

GEO-HIDRODINAMIKA: FOLYADÉKDINAMIKAI JELENSÉGEK A FÖLD BELSEJÉBEN

(A K-37980 jelű OTKA pályázat zárójelentése)

Az OTKA pályázat keretében végzett kutatás súlypontja a földköpenyben zajló termikus konvekció numerikus modellezésén volt, de a kutatási tervnek megfelelően, a földkéreg porózus közeteiben kialakuló vízáramlást is vizsgáltuk. Bár köpenyáramlás esetén a Navier-Stokes egyenletet, felszín alatti vízáramlásokkor pedig a Darcy-törvényt kell numerikusan megoldani, mégis, alulról fűtött rétegben a két különböző közegben kialakuló termikus konvekció tulajdonságai nagyon hasonlóak, ugyanis mindkét áramlást a felhajtóerő mozgatja. Az áramlás legfontosabb paramétere mindkét esetben a Rayleigh-szám (Ra), amely formailag ugyan különbözik a két közegben, de fizikai jelentését tekintve ugyanaz, a felhajtóerő és a viszkózus erő hányadosa.

Köpenyáramlások numerikus modellezése

A földköpenyben zajló konvekciós áramlások mind pontosabb megismerése több mint egy évszázada folyik laboratóriumi [Thompson 1882, Bénard 1900], illetve analitikus vizsgálatok segítségével [Lord Rayleigh 1916], s a folyamatok numerikus modellezése is több évtizedre nyúlik vissza [pl. McKenzie et al. 1974]. Ennek alapján a köpenyben zajló „szilárd áramlási rendszer” [Gordon 1965] egyes részletei nagy valószínűséggel ismertnek tekinthetők. A szubdukciós zónákban alábukó és lesüllyedő merev litoszféralemezek szeizmikus [Wadati 135, Benioff 1954] és szeizmikus tomografikus jellege [pl. Woodhouse és Dziewonski 1984, Fukao et al. 2001] egyértelműen megfeleltethető a köpenybeli áramlás hideg, leszálló ágának. Míg a litoszféralemezek relatív mozgása a köpenykonvekció felszíni megnyilvánulásának tekinthető. Mindezek alapján a köpenyben zajló termikus konvekció léte nem kérdőjelezhető meg, azonban az sem állítható, hogy részleteiben ismert lenne.

A köpenykonvekcióhoz kapcsolódó ismereteink hiánya elsősorban a felemelkedő meleg hő- és egyben anyagáramlások témaköréhez sorolható. Lévén, hogy szeizmikus és szeizmikus tomografikus értelemben a feltételezhető feláramlások kevésbé anomálisak, helyüket és eredetüket illetően még nem alakult ki tudományos konszenzus [Anderson 2000]. Mindazonáltal az óceánközépi hegyhátak alatt feltételezett feláramlások tomografikus vizsgálata szerint ezek eredete sekély (néhány száz km, de mindenképpen a felső köpeny [Su et al. 1992]), ezért vélhetően csak a felettük divergáló lemezek hozzák létre őket, s így nem lehetnek a köpenykonvekció fő felszálló áramlatai.

A köpenyben lévő feláramlások utáni „nyomozás” az utóbbi egy-két évtizedben mindinkább a felszíni „hotspot”-ok, forrófoltok felé irányult. Az alaphipotézis szerint ezek, az általában magas hőárammal, pozitív geoidanomáliával [Seidler et al. 1999], topográfiával, s olykor élő vulkanizmussal bíró közel kör alakú felszíni képződmények alatt a köpeny hengerszerűen emelkedő meleg hő- és anyaganomáliái találhatók [Morgan 1971]. Az utóbbi évtized laboratóriumi [pl. Davaille et al. 2003] és numerikus vizsgálatait [pl. Tackley 1996], valamint geokémiai elemzései [pl. Hofmann 1997] megerősíteni látszanak ezen feltételezést.

Az elvégzett kutatás egyik fő célja ezért az volt, hogy megvizsgáljuk, hogyan befolyásolja néhány, fontosnak ítélt paraméter az áramlási rendszer átlagolt paramétereit. A horizontálisan, vagy térfogatra átlagolt paraméterek, mint például a hőáram, sebesség, termikus határréteg vastagság jól jellemzi az áramlási rezsimit, és ezáltal kapcsolatban áll a kutatott hőoszlopok tulajdonságaival: hőmérsékletével, számával, s ezek közül a legfontosabbal, forrástartományuk mélységével. A feláramlások eredetének mélysége erősen

kérdéses, és jelenleg is igen aktuális probléma. A pályázat egy új módszert használt fel annak megismerésére, hogy a hőoszlopok forrása vajon a 660 km-es szilárd–szilárd ásványtani fázishatár okozta termikusan instabil zóna, avagy a köpeny–mag határ feletti termikus határréteg. Amennyiben az első, akkor a konvekció kétrétegesnek tekinthető (külön felső és alsó köpenyben zajló), az utóbbit feltételezve azonban egyréteges, a teljes köpenyben zajló áramlási rendszert képzelhetünk el. A módszer lényege a következő: (1) numerikus modellezéssel feltérképezzük, hogy a kiválasztott három fizikai paraméter, a Rayleigh-szám, a mélységfüggő viszkozitás és a radioaktív belső hőtermelés, hogyan befolyásolja a feláramlások számát; (2) egy, a köpenyt jól leíró esetben kiszámítjuk a hőoszlopok területi sűrűségét attól függően, hogy a háromdimenziós modelldoboz dimenziótlan mélységét 660 km-nek (felső köpeny vastagság), vagy 2900 km-nek (teljes köpeny vastagság) tekintjük; (3) az így kapott hőoszlop területi sűrűséget összevetjük a felszíni forrófoltok területi sűrűségével megvizsgálva, hogy az egy-, vagy a kétréteges áramlási rendszert támogatják-e a modelledmények.

Természetesen nem csak a hőoszlopok területi sűrűsége az, melyből következtetések vonhatók le az áramlási rendszer egy-, vagy kétréteges voltára nézve. A numerikus modellekben kifejlődő köpenyoszlopok fizikai tulajdonságai (átmérő, hőmérsékletanomália, felszíni hőáram-anomália, topográfiai kiemelkedés és geoid) mind információval bírnak az áramlási rendszer jellegzetes formáira. Ennek vizsgálata céljából egy másfajta modellezési technikát is alkalmaztunk, nevezetesen az említett paramétereket egy kisméretű háromdimenziós cella egyik sarkában kifejlődő negyed hőoszlopon figyeltük meg. A szisztematikus paramétervizsgálatnál elsősorban a Rayleigh-szám és a mélységgel növekvő viszkozitás hatására voltunk kíváncsiak, de hazánkban először olyan modellfuttatásokat is végeztünk, melyekben a viszkozitás a hőmérséklettől is függött, azaz annak laterális változását is figyelembe tudtuk venni.

A program a termikus konvekciót leíró kontinuitási, Navier-Stokes és hőtranszport egyenletekből álló csatolt parciális differenciálegyenlet-rendszernek egy konvencionálisan alkalmazott közelítését, az úgynevezett Boussinesq-approximációt oldja meg [Chandrasekhar 1961]. A háromdimenziós numerikus modellezés derékszögű koordinátarendszerben történt, széles modelldobozokban, így biztosítva a feláramlások számának statisztikai megbízhatóságát, illetve az oldalfalak hatásának elhanyagolhatóságát. A horizontális határok izotermikusak és feszültségmentesek voltak, míg az oldalfalakon tükörszimmetriát írtunk elő. A kód, melyet Cserepes László írt, vertikális irányban véges differenciákkal, horizontálisan spektrális módszerrel oldja meg a közelítő egyenleteket [Cserepes et al. 1988].

A szisztematikus numerikus modellezéssel megmutathatóvá vált, hogy a Rayleigh-szám növelésével, azaz a konvekció intenzitásának fokozásával a cellák átlagos sebessége megnő ($v \sim Ra^{2/3}$). Ennek következtében a hőtranszport, ezen belül az advekció szerepe megerősödik. A hőszállítás hatásosabban hűti a tartományt, így a szuperkritikus Rayleigh-számú konvekcióra jellemző horizontális termikus határréteg (THR) vastagsága lecsökken ($\delta \sim Ra^{-1/3}$). Mivel a horizontális határréteg elvékonyodik, de a THR-en eső hőmérséklet nem változik, így a felszíni dimenziótlan hőáram, azaz a Nusselt-szám nő ($Nu \sim Ra^{1/3}$). Kvalitatíve megállapítható volt, hogy a horizontális THR vékonyodása együtt járt a vertikális THR-ek, azaz a hőoszlopok átmérőjének csökkenésével is. A modellek eredményei jó egyezést mutatnak a skálaanalízis nyújtotta eredményekkel [Solomatov 1995].

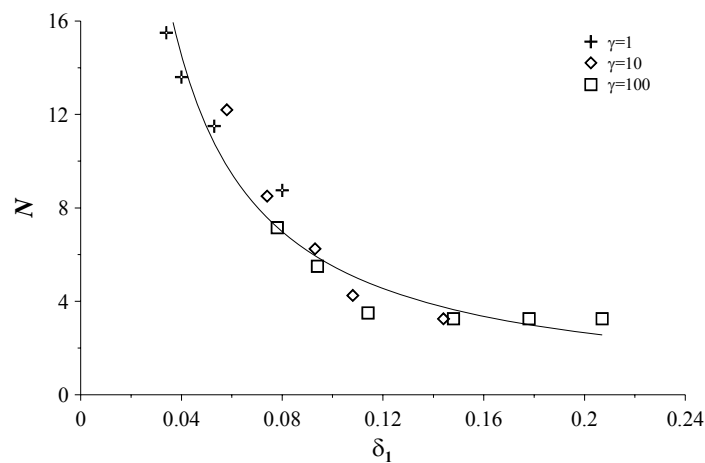
A mélységgel növekvő viszkozitás modellbe való építése felborítja az eddig fennálló szimmetriát. Az áramlás elsősorban a mélyebb, nagyobb viszkozitású tartományban lelassul, így az alsó határon belépő hőfluxus csökken, a modelldoboz lehül. Ha a hőtranszport a modelltartomány belsejében dominánsan advekcióval történik, akkor felfelé, tehát az alacsonyabb viszkozitású, nagyobb sebességű tartomány felé haladva a hőoszlopok átmérőjének csökkennie kell, hiszen az általuk advektált hőmennyiség állandó. A

modelleredmények egybevágnak a kapott kvalitatív képpel. Az alacsonyabb átlaghőmérsékletű cellában lévő meleg hőoszlopok termikusan jobban elkülönülnek. Mivel az alsó, nagyobb viszkozitású THR-ben az áramlás lelassul, ezért annak vastagsága megnő a felső THR-hez képest.

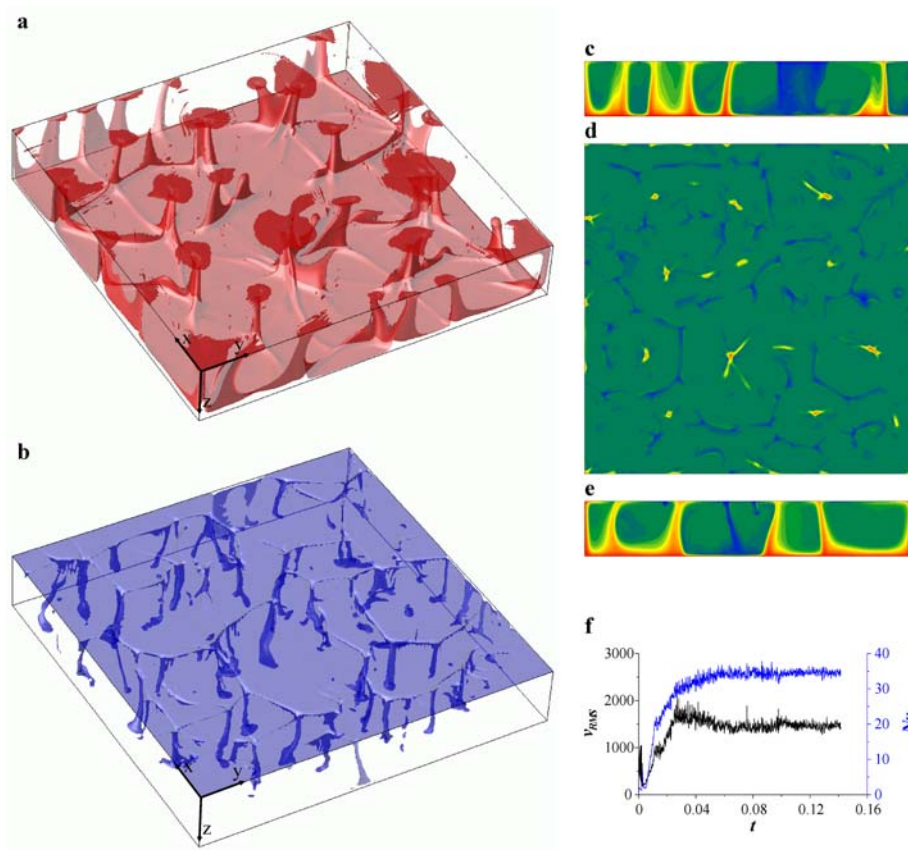
A kondrit meteoritok radioaktív koncentrációjából a köpeny belső fűtése becsülhető. A homogénnek és állandónak feltételezett belső fűtés jelentősen módosítja a konvekciós cella termikus szerkezetét és ezen keresztül az áramlási rendszert. A radioaktív hőtermelés felfűti a cellát, ezáltal az alsó THR-en eső hőmérsékletet csökkenti, mely a felemelkedő hőoszlopok forrástartományának gyengüléséhez, esetleg megszűnéséhez vezethet. Ezzel szemben a felső, hideg THR termikusan megerősödik, elegendő negatív felhajtóerőt biztosítva a leszálló, hideg oszlopok számára. Ekkor a feláramlásokat – termikus forrás hiányában – passzívan emelkedő meleg, diffúz zónák alkotják. A cellák felfűtéséért felelős belső hőtermelés tehát termikusan gyengíti az alsó THR-et, és vékonyítja azt, vagyis termikus értelemben hatása ellentétes a mélységgel növekvő viszkozitás hatásával.

A mélységgel növekvő viszkozitás megjelenésével a belső hőtermelés hatása csökken, az alsó határreteg megvastagodik, termikusan megerősödik, így a kialakult áramlási forma ismét köpenyszerűvé válik, meleg hőoszlopokkal és hideg lepelszerű ágakkal jellemzett. A Rayleigh-szám növelése, azaz a konvekció hevességének fokozása ugyancsak hozzájárul a konvekciós cella lehűtéséhez (fokozza az advekciót, „kisöpri” a belsőleg termelődött hőt), azonban az erőteljes áramlás csökkenti a határreteg vastagságát.

A szisztematikus numerikus modellsorozat egyértelműen rávilágított arra, hogy mind a Rayleigh-szám, mind a mélységfüggő viszkozitás, mind a belső hőtermelés befolyásolja a modelltartományban kifejlődő hőoszlopok számát. A modellek tanúsága szerint a Rayleigh-szám vékonyítja az alsó THR-et, a felszálló hőoszlopok forrástartományát, és növeli a feláramlások számát. Ezzel szemben a mélységgel növekvő viszkozitás megvastagítja az alsó THR-et, és csökkenti a kialakuló feláramlások számát. Mivel a belső hőtermelés csökkenti az alsó THR-vastagságot (hiszen megnöveli a doboz átlaghőmérsékletét), ezért szintén növeli a hőoszlop-számot. Ezek alapján körvonalazódott azon feltételezés, hogy a feláramlások száma kapcsolatban van forrástartományának, az alsó THR-nek a vastagságával. Az energiamegmaradáson alapuló skálaanalízis szerint a kialakuló hőoszlopok számának inverz arányban kell állnia az alsó THR vastagságával, azaz $N \sim \delta_1^{-1}$. A skálaanalízissel kapott összefüggést a numerikus eredmények alátámasztják (1. ábra).



1. ábra A $6 \times 6 \times 1$ -es modelldobozban észlelt feláramlások száma az alsó THR-vastagság függvényében belső hőtermelés nélkül. A mélységgel a viszkozitás exponenciálisan 1- (kereszt), 10- (rombusz), illetve 100-szorosára (négyzet) nő a modelldoboz tetejétől az aljáig. Az illesztett görbe: $N = 0,48 \cdot \delta_1^{-1,06}$.



2. ábra Háromdimenziós modellszámítás eredménye egy $6 \times 6 \times 1$ -es dobozban $Ra=3 \cdot 10^7$, $\gamma=30$ és $H=10$ paraméterek mellett, $t=0,1415$ eltelt dimenziótlan idő után. Az (a) $T=0,46$ meleg és a (b) $T=0,2$ hideg izotermafelületek perspektivikus képe. Vertikális izotermametszet az $x=6$ (c) és az $x=0$ (e) síkban. (d) Horizontális metszet a doboz félmélységében. (f) Az átlagnégyzetes sebesség és a Nusselt-szám időbeli változása a számítás folyamán.

A numerikus modellekben kialakuló hőoszlopok superkritikus Rayleigh-számok esetén (a földi köpeny ilyen) erősen kaotikus jellegűt mutatnak, ezért kvantitatív megfigyelésük bonyolult. Ezt kiküszöbölendő, a köpenyoszlop fizikai paramétereinek vizsgálatát egy olyan modelldobozban végeztük, melynek egyik sarkában egy negyed-feláramlás alakul ki. Tapasztalataink szerint a növekvő Rayleigh-szám egyértelműen csökkentette a feláramlás átmérőjét (hasonlóan a horizontális THR-hez), ugyanakkor fokozta a hőoszlop feletti felszíni hőáram-anomáliát [Süle 2005]. Továbbá a növekvő Rayleigh-szám, azaz a konvekció hevességének fokozása csökkentette a felszíni topográfiának mind a horizontális, mind a vertikális kiterjedését és az okozott geoidanomáliát is.

A mélységgel növekvő viszkozitás jelenléte a vizsgált paraméterekre a következő volt. Minél erősebben növekedett a viszkozitás a mélységgel, a feláramlások annál vastagabbá váltak, a hőoszlop és a környezete közötti hőmérsékletkülönbség növekedett. Ugyanakkor a mélységgel növekvő viszkozitás nem befolyásolta jelentős mértékben sem a felszíni hőáram-anomáliát, sem a geoidot, sem a topográfiai jegyeket. A numerikus vizsgálat azt sugallta, hogy a hőoszlopok feletti felszíni megnyilvánulások horizontális kiterjedése a teljes köpenyre kiterjedő konvekciós áramlási rendszert támogatja, míg amplitúdója a felső köpenyben zajló áramlást valószínűsíti.

A kérdés eldöntése érdekében néhány összetettebb modellt is konstruáltunk, megvizsgáltuk, hogyan módosítja a paramétereket a csökkent viszkozitású asztenoszféra, a D'' -zóna, az emelt viszkozitású litoszféra, illetve a belső radioaktív hőtermelés. Itt most csak

azt emelnék ki, hogy az asztenoszféra jelenléte, illetve a radioaktív fűtés egyaránt csökkenti a felszíni fizikai paraméterek amplitúdóját, ezáltal valószínűsítve a teljes köpenyben zajló áramlási rendszert [Süle 2005].

Egy új numerikus kód révén [Albers 2000] lehetőség nyílt a mélység- és hőmérsékletfüggő viszkozitást is tartalmazó modellek előzetes vizsgálatára. Eddigi tapasztalataink alapján a viszkozitás hőmérsékletfüggése módosítja az áramlás struktúráját, csökkenti a hőoszlop átmérőjét. A feláramló anyag viszkozitása a magasabb hőmérséklet hatására lecsökken, s ez a felszíni topográfia kiemelkedésének csökkenését is maga után vonja. Eddig még nem sikerült a földköpenyre jellemző magas Rayleigh-számok mellett mélység- és hőmérsékletfüggő modelleket futtatni, de az eredmények (felszíni jegyek amplitúdójának csökkenése) arra a következtetésre sarkall, hogy a számított numerikus eredmények nagyobb összhangban vannak a földi értékekkel, ha a konvekció a teljes köpenyben zajlik.

Modellezésünk további célja volt – a rendelkezésre álló lehetőségeken belül – egy realiztikus köpenymodell felépítése is, illetve az így kapott eredmények összevetése a valós földköpenyvel. A megválasztott paraméterek a következők voltak, a Rayleigh-szám $Ra=3 \cdot 10^7$, a viszkozitás a mélységgel exponenciálisan 30-szorosára nőtt $\gamma=30$, illetve a belső dimenziótlan hőtermelés mértéke $H=10$. A modell kvázistacionárius végeredményét a 2. ábra szemlélteti. A modell kvázistacionárius megoldásából nyert eredmények dimenziótlan mennyiségek, melyek dimenziósíthatók a teljes köpenyre jellemző paraméterekkel (teljes köpenykonvekciót feltételezve), illetve a felső köpeny paramétereivel (izolált kétréteges köpenykonvekciót feltételezve). A kétfajta dimenziósítás után kapott eredményeknek a valós földi értékekkel való összevetését mutatja az 1. táblázat. Megállapítható, hogy a teljes köpenykonvekciót feltételező modellel végzett dimenzióanalízis jobban megfelel a földi értékeknek.

Érdeemes részletesebben kitérni a felszíni forrófoltok és a modellben kialakult hőoszlopok számának összevetésére. Feltételezve, hogy a konvekció a teljes köpenyben zajlik (egyréteges konvekció) az észlelt feláramlássűrűséget felhasználva mintegy 14 hőoszlopnak, vagyis forrófoltnak kellene léteznie a felszínen. Azonban izoláltan történő felső és alsó köpeny konvekció esetén (kétréteges konvekció) a tapasztalt feláramlássűrűség alapján 940 forrófolt lenne várható. A valóságban a különböző forrófolt-listák alapján hozzávetőlegesen 40–50 forrófolt létezik [pl. Steinberger 2000], mely azt sejteti, hogy a köpenyben zajló konvekció egy együtt létező egy- és kétréteges formában zajlik. Ez azt jelenti, hogy a 660 km-es ásványtani fázishatár egy féligáteresztő, szemipermeábilis határ, amely ugyan gátolja a hőoszlopok felemelkedését, de megakadályozni nem képes őket [Galsa és Cserepes 2003].

	Földi érték	Modellszámítás	
		Teljes köpeny konvekció	Felső köpeny konvekció
Átlagos felszíni hőáram	87 mW/m ²	73 mW/m ²	231 mW/m ²
Litoszféralemez sebessége	30–40 mm/év	27 mm/év	24 mm/év
Litoszféra vastagsága	80 km	52–93 km	25–42 km
D'' zóna vastagsága	250±100 km	120–310 km	40–66 km ^a
Hőoszlopátmérő	200–300 km	255±12 km	100±3 km
Forrófoltok száma a felszínen	40–50	14±2 ^b	940 ^c

1. táblázat A modellszámítás ($Ra=3 \cdot 10^7$, $\gamma=30$, $H=10$) és a földköpeny-konvekcióra jellemző ismert paraméterek összehasonlítása.

^a a felső köpeny alsó termikus határrétegének vastagsága

^b a köpeny–mag határ felületére vonatkoztatott feláramlássűrűségből számítva

^c a 660 km mélységű fázisátmenet felületére vonatkoztatott feláramlássűrűségből számítva

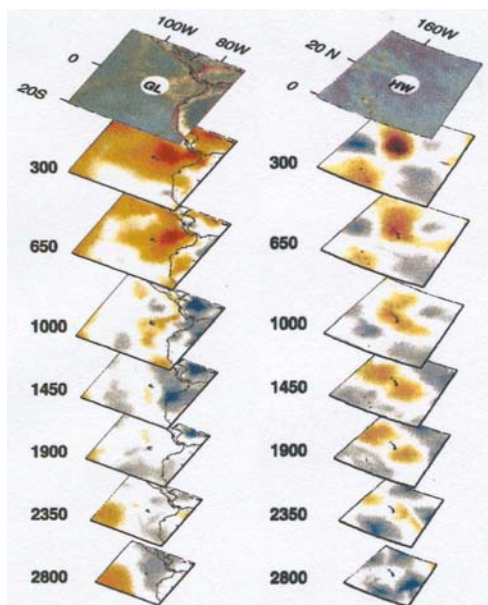
Ezen elképzelés szerint a köpenyben egyaránt léteznie kell teljes köpeny hőoszlopoknak, illetve felső köpeny hőoszlopoknak, melyek mindegyike – bár eltérő tulajdonságú – forrófoltot hoz létre a felszínen.

Összességében megállapítható, hogy a köpenyszerű modell eredményei, illetve a hőoszlop felett számított felszíni értékek (geoid, topográfia stb) egy teljes köpenyben zajló konvekciós áramlást támogatnak. Ám egy új módszer, a hőoszlopok területi sűrűségének és a felszíni forrófoltok összevetésének elemzése inkább az együtt létező egy- és kétréteges áramlást részesíti előnyben. Ugyanakkor kizárja az izoláltan történő kétréteges konvekció lehetőségét.

Az együtt létező egy- és kétréteges konvekció hipotézise nem teljes mértékben újkeletű elképzelés. Már több évtizede ismert, hogy a 660 km-es fázishatár endoterm jellege miatt gátolja a vertikális tömegtranszportot, mind a lebukó hideg lemezeket, mind az emelkedő meleg hőoszlopokat [Schubert et al. 1975]. Néhány numerikus eredmény szerint az endoterm fázishatár időlegesen képes megakadályozni a tömegtranszportot, azonban a megfelelő felhajtóerő akkumulációja után a határ átszakad, úgynevezett lavinajelenség indul meg [Tackley et al. 1994, Cserepes és Yuen 1997]. A fázishatár féligáteresztő képességére jó példa a lebukó litoszférelmezek szeizmikus tomografikus képe. Jól látható rajtuk, hogy míg egyesek a fázishatárnál laterálisan elhajlanak, „felfeksznek a határra”, pl. a Pacifikus-lemez az Izu-Bonin szigetivnél, addig más lemezeknél a tomografikus kép egyértelmű összefüggő negatív sebességanomáliát mutat egészen a köpeny–mag határig, pl. Farallon-lemez Közép-Amerikánál [Bijwaard et al. 1998].

A legújabb, meleg hőoszlopokat kutató tomografikus eljárás, a véges frekvenciás szeizmikus tomográfia is ilyen áramlást valószínűsít [Montelli et al. 2004]. Mintegy 32 forrófolt alatt találtak negatív szeizmikus sebességgel jellemzett anomáliát, melyek egy része csak a felső köpenyben volt detektálható (habár a felbontás az alsóbb tartományokban is elégségesnek bizonyult), míg más forrófoltok alatt lévő lassú zóna forrástartománya a köpeny–mag határ volt (3. ábra).

A földköpeny-konvekció numerikus modellezésével foglalkozó kutatás ezen része az elvégzett dimenzióanalízis alapján, valamint a modellekben kifejlődő feláramlások területi sűrűsége alapján, tehát, valószínűtlenné teszi az alsó és felső köpenyben izoláltan zajló kétréteges konvekció lehetőségét. Ugyanakkor támogatja a 660 km-es endoterm fázishatár félig-, vagy időszakosan áteresztő jellegét, mely így képes lenne felső, alsó és teljes köpeny hőoszlopok előidézésére. A numerikus modellek alapján levont következtetéseket más,



3. ábra A Galapagos (balra) és a Hawaii forrófoltok (jobbra) alatti negatív szeizmikus anomáliák véges frekvenciás szeizmikus tomografikus képe [Montelli et al. 2004]. A Galapagos alatti piros színnel jelzett csökkent szeizmikus sebességű tartomány csak a felső köpenyben látható, míg Hawaii alatt a köpeny–mag határig követhető.

független kísérleti és elméleti eredmények is alátámasztják.

Általánosan kijelenthető, hogy a földköpeny-konvekció megismerésére (ne feledjük a vele szoros kapcsolatban álló tudományágakat, pl. tektonika) több kutatási mód is kínálkozik. A laboratóriumi modellezés hátránya, hogy néhány, a konvekcióra jelentős hatással bíró fizikai jelenség nehezen, vagy egyáltalán nem valósítható meg. Többek között ilyen a mélységfüggő viszkozitás, a belső hőtermelés, a fázisátmenet vagy akár szférikus geometria. Az analitikus módszerek általában csak a konvekció beindulásának környezetében, vagy stacionárius áramlás esetén érvényesek, a földköpenyre jellemző kaotikus áramlási folyamatokra nem. A probléma numerikus kezelése talán a legelterjedtebb, s hazánkban is – Cserepes László professzor révén – hagyományai, eredményei [Cserepes 2002] és további lehetőségei vannak.

Az utóbbi években a köpenykonvekció numerikus modellezésének két irányvonala látszik kialakulóban. Az egyik ág célja a modellek tökéletesítésével elérni, hogy azok minél jobban megfeleljenek a köpenyről alkotott elképzeléseinknek. Míg a másik irány az alapvető fizikai folyamatok (pl. Rayleigh-szám hatása) szisztematikus és kvantitatív vizsgálata által próbál rávilágítani, hogyan, milyen csatolásokon keresztül és mennyire befolyásolják az egyes folyamatok a tapasztalt jelenségeket. Habár az első irányvonal fontosabbnak és kecsegtetőbbnek tűnhet, hiszen gyorsabban vezethet földszerű modellek konstruálásához, azonban a háttérben zajló fizikai folyamatok megismerésének hiányában nem fog a rendszer működésének megértéséhez vezetni. Ezért úgy véljük, hogy a földköpeny-konvekciónak numerikus modellezés által történő megismerésében mindkét iránynak fontos szerepe van. A jövő numerikus modelljeit úgy kell fejleszteni, hogy közben elegendő figyelem jusson az egyes paraméterek kvalitatív és kvantitatív hatásának tanulmányozására.

Vízáramlás numerikus modellezése porózus közegben

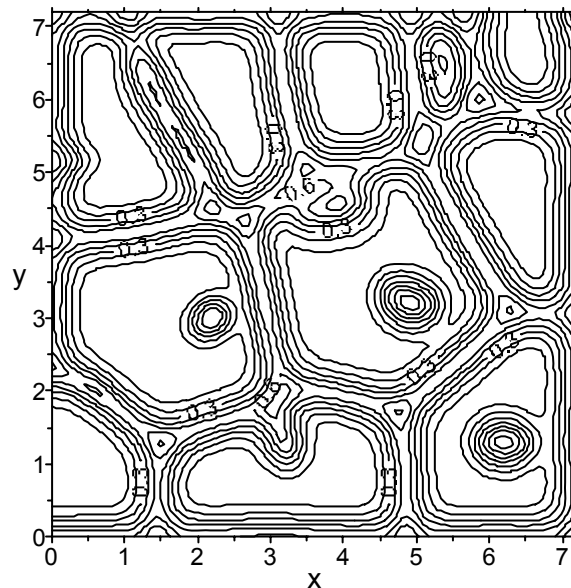
A legjelentősebb különbség a köpenykonvekció és a porózus kőzetekben zajló vízáramlás között, hogy míg a köpeny zárt rendszert alkot, a felszín alatti vízáramlások döntő része nyílt rendszerben történik. A víz az utánpótlási területek felől a megcsapolási területek felé áramlik és az áramlást a hidraulikus nyomásgradiens hajtja. A felszín alatti vízáramlás modellezése során azt az elvi problémát vizsgáltuk, hogy a hidraulikus nyomásgradiens által hajtott áramlás és a termikus konvekció hogyan hat egymásra.

A numerikus modellszámításokat egy „dobozban” végeztük el, melynek a falai, a felső oldal kivételével, vízzárók voltak. A doboz mélysége egységnyi, horizontális kiterjedése nagyobb volt. A doboz tetején egyenletesen lejtő vízfelszínt írtunk elő. Az ebből származó hidraulikus gradiens állandó, melynek dimenziótlan értékét G -vel jelöltük. Ennek hatására a dobozban áramlás alakul ki, melyet a továbbiakban hidraulikus áramlásnak nevezünk. Ugyanakkor a doboz alján magasabb hőmérsékletet írtunk elő, mint a doboz tetején. A doboz oldalai hőszigetelők voltak. Ha a Rayleigh-szám meghaladja a kritikus értéket, akkor a dobozban termikus konvekció is kialakul. Mivel a porózus kőzetek többsége üledékes kőzet, melyek rétegzettek, ezért horizontális anizotrópiát (ϵ) is bevezettünk. Egy három-dimenziós modellterben, ahol G , Ra és ϵ értékét változtattuk, vizsgáltuk a kialakuló áramlások jellegét. A számítások szerint az áramlásokat Ra és G viszonya határozza meg. Ha nincs felszíni nyomásgradiens, a kritikus Rayleigh-szám elérése után az áramlás 2D hengersizmetrikus cellákban alakul ki. A Rayleigh-szám növelésével, szabályos kezdeti feltételek esetén, négyzetes vagy hatszög alakú cellák jönnek létre, melyek stabilak. A természetben nincsenek szabályos kezdeti feltételek. Tetszőleges, véletlenszerű kezdeti perturbáció esetén szabálytalan poligonális cellák alakulnak ki, melyek időben nem állandók. Idővel egyes cellák

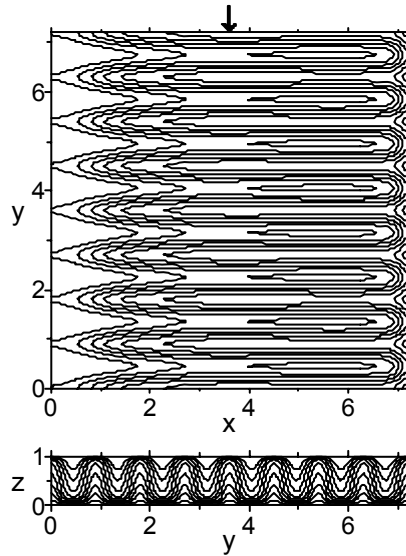
összeolvadnak, míg mások széthasadnak. Ilyen poligonális cellákban zajló áramlás által létrehozott hőmérséklet eloszlás látható az 4. ábrán.

Ha a felszínen nyomásgradiens is van, ($G \neq 0$) kis G esetén ezek a cellák lassan vándorolnak a lejtő irányában. Ha G értékét tovább növeljük a poligonális cellák egyre elnyúltabbak lesznek és henger alakú longitudinális cellák alakulnak ki. Ezek iránya a lejtővel párhuzamos, és bennük a vízrészecskék spirális pályán mozognak (5. ábra). Ennél az áramlási formánál a két mozgatóerő, a hidraulikus nyomásgradiens és a felhajtóerő egyformán fontos szerepet játszik az áramlás kialakulásában. Anizotróp esetben (és alacsony Ra esetén) az áramlás stacionárius, izotróp esetben időfüggő. Ha tovább növeljük a hidraulikus gradienst, akkor a hengerek 90° -t elfordulnak és 2D nem stacionárius áramlás alakul ki (transzverzális hengerek). A hengerek az áramlással együtt a lejtőn lefelé mozognak (6. ábra). Nagy G esetén az áramlás képe olyan lesz, mint egy lejtő alatt kialakuló áramlás képe, ahol nem játszik szerepet a felhajtóerő (egy cellás áramlás, 7. ábra). Nagy G esetén az áramlást a hidraulikus nyomásgradiens hajtja. A felhajtóerő szerepe abban van, hogy a kombinált áramlás több hőt szállít.

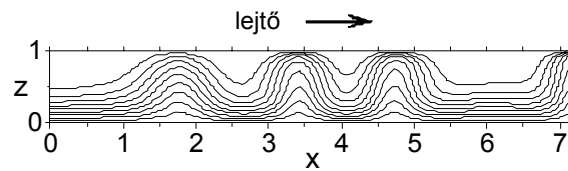
A 8. ábrán összefoglaltuk az anizotróp esetre vonatkozó számítások eredményeit. Az ábráról leolvasható, hogy az (Ra, G) paraméter síkon milyen értékeknél helyezkednek az egymástól gyökeresen különböző áramlási formák.



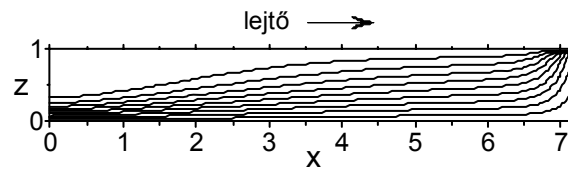
4. ábra. Szabálytalan poligonális cellákban zajló konvekció által kialakított hőmérséklet tér metszete a doboz mélységének felében. A hőmérséklet dimenziótlán, az izovonalak osztásköze 0,1. $Ra = 140$, anizotróp eset.



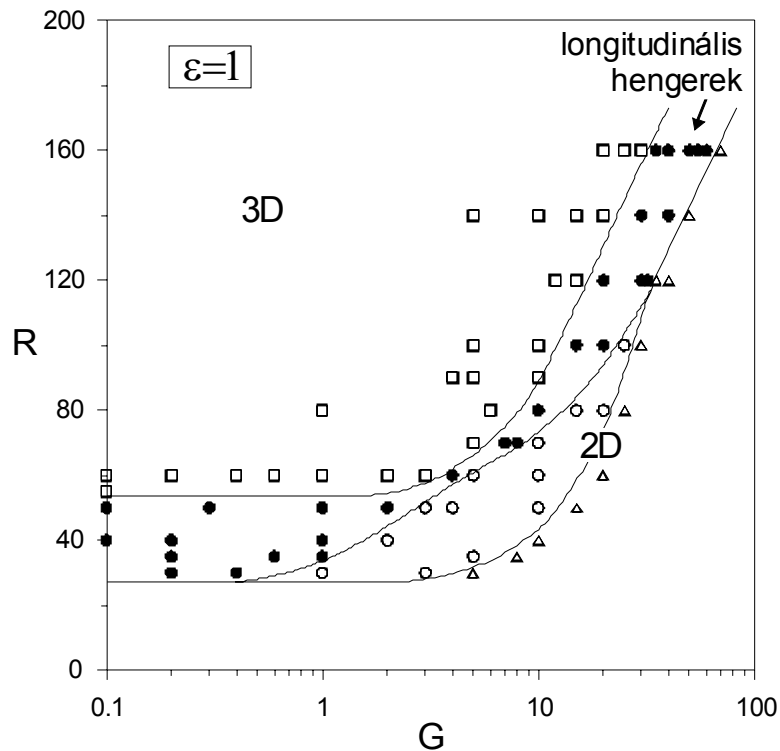
5. ábra. Felül: Hőmérséklet eloszlás a cella mélység felében longitudinális hengerekben zajló áramlás esetén. Alul: függőleges metszet $x = 3.6$ -nél. $Ra = 120$, $G = 20$, anizotróp eset. Stacionárius eset.



6. ábra. Függőleges hőmérséklet metszet a lejtő irányában a lejtőre merőleges transzverzális hengerek esetén. $Ra = 60$, $G = 6$, anizotróp eset. Izotermák lépésköze 0,1. Nem stacionárius kép.



7. ábra. Egy cellás 2D áramlás függőleges hőmérséklet metszete a lejtő irányában. $Ra = 60$, $G = 20$, anizotróp eset. Izotermák lépésköze 0,1.



8. ábra. Az áramlási formák eloszlása az (Ra, G) paramétersíkon. Anizotróp eset. Négyzetek: időfüggő poligonális cellák, tömör körök: szabályos, stacionárius longitudinális hengerek, üres körök: időfüggő transzverzális hengerek, háromszögek: stacionárius 2D egycellás áramlás..

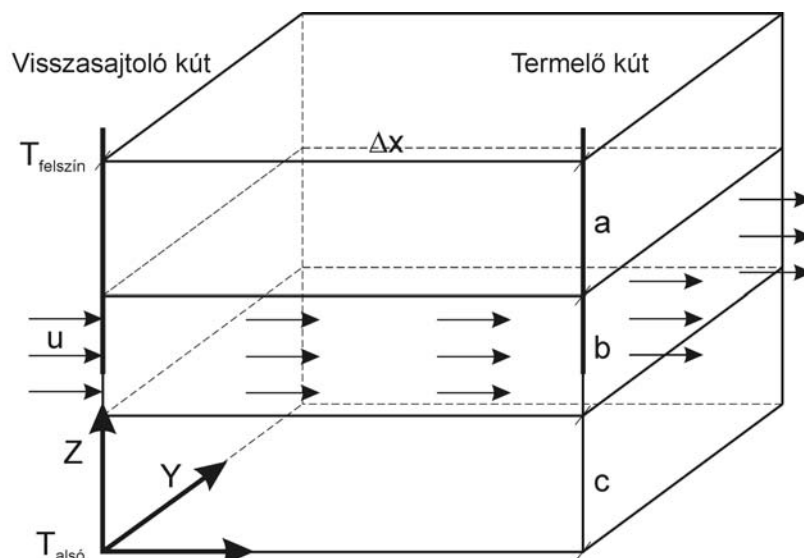
Összefoglalásként megállapítottuk, hogy, ha hidraulikus nyomásgradiens és felhajtóerő is mozgatja az áramlást, akkor poligonális cellás konvekció nagy Rayleigh-szám és kis hidraulikus gradiens határesetben, egy cellás konvekció pedig kis Rayleigh-szám és nagy hidraulikus gradiens határesetben fordul elő. Az érdekes tartomány az átmeneti értékeknél jön létre, mikor lejtőirányú vagy arra merőleges hengercellákban zajlik a konvekció. Ilyen kombinált áramlás előfordul a meteorológiában is, mikor intenzív feláramlás van és a magasabb légrétegekben gyenge szél fúj. Ilyenkor a felhők egymással párhuzamos sávokba rendeződnek, ami analóg a mi longitudinális celláinkkal. A köpenykonvekció esetén is előfordulhat hasonló jelenség. Modellszámítások alapján feltételezik, hogy az óceánközépi hátságtól távolodva a litoszféra hülése során az asztenoszférában kis léptékű konvekciós cellák alakulnak ki (small scale convection). Mivel azonban a litoszféra mozog, ezek a cellák úgy állnak be, hogy a tengelyük párhuzamos lesz a litoszféra mozgásának irányával (merőleges a hátságra). Ez analóg mozgásforma az általunk modellezett longitudinális áramlással, tehát, bár a mozgásegyenlet a köpenyben és a porózus közegben zajló áramlásoknál különböző, ám a konvekció folyamata nagyon hasonló. Analóg határfeltételek esetén (hidraulikus nyomásgradiens a porózus közegben, ill. mozgó lemez a köpeny esetén), a kialakuló mozgásformák nagyon hasonlóak lehetnek.

A felszínközeli térrészek folyadékáramlásának modellezésében esettanulmányokkal folytattuk vizsgálatainkat. A kutatás keretében nem csak elméleti modellszámításokat végeztünk, de megpróbáltuk felszíni geofizikai módszerekkel javítani a felszín alatti tér geometriájára és így a felszínközeli vízáramlás geometriájára vonatkozó ismereteinket is egy teszterületen.

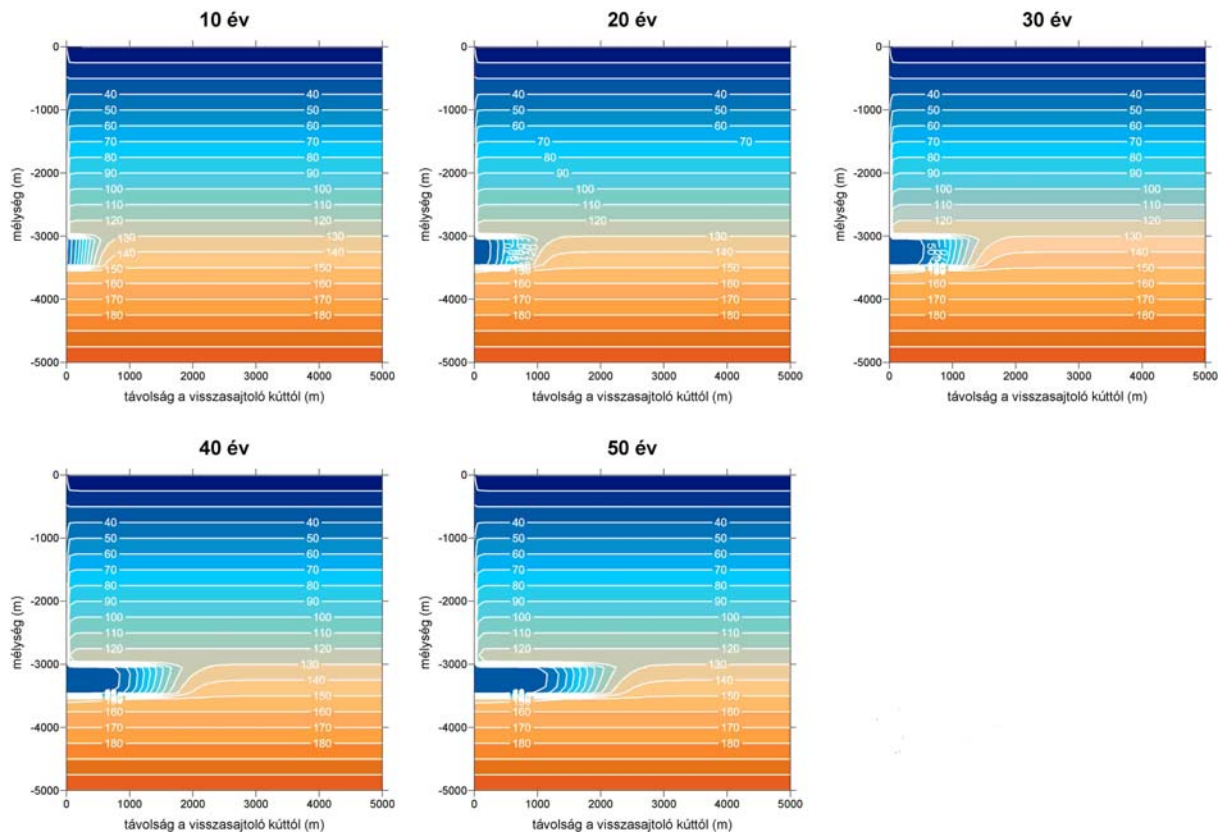
A felszín alatti vízáramlások jellemzőit leginkább a közeg permeabilitása határozza meg. Ezt a paramétert csak a tér egy-egy pontján ismerjük, ott, ahol kutak próbatermeléséből meghatározták. Felszíni geofizikai mérésekkel a permeabilitást nem, de a különböző kőzetek (üledékek) kiterjedését geoelektromos módszerekkel le lehet határolni. Ezáltal a vízáramlási modellt javítani lehet. Vertikális geoelektromos szondázásokat végeztünk egy vízadó területen és a mérésekből sikerült lehatárolni a jó vízvezető (kavics, homok) kőzet testeket és a gyengén vízvezető, vízzáró agyag betelepüléseket. Az eredmények ismeretében világossá vált a felszín alatti vízáramlás geometriája. Az eredményeket egy cikkben közöltük, amely a Geophysics-ben jelent meg.

A fenti cikkben leírt vizsgálatokon túl az OTKA keretből beszerzett FEFLOW programmal praktikus modellszámításokat végeztünk annak eldöntésére, hogy egy geotermikus rezervoárból mennyi ideig lehet adott hozam mellett melegvizet kitermelni. Az 500 m vastag rezervoár-modell geometriáját az 9. ábra szemlélteti. Az eredmények a 10. ábrán láthatók. A számításokból a következő fontosabb konklúziókat lehetett levonni:

1. Állandó kitermelés mellett a kitermelt víz lehülésének ideje az áramló víz fluxusával, (Darcy-sebességével) fordítva, a rezervoár térfogatával egyenesen arányos.
2. A minél tovább tartó és biztonságos kitermelés érdekében csökkenteni kell a Darcy-sebességet, illetve növelni a víz által átjárt térrész nagyságát minél több termelő illetve visszasajtoló kút építésével.
3. Több termelő és visszasajtoló kút csökkenti annak a kockázatát is, hogy a kutak között a víz néhány széles repedésen keresztül áramoljon, és ezáltal ne tudja kisöpörni a rezervoár többi részéből a hőt.
4. A rezervoárból kitermelt hő, és az emiatt bekövetkező lehülés nincs hatással a rezervoár felett elhelyezkedő rétegek hőmérsékletére és ott a termelés befejezése után sem fog számottevően változni a hőmérséklet, feltéve, hogy a fedővel való hidraulikus kapcsolat elhanyagolható mértékű.



9. ábra. Az áramlási modell geometriája. A doboz y irányban végtelen kiterjedésű. A középső rétegben állandó fluxusú áramlás zajlik x irányban. A belépő víz hőmérséklete 30 °C.



10. ábra. A hőmérséklet változása az idő függvényében a modellezett tartományban.
Az izotermák osztásköze $10\text{ }^{\circ}\text{C}$, a Darcy-sebesség 20 m/év .

Irodalomjegyzék

- Albers, M., A local mesh refinement multigrid method for 3-D convection problems with strongly variable viscosity, *J. Comput. Phys.*, 160, 2000, 126–150.
- Anderson, D. L., The thermal state of the upper mantle; no role for mantle plumes, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2000, 3623–3626.
- Bénard, H., Les tourbillions cellulaires dans une nappe liquide, *Revue Generale des Sciences Pures et Appliquees* 11, 1900, 1261–1271; 1309–1328.
- Benioff, H., Orogenesis and deep crustal structure: additional evidence from seismology, *Geological Society of America Bulletin*, 65, 1954, 385–400.
- Bijwaard, H., W. Spakman, E. R. Engdahl, Closing the gap between regional and global travel time tomography, *J. Geophys. Res.*, 103, 1998, 30055–30078.
- Chandrasekhar, S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Clarendon Press, Oxford, 1961.
- Cserepes, L., D. A. Yuen, Dynamical consequences of mid-mantle viscosity stratification on mantle flows with an endothermic phase transition, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1997, 181–184.
- Cserepes, L., M. Rabinowicz, C. Rosemberg-Borot, Three-dimensional infinite Prandtl number convection in one and two layers with implications for the Earth's gravity field, *J. Geophys. Res.*, 93, 1988, 12009–12025.
- Cserepes, L., Convective motions in the mantle, *Acta Geod. Geoph. Hung.*, 37/1, 2002, 3–27.
- Davaille, A., M. L. Bars and C. Carbonne, Thermal convection in a heterogeneous mantle, *C. R. Geoscience*, 335, 2003, 141–156.
- Fukao, Y., S. Widiyantoro and M. Obayashi, Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region, *Rev. Geophys.*, 39/3, 2001, 291–323.
- Galsa, A. and L. Cserepes, The number of hotspots in three-dimensional numerical models of mantle convection, *Acta Geod. Geoph. Hung.*, 38, 2003, 103–109.
- Gordon, R. B., Diffusion creep in the Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, 70, 1965, 2413–2418.
- Hofmann, A. W., Mantle geochemistry: the message from oceanic volcanism, *Nature*, 385, 1997, 219–229.
- Lord Rayleigh, On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side, *Phil. Mag.*, 32, 1916, 529–546.
- McKenzie, D. P., J. M. Roberts and N. O. Weiss, Convection in the earth's mantle: towards a numerical simulation, *J. Fluid Mech.*, 62/3, 1974, 465–538.
- Montelli, R., G. Nolet, F. A. Dahlen, G. Masters, E. R. Engdahl and S-H. Hung, Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle, *Science*, 303, 2004, 338–343.
- Morgan, W. J., Convection plumes in the lower mantle, *Nature*, 230, 1971, 42–43.
- Seidler, E., W. R. Jacoby and H. Cavsak, Hotspot distribution, gravity, mantle tomography: evidence for plumes, *J. Geodynamics*, 27, 1999, 585–608.
- Solomatov, V. S., Scaling of temperature- and stress dependent viscosity convection, *Phys. Fluids*, 7/2, 1995, 266–274.
- Steinberger, B., Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots, *J. Geophys. Res.*, 105, 2000, 11127–11152.
- Steinberger, B., Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots, *J. Geophys. Res.*, 105, 2000, 11127–11152.
- Su, W.-J., R. L. Woodward, A. M. Dziewonski, Deep origin of mid-ocean-ridge seismic velocity anomalies, *Nature*, 360, 1992, 149–152.
- Süle B., The structure and the surface manifestations of mantle plumes in depth-dependent three-dimensional models, *Acta Geod. Geophy. Hung.*, 40/1, 2005, 89–104.
- Tackley, P. J., D. J. Stevenson, G. A. Glatzmaier, G. Schubert, Effect of multiple phase transition in a three-dimensional spherical model of convection in the Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, 99, 1994, 15877–15901.
- Tackley, P. J., Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles, *J. Geophys. Res.*, 101, 1996, 3311–3332.
- Thompson, J., On a changing tessellated structure in certain liquids, *Proc. Phil. Soc. Glasgow*, 13, 1882, 464–468.
- Wadati, K., On the activity of deep focus earthquakes in the Japan islands and neighborhoods, *Geophysical Magazine*, 8, 1935, 305–325.

Woodhouse, J. H. and A. M. Dziewonski, Mapping the upper mantle: Three-dimensional modeling of Earth structure by inversion of seismic waveforms, *J. Geophys. Res.*, 89, 1984, 5953–5986.