljes köpenyben zajlik

Fig. 1. Early conception of the manifestation of the thermal convection in the Earth's mantle. The hypothesis suggests that the downwellings are found in subduction zones, and the upwellings are located beneath middle ocean ridges. The convection occurs in the whole mantle in a single-layer way

¹ Beérkezett: 2008. április 23-án

² ELTE TTK Földrajz- és Földtudományi Intézet, Geofizika Tanszék, H-1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/c.

³ MTA-ELTE Geológiai, Geofizikai és Űrtudományi Kutatócsoport, H-1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/c.

⁴ MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézet Szeizmológiai Főosztály, H-1112 Budapest, Meredek u. 18.

kénytelen horizontális irányban elmozdulni, miközben lehűl, összehúzódik, sűrűsége megnő, s a benne kialakuló negatív felhajtóerő miatt visszasüllyed. Visszaérve a folyadék aljára kénytelen elmozdulni horizontális irányban a meleg felület mentén, mialatt felmelegszik, kitágul, felemelkedik, s a cirkuláció kezdődik előlről. A termikus konvekciónak a Földre történő adaptációját először W. HOPKINS vetette fel 1839-ben. Habár a konvekció viselkedését laboratóriumi körülmények között először J. THOMPSON [1882] vizsgálta, mégis H. BÉNARD [1900, 1901] nevéhez fűződik a jelenség szisztematikus tanulmányozása, a folyadék viszkozitásának és a folyadékréteg vastagsága hatásának elemzése a kialakuló konvektív cellák méretére és alakjára nézve. Épp BÉNARD kísérletei inspirálták Lord RAYLEIGH-t, hogy analitikai vizsgálatokat végezzen a termikus konvekció megindulásának feltételeiről (Bénard-Rayleigh-instabilitás). Lord RAYLEIGH [1916] megállapította, hogy horizontálisan végtelen rétegben, állandó viszkozitás és izotermikus, feszültségmentes határfeltételek mellett a termikus konvekciót egyetlen paraméter irányítja, a Rayleigh-szám. Ha a rendszerre jellemző érték meghaladja a kritikus Rayleigh-számot, a konvekció megindul, a hőtranszportban a hővezetés (kondukciónak) mellett a hőszállítás (advekciónak) is megjelenik.

Sajnálatos, hogy felismeréseiknek a földköpenyre történő alkalmazása még sokáig váratott magára. Ennek elsődleges oka a fentiekben feltárt ellentmondás, mely szerint a földköpeny szilárd halmazállapotú, ugyanakkor a termikus konvekció jelensége folyadékokban, gázokban tapasztalható. A látszólagos ellentmondást csak az 1950-es években sikerült feloldani a kristályok mechanikai feszültségkülönbség hatására bekövetkező alakváltozásának vizsgálata során. Eszerint a köpeny viszkózus, tehát folyadékszerű viselkedéséért a kristályok diffúziós és diszlokációs folyamatai felelősök. GORDON [1965] kimutatta, hogy geológiai időskálán a termikusan aktivált (olvadásponthoz közeli hőmérsékletű) szilárd anyag kis feszültségek hatására is képes folyjni. Ezek szerint a földköpeny viszkoelasztikus; minden olyan feszültségre merev testként reagál, melynek karakterisztikus ideje kisebb, mint az úgynevezett Maxwell-féle relaxációs idő (pl. rugalmas hullámok, sajátrezgés, árapály jelenségek):

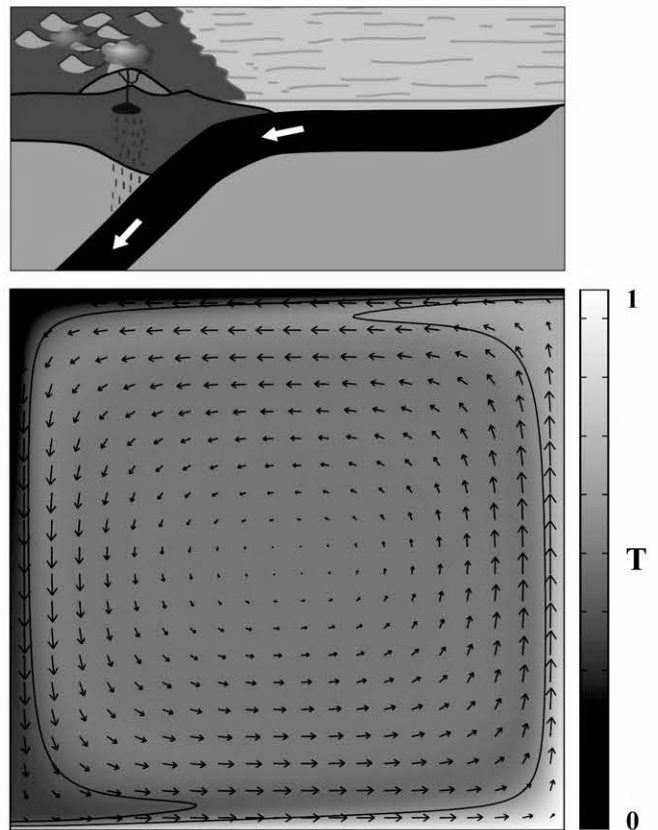
$$\tau_M = \frac{\eta}{\mu} \cong 200 \text{ év}, \quad (1)$$

ahol η a köpeny dinamikai viszkozitása és μ a nyírási modulusza. Míg olyan feszültségekre, melyek karakterisztikus ideje nagyobb, mint τ_M , a köpeny viszkózus, folyadékszerű választ ad (jégkorszak utáni térszínemelkedés, földköpeny-konvekció) [PELTIER 1989].

2. A földköpeny termikus konvekciója

A földköpeny konvekciójáról alkotott elképzelés az elmúlt negyven évben sokat változott. Kezdetben a kétdimenziós numerikus modellek eredményeinek analógiájára [TURCOTTE, OXBURGH 1967] úgy gondolták, hogy a konvekció vízszintes tengelyű, hengerszerű cellákban zajlik (2. ábra). Ezen elképzelés szerint a lepelszerű feláramlás a magas hőárammal és jelentős topográfiával rendelkező óceánközépi hátságok alatt történik, míg a szubdukáló lemezek megfelelnek a leszálló áramlásnak, a kontinensek

vándorlása pedig a köpeny vízszintes áramlásának felszíni megnyilvánulása. A szubdukációs zónában alábukó merev lemezek mélybeli szerkezetét először a kipattanó földrendegések hipocentrumainak vizsgálatával sikerült kimutatni [WADATI 1935, BENIOFF 1954], melyet néhány évtizeddel később a szeizmikus tomográfia eredményei egyértelműen alátámasztottak [pl. WOODHOUSE, DZIEWONSKI 1984]. A 3. ábra a Pacifikus és a Farallon-lemez szubdukcióját szemlélteti, a sötét színnel jelzett nagyobb szeizmikus sebességű (véltetően hideg, ezért süllyedő) tartományok igen jól korrelálnak a számított hipocentrumokkal. A szubdukáló litoszférelmezek minden valószínűség szerint valóban a földköpeny-konvekció leszálló, hideg ágai. Azonban a szeizmikus tomográfia eredményei szerint az óceánközépi hátság alatti negatív sebességanomália — melyet valószínűleg a magasabb hőmérséklet okoz — sekély, legfeljebb néhány 100 km mélységű [SU, WOODWARD, DZIEWONSKI 1992]. A hátságok felett észlelt kismértékű gravitációs maximumot [SANDWELL, SCHUBERT 1980], valamint a hátságok topográfiáját az óceáni litoszféra

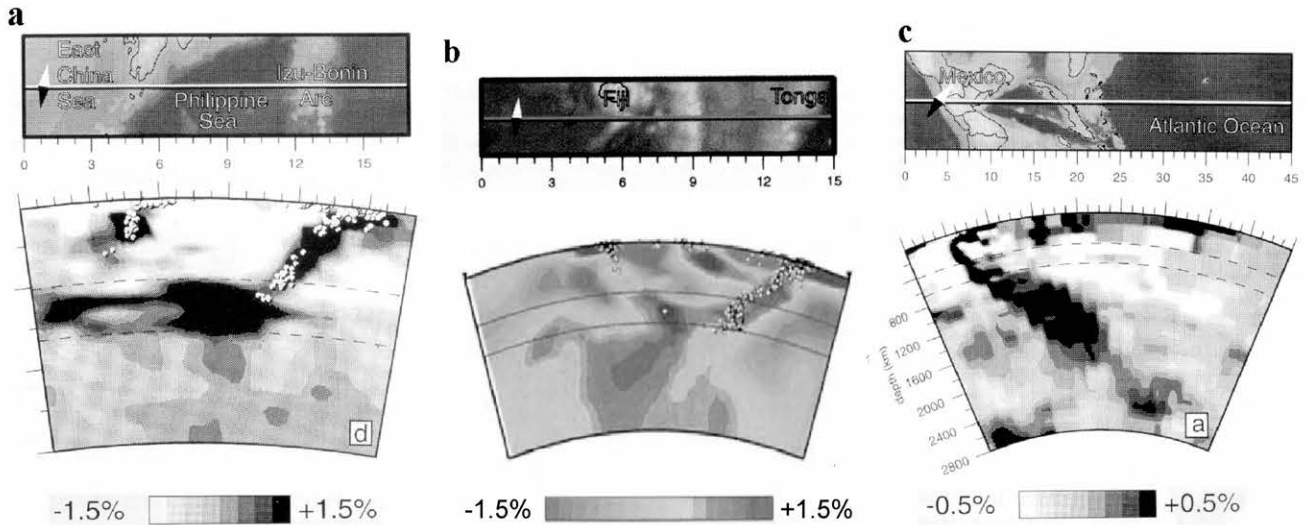


2. ábra. A földköpenyben zajló konvekció kétdimenziós, derékszögű numerikus modellje (alsó ábra), és annak kezdetben feltételezett megvalósulása a felszínen és a köpeny sekély tartományaiban (felső ábra). Az alsó ábra a hőmérséklet-eloszlást mutatja (világos – meleg, sötét – hideg), a folytonos vonal egy meleg és egy hideg izotermát jelöl, a nyilak az áramlás irányát és nagyságát érzékeltetik

Fig. 2. Two-dimensional Cartesian numerical model of the mantle convection (bottom figure) and its manifestation on the surface and in the shallow mantle according to the early conception (upper figure). The bottom figure shows the temperature distribution (light – hot, dark – cold), the solid lines denote a hot and a cold isotherm, arrows indicate the velocity field

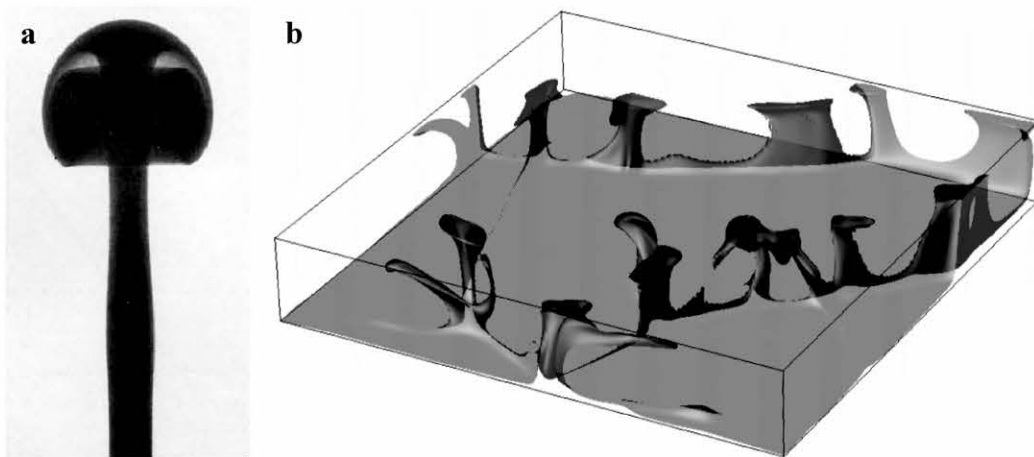
hűlésével és ebből fakadó összehúzódásával lehet magyarázni [JOHNSON, CARLSON 1992]. Ezért mai felfogásunk alapján az óceánközépi hátságok alatt észlelt feláramlások

passzívak, a csökkent viszkozitású asztenoszféra mindössze a divergens lemezszegegyek között fellépő űrt tölti ki.



3. ábra. Szubdukciós zónákban alábukó óceáni litoszférelamezek szeizmikus tomografikus képe. A szeizmikusan gyors, ezért valószínűleg hideg, süllyedő lemezeket sötét szín jelzi. A szelvények elhelyezkedését a felső sor mutatja. A lemezek viselkedése a 660 km mélységű fázishatárnál eltérő: (a) elhajló lemez (Izu–Bonin-szigetív); (b) elhajló, majd áthaladó lemez (Tonga–Fiji-árok); (c) áthaladó lemez (Farallon-lemez) [BIJWAARD, SPARKMAN, ENGD AHL 1998; FUKAO, WIDIYANTORO, OBAYASHI 2001]

Fig. 3. Seismic tomographic sections of subducting oceanic lithospheric plates. The seismically fast, and thus probably cold and downwelling plates are denoted by dark colours. The position of the sections is shown in the upper row. The behaviour of the plates at the depth of 660 km is different: (a) deflecting plate (Izu–Bonin arc); (b) deflecting then penetrating plate (Tonga–Fiji trench); (c) penetrating plate (Farallon plate) [BIJWAARD, SPARKMAN, ENGD AHL 1998; FUKAO, WIDIYANTORO, OBAYASHI 2001]



4. ábra. A szuperkritikus Rayleigh-szám mellett kifejlődő feláramlások hengerszerű geometriát mutatnak. (a) Laboratóriumi kísérlet [GRIFFITHS, CAMPBELL 1990], (b) numerikus modellszámítás (Rayleigh-szám $5 \cdot 10^5$, állandó viszkozitás, tisztán alsó fűtés)

Fig. 4. Axial geometry of upwellings evolving at supercritical Rayleigh numbers. (a) Laboratory experiment [GRIFFITHS, CAMPBELL 1990], (b) numerical model calculation (Rayleigh number is $5 \cdot 10^5$, constant viscosity, purely bottom heated)

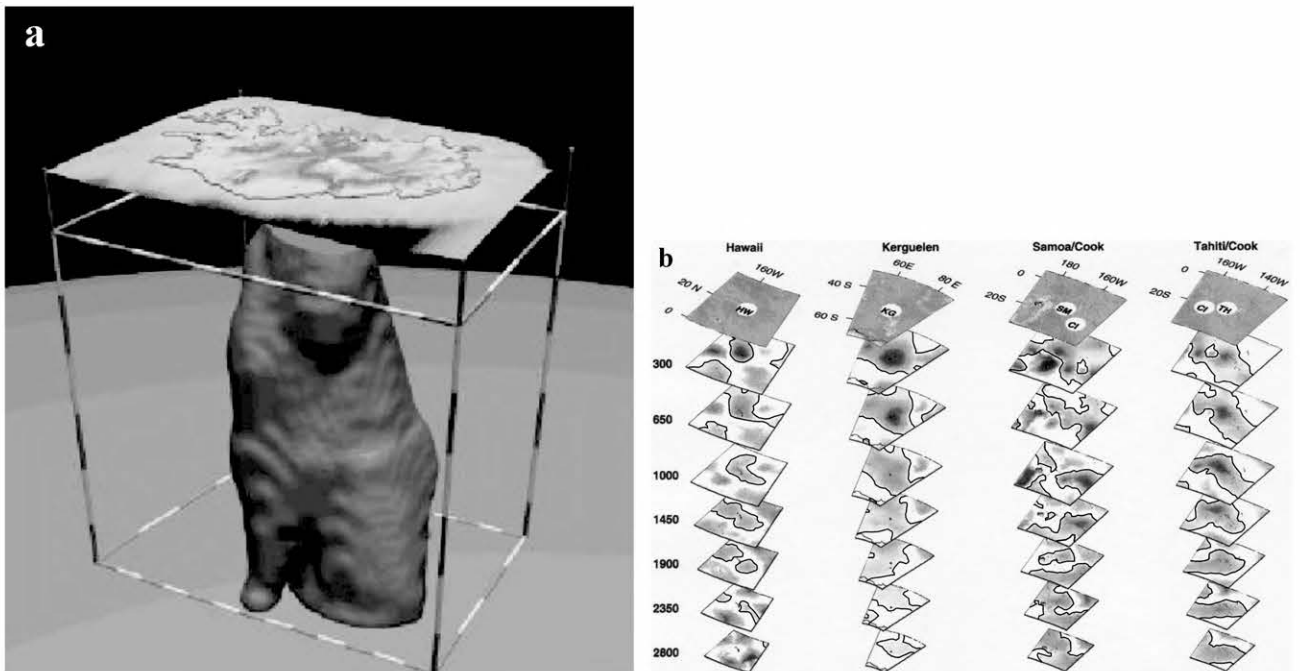
A köpenykonvekció feláramlásait keresve a kutatás a forró foltok (hot spot) felé terelődött. WILSON [1963] a hawaii forró folt létezésének és az ott kezdődő Hawaii–Emperor-hegylánc távolsággal növekvő korának magyarázatát egy mélyről jövő, állandó helyzetű meleg feláramlás és a felette elmozduló Pacifikus óceáni litoszféra kölcsönhatásában látta. MORGAN [1971] már azt feltételezte, hogy a felszíni forró foltok alatt a köpeny mélyebb tartományából hengerszerűen emelkedő meleg anyagáramlatok, úgyneve-

zett köpenyhőoszlopok (mantle plume) találhatóak. A laboratóriumi kísérletek [pl. GRIFFITHS, CAMPBELL 1990], majd később a szuperkritikus Rayleigh-számok mellett végzett háromdimenziós numerikus modellszámítások [pl. TRAVIS, OLSON, SCHUBERT 1990] is alátámasztották, hogy a földköpenyhez hasonló fizikai paraméterekkel rendelkező közegben kialakuló konvekciós áramlás felszálló ágai vertikális tengelyű oszlopokat alkotnak (4. ábra). A forró foltok kiömlési bazaltjainak (ocean island basalts, OIB) geo-

kémiai és izotópos vizsgálata kiderítette, hogy ezen bazaltok nyomelemtartalma és izotóparányai eltérnek a sokkal egységesebb óceánközépi bazaltokétól (middle ocean ridge basalts, MORB). Míg utóbbiak forrástartománya az asztenoszféra, addig előbbiek — legalább részben — a köpeny legmélyebb tartományából származnak [pl. GAST, OLSON, SCHUBERT 1964; HOFMANN 1997].

Eleddig a köpenyhóoszlopok létezésének legközvetlenebb bizonyítékait a szeizmikus tomográfia szolgáltatta. Habár WILSON [1963] és MORGAN [1971] hipotézisét a felszíni forró foltok alatti vékony, axiszimmetrikus meleg anyagáramlatokról még évtizedekig nem sikerült észlelni, az utóbbi bő évtized lényeges áttörést eredményezett ezen a területen is. A szeizmikus tomográfia fejlődésével, „érzékenyebb” módszerek kifejlesztésével egyre több forró folt alatt lehetett kimutatni negatív szeizmikus (véltetően termikus eredetű) anomáliát. Diffrakciós szeizmikus tomográfiával sikerrel követték a Hawaii alatt feltételezett feláram-

lást egészen a köpeny–mag határig [JI, NATAF 1998]. A klasszikus menetidő tomográfia egy negatív hengerszerű sebességanomáliát mutatott ki Izland alatt (5. ábra) [WOLFE et al. 1997; BIJWAARD, SPAKMAN 1999]. Szakítva azzal a közelítéssel, hogy a földrengéshullám sugárútját infinitezimálisan vékonynak tekintik (geometriai szeizmológia) a véges-frekvenciás szeizmikus tomográfia — melynek lényege, hogy a menetidőt a sugárút Fresnel-zónáján belüli sebességeloszlás is befolyásolja — segítségével 32 felszíni forró folt alatt sikerült negatív szeizmikus anomáliát kimutatni [MONTELLI et al. 2004]. Ezen anomáliák forrástartománya részben a köpeny legalsó zónája (pl. Tahiti, Kerguelen, Hawaii), részben ennél lényegesen sekélyebb, 600–1000 km (pl. Eifel, Yellowstone, Kelet-Ausztrália). Ugyanakkor meg kell említeni, hogy mindezek ellenére sem egységesen elfogadott minden kutató körében a köpenyhóoszlop hipotézis [pl. ANDERSON 1998, 2000].



5. ábra. (a) A WOLFE et al. [1997] által feltérképezett negatív szeizmikus anomália Izland alatt 400 km-es mélységig. A háromdimenziós felületen belül a szeizmikus nyíróhullám legalább 2,5%-kal lassabban halad az átlagosnál. (b) MONTELLI et al. [2004] által kimutatott alacsony szeizmikus sebességű zónák (folytonos vonallal körberajzolva) a felszíni forró folttól a köpeny–mag határig

Fig. 5. (a) Negative seismic anomaly beneath Iceland to the depth of 400 km revealed by WOLFE et al. [1997]. Inside the three-dimensional surface the propagation of the seismic shear wave is 2.5% slower than that in its surroundings.

(b) Low seismic velocity zones (outlined by continuous line) from the surface hot spots to the core-mantle boundary detected by MONTELLI et al. [2004]

3. Numerikus modellezés

Ahogy a fentiekben látható volt, a földköpeny-konvekció tanulmányozására és a fizikai folyamatok megértésére természetszerűleg több mód is kínálkozik. A közvetlen (tomográfiai, geokémiai) vizsgálatokon túl az analitikai számítások és laboratóriumi kísérletek is alkalmasak lehetnek erre bizonyos szinten. Sajnos a termikus konvekciót leíró egyenletek bonyolultsága miatt (csatolt kontinuitási, Navier–Stokes- és hőtranszport-egyenletekből álló parciális differenciálegyenlet-rendszer) a probléma — a legegyszerűbb esetektől eltekintve — analitikusan kezel-

hetetlen. A laboratóriumi kísérletek jelentős eredményeket mutattak fel a termikus konvekció, vagy az utóbbi években népszerűvé vált termokémiai konvekció megértésében [JELLINEK, MANGA 2004]. Ugyanakkor a módszer egyik tagadhatatlan korlátja, hogy sok esetben a vizsgálni kívánt effektus csak nagyon közvetett módon, vagy egyáltalán nem valósítható meg (pl. szferikus geometria, belső hőtermelés, ásványtani fázisátmenet stb.). Mindezek következtében a földköpenyben zajló áramlások tanulmányozására a legsokoldalúbb eszköz a numerikus modellezés, habár az áramlási rendszert befolyásoló összes tényező

együttes kezelése még jelenleg is meghaladja a rendelkezésre álló számítástechnikai eszközök képességét.

3.1. A termikus konvekciót leíró egyenletek közelítései

A termikus konvekció jelenségét a tömegmegmaradást kifejező kontinuitási egyenlet, az impulzusmegmaradást leíró Navier–Stokes vektoregyenlet és az energiamegmaradásért felelős hőtranszportegyenlet írja le, melyek derékszögű koordináta-rendszerben a következő alakot öltik:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (2)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} = -2\rho \varepsilon_{ijk} (\Omega_j u_k - \Omega_k u_j) + \rho g e_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} - \alpha T \frac{dp}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \Phi + H, \quad (4)$$

ahol ρ , p , T és u_i jelöli a sűrűséget, a nyomást, a hőmérsékletet és a sebességet; Ω_i , σ_{ij} , Φ és H a forgási szögsebesség, a feszültségtenzor, a viszkózus disszipáció, valamint a belső hőtermelés; g a gravitációs gyorsulás és $e_i = (0,0,1)$ a Föld középpontja felé mutató egységvektor; a termodinamikai paraméterek közül c_p , α és K jelöli az állandó nyomáson vett fajhőt, a hőtágulási tényezőt és a hővezető-képességet; x_i mutatja a térbeli koordinátákat és t az időt; ε_{ijk} a Levi–Civita-szimbólum. Az impulzusmegmaradásért felelős (3) egyenlet tagjai balról haladva: inerciaerő, Coriolis-erő, a tömegvonzás, a nyomásgradiens, valamint a viszkózus erő. A (4) hőtranszportegyenlet szerint a hőmérséklet megváltozását az adiabatikus munkavégzés, a hővezetés, a viszkózus disszipáció (súrlódási hő), illetve a belső hőtermelés okozza. Az egyenletrendszer hat ismeretlent tartalmaz (ρ , p , T és u_i , ahol utóbbi vektor), így megoldásukhoz az öt egyenletet magában foglaló (2)–(4) egyenletrendszerhez egy anyagi egyenletet is csatolni kell, mely a sűrűség nyomás- és hőmérsékletfüggését hivatott definiálni.

Az általános egyenletek közelítés nélküli kezelése jelenleg még numerikus módszerekkel sem megoldható, így az egyenletrendszer egyszerűsítésére vagyunk szorítva. Mivel a köpeny esetében a Mach-szám (a köpenybeli áramlási sebesség és a rugalmas hullámok terjedési sebességének hányadosa) jóval kisebb mint egy, valamint $\alpha \Delta T \ll 1$ (10^{-2} nagyságrendű, ahol ΔT a konvektáló réteg meleg alsó és hideg felső határa közötti hőmérséklet-különbség), így a sűrűséget időtől és hőmérséklettől függetlennek tekinthetjük, kivéve természetesen a felhajtóerőben, hiszen annak elhanyagolásával a termikus konvekció hajtóerejét szüntetnénk meg. Az így kapott differenciálegyenlet-rendszert *anelasztikus közelítésnek* nevezzük, mely dimenziótlan formában a következő:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_r u_i) = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\rho_r}{Pr} \frac{du_i}{dt} = & -\frac{2\rho_r}{Ek} \varepsilon_{ijk} (\Omega_j u_k - \Omega_k u_j) - \\ & - \rho_r Ra \delta T e_i + \frac{Di}{\Gamma} \rho_r \delta p e_i - \frac{\partial \delta p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\rho_r \frac{dT}{dt} = \nabla^2 T + Di \rho_r e_i u_i T + \frac{Di}{Ra} \Phi + H, \quad (7)$$

ahol a referencia sűrűséggörbe $\rho_r = \rho_r(p)$ csak a nyomásnak függvénye, δT és δp jelöli a hőmérsékletnek, illetve a nyomásnak azok referenciaértékeitől való eltérését, míg a bevezetett Pr , Ek , Ra , Di és Γ dimenziótlan számok a Prandtl-szám, az Ekman-szám, a Rayleigh-szám, a disszipációs szám, valamint a Grüneisen-paraméter. Az egyenletrendszerben szereplő egyes tagok súlyát és elhanyagolhatóságát jól jellemzik a dimenziótlan számok. Mivel a közeg viszkózus és inerciaerejének hányadosát leíró Prandtl-szám, illetve a viszkózus és a Coriolis-erejének hányadosát kifejező Ekman-szám

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \cong 3 \cdot 10^{23} \quad \text{és} \quad Ek = \frac{\nu}{\Omega_0 d} \cong 5 \cdot 10^8 \quad (8)$$

jóval nagyobb, mint egy, ezért az ezen számokat tartalmazó tagok elhanyagolása a Navier–Stokes-egyenletben lényegében nem csökkenti a közelítés pontosságát. Pr és Ek definíciójában ν a kinematikai viszkozitást, κ a hődiffuzivitást, Ω_0 a Föld forgási szögsebességét jelöli. Az egyszerűbb alakú egyenletek bemutatása végett a termodinamikai paramétereket (α , K , c_p és χ_T izotermikus kompresszibilitás) és a gravitációs gyorsulást állandónak tekintettük, valamint feltételeztük, hogy $c_p = c_V$ (azonos térfogaton vett fajhő). A JARVIS, MCKENZIE [1980] által kidolgozott közelítés numerikusan már kezelhető, ugyanakkor erőteljes számításgénye miatt további egyszerűsítések is lényeges szerephez jutnak.

A Boussinesq-approximáció lényege, hogy a sűrűséget állandónak tekinti, elhanyagolva annak nemcsak hőmérséklet-, hanem nyomásfüggését is (inkompresszibilis, összenyomhatatlan közeg), melynek következtében a dimenziótlan referenciasűrűség $\rho_r = 1$. Az inkompresszibilis közelítés ekvivalens a $Di/\Gamma = 0$ feltétellel (lásd kompresszibilitás (6)-ban, jobb oldal 3. tag), így az egyenletrendszer a következőképpen alakul,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (9)$$

$$0 = -\delta T Ra e_i - \frac{\partial \delta p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (10)$$

$$\frac{dT}{dt} = \nabla^2 T + Di e_i u_i T + \frac{Di}{Ra} \Phi + H. \quad (11)$$

Az e közelítésekkel kapott egyenletrendszert nevezzük *kiterjesztett Boussinesq-approximációnak*. Mivel a Grüneisen-paraméter értéke a köpenyre hozzávetőlegesen egységnyi, így $Di/\Gamma \cong 0,44$, vagyis a közelítés érvényessége csak marginálisan igaz.

Mindazonáltal, ha a Navier–Stokes-egyenletben elfogadjuk a disszipációs szám elhanyagolását, akkor ezt kiterjeszthetjük a hőtranszportegyenletre is, ahol a Di nagyságrendű adiabatikus munkavégzés és a Di/Ra nagyságrendű viszkózus disszipáció szintén elhagyható:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \nabla^2 T + H. \quad (12)$$

Végül a (9), (10) és (12) redukált egyenletek alkotják a *Boussinesq-approximációt* [CHANDRASEKHAR 1961], ahol

a hőtranszportegyenletben a hőmérséklet teljes deriváltját felbontottuk a parciális és az advekciónak tagjára.

Habár Di elhanyagolása első látásra merésznek tűnhet, a numerikus modellek tanúsága szerint ennek feltételezése legfeljebb néhány százalék erejéig befolyásolja a megoldást. Megállapítható, hogy a konvekció hevességének növekedésével az adiabaticus munkából és a viszkózus súrlódásból származó hő mennyisége ugyan nő, de az advekciónak és a kondukciónak szerepe a hőtranszportban ennél erőteljesebben növekszik, így a Di nagyságrendű tagok hatása arányaiban csökken [TACKLEY 1996].

3.2. A Rayleigh-szám és a belső hőtermelés hatása

A termikus konvekció jelenségének leírását Boussinesq-approximációval közelítő egyenletrendszerben mindössze két olyan dimenziótlan szám marad, mely befolyásolja az áramlási rendszert: a termikus Rayleigh-szám (Ra) és a dimenziótlan belső hőtermelés (H). Míg előbbi a felhajtóerő és a viszkózus erő nagyságának hányadosa, és a konvekció hevességét mutatja; addig az utóbbi a köpenyben található radioaktív elemek bomlásából származik.

A köpenyre jellemző termodinamikai, transzport- és egyéb paraméterek igen különböző megbízhatósággal ismertek. Míg például a konvektáló réteg vastagsága, vagy a gravitációs gyorsulás értéke nagy megbízhatósággal adott, addig a hődiffuzivitásban néhány szorzófaktoros eltérés is lehetséges [CSEREPES 1993], sőt a köpeny dinamikus viszkozitását csak nagyságrendileg sejtjük. Mindezeket túl a köpenyre jellemző Rayleigh-szám

$$Ra = \frac{\rho g \alpha \Delta T d^3}{\kappa \eta} \cong 10^7, \quad (13)$$

ahol d és η a konvektáló réteg vastagsága, valamint a köpeny dinamikus viszkozitása. Abban az esetben, ha a Rayleigh-szám meghalad egy, a rendszerre (differenciálegyenletrendszerre + határfeltételre + modellgeometriára) jellemző kritikus értéket (kritikus Rayleigh-számot, Ra_{krit}), az áramlás megindul, és a hőtranszport részben kondukciónak, részben advekciónak történik. Mivel Ra_{krit} általánosan 10^2 – 10^3 nagyságrendbe esik [SCHUBERT, TURCOTTE, OLSON 2001], ezért a földköpeny esetében szuperkritikus Rayleigh-számú konvekciós áramlásról beszélhetünk, ami meglepő módon azt jelenti, hogy a tipikusan néhány cm/év áramlási sebesség ellenére a köpenyben zajló konvekció kaotikus jellegű, de legalábbis erősen időfüggő folyamat.

Ez azt jelenti, hogy amint Ra meghaladja Ra_{krit} értékét (pl. a hőmérséklet-különbség emelése, vagy a viszkozitás csökkenése miatt) a konvekciós áramlás megindul (6.a. ábra), majd ahogy a Rayleigh-szám értéke növekszik az áramlási sebesség nő, a hőtranszportban az advekciónak egyre nagyobb arányban vesz részt (nő a Péclet-szám). Az advekciónak megnövelt hőtranszport megemeli a felszíni hőáramot, melynek dimenziótlan értéke a Nusselt-szám:

$$Nu = \frac{q_T}{q_{konv}}, \quad (14)$$

a teljes (q_T), illetve a csak hővezetés esetén fennálló (q_{konv}) felszíni hőáram hányadosa (ha $Ra \leq Ra_{krit}$, akkor $Nu = 1$). A konvekció felgyorsulásának másik következménye, hogy a hőmérséklet-változás egyre vékonyabb zónákra, az ún. termikus határrétegekre korlátozódik [GALSA, LENKEY 2007],

míg a konvekciós cella döntő része közel izotermikus (2. ábra).

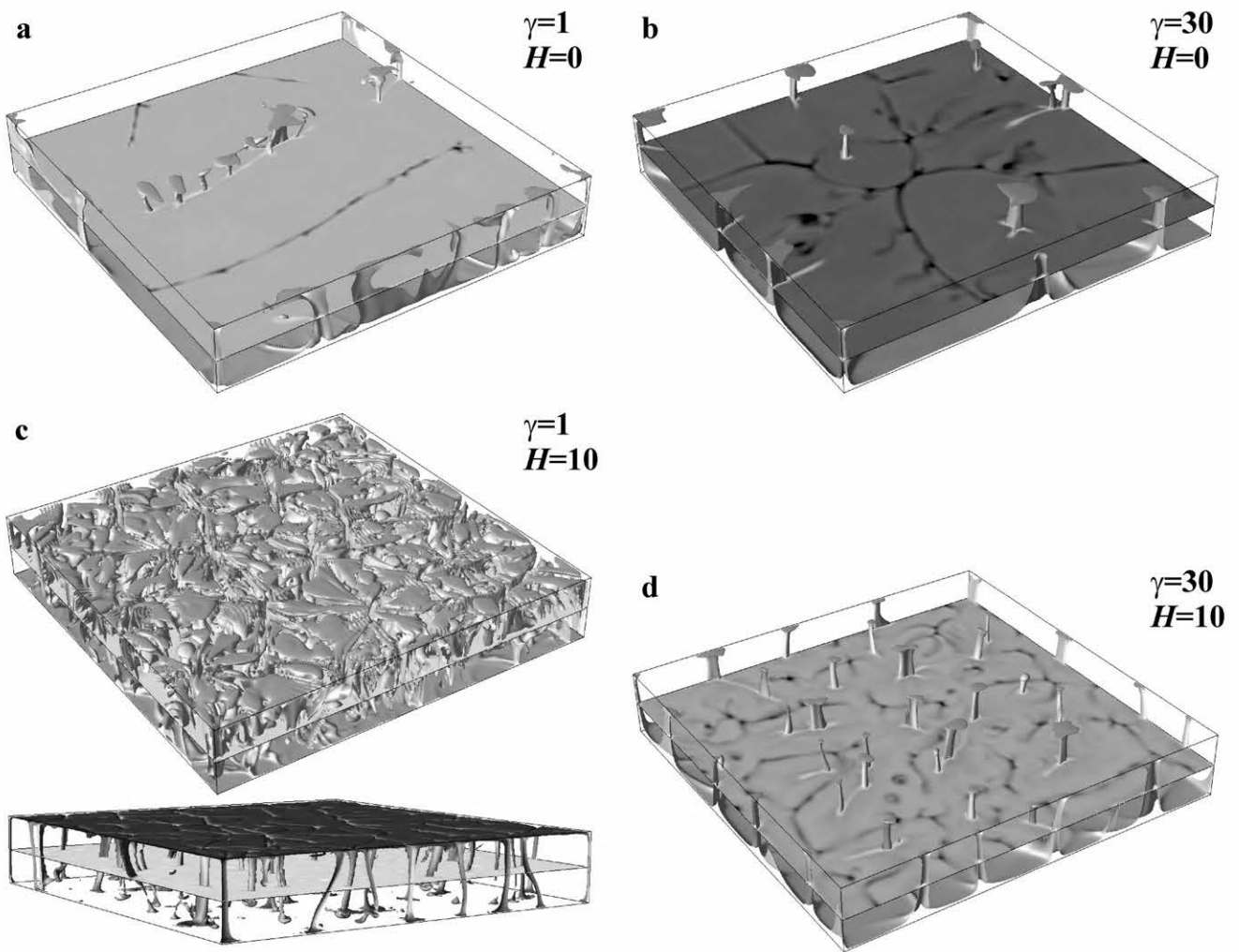
A termikus konvekció szempontjából a fűtési mód alapvető fontosságú, ugyanis lényegesen befolyásolja a kialakuló áramlási képet. Ezért érdemes megkülönböztetni alsó (a magból érkező), illetve belső (köpenybeli) fűtési módokat. A magból érkező hőáram két részből tevődik össze: a mag hűléséből, illetve a belső mag megszilárdulása során felszabaduló hőből [MONNEREAU, QUÉRÉ 2001], habár egyes számítások a magban lévő radioaktív anyagok bomlásából származó kismennyiségű hőáramot is lehetségesnek tartanak [BREUER, SPOHN 1993]. Mivel az egyes becslések szerint a köpeny felszínén kiáramló hő 80–90%-a belső eredetű (a radioaktív bomlás és a köpeny hűlésének következménye), ezért hatásának figyelembevétele legalábbis erősen indokolt.

A csupán alulról — a mag által — fűtött konvekciós rendszerekhez képest a belső hőtermelés felmelegíti a köpenyt, s így az alsó termikus határréteg gyengül (csökken a rajta eső hőmérséklet), míg a felső, hideg határréteg termikus értelemben erőteljesebbé válik [TRAVIS, WEINSTEIN, OLSON 1990]. Ez „kedvez” a leszálló hideg áramlatoknak, azaz növeli negatív felhajtóerejüket, ezzel szemben a jól izolálható meleg feláramlások megszűnnek, lassan emelkedő, diffúz zónákká alakulnak (6.c. ábra). Ennek eredményeképpen a köpenyhőoszlopok felszíni megnyilvánulásai, mint például a topográfia, geoid-, hőáram-anomália, csökkennek [SÜLE 2005].

3.3. A köpeny viszkozitásának hatása

A viszkozitás igen erőteljesen befolyásolja a kialakuló konvekciós rendszert, ugyanakkor az egyik legkevésbé ismert köpenyjellemző. Mélységfüggésének meghatározására már régóta léteznek különböző inverziós eljárások, melyek a nyomás növekedése miatt fellépő 1–2 nagyságrendnyi viszkozitásemelkedést becsülnék az átlagos felső köpeny értéktől az alsó köpenyben tapasztalt maximumig [pl. MITROVICA, FORTE 1997; ČADEK, VAN DEN BERG 1998]. Hatására a mélyebb, nagyobb viszkozitású tartományban lelassul az áramlás, és a tömegmegmaradás kényszere miatt kiszélesedik (6.b. ábra). Az alsó termikus határnál nehézkessé váló hőtranszport egyrészt lecsökkenti a hőáramot, valamint lehűti a cellát. Ezen keresztül erősíti az alsó termikus határréteget, a köpenyoszlopok „szülőhelyét”, ami jól izolálható, hengerszerű feláramlásokat eredményez [GALSA, CSEREPES 2003]. Ez alapján megállapítható, hogy a belső hőtermelés és a mélységgel növekvő viszkozitás kompetitív effektusok, hatásuk lényegében ellentétes [GALSA 2003].

A globális konvekció áramlási képének jellegét elsődlegesen a viszkozitás mélységfüggése dominálja [TACKLEY 1996], ugyanakkor a viszkozitás a hőmérséklettől is függ, ami lokálisan akár több nagyságrenddel is megváltoztathatja annak értékét. Az áramlási cella meleg részeiben (feláramlásokban, illetve az alsó határ környezetében) a viszkozitás lecsökken, mely megkönnyíti a hőtranszportot, és felfűti a konvekciós tartományt. Ennek hatására csökken a hőoszlop és a környező köpenyanyag közötti hőmérséklet-különbség, mely mérsékli a feláramlás okozta felszíni anomáliát [SÜLE 2006]. Ebből a szempontból a mélység- és a hőmérsékletfüggő viszkozitás hatása ellentétes, bár az ellentét nem oly szemléletes, mint a mélységfüggő viszkozitás és a belső hőtermelés esetében.



6. ábra. Numerikus modelleredmények hőmérséklet-eloszlásának pillanatképei $Ra = 10^7$ értéknél. A doboz félmélységében a hőmérséklettér horizontális metszete látható, a feláramlásokat egy meleg izotermfelület mutatja. (a) Állandó viszkozitás, $H = 0$; (b) a viszkozitás a modelldoboz tetejétől aljáig exponenciálisan 30-szorosára növekszik ($\gamma = 30$), $H = 0$; (c) állandó viszkozitás, $H = 10$; (d) $\gamma = 30$, $H = 10$. A horizontális metszetek hőmérséklet-skálája megegyezik a 2. ábrával, az izotermikus felületek hőmérséklete: (a) $T = 0,70$; (b) $T = 0,52$; (c) $T = 0,675$ és $0,44$ (lenn); (d) $T = 0,61$

Fig. 6. Snapshots of the temperature distribution obtained from numerical simulations at Rayleigh number of 10^7 . A horizontal section of the temperature field is shown in the midplane, the upwellings are displayed by a surface of hot temperature. (a) Constant viscosity, $H = 0$, (b) viscosity increasing exponentially from the top to the bottom of the box by a factor of 30 ($\gamma = 30$), $H = 0$; (c) constant viscosity, $H = 10$; (d) $\gamma = 30$, $H = 10$. The temperature scale is the same as in Fig. 2, the temperature of the isothermal surfaces: (a) $T = 0.70$; (b) $T = 0.52$; (c) $T = 0.675$ and 0.44 (bottom); (d) $T = 0.61$

Ezen fejezetben kell még megemlítenünk, hogy a modellszámítások zöme a köpenyt newtoni reológijának tekinti, mely szerint a köpenyanyagban ébredő feszültség egyenesen arányos a deformációval. Ez csak részben igaz, hiszen míg a folyadékszerű viselkedésért felelős diffúziós folyás (Herring–Nabarro-, Coble-folyás) newtoninak tekinthető, a köpenyben szintúgy jelen lévő diszlokációs folyás már közel sem [TSENN, CARTER 1987]. Ha a nem folyadékszerű viselkedést mutató litoszféralemezeket is szeretnénk csatolni a köpenykonvekciós modellekhez, a probléma még bonyolultabbá válik (l. 3.7. rész).

3.4. A geometria hatása

A kezdeti modellszámítások [pl. MCKENZIE, ROBERTS, WEISS 1974] az akkori számítástechnikai lehetőségeknek megfelelően kétdimenziós derékszögű tartományon készül-

tek. Megkérdőjelezhetetlen eredményeik mellett (pl. termikus határréteg-elmélet [TURCOTTE, OXBURGH 1967]) mesterségesen korlátozták a kialakuló áramlási szerkezetet kétdimenziósra, ezáltal egy horizontális tengelyű hengeráramlást sejtetve a köpenyben, szem elöl rejtve a magas Rayleigh-számoknál kialakuló hőoszlop-formát.

Elkerülve a tetemes processzoridőt és memóriát igénylő teljes háromdimenziós számításokat, napjainkban is szívesen alkalmaznak egy-egy adott probléma gyors és kvantitatív tanulmányozására kétdimenziós derékszögű, axiális, vagy sferikus koordináta-rendszereket (vagy ezek kombinációját), attól függően, hogy a vizsgált problémának milyen szimmetriája fedi le legjobban a valóságot [pl. MITTELSTAEDT, TACKLEY 2006]. A különböző geometriájú és szimmetriájú modelltartományokon kifejlődő áramlási szerkezetek és azok mennyiségi jellemzői (hőáram, sebes-

ség, hőmérséklet) jól tükrözik az áramlási rendszer sajátosságait, például a le- és feláramlások felületének arányát [HEREIN 2007], vagy az alsó és felső határfelület arányát.

Mindezeket túlmutatnak a derékszögű téglalast [pl. CSEREPES, RABINOWICZ, ROSEMBERG-BOROT 1988; GALSÁ, CSEREPES 2003] és gömbhéj [pl. TACKLEY et al. 1994; BUNGE, RICHARDS, BAUMGARDNER 1997] tartományon végzett numerikus szimulációk, melyek elsősorban a köpeny globális termikus konvekciójának tanulmányozására szolgálnak. A több konvekciós cella kialakulására lehetőséget adó nagyméretű tartományon végzett háromdimenziós vizsgálatnál a határfeltételek hatása gyengébb, kevésbé uralja a modelltartomány belsejében lezajló folyamatokat. Előnye, hogy az így kapott áramlási szerkezetek, s azok időbeli változékonysága, a számított felszíni, vagy mélységi jellemzők nagyobb hasonlóságot mutathatnak a megfigyelt értékekkel, ugyanakkor nem stacionárius jellegük miatt az egyes cellák, fel- és leáramlások nyomon követése nem egyszerű feladat.

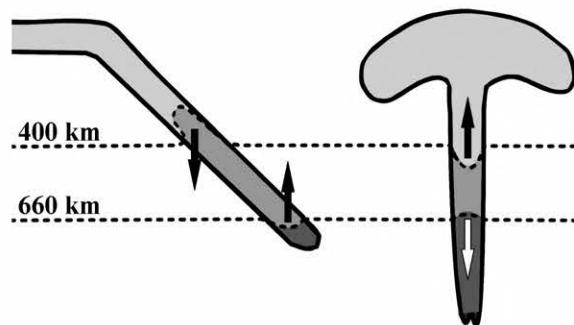
3.5. Az ásványtani fázisátmenetek hatása

A szeizmológia már az 1930-as években ismerte a földköpenynek azon átmeneti tartományát (400–1000 km), ahol a rugalmas hullámok terjedési sebessége hirtelen változik [JEFFREYS 1939]. A szeizmikusan legkönnyebben detektálható két globális határfelület a hozzávetőlegesen 400, illetve 660 km mélységben lévő diszkontinuitás [FLANAGAN, SHEARER 1998; BINA 1991]. Mindkettő a köpeny 60%-át alkotó olivinnek egy szilárd–szilárd ásványtani fázisátmenete. A laboratóriumi kísérletek szerint előbbinél az olivin α spinell szerkezete alakul át a 7–8%-kal tömörebb ásványtani szerkezetű β spinellé hozzávetőlegesen 1700 K hőmérsékleten és 13,5 GPa nyomáson. [AKAOGI, ITO, NAVROTSKY 1989]. Utóbbinál a γ spinell szerkezetű olivin perovszkittá és magneziovíszitté alakul körülbelül 1850 K-en és 23 GPa-on. Az így kialakult ásványok moláris térfogata mintegy 10%-kal kisebb [ITO, TAKAHASHI 1989]. Mivel az 510 km mélység környékén található szeizmikus diszkontinuitásnak [DEUSS, WOODHOUSE 2001], mely valószínűsíthetően a β spinell \rightarrow γ spinell fázisátmenet következménye, nincs kimutatható dinamikai hatása a köpenykonvekcióra, ezért itt nem tárgyaljuk.

A nagynyomású és magas hőmérsékletű laborkísérletek szerint mind a 400, mind a 660 km-es fázisátmenet egy relatíve vékony mélységtartományon belül megy végbe (± 10 km a 400 km-es, ± 5 km a 660 km-es átmenetre). Ezzel magyarázható az éles szeizmikus határ. Azonban lényeges különbség a két fázisátmenet között, hogy míg a sekélyebb exoterm jellegű, addig utóbbi endoterm, azaz a nagyobb sűrűségű fázissá való átalakulásakor hőt von el környezetétől. A fázisátmenetet jellemző Clapeyron-görbe meredeksége $+1,6 - +3$ MPa/K a 400 km-es és $-2 - -5$ MPa/K a 660 km-es átmenetnél [KATSURA, ITO 1989; ITO, TAKAHASHI 1989; ITO et al. 1990; AKAOGI, ITO 1993].

A két fázisatár a köpenykonvekció dinamikáját illetően ellentétes hatással bír. Mivel a 400 km-es fázisatár exoterm, ezért a rajta keresztül áthaladó hideg anyagban (süllyedő lemez) a fázisatár felemelkedik. A litoszférolemezben felemelkedő fázisatár alatt a sűrűbb fázis helyezkedik el, s így a lemezben negatív felhajtóerő lép fel, mely segíti süllyedését (7. ábra). Ezzel szemben a 660 km-

es endoterm fázisatár a hideg anyagban depressziót szenved, a könnyebb fázis kerül sűrűbb környezetbe, s az így kialakuló felhajtóerő gátolja a lemez további süllyedését [SCHUBERT, YUEN, TURCOTTE 1975]. Könnyen belátható, hogy felemelkedő meleg anyag (köpenyhóoszlop) esetén az ellentétes irányú fázisatár-eltolódás hasonló erőhatást idéz elő. Vagyis a 400 km-es fázisatár elősegíti, míg a 660 km-es határ nehezíti a vertikális anyagtranszportot.



7. ábra. A 400 km-es exoterm és a 660 km-es endoterm fázisatár eltolódása süllyedő hideg lemezben és emelkedő meleg köpenyhóoszlopban. A nyilak a fázisatár eltolódása következtében fellépő felhajtóerő irányát szemléltetik. A forró foltok alatti átmeneti zóna kivékonyodása közvetett bizonyítéka lehet a köpeny mélyebb tartományaiban eredő feláramlásoknak

Fig. 7. Distortion of the boundaries of the exoterm (400 km) and the endoterm (660 km) phase transition in a sinking cold plate and a rising hot mantle plume. The buoyancy force caused by the distortion of the phase boundaries is illustrated by arrows. The thinning of the transition zone beneath hot spots is likely to be an indirect evidence of upwellings coming from the deep mantle

Mivel az alsó, endoterm fázisatár akadályozza a vertikális anyagáramlást, így a lebukó lemezek egy része a 600–700 km-es mélységtartományban elhajlik (3. ábra). A numerikus modellkísérletek szerint ez a gátló hatás nem, vagy csak egy ideig (a szükséges negatív felhajtóerő összegyűlése) képes ellenállni, majd a fázisatár „átszakadhat” és az ún. „lavinajelenséggel” rövid idő alatt nagy mennyiségű hideg anyag jut át az alsó köpenybe [CSEREPES, YUEN 1997; TACKLEY et al. 1994]. Eközben a 400 km-es exoterm átmenet hideg anyagot „pumpál” a leáramlási zónába. A jelenségnek — a tömegmegmaradás miatt — létezik a feláramló párja is.

A lesüllyedő hideg anyagban a fázisatár-eltolódás miatt kialakuló átmeneti zóna kivastagodás szeizmikusan is detektálható. Az erre irányuló szeizmikus tanulmányok a Pacifikus térségben lebukó lemezeknél a 400 km-es diszkontinuitás 60–70 km-es maximális kiemelkedését, s a 660 km-es határfelület 50 km-es depresszióját tárták fel [COLLIER, HELFFRICH, WOOD 2001].

A fázisátmenetek eltérő jellegének hatása azért lényeges, mivel egy újabb támpontot adhat a kutatott meleg feláramlások közvetett detektálására. A felszíni forró foltok alatt feltételezett mély köpenyáramlatok nyomozása az utóbbi években az átmeneti zóna kivékonyodásának (depresszió a 400 km-es és kiemelkedés a 660 km-es határon) vizsgálata felé kanyarodott. A tanulmányok egymás után tárták fel a Hawaii- [LI et al. 2000], Izland- [SHEN et al. 2002], Galapagos- [HOOFT, TOOMEY, SOLOMON 2003] és Society-forrófoltok [SUETSUGU et al. 2004] alatt az átmeneti zóna néhány 10 km-es kivékonyodását. A diszkontinuitások

detektált torzulásának mértéke a határok ásványtani fázisátalakulás jellegét erősíti, és nem támogatja a kémiai határ létezésének hipotézisét.

Látni kell, hogy az ásványtani fázishatárok létének és jellegének messzemenő következményei vannak az áramlási rendszerre (teljes vagy kétréteges köpenykonvekció), a szubdukáló lemezek lebukási mélységére, a forró foltok alatti hőoszlopok forrástartományára (l. 4. rész).

3.6. Termokémiai konvekció

Az a tény, hogy az óceáni szigetbazaltok (OIB) és az óceánközépi hegyhátbazaltok (MORB) geokémiai tulajdonságaiban egyértelmű különbség van, felveti a köpeny összetételbeli inhomogenitásának kérdését. Ismert, hogy maguk az OIB minták sem azonosak nyomelem összetételben, illetve izotóparányokban, melynek következtében a hőoszlopok egymástól eltérő kémiai forrástartományjal jellemezhetők (HIMU, EM-I, EM-II). Ezek fényében a földköpenyben zajló áramlási rendszer csupán termikus eredetű magyarázata félrevezető lehet.

Ha különböző kémiai összetételű (eltérő sűrűségű) anyagok vannak jelen a köpenyben, akkor az áramlási rendszert a kémiai eredetű ($\Delta\rho_c$), illetve a hőtágulás következtében fellépő termikus eredetű sűrűségkülönbség aránya

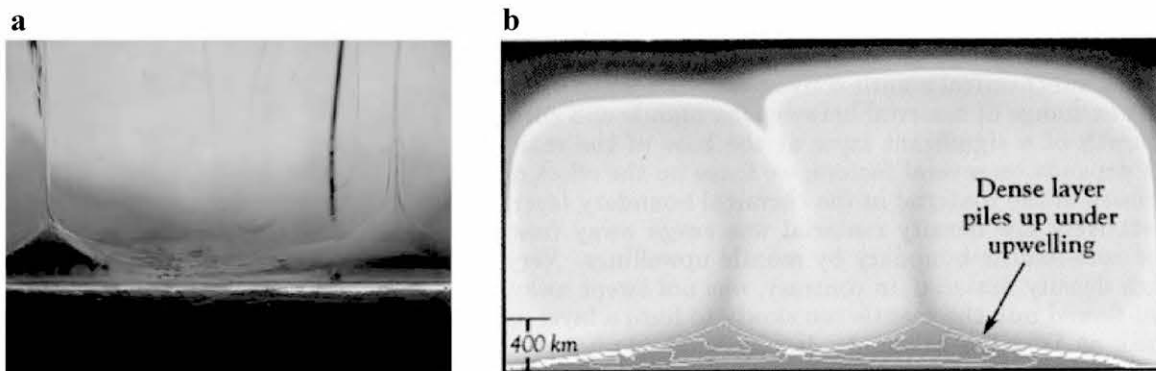
$$B = \frac{\Delta\rho_c}{\rho\alpha\Delta T} \quad (15)$$

erőteljesen befolyásolja. Míg a növekvő kémiai sűrűségkülönbség stabilizálja a rendszert (sűrűbb alul, könnyebb felül), addig a termikus eredetű instabillá teszi. Így B függvényében jelentősen eltérő áramlási szerkezeteket kaphatunk.

A termokémiai konvekció tanulmányozásában elsősorban a laboratóriumi kísérletek, másodsorban a numerikus

modellszámítások számos eredményt hoztak. DAVAILLE, LE BARS, CARBONNE [2003] szisztematikusan vizsgálta B , a kémiai és termikus felhajtóerő hányadosának, illetve a különböző rétegek viszkozitáskontrasztjának hatását az áramlási szerkezetre kétréteges modell esetén. JELLINEK, MANGA [2004] egy alacsony viszkozitású, sűrűbb (alsó) és egy viszkozus, kisebb sűrűségű (felső) kétréteges modellben tanulmányozta a kialakuló feláramlások távolságát, felhajtóerejét, geometriáját. Eredményeik egybevágóak a numerikus szimulációkéval [KELLOGG 1997; MONTAGUE, KELLOGG, MANGA 1998], mely szerint, ha $B \approx 0$, vagyis az áramlást elsősorban a hőtágulás következtében fellépő felhajtóerő táplálja, a kialakuló termikus eredetű áramlási rendszer geológiai időskálán gyorsan homogenizálja a köpenyt. Magas ($B > 10$) felhajtóerő arány mellett a sűrű alsó réteg nem vesz részt az áramlásban, a felső réteg önállóan konvektál. (Elegendően vastag alsó réteg esetén az alsó zónában is megindulhat a konvekció, ekkor az áramlás kétréteges formában, egymástól izoláltan zajlik.)

A legösszetettebb és a köpenyre leginkább valószínűsíthető esetekben ($B = 0,5 - 1$) a kémiai és a termikus felhajtóerő egyaránt befolyásolja a rendszert (8. ábra). A termikus feláramlások alatt a sűrűbb anyag felboltozódik, megfelelő arány esetén kisebb koncentrációban a felszínig emelkedhet, mely magyarázata lehet a különböző geokémiai jellegű OIB mintáknak [HOFMANN 1997]. A felboltozódó sűrűbb anyagú réteg forráshelyeül szolgálhat a felemelkedő termikus, vagy termokémiai köpenyoszlopoknak, s geológiailag hosszú időskálán is fix helyen tartja őket. Ezen több 100, esetleg 1000 km magas anyagfelboltozódások felszíni nyomait a topográfiában, illetve a tomografikus képekben kimutatottnak vélik a Dél-pacifikumi, illetve Dél-afrikai szuper-köpenyoszlopok (super plume, megaplume) esetében [TACKLEY 2000a].



8. ábra. Termokémiai konvekció modellezése (a) laboratóriumban és (b) numerikusan. (a) Jól látható a sötét színnel jelzett sűrűbb réteg felboltozódása, s a belőle eredő hengerszerű feláramlás [JELLINEK, MANGA 2004]. (b) A nagyobb sűrűségű réteg koncentráció-izovonalainak (fehér) kiemelkedése a feláramlások alatt a laboratóriumi kísérlettel megegyező jelenséget mutat, $B = 1$ [KELLOGG 1997]

Fig. 8. Thermo-chemical convection (a) in a laboratory experiment and (b) in a numerical model. (a) The doming of the dark-coloured dense layer, and the axial upwellings rising up from the domes after JELLINEK, MANGA [2004]. (b) The elevation of the concentration isolines of the denser layer (denoted by white lines) beneath upwellings shows a very similar pattern to the laboratory experiment, $B = 1$ [KELLOGG 1997]

3.7. A köpenykonvekció és a lemeztectonika kapcsolata

A cikkben idáig bemutatott modellekben a köpenyhőoszlopokban felszálló anyag a felszínen a hőoszlopoktól radiálisan szétáramlik. Ez az áramlási szerkezet jelentősen

különbözik a litoszféralemezeknek a Föld felszínén tapasztalható translációs és rotációs mozgásától. Úgy tűnik, hogy a kétféle mozgás nincs közvetlen kapcsolatban egymással. Például Hawaiiánál a Pacifikus litoszféralemez

egyszerűen elsiklik a hőoszlop felett. Ugyanakkor egyértelmű, hogy a lebukó, hideg óceáni litoszféralemezek alkotják a köpenykonvekció leszálló ágait, vagyis a globális lemeztectonika a konvekciós áramlások felszíni megnyilvánulásának tekinthető.

A litoszféralemezek felszíni mozgásának és lebukásának geometriája azért tér el számottevően az eddig tárgyalt modellekben bemutatott áramlási szerkezettől, mert a litoszféralemezek döntően szilárd testként viselkednek, és nem viszkózus anyagként. A köpenykonvekció felső termikus határteregében, ami nagyjából a litoszférának felel meg, a hőmérséklet jó közelítéssel lineárisan csökken a litoszféra alján feltételezett 1300 °C-ról a felszíni 20 °C-ra (2. és 8. ábra). A viszkozitás exponenciálisan függ a hőmérséklet reciprokától [TSENN, CARTER 1987], ami azt eredményezi, hogy a kőzetek viszkozitása a felszíni hőmérsékleten olyan nagy, hogy Maxwell-relaxációs idejük nagyobb, mint az univerzum kora. Így a kőzetek a felszín közelében minden időskálán szilárdnak tekinthetők.

A litoszféra felső része a rá ható feszültségek hatására a kőzetek törési szilárdságáig rugalmasan deformálódik, majd a törési szilárdságot elérve eltörik, és utána plasztikus deformációt szenved [BYERLEE 1968]. Nagyobb mélységben a hőmérséklet növekedésével a folyási deformáció (diffúziós, diszlokációs folyás) válik dominánssá, így a litoszféra aljától a köpeny-mag határig fokozatosan érvényes lesz az idáig tárgyalt viszkózus közelítés.

A hővezetés lassú folyamat, ezért több 10 millió évig tart, míg egy szubdukálódott óceáni lemez átmelegszik. Amíg a lemez hőmérséklete nem éri el a környezet hőmérsékletét, addig merev, szilárd testként viselkedik, vagyis a hideg részekben a feszültség fel tud halmozódni, ami töréses deformációhoz vezet. A szubdukció geometriájának, lehajlási szögének, sebességének, az ébredő feszültségeknek stb. korrekt modellezéséhez figyelembe kell venni a litoszféra előbb tárgyalt elasztikus-plasztikus-viszkózus reológiáját [REGENAUER-LIEB, YUEN 2000]. Ez numerikusan igen nehéz feladat, mert a törések mentén a litoszféra tulajdonságai hirtelen több nagyságrendet változnak, ami a törések környezetében a számításokhoz használt rácsfelosztás nagymértékű finomítását igényli. Ezért a litoszféra reológiáját helyesen figyelembe vevő modellek általában magának a lemez deformációjának vizsgálatára szorítkoznak [pl. FUNICELLO et al. 2003, ČIŽKOVÁ et al. 2002], és nem a teljes köpenykonvekciót modellezzik.

Ugyanakkor fel kell hívni a figyelmet azon úttörő numerikus kísérletekre, melyekben a lemeztectonikai folyamatokat a globális köpenykonvekciós áramlások részeként kezelik. TACKLEY [2000b] szimulációsorozatában a mélység- és hőmérsékletfüggő viszkozitás mellett lényeges szerepet tulajdonít (1) a litoszféra kettős (töréses és duktilis) reológiájának, (2) az olvadási hőmérséklet átlépésekor megjelenő olvadt fázisnak, valamint (3) olyan „exotikus” merevséggyengítő, „önolajozó” (self-lubrication) hatásoknak, mint a dinamikus átkristályosodás, amely szemcseméret csökkenést és ezáltal viszkozitás csökkenést okoz, a hidratáció vagy a töréses zónákban kialakuló advekció [BERCOVICI 2003]. Összességében megállapítható, hogy habár a komplex reológiájú globális numerikus modellekben kialakuló lemeztectonikai jellemzők (transzform vetők, vékony és gyorsan deformálódó határok, mobilis lemezek, passzív hátságok megjelenése) egyre jobban közelítik a

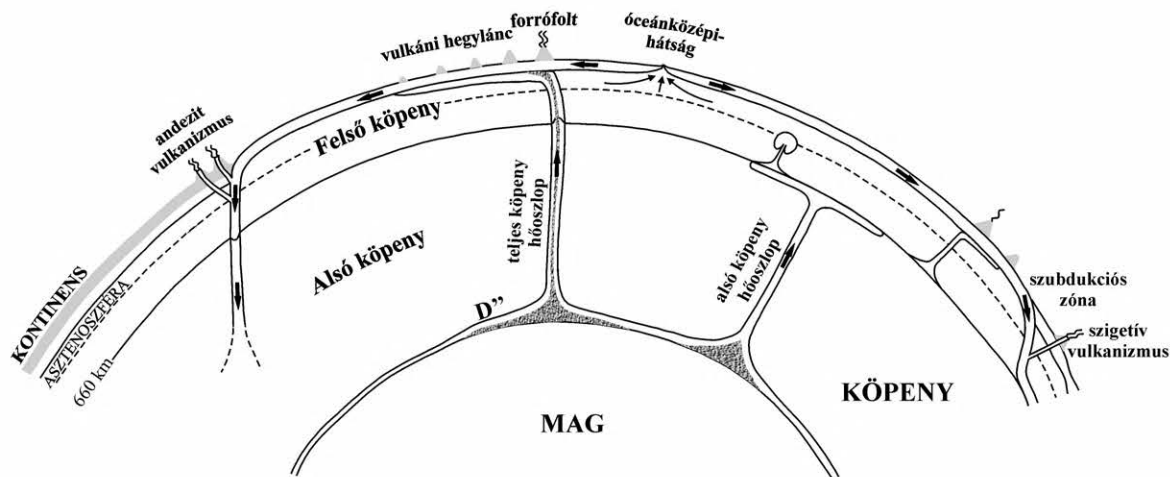
földi áramlási rendszert, néhány lényegi karaktere a lemeztectonikának (a szubdukció kezdete, aszimmetrikus volta stb.) egyelőre nem reprodukálható.

4. Kitekintés

Mindezeket összefoglalva el kell ismerni, hogy még ma sincs egységesen elfogadott elképzelésünk a földköpenyben zajló áramlások részleteiről. A néhány évtizeddel ezelőtt született könnyen elfogadható elképzelés, mely szerint a köpenykonvekció leperszerűen felszálló ágai az óceánközépi hátságok alatt, míg leszálló ágai a mélytengeri árkoknál keresendők, megbukott. Habár a „szilárd fázisú áramlási rendszer” egyes részletei nyilvánvalóan adóttak (ide sorolható a felszíni lemeztectonika és a szubdukálódó lemezek), az áramlás felszálló ágai kevésbé ismertek, s ezek felszínnel való kapcsolata erősen kérdéses.

Jelenlegi ismereteink alapján a lemeztectonika elsődleges mozgatóereje a mélytengeri árkoknál lebukó hideg, vastag és sűrű óceáni litoszféra által keltett húzóerő [FORSYTH, UYEDA 1975; SCHUBERT, TURCOTTE, OLSON 2001]. Ezen erő távolítja el a merev lemezeket az óceánközépi hátságoknál, melynek következtében a távolodó lemezek közötti űrt a csökkent viszkozitású asztenoszféra legalacsonyabb olvadáspontú komponensei töltik ki (9. ábra). Ezen feláramlás — sekély, passzív volta, illetve az anyagmegmaradás kényszere miatt — nem lehet az esetenként köpeny-mag határig süllyedő litoszféralemezek ellenirányú párja. A numerikus és laboratóriumi kísérletek a földköpenyre jellemző paramétereloszlás esetén egyértelműen vertikális tengelyű, hengerszerű feláramlásokat valószínűsítene, melyek létét a szeizmikus tomografikus eredmények is megerősíteni látszanak. Ezek forrástartománya egy termikusan instabil (a hőtágulás miatt kis sűrűségű) réteg lehet, melynek kialakulása egyértelműsíthető a köpeny-mag határnál (D' -réteg), s valószínűsíthető az anyag- és hőtranszportot gátló 660 km-es endoterm fázishatárnál [KIDO, ČADEK 1997]. A numerikus számítások és a tomografikus eredmények szerint ezen fázishatár szemipermeabilis, gátolja, de teljes mértékben kizárni nem képes a vertikális áramlást, így egyaránt feltételezhetjük teljes, alsó és felső köpenyoszlopok létezését (9. ábra). Ezen hipotézis szerint a hőoszlopok tömegfluxusának geológiai időskálán meg kell egyeznie a szubdukálódó anyag fluxusával, ha elfogadjuk, hogy a köpeny geometriája (pl. az alsó és felső köpeny tömege) időben állandó. A hőoszlopok által felszállított anyag túlnyomórészt nem közvetlenül kerül a felszínre, vélhetően az asztenoszférában „csatornázódik”, ahol jelentékeny keveredésen megy keresztül.

A köpeny zöme, különösen annak alsó tartománya kémiailag homogénnek tűnik (lásd Bullen-paraméter, szeizmikus reflektorok ásványtani jellege), ugyanakkor kis mértékű inhomogenitás mégis előfordulhat, elsősorban a határok közelében. Ebben az esetben a csatolt termokémiai konvekció együttesen befolyásolja az áramlási képet, s magyarázatot nyújthat az eltérő geokémiai tulajdonságot mutató kiömlési OIB bazaltok megjelenésére, valamint a Dél-Pacifikum, illetve Dél-Afrika alatti alsó köpenybeli ~1000 km-es szeizmikus felboltozódásra. Így a szubdukálódó lemezek recirkulációja hozzájárulhat az inhomogenitások nagy időskálán való fennmaradásához.



9. ábra. Egy lehetséges elképzelés a földköpenyben zajló nagyskalájú konvekciós áramlásokról. LOWRIE [2007] módosított ábrája

Fig. 9. A possible scenario of the global convection flow system occurring in the Earth's mantle. Adapted figure from LOWRIE [2007]

Az elmondottakból kivüláglík, hogy számtalan olyan fizikai jelenség létezik, mely érdemben képes befolyásolni a kialakuló konvekciós áramlási rendszer képét, legfontosabb jellemzőit. Ennek alapján két — a feladat megközelítését tekintve — eltérő út tűnik járhatónak a köpenykonvekció numerikus tanulmányozásában.

(1) Megpróbálunk egy olyan összetett köpenymodellt konstruálni, melybe a lehető legtöbb fizikai jelenséget építjük bele, s a kijövő eredményeket lehetőség szerint az észlelt adatokhoz illesztjük. A fizikai probléma bonyolultsága jelenleg nem teszi lehetővé a feladat klasszikus inverziós módon történő kezelését. Ráadásul a bemeneti paraméterek nagy száma és bizonytalansága inkább gyengíti, mintsem erősíti a kvantitatív eredmények szavahihetőségét. Nem lehet megfelekedezni arról a tényről sem, hogy az ehhez nélkülözhetetlen számítástechnikai igények is jóval meghaladják a rendelkezésre álló hazai lehetőségek szintjét.

(2) A másik lehetőség, hogy egy olyan, kevésbé látványos utat kövessünk, melyben az egyszerűbb modellek szisztematikus vizsgálata felől haladunk a bonyolultabbak felé. A kevés, de a földköpeny-konvekció szempontjából lényeges paramétereket tartalmazó szimulációk értelmezése talán könnyebben, de mindenképpen megbízhatóbb módon vezethet el a földköpenyben zajló konvekció, sőt a Föld dinamikájának megértéséhez.

Köszönetnyilvánítás

A kutatást az OTKA a K-72665 sz. pályázat keretén belül támogatta.

HIVATKOZÁSOK

AKAOGI M. E., ITO E., NAVROTSKY A. 1989: Olivine-modified spinel-spinel transitions in the system Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4 : Calorimetric measurements, thermochemical calculations and geophysical application. *J. Geophys. Res.* **94**, 10637–10646

AKAOGI M., ITO E. 1993: Refinement of enthalpy measurement of $MgSiO_3$ perovskite and negative pressure-temperature slopes

for perovskite forming reactions. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 1839–1842

ANDERSON D. L. 1998: The scales of mantle convection. *Tectonophysics* **287**, 1–17

ANDERSON D. L. 2000: The thermal state of the upper mantle; no role for mantle plumes. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 3623–3626

BACON F. 1620: *Novum Organum*. Open Court Publishing Company, Chicago and LaSalle, Illinois, 1994. (Ed., trans.: URBACH P., GIBSON J.)

BENARD H. 1900: Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Revue Generale des Sciences Pures et Appliquees* **11**, 1261–1271, 1309–1328

BENARD H. 1901: Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en régime permanent. *Ann. Chim. Phys.* **23**, 62–144

BENIOFF H. 1954: Orogenesis and deep crustal structure: additional evidence from seismology. *Geological Society of America Bulletin* **65**, 385–400

BERCOVICI D. 2003: The generation of plate tectonics from mantle convection. *Earth Planet. Sci. Lett.* **205**, 107–121

BIJWAARD H., SPAKMAN W. 1999: Tomographic evidence for a narrow whole mantle plume below Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.* **166**, 121–126

BIJWAARD H., SPAKMAN W., ENGDahl E. R. 1998: Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.* **103**, 30055–30078

BINA C. R. 1991: Mantle discontinuities. *Rev. Geophys.* **29**, International Union of Geodesy and Geophysics Supplement, 783–793

BREUER D., SPOHN T. 1993: Cooling of the Earth, Urey ratios, and the problem of the Potassium in the core. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 1655–1658

BROWN S. C. 1957: Count Rumford discovers thermal convection. *Daedalus* **86**, 340–343

BUNGE H.-P., RICHARDS M. A., BAUMGARDNER J. R. 1997: A sensitivity study of three-dimensional spherical mantle convection at 10^8 Rayleigh number: Effects of dependent viscosity, heating mode and an endothermic phase change. *J. Geophys. Res.* **102**, 11991–12007

- BYERLEE J. 1968: The brittle-ductile transition in rocks. *J. Geophys. Res.* **73**, 4741–4750
- ČADEK O., VAN DEN BERG A. P. 1998: Radial profiles of temperature and viscosity in the Earth's mantle inferred from the geoid and lateral seismic structure. *Earth Planet. Sci. Lett.* **164**, 607–615
- CHANDRASEKHAR S. 1961: Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Clarendon Press, Oxford
- ČIŽKOVÁ H., VAN HUNEN J., VAN DEN BERG A. P., VLAAR N. J. 2002: The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity. *Earth Planet. Sci. Lett.* **199**, 447–457
- COLLIER J. D., HELFFRICH G. R., WOOD B. J. 2001: Seismic discontinuities and subduction zones. *Phys. Earth Planet. Int.* **127**, 35–49
- CSEREPES L. 1993: Kozmikus fizika. ELTE, Budapest, Egyetemi jegyzet
- CSEREPES L., RABINOWICZ M., ROSEMBERG-BOROT C. 1988: Three-dimensional infinite Prandtl number convection in one and two layers with implications for the Earth's gravity field. *J. Geophys. Res.* **93**, 12009–12025
- CSEREPES L., YUEN D. A. 1997: Dynamical consequences of mid-mantle viscosity stratification on mantle flows with an endothermic phase transition. *Geophys. Res. Lett.* **24**, 181–184
- DARWIN G. H. 1898: The Tides and Kindred Phenomena in the Solar System. Houghton Mifflin and Company, Boston and New York
- DAVILLE A., LE BARS M., CARBONNE C. 2003: Thermal convection in heterogeneous mantle. *Geodynamics* **335**, 141–156
- DEUSS A., WOODHOUSE J. 2001: Seismic observations of splitting of the mid-transition zone discontinuity in Earth's mantle. *Science* **294**, 354–357
- FLANAGAN M. P., SHEARER P. M. 1998: Global mapping of topography on transition zone velocity discontinuities by stacking SS precursors. *J. Geophys. Res.* **103**, 2673–2692
- FORSYTH D., UYEDA S. 1975: On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* **43**, 163–200
- FUKAO Y., WIDIYANTORO S., OBAYASHI M. 2001: Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region. *Rev. Geophys.* **39**, 3, 291–323
- FUNICELLO F., MORRA G., REGENAUER-LIEB K., GIARDINI D. 2003: Dynamics of retreating slabs: 1. Insights from two-dimensional numerical experiments. *J. Geophys. Res.* **108**, 4, ETG 11-1–11-17
- GALSA A. 2003: A forrópontok száma a földköpeny-konvekció két- és háromdimenziós numerikus modelljeiben. Budapest, ELTE TTK, Geofizikai Tanszék, Doktori értekezés
- GALSA A., CSEREPES L. 2003: The number of hotspots in three-dimensional numerical models of mantle convection. *Acta Geod. Geoph. Hung.* **38**, 103–109
- GALSA A., LENKEY L. 2007: Quantitative investigation of physical properties of mantle plumes in three-dimensional numerical models. *Phys. Fluids* **19**, 116601
- GAST P. W., OLSON P., SCHUBERT G. C. 1964: Isotopic composition of lead and strontium from Ascension and Gough Islands. *Science* **145**, 1181–1185
- GORDON R. B. 1965: Diffusion creep in the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.* **70**, 2413–2418
- GRIFFITHS R. W., CAMPBELL I. H. 1990: Stirring and structure in mantle starting plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.* **99**, 66–78
- HEREIN M. 2007: Termikus földköpeny-konvekció numerikus modellezése véges elemes módszerrel. Budapest, ELTE TTK, Geofizikai Tanszék, Szakdolgozat
- HOFMANN A. W. 1997: Mantle geochemistry: the message from oceanic volcanism. *Nature* **385**, 219–229
- HOOFTE E., TOOMEY D. R., SOLOMON S. C. 2003: Anomalously thin transition zone beneath the Galápagos hotspot. *Earth Planet. Sci. Lett.* **216**, 55–64
- ITO E., AKAOGI M., TOPOR L., NAVROTSKY A. 1990: Negative pressure-temperature slopes, for reaction forming MgSiO₃ perovskite from calorimetry. *Science* **249**, 1275–1278
- ITO E., TAKAHASHI E. 1989: Postspinel transformations in the system Mg₂SiO₄-Fe₂SiO₄ and some geophysical implications. *J. Geophys. Res.* **94**, 10637–10646
- JARVIS G. T., MCKENZIE D. P. 1980: Convection in a compressible fluid with infinite Prandtl number. *J. Fluid Mech.* **96**, 389–427
- JEFFREYS H. 1939: The times of P, S and SKS, and the velocities of P and S. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.* **6**, 148–158
- JELLINEK A. M., MANGA M. 2004: Links between long-lived hot spots, mantle plumes, D'', and plate tectonics. *Reviews of Geophys.* **42**, 3, RG3002 1–35
- Ji Y., NATAF H.-C. 1998: Detection of mantle plumes in the lower mantle by diffraction tomography: Hawaii. *Earth Planet. Sci. Lett.* **159**, 99–115
- JOHNSON H. P., CARLSON R. L. 1992: Variation of sea floor depth with age: A test of models based on drilling results. *Geophys. Res. Lett.* **19**, 1971–1974
- KATSURA T., ITO E. 1989: The system Mg₂SiO₄-Fe₂SiO₄ at high pressures and temperatures: Precise determination of stabilities of olivine, modified spinel and spinel. *J. Geophys. Res.* **94**, 15663–15670
- KELLOGG L. H. 1997: Growing the Earth's D'' layer: Effect of density variations at the core-mantle boundary. *Geophys. Res. Lett.* **24**, 22, 2749–2752
- KIDO M., ČADEK O. 1997: Inferences of viscosity from the oceanic geoid: Indication of a low viscosity zone below the 660 km discontinuity. *Earth Planet. Sci. Lett.* **151**, 125–137
- LAPLACE P.-S. 1784: Théorie du mouvement et de la figure elliptique des planètes II. Paris
- LI X., KIND R., PRIESTLEY K., SOBOLEV S. V., TILMANN F., YUAN X., WEBER M. 2000: Mapping the Hawaiian plume conduit with converted seismic waves. *Nature* **405**, 938–941
- LORD RAYLEIGH 1916: On convective currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *Phil. Mag.* **32**, 529–546
- LOWRIE W. 2007: Fundamental of Geophysics. Cambridge University Press
- MCKENZIE D. P., ROBERTS J. M., WEISS N. O. 1974: Convection in the Earth's mantle: towards a numerical simulation. *J. Fluid Mech.* **62**, 3, 465–538
- MITROVICA J. X., FORTE A. M. 1997: Radial profile of mantle viscosity: Results of the joint inversion of convection and post-glacial rebound observables. *J. Geophys. Res.* **102**, 2751–2759
- MITTELSTAEDT E., TACKLEY P. J. 2006: Plume heat flow is much lower than CMB heat flow. *Earth Planet. Sci. Lett.* **241**, 202–210
- MONNEREAU M., QUÉRÉ S. 2001: Spherical shell models of mantle convection with tectonic plates. *Earth Planet. Sci. Lett.* **184**, 575–587

- MONTAGUE N. L., KELLOGG L. H., MANGA M. 1998: High Rayleigh number thermo-chemical models of a dense boundary layer in D'. *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2345–2348
- MONTELLI R., NOLET G., DAHLEN F. A., MASTERS G., ENGDAHL E. R., HUNG S.-H. 2004: Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle. *Science* **303**, 338–343
- MORGAN W. J. 1971: Convection plumes in the lower mantle. *Nature* **230**, 42–43
- PELTIER W. R. 1989: Mantle viscosity. *In: Mantle convection: Plate Tectonics and Global Dynamics.* PELTIER W. R. ed., Gordon and Breach, New York, 389–478
- PROUT W. 1834: *Bridgewater Treatises* **8**. W. Pickering, London
- REGENAUER-LIEB K., YUEN D. A. 2000: Fast mechanisms for the formation of new plate boundaries. *Tectonophysics* **322**, 1–2, 53–67.
- SANDWELL D. T., SCHUBERT G. 1980: Geoid height versus age for symmetric spreading ridges. *J. Geophys. Res.* **85**, 7235–7241
- SCHUBERT G., TURCOTTE D., OLSON P. 2001: *Mantle Convection in the Earth and Planets.* Cambridge University Press
- SCHUBERT G., YUEN D. A., TURCOTTE D. L. 1975: Role of phase transition in a dynamic mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* **42**, 705–735
- SHEN Y., SOLOMON S. C., BJARNASON I. TH., NOLET G., MORGAN W. J., ALLEN R. M., VOGFJÖRD K., JAKOBSDÓTTIR S., STEFÁNSSON R., JULIAN B. R., FOULGER G. R. 2002: Seismic evidence for a tilted mantle plume and north-south mantle flow beneath Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.* **197**, 261–272
- SIR NEWTON I. 1687: *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica III, De mundi systemate, Propositio XVIII, XIX (On the system of the world).* Royal Society, London
- SU W.-J., WOODWARD R. L., DZIEWONSKI A. M. 1992: Deep origin of mid-ocean-ridge seismic velocity anomalies. *Nature* **360**, 149–152
- SUETSUGU D., SAITA T., TAKENAKA H., NIU F. 2004: Thickness of the mantle transition zone beneath the South Pacific as inferred from analyses of ScS reverberated and Ps converted waves. *Phys. Earth Planet. Int.* **146**, 35–46
- SÜLE B. 2005: The structure and the surface manifestation of mantle plumes in depth-dependent three-dimensional models. *Acta Geod. Geoph. Hung.* **40**, 1, 89–104
- SÜLE B. 2006: The thermal structure, the topographic and the geoid anomalies of mantle plumes in three-dimensional models. Vienna, European Geosciences Union, EGU06-A-05303, poster
- TACKLEY P. J. 1996: Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles. *J. Geophys. Res.* **101**, 3311–3332
- TACKLEY P. J. 2000a: Mantle convection and plate tectonics: Toward an integrated physical and chemical theory. *Science* **288**, 2002–2007
- TACKLEY P. J. 2000b: Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations, 2. Strain weakening and asthenosphere. *Geochem. Geophys. Geosystems*, **1**, 2000GC000043
- TACKLEY P. J., STEVENSON D. J., GLATZMAIER G. A., SCHUBERT G. 1994: Effect of multiple phase transition in a three-dimensional spherical model of convection in the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.* **99**, 15877–15901
- THOMPSON J. 1882: On a changing tessellated structure in certain liquids. *Proc. Phil. Soc. Glasgow* **13**, 464–468
- TRAVIS B., OLSON P., SCHUBERT G. 1990a: The transition from two-dimensional to three-dimensional planforms in infinite Prandtl number thermal convection. *J. Fluid Mech.* **216**, 71–91
- TRAVIS B., WEINSTEIN S., OLSON P. 1990b: Three-dimensional convection planforms with internal heat generations. *Geophys. Res. Lett.* **17**, 243–246
- TSENN M. C., CARTER N. L. 1987: Upper limits of power law creep of rocks. *Tectonophysics* **136**, 1–26
- TURCOTTE D. L., OXBURGH E. R. 1967: Finite amplitude convective cells and continental drift. *J. Fluid. Mech.* **28**, 29–42
- WADATI K. 1935: On the activity of deep focus earthquakes in the Japan islands and neighborhoods. *Geophysical Magazine* **8**, 305–325
- WEGENER A. 1915: *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane*, Braunschweig
- WILSON T. 1963: A possible origin of the Hawaiian islands. *Canadian J Phys.* **41**, 863–870
- WOLFE C. J., BJARNASON I. TH., VANDECAR J. C., SALAMON S. C. 1997: Seismic structure of the Iceland mantle plume. *Nature* **385**, 245–247
- WOODHOUSE J. H., DZIEWONSKI A. M. 1984: Mapping the upper mantle: Three-dimensional modeling of Earth structure by inversion of seismic waveforms. *J. Geophys. Res.* **89**, 5953–5986