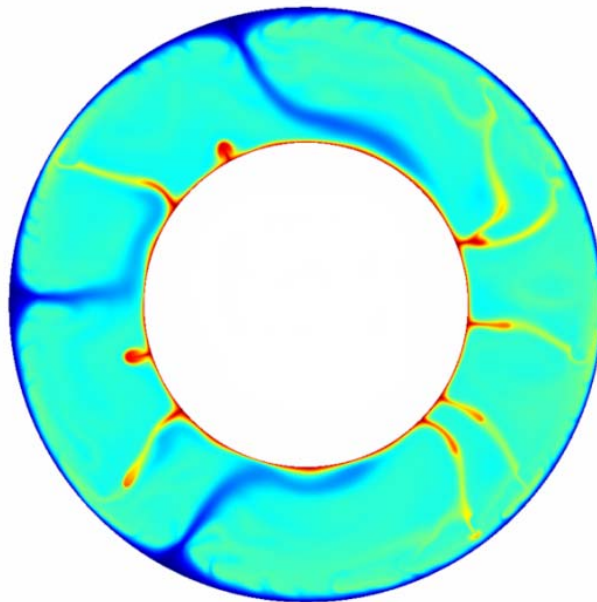


Földköpeny-konvekció dinamikájának és felszíni megnyilvánulásainak numerikus modellezése

A 72665. számú kutatási pályázat
zárójelentése
az OTKA részére

készítette

dr. Lenkey László
dr. Galsa Attila
Herein Mátyás
Süle Bálint



Készült az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszékén
2013. szeptember havában

Tartalomjegyzék

Bevezetés.....	1
Technikai jellegű adatok összefoglalása	1
Eredmények összefoglalása	2
A földköpenyben zajló termikus konvekció geometriájának tanulmányozása	2
I. Kétdimenziós modellgeometriák.....	2
II. Háromdimenziós modellgeometriák	5
A mélységfüggő viszkozitás és a radioaktív hőtermelés hatása a köpenyhőoszlopok dinamikájára	6
Köpeny-hőoszlopok felszíni megnyilvánulásai	10
A köpenybeli 660 km-es mélységben húzódó endoterm fázisátmenet és a köpenylavinák kapcsolata	11
A termokémiai konvekció hatása a köpeny evolúciójára	14
A hőmérsékletfüggő viszkozitás hatása	19
Hivatkozások	22

Bevezetés

A földköpenyben zajló termikus konvekció működésének vizsgálata kulcsfontosságú a lemeztektonikai folyamatoknak, a Föld hűlésének, a Földmag fejlődésének, és a földtörténet során történt nagy kihalások megértésének szempontjából. A földköpeny-konvekció tanulmányozásának legfontosabb eszköze a numerikus modellezés. A konvekciót számos tényező és anyagi paraméter befolyásolja, melyek együttes figyelembe vétele nagy számítógépes kapacitást és hosszú számítási időt igényel. Ez az oka, hogy még nem született olyan modell, amelyik a földköpeny-konvekciót és a lemeztektonikát konzisztens módon, együttesen leírná. A jelen kutatás során a rendelkezésünkre álló számítási kapacitás figyelembevételével a földköpeny-konvekció néhány aspektusának a modellezését tűztük ki célul. A kutatás célja a földköpeny-konvekció hőoszlopainak és a felettük kialakuló felszíni jegyeknek, az alsó-felső köpeny határon található fázisátalakulásnak, és a geometriának a konvekcióra gyakorolt hatásainak a kvantitatív vizsgálata volt numerikus modellezéssel. Továbbá célul tűztük ki a Boussinesq- és a kiterjesztett Boussinesq-approximáció közötti eltérés analízisét, azaz, hogy az adiabatikus kompressziós munka és a viszkózus disszipáció hatásának figyelembevétele, hogyan módosítja a hőoszlopok fizikai tulajdonságait.

A paraméterek szisztematikus változtatásával és az áramlási tér jellemzőinek kvantitatív vizsgálatával arra kerestük a választ, hogy az egyes paraméterek, illetve fizikai folyamatok milyen csatolásokon keresztül és milyen mértékben befolyásolják a létrejövő áramlási teret. Ilyen paraméterek voltak a Rayleigh-szám, az alsó-felső köpeny fázisátalakulására jellemző Clapeyron-görbe meredeksége, a viszkozitás mélység- és hőmérsékletfüggését leíró paraméterek, a D'' réteg relatív sűrűség-növekedése, a geometria jellemzői, stb. Az egyes részproblémák vizsgálata során kapott eredményeket külön összefoglalásban mutatjuk be.

Technikai jellegű adatok összefoglalása

A kiterjesztett Boussinesq-approximáció vizsgálatának kivételével a kutatást a munkaterv szerint végeztük. A Boussinesq-approximáció helyett a termokémiai konvekciót és a viszkozitás hőmérsékletfüggésének hatását vizsgáltuk, mert ezek szerepe lényegesen nagyobb a konvekció szerkezetének kialakításában, mint a kompressziós munka és viszkózus disszipáció. A kutatás azért ment ebbe az irányba, mert ezeket a témákat szakdolgozati témaként is kiírtuk, és az eredmények meggyőztek arról, hogy érdemesebb ezekkel foglalkozni, mint az eredetileg vizsgálni szándékozott kiterjesztett Boussinesq-approximációval.

A számításokat több gépen és hálózaton végeztük: a jelen pályázat támogatásából vett Intel szerveren (8 cpu) és az ELTE ATLASZ klaszterén (600 cpu). Az Intel szerveren a Comsol Multiphysics programot, az ATLASZ-on a Cserepes professzor által írt programot [Cserepes és mtsai., 1988] használtuk. A 660 km mélységben húzódó fázisátmenet konvekciós modellezésénél komoly technikai kihívást jelentett a számítások hatékony elvégzése. Az eredetileg Cserepes professzor által írt CMPH programkódot [Cserepes és mtsai., 1988] tesztelés és némi módosítás után sikeresen alkalmaztuk MPI (MPICH2 típus) futtatásokra - igazodva a nemzetközileg is alkalmazott eljáráshoz -, mely az eddigieknél jóval hatékonyabb és teljesen párhuzamosított futtatásokat tett lehetővé az ELTE ATLASZ klaszterén. Kiemelendő, hogy az eredetileg szekvenciálisan futtatott kódverzióhoz képest az MPI alapú kód számítási sebessége valamivel több, mint a tízszeresére emelkedett. Esetünkben ez azt jelenti, hogy egy részletes 3D köpeny-konvekciós szimuláció jellemző számítási ideje az eddigi 1-2 hónapról néhány napra módosult. Természetesen az időbeli viselkedés tanulmányozása még így is hónapokat emésztett fel. Ugyanakkor az ATLASZ

folyamatos fejlesztésének köszönhetően 2011 végétől már ~40 modellt futtathattunk egy időben. 2011-ben az Intel szerver winchestere tönkrement és az egyetemen fennálló számítástechnikai beszerzési stop miatt fél évig tartott, míg újat tudtunk venni. A számítások egy része ez idő alatt szünetelt, ezért a pályázat lejártát egy évvel meghosszabbítottuk.

A kutatást a pályázatban nevesített kutatókkal és doktoranduszokkal végeztük. A munkát több diák: Farkas Márton Pál, Kuslits Lukács, Lőrincz Kinga, Szabó Brigitta és Taller Gábor segítették, akik a szakdolgozatukat valamelyik résztémából írták. A kutatási eredményeiket OTDK konferenciákon is bemutatták, 2013-ban Farkas Márton Pál és Kuslits Lukács első helyezést értek el. Pályázatban részt vevő kollégánk, Herein Mátyás, doktori dolgozatát 2013. szeptemberében nyújtja be az ELTE-n. Dolgozatának eredményei a jelen pályázat folyamán végzett kutatásokból születtek.

Az eredményeket két, impakt faktoralal rendelkező külföldi folyóiratban és két Magyar Geofizika számban jelentettük meg, illetve számos konferencián adtuk elő. A plumdetektálás és a termokémiai konvekció eredményeit bemutató cikkek írása folyamatban van. Ezeket szintén külföldi folyóiratokban szándékozunk megjelentetni (Physics of Fluids és GRL).

A pályázat futamideje során kapott pénzügyi támogatást a terveknek megfelelően használtuk fel: egy nagy számítási kapacitású Intel szervert vettünk a munka kezdetén, amely nélkül a feladatokat nem tudtuk volna elvégezni. A támogatás többi részét szoftver megújításra és támogatásra költöttük, valamint részt vettünk a két évente megrendezésre kerülő köpeny konvekcióval és litoszféra dinamikával foglalkozó konferenciákon.

Eredmények összefoglalása

A földköpenyben zajló termikus konvekció geometriájának tanulmányozása

I. Kétdimenziós modellgeometriák

A termikus konvekciót leíró parciális differenciálegyenlet-rendszer megoldására a Boussinesq-közelítést [Chandrashekar, 1961] alkalmaztuk (1-3). Ilyen esetben a sűrűséget mindenhol állandónak vesszük, kivéve a Navier-Stokes egyenletben szereplő tömegerő tagot. A modellekben a legegyszerűbb feltevéseket alkalmaztuk: homogén köpeny, izovizkózus, alulról (Földmag) fűtött eset. Az (1-3) egyenleteket végesesemes módszerrel oldottuk meg derékszögű és nem derékszögű modelltartományon. A teszteredmények és a derékszögű modelltartományon kapott eredmények nagyon pontos egyezést mutattak az összehasonlítható tanulmányok eredményeivel [Blankenbach és mtsai., 1989].

$$\frac{\partial(u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$0 = -Ra \delta T e_i - \frac{\partial \delta p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2}. \quad (3)$$

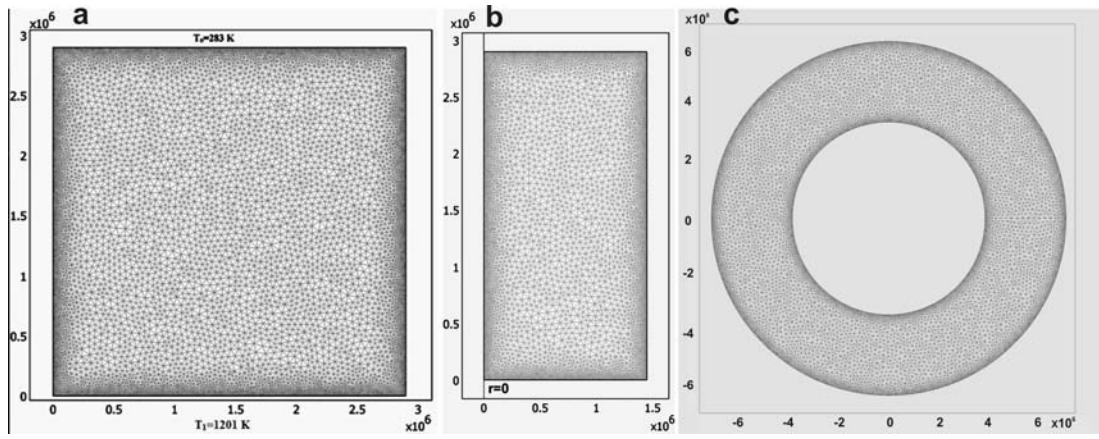
Az egyenletek a kontinuitási (1), a Navier-Stokes (2), valamint a hőtranszport egyenlet (3).

Fenti dimenziótlan egyenletrendszerben u_i a sebességet, x_i a helykoordinátát, T a hőmérsékletet, p a nyomást, η a viszkozitást, míg Ra a Rayleigh-számot jelöli. A Rayleigh-szám (4) definíció szerint a köpenybeli felhajtóerő és viszkozus erőhatás arányát méri:

$$Ra = \frac{\rho_0 \alpha g \Delta T D^3}{\kappa_0 \eta_0} . \quad (4)$$

(4) egyenletben a ρ_0 a köpeny sűrűségét, α a hőtágulást, g a nehézségi gyorsulást, ΔT a köpeny alja és a felszín közötti hőmérsékletkülönbséget, D a köpeny vastagságát, κ_0 a hődiffuzivitást, míg η_0 a viszkozitást jelöli.

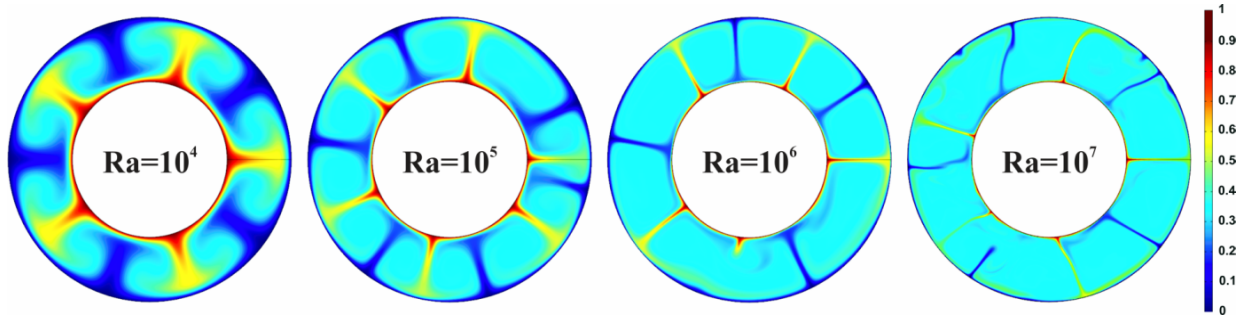
A szisztematikus szimulációkat kétdimenziós derékszögű, henger, valamint a valós köpenygeometriát vizuálisan jól közelítő hengergyűrű modelltartományon végeztük. Minden modellszámítást a Comsol Multiphysics [Zimmerman, 2006] programmal végeztünk, mely lehetővé tette a többféle modellgeometria viszonylag flexibilis kezelését. Az 1. ábrán a modellgeometriák véges elemes felbontása látható.



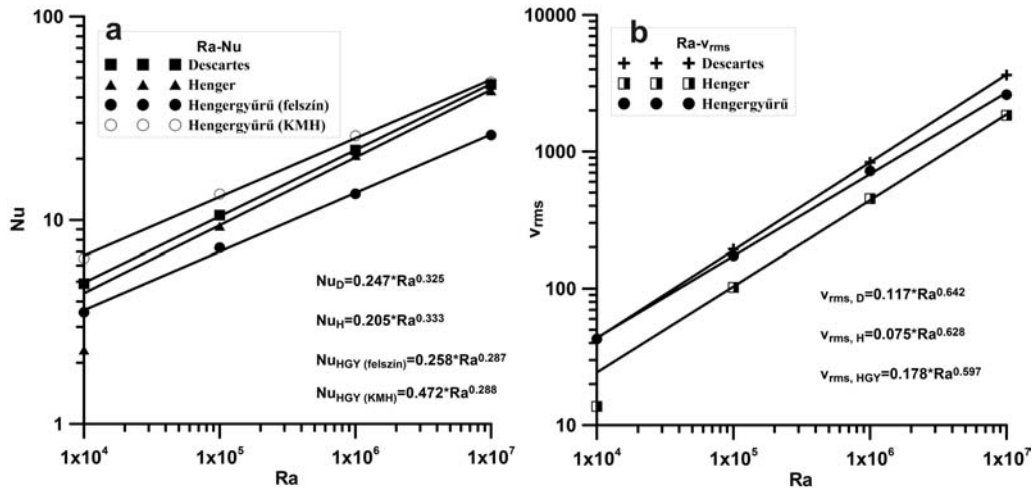
1. ábra A derékszögű (a), a henger alakú (b), valamint a hengergyűrű (c) modelltartomány véges elemes felbontása. A távolságok méterben értendők. A rétegek vastagsága mindegyik esetben megegyezik a földköpeny vastagságával. Hengergyűrűnél a belső sugár a földmag sugarának felel meg.

A modellezés során a Rayleigh-szám minden geometria esetében (Ra) 10^4 és 10^7 között változott. Érdekes viszonylag széles tartományban megvizsgálni a Rayleigh-szám hatását, hiszen annak köpenybéli értéke nem ismert pontosan. A 2. ábrán a földköpeny arányait leginkább közelítő hengergyűrű geometria esetén kialakult termikus konvekciós áramlás pillanatfelvétele látható. Egyértelmű, hogy növekvő Ra értékek mellett a fel- és leáramlások (piros és kék színnel jelölve) mindinkább dinamikusabbak, változékonyabbak, a valós földköpenyt megközelítő esetben ($Ra=10^7$) az áramlás időben erősen változó, „kaotikus” jelleget ölt. A termikus határréteg elmélet állítása, mely szerint Ra fokozásával a határrétegek elvékonyodnak, hengergyűrű geometriában is helytálló.

A különböző modellgeometriákat összehasonlítottuk egymással. Kiemelendő eredmény, hogy a geometriától függetlennek bizonyult a derékszögű modellgeometria feltételezésével a határréteg elméletből [Turcotte és Oxburgh, 1967] levezetett összefüggés, miszerint a felszíni hőáram Ra közelítőleg 1/3-ik, az átlagnégyzetes sebesség Ra közelítőleg 2/3-ik hatványával nő. Természetesen adott Ra mellett a konkrét hőáram (Nusselt-szám), átlagsebesség és átlagos cellahőmérséklet értékek a geometriától függenek: a legnagyobb értékek derékszögű geometria esetén tapasztalhatók. Adott sebesség mellett a legtöbb hőt (legmagasabb Nusselt-szám) a henger geometriájú áramlás képes a felszínre szállítani (3. ábra).

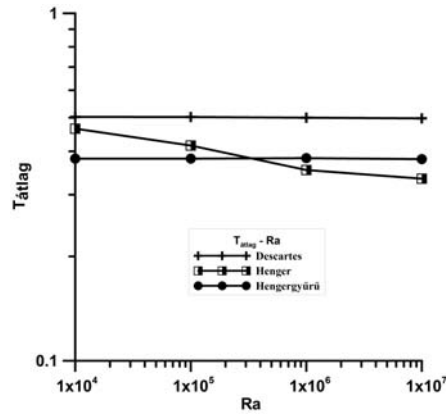


2. ábra A hőmérséklettér pillanatképe hengergyűrű geometriában különböző Rayleigh-számok mellett. Stacionárius végállapot: (a) $Ra=10^4$, nemstacionárius végállapotok: (b) $Ra=10^5$, (c) $Ra=10^6$, (d) $Ra=10^7$.



3. ábra. (a) A Nusselt-szám és (b) az átlagnégyzetes sebesség a Rayleigh szám függvényében különböző modellgeometriák esetén. A nem stacionárius megoldások esetén a számított paraméterek időbeli szórása a szimbólum nagyságrendjébe esik.

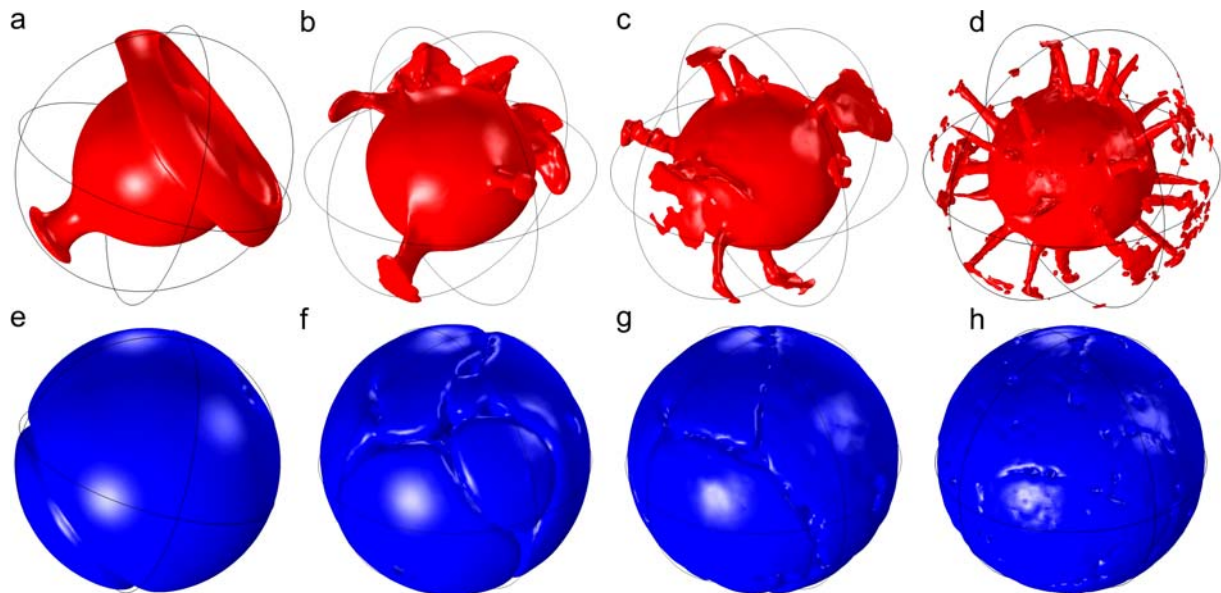
Az átlagos dimenziótlan cella-hőmérséklet a szimmetrikus geometriájú derékszögű modelltartomány esetén 0,5-nek adódott, míg henger és hengergyűrű modellgeometria esetén ennél kisebb (4. ábra). Fontos eredmény, hogy a hidegebb cella az áramlások — geometria által meghatározott — aszimmetriájából következik. Henger geometria esetén a központi felszálló meleg áramlás felülete kisebb, mint a palást menti hideg leáramlás felülete, hengergyűrű esetén pedig a külső, hűtött felület nagyobb a belső, fűtött felületnél.



4. ábra Dimenziótlan átlaghőmérséklet és a Rayleigh-szám kapcsolata a vizsgált modellgeometriák esetében. A henger geometriájú áramlásban Ra növekedésével bekövetkező határrétegek elvékonyodása a hűtött külső felület növekedését és a belső fűtött felület csökkenését eredményezi, ezért a cella átlaghőmérséklete csökken.

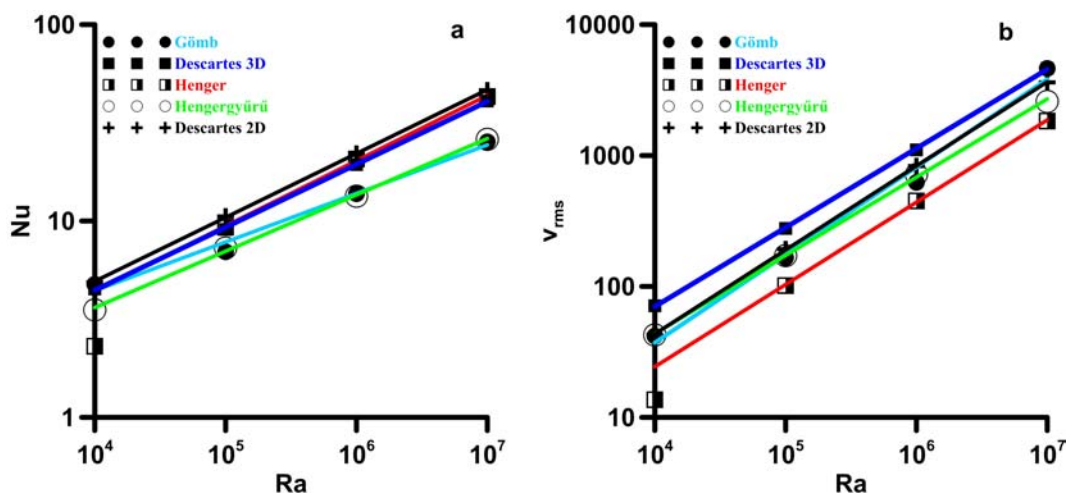
II. Háromdimenziós modellgeometriák

Fentiekhez hasonlóan szintén a Boussinesq közelítést alkalmazva végeztük el a számításokat gömbi és háromdimenziós Descartes geometriákban. A kialakuló áramlás dinamikáját itt is a Rayleigh-szám szabja meg. A dinamika hatását (Ra) mutatja az 5. ábra gömbi geometriában. Egyértelműen látszik, hogy növekvő Rayleigh-számok felé haladva a köpenyhőoszlopok (piros) elvékonyodnak és a leáramlási szerkezetek (kék) is egyre keskenyebb élesebb formákat alkotnak. Ugyanakkor a dinamika növekedésével egyre több fel/le áramlás indul meg, azaz a hőoszlopok és leáramlások száma Ra -val növekszik. A valós köpenyhez vélhetően legközelebb álló esetben (5.d) az áramlási formák igen erős időfüggést mutatnak.



5. ábra. Dimenziótlan hőmérséklettér pillanatképei, háromdimenziós gömbi modelltartományon. (a) (e) $Ra=10^4$, (b) (f) $Ra=10^5$, (c) (g) $Ra=10^6$, (d) (h) $Ra=10^7$. A meleg feláramlások (pirossal) $T=0,7$ dimenziótlan hőmérséklet felületeket, míg a hideg leáramlások (kézzel) a $T=0,3$ hőmérsékletet követik. A vékony fekete vonalak a Föld felszínét jelölik. A gömbök sugara a Föld átlagsugarával (6371 km) egyezik meg.

Ha összevetjük a különböző két, illetve háromdimenziós modellgeometriákat azt tapasztaljuk, hogy a határréteg elmélet mindenütt teljesül, tehát a felszíni hőáram $\sim Ra^{1/3}$ és a sebességek $\sim Ra^{2/3}$. Egyedül a gömbi és hengergyűrű geometriák mutatnak némi eltérést. Ennek oka, hogy ezen geometriákban a fűtött és hűtött felületek aránya (felszín-földmag) nem egyezik meg, hanem a valós Földhöz közelít (6. ábra).



6. ábra Nusselt-szám (a) és az átlagnégyzetes sebesség (b) időben átlagolt értékei és a Rayleigh-szám kapcsolata gömbi, Descartes 3D, Descartes 2D, henger valamint hengergyűrű modellgeometriák esetén. A számított paraméterek időbeli szórása a szimbólumok nagyságrendjébe esik.

Összességében elmondható, hogy a két, illetve háromdimenziós számítások megmutatták, hogy a geometriának van hatása a kialakuló áramlásra. A hengergeometria jó választás az individuális hőoszlopok tanulmányozására, hiszen a hőoszlopok is hengeres szerkezetűek, amit a gömbi modellezés is igazol. Fontos megfigyelés, hogy azonos feltételek esetén a henger geometria teszi lehetővé a leghatékonyabb hőtranszportot. Kimutattuk, hogy az eredetileg kétdimenziós Descartes rendszerre kidolgozott határréteg elmélet elfogadható módon minden geometriában érvényben marad.

A különböző geometriák mellett kialakuló áramlások modellezése elsősorban számunkra volt hasznos, mert ezeken keresztül teszteltük a Comsol Multiphysics programot.

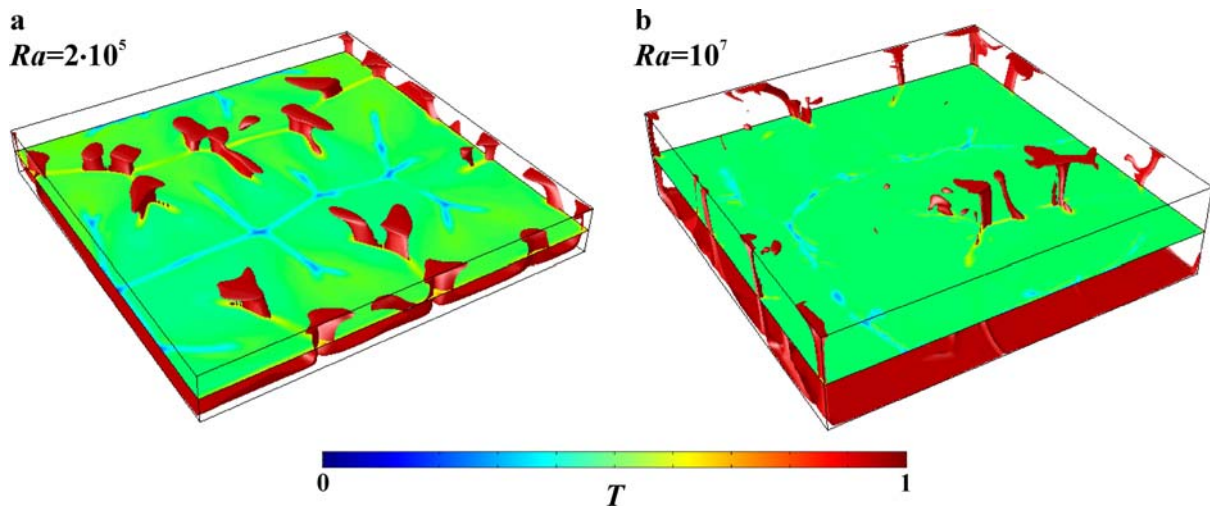
Fenti eredményeinket a Magyar Geofizikában [Herein és mtsai., 2008], továbbá az EarthDoc Journal of the Balkan Geophysical Society lapjában [Herein, 2011] publikáltuk.

A mélységfüggő viszkozitás és a radioaktív hőtermelés hatása a köpenyhőoszlopok dinamikájára

A kutatási tervben vállaltaknak megfelelően kifejlesztettünk egy olyan numerikus algoritmust, mely alkalmas a köpenyben zajló termikus konvekcióban kifejlődő áramlások monitorozására. A módszer lényege, hogy a környezeténél melegebb feláramlásokat, illetve hidegebb leáramlásokat hőmérsékletanomáliájuk révén azonosítja, lokalizálja. Ezután már számíthatóak a modellben kifejlődő köpenyoszlopok tetszőleges paraméterei akár a földköpenyre jellemző heves, kaotikus áramlási rendszerben is.

A globális áramlásra gyakorolt három legfontosabb paraméter részletes hatásvizsgálatát végeztük el, úgymint a Rayleigh-szám, a mélységfüggő viszkozitás, illetve a belső radioaktív hőtermelés. A szimulációkat háromdimenziós modelldobozban végeztük, a hőszlop-detektáló algoritmust a Cserepes kódba [Cserepes és mtsai., 1989] szubrutinként építettük be. A numerikus modellezés során a következő hőszlop-dinamikai paramétereket monitoroztuk: a hőszlopok átmérője, átlagos hőmérséklete, vertikális és horizontális sebessége, száma, valamint a hőszlopok advekciónal szállított hőmennyisége.

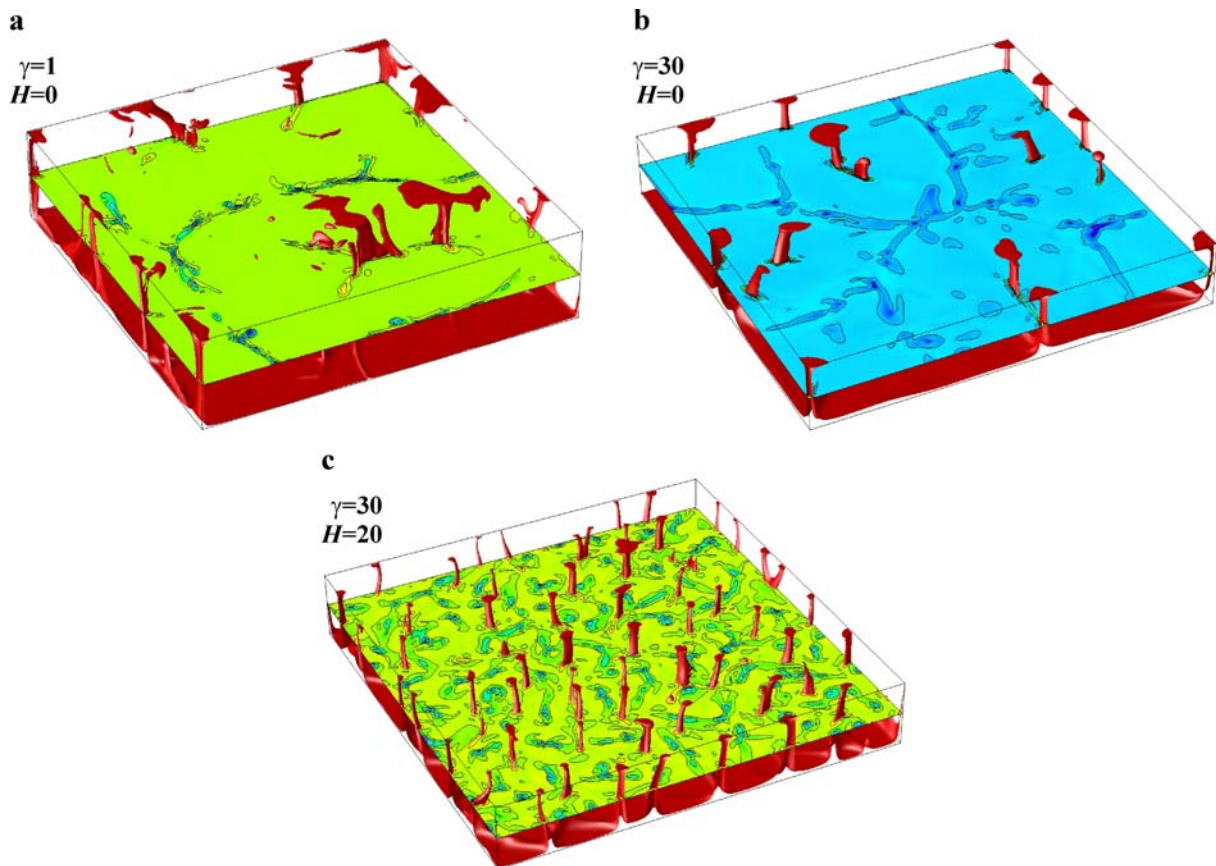
Az eredményeket röviden összefoglalva megállapítható volt, hogy izoviskózus, belső hőtermelést nem tartalmazó esetben a Rayleigh-szám (Ra) — azaz a termikus felhajtóerő és a viszkózus erő hányadosa — növeli a konvekció hevességét. Ezáltal a hőszlopok keresztmetszete csökken ($Ra^{-2/3}$), vertikális sebessége nő ($Ra^{2/3}$), míg átlagos hőmérséklete független Ra -tól (7. ábra). Mindez azt jelenti, hogy egy egyedi hőszlopban mind a tömeg-, mind a hőtranszport független a Rayleigh-számtól. Mivel a hőszlopok száma nő a konvekció hevességével ($Ra^{1/3}$), ez a magyarázata a termikus határréteg-elméletben [Turcotte és Oxburgh 1967] annak, hogy a felszíni hőáram emelkedik ($Ra^{1/3}$). Továbbá a Rayleigh-szám befolyásolja mind a felszíni hőáram, mind a hőszlopokban szállított hő időbeli viselkedést. A felszíni hőáram és az áramlás vertikális sebességének idősorainak spektrális analízisével megállapítottuk, hogy a vizsgált mennyiségek karakterisztikus frekvenciája ugyancsak $\sim Ra^{2/3}$ szerint nő. A domináns frekvenciához tartozó idő nagyobb, mint a hőszlop felemelkedéséhez szükséges idő, de kisebb, mint egy teljes konvekciós ciklusra jellemző idő. A felszíni hőáram és a hőszlopokban szállított hő idősorainak korrelációja megmutatta, hogy az idősorok közötti késés oka a hőszlopokban fellépő hőszállítás és a felső termikus határrétegben (THR) fellépő hővezetés [Lenkey és Galsa 2009].



7. ábra. A kvázistacionárius hőmérsékleteloszlás pillanatképe (a) $Ra=2 \cdot 10^5$ és (b) $Ra=10^7$ értéke mellett. A feláramlásokat meleg izotermafelület (piros), a hőmérsékleteloszlást félmélységbeli metszet jelöli.

A felszíntől a Föld magjáig haladva a nyomás mintegy 130 GPa értékig nő, melynek gyakorlatilag minden fizikai paraméterre hatása van. A viszkozitás a köpenynek azon paramétere, mely ennek hatására legerőteljesebben reagál (véltetően 1–2 nagyságrendet nő [Mitrovica és Forte 2004]), és közvetlenül befolyásolja a köpenybeli áramlási rendszert. Ezért egy köpenyre jellemző Rayleigh-szám mellett ($Ra=10^7$) megvizsgáltuk a mélységgel

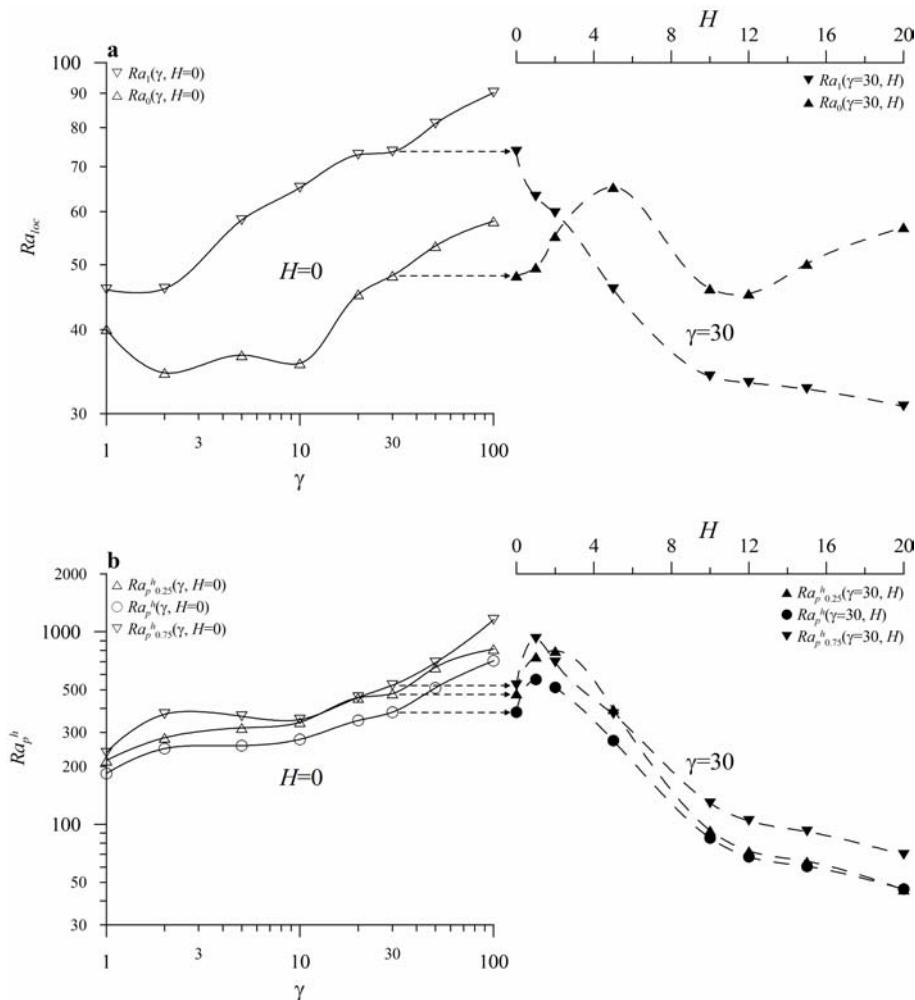
exponenciálisan növekvő viszkozitás hatását a köpenyoszlopok dinamikájára. A viszkozitáskontrasztot, mely a köpeny alján és tetején lévő viszkozitás hányadosa, $\gamma=1$ és 100 között változtattuk. Megállapítottuk, hogy a viszkozitáskontraszt növelésével a konvekció lelassul, különösen a mélyebb tartományokban, a felszíni hőáram csökken, a köpeny lehül. A hidegebb köpeny termikus értelemben erőteljesebb alsó termikus határrejteget eredményez, mely kevesebb, szélesebb, lassabb és nagyobb hőmérsékletanomáliával bíró hőoszlopot formál (8. ábra). A skálaanalízis bizonyítja, hogy a felszíni hőáramot γ növelésével mindinkább a köpenyoszlopokban szállított hő irányítja, valamint a köpenyoszlopok megnövekvő karakterisztikus távolsága becsülhető az impulzusmegmaradást leíró egyenletből. Az idősorok korrelációja alátámasztja, hogy az alsó THR a felemelkedő erőteljes hőoszlopokon keresztül dominálja mind a felszíni hőáramot, mind a teljes konvekciós rendszert.



8. ábra. A kvázistacionárius hőmérsékleteloszlás pillanatképe $Ra=10^7$ értéke mellett (a) izoviszkozus, belső hőtermelést nem tartalmazó ($\gamma=1$, $H=0$), (b) mélységgel növekvő viszkozítású, belső hőtermelést nem tartalmazó ($\gamma=30$, $H=0$) és (c) mélységgel növekvő viszkozítású, belső hőtermelést tartalmazó ($\gamma=30$, $H=20$) esetben. A színskála ugyanaz, mint az 1. ábránál.

A köpeny esetét jól közelítő $\gamma=30$ viszkozitáskontraszt mellett megvizsgáltuk a radioaktív hőtermelés hatását is úgy, hogy a dimenzióatlan belső fűtés értékét fokozatosan $H=0$ -ról 20-ra emeltük. Utóbbi érték mintegy kétszerese lehet a köpenyben jelenlévő radioaktív anyagokból származó hőtermelésnek [Breuer és Spohn 1993, Jaupart és mtsai.

2007]. A belső hőtermelés — ellentétben a mélységgel növekvő viszkozitással — felmelegítette a köpenyt, és megnövelte a felszíni hőáramot. A megnövekedett átlaghőmérséklet gyengítette az alsó THR-et, mely így több, lassabb, vékonyabb és kisebb hőmérsékletanomáliával bíró hőoszlopot produkált (8. ábra). Ennek megfelelően a felszíni hőáramot mind kevésbé a meleg köpenyoszlopok táplálják. A gyengülő alsó THR mindinkább veszít a konvekciót domináló azon szerepéből, melyet a mélységgel növekvő viszkozitás felépített. A hőoszlop-detektáló algoritmus lehetőséget nyújtott arra, hogy ne csak a konvencionálisan használt globális Rayleigh-számot, vagy az alsó, illetve felső THR-re vonatkoztatott lokális Rayleigh-számot számítsuk, hanem közvetlenül a hőoszlopokra — mint vertikális THR-ekre — jellemző Rayleigh-számot is. A 9. ábra számszerűsíti, hogy γ növelésével az alsó THR megerősödik, azaz a rá jellemző Rayleigh-szám (Ra_1) felülmúlja a felső határretegét (Ra_0). Azonban a belső hőtermelés ellentétes hatást vált ki, felfűti a köpenyt, így a felső THR-et erősíti az alsó ellenében. Mindez még egyértelműbben látszik a felemelkedő meleg hőoszlopok esetében. A meleg hőoszlopokra jellemző Rayleigh-szám (Ra_p^h) minden mélységben ($z=0,25, 0,5$ és $0,75$) jól követi a forrástartományára, az alsó THR-re jellemző trendet [Galsa és Lankey 2009].



9. ábra. A mélységgel növekvő viszkozitás és a belső hőtermelés hatása (a) a felső (Ra_0) és az alsó (Ra_1) termikus határretegére vonatkozó, illetve (b) a meleg köpenyhőoszlopokra vonatkozó lokális Rayleigh-számra.

Köpeny-hőoszlopok felszíni megnyilvánulásai

Szisztematikus, háromdimenziós modellsorozatban vizsgáltuk a Rayleigh-szám, a mélységfüggő viszkozitás, a hőmérséklet- és mélységfüggő viszkozitás hatását a kifejlődő hőoszlopok hőmérséklet-anomáliájára és a hozzájuk kapcsolódó felszíni jegyekre (topográfia és geoid). A Rayleigh-szám 10^5 és $5 \cdot 10^7$ között változott, a mélységfüggő viszkozitású modellek esetén a viszkozitás különböző mértékben nőtt a mélységgel exponenciálisan, valamint tanulmányoztuk a litoszféra (nagy viszkozitású réteg a modelltartomány tetején), asztenoszféra (kis viszkozitású réteg a felszín alatt) és D" réteg (kis viszkozitású réteg a modelltartomány alján – a köpeny-mag határon) külön-külön és együttes hatását. A hőmérséklet- és mélységfüggő viszkozitású modellek esetén a viszkozitás 5, 10, 100-szorosára változott exponenciálisan a mélységgel, míg a hőmérséklet növekedésével 2, 5, 10, 100-ad részére csökkent exponenciálisan.

Az általunk alkalmazott Boussinesq-közelítés mellett a hőoszlop belsejében a hőmérséklet nem változik jelentősen a különböző modellek esetén, a környezetéhez viszonyított hőmérséklet anomália inkább a konvekciós cella belsejének hőmérsékletétől függ. A mélységgel növekvő viszkozitás esetén, a mélyebben levő nagy viszkozitású tartományban a sebesség lecsökken, az alsó határréteg vastagabb lesz, a felszíni hőáram csökken, a konvekciós cella belseje lehül, azaz megnövekszik a hőoszlop hőmérsékleti anomáliája. A nagyobb viszkozitás-kontraszt a modelltartomány alsó és felső határa között nagyobb anomáliához vezet. A litoszféra és D" réteg funkciójában megerősíti a megfelelő határréteget, azaz az alsó határrétegben a kis viszkozitású réteg következtében megnő a sebesség és a nagyobb hőáram felfűti a cella belsejét. Analóg módon a felső nagy viszkozitású réteg lecsökkenti a kimenő hőfluxust, ezáltal szintén növeli a cella belső hőmérsékletét. Az asztenoszféra hatása (alacsony viszkozitású réteg a felső részen) a litoszféráéval ellentétes. A viszkozitás hőmérséklettől való függésének bevezetése, ill. növelése szintén a hőoszlop hőmérsékleti anomáliáját csökkenti. A viszkozitás ebben az esetben nem bemenő paraméter, hanem a modellezés során kialakul egy háromdimenziós eloszlása, melynek horizontális átlaga a mélység függvényében a Földéhez hasonló, azaz először csökken az értéke (mint az asztenoszféra esetén), majd nőni kezd és az alsó határrétegben ismét lecsökken (D" réteg). Ezekben a modellekben a hőoszlop anomáliája nem ér el olyan alacsony (a Földét közelítő) értékeket, mint azokban a mélységfüggő modellekben ahol a jellemző viszkozitású rétegek előírt módon adóttak. Ennek az az oka, hogy a valóságban a hőmérséklet hatására a viszkozitás nem egy-két nagyságrenddel változik, ezt azonban numerikus nehézségek miatt nem sikerült reprodukálni. A Rayleigh-számnak általában nincs jelentős szerepe adott viszkozitásvizonyok mellett a hőoszlop hőmérsékleti anomáliájára, azonban azokban az esetekben, ahol a hőmérsékletfüggés által okozott kontraszt egyenlő vagy erősebb, mint a mélységfüggés, nagyobb Rayleigh-szám kisebb anomáliát eredményez [Kozlovsky és mtsai., 2010].

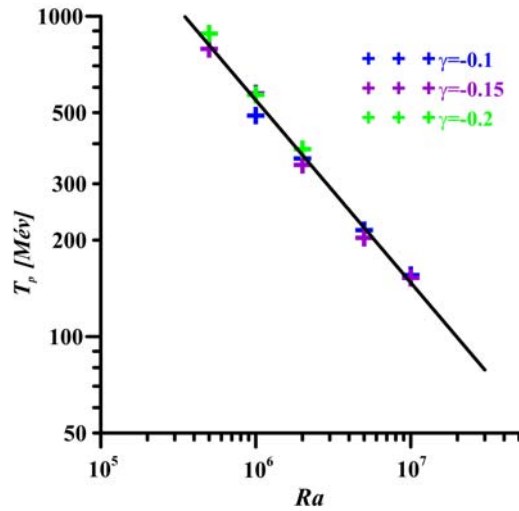
A hotspotok fontos jellemzője a topografikus kiemelkedés és a hozzá kapcsolódó pozitív geoid anomália. Ezek helye magyarázatához elengedhetetlen a feláramlások (hőoszlopok) dinamikai hatásának figyelembe vétele. A Rayleigh-szám növelésével csökken a topográfia nagysága. A modelltartomány alja és teteje közti viszkozitáskontrasztnak nincs nagyobb hatása a kiemelkedésre, azonban a különböző viszkozitásrétegek csökkentik azt, különösen a nagyobb feszültséget fenntartani nem képes alacsony viszkozitású asztenoszféra. Azonban a mélységfüggő modellekben még így is jóval nagyobb a kiemelkedés, mint a hotspot hátságok magassága, a helyes modellezéshez szükség van a viszkozitás hőmérsékletfüggésének figyelembevételére. Ezekben az esetekben a hőoszlop meleg anyagának jóval kisebb a viszkozitása, mint a környezetéé, így sokkal kisebb feszültség fenntartására alkalmas.

A hőoszlopokhoz kapcsolódó geoid anomália két részből adódik össze. Egyrészt a topográfia pozitív, másrészt a hőoszlop a környezeténél melegebb anyaga negatív hatásából. Ha az áramlási cella belseje hideg, azaz nagy a hőoszlop hőmérsékleti anomáliája, az eredő geoid negatív lesz. Ez az eset áll fenn, ha erősen növekszik (100-szoros faktoral) a mélységgel a viszkozitás. Ez a helyzet nem változik kisebb hőmérsékletfüggés esetén sem, azonban erősebb hőmérsékletfüggés (100-szoros faktor) és nagy Rayleigh-szám mellett ismét a hőoszlop felett alakul ki pozitív geoid, ahogy az Föld esetében is jellemző.

A köpenybeli 660 km-es mélységben húzódó endoterm fázisátmenet és a köpenylavinák kapcsolata

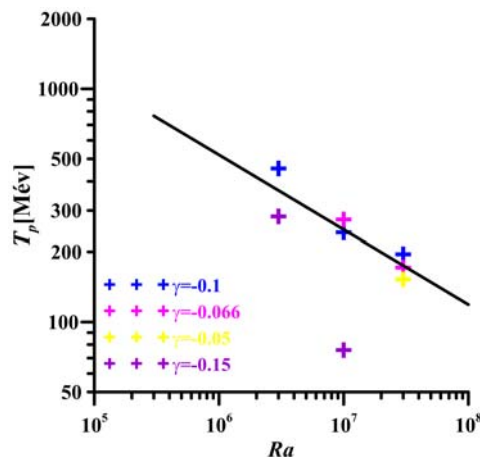
A 660 km-es mélységben lévő endoterm fázisátmenet termikus konvekcióra gyakorolt gátló mechanizmusa már évtizedek óta ismert [pl. Christensen és Yuen, 1985]. Ugyanakkor a fázisátmenet erősségének nagysága mai napig vitatott, így kézenfekvő részletes, szisztematikus modellezéssel vizsgálni a fázisátmenet erősségének (Clapeyron-görbe meredeksége γ) és a dinamikának (Ra) a köpenykonvekcióra gyakorolt együttes hatását. Továbbá érdekes és eddig még nem vizsgált jelenség a fázisátmenet miatt létrejövő köpenylavinák időbeli fejlődésének vizsgálata. A fázisátmenetet is tartalmazó termikus konvekció jelenségét leíró differenciálegyenleteket terjedelmi okokból itt nem közöljük, ezek megtalálhatók pl. Schubert és mtsai. [1975] alaptanulmányában.

Hozzávetőlegesen 100 kétdimenziós modellt vizsgáltunk meg. Ezek alapján kijelenthetjük, hogy a Rayleigh-szám egyértelműen befolyásolja a fázisátmenet szigetelő képességét. Kimutattuk, hogy növekvő Rayleigh-számok esetében egyre erősebbé válik a fázisátmenet hatása, azaz a köpeny egyre inkább rétegzetten viselkedik, kétréteges konvekció alakul ki. Nagyon erős fázisátmenetek esetében (-9 MPa/K) viszont a Rayleigh-számtól függetlenül kizárólag kétrétegű konvekció lehetséges. Bebizonyosodott, hogy minél nagyobb a rétegzettség foka annál inkább lehül a felső köpeny és ezzel párhuzamosan felmelegszik az alsó. Ezt a jelenséget jól szemléltetik a felső és alsó köpenyre számított átlagnégyzetes sebességek is, továbbá a hőmérséklet-mélység görbék is. A programba beépítettünk egy tömeg fluxus számítására alkalmas eljárást, melynek segítségével a rétegzettség hatása jól merhetővé vált. Ezzel egyértelműen kimutattuk, hogy $\gamma < -9$ MPa/K fázisátmenetek esetében jellemzően kis Rayleigh-számok ($< 10^6$) mellett az áramlás jellege egyrétegű, míg ezen határ felett egyre inkább a rétegzettség a meghatározó. Az idősorok elemzésével sikerült kimutatnunk hirtelen létrejövő, nagy anyagmennyiséget szállító köpeny-lavinákat, összesen 12 modell esetében. A lavina jelenségek jellemzően közepesen erős fázisátmeneti tartományon jelentkeznek ($0 < \gamma < -6$ MPa/K). Az idősorok Fourier-transzformációja (FFT) után kiszámítottuk a lavinákat jellemző karakterisztikus periódus időket. Az eredményekből egyértelműen kitűnik, hogy a lavinák periódusideje erősen függ a Rayleigh-számtól, míg érdekes módon nem, vagy csak kevéssé függ a fázisátmenet erősségétől. A lavinák karakterisztikus ideje hatvány függvény szerint csökken a növekvő Rayleigh-számmal, $T_p \sim C \cdot Ra^{-0.57}$. Érdekes új eredmény, hogy nagy Rayleigh-számok esetében ($Ra \sim 10^7$) a lavinák periódusideje kb. 100 millió év, mely igen jól összevethető globális folyamatokkal, pl. lemeztectonikai sebességekkel. A 10. ábrán a köpenylavinák karakterisztikus ideje és a dinamika (Ra) közötti kapcsolata látható.



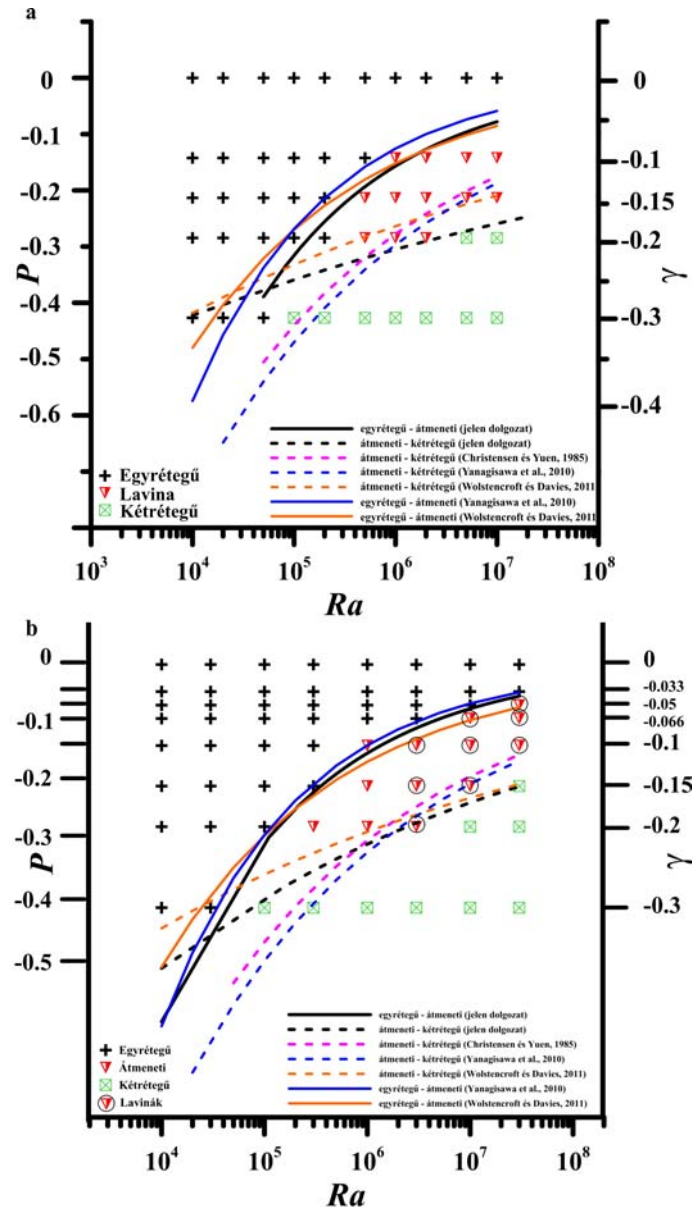
10. ábra. A Rayleigh-szám (Ra) és a köpenylavinák karakterisztikus idejének (T_p) kapcsolata, különböző erősségű fázisátmenetek mellett, kétdimenziós modellek esetében.

A kétdimenziós számítások után 2012-ben a háromdimenziós számításokat is elvégeztük. Az eredmények nagyban hasonlítanak a kétdimenzióban kapottakhoz. Alapvetően a köpeny háromdimenzióban is képes teljesen szeparálódni, ehhez azonban erős (-9 MPa/K) fázisátmenetre van szükség. Gyenge fázisátmenetek esetében kialakul az egyréteges konvekció. Az átmeneti tartomány egy részén ezúttal is köpenylavinák jelennek meg. Elsőként sikerült kimutatnunk a háromdimenziós köpenylavinák periodikus természetét, kiszámítottuk a rájuk jellemző karakterisztikus időket (T_p), melyek elsősorban a Rayleigh-számtól függenek, $T_p \sim C \cdot Ra^{-0,321}$. Megfigyelhető, hogy a karakterisztikus idő hirtelen csökkenést mutat $\gamma = -0,15$ (-4,5 MPa/K) és $Ra = 10^7$ esetében (11. ábra). Ennek magyarázata lehet, hogy az erősödő fázisátmenet egyre kevésbé enged át köpenyanyagot. Gátolja a köpenyáramlást, így nagy potenciális energia halmozódik fel a fázishatáron. Ha viszont a fázisátmenet átszakad, az nagyon hirtelen, nagy sebességgel történik, a felhalmozódott potenciális energia, mozgási energiává alakul, mely nagyon gyors (kis karakterisztikus idejű) lavinákban nyilvánul meg. Megjegyezzük, hogy az itt kapott karakterisztikus idő (~65 millió év) már összeegyeztethető a nagy plató bazaltok képződésének ütemével. Elképzelhető, hogy a plató bazaltok képződéséhez szükséges óriási anyagmennyiséget a köpenylavinák szállítják a felső köpenybe.



11. ábra. A Rayleigh-szám (Ra) és a háromdimenziós köpenylavinák karakterisztikus idejének (T_p) kapcsolata, különböző erősségű fázisátmenetek mellett, 3D modellek esetében.

Összességében elmondható, hogy az áramlási rendszer mind két-, mind háromdimenzióban három megjelenési formát mutat. A két szélső helyzet az egy- és kétrétegű konvekció, míg a kettő között egy viszonylag jól lehatárolható átmeneti zóna található, amely kétdimenzióban egyben a lavinák tartománya is. Megalkottuk a konvekciós alaptípusok térképét (12. ábra). Itt Ra és γ függvényében követhető nyomon, hogy mikor milyen konvekciós típus alakul ki. Az egyes konvekciós típusok közötti átmenet jól leírható függvények segítségével, melyek alakjára az irodalomban leírtakhoz igen hasonlókat kaptunk [pl. Wolstencroft és Davies, 2011]. Az illesztések részletei, a görbék alakja megtalálható Herein és mtsai. [2013] munkájában.



12. ábra. A konvekciós típusok osztályozása, összehasonlításuk más tanulmányokkal. (a) kétdimenziós modellek, (b) háromdimenziós modellek.

Fenti eredményeket a Journal of Geodynamics szakfolyóiratban publikáltuk [Herein és mtsai., 2013].

A termokémiai konvekció hatása a köpeny evolúciójára

A köpeny legmélyebb tartományának eltérő szeizmikus természete már közel egy évszázada ismert. A P és S hullámok csökkenő, olykor negatív sebességgradiensű tartományát, a mag feletti 200–300 km vastag zónát, ezért nevezték D"-rétegnek, hangsúlyozva ezzel eltérő jellegét az alsó köpeny felső részétől (D'-réteg) [Bullen, 1946]. A legalsó köpeny több olyan jellegzetességét fedték fel az utóbbi évtizedben különböző szeizmológiai tanulmányok, melyek részben megmagyarázatlanok, ugyanakkor érdemben befolyásolhatják a köpeny fejlődését.

Már régóta ismert, hogy a hevesen konvektáló rendszerek alján és tetején THR alakul ki [Turcotte és Oxburgh, 1967], hiszen itt a vertikális hőtranszportot csak a kondukciónak biztosítja. Kezdetben csupán ennek tulajdonították a szeizmikus menetidőgörbén látható anomáliákat. Később azonban mind több érv sorakozott fel amellé, hogy csupán termikus változás nem okozhat ilyen mérvű anomáliát (pl.: ULVZ, Ultra Low Velocity Zone). A mélyköpeny összetételbeli különbözősége [Jellinek és Manga, 2004], szeizmikus anizotrópiája [Thomas és mtsai., 2011], a laboratóriumi körülmények között kimutatott extra nagy nyomáson bekövetkező perovszkit \rightarrow posztperovszkit exoterm ásványtani fázisátmenet [Murakami és mtsai., 2004], az ULVZ és az olvadt anyag kapcsolata [Garnero és Helmberger, 1996], az alacsony sebességű tartomány változatos topográfiája [Ni és mtsai., 2002] mind azt sejteti, hogy a köpeny–mag határ (KMH) feletti néhány 100 km-es zóna a köpeny legösszetettebb tartománya. Ráadásul megkerülhetetlenül fontos geodinamikai szempontból is, hiszen ezt tekintjük a köpeny fő feláramlásainak, a köpenyoszlopok "bölcsőjének", illetve az alsó köpenybe alábukó lemezek "temetőjének".

A XXI. század első éveiben két alacsony szeizmikus sebességű tartományt térképeztek fel Afrika és a Dél-Pacifikum alatt közvetlenül a KMH felett. Ezek a -1 – -4% nyíróhullám sebességanomáliával bíró tartományok horizontális kiterjedése 2000–3000 km, és helyenként akár 800–1000 km-rel is kiemelkednek a köpeny–mag határról [Lay és mtsai., 2004]. Ezen tartományoknak hirtelen elvégződése, valamint szeizmikus szórása azt sejteti, hogy a köpeny ezen része eltérő kémiai összetételű, melyet okozhat pl. vasban való dúsulása. Ez alacsonyabb olvadáspontján keresztül egyben magyarázhatja az S hullám negatív szeizmikus anomáliáját, illetve nagyobb sűrűségét, mely a köpeny legaljához köti. Az utóbbi években a szeizmológiai tanulmányokban elterjedt kifejezéssel élve, ezek az ún. nagy kiterjedésű alacsony nyíróhullám sebességű tartományok (LLSVP, Large Low Shear Velocity Provinces), melyek szélei geológiai időn keresztül is korrelációt mutatnak a felszíni forrófoltok elhelyezkedésével [Torsvik és mtsai., 2010].

Numerikus modelljeinkben csupán arra a kérdésre kerestünk választ, hogy az összetételében sűrűbb anyag jelenléte a KMH-on, hogyan befolyásolja a köpeny evolúcióját. Koncentrálva a fizikai jelenségek megértésére egy egyszerű (izoviszkozus, belső hőtermelést nem tartalmazó) modellt választottunk, a termokémiai konvekciót leíró egyenletek Boussinesq-approximációját használtuk fel, a parciális differenciálegyenlet-rendszert kétdimenziós hengergyűrű tartományon oldottuk meg. A numerikus megoldást a COMSOL Multiphysics véges elemes programcsomaggal végeztük [Zimmerman, 2006]. A szimuláció során csupán egyetlen paraméter hatását vizsgáltuk, az összetételében sűrű, alsó réteg és a felette lévő kisebb sűrűségű réteg kezdeti relatív sűrűségkülönbségét (β), ahol $\beta=0-2\%$ között változott. A fizikai folyamatok követésére mindösszesen 16 paramétert használtunk, melyek a köpeny egyes tartományainak hőáramát, sebességét, hőmérsékletét és a sűrű anyag koncentrációját voltak hivatva monitorozni.

A 12. ábra $\beta=1\%$ kezdeti kémiai sűrűségkülönbség esetén mutatja a termokémiai konvekció fejlődését. A hőmérséklet, a sűrű anyag koncentrációjának eloszlása, valamint az

említett idősorok alapján a KMH felett elhelyezkedő sűrű réteg felbomlását 6 fázisra bontottuk fel:

- a a D"-réteg deformációja,
- b a D"-réteg feldarabolódása,
- c az egyréteges termokémiai konvekció megindulása,
- d az első dóm megszűnése,
- e az utolsó dóm megszűnése,
- f homogén köpeny.

Az idősorok részletes elemzésére itt nem térünk ki, a lejátszódó fizikai folyamat tömören a következő. A köpeny alján található sűrű réteg szigeteli a köpenyt a magból jövő hőtől, így a sűrű réteg felmelegszik, míg a felső réteg lehül. A konvekció hevessége csökken, az áramlás a köpeny minden tartományában lassul, a felszíni konduktív, illetve a sűrű réteg tetején fellépő advektív hőfluxus csökken. Amikor az alsó, sűrű réteg kellően felmelegedett, azaz a rajta eső hőmérsékletkülönbség megnőtt, kétréteges termikus konvekció fejlődik, külön a felső könnyű és az alsó sűrű rétegben. Az összetételében sűrű réteg felmelegedésével kitágul, hőmérséklete csökken, mind instabilabbá válik. A felső zónában zajló termikus konvekció hideg, leszálló ágai a kezdetben egységes sűrű réteget feldarabolják, ezzel az egységes réteg megszűnik. A könnyű rétegben zajló áramlás folyamatosan erodálja a sűrű réteg felszínét, s így nehéz anyaggal "szennyezi" a könnyű réteget. Ugyanígy a sűrűségkülönbség csökkenését fokozza a sűrű réteg belsejében zajló belső konvekció, mely folyamatosan könnyű anyagot mos be, hígítva ezzel önmagát. Amikor a sűrű réteg kellően felmelegedett, illetve a két réteg közötti kémiai sűrűségkülönbség kellően lecsökkent — más szóval a termikus sűrűségkülönbség destabilizáló hatása legyőzte a kémiai sűrűségkülönbség stabilizáló hatását —, a keveredés relatíve gyorsan megtörténik, hatalmas mennyiség sűrű anyag emelkedik fel rövid (néhány 100 millió éves) időskálán, s keveredik össze advektív módon a könnyebb anyaggal. Ez a fázis a termokémiai konvekció legmarkánsabb időszaka: a hőáram, az áramlási sebesség hirtelen megnő, az alsó tartomány lehül, a felső felmelegszik, a sűrű anyag tömegtranszportja megugrik, a köpeny kémiai heterogenitása gyorsan csökken. A köpeny teljes homogenizációja természetesen még sokáig eltart [Taller 2009, Farkas 2012].

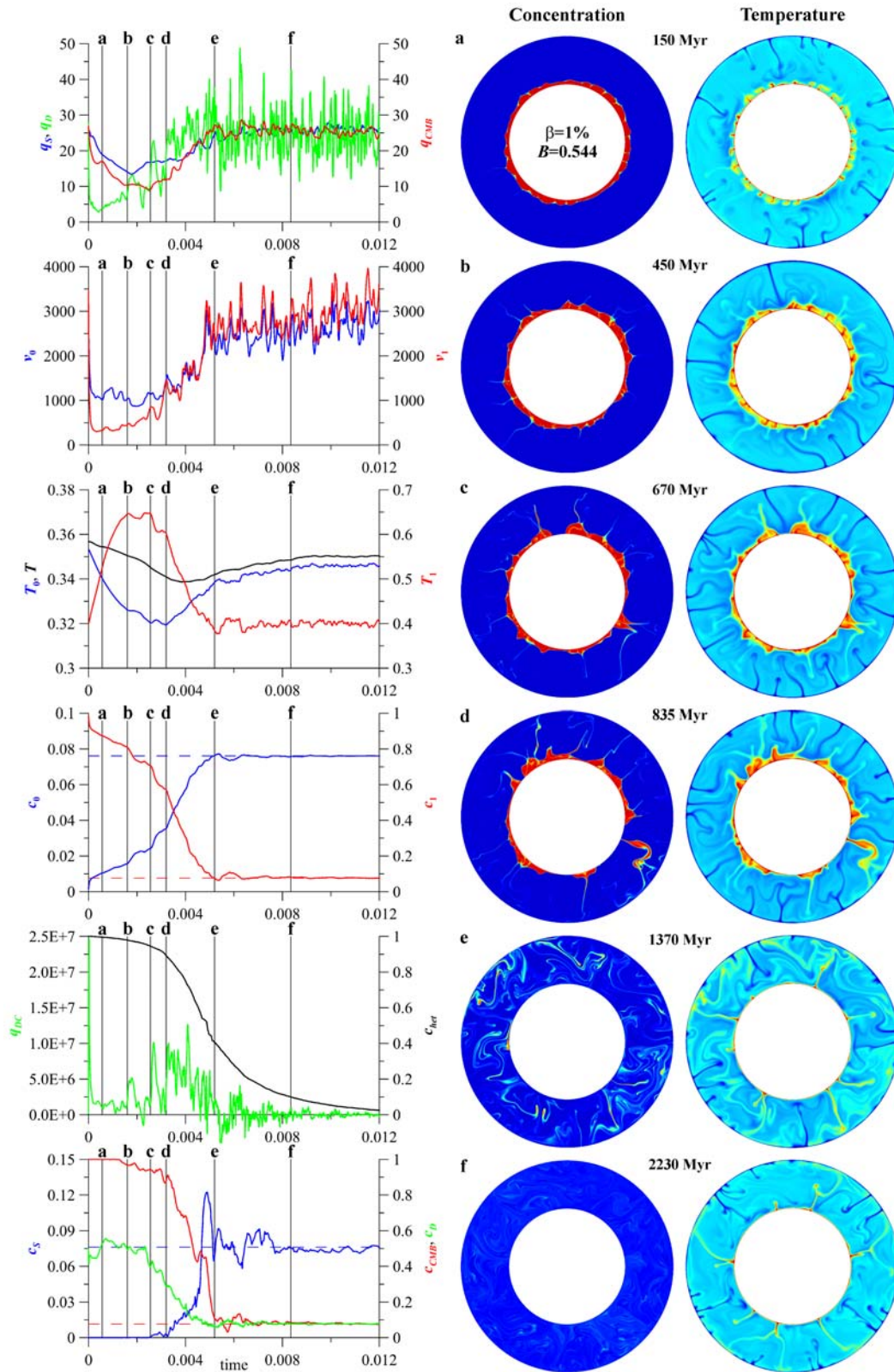
Termokémiai konvekció esetén a stabilizáló kémiai sűrűségkontraszt és a destabilizáló termikus sűrűségkontraszt arányát a felhajtóerő-arány (B , buoyancy ratio) fejezi ki,

$$B = \frac{\Delta\rho/\rho_0}{\alpha \Delta T} = \frac{\beta}{\alpha \Delta T}, \quad (5)$$

ahol ρ_0 a könnyebb réteg sűrűsége, $\Delta\rho$ a két réteg közötti sűrűségkülönbség, α a hőtágulási együttható, míg ΔT a teljes köpenyen bekövetkező hőmérsékletváltozás. A definíció alapján azt várjuk, hogy $B < 1$ esetén a termikus felhajtóerő dominál, ami a sűrű réteg feldarabolódásához és keveredéséhez vezet, míg $B > 1$ esetén a kémiai stabilizáció győzedelmeskedik, ami a sűrű réteg fennmaradását eredményezi. Számításaink azonban nem ezt támasztották alá. A legnagyobb sűrűségkontrasztnál $\beta = 2\%$, azaz a felhasznált modellparaméterek mellett a felhajtóerő-arány értéke valamivel meghaladja az egységnyit, $B = 1,09$. Mégis a sűrű anyag keveredése, majd homogenizációja lezajlik. Ez inspirált minket a klasszikusan értelmezett felhajtóerő-arány újradefiniálására.

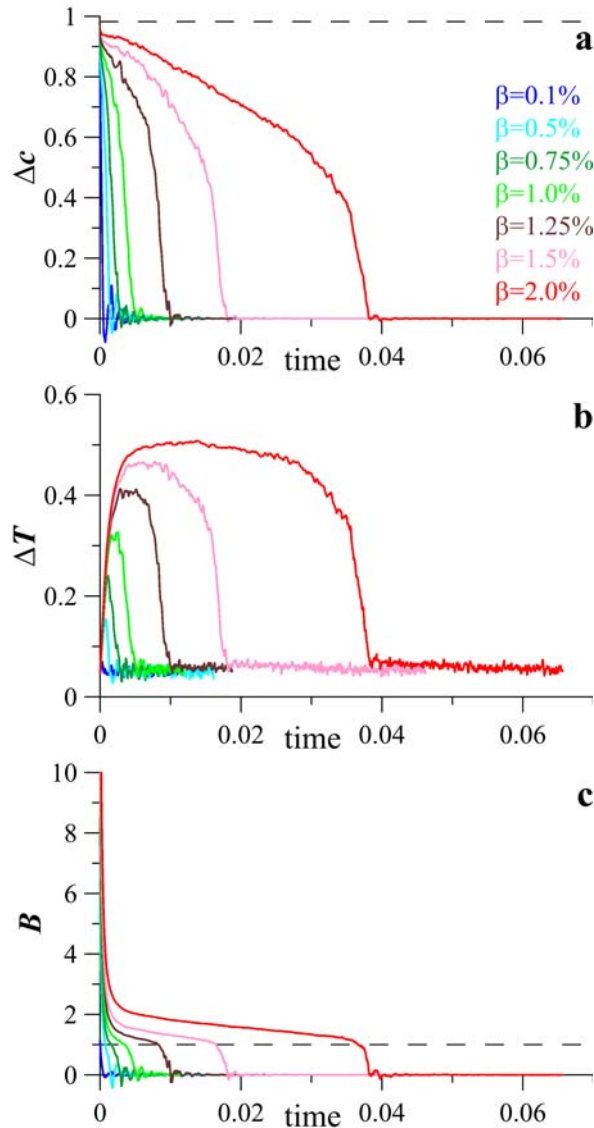
Az újraértelmezett felhajtóerő-arány már nem egy statikus érték, hanem a termokémiai konvekció fejlődésével időben változó paraméter. Esetünkben kifejezi a felső és az alsó réteg közötti hőmérséklet- (ΔT) és koncentrációkülönbség (Δc) változását,

$$B(t) = \frac{\beta \Delta c(t)}{\alpha \Delta T(t)}. \quad (6)$$



12. ábra. A köpeny alján lévő összetételében sűrű réteg fejlődése $\beta=1\%$ kezdeti relatív sűrűségkülönbség esetén. Bal oldalon a monitorozott paraméterek idősorai (q , v , T , c jelöli az egyes tartományokban a hőáramot, sebességet, hőmérsékletet és a sűrű anyag koncentrációját). Jobb oldalon az egyes fázisoknak megfelelő időpontokban a sűrű anyag koncentrációjának, illetve a hőmérsékletnek az eloszlása.

Ennek értelmében a sűrű réteg megszűnése akkor gyorsul fel, amikor $B(t)$ értéke 1 alá csökken. A 13. ábra a két réteg közötti hőmérsékletében és a sűrű anyag koncentrációjában bekövetkező különbséget, valamint az ebből számított időfüggő felhajtóerő-arányt mutatja β különböző értékei mellett. Jól látható, hogy a kezdeti sűrűségkülönbségtől (β) függően $B(t)$ értéke mindig eléri az egyet, ekkor a keveredés hatékonyabbá válik, a sűrű réteg — a konvekció időskáláján nézve — gyorsan feloldódik.

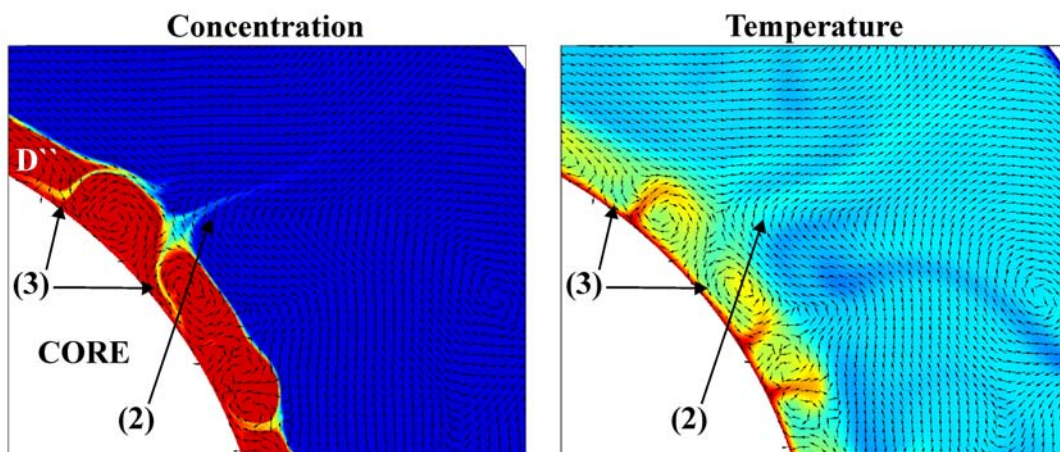


13. ábra. Az összetételében sűrű és könnyű réteg közötti (a) koncentráció- és (b) hőmérsékletkülönbség, valamint (c) az ebből származtatott felhajtóerő-arány időbeli változása eltérő kezdeti sűrűségkülönbség (β) esetén.

Annak magyarázatára, hogy a kezdeti sűrű réteg minden kezdeti sűrűségkontraszt esetén megszűnik, három fizikai folyamatot találtunk:

1. Az összetételében sűrű, alsó réteg felmelegszik, így sűrűsége lecsökken a hőtágulás miatt (13.b ábra).
2. A felső, könnyű rétegben zajló termikus konvekció erodálja a sűrű réteg felszínét, így növeli a felső réteg sűrűségét.
3. Az alsó, sűrű rétegben zajló belső konvekció könnyű anyagot kever bele a felső rétegből, így csökkenti az alsó réteg sűrűségét.

Míg az 1. hatás korlátos, hiszen nem lehet nagyobb, mint a teljes köpenyen bekövetkező hőmérsékletváltozás (gyakorlatilag annak körülbelül fele (13.b ábra), az utóbbi kettő nem az. Az erózió és hígulás mindvégig fennáll, az 13.a ábra tanúsága szerint közel lineáris folyamat. Ebből arra következtethetünk, hogy bármilyen nagy kezdeti kémiai sűrűségkülönbség esetén a sűrű réteg feldarabolódása és keveredése végbemegy. Természetesen nagy sűrűségkülönbség esetén ennek ideje jóval meghaladhatja a Föld korát. A numerikus modelleredmények, ennek megfelelően, exponenciális kapcsolatot mutattak ki a kezdeti sűrűségkülönbség és az egyes fázisok bekövetkezési ideje között. A sűrű réteg erózióját és hígulását (2. és 3. folyamat) a 14. ábra illusztrálja [Galsa és mtsai., 2011, Farkas és mtsai., 2013].



14. ábra. A két réteg közötti koncentrációkülönbséget csökkentő folyamat illusztrációja a koncentráció- és a hőmérsékleteloszláson. (2) A felső réteg erodálja a sűrű réteg felszínét, (3) a sűrű rétegben zajló belső konvekció könnyű anyagot mos be a felső rétegből. A nyilak az áramlás irányát mutatják.

A köpeny, jelenlegi szeizmológiai ismereteink alapján, valahol a c és e fázis között lehet, azaz a kezdetben egységes sűrű réteg feldarabolódása már biztosan megtörtént (c után), míg a KMH feletti sűrű tartományok még nem szűntek meg (e előtt). Ennek megfelelően a $\beta=1,5\%$ -os görbe felel meg leginkább a földi esetnek. Átskálázva a modellben alkalmazott paramétereket a valós köpeny esetére, ez egy kezdeti 4–5%-os sűrűségkülönbséget jelent, mely 4,5 milliárd év elteltével hozzávetőlegesen a felére csökkent. Ez a jelenlegi kb. 2%-os sűrűségkülönbség az LLSVP és a normál alsó köpeny között egybeesik a szeizmikus tomográfia [Trampert és mtsai., 2004, Deschamps és Tackley 2009] és a laboratóriumi kísérletek [Davaille és mtsai., 2003] eredményeivel.

A hőmérsékletfüggő viszkozitás hatása

Hazai viszonylatban a viszkozitás hőmérsékletfüggésének hatását a teljes köpenyben zajló termikus konvekcióra eddig nem vizsgálták, habár befolyása — elsősorban lokálisan, hőoszlopokban, lebukó lemezekben — valószínűleg nagyobb, mint a mélységfüggése. Ennek oka leginkább az, hogy míg a nyomásfüggő (a gyakorlatban mélységfüggő) viszkozitás megvalósítása egyszerű, hiszen időben változatlan viszkozitáseloszlást eredményez, addig a hőmérsékletfüggő viszkozitás eloszlása időben is változik, a hőmérséklethez hasonlóan. Mindez azt jelenti, hogy a viszkozitást minden egyes időlépésben a modell teljes tartományára újra kell számítani a megváltozott hőmérsékleteloszlás következtében.

A COMSOL Multiphysics programcsomag flexibilitása lehetővé tette, hogy kétdimenziós hengergyűrű tartományon szisztematikusan megvizsgálhassuk a mélység- és hőmérsékletfüggő viszkozitás hatását az áramlás főbb paramétereire. Laboratóriumi kísérletek szerint a köpenyanyag viszkozitása jól közelíthető az ún. Arrhenius formulával,

$$\eta(z, T) = \eta_r \exp\left(\frac{E^* + pV^*}{RT}\right), \quad (7)$$

ahol η_r a referenciaviszkozitás (pl. a felszínen, vagy a felső köpenyben), p a nyomás, T a hőmérséklet, R az univerzális gázállandó, míg E^* és V^* a közetre jellemző aktivációs energia, illetve aktivációs térfogat. A számításokhoz az Arrhenius-formulának Tackley [2000] által javasolt numerikus implementációját használtuk, melynek dimenziótlan alakja,

$$\eta(z, T) = \eta_0 \eta(z) \eta(T) = \eta_0 \exp[z \ln(\gamma)] \cdot \exp\left[2 \ln(\delta) \left(\frac{1}{T+1} - 1\right)\right], \quad (8)$$

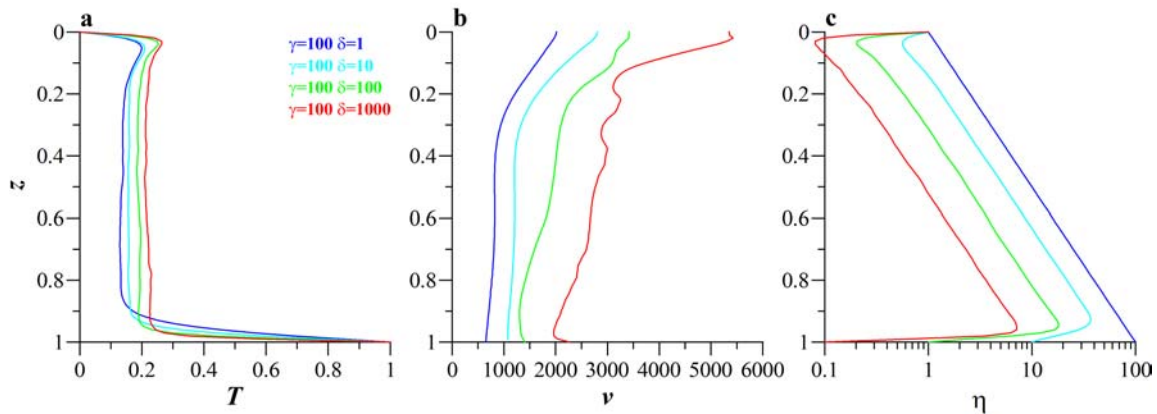
ahol η_0 a felszíni viszkozitása, míg γ és δ a viszkozitás mélység- és hőmérsékletfüggését skálázó faktorok. A skálafaktorok jelentése például $\gamma=100$ és $\delta=10$ esetén, hogy a felszíntől a KMH-ig a viszkozitás exponenciálisan 100-szorosára emelkedik a mélységgel, és tizedére csökken a hőmérséklettel.

A csak mélységgel növekvő viszkozitással végzett számítások kvalitatíve visszaadták azon eredményeket, melyet a hőoszlopdetektáló algoritmus használatával részletesen bemutattunk. A mélységgel növekvő viszkozitás visszafogja a magból érkező hőáramot, ezáltal csökken a felszíni hőáram is, a köpeny átlagos hőmérséklete alacsonyabban stabilizálódik. A viszkozitás növekedése értelemszerűen csökkenti az áramlás hevességét, és kevesebb feláramlást hoz létre.

Megállapítottuk, hogy a hőmérsékletfüggő viszkozitás hatása — bizonyos szempontok szerint — ezzel ellentétes. A KMH közelében az alsó THR-ben bekövetkező hirtelen hőmérsékletnövekedés lecsökkenti a viszkozitást, így a magból érkező hő könnyebben jut be a köpenybe, mint ahogy az a felső, hideg, ezért nagy viszkozitású felszínen keresztül távozik. Ennek folyományaként, a köpeny hőmérséklete megemelkedik, így átlagos viszkozitása csökken, a konvekció hevesebbé válik (15. ábra). Megállapítottuk, hogy a modell különböző tartományaira jellemző átlagos sebesség, hőáram, hőmérséklet és viszkozitás, valamint a hőmérsékletfüggés erősségét szabályozó δ faktor között hatványtörvény kapcsolat áll fenn.

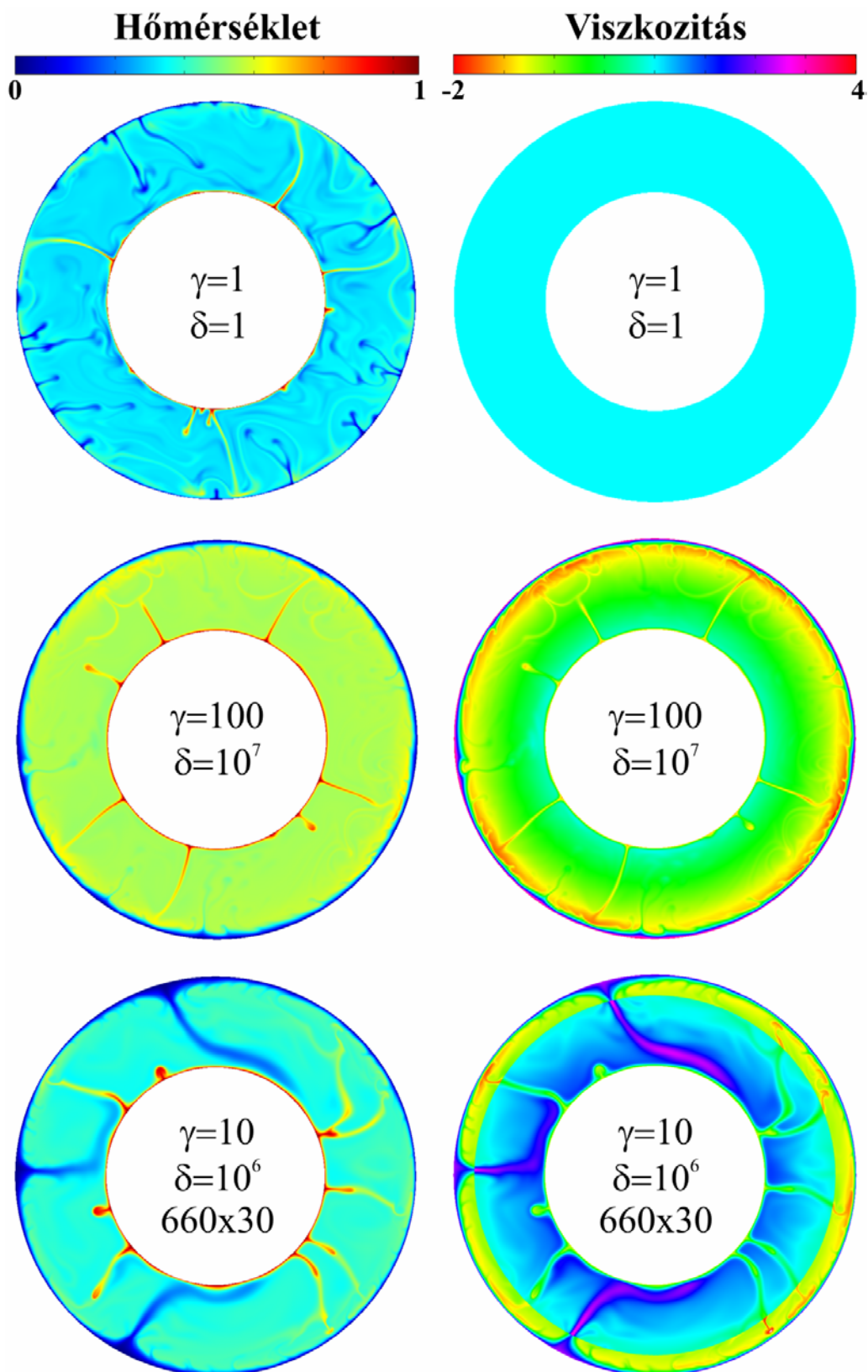
A mélység- és hőmérsékletfüggő viszkozitás hatásának szisztematikus vizsgálatán túlmenően két köpenyszerű modellt állítottunk fel, ahol a köpenyanyag hőmérsékletfüggése igen erős volt. Az (1) modellben $\gamma=100$ és $\delta=10^7$ (!!!) volt, azaz a viszkozitás 100-szorosára nőtt a mélységgel, és tízmilliomod részére csökkent a hőmérséklettel. Ha azt tekintjük, hogy a hideg litoszféra viszkozitása 20–70 nagyságrenddel is meghaladhatja az alatt lévő köpenyét, akkor ez csak numerikusan tűnik nagyon nagy értéknek. A 16. ábra jól szemlélteti, hogy az izoviszkozus modellhez képest (felső sor) az erős hőmérsékletfüggés következtében a

felszínen kialakult egy nagy viszkozitású "merev fedő", mely a termikus konvekcióban nem vesz részt, az áramlás alatta zajlik (középső sor). Ennek hatására a köpeny jelentősen felmelegszik, viszkozitása lecsökken elsősorban a felemelkedő meleg hőoszlopok belsejében, illetve a merev, "litoszféraszerű" fedőréteg alatt. Utóbbi megfeleltethető az asztenoszféranak. A meleg, ezért alacsony viszkozitású alsó THR-ből nagyobb számú feláramlás indul el, mint izoviskózus esetben.



15. ábra. A dimenziótlan (a) hőmérséklet, (b) sebesség és (c) viszkozitás mélységprofilja $\gamma=100$ mélységfüggő és változó δ hőmérsékletfüggő viszkozitás esetén.

A (2) modell viszkozitást skálázó faktorai kissé különböznek az előzőtől, $\gamma=10$ és $\delta=10^6$, de emellett a modellbe építettünk egy viszkozitásugrást 660 km mélységben. Tehát az alsó köpenyben a viszkozitás 30-szorosára növekszik a köpeny fő ásványi alkotójának, az olivinnek γ spinell \rightarrow perovszkit + magneziowüsztit ásványtani fázisátmenete miatt [Mitrovica és Forte, 2004]. Az egy nagyságrenddel csökkentett hőmérsékletfüggés és a megnövelt mélységfüggés (összességében 300-szorosára nő a viszkozitás a mélységgel) elégségesnek bizonyult ahhoz, hogy ilyen körülmények között már ne alakuljon ki merev felszíni fedő. A hideg felső THR bekapcsolódik a konvekcióba, mely a köpeny lehülését idézi elő az előző modellhez képest. Az áramlást lelassul, értelemszerűen elsősorban az alsó, nagyobb viszkozitású köpenyben. Ennek hatására a köpenyáramlások geometriája is megváltozik, a fel- és leáramlások egyaránt kiszélesednek az alsó köpenyben, hiszen ugyanakkora tömegfluxus biztosítására alacsonyabb áramlási sebesség mellett nagyobb átmérőre van szükség. Ez egybeesik azokkal a tomografikus eredményekkel, melyek a lebukó lemezeket jóval vastagabbnak mutatják az alsó köpenyben [pl. Fukao és mtsai., 2001]. További érdekesség, hogy a csökkent viszkozitású alsó THR ellenére, a köpenyoszlopok pulzálva, mégis hozzávetőlegesen állandó helyeken áramlanak a felszín felé. Ez annak következménye, hogy egy korábbi meleg feláramlások által létrehozott alacsony viszkozitású csatornában "szívesebben" áramlik fel a következő hőoszlop, mintsem "új utat törjön" magának a nagyobb viszkozitású, hidegebb köpenyben. Későbbiekben érdemes lenne analizálni adott "hőoszlop-csatorna" esetén az anyagfluxus időbeli változását, frekvenciáját, s összevetni egyes felszíni forrófoltok esetén tapasztalt periodikus vulkáni tevékenységgel [Farkas és Kuslits, 2013, Kuslits és mtsai., 2013].



16. ábra. Pillanatkép a dimenzióatlan hőmérséklet és viszkozitás eloszlásáról izoviskózus (fent) és köpenyszerű modellek esetén: (1) modell közepén, (2) modell lent látható (lásd szöveg). A viszkozitás dimenzióatlanítása a felső köpenyre jellemző $2 \cdot 10^{21}$ Pas értékkel történt, és logaritmikus skálán van ábrázolva.

A fentebb leírtakból kiviláglik, hogy globális értelemben, a teljes köpeny fizikai paramétereit vizsgálva a mélységfüggés hatása erősebb, azonban lokálisan a hőmérsékletfüggés dominánssá válhat. Az egyik legfontosabb ilyen tartománya az áramlásnak a felszínközeli zóna. Az erős hőmérsékletfüggés képes létrehozni egy hideg, merev fedőréteget, mely nem vesz részt az áramlásban, szigeteli a köpenyt. A földi litoszféra bizonyos tekintetben megfelel eme rétegnek azzal a lényeges különbséggel, hogy töredezett, így a lemezek részben képesek alábukni, tehát részei a köpenykonvekciónak. A közeljövőben érdemes lenne megvizsgálni annak hatását, hogy a duktilis, illetve törési határfeszültség bevezetésével — a valós viszonyokhoz hasonlóan — maximalizálni lehet a kialakuló kőzetfeszültséget, melynek következtében törések, vagyis lokális, alacsony viszkozitású tartományok jelennének meg a felső rétegben. Ez — véleményünk szerint — egy döntően merev, nagy viszkozitású fedőréteget eredményezne, mely azonban a nagy feszültségű helyeken — köpenyoszlopok felett, szubdukciós zónában — feltöredezne. Úgy véljük, hogy ezen az úton továbbhaladva lehetségessé válna a köpenykonvekciónak és a lemeztektónikának öngerjesztő és önfenntartó módon történő összekapcsolása.

Hivatkozások

- Blankenbach, B., F. Busse, U. Christensen, L. Cserepes, D. Gunkel, U. Hansen, H. Harder, G., Jarvis, M. Koch, G. Marquart, D. Moore, P. Olson, H. Schmeling, T. Schnaubelt. 1989. A benchmark comparison for mantle convection codes, *Geophys. J. Int.*, 98, 23–38.
- Breuer, D., T. Spohn, 1993. Cooling of the Earth, Urey ratios, and the problem of the Potassium in the core. *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1655–1658.
- Bullen, K.E., 1949. Compressibility-pressure hypothesis and the Earth's interior. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Geophys. Suppl., 5, 355–368.
- Chandrasekhar S., 1961: Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Clarendon Press, Oxford.
- Christensen, U. R., Yuen, D. A., 1985. Layered Convection Induced by Phase Transitions, *J. Geophys. Res.* 90, 10291–10300.
- Cserepes, L., M. Rabinowicz, C. Rosemberg-Borot, 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.
- Davaille, A., M. Le Bars, C. Carbonne, 2003. Thermal convection in a heterogeneous mantle. *C. R. Geosci.*, 335, 141–156.
- Deschamps, F., P.J. Tackley, 2009. Searching for models of thermo-chemical convection that explain probabilistic tomography II — Influence of physical and compositional parameters. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 176, 1–18.
- Farkas, M.P., 2012. A D"-réteg sűrűségének hatása a földköpeny-konvekció időbeli viselkedésére. BSc szakdolgozat, ELTE, Geofizikai és Űrtudományi Tanszék, Budapest, pp. 38.
- Farkas, M.P., A. Galsa, M. Herein, L. Lenkey, 2013. Evolution of the compositionally dense layer at the bottom of the mantle. *Geophys. Res. Abstract*, Vol. 15, EGU2013-5870.
- Farkas, M.P., L.B. Kuslits, 2013. A hőmérséklet- és mélységfüggő viszkozitás hatása a földköpeny-konvekcióra. OTDK dolgozat, ELTE TTK, Geofizikai és Űrtudományi Tanszék, Budapest.

- Fukao, Y., S. Widiyantoro, M. Obayashi, 2001. Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region. *Rev. Geophys.*, 39(3), 291–323.
- Galsa, A., L. Lenkey, 2009. The effect of the viscosity and the internal heating on mantle plume dynamics, 11th International Workshop on Modelling of Mantle Convection and Lithospheric Dynamics, Braunwald, Switzerland, 51–52.
- Galsa, A., M. Herein, L. Lenkey, 2011. Effect of disintegration of chemical layering on time-dependent behavior of the mantle, 12th International Workshop on Modeling of Mantle Convection and Lithospheric Dynamics, Döllnsee, Germany.
- Garnero, E.J., D.V. Helmberger, 1996. Seismic detection of a thin laterally varying boundary layer at the base of the mantle beneath the central Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 977–980.
- Herein M., Galsa A., Lenkey L., Süle B., 2008. A termikus földköpeny-konvekció numerikus modellezése különböző geometriák esetén. *Magyar Geofizika*. 49. évf. 3. sz. 111-124. Budapest.
- Herein M. 2011. The effect of different geometries on the thermal mantle convection. 6th Congress of Balkan Geophysical Society – BGS2011. Budapest. Hungary.
- Herein, M., Galsa, A., Lenkey, L., 2013. Impact of the Rayleigh number and endothermic phase transition on the time behaviour of mantle avalanches. *Journal of Geodynamics*. 66, 103-113.
- Jaupart, C., S. Labrosse, J.-C. Mareschal, 2007. Temperatures, heat and energy in the mantle of the Earth, in *Treatise on geophysics*, pp. 254–304, ed. Schubert, G., Elsevier B.V.
- Jellinek, M., M. Manga, 2004. Links between long-lived hot spots, mantle plumes, D”, and plate tectonics. *Rev. Geophys.*, 42, RG3002, doi:10.1029/2003RG000144.
- Kozlovsky, M., Balaskó, Á., Süle, B., 2010. Numerical modeling of mantle convection in 3D on the SEE-GRID-SCI infrastructure. *Earth Science Informatics*, 3, 229-237.
- Kuslits, L.B., M.P. Farkas, A. Galsa, 2013. Effect of temperature- and depth-dependent viscosity on mantle convection. *Geophys. Res. Abstract*, Vol. 15, EGU2013-8881.
- Lay, T., E.J. Garnero, Q. Williams, 2004. Partial melting in a thermo-chemical boundary layer at the base of the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 146, 441–467.
- Lenkey, L., A. Galsa, 2009. Investigating the physical properties of mantle plumes in 3D using an automatic plume detection routine, 11th International Workshop on Modelling of Mantle Convection and Lithospheric Dynamics, Braunwald, Switzerland, 74.
- Mitrovica, J.X., A.M. Forte, 2004. A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 225, 177–189.
- Murakami, M., K. Hirose, K. Kawamura, N. Sata, Y. Ohishi, 2004. Post-perovskite phase transition in MgSiO₃. *Science*, 304, 855–858.
- Ni, S., E. Tan, M. Gurnis, D.V. Helmberger, 2002. Sharp sides to the African superplume. *Science*, 296, 1850–1852.
- Schubert, G., Yuen, D. A., Turcotte, D. L., 1975. Role of phase transitions in a dynamic mantle. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 42, 705–35.
- Tackley, P.J., 2000. Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations. 1. Pseudoplastic yielding. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 1(8), 1-45.
- Taller, G., 2009. A termokémiai felhajtóerő-arány szerepe a földköpeny-konvekció numerikus modelljeiben. BSc szakdolgozat, ELTE, Geofizikai és Űrtudományi Tanszék, Budapest, pp. 40.
- Thomas, C., J. Wookey, J. Brodholt, T. Fieseler, 2011. Anisotropy as cause for polarity reversals of D” reflections. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 307, 369–376.

- Torsvik, T.H., K. Burke, B. Steinberger, S.J. Webb, L.D. Ashwal, 2010. Diamonds sampled by plumes from the core-mantle boundary. *Nature*, 466, 352–355.
- Trampert, J., F. Deschamps, J. Resovsky, D. Yuen, 2004. Probabilistic tomography maps chemical heterogeneities throughout the lower mantle. *Science*, 306, 853–856.
- Turcotte, D.L., E. R. Oxburgh, 1967. Finite amplitude convective cells and continental drift. *J. Fluid Mech.*, 25, 29.
- Wolstencroft, M., Davies, J.H., 2011. Influence of the Ringwoodite-Perovskite transition on mantle convection in spherical geometry as a function of Clapeyron slope and Rayleigh number. *Solid Earth*, 2, 315–326.
- Zimmerman, W.B.J., 2006. Multiphysics modeling with finite element methods. World Scientific Publishing Company, 2006, pp. 432.