

Jánosi Imre

Atmoszférikus Paraméterek Statisztikus Fizikai Vizsgálata és Laboratóriumi Modellezése

MTA doktori értekezés

2007



Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Előszó

Szinte napra pontosan húsz évvel a fizikusi oklevelem átvétele után kezdtem neki ezen értekezésnek, melyben igyekeztem összefoglalni az utóbbi időszakban egyre nagyobb intenzitással művelt, környezeti áramlásokkal kapcsolatos kutatásaink eredményeit. A két évtized alatt elég sok témával kerültem kapcsolatba, amíg a jelenlegi terület irányába fordult az érdeklődésem. Látszólag a granuláris anyagok szimulációjának, sejtbiológiai motivációjú modellezésnek, bizonyos baktérium szuszpenziókban lejátszódó mintázatképződésnek vagy a tőzsdei árfolyamok ingadozásának vajmi csekély köze lehet az óceánok vagy az atmoszféra nagyléptékű áramlásaihoz, ami a részleteket tekintve valóban így is van. A közös fonál mindezekben az a fizikusok számára közhelyes alapprobléma, hogy vajon mit tudunk kideríteni egy nagyon komplex rendszer viselkedéséről, ha csak igen korlátozott mélységű és felbontású mérési adathalmaz áll ehhez rendelkezésünkre. A laboratóriumi kísérletezést még hallgató koromban igen megkedveltem, bár utána évekig nem sok közöm volt „kétkezi” mérésekhez. A diplomamunkám során (alumínium-mangán alapú kvázikristályos ötvözetek kísérleti vizsgálata) világossá vált, hogy a fizika frontvonalához tartozó mérésekre a környéken csak rendkívül szűk területeken volt hozzáférhető eszköz és lehetőség. Az utóbbi években ezen a téren öröndetes fejlődést tapasztalhattunk, ami persze nem a hazai kísérleti háttér kiugró fejlődésében, hanem sokkal inkább a csúcsszínvonalú mérési adatokhoz való hozzáférésben nyilvánul meg.

A geofizikai hidrodinamika iránti érdeklődésem szoros kapcsolatban áll a közel tíz éve megalakított Kármán Környezeti Áramlások Hallgatói Laboratórium felépítéséhez és fejlesztéséhez történt hozzájárulásommal. Az ELTE TTK Fizikus Tanszékcsoport (ma Fizikai Intézet) 1998-as látványosi költözésekor kapott szép új helyiség falra szerelt polcain kívül néhány munkaasztal és csaplefolyó alkotta az infrastruktúrát, amelyből nem volt egyszerű egy működő labor megteremtése. Az hamar nyilvánvalóvá vált, hogy kimondottan oktatási fejlesztésekre anyagi támogatást csak rendkívül ritkán lehet elnyerni, tehát a lehető legrövidebb időn belül szükségünk volt hallgatók „elcsábítására”, és valamilyen dokumentálható kutatási tevékenység beindítására. Ez kezdetben TDK és diploma dolgozatok szorgalmazását jelentette, mindig szem előtt tartva a potenciálisan publi-

kálható témák keresgélését. A diákok bevonásához a rendszeres háttér-oktatást is gyorsan beindítottuk, mára a kapcsolódó speciális kollégiumok meglehetősen népszerűvé váltak elsősorban a meteorológus, fizikus és környezettudomány szakos hallgatók körében.

Az értekezésben az utóbbi néhány év legérdekesebb eredményeinek tömör összefoglalása található. Egészen biztos, hogy bizonyos részinformációk, technikai apróságok kimaradhattak a leírásokból, de bízom benne hogy ez nem csökkenti az érthetőséget, a kapcsolódó cikkek szövege pedig teljes egészében hozzáférhető a honlapomon (<http://lecko.elte.hu>). Ahol az ábrák eredeti forrásai rendelkezésre álltak, igyekeztem a feliratokat magyarra cserélni. Néhány esetben ez nem volt lehetséges, ezért az Olvasók szíves elnézését kérem.

Köszönetnyilvánítás

Ez a munka nem készülhetett volna el a Családom támogatása nélkül. Kiemelten köszönöm Tél Tamás meghatározó szakmai hozzájárulását, akinek ösztönzése és segítsége nélkül talán nem is kerülök a témakör közelébe. Köszönettel tartozom Rácz Zoltánnak, akitől sokat tanultam a statisztikus módszerekről és a klímaváltozás kérdéskörének kritikai megközelítéséről. Szakmai fejlődésemet jelentősen támogatták barátaim, akikkel a különböző témákban együtt végzett tevékenység nagymértékben segítette a megfelelő alapok elsajátítását. Külön ki szeretném emelni Bántay Péter, Fodor Zoltán (önszervező kritikusság), Horváth Viktor (digitális képfeldolgozás, granuláris anyagok), Scheuring István (populációk rács-modellezése), Czírók András, valamint Silhavy Dániel (biokonvekciós kísérletek) hozzájárulását. Külföldi kollégáim közül név szerint szeretném felsorolni mindazokat, akik jelentős szerepet játszottak korábbi és jelenleg is futó sikeres együttműködésekben: Denis Chrétien (Université de Rennes 1), Henrik K. Flyvbjerg (Risø National Laboratory, Roskilde), Jason A.C. Gallas (Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre), John O. Kessler (University of Arizona, Tucson) Rolf Müller (Forschungszentrum Jülich), illetve Dietrich Wolf (Universität Duisburg-Essen). A jelenlegi értekezéssel kapcsolatos munkák nem készülhettek volna el a következő fiatal kollégák meghatározó közreműködése nélkül: Bartos Imre, Gyüre Balázs, Halász Gábor, Hágel Edit, Király Andrea, Kiss Péter, Pattantyús-Ábrahám Margit, és Vincze Miklós. Végül elnézést kérek mindazon kollégától és diáktól akiket nem említettem név szerint, de akik nélkül az ELTE TTK Fizikai Intézete nem lehetne az az inspiráló és izgalmas oktatási és kutatási műhely, amelynek további fejlődéséért igyekszem mindent tőlem telhetőt megtenni a következő években is.

Budapest, 2007 szeptember.

Jánosi Imre

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Néhány gondolat a globális éghajlatváltozásról	1
1.2. Hosszú távon korrelált folyamatok	8
1.3. Detrendált fluktuáció analízis	11
1.4. Felhasznált adatbázisok	15
1.4.1. GDCN Version 1.0	15
1.4.2. Egyéb hőmérsékleti adatok	17
1.4.3. TOMS Version 8	17
1.4.4. ECMWF ERA-40	20
1.5. Globális energiafelhasználás, alternatív források	21
2. Hőmérsékleti idősorok korrelációs tulajdonságai	27
2.1. Hőmérsékleti fluktuációk	27
2.2. Hőmérsékleti fluktuációk lineáris modellezése	30
2.3. Hőmérsékleti válaszfüggvény	32
2.4. A hőmérsékleti válaszfüggvény klimatológiája	34
2.5. Aszimmetrikus hőmérsékletváltozások	37
2.6. A lineáris modellezés továbbfejlesztése	39
3. A korrelációs tulajdonságok helyfüggése	45
3.1. DFA exponensek Ausztrália fölött	46
3.2. Kvázi-biennális oszcillációk hőmérsékleti adatokban	49
3.3. DFA exponensek közel globális földrajzi függése	51
3.4. Nemlineáris korrelációk detektálása	56
3.5. A napi maximum és minimum hőmérsékletek eltérő korreláltságáról	60
3.6. Kitérő: mi határozza meg az éjszakai lehűlés sebességét?	67
4. Légköri aeroszol és ózon adatok vizsgálata	73
4.1. Kalibrációs hiba az Earth Probe aeroszol adatainál	75
4.2. Ózon koncentrációk időbeli korreláltsága	81
4.2.1. Empirikus módusfüggvény dekompozíció	83

4.2.2. Wiener szűrő	87
4.3. Ózon korrelációk közel globális skálán	90
5. Szélenergia potenciál Európa térségében	93
5.1. Alapvető szélstatistikai jellemzők	95
5.2. Szélsebesség eloszlások illesztése	98
5.3. Szélsebesség eloszlások paramétereinek helyfüggése	107
6. Laboratóriumi modellezés	111
6.1. Hegymögötti hullámok rétegzett közegekben	112
6.2. Hőmérsékleti fluktuációk forgó tartályban	122
6.3. Hőmérsékleti konvekció két komponensű folyadékban	129
Függelék: Mérések a Kármán Laborban	139
Hivatkozások	151

Bevezetés

Ebben a fejezetben igyekszünk összefoglalni mindazon háttérinformációt, amely remélhetőleg megkönnyíti a további részek olvasását. Jó előre szeretnénk rögzíteni álláspontunkat bizonyos alapvető kérdésekről (globális klímaváltozás, alternatív energiaforrások), másrészt a technikai részletek összegyűjtésével (felhasznált adatbázisok, algoritmusok, kiértékelési technikák) csökkenteni szándékozunk az érdemi mondanivaló túlságosan száraz prezentálását, és a szükségtelen ismétléseket. Egyetlen kivételként a laboratóriumi vizsgálatok bevezetőjét az utolsó fejezetre hagyjuk, minthogy ez a rész megközelítésmódjában eléggé különbözik az empirikus adatfeldolgozástól és számítógépes modellezéstől.

1.1. Néhány gondolat a globális éghajlatváltozásról

Rendkívüli érdeklődés övezte 2007. február 2-án az ENSZ klímaváltozással foglalkozó szakmai szervezetének (Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC [1]) párizsi sajtóértekezletét, ahol ismertették legújabb átfogó jelentésük első kötetének legfontosabb megállapításait. Mint ismeretes, ez a kormányközi szervezet 1988-ban alakult, három fő munkacsoportja sok ezernyi szakértő munkájára alapozva igyekszik megtalálni a klímakutatás szerteágazó eredményeinek „legkisebb közös többszörösét”, azaz állást foglalni a döntő kérdésekben. Már a legfrissebbet megelőző, 2001-es jelentésük (melynek teljes szövege hozzáférhető az Interneten [2]) sem hagyott sok kétséget a globális klímaváltozás tényét illetően. Az azóta eltelt időben született új kutatási eredmények alapján a korábbi állításokat finomították, a számértékeket pontosították, illetve az előrejelzések javítására koncentráltak. Az IPCC következtetéseinek megbízhatóságát rendkívüli mértékben támogatja, hogy a korábban megfogalmazott jóslatok túlnyomó része szám szerintően bebizonyosodott: az utolsó évtizedben a globális átlaghőmérséklet $0,2^{\circ}\text{C}$ -kal emelkedett, a műszeres mérések kezdete óta feljegyzett 10 legmelegebb év mindegyike 1990 után következett be, az északi félteke jégtakarója rohamosan zsugorodik, a globális tengerszint folyamatosan emelkedik. Az emberi tevékenység klímamódosító hatásának valószínűségét a friss jelentés 90% fölötti értékre becsüli.

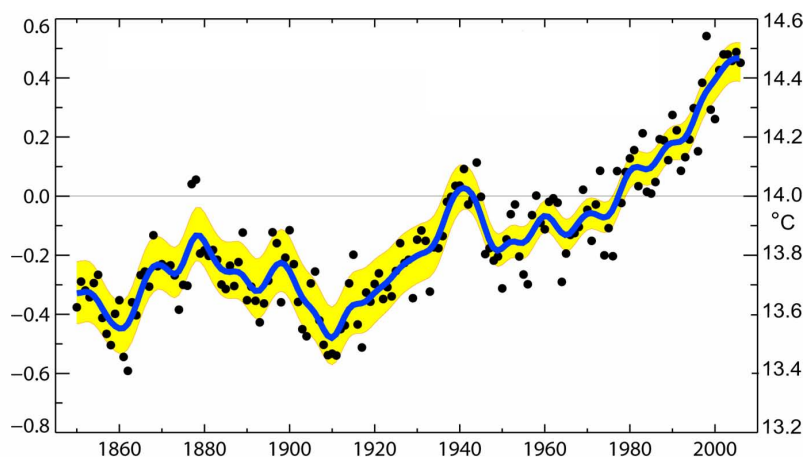
A fentiekhez hasonló megállapítások már magukban is bőséges alapot nyújtanak a népszerű „ismeretterjesztő” irodalomban burjánzó katasztrófa előrejelzésekhez. Ezek szerint az elviselhetetlenül forróvá váló és kiszáradó déli területekről, valamint az elárasztott tengerparti övezetekből északra menekülő tömegek életét a pusztító esőzések és áradások miatt állandósuló éhezés és elképzelhetetlen erejű szélviharok keserítik majd meg, még hozzá a következő néhány évtizeden belül. Mindezt alátámasztani látszik, hogy szinte nincs olyan esti híradó, amely ne számolna be egy hurrikán, árvíz, vagy földcsuszamlás szörnyűségeiről, már ha jut hely az aktuális terrormerénylet vagy vonatkatasztrófa képei mellett.

Az utolsó néhány évben a klímaváltozással kapcsolatos „szkeptikus” fórumokon egyre kevésbé a globális melegedés tényét támadják (ez nehéz is lenne), hanem a fenyegető következményekről, negatív gazdasági hatásokról szóló jóslatokat kérdőjelezzik meg. Ehhez persze minden alap adott, ugyanis ki láthatná előre pontosan akár a közeli jövőt is? Az IPCC jelentések maguk is hangsúlyozzák, hogy egy szűkebb földrajzi régióra (pl. a Kárpát medencére) vonatkozó előrejelzések megbízhatósága sokkal alacsonyabb, mint ami a globális átlagértékeket illeti. Ez a tény nem az alkalmazott módszerek hiányosságaiból adódik, hanem a klíma komplexitásának következménye. Könnyű azt kijelenteni, hogy a Naptól a Földre érkező teljes elnyelt sugárzási energiának pontosan meg kell egyeznie a Földről az űrbe kisugárzott teljes energiamennyiséggel (ezt egyébként precíz mérések is bizonyítják). Nyilvánvaló, hogy pusztán ebből a globális egyensúlyi feltételből vajmi kevés következtetés vonható le a Balaton következő nyáron várható vízszintjére.

Mielőtt eldöntenénk, vajon a radikális zöldek vagy megrögzött szkeptikusok érvrendszere-e a meggyőzőbb számunkra, célszerű a klímaváltozással kapcsolatos főbb kijelentéseket kissé körüljárni. Mit is jelent ez a következő száz évre várt $2 - 4,5$ °C globális hőmérsékletemelkedés? Mi köze ennek a pusztító időjárási katasztrófákhoz? Mikor kell elköltözni a tengerpartok mellől? Mennyiben felelős az emberiség az egészért?

A globális felmelegedés tényét általában az 1.1 ábrán láthatóhoz hasonló grafikonokkal szokták illusztrálni, melynek adatai többszörös megerősítést nyertek. A XX. század közepétől kezdve a teljes Földre vonatkozó átlagos hőmérséklet egyértelműen emelkedő tendenciát mutat. A továbbiakhoz nem árt rögzíteni, hogy a relatív hőmérsékleti skálát (1.1 ábra, bal oldal) az 1961 és 1990 közötti harminc év referencia átlagához képest definiálták.

A következő évtizedekre vonatkozó előrejelzéseket nem a grafikon egyszerű extrapolációjával gyártják, hanem globálisan csatolt atmoszféra-óceán numerikus modellek segítségével becsülik. Ezek szerint (19 különböző szuperszámítógépes modell alapján) a 2100 körül várható átlagos hőmérséklet kb. 3 °C-kal is magasabb lehet, mint az említett referencia időszakban. Sok ez vagy kevés? Erről végtelen hosszan lehetne vitatkozni, egy azonban bizonyos: a 17 °C körüli

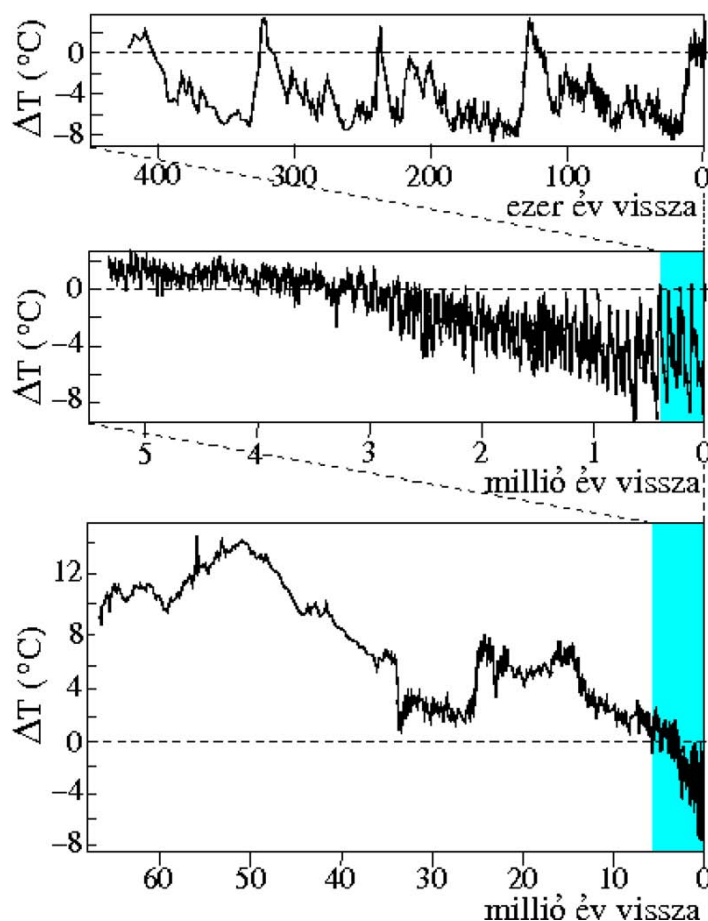


1.1. ábra. A globális felszíni átlaghőmérséklet alakulása a műszeres mérések kezdete óta. A jobb oldali skála az abszolút értéket, a bal oldali az 1961–1990 közötti átlagértéktől való eltérést mutatja. A fekete pontok az egyes évekre vonatkoznak, a folytonos vonal ezek simított átlaga, a színezett sáv a mérési bizonytalanság mértékét mutatja. (IPCC adatok)

globális átlaghőmérséklet egyáltalán nem példátlan, geológiai időskálákon ennél sokkal magasabb és alacsonyabb értékek is bőven előfordultak.

A Föld története során legalább négy olyan nagyobb globális lehűlés volt, amikor jégkorszakok uralkodtak, pl. a 800-600 millió évvel ezelőtti időszakban a tengervíz egészen az egyenlítői területekig befagyott. A globális lehűlések között millió éveken át az egész Földön nagyon meleg, szinte mindenütt trópusi klíma uralkodott. Az utolsó globális lehűlés kb. 40 millió éve kezdődött, az ezt megelőző időszakban a jelenleginél 10-12 °C-kal magasabb átlagértékek voltak a jellemzőek (1.2 ábra, alul). Ekkor sem a déli, sem az északi sarkon nem volt jégtakaró! A globális hűlés kb. 4-5 millió évvel ezelőttre pontosan olyan értékeket eredményezett, amelyeket 2100 körül várhatunk (1.2 ábra, középen). A hőmérséklet csökkenése ezt követően is folytatódott, és 3 millió évvel ezelőtt egy erősen ingadozó időszak kezdődött. Ennek során kezdetben kb. 40 ezer éves, utóbb 100-110 ezer éves periódusidővel egymást követték a lassú lehűléseket hirtelen megszakító rövidebb „meleg” időszakok (1.2 ábra, felül). Az utolsó jégkorszak, mikor a globális átlaghőmérséklet 8 °C-kal volt alacsonyabb a jelenleginél, kb. 10 ezer évvel ezelőtt ért véget.

Az utolsó néhány ezer évben a klíma állapota nagyjából stabilnak mondható. A régmúlt idők éghajlati viszonyaival egyébként a mára szinte önálló tudományággá fejlődött paleoklimatológia foglalkozik, eszköztára igen sokrétű. A fák évgyűrűi, a korallak kémia összetétele, a tavak és tengerek fenekén lerakódó üledék, vagy a jégtakaró rétegeiben csapdába esett zárványok mind rengeteg értékes információt nyújtanak a sok-sok ezer vagy millió évvel ezelőtti viszonyokról. Természetesen minél rövidebb időre kell visszatekinteni, annál részletesebb adatok nyerhetők. Innen tudjuk például, hogy a jelenleg is tartó, relatív stabil



1.2. ábra. A Föld globális hőmérséklete millió éves időskálákon. Alul az utolsó 65 millió év rekonstruált adatai [3], középen az utolsó 5 és fél millió év kinagyítva [4], legfelül a Vosztok jégfúrás rekonstruált hőmérsékleti értékei [5] (utolsó 420 ezer év). Ez utóbbin jól látszik az utolsó négy jelentősebb jégkorszak. A vízszintes szaggatott vonal mindegyik ábrán az 1961–1990 referencia átlagértéket jelöli.

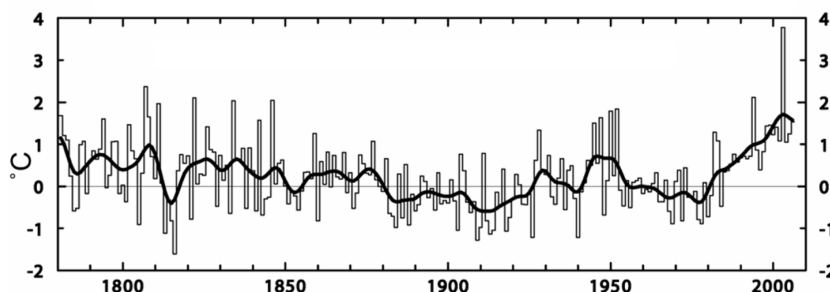
meleg időszak jól detektálható regionális ingadozásokkal járt együtt. Európa területén például a XIV. sz. elejétől a XIX. sz. közepéig a referencia időszakhoz képest kb. 0,5–1 °C-kal alacsonyabb éves átlagértékeket rekonstruáltak. Ez az enyhe negatív kilengés a többi kontinensen nem tűnik kimutathatónak. Ennek ellenére a történelmi források gazdagon dokumentálják, hogy a változás csekély volta ellenére Grönland lakhatatlanná vált (a vikingek eltűntek), Nagy-Britannia déli részéről „kifagyott” a korábban virágzó szőlőkultúra, az Alpok gleccserei növekedni kezdtek, és a földrész nyugati felét általában is éhínségek súlytották a gabonaféléknek túlságosan megrövidült tenyészidőszak miatt. Néha ezt az időszakot „kis-jégkorszak” néven emlegetik (ellentétbe állítva a X–XIII. sz. közti „középkori-optimum” szakaszával), bár ezt az éles különbségtételt többen vitatják.

Jelenlegi ismereteink nem teszik lehetővé, hogy a földi klíma változásainak okait, mechanizmusait magyarázni tudjuk, különösen igaz ez a sok millió éves

folyamatokra. Vannak elméletek, melyek a Nap körüli keringés anomáliáit hozzák összefüggésbe az utolsó 7–8 jégkorszak bekövetkeztével, de a teljes kép ettől még messze nem áll össze. Valójában az ugrásszerű változások megértése a legnehezebb, pl. ötletünk sincs arról, mi történt 34 millió évvel ezelőtt, mikor a Déli Sark jége hirtelen megnőtt, illetve miért olvadt el majdnem teljesen 10 millió évvel később (1.2 ábra, alul). Egyébként az egyszerű válasz az összes ilyen kérdésre, hogy „valami történt a Napban”, de persze ez sokakat nem elégít ki.

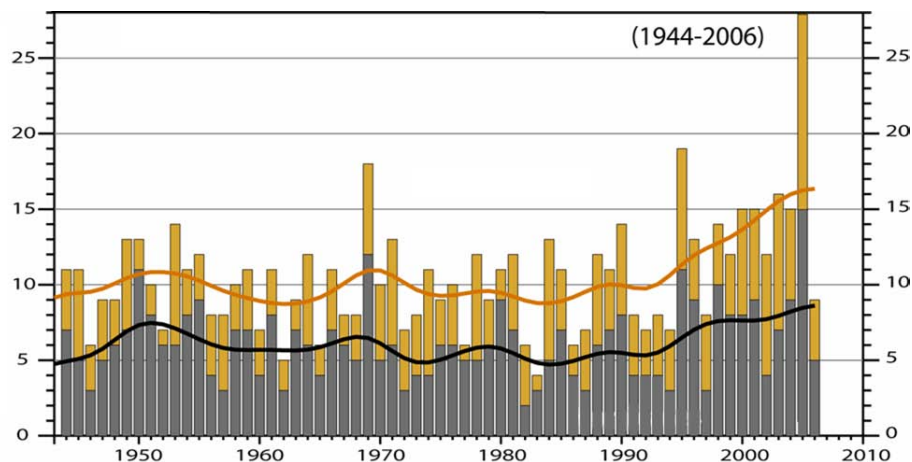
A fentiek alapján lehetséges összegzés eléggé zavarba ejtő. Tudjuk, hogy a földi klíma jelentős kilengéseket mutatott, 8–10 °C-kal hidegebb és 12–14 °C-kal melegebb globális átlaghőmérsékletek is bőven előfordultak, de ennek magyarázatát nem igazán ismerjük. Ha az 1.1 ábra adatait illetve a numerikus számolások eredményeit nézzük, rövid távon bizonyosan melegedéssel kell számolnunk. Ha azonban az 1.2 ábra felső diagramját vesszük alapul, a periodicitás természetes folytatásaként éppen itt az ideje a következő lehűlésnek. Egy emberközpontú megközelítés is lehetséges. Fajunk 5,5 – 6 millió évvel ezelőtt jelent meg. Az 1.2 ábra középső grafikonján pont erre az időszakra ábrázolt hőmérsékletek jelentős klimatikus kilengéseket mutatnak, az emberiség azonban ezeket mind túlélte, sőt, meghódította a bolygót. Viszont a „kis-jégkorszak” tanulsága meg azt mutatja, hogy globális skálán alig kimutatható változások is járhatnak drasztikus következményekkel.

Minthogy a globális átlaghőmérséklet viszonylag enyhe emelkedése önmagában nem tűnik fenyegetőnek, sokkal nagyobb figyelem irányul az extrém időjárási események várható gyakoriságára. Sokan emlékezünk még a 2003-as év nyarán bekövetkezett európai hőhullámra, aminek majdnem húszezer halálos áldozatot tulajdonítanak, de igen szép példa a 2007 júliusi anomália is, amely minden korábbi hőmérsékleti rekordot megdöntött hazánkban. Valóban, az 1.3 ábra adatai alátámasztani látszanak, és a globális felmelegedés „természetes” velejárójának tűnik, hogy nyaranta sokkal erősebb és hosszabban tartó kánikulákra kell számítanunk.



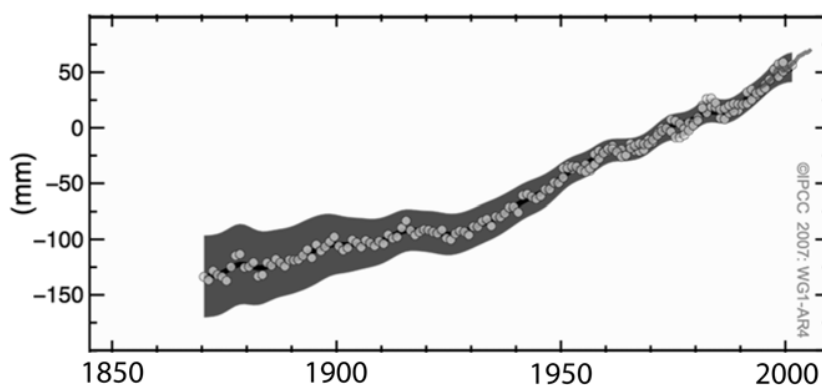
1.3. ábra. A nyári (június-július-augusztus) középhőmérsékletek alakulása Közép-Európa területén, az 1961-1990 közötti referencia időszakhoz képest. (IPCC adatok)

Ehhez hasonló figyelem övezi a pusztító viharokat, amelyek földrészünket szerencsére kevésbé sújtják, mint pl. Észak-Amerikát vagy Délkelet-Ázsiát. A nyári hőhullámokkal ellentétben a viharok gyakoriságával kapcsolatban sokkal több a nyitott kérdés. Először is, az 1.4 ábrán láthatóhoz hasonló statisztikák megbízhatósága messze nem ugyanaz, mint az egyszerű hőmérsékleti adatoké. Az igaz ugyan, hogy a repülés elterjedése maga után vonta az észlelések ugrásszerű javulását, de pl. a viharok erősségének becslése a műholdas távérzékelés előtti időben meglehetősen nagy hibákkal volt terhelt. Jelenleg a szakirodalomban még erősen megoszlanak a vélemények a globális felmelegedés és pl. a hurrikán-gyakoriság összefüggéseiről, azaz az 1.4 ábra lászólagos emelkedő tendenciájának jelentéséről. A fizikai modellek ugyanis arra utalnak, hogy egy növekvő átlagos tengerfelszín hőmérséklet egyértelműen segíti a trópusi viharörvények kialakulását, de a légköri instabilitás (ezen belül elsősorban a szélnyírás) fokozódása gátolja a „hurrikán motor” felépülését.



1.4. ábra. Jelentős trópusi viharok (barna), ezen belül a hurrikánok (sötét szürke) évenkénti száma az Atlanti óceán északi medencéjében. (IPCC adatok)

Az éghajlat globális változásával kapcsolatos kritikai megjegyzések gyakran emelik ki az 1.4 ábra statisztikai bizonytalanságát, az 1.3 ábrán látható tendencia regionális voltát, vagy a tényt, hogy az előző század induló és negyvenes éveiben tapasztalható évtizedes lehűlésekre (1.1 ábra) egyszerűen nincs magyarázat. A hőmérsékleti adatok önmagukban nem is lennének meggyőzőek, ha egy sor más indikátor nem mutatná a klíma változását. Közismert a gleccserek fokozatos olvadása, vagy az északi félteke jégtakarójának zsugorodása, melynek következtében az elmúlt évszázadban kb. 15–20 cm-t emelkedett a globális óceán szintje, ráadásul egyre gyorsuló ütemben (1.5 ábra). Hasonlóan az átlagos hőmérséklethez, földtörténeti időskálákon az ingadozás ehhez képest óriási: 3 millió évvel ezelőtt a tengerszint 30–35 méterrel magasabb, míg a 20 ezer évvel ezelőtti jeges minimum idején kb. 120 méterrel alacsonyabb volt a jelenleginél. Ami a további



1.5. ábra. A globális átlagos tengerszint emelkedése az 1961–1990 referencia átlaghoz képest. (IPCC adatok)

emelkedést illeti, a bizonytalanság eléggé nagy. Ennek oka, bármilyen furcsának tűnik is, a fizikai mechanizmusok hiányos ismerete. A vízszint emelkedéséért a szárazföldeket borító jégtakaró olvadása, és a hőmérsékletemelkedés okozta térfogati tágulás a felelős. Mindezt számszerűsíteni azonban igen nehéz. Az óceánok gigantikus tömege és hőkapacitása miatt a tipikus „válaszidő” több száz, akár több ezer éves nagyságrendű, emellett egy sor visszacsatolási mechanizmus sem teljesen ismert. Az IPCC igen óvatosan a következő száz évre 21–70 cm közé becsüli, míg egyéb adatanalízisek inkább az 55–125 cm tartományon belül várják a globális tengerszint növekedését [6].

Az IPCC jelentés rövid előzetese a következő állítást fogalmazza meg: a huszadik század második felétől tapasztalható légköri és óceáni hőmérséklet emelkedése a jégtömeg zsugorodásával együtt elhanyagolható valószínűséggel tulajdonítható kizárólag természetes tényezőknek, az emberi hozzájárulás figyelembevétele nélkül. Ez elsősorban az „üvegház hatású gázok”, ezen belül a széndioxid (CO_2) tömeges kibocsájtásának következménye. Valóban, a mérések egyértelműen mutatják, hogy az utolsó néhány százezer évben soha nem volt akkora a légköri CO_2 koncentráció, mint manapság, és az ugrásszerű változás az ipari forradalom kiteljesedésével esik egy időbe. A numerikus előrejelzések arra utalnak, hogy a jelenlegi koncentráció befagyasztása sem állítaná meg a klíma további melegedését vagy száz évig, de a kibocsájtás csökkenésének semmi jele, sőt, a tendencia éppen fordított.

Az emberi tényező megítélésében azonban a tudományos bizonytalanság lényegesen nagyobb mint magukban a mérésekben, melyek az éghajlat lassú eltolódását mutatják. Számos ellentmondás, a numerikus modellek körüli kérdőjelek, a részfolyamatok hiányos ismerete mind nehezítik egyértelmű következtetések levonását. Egy dolog tűnik biztosnak: ez a kérdéskör még klímakutatók és numerikus modellezők generációinak újított biztos megélhetést.

1.2. Hosszú távon korrelált folyamatok

A globális éghajlatváltozással kapcsolatos egyik döntő kérdés az emberi tevékenység esetleges hatásainak feltárása. Minthogy a csatolt óceáni-légköri folyamatok komplexitása rendkívüli mértékben nehezíti a részletek tudományos szintű megértését, a kézenfekvő megközelítés első lépése a globális klíma természetes változékonyságának vizsgálata lehet. Az 1.2 ábra görbéi világosan mutatják, hogy még az olyan egyszerűnek tűnő változó is, mint amilyen a globális átlaghőmérséklet, időben meglehetősen komplex viselkedést tükröz: lassú determinisztikus (vagy annak tűnő) trendek mellett erős véletlenszerű ingadozások lépnek fel minden időskálán.

Az időjárás vagy éghajlati változások időbeli jellemzésére bevezetett hasznos fogalom a „memória” [7]. Egy dinamikai rendszer rövid távú memóriája véges t_{cor} integrált korrelációs idővel kapcsolatos, amely a $C(\tau)$ autokorrelációs függvény exponenciális lecsengése esetén mindig megadható:

$$t_{cor} = \int_0^\infty C(\tau) d\tau = \int_0^\infty \exp\left(-a \frac{\tau}{\tau^*}\right) d\tau = \frac{\tau^*}{a}, \quad (1.1)$$

itt szokásos módon τ jelöli az időeltolást, τ^* normálási tényező. Ezzel szemben hosszú távú memória esetén t_{cor} divergál, az integrálási tartomány bővülésével végtelenhez tart. Szerencsés esetben az ilyen folyamatok autokorrelációs függvénye egyszerű hatvány alakban közelíthető:

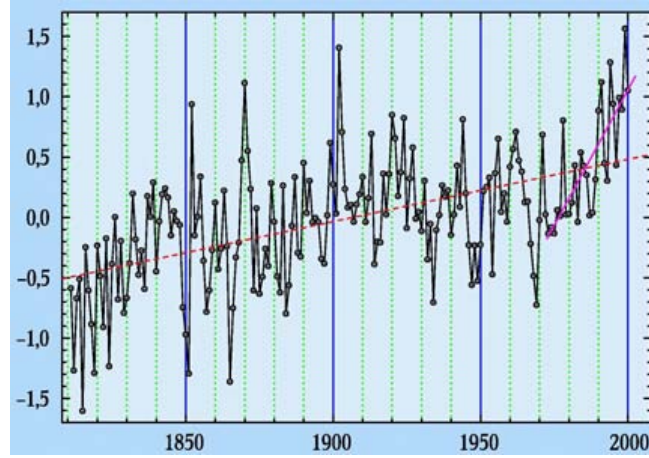
$$C(\tau) \sim \left(\frac{\tau}{\tau^*}\right)^{-\alpha}, \quad 0 < \alpha < 1, \quad (1.2)$$

ahol az α exponens korlátozott értékészlete a stacionaritási feltétel következménye¹.

Mielőtt az analitikai módszerek összefoglalására térnénk, érdemes szemléltetni a hosszú távú korreláltság jelentését. A korrelálatlan folyamatok alapesete, a véletlen bolyongás során a lépések nagysága és előjele egymástól teljesen független, a folyamatnak nincsen memóriája. Véges memória esetén az esedékes lépés függ néhány megelőző elmozdulástól. Hatványfüggvény alakú korrelációs függvény esetén a rendszer memóriája matematikai értelemben végtelen, elvileg minden megelőző lépés befolyást gyakorolhat az éppen következőre. A gyakorlatban egyszerűbb inkább egy olyan kép, hogy egy adott elmozdulás előjelének statisztikai értelemben vett élettartama anomálishan hosszú lehet, melyet nem lehet egy adott számmal jellemezni. Ötletes szemléltetést mutat az 1.6 ábra (Bunde és Kantelhardt nyomán): egy hosszú távon korrelált *stacionárius* folyamat természetes módon képes az 1.1 ábrához hasonló „globális felmelegedést”

¹ Minthogy a sztochasztikus folyamatok kiértékelésének matematikai módszerei nagymértékben kihasználják a stacionaritás meglétét, a gyakorlatban az idősorok feldolgozásának első lépése a hosszú távú trendek eltávolítása, és ezután következik a „maradék” fluktuációk kvantitatív jellemzése. Ezért ahol kimondottan nem utalunk az ellenkezőjére, idősorokon mindig stacionárius fluktuációkat értünk.

produkálni véges intervallumon, melyhez nem feltétlenül szükséges emberi háttértevékenységet feltételezni. Itt azonnal hangsúlyozni szeretnénk, hogy az ábra pusztá szemléltetés, az adott probléma komoly statisztikai elemzése arra az eredményre jutott, hogy az 1.1 görbe menetét nem lehet reprodukálni tisztán statisztikai alapon, a *mért* korrelációs tulajdonságok alapján [9].



1.6. ábra. 190 pontból álló mesterséges adatsor, hosszú távú korrelált sztochasztikus folyamat [$\alpha = 0.4$ (1.2)-ben] szimulációjából [8]. Ha a vízszintes tengely éveknek felel meg, a függőleges pedig éves átlaghőmérsékleti anomáliának, a görbe nagyon hasonlít az 1.1 ábrához.

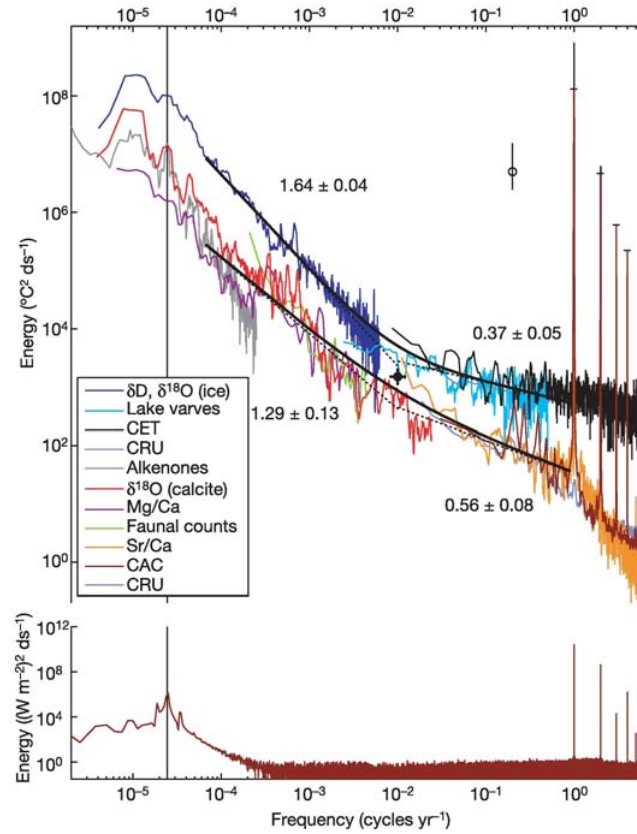
A hosszú távú memória jellemzésének minden gyakorlati módszere lényegében az (1.2) egyenlet α exponensének becslését célozza. Kézenfekvőnek tűnik egy $x(t)$ idősor autokorrelációs függvényének

$$C(\tau) = \langle x(t)x(t+\tau) \rangle \quad (1.3)$$

definíció szerinti kiszámítása, de jól ismert tény, hogy ez a gyakorlatban kevésbé működik nagy τ értékekre, az eljárás erős zajérzékenysége miatt. Ezért sokkal elterjedtebb a Fourier analízis, azaz az $S(f)$ teljesítménysűrűség spektrum számítása, amely (1.2) fennállása esetén maga is hatványfüggvény alakban írható fel, és az exponensek között egyszerű reláció adható:

$$S(f) \sim f^{-\beta}, \quad \beta = 1 - \alpha. \quad (1.4)$$

(Itt a normálhatóság nem zárja ki $\beta > 1$ teljesülését, csak ekkor nem beszélünk klasszikus értelemben hosszú távú korreláltságról.) A Fourier analízis önmagában is egy gazdag módszergyűjtemény sok érdekes részlettel [10, 11], de ezekbe itt nem mennénk be, minthogy számos monográfia és számtalan technikai publikáció foglalkozik vele. Mesteri alkalmazásának egy új eredményét illusztrálja az 1.7 ábra (Huybers és Curry nyomán), melyen instrumentális és paleoklimatológiai módszerekkel rekonstruált hőmérsékleti idősorok megfelelően normált és



1.7. ábra. Összefésült teljesítménysűrűség spektrum egy magas szélességi körön mért (legfelső görbese-reg) és egy trópusi (alatta) hőmérséklet idősor-halmazra egy hónaptól egymillió évig terjedő időskálán. Legalul a 65° északi szélességen mérhető beeső napsugárzás intenzitásának spektruma, a vékony fekete vonal a fundamentális Milankovitch periódicitásnak megfelelő 41 ezer éves csúcsot jelöli. Részletek [12]-ben.

összefésült spektrumai jól láthatatóan folytonos eloszlást mutatnak majdnem 7 (!) nagyságrenden keresztül.

Az 1.7 ábra spektrumai érdekes összefüggéseket tárnak fel a beeső napsugárzás, mint közvetlen gerjesztés, és a hőmérsékleti ingadozások, mint atmoszferikus válasz korrelációs tulajdonságai között. Az 1-100 éves frekvenciatartomány erős korrelációi ($\beta = 0.37$ északon illetve $\beta = 0.56$ az egyenlítő környékén) meredekebb hatványfüggvény viselkedést mutatnak hosszabb időskálákon, egyre nagyobb amplitúdójú ingadozásokra utalva az egyre hosszabb időskálákon. (A legkisebb frekvenciájú, mintegy százezer éves csúcs az utolsó egymillió év jégkorszakainak periodikus felléptéhez tartozik.) A száz év körüli meredekségváltás arra utal, hogy két különböző fizikai mechanizmus lehet felelős az éghajlat ingadozásainak alakításában. Potenciális jelöltek az óceáni áramlások, illetve a jégtakaró hosszú idejű dinamikája [12].

A spektrális módszerek mellett hosszú távon korrelált idősorok vizsgálatára egy sor eljárást fejlesztettek ki az önhasznosság, önaffinitás, azaz a fraktál kon-

cepció alapján. Ennek jól ismert példái a Hurst analízis [13], fraktális Brown-mozgás leírás [14], multifraktális spektrum számítás [14], stb. Ezen módszerek koncepcionálisan új megközelítést jelentettek az ingadozási jelenségek tanulmányozására és leírására, ám praktikus szempontból egyenrangúnak tekinthetők az autokorrelációs függvény vizsgálatával. Például a H Hurst exponens R/S skálázás révén [13] nyert értéke egyszerű módon kötődik a teljesítménysűrűség spektrum exponenséhez:

$$\beta = 2H - 1, \quad 1 < \beta < 3. \quad (1.5)$$

Ezen módszerek mindegyikében közös, hogy a stacionaritástól való eltérés hamis eredményekre vezethet. A gyakorlatban bármelyik módszert használjuk is a fluktuációk korrelációinak kiértékelésére, az első szükségszerű lépés minden esetben az esetleges trendek eltávolítása. Ez bizonyos esetekben egyszerű (pl. az éves periodicitás kivonása meteorológiai adatsorokból), más esetekben problémás (az 1.6 ábra egy stacionárius idősor véges szakaszát illusztrálja). Ebben jelentett előrelépést a detrendált fluktuáció analízis kifejlesztése, melyet a következő szakaszban kissé részletesebben ismertetünk.

Igen jelentős módszercsalád nőtt ki a dinamikai rendszerek, a káosz tanulmányozásából is [15]. Ennek részleteibe itt azért nem megyünk bele, mert a fázistér-beágyazás koncepciója nagyon erősen kihasználja az adott dinamikai rendszer alacsony dimenziós jellegét. Az általunk vizsgált atmoszférikus dinamika azonban praktikusán végtelen sok szabadságfokkal rendelkezik, ezért a kaotikus dinamikai leírás csak korlátozottan nyújt használható eredményeket a gyakorlatban.

1.3. Detrendált fluktuáció analízis

A detrendált fluktuáció analízis (DFA²) alapötlete a véletlen bolyongások elméletéhez kapcsolódik. Eredetileg DNS szekvenciák illetve fiziológiai idősorok korrelációs tulajdonságainak vizsgálatára fejlesztették ki Peng és munkatársai [16, 17], de jól használhatósága miatt 2004-ig közel félezer publikációban bukkan fel [18] a legkülönbözőbb adatok kiértékelésére.

Egy bolyongási folyamat során a stacionaritás, mint feltétel, ritkán merül fel, ennek ellenére egy sor tulajdonság kvantitatívan kiértékelhető problémák nélkül, lényegében ez a DFA alapötlete. Tekintsünk tehát egy adott idősort valamely bolyongási folyamat *lépéseinek* azonos Δt időközönként mintavételezve. A bolyongás „trajektóriáját”, vagy más néven „profil”-ját könnyen előállíthatjuk az

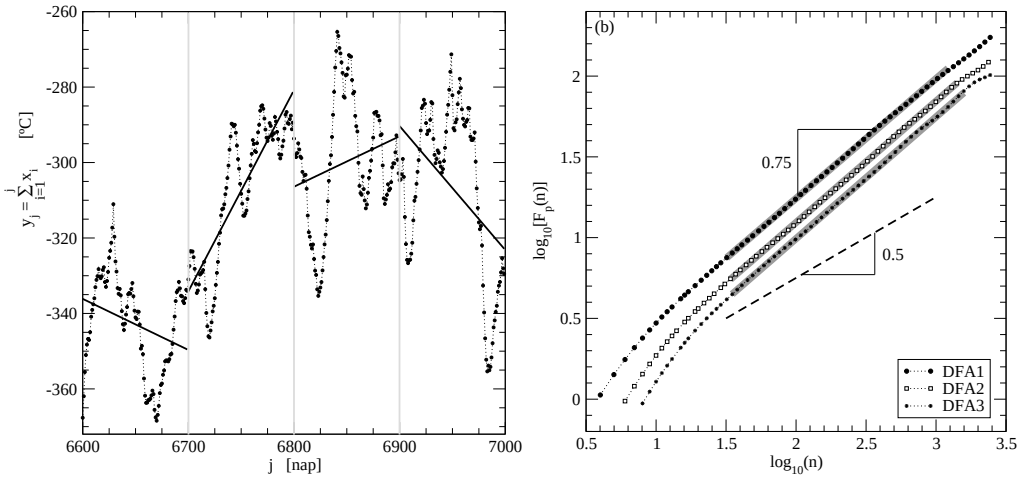
$$y(j) = \sum_{i=1}^j x_i \quad (j = 1, \dots, N) \quad (1.6)$$

² Az elnevezés az angol „detrended fluctuation analysis” kifejezés tükörfordítása, sajnos ezidáig jobbat nem sikerült találnunk.

összegzéssel, célunk lényegében ezen „görbe” fraktál tulajdonságainak kiértékelése.

A profilt egymással nem-átfedő azonos n hosszúságú szakaszokra (szegmensekre) osztjuk, a különböző szakaszokat a $k = 1, \dots, [N/n]$ index jelöli (a szögletes zárójel az egészrész képzésre utal). Minden szegmensben meghatározzuk a lokális trendet egy p -edrendű $f_k^{(p)}(j)$ polinom illesztésével (1.8a ábra), majd a profilt „detrendáljuk” ezen polinom kivonásával:

$$z^{(p)}(j) = y(j) - f_k^{(p)}(j) \quad (j = 1, \dots, N) \quad (1.7)$$



1.8. ábra. (a) Példa egy y_j integrált adatsor [l. (1.6)] $n = 100$ szegmensmérethez tartozó felosztására, és lokális lineáris trend ($p = 1$) illesztésekre. (b) DFA görbék lineáris (DFA1), másodrendű (DFA2) illetve harmadrendű (DFA3) lokális polinom detrendálással. A szürke szakaszok meredeksége 0.75 körüli érték, a korrelálatlan folyamatokra jellemző 0.5-ös meredekségű egyenes (lásd a szövegben) ettől jól elkülöníthető.

A $z^{(p)}(j)$ reziduális idősor fluktuációinak jellemzésére szokásos mennyiség az n szegmensméretre jellemző átlagos szórás:

$$F^{(p)}(n) = \sqrt{\frac{1}{n[N/n]} \sum_{j=1}^{n[N/n]} [z^{(p)}(j)]^2}, \quad (1.8)$$

a jelölések a fentiekkel megegyeznek.

Kezdetben empirikus megfigyelések [16, 17, 18], később szigorúbb matematikai elemzések [19, 20] is arra az eredményre jutottak, hogy hosszú távú korreláltság, azaz az autokorrelációs függvény (1.2) egyenletnek megfelelő hatványfüggvény viselkedése esetén $F^{(p)}(n)$ és n között is hatványfüggvény kapcsolat (önhasonlóság) áll fenn:

$$F^{(p)}(n) \sim n^\delta. \quad (1.9)$$

Ez a hatványfüggvény kapcsolat szokásos módon egyenest ad, ha a fenti relációt kettős logaritmikus skálán ábrázoljuk (1.8b ábra). Az említett elméleti vizsgálatok [19, 20] fontos eredménye az exponensek közötti keresztrelációk feltárása, mely szerint

$$\delta = 1 - \frac{\alpha}{2} = \frac{1 + \beta}{2}, \quad (1.10)$$

ahol α és β az (1.2) autokorrelációs függvény és az (1.4) teljesítménysűrűség spektrum exponensei. Fontos hangsúlyozni, hogy a DFA exponens által nyújtott információ azonos bármelyik másik exponensével, azaz a lineáris kétpont korrelációk egy jellemzője. A módszer gyakorlati haszna abban rejlik, hogy egy p –edrendű lokális trendlevonás ekvivalens az eredeti idősorban esetlegesen található $(p - 1)$ –edrendű gyenge trend eltávolításával, amely az adatok ábrázolása esetén nem szembetűnő, viszont α vagy β közvetlen meghatározásánál hamis eredményre vezet. Ha léteznek trendek az adatokban, ez általában az egyre magasabb rendű DFA görbék meredekségváltozásában tükröződnek, azaz az (1.9) skálázási reláció akkor vehető komolyan, ha az exponens értékek nem függenek p –től (ez lényegében teljesül az 1.8b ábra adatainál).

Az (1.10) keresztrelációk alapján egy adott folyamat az alábbi egyszerű osztályokba sorolható:

- Teljesen korrelálatlan folyamat (fehérzaj) esetén $\delta \equiv 0.5$.
- Véges memóriájú folyamat (azaz exponenciálisan lecsengő autokorreláció) esetén a DFA görbék kezdeti meredeksége bármekkora lehet, de a görbe aszimptotikusan a $\delta = 0.5$ értékhez tart (hasonlóan az 1.8b ábra görbéihez, melyek kezdeti meredeksége nagyobb).
- Hosszú távú korrelációk esetén $0.5 < \delta < 1$, a folyamatot perzisztensek hívjuk.
- Az ún. antiperzisztens folyamatokat jellemzi $\delta < 0.5$, ebben az esetben egy adott előjelű fluktuációt követően nagyobb a valószínűsége egy ellenkező előjelű lépésnek.
- Ha $\delta > 1$, korrelációk létezhetnek, de α értéke nem meghatározható. Általában ez arra utal, hogy az adatsorból még a DFA eljárás sem távolította el a trendeket, később erre az esetre is konkrét példákat mutatunk.

A H.E. Stanley (Boston University) által vezetett csoport nem csak a módszer kifejlesztésében [16, 17], hanem egy sor, főleg fiziológiai adatokra történő alkalmazásban is élen járt/jár [18]. Igen fontos eredményeket tudhatnak maguknak szintetikus adatsorok kiterjedt elemzéséből kiindulva, melynek során különböző trendek, illetve empirikus adatokban gyakran előforduló anomáliák (adathiány, szakadás, téves outlierok, stb.) hatásait vizsgálták a DFA módszerre [21, 22, 23, 24]. Itt most azokat az eredményeket emelnénk ki, melyek az általunk elemzett adatok szempontjából igen hasznosnak bizonyultak.

Az egyik legfontosabb eredmény az ún. variancia szuperpozícióval kapcsolatos. Legyen két *korrelálatlan* jelünk, f és g (pl. egy periodikus háttér és mondjuk véletlen fluktuációk), melyekre külön-külön meghatározhatók az (1.8) egyenlettel

adott DFA szórási függvények $F_f^{(p)}(n)$ és $F_g^{(p)}(n)$, az n szegmeshossz függvényében. A két jel szuperpozíciójával keletkezett $f+g$ kompozit idősor DFA görbéire fennáll [21, 22]:

$$F_{f+g}^{(p)}(n)^2 = F_f^{(p)}(n)^2 + F_g^{(p)}(n)^2 . \quad (1.11)$$

A későbbiekben példákat fogunk mutatni ezen összefüggés alkalmazására, amely szerencsés esetben elősegítheti adott idősorok dekompozícióját olyan esetben, mikor ez magából a jelalakból egyáltalán nem triviális (pl. kváziperiodikus háttér oszcillációk).

Az adatbankok egyik leggyakoribb hibája az ilyen-olyan okokból bekövetkezett adathiány, amely lehet pontszerű, vagy kiterjedhet hosszabb intervallumokra is. Mint Chen és munkatársai megmutatták [22], hosszú távú korreláltság esetén ($0.5 < \delta < 1$) az adatsor akár 50 %-a eltávolítható, úgy, hogy a maradék adatok „összeragasztásával” nyert idősor az eredetivel megegyező DFA viselkedést mutat.

Kantelhardt és munkatársai [25] részletesen megvizsgálták a DFA skálázás tulajdonságait a görbék kezdeti szakaszán is. Szintetikus adatsorokon végzett empirikus észlelések sora mutatta ugyanis, hogy rövid időskálákon (n kicsi) eltérés mutatkozik a DFA módszerben eredményül kapott fluktuációs függvény és a várt viselkedés között. Ez a DFA módszer belső tulajdonsága, mivel $F^{(p)}(n)$ csak aszimptotikusan éri el a skála-törvényt. (Szemléletesen szólva, a kevés számú pontra történő lokális trendillesztések „túl jó” eredményt adnak, azaz a variancia értéke lefelé tolódik.) Fontos megfigyelésük, hogy az anomália elhanyagolható mértékben függ az aszimptotikus skálázási tulajdonságoktól [25].

Ez utóbbi eredmény alapján bevezethetünk egy „univerzális” korrekciós függvényt oly módon, hogy ismert korrelációs tulajdonságú (δ előre adott) adatsorokból kiszámoljuk a fluktuációs függvényt, majd az adott p -ed rendű DFA-hoz és adott δ -hoz tartozó $K_\delta^{(p)}(n)$ korrekciós függvényt:

$$K_\delta^{(p)}(n) = \frac{n'^\delta}{\langle [F^{(p)}(n')]^2 \rangle^{1/2}} \frac{\langle [F^{(p)}(n)]^2 \rangle^{1/2}}{n^\delta} , \quad (1.12)$$

ahol $n' \gg 1$ egy rögzített szegmens méret, és $\langle \dots \rangle$ a különböző realizációkra vett átlagolást jelöl (minden egyes mesterséges adatsorból külön készítünk fluktuációs függvényt). A korrekciós függvény gyakorlatilag a várt skálázástól (n^δ) vett eltérést adja meg. Az arányossági tényezőt olyan n' -nél becsülhetjük helyesen, ahol az eltérés már nem számottevő. Fontos n' jó megválasztása, hiszen elegendően nagyra kell lennie (mondjuk $n' > 50$), másrészt az idősor hosszánál csak szignifikánsan rövidebb lehet (ahol a szegmensekre vett átlagolás statisztikája még kielégítő). Tapasztalatok szerint $n \approx N/20$ nagyjából megfelelő.

Mint említettük, a korrekciós függvény csekély mértékben függ δ -tól, ezzel szemben a lokális illesztés rendjére (p) érzékeny [25]. Ezért a gyakorlatban célszerű minden egyes rendre előállítani a korrekciót könnyen előállítható fehér zaj

adatsorokra, ahol a várható meredekség mindenhol $\delta = 1/2$. Ezzel aztán kiszámolhatjuk a korrigált DFA görbékét:

$$F_{*}^{(p)}(n) = \frac{F^{(p)}(n)}{K_{\delta=1/2}^{(p)}(n)} . \quad (1.13)$$

Azaz ha a vizsgálandó idősorunkból kapott fluktuációs függvényt osztjuk a megfelelő rendű korrekciós függvénnyel, akkor rövid időskálákon is jobb közelítést kapunk az idősor skálázási tulajdonságaira.

1.4. Felhasznált adatbázisok

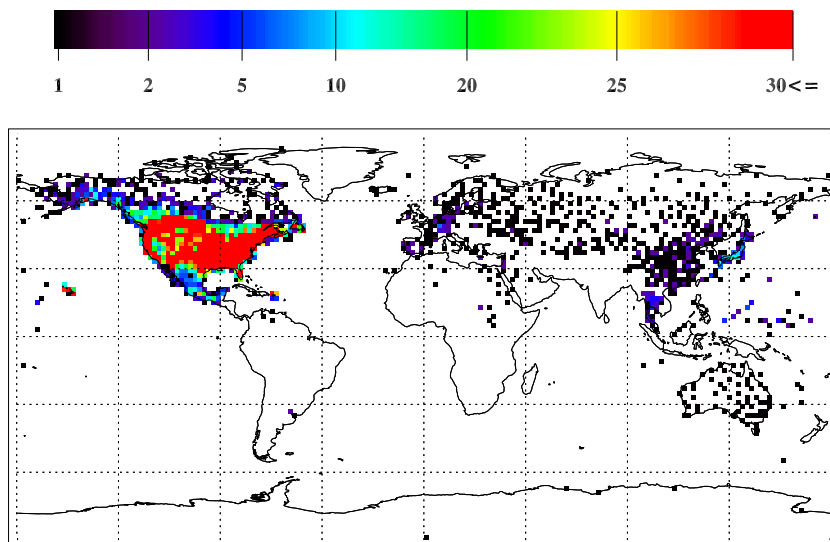
Szerencsére az utóbbi időben kedvező irányban változik a mérési adatokhoz való hozzáférés lehetősége. Az automatizált földi és műholdas adatgyűjtés olyan mennyiségben „termeli” az információt, amely általában messze meghaladja az „atadgazdák” feldolgozási képességét, ezért egyre több adatbank nyílik meg egyszerű internetes hozzáféréssel. Az európai politika ebben a tekintetben lényegesen az USA (illetve Kanada és Ausztrália) gyakorlata mögött kullog, mely szerint a főleg adópénzből fenntartott mérőhálózatok adatait nyilvánossá kell tenni. Munkánk során a következő adatbázisok felhasználására került sor.

1.4.1. GDCN Version 1.0

A National Climatic Data Center Global Daily Climatology Network (GDCN Version) adatbázisa [26] a világ sok tájáról összesen 32857 mérőállomás napi minimum- és maximumhőmérsékletét, valamint csapadékadatát (a pontos földrajzi koordinátákkal együtt) tartalmazza³, a déli félteke azonban meglehetősen alulreprezentált. Az állomások nagy része esetében csak csapadékadat áll rendelkezésre, illetve a hőmérsékleti adatsor nagyon hiányos.

Hőmérsékleti adat összesen 14737 állomásra adott, ebből 136 városra csak minimumhőmérséklet, 7 városra pedig csak maximumhőmérséklet. A mérőállomások elhelyezkedéséről és sűrűségéről képet alkothatunk az 1.9 ábra alapján, mely az $2^\circ \times 2^\circ$ méretű cellákba eső azon állomások számát mutatja, ahol van értékelhető hőmérsékleti adat. Ezek a mérőhelyek összesen 1337 cellában helyezkednek el, az egy cellába eső állomások maximális száma 191 (48.0°N - 50.0°N , 122.0°W - 124.0°W , Vancouver és környéke). Jónak mondható a területi lefedettség - az ország teljes területéhez képest - az Amerikai Egyesült Államokban (9681 állomás), Kanadában (3852 állomás), Japánban (154 állomás), és Mexikóban (326 állomás). Mexikóban azonban az állomások egy részénél nem azonosítható pontosan, hogy mely adatokat mérték Celsius-skálán, illetve Fahrenheit-skálán [26],

³ Az itt felsorolt adatok alapos kigyűjtéséért köszönettel tartozom Király Andreának.



1.9. ábra. A $2^\circ \times 2^\circ$ méretű cellákba eső állomásszám színkódolással ábrázolva. (Király Andrea)

így a Mexikói adatok esetében a kapott eredmények nem tekinthetők relevánsnak. 100 és 200 közötti állomásszámmal rendelkezik még Kína és Oroszország, az ország területéhez mérten azonban ez már kifejezetten nem mondható részletesnek. 50 és 100 közötti az állomások száma Thaiföld és Ausztrália esetében, 10 és 50 közötti 7 ország⁴ esetében, 10-nél kevesebb állomással képviselteti magát további 31 ország⁵, és mindössze 1-1 állomás adatsora elérhető 10 ország⁶ esetében. Magyarországi mérési eredményeket ez az adatbázis egyáltalán nem tartalmaz.

A leghosszabb - és egyben legjobb minőségű - hőmérsékleti adatsor Torontó (Kanada, 43.67°N , 79.40°W) mérőállomásáról áll rendelkezésre, az adatsor kezdődátuma 1840. március 1, az adatsor vége 2001. szeptember 30, és mindössze 5 napnyi adat hiányzik belőle (ezek sem egymást követő, hanem kivétel nélkül egymástól elszigetelt napok). Több esetben előfordul azonban, hogy egyes állomásoknál - több év szünettel körülvéve - csak 1-1 hónapnyi mérési adat szerepel.

⁴ Franciaország, Németország, Norvégia, Spanyolország, Svédország, Kazahsztán, Ukrajna

⁵ Algéria, Egyiptom, Izrael, Szudán, Szaud-Arábia, Szíria, Mongólia, Korea, Fehéroroszország, Örményország, Grúzia, Kirgizisztán, Tadzsisztán, Türkmenisztán, Üzbegisztán, Észtország, Lettország, Litvánia, Dánia, Finnország, Görögország, Izland, Írország, Olaszország, Hollandia, Portugália, Svájc, Uruguay, Venezuela, Malajzia, Új-Kaledónia

⁶ Ausztria, Belgium, Luxemburg, Lengyelország, Szlovákia, Nagy-Britannia, Azerbajdzsán, Bosznia, Moldova, Francia-Polinézia

1.4.2. Egyéb hőmérsékleti adatok

Egy sor ellenőrző tesztnél felhasználtuk 18 magyarországi meteorológia állomás (Balassagyarmat, Békéscsaba, Budapest, Debrecen, Győr, Iregszemcse, Karcag, Kompolt, Martonvásárhely, Miskolc, Mosonmagyaróvár, Nyíregyháza, Pápa, Szeged, Szolnok, Szombathely, Tatabánya, Zalaegerszeg) történeti adatsorait, ami napi középhőmérsékleteket tartalmaz az 1951. január 1. – 1989. december 31. időszakban. Ez az intervallum egyébként 4188 GDCN adatbankbeli idősorral fedt.

Az Internetről sikerült letöltenünk egy Ausztráliára vonatkozó jó minőségű, napi minimum és maximum hőmérsékleti adatokat tartalmazó idősor gyűjteményt [27]. A rendelkezésre álló 107 állomás adatai közül 61-et (48 kontinentális, 13 szigeteken található) választottunk ki az adatsor minősége és teljessége alapján, valamint azon szempont figyelembevételével, hogy a lehető legjobb területi lefedettséget érjük el. Az adatsorok átlagos hossza 45 év, a legrövidebb 19 éves, a leghosszabbak (Adelaide, Melbourne, Sydney) közel 120 évet fognak át. A hiányzó adatok aránya sehol sem haladja meg az 1.2 %-ot. Ezen napok esetében a hiányt a környező napok adatai és a hőmérséklet adott állomásra jellemző éves menete alapján becsléssel határoztuk meg.

A 3.6 és 3.5 szakaszban ismertetett vizsgálatokhoz felhasználtunk két, nagy időbeli felbontású idősor kollekciót. Az első sorozat helyben (ELTE TTK Lágymányosi Kampusz, Északi tömb) került rögzítésre, 1 perces hőmérsékleti adatok 10 perces átlagát tartalmazza a 2001. január 1. és 2002. október 31. közötti időszakban. Adathiány miatt 38 nap feldolgozása nem volt végrehajtható.

A másik sorozat az Interneten volt hozzáférhető (a cím jelenleg már nem él), az ausztráliai Nerrigundah-farmon készült. Nerrigundah egy mezőgazdasági hasznosítás szempontjából érintetlen birtok Új Dél-Wales tartományban, Dungogtól 11 km-re északnyugatra (32°19'S, 151°43'E). Ezen a helyen részletes hidrológiai vizsgálatok folytak, melynek során nagyfelbontású meteorológiai adatokat is rögzítettek. A vizsgálatainkban felhasznált adatok: hőmérséklet, relatív páratartalom, szélesebbesség (3 méteres szinten), nettó sugárzás, talajnedvesség, és talajhőmérséklet (2 cm-en). A lágymányosi klímaállomás adataihoz hasonlóan percenként mért adatok tíz perces átlagát tárolták. A mérési adatok közel két évre (1997-1998) vonatkozó része publikus volt 2002 decemberéig. A Nerrigundah-farm éghajlata mérsékelt, az éves átlagos csapadék 1000 mm, melynek maximuma nyáron (január 147 mm), minimuma télen (július 37 mm) hullik. Az átlagos nyári maximum és minimum hőmérsékletek 30°C és 16°C, az átlagos téli maximum és minimum értékek 15°C illetve 6°C.

1.4.3. TOMS Version 8

A TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer [28]) projekt első műszere 1978-ban lépett működésbe a Nimbus-7 műhold fedélzetén. A küldetés célja elsősorban

a teljes ózon oszlop globális (az egész Földet lefedő) nyomon követése napi mérési gyakorisággal, de emellett az adatbázis tartalmaz UV sugárzás, reflektivitás, és aeroszol koncentrációra vonatkozó méréseket is. A napi mérések nem napi átlagot jelentenek, hanem napi egyszeri észlelést (nagyjából azonos időpontban). Ez forrása lehet egyfajta szisztematikus hibának.

A mérésben az ózon közeli UV-beli (Hartley sáv) erős abszorpcióját használják ki, akárcsak az 1926 óta rendszeresen végzett földi megfigyeléseknél [29]. Alapvetően a légkörön áthaladó fénysugár két hullámhosszon mért intenzitására van szükség, ahol a egyik hullámhosszon az ózon erősen elnyel, a másikon pedig nincs számottevő abszorpció. A földi megfigyelésekhez képest a döntő különbség az, hogy a Földről visszavert, visszaszórt fényintenzitást lehet csak vizsgálni.

A Nimbus-7 műholdon elhelyezett TOMS műszer mintegy 15 év működés után 1993-ban felmondta a szolgálatot, ennek pótlására hasonló (szintén TOMS) műszereket bocsájtottak fel más műholdak fedélzetén is: Meteor-3, ADEOS, Earth Probe, a legutóbbi pedig az OMI [28].

Munkáink során főleg a Nimbus-7 és az Earth-Probe, kisebb mértékben az OMI műholdak adatait használtuk fel, néhány jellemző adatuk a következő⁷.

A Nimbus-7 műholdat 1978. október 24-én bocsájtották fel, és 1993. május 5-ig szolgáltatott adatokat. A műhold Nap-szinkron pályán keringett 955 km-es magasságban, keringési ideje 104.15 perc volt. Az egyenlítő keresztezések (délről északra) lokális déli időpontban történtek, 26.1°-ra egymástól. A pálya a teljes Földet lefedte 6.003 nap alatt (83 keringés). A műszer egyetlen fix monokromátora 6 db 1 nm széles hullámhossz-tarományban mérte a visszavert közeli UV intenzitást. A vizsgált hullámhosszok: 312, 317, 331, 340, 360 és 380 nm. A műszer egy mozgatható tükör segítségével 8 másodperc alatt a haladási irányra merőlegesen 35 mérést készített 3×3 fokos látómezővel (50×50 km²).

Az Earth Probe műholdat 1996. július 2-án bocsájtották fel, ami 2005. december 31-ig szolgáltatott adatokat, véglegesen 2007. május 30-án kapcsolták ki. A műhold közel Nap-szinkron pályán keringett 500 km-es magasságban 1997. december 5-ig, utána egy pályamódosítást követően 740 km-es magasságban. A keringési ideje 94.6 perc volt, majd a pályamódosítás után 99.65 perc lett. Az egyenlítő-kereszteзések (délről északra) helyi idő szerint 11:03 és 11:30 között történtek. A műszer nagyon hasonló volt a Nimbus-7 fedélzetén lévőhöz, de a vizsgált hullámhosszok megváltoztak: 309, 313.5, 317.5, 322, 331 és 360 nm. A látómező itt is 3×3 fok, de az alacsonyabb magasság miatt ez 26×26 km²-t, illetve 39×39 km²-t jelent. Így az észlelési ablak által bejárt sávok nem fedik le a Föld teljes felületét. Egyébként azért állították a műholdat a Nimbus-7-nél alacsonyabb pályára, hogy az aeroszol mérések pontosabbak legyenek a teljesen felhőmentes pixelek megnövekedett aránya miatt.

A 2004-ben felbocsájtott EOS Aura műhold fedélzetén lévő korszerű OMI (Ozone Monitoring Instrument) a korábbi TOMS és a GOME (Global Ozone

⁷ Az adatok kigyűjtéséért köszönettel tartozom Kiss Péternek.

Monitoring Experiment) utódjaként működik, de azoknál pontosabb. Emellett nagyobb térbeli felbontást biztosít, több hullámhosszon mér, és a teljes ózon oszlopon kívül más mennyiségeket is pontosabban határoz meg, pl. a felhőkartságot, az aeroszolok fajtánkénti koncentrációját és optikai mélységét, stb.

Ebben az adatbázisban két paraméterrel foglalkoztunk, az egyik a teljes ózon oszlop (TO), a másik az aeroszol index (AI). A légkör ózon tartalmát egy adott földrajzi hely felett Dobson egységekben (DU) mérik. 1 Dobson egység megfelel 10^{-5} m vastag $p = 1$ atm nyomású, $T = 273$ K hőmérsékletű tiszta ózonlégkörnek. ($1 \text{ DU} = 2.69 \cdot 10^{16}$ molekula/cm².) TO tipikus értéke a mérsékelt égövekben kb. 300 DU, ami megfelel 3 mm-nyi standard tiszta ózon légköri vastagságnak. Méréséhez a közeli UV tartomány (legalább) egy olyan hullámhosszát használják, ahol az ózon abszorpciója erős, és legalább egy (nagyobb) hullámhosszt, ahol az ózon abszorpciója nem számottevő. A két intenzitás arányának referencia értéke közvetlenül a Nap felé fordított spektrométerrel határozható meg, ezt hasonlítják aztán össze a Földről visszavert intenzitásokkal, ahol az abszorbeáló sávban a légköri ózon koncentrációjával arányos intenzitáscsökkenés lép fel [29]. Persze számos zavaró tényező csökkenti a mérési pontosságot, pl. a felhők, a felszín változó albedója, vagy a légköri aeroszolok jelenléte. Éppen ezen megfigyelés alapján fejlesztették ki az aeroszol koncentráció mérésére alkalmas eljárást.

Az aeroszolok jelenlétére egy attól mentes (tisztán molekuláris) légköri modelltől való eltérésből lehet következtetni. A gyakorlatban a LER (Lambert Equivalent Reflectivity) modell kielégítőnek bizonyult [30]: R reflektivitású Lambert-felület („egyenetlen” felület, ahol a beesési szögtől függetlenül a visszavert sugár azonos valószínűséggel lép ki minden irányba) felett egy tisztán molekuláris (Rayleigh-szóró) légkör helyezkedik el. A LER modell a többszörös szórási jelenségeket és a polarizációt is figyelembe veszi. Alapvetően két jelenség határozza meg a visszaszórt UV-sugárzás intenzitását: a szórással arányos, magasságfüggetlen, λ -függő növekedés, valamint az abszorpcióval arányos, λ -tól kevésbé viszont a magasságtól jobban függő csökkenés a visszaszórt UV fényben. Torres és munkatársai [30] modellszámításokkal megmutatták, hogy a gyengén, vagy egyáltalán nem-abszorbeáló aeroszolok esetében a szórás dominál – a tisztán molekuláris légkörhöz képest nagyobb intenzitás mérhető a légkör tetején.

A TOMS méréseknél több olyan hullámhosszt is vizsgáltak, ahol az ózon abszorpció igen gyenge ($\lambda \geq 336$ nm), így ezeken a hullámhosszokon ellenőrizhető a LER modell. A felszín reflektivitását a λ_0 referencia-hullámhosszon mért intenzitásból meghatározva kiszámíthatjuk a modell szerinti spektrális kontrasztot (a λ -n és λ_0 -n mért intenzitás hányadosát), és ezt összehasonlíthatjuk a mért kontraszttal. Így a LER modell egyfajta hibáját kapjuk, a λ hullámhosszon mért reziduumot:

$$r_\lambda = -100 \left[\log \left(\frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}} \right)_{\text{mért}} - \log \left(\frac{I_\lambda(\text{TO}, R_{\lambda_0})}{I_{\lambda_0}(R_{\lambda_0})} \right)_{\text{számított}} \right], \quad (1.14)$$

ahol I az intenzitás, TO a mért teljes ózon oszlop, R_{λ_0} pedig a λ_0 -n mért (amúgy hullámhossz függetlennek feltételezett) reflektivitás. Abszorbeáló aeroszokok esetében az r_λ reziduum pozitív, nem-abszorbeáló aeroszokokra pedig negatív. Ezután az abszorbeáló aeroszol index (AI) definíciója egyszerűen

$$AI = \begin{cases} r_\lambda & r_\lambda > 0 \\ 0 & r_\lambda \leq 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

A TOMS adatbázis az egyes napok szerint külön file-okba mentett, $1^\circ \times 1.25^\circ$ -os (szélesség $\times$ hosszúság) területekre számolt adatokat tartalmazza. A TO és AI adatok nyers mérésekből történő kiszámításához pedig a – jelenleg legfrissebb, 2004-es – „Version 8” algoritmust használták.

1.4.4. ECMWF ERA-40

Bizonyos vizsgálatokhoz az Európai Középtávú Időjárás-Előrejelző Központ (ECMWF) ERA-40 reanalízis adatbázisát [31] használtuk fel. Az adatbázist alapvetően földfelszíni és műholdas mérések alapján állították össze, a hiányzó rádspontokban a paraméterértékek pótlására nem valamilyen extrapolációs eljárást, hanem az ECMWF globális csatolt atmoszféra-óceán numerikus modelljét használták fel. A 44 teljes évet felölelő intervallum 1957. szeptember 1-től 2002. augusztus 31-ig terjed, 6 órás időbeli felbontásban. (Ezek nem átlagok, hanem 6 óránként mintavételezett pillanatnyi értékeknek felelnek meg.) A térháló a felszíntől mintegy 65 km-es magasságig 60 vertikális szintet foglal magában, melyekhez kétféle horizontális felbontású mezőértékek adóttak.

A kisebb, $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ horizontális felbontású vonatkozó adatok kutatási célra szabadon hozzáférhetőek az Interneten, egyszerű regisztráció után letölthetőek. A nagyobb horizontális térbeli felbontású ($1^\circ \times 1^\circ$) mezők kutatási célokra szintén térítésmentesen megkaphatóak, de erre csak regisztrált kutatóhelyeknek van lehetőségük⁸. Uppala és munkatársai [32] igen jó összefoglaló cikket írtak az ERA-40 adatairól, módszereiről, és alapvető klimatológiájáról. Az 1.1 táblázatban összefoglaljuk, vizsgálataink során milyen adatokat használtunk fel az adatbázisból.

⁸ Ezúton is szeretném kifejezni köszönetemet az Országos Meteorológia Szolgálatnak a nagyfelbontású európai széladatokhoz biztosított hozzáféréseért.

1.1. táblázat. Különböző vizsgálatainkban felhasznált ERA-40 meteorológiai változók összefoglaló táblázata. u és v a szélvektor nyugati és déli komponenseit, gp_{1000} a geopotenciált (egységnyi tömegű levegő helyzeti energiája a tengerszínhez viszonyítva az 1000 hPa nyomásszint magasságában), míg T a hőmérsékletet jelöli. A nagyfelbontású adatokkal lefedett terület lényegében az európai földrészre, a hőmérsékleti adatok a teljes hosszúsági kört lefedő sávra vonatkoznak.

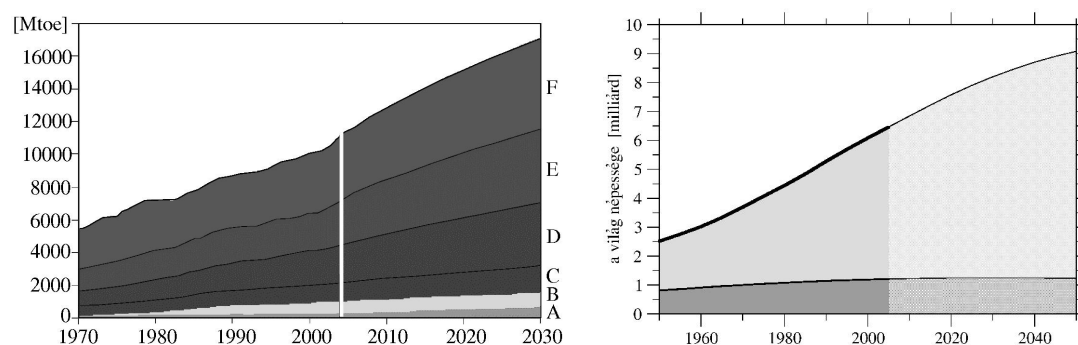
változó	magassági szint	felbontás	lefedett terület
u [m/s]	felszín	$1^\circ \times 1^\circ$	35-75°N, 20-40°E
v [m/s]	felszín	$1^\circ \times 1^\circ$	35-75°N, 20-40°E
u [m/s]	1000 hPa	$1^\circ \times 1^\circ$	35-75°N, 20-40°E
v [m/s]	1000 hPa	$1^\circ \times 1^\circ$	35-75°N, 20-40°E
gp_{1000} [m ² /s ²]	1000 hPa	$1^\circ \times 1^\circ$	35-75°N, 20-40°E
T [K]	1000 hPa	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	60°S-60°N
T [K]	850 hPa	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	60°S-60°N
T [K]	600 hPa	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	60°S-60°N
T [K]	400 hPa	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	60°S-60°N
T [K]	200 hPa	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	60°S-60°N
T [K]	100 hPa	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	60°S-60°N

1.5. Globális energiafelhasználás, alternatív források

Az előző szakasz 1.1 táblázatából is látszik, hogy az utóbbi időben elkezdtünk a széleresia potenciál klimatológiai kérdéseivel foglalkozni, előzetes eredményeinket az 5. fejezetben ismertetjük. Ennek bevezetéséhez talán nem árt az alternatív (megújuló) energiaforrásokkal kapcsolatos alapvető tényeket egy kissé szélesebb képbe elhelyezni a kérdéskör jelentőségének jobb megértéséhez.

A jelenlegi globális energiamérleg alapján talán nem túlzás „olaj civilizációról” beszélni: ma a világ energiaszükségletének nagyjából 40 %-át fedezi az összes, nem olaj vagy gáz alapú forrás (szén, atommaghasadás, biomassza, víz, közvetett vagy közvetlen napenergia, és a föld belső hője). Az ásványi olaj iparszerű kitermelése az 1850-es évek végén kezdődött. Az USA szövetségi adóhatósága már 1866-ban sürgette szintetikus üzemanyagok előállítását, mely az 1890-es évekre teljes mértékben kiaknázottnak vélt petróleumot lett volna hivatott kiváltani [33]. A hasonlóan rövid távú „katasztrofális hiány” jóslatok évtizedenként újra és újra felbukkantak, a tény viszont az, hogy a kitermelés és felhasználás az előző évszázad során egyre gyorsuló ütemben növekedett. A fejlett ipari országokban a szinte kizárólag szén alapú energiatermelést a XX. század második felére jórészt felváltotta az olaj és földgáz széleskörű használata. Ezen fokozódó egyoldalúság kockázatára figyelmeztetett az 1973-as első és 1979-es második olajválság, azonban a globális fogyasztási adatokat szemlélve ennek sem látható komolyabb hatása, talán a növekedés sebessége esett valamelyest (1.10 ábra).

Az elmúlt három évtizedben a világ népessége szinte pontosan a duplájára nőtt (1.10 ábra, jobbra). Annak ellenére, hogy ezt a kettőződést lényegében a kevésbé fejlett gazdaságú országok produkálták, tény, hogy az energiafogyasztás ennél nagyobb mértékben bővült. Ez a tendencia azzal magyarázható, hogy időközben az általános jólét, szokásos módon az egy főre jutó nemzeti össztermék



1.10. ábra. Balra: A globális energiafogyasztás jelenlegi és várható alakulása 2030-ig, fajtánként, „Milió tonna olaj ekvivalens” (Mtoe) egységekben mérve. A: víz és egyéb megújuló források, B: nukleáris energia, C: biomassza, D: földgáz, E: szén, F: kőolaj. (Adatok: IEA World Energy Outlook 2006, [34]). Jobbra: A világ népességének növekedése 1950-2005 között (milliárd fő egységekben), és a demográfiai becslés a következő néhány évtizedre. Az alsó sáv a fejlett országok népességére vonatkozik. (Adatok: ENSZ, World Population Prospects [35]).

(GDP) egységekben kifejezve, is növekedett (persze óriási egyenlőtlenségekkel). Az empirikus elemzések pedig egyértelműen azt mutatják, hogy egy országon belül növekvő életszínvonal a lakosság számához viszonyítva aránytalanul nagyobb mértékű energiafogyasztással jár együtt. Az előrejelzések szerint tizenöt év múlva a nagyjából 8 milliárdnyi világnépesség mintegy 60 %-a városlakó lesz. Ennél is fontosabb azonban, hogy kb. a lakosság háromnegyede fejlődő országokban él majd, ami kiindulva Délkelet-Ázsia közelmúltjából vagy Kína és India jelenéből, óriási többlet energiaéhséggel párosul majd. Ezért a különböző becslések egyöntetűen azzal számolnak, hogy két-három évtizeden belül a jelenlegi globális fogyasztási szint minimum 50 %-kal emelkedni fog (1.10 ábra, balra).

Figyelemre méltó az a tény, hogy egyetlen mértékadó előrejelzés sem számol az energiahordozók részarányának jelentős átrendeződésével. Persze a hasonló becslések nem tudnak megjósolni hirtelen, lökészerű változásokat, mint amilyen például az 1986-os csernobili baleset volt. A fejlett országokban ezt követően kialakult nukleáris technika ellenesség nem vezetett éppen tömeges erőmű bezárásokhoz, de a kapacitásfejlesztések ezekben a régiókban lényegében leálltak, új beruházások nemigen történtek. Az alternatív, megújuló energiaforrásokról manapság egyre többen hallani, de az előrejelzések szerint ezek szerepe a következő évtizedekben a jelenlegi szinten marad, részarányuk nemigen haladja meg az 1 %-ot.

A 1.10 ábrán is látható, hogy a fosszilis energiahordozókon kívül minden más részaránya nagyjából 20 %, ezen belül az atomerőművek képviselnek 6 %-ot, a maradék 14 % az úgynevezett „megújuló” forrás. Érdekes az elején tisztázni, hogy ez az elnevezés kissé félrevezető. A valóban megújuló, azaz az időszakos fogyasztást a Napból érkező energiából teljes mértékben pótló hordozók részaránya kevesebb mint 1 %, a fennmaradó rész a klasszikus biomassza és főleg

a fejlett országokban jellemző hulladék égetésére jut. Könnyen belátható azonban, hogy pl. az erdőkből származó tűzifa csak húsz-harminc év alatt újul meg, a háztartási hulladék pedig nem is nettó energiaforrás, ugyanis az abban lévő termékek előállítása több energiát fogyaszt, mint amit az égetésből vissza lehet nyerni.

Vegyük sorra, hogy a közeljövőben miért nem várható a *jelenleg ismert* legfontosabb alternatív energiaforrások javára jelentős átrendeződés.

Nukleáris energiatermelés

A jelenleg működő 443 energiatermelő reaktor a globális *villamosenergia* szükséglet mintegy 16 %-át biztosítja (kb. 3700 GW), ez a kapacitás 2030-ra nagyjából 50 %-kal fog bővülni [36]. A fejlesztések nem az OECD országok területén zajlanak, főleg a már említett társadalmi elfogadottság hiánya miatt. Kétségtelen tény, hogy a lassan bomló, erősen sugárzó hulladék feldolgozása vagy végleges tárolása sehol sem megoldott probléma, a kiégett fűtőelemek legnagyobb részét mindenhol az erőművek mellé telepített átmeneti tárolókban raktározzák. Talán kevésbé ismert adat, hogy a nagyobb arányú elterjesztés igazi korlátja itt is az üzemanyag: a gazdaságosan kitermelhető uránérc (^{235}U) tartalékai még a jelenlegi felhasználási ütem mellett sem tartanak tovább, mint kb. 30-40 év. Léteznek elképzelések az urán helyettesítésére, pl. a sokkal gyakoribb tóriummal (^{232}Th), de a reaktorok ezen új generációja egyelőre csak tervezőasztalokon létezik.

Magfúzió

Érdekes nézőpontból üdvözölte a Nature szerkesztőségi cikke [37] az ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor [38]) 2006. november 21-én aláírt alapító szerződését. Nem igazán a tudományos jelentőségét emelte ki (a Nap energiatermelésének megvalósítása a Földön), nem a fejlesztés méretein lelkendezett (34 ország, több mint 10 milliárd euró), hanem azt hangsúlyozta, hogy ez a kutatási projekt harminc év óta az első, ami egyáltalán a globális energiagondok megoldását célozza. A baj ezzel is csak az, hogy optimális esetben sem várható a módszer gyakorlati hasznosítása fél évszázadnál hamarabb, nem is beszélve a bizonytalansági tényezőről, amit egy esetleges kudarc jelentene.

Közvetlen napenergia

A Napból érkező energia közvetlen hasznosítására két fő eljárás ismeretes, a direkt elektromos áram termelés (napelem), illetve a beérkező sugárzás hővé alakítása (napcsapda). Mindkét módszer egyre népszerűbb, főleg a kisfogyasztók körében, pl. egy családi ház energiaellátásában már ma is sokat jelenthet egy megfelelő berendezés telepítése. A ma ismert technológiákkal a világ elektromos áram igényét fedezné egy kb. 220000 km²-es terület lefedése napelemekkel [39], ez bizony nem csak az országunk méretéhez képest tűnik nagynak (kb. 470 km oldalú négyzet). Megjegyeznénk, hogy a napelemek iparszerű gyártása óta

(nyolcvanas évek eleje) a mai napig előállított összes cella becsült területe kb. 30 km^2 , amellelt, hogy 2006-ban már piaci hiány mutatkozott a legfontosabb alapanyag, az egykristály szilícium terén [40]. A napenergia közvetlen hasznosításának másik akadálya annak időszakos jellege (pl. éjszaka nem működik). Ennek gazdaságos megoldása jelenleg elképzelhetetlen. Vagy óriási tárolókapacitásokat kéne kiépíteni, vagy az egész földgolyón átívelő elektromos hálózattal kéne összekötni a sötét és napos féltekét.

Közvetett napenergia

Ide nagyjából három, jól kidolgozott technológia tartozik. Jelenleg még a legfontosabb a vízenenergia hasznosítása (az össz mérlegen belül mintegy 0.3 %), de óriási területi egyenatlenségekkel. Norvégia pl. lényegében teljes elektromos áram fogyasztását vízerőművekkel termeli, míg a szárazabb területeken fel sem merül a vízi energiatermelés lehetősége. Ezen a téren nem várható ugrásszerű fejlődés két ok miatt. Az egyik a közismert környezeti károk elrettentő hatása, a másik az óriási beruházási költség.

Sokkal több szó esik manapság a szélerenergia hasznosításáról. Ezen a területen Európa élen jár: a telepített kapacitások nagysága négyszer nagyobb, mint pl. az USA-ban, a legnagyobb szélturbina gyártó cégek is európaiak, és jelentős telepítési projektek vannak folyamatban [41]. Az előző évtizedekben komoly tudás halmozódott fel a szélerenergia integrálásával kapcsolatban, az összkép azonban nem teljesen egyértelmű. A mindennapi tapasztalatok is azt sugallják, hogy a szél eléggé megbízhatatlan energiaforrás, hol fúj, hol meg nem. Ez különösen igaz a kontinensek belsejében, pl. hazánk területén. A tengerpartok ilyen szempontból sokkal ígéretesebbek, nem csoda, hogy az új telepítések zömét ilyen területekre tervezik. Az talán kevésbé ismert, hogy egy adott helyen, állandónak tűnő szél esetén is a légáramlás turbulens természete miatt egy szélgenerátor energiatermelése elképesztő mértékben ingadozik. A mérések szerint még egy több tucat generátorból álló, optimális széljárású helyen felépített erőmű átlagos teljesítménye sem haladja meg a névérték ötödét, ami jelentős beruházási többletköltséggel jár. Ráadásul a hagyományos elektromos elosztó hálózatokat stabil üzemű erőművekre tervezték, ezért sok helyen komoly gondot jelent a szélturbinákhoz hasonló, erősen ingadozó források integrálása.

A harmadik fő technológiacsalád a fotoszintézis kihasználásán alapul. A növényzet a napenergia mintegy 0.5 %-át képes tárolni, ami nem túl jó hatásfok (pl. a jelenlegi legkorszerűbb napelemek 40 % feletti hatásfokkal működnek). Mindemellett különleges előnynek tekinthető, hogy a fotoszintézis során a légköri széndioxid egy része a növényekbe épül. A növények energetikai hasznosítására többféle lehetőség adódik, a legegyszerűbb a hőerőművi égetés. Ennél komplikáltabb, de a jelenlegi közlekedési technika csekély módosítását kívánó eljárás a bio-üzemanyagok (etanol és biodízel) előállítása, amiben például Brazília világviszonylatban élen jár. Valóban jó ötletnek tűnik a fölös mezőgazdasági

kapacitások ilyen felhasználása, azzal a megjegyzéssel, hogy a bioenergia jelenleg semmiképpen sem tekinthető a fosszilis források globális alternatívájának. Ha az emberiség teljes szükségletét energetikai jellegű növénytermesztés fedezné, egyszerűen nem maradna hely élelmiszerek előállítására, ugyanis a becsült szükséges terület nagyság nagyjából megegyezik a világon jelenleg művelés alatt álló területtel (ez a szárazföldek 10 %-a). A bio-üzemanyag amúgy is csak akkor jelentene valódi energiaforrást, ha az előállításához valódi megújuló forrásokat használnának. Ez ma még nem így van, emiatt a földművelésnél, műtrágyák és gyomirtók gyártásánál, a lepárlásnál és finomításnál, valamint a szállításnál több fosszilis energia fogy, mint ami a bio-üzemanyagok égetéskor keletkezik.

Hasonló okok miatt pl. a hidrogén sem tekinthető valódi energiaforrásnak, bár mint hordozó, a későbbiekben fontos szerepe lehet. Jelenleg azonban jobbára földgázból vagy elektrolízissel állítják elő ipari méretekben, mindkettő sokkal több energiába kerül, mint ami az égetéskor nyerhető.

Egzotikus források

A Föld belső hőjének hasznosítására kidolgozott technológiák léteznek, fejlesztések is folynak több helyen, de mégsem várható, hogy ez lenne a jövő meghatározó forrása. Ezen a területen is az USA jár élen, elektromos energia igényének 0.34 %-át fedezik geotermikus erőművek, a világ teljes jelenlegi kapacitása 9 GW körüli. A legjobban kidolgozott módszer szerint vastag csöveken keresztül sóoldatot pumpálnak a földkéreg mélyére, ahol felmelegszik kb. 100-150 °C-ra, ami kizivattyúzás után gőzturbinákban használható áramfejlesztésre. Az eljárás korlátja, hogy túl nagy mennyiségű bepumpált folyadék egyszerűen lehűti a kőzetet, és a visszamelegedésre akár éveket is várni kell. Kisméretű generátorok azonban stabilan üzemelnek, ez pl. a szélenergiával összehasonlítva nagy előny.

A magfúzió kiaknázásának nem az egyetlen módja lehet a már említett ITER berendezés, ahol a forró plazmát egy óriási tórusz alakú mágneses csapdában igyekeznek elegendően magas hőmérsékletre felfűteni. Egy alternatív kísérletben a hidrogénbomba robbanását szeretnék mikroszkopikus méretben leutánozni, ehhez 2 mm átmérőjű fagyasztott trícium-deutérium golyócskákat ejtenek gigantikus erejű lézernyalábok fókuszpontjába. Ez a NIF (National Ignition Facility [42]) nevű amerikai projekt többszöri halasztást követően igen lassan halad, és annyira távol áll egy esetleges gyakorlati alkalmazástól, hogy erre még jóslatokat sem lehet olvasni.

A tervezők fantáziája egyébként kifogyhatatlan különböző erőmű-ötletek terén is. Hely hiányában még felsorolni sem tudjuk a tengerek hullámait, a dagály-apály áramlásokat, a tengervíz hőjét, vagy az igazán „szélsőséges” – a fizika ismert törvényeit azonban nem sértő – források kiaknázását ígérő módszereket (pl. ürbe telepítendő naperőművek, különféle termoelektromos cellák, ozmózis motorok, stb.12). A „nagy áttörés” még várat magára.

Hőmérsékleti idősorok korrelációs tulajdonságai

Az atmoszféra fizikai állapotának egyik alapvető paramétere a hőmérséklet. Nyilvánvaló okok miatt ez a változó az emberi érdeklődés fókuszában áll, ezért rendszeres műszeres megfigyelése szolgáltatja a leghosszabb múltra visszatekintő és legjobb térbeli lefedettségű, (közel) folytonos meteorológiai adatsorokat. Amikor szóba kerül a „globális klímaváltozás” fogalma, szinte mindenki automatikusan ezt „globális felmelegedésre” fordítja, holott az éghajlat változása sokkal több paraméterrel leírható, sokkal komplexebb jelenség.

A globális csatolt atmoszféra-óceán numerikus modellek mostanában érik el azt a felbontást, amely lehetővé teszi a nagyfrekvenciás (napi) észlelésekkel való összehasonlítást [43]. A légkör viselkedésének minél pontosabb reprodukciója alapvető fontosságú abból a szempontból is, hogy mennyire hihetünk a klíma hosszú távú változását előrejelző számításoknak. A reprodukciós vizsgálatokhoz a mért adatok lehető legteljesebb statisztikai jellemzése szükséges, kapcsolódó munkáinkban ehhez szeretnénk hozzájárulni.

2.1. Hőmérsékleti fluktuációk

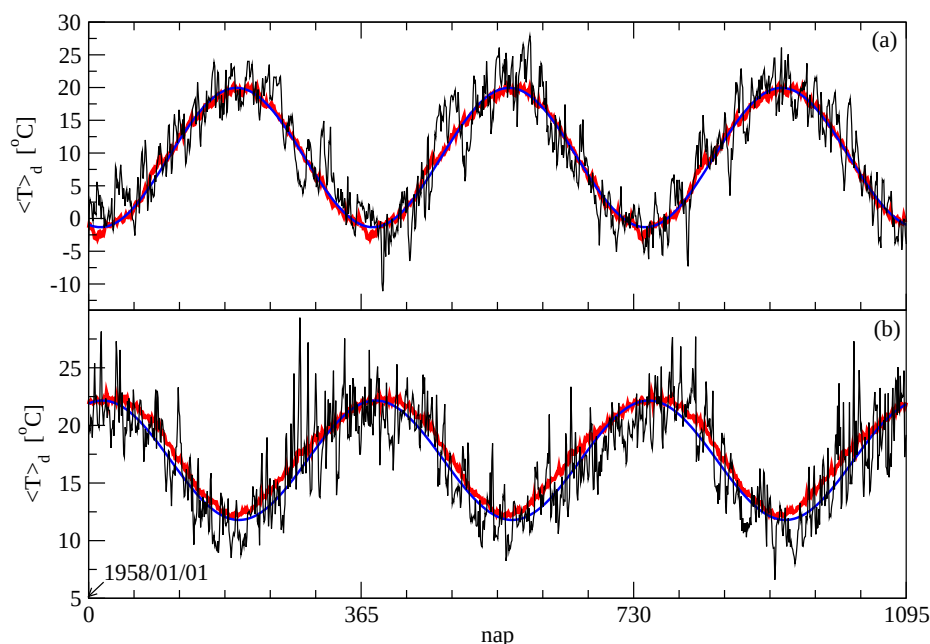
Az egyenlítőről kissé eltávolodva szembeszökő módon jelenik meg az évszakok váltakozása, melynek triviális jellemzője pl. a napi átlaghőmérséklet. Ezt leggyakrabban a nap során mért maximális és minimális érték aritmetikai közepével definiálják. Ugyanakkor az is nyilvánvaló, hogy egy adott napon mért átlaghőmérséklet jelentős, véletlennek tűnő komponenssel is rendelkezik, ami erősen leszűkíti a pontos előrejelezhetőséget. Ez a látszólag véletlen komponens egy sor dinamikai folyamat következménye, melyek közt legfontosabbak a lokális hatások (a felhőzettől függő besugárzást követő felmelegedés, hatérrétegbeli konvekció, látens-hő áram, stb.), illetve a nagyskálájú áramlások (ciklonok, anticiklonok) hatására bekövetkező advekció.

Első közelítésként egy hőmérsékleti idősort célszerűen leírhatunk egy determinisztikus (évszacos változás) és egy véletlenszerű komponens összegeként. A determinisztikus rész leválasztására több elemi eljárás is működik. Felszíni hő-

mérésleleti idősorok egyszerű szemrevételezése (2.1 ábra) adhatja az ötletet, hogy az évszakos változás leírható egy harmonikus függvény segítségével [44]:

$$T(d) = \bar{T} + T_a \cos \left[\frac{2\pi}{365} d + \phi \right] , \quad (2.1)$$

ahol $d = 1 \dots 365$ jelöli egy év naptári napjainak sorszámát (az egyszerűség kedvéért a szökőnapokat az idősorokból rutinszerűen eltávolítják), $\bar{T}$ a hosszú idejű klimatológiai átlaghőmérséklet, T_a és ϕ pedig az amplitúdó és fázisfaktor. (A paraméterek mindegyike természetesen helyfüggő.) Tipikus magyarországi értékek [44]: $\bar{T} = 10.06 \pm 0.59$ °C, $T_a = 11.1 \pm 0.7$, $\phi = 2.88 \pm 0.02$.



2.1. ábra. Három év napi középhőmérsékleti adatai (a) Szombathely és (b) Sydney meteorológiai állomásoknál. A kék görbék egyszerű harmonikus illesztéssel (2.1), a pirosak naptári napokra vett átlagolással (2.2) készültek.

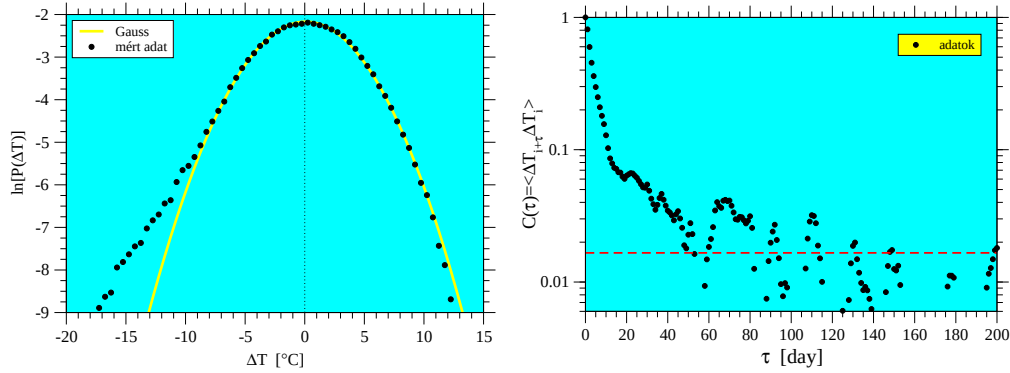
Van azonban számos olyan hely, ahol egy egyszerű harmonikus függvény nem teljesen kielégítő, egy példát mutat erre a 2.1b ábra. Bár az ábrázolt fekete és kék görbék összehasonlításából nem nyilvánvaló, az átlagos viselkedésben megjelenik egy határozott féléves harmonikus komponens, amely klimatológiailag is jól értett okok miatt következik be (déli-sarki áramlások). Persze újabb három paraméter segítségével ez is beépíthető a determinisztikus komponensbe, de nincs arra semmi biztosíték, hogy más földrajzi területeken nem jelennek meg újabb felharmonikusok. Ezért célszerűbb az éves periodicitást egy adott napra vonatkoztatott klimatológiai átlagolással leírni:

$$\langle T \rangle_d = \frac{1}{Y} \sum_{i=1}^Y T(d, i) , \quad (2.2)$$

itt Y az évek száma, $T(d, i)$ a napi középhőmérséklet az i -k év d -k naptári napján. Az így kapott átlagokat piros görbék jelölik a 2.1 ábrán (ezzel már jól látható, miért működik a harmonikus illesztés Szombathelyen, és miért nem Sydney-ben).

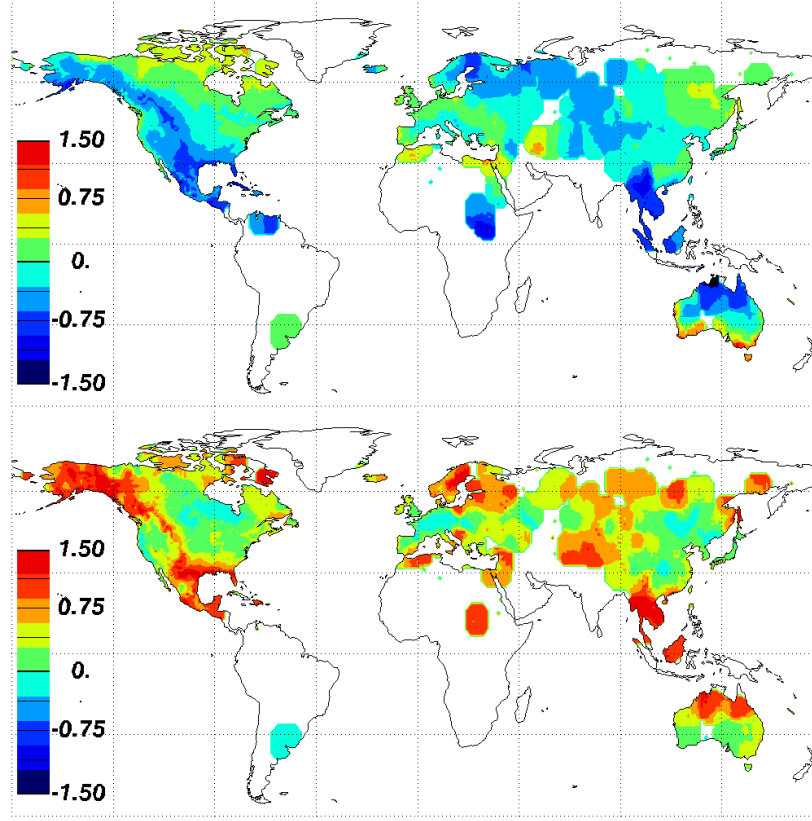
A hőmérsékleti fluktuációk vagy hőmérsékleti anomáliák az eredeti adatok és a klimatológiai átlagok különbségeként adódnak. Lényeges hangsúlyozni, hogy a periodikus háttér eltávolításának egyik szokásos módszere sem érinti az alaponvalban történő lassú eltolódást. (Egy lassú trend nem feltétlenül a globális felmelegedést jelenti, sokkal gyakoribb a „városi hősziget” jelenség bekövetkezése, mikor a kezdetben városon kívül elhelyezett mérőállomást „benövi” a város.)

A determinisztikus komponens eltávolítása után következő lépés annak ellenőrzése, vajon mennyire tekinthetők véletlenszerűnek a maradék fluktuációk. Tényleges véletlen ingadozások esetén az amplitúdók eloszlásfüggvényét Gauss alakúra várjuk, lényegében zéró korrelációk mellett.



2.2. ábra. Balra: hőmérséklet fluktuációk valószínűség sűrűség függvénye logaritmikus skálán (16 magyarországi állomás átlaga), és a legjobb Gauss illesztés. Jobbra: Egy adatsor autokorrelációs függvénye (Szombathely). A piros szaggatott vonal a 95%-os konfidencia intervallumot jelöli. [44]

A 2.2 ábrán látszik, hogy egyik feltétel sem teljesül maradéktalanul a hőmérsékleti anomáliákra. Bár a hisztogramok középső része jól illeszthető Gauss függvényvel, az ettől való eltérés általánosnak tekinthető. Ennek szemléltetésére mutatjuk be a 2.3 térképeket, melyen a GDCN adatbázis idősoraira színekódolással ábrázoltuk a Gauss eloszlástól való eltérés jellemzésére szolgáló hagyományos mérőszámok földrajzi eloszlását, ezek a ferdeség (harmadik centrális momentum, skewness) és a lapultság (negyedik centrális momentum, kurtosis). Ami az autokorrelációt illeti, a mindennapi megfigyelésekkel megegyezően szignifikáns korrelációk léteznek több napos időtartamokra (időjárási perzisztencia).



2.3. ábra. Felül: hőmérsékleti fluktuációk eloszlásának ferdesége (skewness) a GDCN adatbázis idősoraira. Alul: lapultsági paraméter (kurtosis). (Bartos Imre)

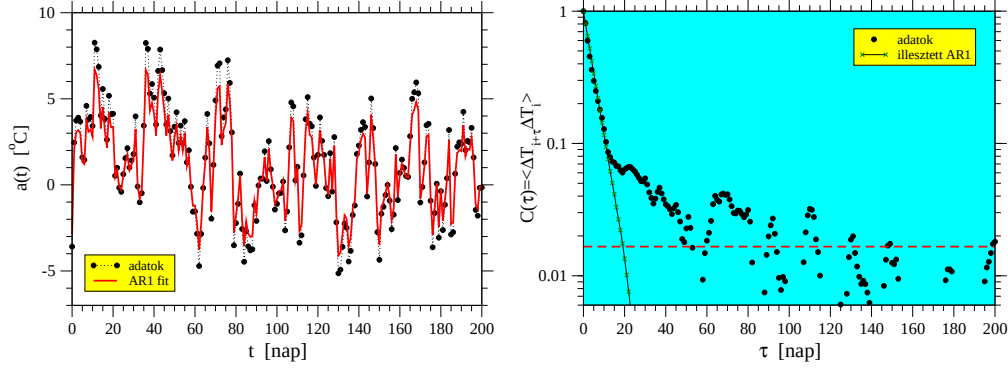
2.2. Hőmérsékleti fluktuációk lineáris modellezése

Számos meteorológiai paraméter fluktuációi jól modellezhetőek alacsony rendű autoregresszív (AR) folyamatokkal [7]. Ezek a modellek széles körben használatosak egyrészt az észlelési eredmények leírásához, másrészt nagytömegű, sztochasztikus jellemzőiben hasonló mesterséges adatsorok generálásához [45]. Egy AR modell az ingadozó jelet néhány korábbi értékének lineáris függvényeként reprezentálja, kiegészítve egy korrelálatlan zaj-taggal. Az irodalomban sok példa demonstrálja, hogy pl. napi hőmérsékleti fluktuációk szimulálásához ritkán szükséges másodrendűnél bonyolultabb AR illesztés, a legtöbb esetben a legegyszerűbb, elsőrendű AR1 modell kielégítő leírást nyújt.

Tegyük fel, hogy a dinamika eleget tesz egy elsőrendű közönséges differenciálegyenletnek:

$$k_1 \frac{dx(t)}{dt} + k_0 x(t) = \xi(t) , \quad (2.3)$$

ahol $\xi(t)$ egy korrelálatlan standard Gauss zaj (átlaga nulla, szórása egységnyi), k_0 és k_1 konstans együtthatók. Standard diszkretizációs eljárással ($dt \equiv 1$)



2.4. ábra. Balra: mért hőmérsékleti fluktuációk (anomáliák) és (2.4) AR1 illesztésük (Szombathely, $A = 0.8051691$, $\epsilon = 2.10$). Jobbra: az adatsor és az illesztés autokorrelációs függvényei.

automatikusan egy AR1 folyamathoz jutunk:

$$x_{i+1} = Ax_i + \epsilon \xi_i , \quad (2.4)$$

az együtthatók közötti keresztrelációk:

$$A = \frac{k_1}{k_0 + k_1} , \quad \epsilon = \frac{1}{k_0 + k_1} . \quad (2.5)$$

Egy ilyen folyamat $C(\tau) = \langle x_{i+\tau} x_i \rangle$ autokorrelációs függvénye exponenciális lecsengésű:

$$C_{AR1}(\tau) = A^\tau , \quad (2.6)$$

ahol a stacionaritási feltétel megkívánja a $0 < A < 1$ reláció teljesülését.

A 2.4 ábra illusztrálja, hogy első közelítésként az AR1 modell valóban használható egy hőmérsékleti anomáliásor leírására. Viszonylag jól követi a fluktuációkat, és reprodukálja a néhány napos távon tapasztalható korrelációs tulajdonságokat. Ugyanakkor az is világos, hogy a mérési adatokban hosszabb idejű szignifikáns korrelációk léteznek, ennek jellemzésére visszatérünk.

Természetesen az AR1 modell könnyen kiterjeszthető további tagok figyelembe vételével, általános esetben egy ARp modell alakja

$$x_{i+1} = \sum_{j=0}^{p-1} A_j x_{i-j} + \epsilon \xi_i . \quad (2.7)$$

Az együtthatók illesztésével nem foglalkozunk, mert minden standard statisztikai szoftvercsomagban benne van, irodalma könyvtárnyi. Az illesztés jóságát az ún. átlagos előrejelzési hibával adják meg (vegyük észre, hogy a (2.4) vagy (2.7) egyben predikcióra is alkalmas formulák), amely az i -dik mért adat és az előző értékekből számolt becslés négyzetes eltéréséből átlagolással adódik. Illusztrálandó, hogy az AR1 modell valóban elegendő a legtöbb hőmérsékleti anomália

sor közelítő modellezéséhez, a 2.1 táblázatban megadjuk a 2.2 ábrán is látható Szombathelyi adatsor különböző rendű illesztéseinek hibáját. Mint látható, a rend emelkedésével az átlagos előrejelzési hiba elhanyagolható mértékben javul.

2.1. táblázat. *A Szombathelyen mért hőmérsékleti anomáliásor különböző rendű AR illesztésének átlagos előrejelzési hibája.*

AR modell rendje	AR1	AR2	AR3	AR4	AR5	AR10
átlagos előrejelzési hiba [°C]	2.059453	2.039093	2.036969	2.035818	2.035705	2.035631

Csak a teljesség kedvéért jegyezzük meg, hogy az autoregresszív folyamatok további általánosítása, az ún. autoregresszív – mozgó átlag (ARMA) modellek hőmérsékleti adatoknál nemigen merülnek fel, ennek előfeltétele az lenne, hogy a 2.2 ábrán látható empirikus autokorrelációs függvény néhány lépés után előjelet váltson.

2.3. Hőmérsékleti válaszfüggvény

A (2.4) egyenlet elemi átrendezésével kaphatunk egy igen hasznos formulát [46, 47, 48]:

$$x_{i+1} - x_i = (A - 1)x_i + \epsilon\xi_i . \quad (2.8)$$

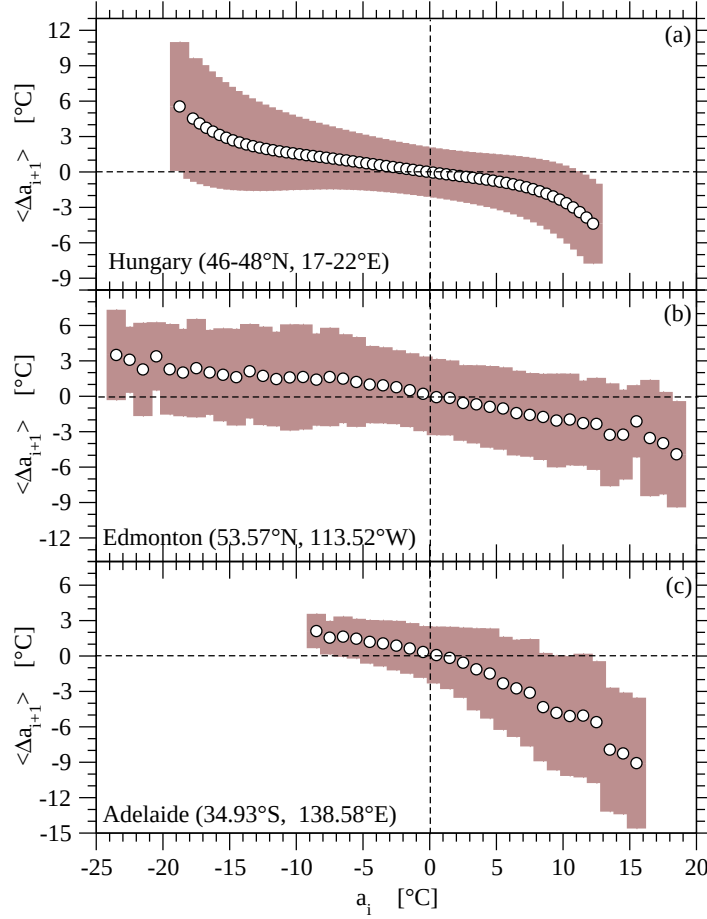
Ha az x_i változó napi hőmérsékleti anomáliát (fluktuációt) reprezentál, akkor a (2.8) egyenlet lényegében a napi hőmérsékletváltozást adja meg az előző nap hőmérsékleti anomáliájának függvényében. (A középhőmérsékletek és anomáliák egy napos különbségének számértéke csak a determinisztikus háttérjel egy napos „elmászásával” tér el, ami nagyságrendileg 0.1 °C, ez pedig megegyezik a szokásos mérési pontossággal.) Ez az összefüggés könnyen ellenőrizhető empirikus adatokon, pl. ha ábrázoljuk a napi hőmérsékletváltozásokat az előző nap hőmérsékleti anomáliájának függvényében.

Érdeemes felismerni, hogy a (2.8) egyenlet közelítőleg megegyezik egy idősor legegyszerűbb fázistér-rekonstrukciójával (időderivált a dinamikai változó függvényében) [49]. Az AR1 folyamatok tulajdonságainak ismeretében két fontos következtetés azonnal levonható:

- Zéró anomália esetén a következő napon bekövetkező hőmérsékletváltozás várható értéke is zéró.
- A görbe várható alakja egy $(A - 1)$ meredekségű, origón áthaladó egyenes.

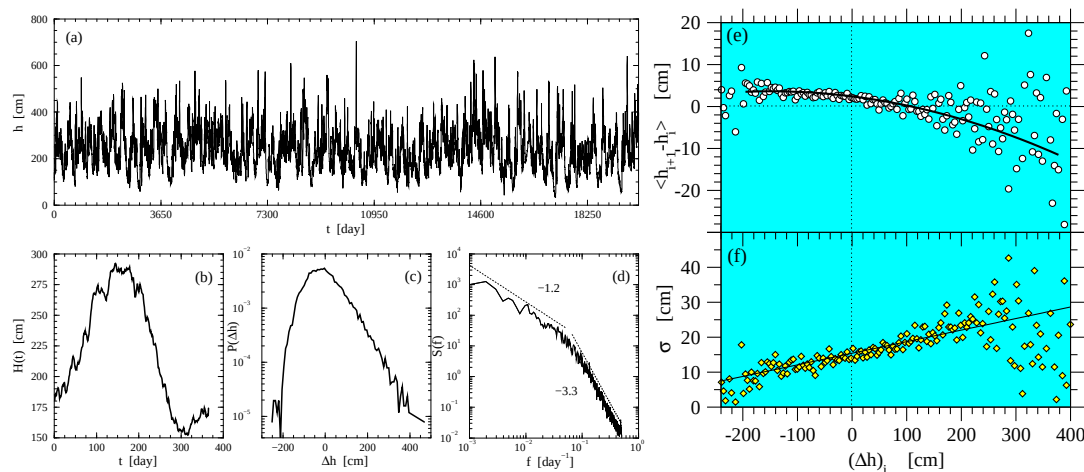
A (2.8) összefüggés értelmezhető úgy is, mint egy hőmérsékleti *válaszfüggvény* (response function), amely megadja, hogy a rendszer hogyan viselkedik egy lokális gerjesztés (adott hőmérsékleti anomália) hatására. A „válaszfüggvény” fogalma egyébként széles körben használatos a klimatológiai irodalomban, csak a

jelentése a fentitől kissé eltérő: általában a légkörben valamilyen külső hatásra (szennyezők, beeső napsugárzás, óceáni csatolás, stb.) bekövetkező változást (pl. hőmérsékletváltozást) jellemzik vele [50, 51, 52].



2.5. ábra. Hőmérsékleti válaszfüggvény [(2.8) egyenlet] három földrajzi területen. A fehér körök átlagértékeket, a sávok egy standard szórást jelölnek. (a) 16 magyarországi állomás átlaga. (b) Edmonton, Kanada. (c) Adelaide, Ausztrália.

A 2.5 ábrán néhány példa látható a (2.8) egyenlet alapján meghatározott empirikus válaszfüggvényre. Figyelemre méltó, hogy alakjuk tényleg egy egyensúlyi válaszfüggvényre hasonlít: a várható válasz (hőmérsékletváltozás) előjele ellentétes az anomália előjével, a görbék az origó környékén haladnak át, és a szórás növekszik az origótól távolodva. Mindez azért érdekes, mert a légkör általában nincs termodinamikai egyensúlyban. Ez a válaszfüggvény alátámasztja azt is, hogy a (2.2) formulával számolt, adott napra vonatkozó klimatológiai átlag valóban jó jellemzője az atmoszféra dinamikus egyensúlyi, átlagos viselkedésének.



2.6. ábra. A Duna Nagymarosnál mért vízállási idősorának néhány statisztikai tulajdonsága [53]. (a) 20000 napi vízállási érték 1901. január 1-től kezdve (az adatsor teljes hossza 1987 dec. 31-ig tart). (b) Adott naptári napra számolt hosszú idejű átlagos vízszintek. (c) A napi átlagok levonása után kapott fluktuációk histogramja. (d) A fluktuációk teljesítménysűrűség spektruma. (e) Az empirikus válaszfüggvény (2.8) alapján számolt átlagértékei. (f) Az empirikus válaszfüggvényhez tartozó szórások.

A naptári napokra vett átlagolás nem minden paraméter esetén mutat hasonló viselkedést. Példaként bemutatjuk a 2.6 ábrát, ahol a Nagymaroson mért dunai vízállások idősorának statisztikai jellemzőit ábrázoltuk. A 2.6b ábrán látható az éves menet, amelyet a (2.2) formulával kaphatunk. Sajátságos jelleget mutat ugyanakkor a (2.8) egyenlet által adott empirikus válaszfüggvény (2.6e és 2.6f ábrák): negatív anomáliák esetén a vízszint várható emelkedése határozotlan pozitív, de nem függ az anomália nagyságától, valamint a zéró anomáliához is pozitív várható érték tartozik. A szórás monoton csökken a negatív anomáliák irányába, azaz minél kisebb a vízállás, annál kisebbek a fluktuációk. Ezen viselkedés egy lehetséges értelmezése, hogy a dinamikai egyensúlyi állapotot nem a 2.6b ábrán látható hosszú idejű átlag jelenti, hanem a száraz folyómeder, azaz a nulla vízmagasság (ami általában nem egyezik meg a vízmérce alapszintjével).

2.4. A hőmérsékleti válaszfüggvény klimatológiája

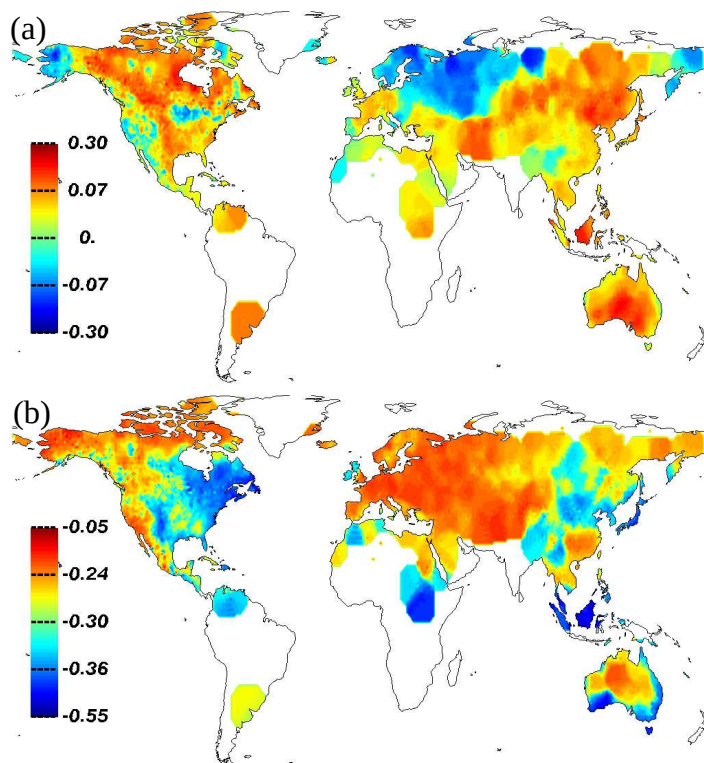
Térjünk vissza most a 2.5 ábrán látható hőmérsékleti válaszfüggvényekre. Ellenétben azzal, amit a kiinduló AR1 modellezés sugall, a görbék alakja határozotlan nemlineáris, és nyilvánvalóan éghajlatfüggő. Érdekesnek véltük ezen válaszfüggvények átfogó kiértékelését a GDCN adatbázisban (1.4.1 szakasz) található idősorokra. Bár az empirikus válaszfüggvényekre egy harmad vagy ötödfokú polinom többnyire illeszthető [46], az adatbank automatikus feldolgozásánál ezt mégsem tudtuk használni (a nagy amplitúdójú, ritka anomáliák erősen torzíthatják az eredményt, és sokezer illesztés nem ellenőrizhető a görbék szemrevétele-

zésével). Ezért az origó környéki központi részre koncentráltunk, ahol minden állomásnál kielégítő a statisztika.

Az origó körül egy korlátozott tartományon a görbék minden esetben jól illeszthetők egyenessel:

$$\langle \Delta a_{i+1} \rangle = c_0 + c_1 a_i . \quad (2.9)$$

Itt a_i az i -dik nap hőmérsékleti anomáliáját jelöli, c_0 és c_1 konstansok. Vegyük észre, hogy ez a forma ekvivalens egy (2.4) AR1 modellből származó (2.8) válaszfüggvénnyel abban az esetben, ha $c_0 \equiv 0$. A 2.7 ábrán bemutatjuk a (2.9)



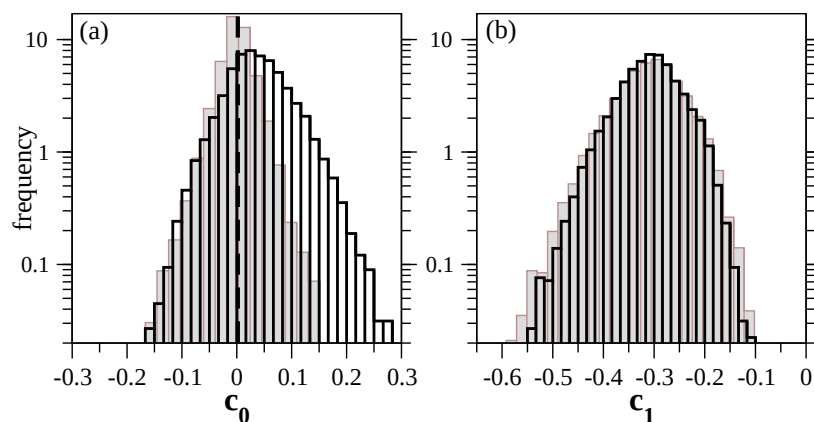
2.7. ábra. A (2.9) egyenlet illesztett paramétereinek földrajzi eloszlása a GDCN adatbázis 10 évnél hosszabb idősorai alapján (11827 állomás). (a) A konstans c_0 tag. (b) c_1 meredekségek.

egyenlet paramétereinek földrajzi eloszlását. Bár a tengelymetszetet jellemző konstans meglehetősen kicsi számszerű értékekkel rendelkezik ($c_0 \in [-0.2, +0.3]$ °C), figyelemre méltó, hogy nem véletlenszerű az eloszlása, hanem földrajzilag erősen korrelált (2.7a ábra). Az illesztések 21 pontra történtek az origó körüli $[-3.0, +3.0]$ °C szakaszon, ahol 3398 állomásra adódott szignifikáns érték a 95%-os konfidencia szinten.

A földrajzi korreláltság hasonlóan fennáll a c_1 meredekségekre is (2.7b ábra). Bár sajnálatos módon Dél-Amerika és Afrika nagyon gyengén reprezentált a GDCN adatbázisban, mégis úgy tűnik, hogy a meredekségek monoton növekvő

tendenciát mutatnak a kontinensek fölött keletről nyugatra haladva. Az AR1 modell nyelvén ez azt jelenti, hogy az $A = 1 + c_1$ együtthatók értéke nyugat felé növekszik, azaz a korrelációs idő (rövid távú memória) nő.

A 2.7 térképek összehasonlítása sugallja, de standard statisztikai tesztek is azt adták, hogy a c_0 és c_1 paraméterek között nincs szignifikáns korreláció egy adott állomás esetén.



2.8. ábra. A (2.9) egyenlet illesztett paramétereinek hisztogramjai a GDCN adatbázis 10 évnél hosszabb időszorai alapján (11827 állomás). (a) A konstans c_0 tag. (b) c_1 meredekségek. A háttérben szürkére színezett hisztogramok AR1 szimulációkhoz tartoznak (lásd a szövegben).

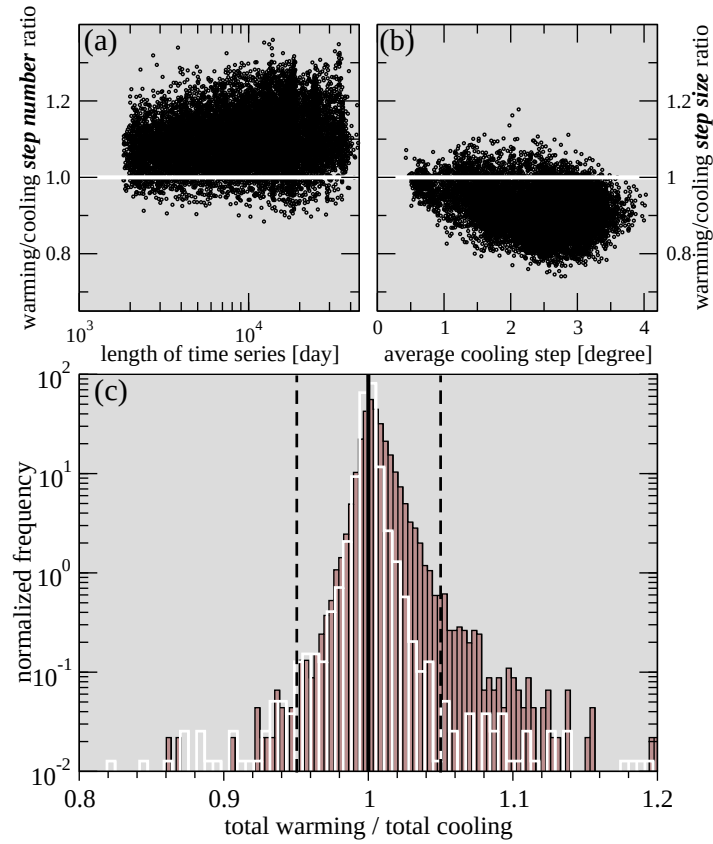
A 2.8 ábra illusztrálja az illesztett paraméterek hisztogramjait. A c_0 tengelymetszet értékek eloszlása erősen aszimmetrikus, ami arra utal, hogy nem statisztikai ingadozásokról van szó. Ez önmagában azonban nem bizonyító erejű, hiszen a meteorológiai állomások földrajzi eloszlása és sűrűsége is teljesen egyenetlen (1.4.1 szakasz). Ezért egyszerű szimulációkat hajtottunk végre, melynek során az illesztésekkel kapott A paraméterekkel szintetikus AR1 sorozatokat gyártottunk le, méghozzá pontosan ugyanolyan hosszúságban, mint amilyen az adott paraméterű állomásra a GDCN adatbázisban szerepel. A szintetikus adatokat pontosan ugyanazzal az algoritmussal értékeltük ki, mint a mérési adatokat. Az eredményeket szintén a 2.8 ábrán mutatjuk be, satírozott hisztogramokkal. Míg a meredekségek eloszlása (2.8b ábra) lényegében megegyezik a mérési adatokéval (hiszen ebből indultunk ki a szimulációknál), a tengelymetszetekre szignifikánsan más eloszlás adódott: a valódi AR1 folyamatokra jellemző módon c_0 várható értéke zéró, a statisztikus ingadozásokból adódó eloszlás szimmetrikus (és exponenciális lecsengésű).

A tengelymetszetekre kapott szignifikánsan nem-zéró értékek értelmezésével óvatosan kell bánni. Naívan rögtön az juthat eszünkbe, hogy itt a globális felmelegedés egyértelmű bizonyítéka. Könnyen belátható azonban, hogy egy AR1 folyamat és egy gyenge (pl. lineáris) trend összegéből álló idősorra kiszámolt

empirikus válaszfüggvény tengelymetszetének várható értéke zéró, ezt közvetlen szimulációkkal is ellenőriztük.

2.5. Aszimmetrikus hőmérsékletváltozások

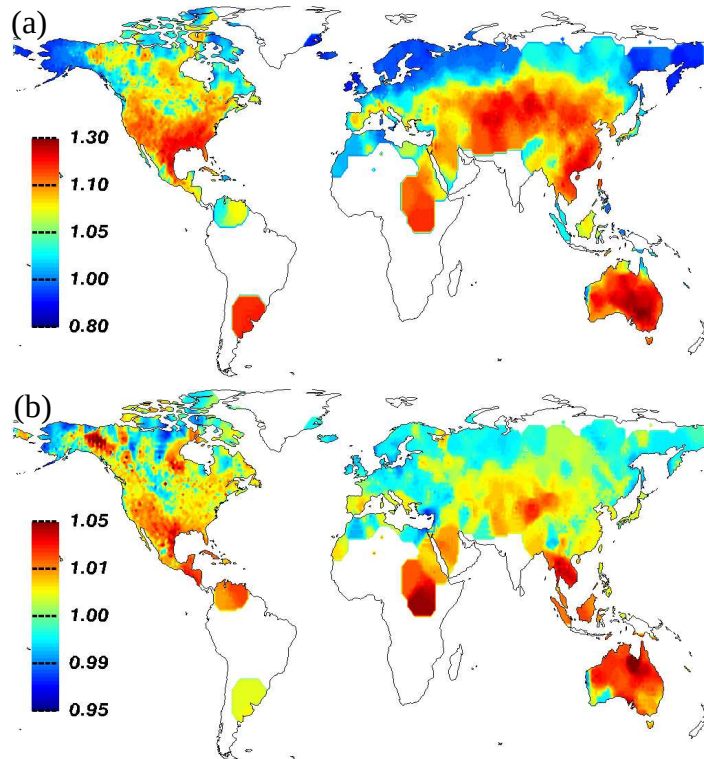
Az előző szakaszban kapott eredmény (c_0 értéke nem feltétlenül zéró) értelmezéséhez alaposan szemügyre vettük az egynapos hőmérsékletváltozások statisztikáját. Ehhez minden olyan idősort felhasználtunk a GDCN adatbázisból, amely legalább 5 évnnyi adatot tartalmaz (13208 ilyen állomás létezik).



2.9. ábra. Egynapos hőmérsékletváltozások statisztikája a GDCN adatbázis 5 évnél hosszabb idősoraira [48]. (a) A melegedési és hűlési lépések számának hányadosa az idősor hosszának függvényében (ez utóbbi logaritmikus skálán). Egy pont egy állomáshoz tartozik. (b) A melegedési és hűlési lépések átlagos nagyságának hányadosa a nevező függvényében. (c) Szatírozott oszlopok: a mérési adatokra vonatkozó melegedési index histogramja. Fehér oszlopok: melegedési indexek a szimulált AR1 adatoknál (részletek a szövegben).

A következő egyszerű teszthez nem szükséges az éves menet eltávolítása, az eredmény egyforma lett mind az eredeti, mind az anomália idősorokra. A 2.9a ábra azt mutatja, hogy a melegedési (pozitív előjelű hőmérsékletkülönbség) és hűlé-

si (negatív előjelű hőmérsékletkülönbség) lépések száma szinte mindenhol különbözik, hányadosuk szignifikánsan eltér egytől, és ez nem függ az idősor hosszától. Ha a lépések átlagos nagysága megegyezne, ez drasztikus globális melegedést jelentene. Szerencsére az általában kisebb számú hűlési lépések átlagos nagysága (abszolút értéke) nagyobb, mint a melegedési lépéseké, ez képes kompenzálni a lépésszám aszimmetriát, és közel stacionárius viselkedéshez vezet. A kompenzáció egy lehetséges mérőszáma a lépések összegzéséből és hányadosuk képzéséből származtatható, nevezhetjük ezt mondjuk „melegedési index”-nek. (Valójában ez nem más, mint egy adott idősor első és utolsó napi középhőmérséklet értékeinek különbsége.) A melegedési index igen bizonytalan mérőszám, hiszen erősen függ az idősor elején vagy legvégén bekövetkezett lokális kilengésektől, mindemellett sokezer állomás esetén hasznos statisztikai információt tartalmazhat. Valóban, a 2.9c ábrán feltüntetett (árnyékolt) hisztogram határozottan eltolódott a pozitív értékek felé. A statisztikai szignifikancia ellenőrzésére ugyanazt a szintetikus AR1 adathalmazt használtuk, amelyiket az előző szakaszban, az eredményül kapott hisztogram fehér oszlopokkal látható a 2.9c ábrán. Ennek alapján már egyértelműen kijelenthetjük a stacionaritás (gyenge) sérülését a mérési adatsoroknál.



2.10. ábra. (a) A melegedési és hűlési lépésszámok hányadosának földrajzi eloszlása a GDCN adatbázis 13208 állomásának adatai alapján (5 évnél hosszabb idősorok). (b) A melegedési index földrajzi eloszlása. (A 2.9c ábrán látható szaggatott vonalakkal jelölt tartomány került színekódolásra.)

Itt is érdemes szemügyre venni a paraméterek földfelszíni eloszlását. A 2.10a ábrán látható, hogy a melegedési és hűlési lépésszám hányadosok földrajzilag erősen korreláltak. Az általános mintázat igen hasonló a 2.7a térképén ábrázolt c_0 állandó eloszlásához, ami közös eredetre utal. Valóban, ha a pozitív lépések valószínűsége nagyobb mint az ellenkező előjelűeké, zéró anomália esetén is pozitív lesz a várható érték. Figyelemre méltó továbbá a mintázat egyszerűsége: a 65. északi szélesség alatt nagyjából mindenhol pozitív, fölötte nagyjából mindenhol negatív a hányados. Ez azt sugallja, hogy kialakulásának mechanizmusát a legfontosabb globális dinamikai feltételek (észak-dél hőmérséklet kontraszt és a Föld forgása) magyarázhatják. Erre a kérdésre a kísérleti fejezetben visszatérünk.

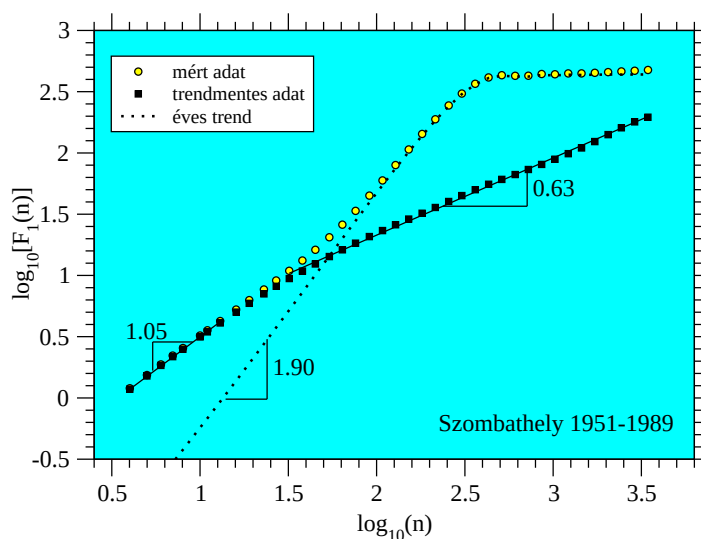
A 2.10b térkép mutatja a melegedési index földrajzi eloszlását. Itt is figyelemre méltó az erős térbeli korreláció, valamint az a tény, hogy a mintázat nem egyezik meg teljesen 2.10a-val (jellegzetes eltérést mutat pl. az Alaszkával szomszédos kontinentális terület, vagy Ausztrália).

2.6. A lineáris modellezés továbbfejlesztése

Mind a 2.4 ábrán látható korrelációs függvények, mind a 2.3 és 2.4 szakaszokban tárgyalt hőmérsékleti válaszfüggvény tulajdonságai azt sugallják, hogy bár az AR1 folyamatok kielégítő első közelítést jelentenek a hőmérsékleti fluktuációk leírására, ennél jobb közelítés is adható.

Ehhez vegyük szemügyre alaposan a hőmérsékleti idősorok korrelációs tulajdonságait. A 2.4 ábrán mutatott konfidencia intervallum jól illusztrálja, hogy a definíció szerint közvetlenül kiszámolt autokorrelációs függvény néhányszor tíz napos időtartamot meghaladóan nem képes információt nyújtani. Mint említettük, a gyakorlatban elterjedt alternatíva a spektrális analízis, melynek sokkal jobb a zajtűrő képessége. Ugyanakkor az előző szakaszban erős indikációkat kaptunk arra nézve, hogy számos hőmérsékleti idősornál sérülhet a stacionaritási feltétel (2.9c ábra), ami pedig torzítja a teljesítménysűrűség spektrumokat. Itt az idő, hogy bevessük az 1.3 szakaszban röviden ismertetett DFA módszert, kihasználva a tényt, hogy ezzel kiküszöbölhetjük a gyenge trendek zavaró hatását.

A 2.11 ábrán tipikusnak mondható DFA1 eredményeket mutatunk be (a magasabb rendű DFA eljárások teljesen hasonló görbéket adnak). A sárga körökkel jelzett görbe az eredeti adatokra vonatkozik, a pontozott vonal pedig a leválasztott periodikus háttérjelre. Egy szinusz vagy koszinusz függvény DFA görbéjének elméleti alakja 2-es meredekségű lineáris induló szakasszal, és a periódushossznak megfelelő szegmensméretnél bekövetkező hirtelen platóval jellemezhető [21]. Ezt a pontozott vonallal jelölt görbe elég jól reprodukálja. A periodikus háttér leválasztása után megmaradó fluktuációk DFA görbéje (2.11 ábra, fekete négyzetek) fokozatosan csökkenő meredekséget mutat, aminek aszimptotikus értéke tipikusan 0.6 és 0.7 körül alakul, azaz hosszú távú korreláltságra utal. A teljes jel görbéje (2.11 ábra, sárga körök) jól láthatóan eleget tesz az (1.11) egyenlettel



2.11. ábra. Egy hőmérsékleti idősor DFA1 analízise. Az eredeti adatok görbáját sárga korongok, a periodikus háttérjel görbáját fekete pontok, a fluktuációkét fekete négyzetek jelzik. A karakterisztikus meredekségeket az ábrán feltüntettük.

megfogalmazott variancia szuperpozíció elvének. A plató ebben az esetben azt is jelzi, hogy az adott hőmérsékleti idősor varianciáját az évszakos változás, a periodikus háttér dominálja.

Nyilvánvaló, hogy a hőmérsékleti fluktuációk mért DFA görbáját egyetlen autoregresszív modell sem képes reprodukálni. A 2.12 ábrán $\times$ -ek jelölik a legjobb AR1 illesztésre vonatkozó eredményt. A (2.4) egyenletben szereplő ξ zajtag definíció szerint korrelálatlan, ezért a megfelelő DFA görbe aszimptotikus meredeksége szükségképpen $1/2$. Az azonban figyelemre méltó, hogy az illesztett AR1 modell DFA görbéjének induló szakasza teljesen megegyezik a mérési adatokéval, ami azért jelzi, hogy a rövid távú korrelációk reprodukálásához elegendő ez a közelítés.

A mért adatokra kapott aszimptotikus meredekség reprodukálásához próbálkozhatunk hosszú távon korrelált szintetikus adatsorok generálásával. Ez a feladat nem teljesen triviális, mi a Pang és munkatársai [54] által kifejlesztett algoritmust adaptáltuk. Egy ilyen szintetikus korrelált zaj DFA egyenese tetszőleges, előre meghatározott meredekségű lehet, de ez állandó (2.12 ábra, szaggatott vonal), ezért nyilvánvalóan nem alkalmas változó meredekségű görbék reprodukálására.

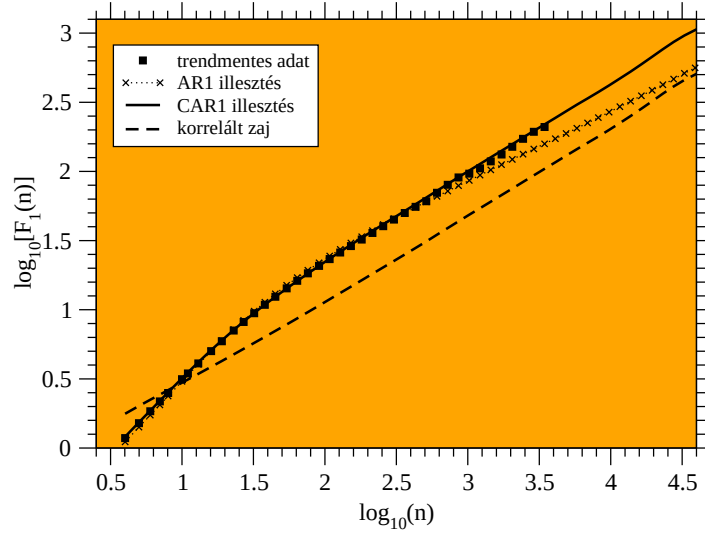
A már emlegetett (1.11) variancia szuperpozíció elv azonban kézenfekvő ötletet ad egy javított modell felépítésére. Egy lehetséges megoldás az AR1 folyamat és a hosszú távon korrelált zaj szuperponálása, ahol az autoregresszív rész hivatott reprodukálni a DFA görbe kezdetben változó meredekségét, míg a korrelált zaj jelenléte visszaadja a megfelelő aszimptotikus meredekséget:

$$x_i = A'x_{i-1} + \epsilon\eta_i . \quad (2.10)$$

Itt η hatványfüggvény szerint korrelált stacionárius zaj $P(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\eta^2/2)$ Gauss féle amplitúdó eloszlással és

$$C_\eta(\tau) = \tau^{2\rho-1} \quad (2.11)$$

autokorrelációs függvénnyel, ahol $\rho \in [0, 0.5)$. (Ez a forma lényegében azonos (1.2) egyenlettel, az exponens felírása a Pang féle formalizmus [54] miatt célszerű ilyen alakban.) A (2.11) korrelációs függvénnyel jellemzett tiszta zaj DFA exponense a várakozásoknak megfelelően $\delta_\eta = \rho + 1/2$. Hívhatjuk ezután a (2.10) modellt „korrelált AR1” (CAR1) modellnek. A szimulációk eredménye elég meggyőző, a 2.12 ábrán folytonos vonallal jelölt görbe a mérési adatokat mindenhol képes reprodukálni [46].

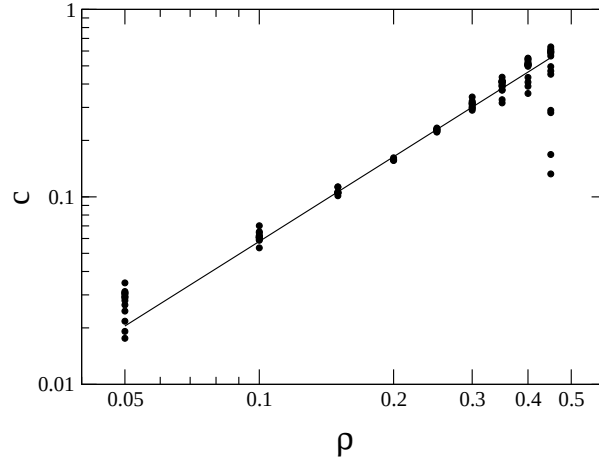


2.12. ábra. A 2.11 ábrán látható mérési adataira vonatkozó (fekete négyzetek), az illesztett AR1 modell ($\times$ -ek), egy szintetikus korrelált zaj 0.63-as aszimptotikus meredekséggel (szaggatott vonal), illetve a korrelált AR1 (CAR1) modell DFA1 görbéi (vastag folytonos vonal). Részletek a szövegben.

Szót kell ejtenünk azonban a (2.10) modell illesztésének technikai kérdéseiről. Nyilvánvaló, hogy egy $x_i = \eta_i$ hosszú távon korrelált zajt semmilyen véges ARp leírás nem jellemez megfelelően, legalábbis aszimptotikus értelemben. Ugyanakkor, ha egy hatványfüggvény szerint korrelált adatsor véges darabjára AR illesztést hajtunk végre, az algoritmus detektálni fogja a korreláltság tényét, és véges autoregresszív koefficienseket ad eredményül. A legegyszerűbb AR1 leírás ezek után a következő formát ölti:

$$\eta_{i+1} = c\eta_i + \xi_i , \quad (2.12)$$

ahol c egy látszólagos AR1 koefficiens, melynek nagysága nyilvánvaló módon függeni fog az autokorrelációs exponens értékétől. Ezen összefüggés felderítésére numerikus kísérleteket hajtottunk végre, melynek eredménye a 2.13 ábrán látható. Bár matematikailag bizonyítani nem tudjuk, a 2.13 ábrán folytonos vonallal



2.13. ábra. Látszólagos AR1 koefficiens (c) véges hatványfüggvény szerint korrelált jeldarabokra illeszte a (2.11) egyenlet ρ exponensének függvényében. c értéke túlságosan kicsi vagy nagy ρ választásnál nagyon erősen függ az adott realizációtól, melyeket különböző véletlen kezdő értékekkel lehet generálni.

jelölt közelítő reláció $c = 2\rho^{3/2}$ alakban írható fel.

Ezek után ismételten hivatkozva a variancia szuperpozíció elvére, a CAR1 modell végleges formája a következő módon adható meg:

$$x_{i+1} = (A - c)x_i + \epsilon\eta_i, \quad (2.13)$$

ahol A és c a szokásos eljárással illesztett AR1 koefficiensek az eredeti adatokra, illetve a szintetikus zaj sorozatra. Összefoglalva a fentieket, a CAR1 modell illesztésének lépései a következők:

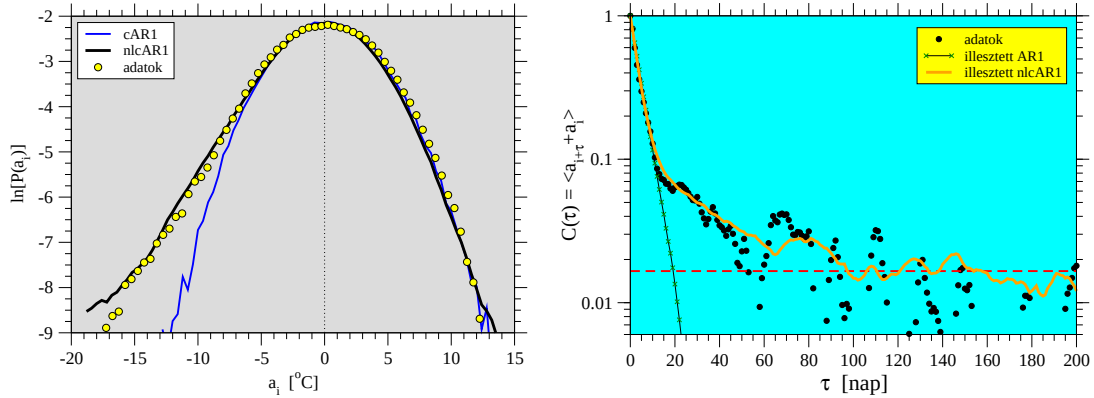
1. MÉRJÜK meg az eredeti adatsor aszimptotikus DFA meredekségét.
2. SZÁMOLJUK ki az AR1 paramétereket (A és ϵ) a szokásos algoritmussal az eredeti adatsorra.
3. KONSTRUÁLJUNK hatványfüggvény szerint korrelált mesterséges adatsort a kívánt DFA meredekséggel.
4. MÉRJÜK meg a szintetikus adatsor c látszólagos AR1 koefficiensét.
5. GENERÁLJUNK tetszőlegesen hosszú modell sorozatot a (2.13) egyenlet segítségével.

A 2.12 ábrán látható folytonos vonal elég meggyőzően demonstrálja, hogy a CAR1 modell (2.13) alakja valóban képes reprodukálni a_i hőmérsékleti fluktuációk DFA görbéinek empirikus menetét. Ugyanakkor más statisztikai mutatói

nem ennyire jók, például a 2.2 ábrán látható amplitúdó eloszlást nem adja vissza, hiszen a modellbe épített zaj hisztogramja Gauss eloszlásnak felel meg. A 2.3 szakaszban tárgyalt hőmérsékleti válaszfüggvény segítségével azonban még további finomítások is elérhetők. Említettük, hogy az $f(a_i)$ empirikus válaszfüggvény többnyire jól illeszthető egy harmad vagy ötödfokú polinommal, pl. a 2.5a ábrán látható átlagolt magyarországi adatokra vonatkozóan a megfelelő együtthatók: $b_1 = -0.1898$, $b_2 = -0.0021413$, $b_3 = 0.0003148$, $b_4 = -3.2005 \times 10^{-5}$, és $b_5 = -4.3807 \times 10^{-6}$. Az a_i hőmérsékleti anomália nagyságától függő szórás egy másodfokú függvénnyel kielégítően illeszthető, pl. a fent említett görbére $\sigma(a_i) = 2.049 - 0.0058a_i + 0.0094a_i^2$ [46]. Ezek után (2.13) egyenlet általánosított formája (melyet hívhatunk esetleg „nemlineáris korrelált AR1”, nlCAR1 modellnek)

$$a_{i+1} = [1 + f(a_i) - c]a_i + \sigma(a_i)\eta_i. \quad (2.14)$$

Vegyük észre, hogy az $f(a_i) = (A - 1)$ és $\sigma(a_i) = \epsilon$ választással visszakapjuk (2.13) alakot. Az nlCAR1 modellnek a teljesítőképességét illusztrálja a 2.14 ábra, ahol mind a fluktuációk amplitúdó eloszlását, mint az autokorrelációs függvényt igen jó közelítéssel sikerült reprodukálni.

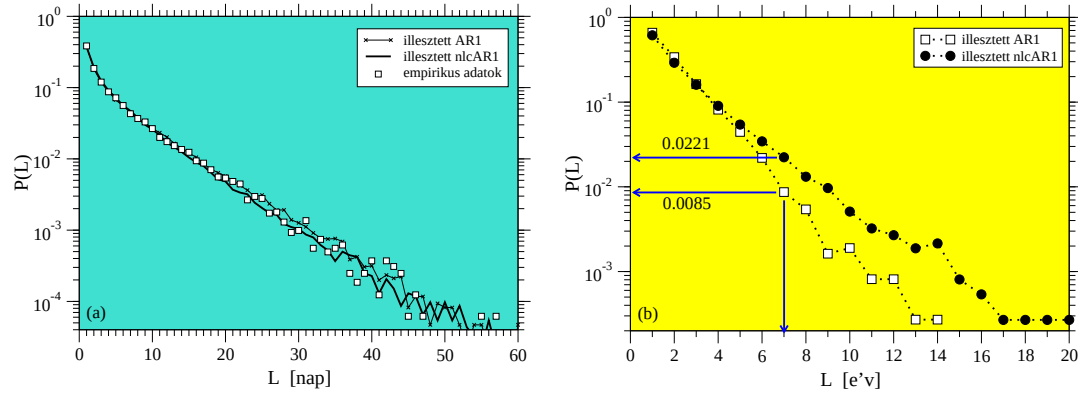


2.14. ábra. Balra: mért hőmérsékleti fluktuációk (anomáliák) amplitúdó eloszlása (sárga körök), majd nem Gauss alakú CAR1 modell eloszlás (kék vonal), illetve a (2.14) nlCAR1 illesztés hisztogramja (zöld vonal). Jobbra: az adatsor, AR1 valamint nlCAR1 illesztések autokorrelációs függvényei.

Jogosan merülhet fel a kérdés, vajon mi értelme van a (2.13) CAR1 vagy (2.14) nlCAR1 modelleknek, hiszen pl. előrejelzésekre egyik sem használható (a modellekhez a zajsorozatot előre meg kell adni). Ezzel szemben mindkettő alkalmas tetszőlegesen hosszú mesterséges sorozatok generálására, melyek messze meghaladják a rendelkezésre álló mérések tartamát. Így olyan statisztikai tesztek lehet elvégezni, ami a valódi mérések korlátozott hossza miatt lehetetlen. Egy példát mutatunk a 2.15 ábrák segítségével.

A korreláltság egyik lehetséges mérőszáma egy adott hosszúságú, azonos előjelű anomália sorozat (pl. hőhullámok vagy tavaszi fagyok) bekövetkezési valószínűsége.

nűségével kapcsolatos. Ha a hosszúságot napban mérjük, ez a valószínűségeloszlás megbecsülhető a mérési adatokból is, a megfelelő sűrűségfüggvények a 2.15 baloldali ábrán láthatóak. A görbék lényegében exponenciális lecsengést mutatnak,



2.15. ábra. Balra: adott L napnyi hosszúságú, azonos előjelű anomália „kirándulások” valószínűsége a mérési adatokban (fehér négyzetek), valamint azok AR1 (vékony vonal) és nlCAR1 (vastag vonal) modelljeiben. Jobbra: ugyanaz mint balra, csak éves átlag anomália hőmérsékletekre.

és nincs köztük eltérés: az adatok, az egyszerű AR1 és az nlCAR1 modell is azonos valószínűségeket jeleznek. Pl. egy anomálishan hideg vagy meleg hónap átlag 3 évenként várható. Ennél érdekesebb kérdés vonatkozik az éves átlagos hőmérsékleti anomáliákra. Pl. mekkora bekövetkezési valószínűség rendelhető a „7 szűk esztendő” jelenséghez, ami 7 egymást követő anomálishan meleg (vagy hideg) évet jelent? Ezt a mérési adatokból nem lehet megmondani, hiszen a legtöbb idősor hossza nem haladja meg a néhány évtizedet. Ezzel szemben a megfelelően illesztett adatokból tetszőlegesen hosszú sorozatok generálhatóak, és erre a kérdésre is tudunk valamit válaszolni. A 2.15 jobboldali ábrán látható, hogy éves időskálán már jelentős különbség lép fel az AR1 és nlCAR1 modellek között. Míg a rövid memóriájú AR1 modell szerint 118 évente egyszer várható 7 év hosszúságú, azonos előjelű „kirándulás”, a korrelált modell jóslata szerint ez 45 évente egyszer bekövetkezik, azaz minden generáció megtapasztalhatja a jelenséget.

A korrelációs tulajdonságok helyfüggése

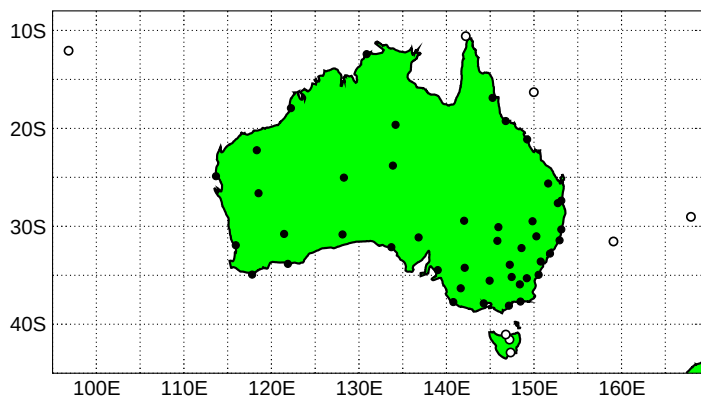
Az ebben a fejezetben ismertetésre kerülő kiterjedt vizsgálatokat alapvetően két tényező motiválta. Koscielny-Bunde és munkatársai [55] Phys. Rev. Letters-ben megjelent cikkükben mindössze 14 meteorológiai állomás hőmérsékleti adatainak elemzése alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a fluktuációk korrelációs tulajdonságai hatványfüggvényekkel jellemezhetők, és az exponens értéke univerzális. A meteorológiai paraméterek hosszú távú korreláltságára vonatkozó megállapításuk ugyan nem volt előzmények nélküli (pl. hasonló viselkedést talált spektrális módszerekkel Pelletier [56]), de az kétségtelen tény, hogy korábban az irodalomban teljesen egyeduralkodó szerepet játszottak a lineáris (véges memóriájú) ARIMA modellek különböző változatai. A következő években megjelenő publikációkban az „univerzális” fluktuációkkal kapcsolatban egyre több kétely merült fel [57, 58, 59, 60], de úgy véljük, hogy a hipotézis elvetéséhez eredményeink [61, 62, 63, 64] alapvetően hozzájárultak.

A másik motiváló tényező egy mindmáig le nem zárt polémia a klimatikus vizsgálatok fő eszközének tekinthető globális csatolt óceán-atmoszféra numerikus modellek reprodukciós képességeiről. Govindan és munkatársai [65] 7 vezető numerikus modell segítségével szimulálták a napi maximum hőmérsékletek alakulását 6 földrajzi helyen, majd az ebből képzett havi átlagok korrelációs tulajdonságait hasonlították össze mérési adatokkal. Arra a következtetésre jutottak, hogy a modellek nem képesek a mérési adatok tulajdonságait reprodukálni sem konstans, sem változó széndioxid koncentráció mellett. Ezzel ellentétes eredményre jutott Fraedrich és Blender [59, 66], szimulációs adataikat majdnem globális tengerfelszíni és kontinentális mért hőmérsékleti adatokkal összehasonlítva. Munkájukban felhívták a figyelmet, hogy lényeges volt az óceáni és légköri rétegek megfelelő csatolása, egyben utalva a hosszú távú memória lehetséges fizikai magyarázatára. Vyushin és munkatársai [67] ezt követően 10 numerikus modellt vizsgáltak hasonló szempontból, ők a vulkáni tevékenység figyelembe vételének fontosságát hangsúlyozták, annélkül gyenge reprodukciót tapasztaltak. Eredményeiket aztán ismét megkérdőjelezték [68]. Bárhogy is alakuljon ez a vita, egy dolog lényeges: a reprodukciós képességek vizsgálatához a lehető legjobb minőségű és lefedettségű referencia adatok szükségesek.

3.1. DFA exponensek Ausztrália fölött

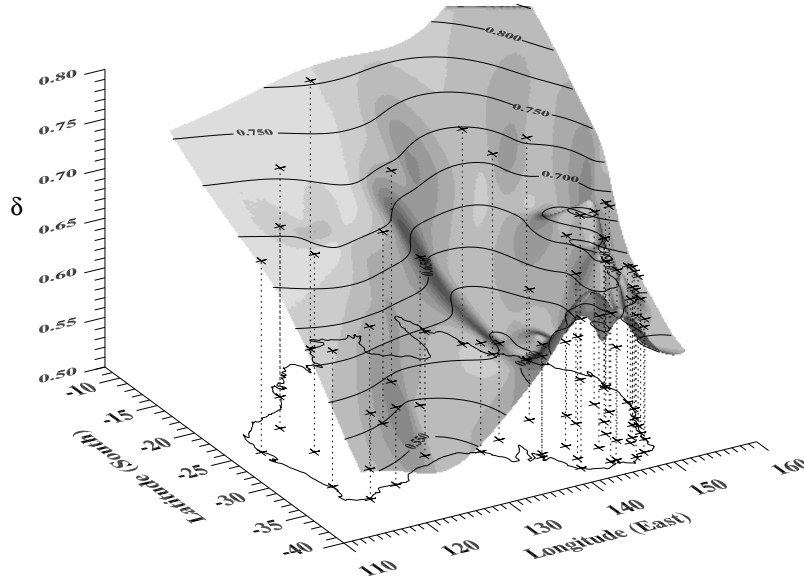
Bár a következő szakaszokban ismertetjük a GDCN adatbázisra vonatkozó közel globális eredményeket, előzetesen mégis szeretnénk kiemelni egy korábbi, területileg korlátozottabb analízis főbb részleteit [62]. Ennek oka az, hogy az 1.4.2 szakaszban röviden bemutatott 18+61 napi hőmérsékleti idősor elemzése a hagyományos „kézi” módszerrel történt, azaz minden lépést alaposan kiértékelünk az egyedi görbék ábrázolásával és ellenőrzésével. Ilyenformán ez a munka szolgált referenciaként a később elvégzett automatizált feldolgozáshoz.

Az állomások elhelyezkedését mutatja a 3.1 ábra. Ausztrália klímája nem homogén, a sivatagostól a mediterránig mindenféle éghajlat megtalálható [69]. Minden egyes állomásnál kiértékeljük a rendelkezésre álló napi maximum, minimum, és a számított aritmetikai középhőmérséklet korrelációs tulajdonságait.

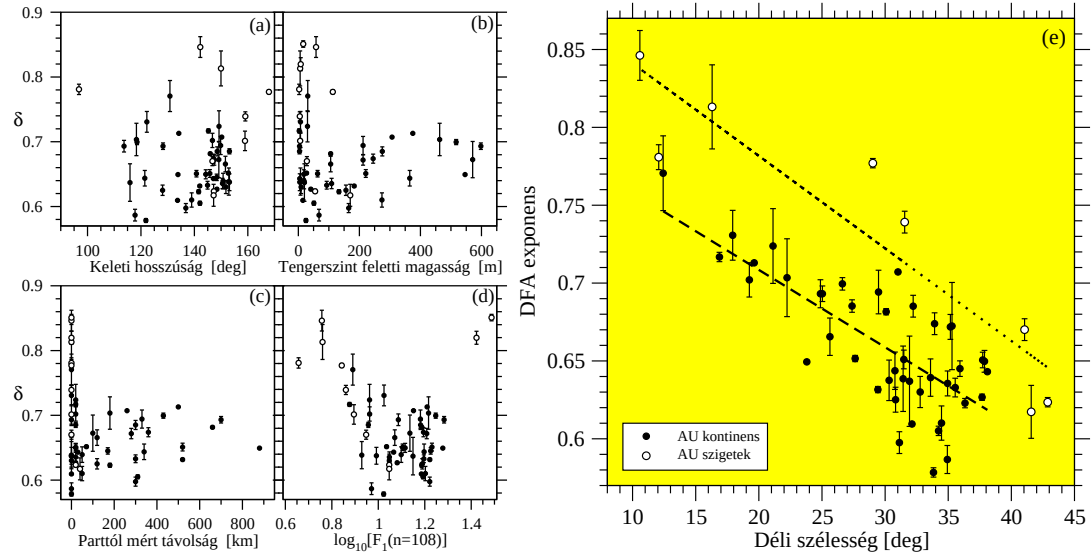


3.1. ábra. A vizsgált ausztrál állomások földrajzi elhelyezkedése az $50^\circ S$ szélességi körtől délre elhelyezkedő állomások nélkül.

Aszimptotikus hosszútávú korrelációt találtunk minden állomásnál a 30-1800 nap hosszúságú időtartamokra, a leghosszabb adatsorok esetében a hatványfüggvényyszerű viselkedésnek megfelelő illesztési tartomány akár a 10 évet is elérte. Az említett [55] univerzalizációs hipotézissel ellentétben a DFA exponensek értékének földrajzi helytől való függését figyeltük meg, melyet a 3.2 ábrán mutatunk be napi középhőmérsékletekre (a maximumokra és minimumokra nagyon hasonló viselkedés adódott). Az egyik megfigyelhető általános tendencia az exponensek számértékének csökkenése a földrajzi szélesség csökkenésével (azaz az Egyenlítőhöz való távolság növekedtével). A másik jellegzetesség a kontinens délkeleti részén látható „felgyűrődés”, aminek helyzete nagyjából egybeesik az Ausztrál Alpok hegyeivel. Ez esetleg azt sugallhatja, hogy a tengerszint feletti magasság lényeges paraméter, de mint később látni fogjuk, ezt egyéb adatok nem támasztják alá.

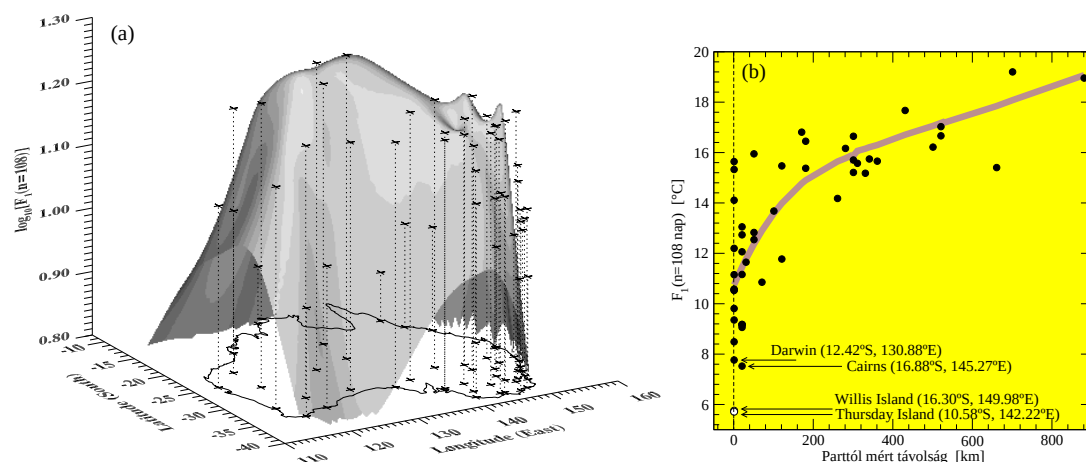


3.2. ábra. 48 kontinentális állomás napi középhőmérsékletekre vonatkozó DFA2 exponenseinek változása Ausztrália fölött. [62]



3.3. ábra. Korrelációs diagrammok a DFA exponens értékek és potenciális kontroll paraméterek között (teli körök a kontinentális, fehér körök a szigeteken található állomásokat jelölik). [62]

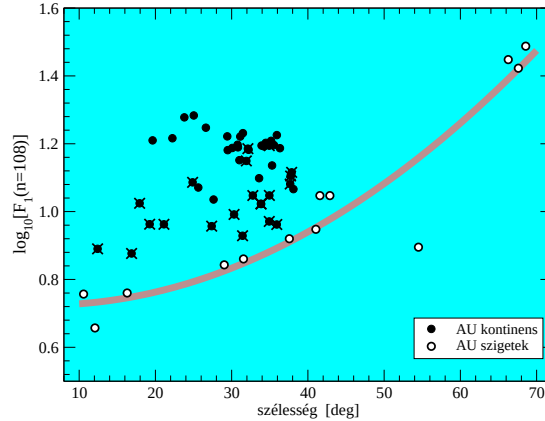
A földrajzi szélesség mellett ellenőriztük egyéb potenciális változók szerepét is, az eredmények a 3.3 ábrán láthatóak. Ezek alapján a földrajzi hosszúság (3.3a ábra), a tengerszint feletti magasság (3.3b ábra), vagy a parttól mért távolság (3.3c ábra) egyike sem mondható meghatározó tényezőnek. Ígéretesebb jelöltnek tűnik a 3.3d ábrán a vízszintes tengelyen feltüntetett $F_1(n = 108)$ változó, amely nem más, mint az (1.8) egyenlettel adott elsőrendű DFA fluktuációs függvény értéke az $n = 108$ napos rögzített szegmensméretnél. Ez a változó egy lehetséges mérőszáma az adott helyen tapasztalható hőmérsékleti varianciának, az átlagérték körüli szóráshoz hasonló információt hordoz. A speciális $n = 108$ -as választás csak a logaritmikus szegmensméret beosztás miatt történt ($\log_{10}(108) \approx 2.033$), valójában $100 < n < 500$ bármilyen rögzített értékére hasonló viselkedést kaptunk (persze más számértékekkel). Mielőtt tovább mennénk, annyit még megjegyzünk, hogy a 3.3e ábra megerősíti az exponensek szélességi foktól való függését a szigetekre is (ahol amúgy jellegzetesen magasabb számértékek adódtak).



3.4. ábra. Az $F_1(n = 108)$ variancia helyfüggése a kontinens fölött. (a) A variancia logaritmusának 3d ábrázolás. (b) Összegző grafikon az óceántól mért távolság függvényében. A négy legkisebb varianciájú földrajzi hely kordinátáit feltüntettük. [62]

Az $F_1(n = 108)$ variancia paraméter vizsgálatához a 3.4 ábrán felrajzoltuk a földrajzi helytől való függést. Az egyedi állomásokhoz tartozó értékek meglehetősen erős szórást mutatnak. Az általános tendencia azonban megfelel a jól ismert ténynek, mely szerint az óceánok közelsége jelentős csillapító hatással bír. Ez a viselkedés azonban nem magyarázza a 3.3d ábrán látható tendenciát, ezért külön ellenőriztük a földrajzi szélességgel kapcsolatos viszonyt. A 3.5 ábra szerint ez a fajta meghatározottság igen gyenge a kontinens fölött, legfeljebb a szigetekre mutat szisztematikus trendet. A fentiek és a 3.3d ábra alapos szemrevételezése alapján végül is elvetjük a feltevést, hogy a variancia lényeges tényező lenne

a DFA exponens meghatározásában. Ha jól megnézzük az ábrát, kiderül, hogy a kontinentális állomások semmilyen meghatározott tendenciát nem mutatnak, a szigeteknél található állomások alacsony száma pedig nem engedi ettől eltérő következtetés megfogalmazását.

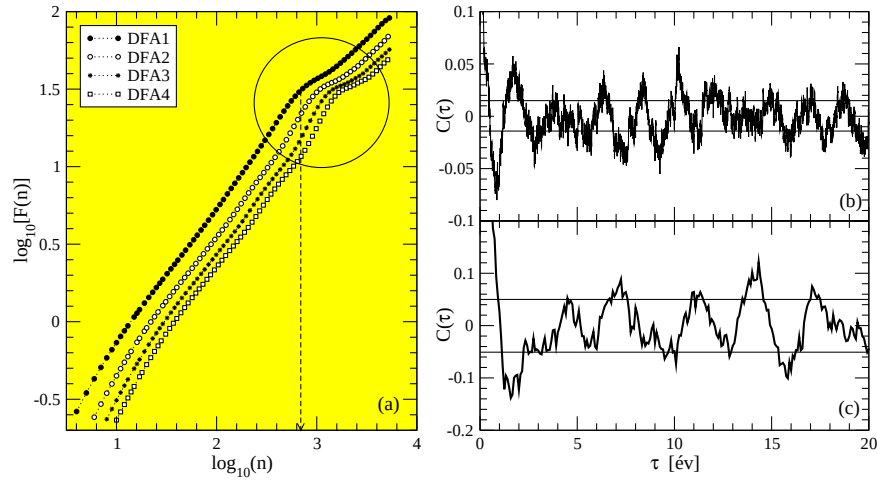


3.5. ábra. Az $F_1(n = 108)$ variancia logaritmusának függése a déli földrajzi szélességtől. Teli körök a kontinentális, fehér körök a szigeteknél található állomásokat jelölik. A parttól legfeljebb 20 km távol éh helyezkedő állomások értékeit $\times$ -el külön feltüntettük. [62]

3.2. Kvázi-biennális oszcillációk hőmérsékleti adatokban

Mielőtt rátérnénk az előző szakaszban vázolt analízis kiterjesztésére nagyobb földrajzi területekre, érdemes talán megemlíteni egy érdekes eredményt, ami az ún. kvázi-biennális (kvázi-kétéves) oszcillációkkal kapcsolatos. A Indiai-óceán egyenlítői és a Csendes-óceán nyugati régióiban a csapadékhozam, a tengerszinten mért légnyomás, a tengerfelszíni hőmérséklet és egyéb klimatikus paraméterek nagyjából kétéves ciklusú változása évek óta ismert, elég jól megfigyelt és tanulmányozott jelenség [70, 71, 72]. Hasonló oszcillációk markánsan jelen vannak az egyenlítői övezet magaslégköri (főleg sztratoszférikus) paramétereiben, a felszín közelében azonban csak korlátozott területeken észlelhetők, ezért a „troposzférikus biennális oszcilláció” (tropospheric biennial oscillation, TBO) külön elnevezéssel illetik. Különböző elméletek és hipotézisek születtek már a magyarázatára, azonban a pontos mechanizmus még nem ismert. Minthogy a Csendes-óceán középső területein a klíma szerves részének tekintett El Niño – Déli Oszcilláció (ENSO) jelenségben is megfigyeltek egy erős kétéves komponenst, egyes feltevések szerint ez összefüggésben lehet a TBO jelenlétével [73].

Egy kvázi-periodikus háttérjelet a fluktuációk előállítására használt elemi módszerek (2.1 szakasz) egyike sem képes eltávolítani. Ennek látható jele a DFA görbéken megjelenő könyök vagy plató [21]. Az ausztráliai adatok között néhány



3.6. ábra. (a) Willis Island (1939-1999, 16.30°S , 149.98°E) adatsorának DFA-analízise. A kör egy ~ 1.9 év periódusidejű (l. függőleges szaggatott vonal) kvázi-periodikus háttér-trendnek megfelelő platót jelez a DFA-görbékben. (b) Ugyanezen adatsor autokorrelációs függvénye, τ években mérve. (c) A Déli Oszcillációs Index (1866-1995) autokorrelációs függvénye. A vékony vízszintes vonalak a 95 %-os konfidencia szintet jelzik az autokorrelációs függvények ábráin. [62]

esetben a DFA-görbék a 3.6a ábrán bemutatotthoz hasonló jellegzetes anomáliát mutatnak, mely egyre szembetűnőbbé válik a magasabbrendű lokális detrendálások során. Az oszcilláció olyan markánsan jelen lehet, hogy az autokorrelációs függvény közvetlen kiszámítása is szignifikáns szinten jelzi (3.6b ábra). Hasonló elkent oszcillációk jelenléte tisztán megfigyelhető három állomás esetében: Cairns (16.88°S , 145.27°E), Thursday Island (10.58°S , 142.21°E), és Willis Island (16.30°S , 149.98°E) – egy további idősor, Darwin (12.42°S , 130.88°E) pedig kissé gyengébben, de hasonló viselkedést mutat. Az említett 4 állomás a kontinens északkeleti csücskénél helyezkedik el. Érdekes tény, hogy éppen ezen állomások anomáliáisorainak fluktuációi mutatják a legalacsonyabb varianciát (3.4b ábra). Ez arra utal, hogy a TBO háttérjel valóban elég gyenge, a legtöbb helyen a helyi hőmérsékletingadozások könnyen elfedik.

Az említett állomások földrajzi elhelyezkedése valóban azt sugallja, hogy az észlelhető kvázi-periodikus ingadozás összefüggésben lehet az ENSO jelenséggel, ami a Csendes-óceán feletti nyomásgradiens által indukált Walker-cirkuláció kváziperiodikus fluktuációinak felel meg. A tengerfelszíni légnyomás változásait az ún. „déli oszcillációs index” (southern oscillation index, SOI) – a Tahiti és Darwin közti nyomáskülönbség – jellemzi, mely 2-7 éves periódusú, és igen távol áll a szabályostól [74, 75]. Minthogy a SOI havi adatok könnyen hozzáférhetőek az Interneten (pl. [76]), kiszámoltuk a vonatkozó autokorrelációs függvényt (3.6c ábra). A 3.6b görbével való összehasonlítás nemigen szolgál meggyőző bizonyítékkal a két oszcilláció erős csatolására.

3.3. DFA exponensek közel globális földrajzi függése

A 3.1 szakaszban vázolt, Ausztráliára vonatkozó eredmények még nem teljesen elegendőek az univerzális fluktuációkról szóló [55] hipotézis elvetéséhez. Kézenfekvő ötletnek tűnt a 3.2 ábrán látható szisztematikus függés ellenőrzése más földrajzi területeken, illetve ezen keresztül a statisztika javítása az állomásszám növelésével. Ehhez az 1.4.1 szakaszban tárgyalt GDCN adatbank idősorait értékeltük ki DFA módszerrel.

Minthogy a feldolgozandó adatmennyiség messze meghaladta a „kézi” ellenőrzés kapacitásait, külön gondot fordítottunk az adatok előzetes szűrésére, az eredmények megbízhatóságának ellenőrzésére. Tekintve, hogy a napi maximum- és minimum-hőmérsékletek viselkedése igen hasonló, ebben a szakaszban főként a maximum értékek elemzése során kapott eredményeket mutatjuk be, a különbségekre a 3.5 szakaszban részletesen visszatérünk.

A korrelációs tulajdonságok vizsgálata során első közelítésként az adatbázisból csak azon állomásokat tekintettük, melyek adatsorában az egymást követő legfeljebb 4 napos hiányoktól eltekintve hozzáférhető egy legalább 8000 nap hosszúságú hibátlan szakasz. A hiányzó adatokat a hiányt megelőző ill. követő első mért adatok között lineárisan interpoláltuk. A fenti feltételnek eleget tevő állomások száma 3315 (az össz 14737-ből), azaz a minőségi követelmények miatt a vizsgált állomásszám jelentősen lecsökkent.

A területi felbontás javításáért elvégeztük azon állomások DFA-analízisét is, ahol a mérési adatok összefűzésével (1.4.1 szakasz és [22]) létrehozható egy legalább 8000 napnyi hosszúságú idősor. Itt a kiválasztási feltétel az volt, hogy a teljes időtartamnak (az adott mérőállomáshoz tartozó legelső és legutolsó adatok közötti időszaknak) legalább 60 %-áról létezzen adat, valamint minden adott naptári nap esetében egyenként is a teljes időszakhoz viszonyítva legalább 60 %-nyi adat rendelkezésre álljon. Utóbbi az anomáliásor generálásához szükséges napi klimatikus átlagok kiszámítása szempontjából fontos. Ennek a kritériumnak 8260 állomás felel meg (értelemszerűen, a szűkebb halmaz minden egyes állomása ebben is szerepel).

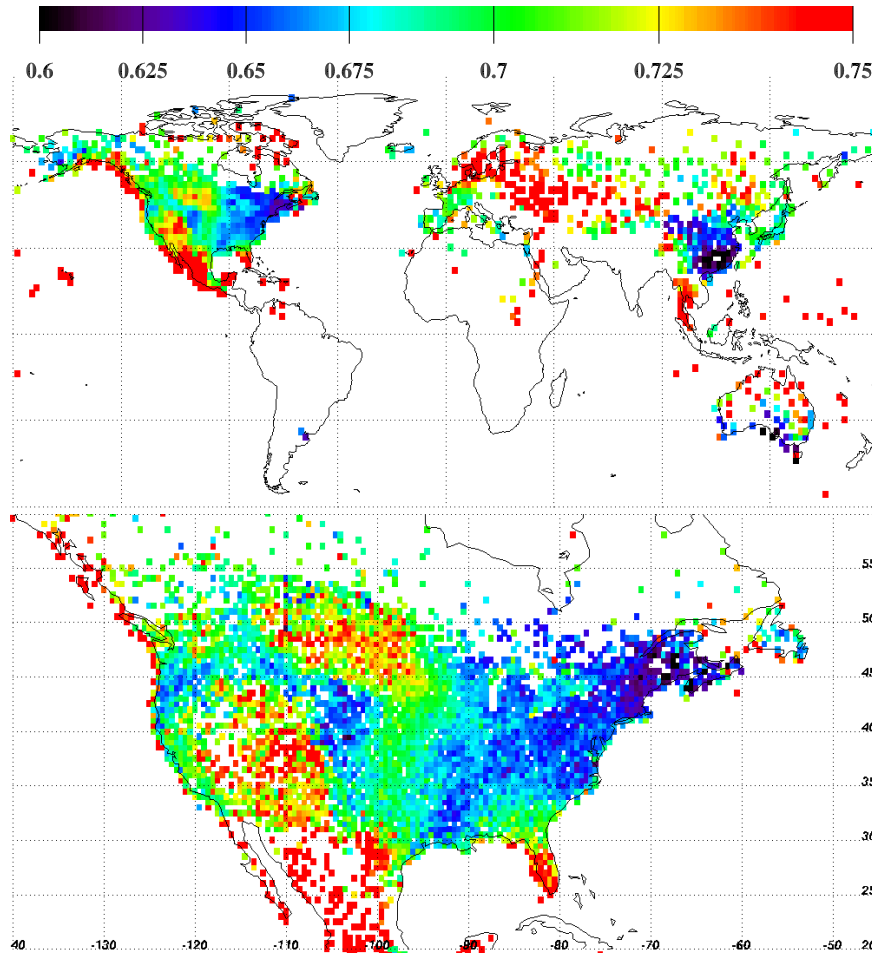
Az anomáliásorokra másodrendű detrendált fluktuáció analízist (DFA2) alkalmaztunk, az exponens meghatározása 21-pontos illesztés segítségével történt. Az illesztési tartomány a logaritmikus skálán az 1.25 és 3.25 közötti szakasz volt (a 18 és 1800 napnak megfelelő időtartamok közötti szegmenshosszak), így a 21-pontos illesztést minden egyes állomás adatsorára összesen 33 szakaszon végeztük el, ebből adódik a DFA-exponens hibájának becslése.

Szerencsére a két adathalmazból származó következtetések mindenben egyeztek, ezért a továbbiakban csak a bővebb, 8260 állomásra vonatkozó, jobb statisztikájú eredményeket mutatjuk be.

A napi maximumokhoz tartozó δ^{max} DFA2 exponens közel globális földrajzi eloszlását mutatja a 3.7 ábra. Látható, hogy a mintázat egyáltalán nem zajszerű, azaz nem származhat pusztán statisztikus ingadozásokból. A kisebb és nagyobb

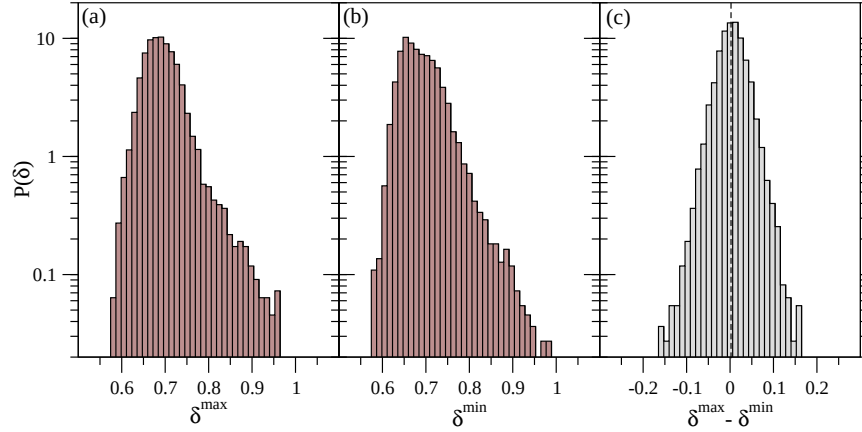
exponens értékek földrajzilag korrelált, kiterjedt területekre jellemzőek. Nagyjából általános tendenciának tekinthető, hogy a kontinensek keleti partvonala mentén inkább kisebb számértékek találhatók, belül illetve nyugat felé haladva az exponensek növekszenek. Ausztrália ez alól kivétel, a GDCN adataiból is visszakaptuk a 3.2 ábrán már bemutatott észak-dél irányú csökkenő trendet.

A napi minimumokhoz tartozó δ^{min} exponensek eloszlása nagyon hasonló, színekódolással a különbségek nem felbonthatóak. Térkép helyett inkább bemutatjuk a δ^{max} és δ^{min} exponensek, valamint ezek minden egyes állomásra meghatározott különbségének hisztogramjait a 3.8 ábrán.

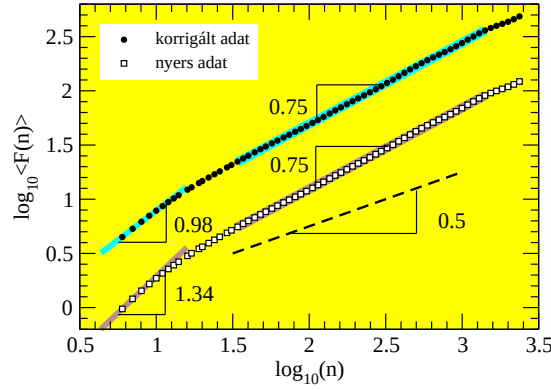


3.7. ábra. DFA2 exponensek (δ^{max}) eloszlása a legalább 8000 napnyi maximum hőmérséklet adatot tartalmazó állomásokra. Felül: közel globális kép, $2^\circ \times 2^\circ$ -os területekre átlagolva. Alul: Észak-Amerika, $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ -os területekre átlagolva. [63]

Ezidáig csekély figyelmet fordítottunk a DFA görbék induló szakaszára (kis szegmensméretek). Maga az eljárás aszimptotikus, azaz skálázást csak a nagy időkülönbségekre vonatkozó fluktuációk esetén lehet megállapítani. Ugyanakkor



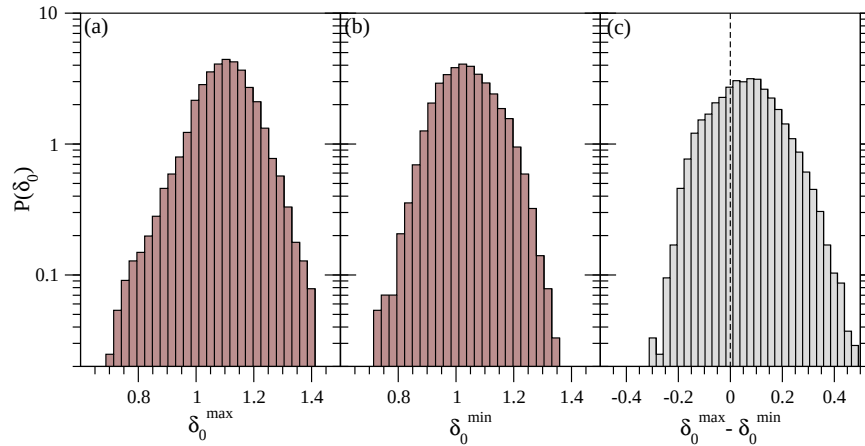
3.8. ábra. Normált hisztogramok a δ^{max} és δ^{min} exponensekre, valamint ezek különbségére. [63]



3.9. ábra. Tipikus DFA2 görbék egy adatsorra (Gunnedah 1969-1995, 31.02°S, 150.27°E). A fehér négyzetek az eredeti anomália idősorra vonatkozó, a fekete szimbólumok a kis szegmensméretre korrigált görbét jelölik (ez utóbbi felfelé eltolva). Karakterisztikus meredekségek és illesztési tartományok feltüntetve. [63]

a 2.12 ábrán bemutatottuk, hogy az egyszerű AR1 modell DFA görbéi jól reprodukálják az adatokra jellemző kezdeti viselkedést, ami arra utal, hogy ez a tartomány a rövid idejű korrelációkról tartalmazhat információt. Másrészt emlékeztetnénk a 1.3 szakasz végén tárgyalt fontos észrevételekre, mely szerint a DFA eljárás a kicsi szegmensméretekre torzított eredményeket ad. Minthogy érdemesnek találtuk a DFA görbék induló szakaszának kiértékelését is, implementáltuk a [25]-ben javasolt (1.12) korrekciós függvényt. Egy tipikus eredményt illusztrál a 3.9 ábra: valóban, a kezdeti meredekség jelentősen megváltozott a korrigált eljárás eredményeképpen.

Meghatároztuk a maximum és minimum hőmérsékletekre vonatkozó korrigált DFA2 görbék induló meredekségeit δ_0^{max} -t és δ_0^{min} -t, valamint ezek különbségeit. A normált hisztogramokat mutatja a 3.10 ábra. A számértékek és a $(\delta_0^{max} - \delta_0^{min})$



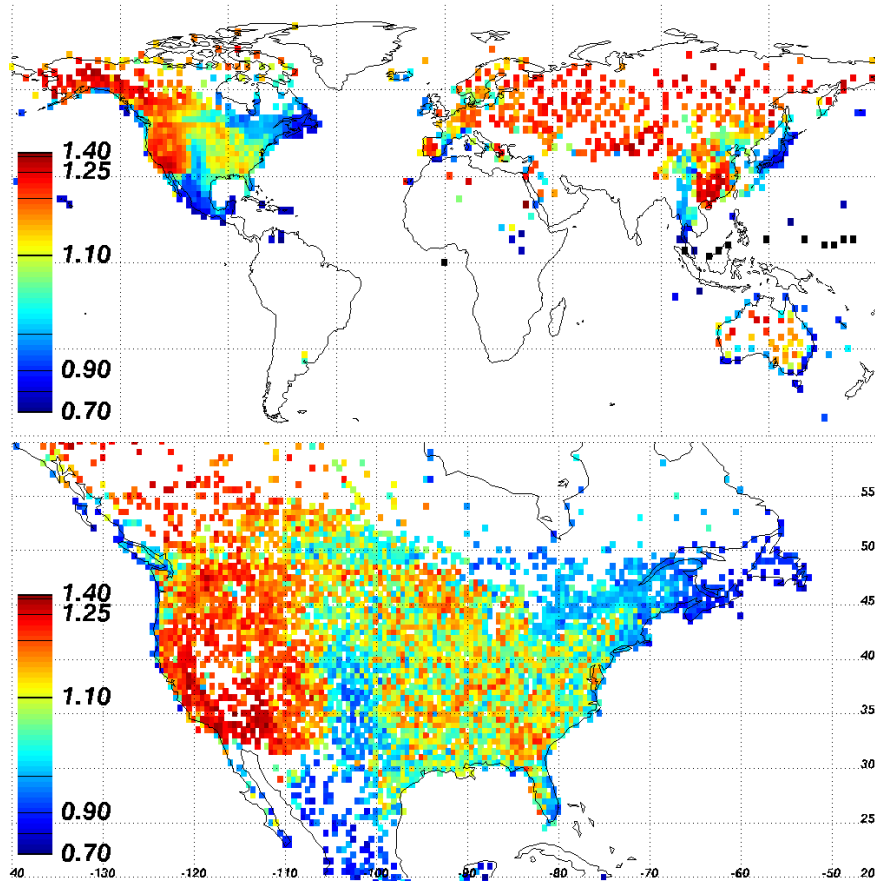
3.10. ábra. Normált hisztogramok a $\delta_0^{\max}$ és $\delta_0^{\min}$ kezdő DFA meredekségekre, valamint ezek különbségére. [63]

különbségek is tipikusan jóval nagyobbak, mint az aszimptotikus exponenseké, ráadásul ez utóbbi hisztogramja (3.10c ábra) markáns aszimmetriájával erősen eltér az 3.8c alaktól. Ez nem csak a rövid távú korrelációk erősségére utal, hanem arra is, hogy a helyi körülmények (topográfia, a felszín takarása, talajviszonyok, stb.) sokkal erősebb módosító hatással bírhatnak, mint a hosszú távú korrelációk esetében.

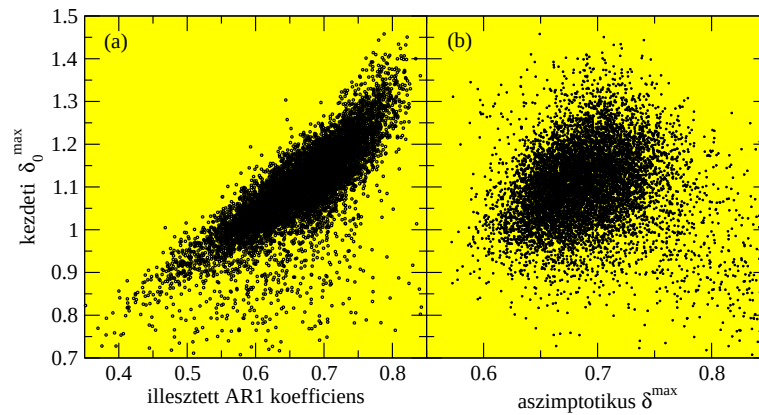
Ami az induló meredekségek földrajzi eloszlását illeti, $\delta_0^{\max}$ esetére mutatjuk be a megfelelő térképeket a 3.11 ábrán. A mintázatokon belül a zaj sokkal nagyobb, mint a 3.7 térképek esetében, ennek ellenére bizonyos tendenciák azért kivehetőek. A 3.7 és 3.11 térképek direkt összehasonlítása arra utal, hogy nincs közvetlen korreláció egy adott állomás esetén az induló és aszimptotikus meredekségek között. Ezzel szemben azt várjuk, ha a kezdő meredekségek valóban a rövid távú korrelációs tulajdonságokat tükrözik, akkor egy (2.4) AR1 illesztésből származó A koefficiens értéke nem lehet független a kezdő DFA meredekségektől. Valóban, a megfelelő 3.12 szórási ábrák mindkét sejtést megerősítik.

A 3.7 és 3.11 térképek komplex mintázata arra utal, hogy globálisan nem olyan egyszerű a mintázat, mint Ausztrália felett, azaz nem található egy egyértelmű magyarázó változó. Mindemellett elvégeztük mindazon teszteket, amit az ausztráliai adatokra kigondoltunk (földrajzi szélesség, hosszúság, legközelebbi tengertől való távolság, és tengerszint feletti magasság), szignifikáns korrelációt sehol sem találtunk. Példaként csak a legutóbbi változóra vonatkozó eredményt illusztráljuk a 3.13 ábrán, a többi ehhez nagyon hasonló.

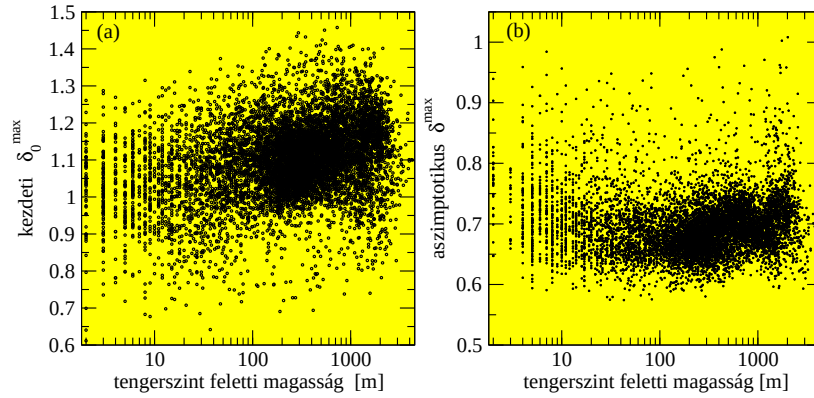
Összefoglalva megállapítható, hogy az [55]-ben megfogalmazott univerzalitási hipotézist nagy biztonsággal elvethetjük. Ez elsősorban nem azért állítható, mert 0.7-nél kisebb és nagyobb értékek is nagy számban fordulnak elő, hanem inkább a földrajzi eloszlások koherens mintázata utal klimatológia eredetre.



3.11. ábra. DFA2 induló meredekségek (δ_0^{max}) eloszlása a legalább 8000 napnyi maximum hőmérséklet adatot tartalmazó állomásokra. Felül: közel globális kép, $2^\circ \times 2^\circ$ -os területekre átlagolva. Alul: Észak-Amerika, $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ -os területekre átlagolva. [63]



3.12. ábra. Szórási ábrák a kezdeti δ_0^{max} DFA meredekségek és (a) az illesztett AR1 koefficiensek, valamint (b) az aszimptotikus δ^{max} exponensek közti korrelációk ellenőrzésére. [63]



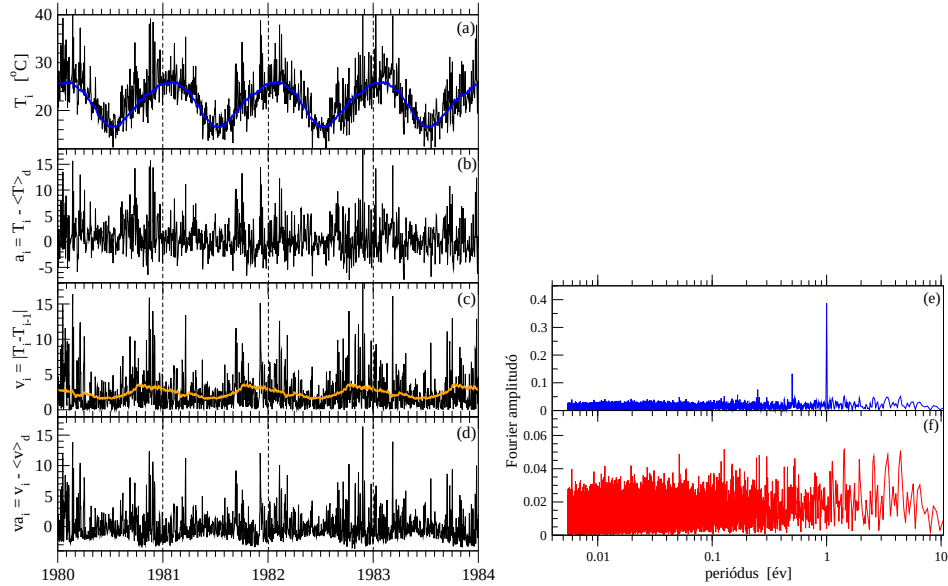
3.13. ábra. Szórási ábrák a tengerszint feletti magasság, és (a) a kezdeti $\delta_0^{\max}$, valamint (b) az aszimptotikus $\delta^{\max}$ meredekségek közti korrelációk ellenőrzésére.

3.4. Nemlineáris korrelációk detektálása

Az 1.3 bevezető szakaszban már említettük, hogy a DFA eljárás az autokorrelációs vagy teljesítménysűrűség függvényekkel ekvivalens információt nyújt a 2-pont korrelációkról. Az időbeli komplexitásnak azonban ez csak egyik aspektusa, általános esetben ennek leírásához szükség lehet a magasabb rendű 3-pont, 4-pont, stb. korrelációkra [77]. Ha a 2-pont korrelációk egyszerű viszonyban állnak a magasabb rendűekkel, a folyamatot „lineárisnak” vagy „monofraktálnak” nevezhetjük, ellenkező esetben beszélünk „nemlineáris” korrelációkról vagy „multifraktál” folyamatokról [78].

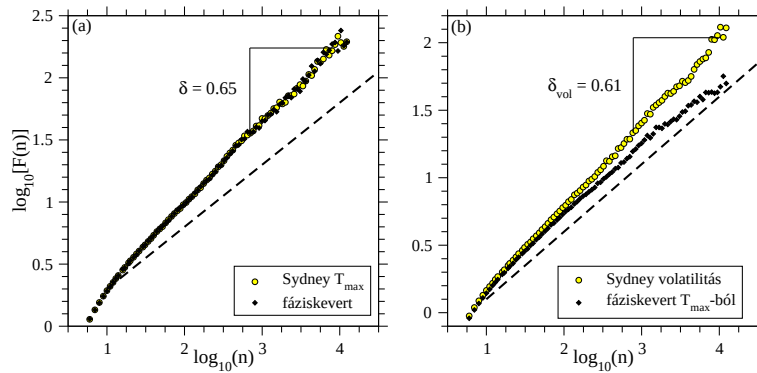
A magasabb rendű korrelációs függvények meglehetősen komplikált meghatározása helyett Ashkenazy és munkatársai [79] egy egyszerű módszert javasoltak és sikeresen teszteltek a multifraktalitás jelenlétének ellenőrzésére. Ha egy idősor esetén a *volatilitás* nemtriviális, hosszú távú korrelációkat mutat, akkor a háttérben lévő folyamat nemlineáris. A volatilitás korrelációinak tanulmányozása nagy hagyományra tekinthet vissza a tőzsdei és egyéb gazdasági adatsorok esetén [80, 81], újabban fiziológiai jeleknél [79, 82], hidrológiai méréseknél [83], vagy éppen hőmérsékleti adatoknál [78, 79, 84] is bevetik. A volatilitás a változások abszolút nagyságát méri. Tőzsdei adatsoroknál általában az ár logaritmusának különbsége, egyéb esetekben a különbségek négyzete vagy abszolút értéke használatos. Saját munkánkban mi ez utóbbi definíciót alkalmaztuk.

A szokásos módon induljunk ki egy T_i adatsorból (3.14a ábra), számoljuk ki minden egyes $d = 1 \dots 365$ naptári napra a $\langle T \rangle_d$ klimatológiai átlagot (3.14a ábra, kék vonal), és képezzük az $a_i = T_i - \langle T \rangle_d$ anomália idősort (3.14b ábra). A v_i volatilitás sorozatot a különbségek abszolút értéke definiálja: $v_i = |a_i - a_{i-1}| \approx |T_i - T_{i-1}|$ (a kétfajta különbség között ismételtelen csak az évszakos változás egy napra eső hányada okoz csekély eltérést). A volatilitás adatsorban (3.14c ábra) tisztán látható egy maradék éves periodicitás (3.14c



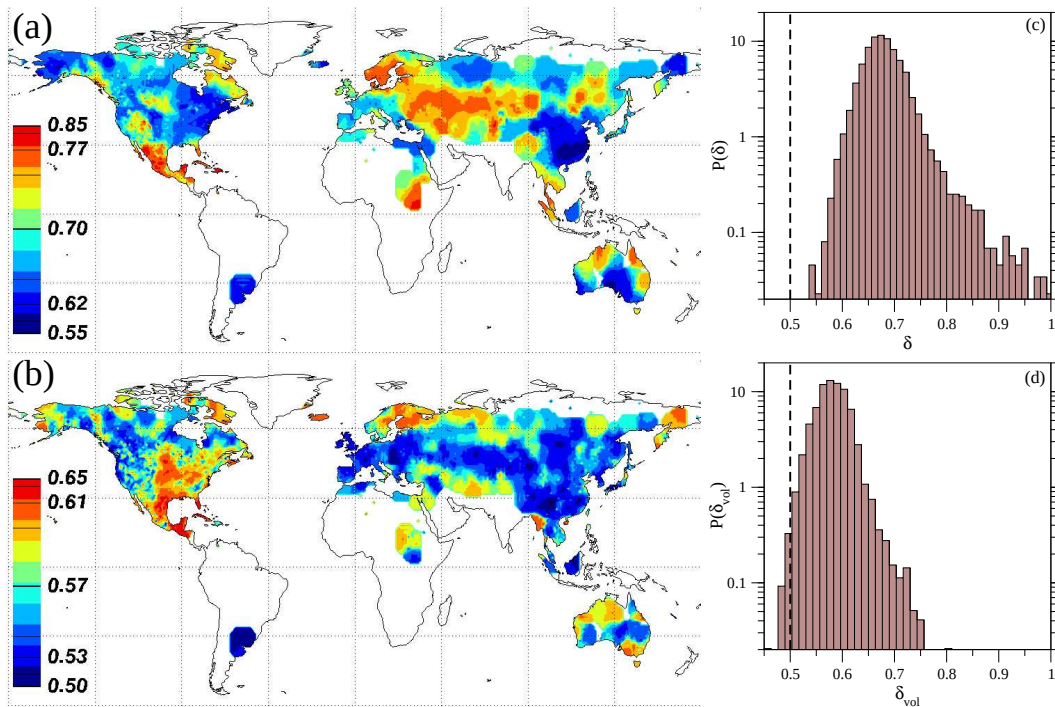
3.14. ábra. (a) 4 évnyi (a teljes 138-ból) napi maximum hőmérséklet (Sydney, 33.87°S , 151.20°E), a kék vonal a periodikus háttérrel mutatja. (b) A hőmérsékleti anomália idősor. (c) Volatilitás idősor, narancssárga vonal jelzi az éves átlagos periodicitást. (d) Volatilitás anomália idősor (adatokból az éves háttér levonva). (e) A (c) ábra volatilitás adatainak teljesítménysűrűség spektruma. (f) Ugyanez a (d) ábra idősorára (a függőleges skála eltérő). [64]

ábra, narancssárga vonal), ami a klimatológiában ismert tény (különböző évszakokban az időjárás változékonysága általában eltérő). Ezt eltávolítva jutunk a volatilitás anomália sorhoz: $va_i = v_i - \langle v \rangle_d$ (3.14d ábra). Látszólag ezzel nem sokat változtattunk az eredeti v_i idősoron, de ha összehasonlítjuk v_i és va_i teljesítménysűrűség spektrumait (3.14e és 3.14f ábrák), nyilvánvalóvá válik, hogy az eljárás mégis sikeres.



3.15. ábra. (a) DFA2 görbék az eredeti anomáliásorra és a fáziskevert adatokra (részletek a szövegben). (b) DFA2 görbék az eredeti anomália volatilitásra, és az anomália sor fáziskevert változatából kiszámolt volatilitásokra (vigyázat, ez nem a volatilitássor fáziskevert változata). [64]

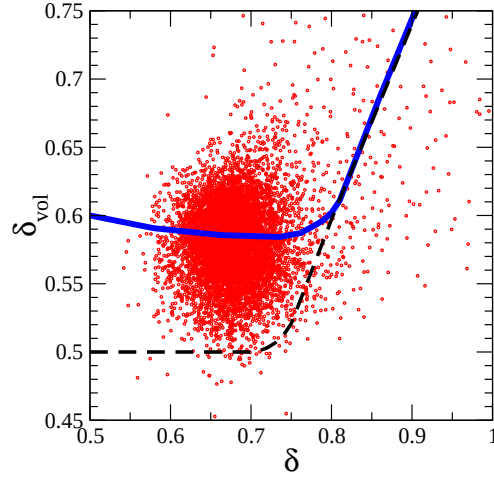
A 3.14b ábra hőmérsékleti anomália sorának DFA2 görbét mutatja a 3.15a grafikonon. Annak ellenőrzésére, hogy valóban 2-pont korrelációk skálázási tulajdonságát látjuk, implementáltuk a Fourier „fáziskeverés” (surrogate data) eljárást [15, 85, 86]. Ennek lényege (az algoritmikus részletek nélkül), hogy a komplex Fourier spektrum előállítás után a fázisok véletlenszerű átrendezésre kerülnek, ezután inverz transzformációval előállítható egy olyan sorozat, melynek a 2-pont korrelációs tulajdonságai és amplitúdó eloszlása az eredetivel egyező, de a magasabb rendű korrelációk eltűntek. Valóban, a 3.15a grafikonon látjuk, hogy a fáziskevert adatok DFA2 görbéje az eredetivel megegyezik. Az eredeti adatokból készített volatilitás anomália DFA2 görbéje (3.15b ábra) hosszú távú korreláltságra utal, az aszimptotikus meredekség 0.6 körüli érték. Ha ez valóban az eredeti adatsor multifraktál jellegére utal, akkor annak fáziskevert változatából előállított volatilitások ettől eltérő DFA viselkedést mutatnak. Ezt elég meggyőzően igazolja a 3.15b grafikon (fekete pöttyök).



3.16. ábra. (a) Napi hőmérsékleti maximumok anomália sorából számolt DFA2 exponens földrajzi eloszlása, a megfelelő hisztogram a (c) ábrán. (b) és (d): Ugyanez a volatilitások DFA2 exponensére. [64]

Itt is érdekelt minket a volatilitásra vonatkozó exponensek földrajzi eloszlása, melyet szintén a GDCN adatokból állítottunk elő. Azon, legalább 8000 nap hosszúságú sorokat választottuk ki, ahol a hiány kevesebb volt, mint a teljes hossz 1 %-a (7320 állomás). Az eredmények összegzése a 3.16 ábrán látható. A

δ exponensek térképe lényegében megegyezik a 3.7 ábrával, csak itt a színekódolás más tartományra történt, és a térkép ún. térkitöltéses technikával készült. Figyelemre méltó, hogy a volatilitás exponensek számértéke lényegesen kisebb. A DFA görbék illesztésének pontosságából az exponensek hibáját ± 0.05 nagyságúra becsülhetjük, ezért szignifikáns korreláltságot ($\delta_{vol} > 0.55$) az állomások 89 %-ára (6526 eset) lehet megállapítani.

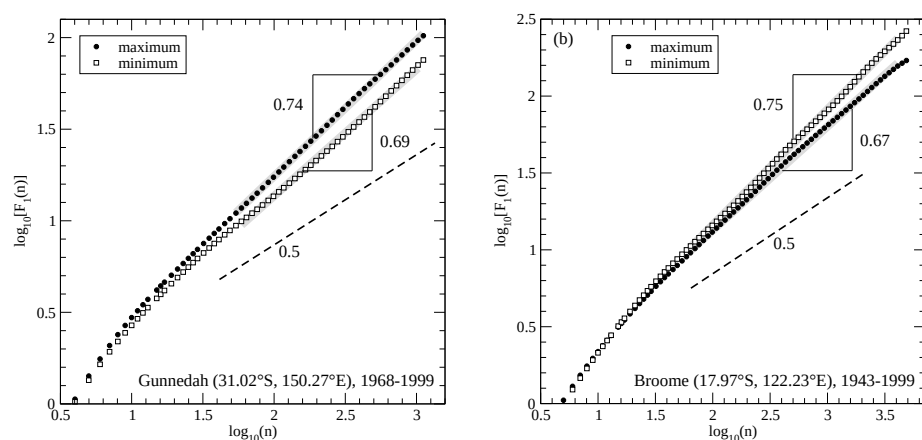


3.17. ábra. Szórási ábra a δ_{vol} és δ exponensek között (piros pontok). Fekete/kék vonal jelzi a Kalisky féle [78] predikciót hosszú távon korrelált lineáris/multifraktál folyamatokra. [64]

A 3.16a és 3.16b térképek összehasonlításából szembeötlő a mintázatok eltérése. Ez arra utal, hogy egy adott állomás esetén nincs meghatározó kapcsolat a hőmérsékleti anomáliák δ és az ebből képzett volatilitások δ_{vol} exponensei között. Valóban, a 3.17 direkt szórási ábra ezt a sejtést megerősíti. Ezen a grafikonon feltüntetettünk két folytonos vonalat is, mindkettő Kalisky és munkatársai [78] munkáján alapul. A szaggatott vonal egy korrelált lineáris (monofraktál) viselkedéshez tartozik, ahol a DFA exponens $\delta \approx 0.75$ értékéig a volatilitások nem mutatnak skálázást ($\delta_{vol} = 0.5$), de nagyobb δ értékekre lineáris növekedésnek indulnak. A kék vonal egy multifraktál folyamathoz tartozik, ahol a multifraktál spektrum szélességét jellemző paraméter $\sigma = 0.05$ (részletek [78]-ben). Minthogy az igazán erősen korrelált ($\delta > 0.75$) adatsorok száma meglehetősen korlátozott, egyértelmű konklúziót nem lehet levonni, márcsak azért sem, mert még a kapcsolat sem igazán látszik a δ és δ_{vol} között. Ez nem jelenti azt, hogy ilyen kapcsolat nem létezik, mert a volatilitás sorozatok előállításához használt numerikus deriválás művelete köztudottan egyike a leginstabilabb, legnagyobb zajt „termelő” eljárásoknak. Mindenesetre a 3.17 ábra piros pontfelhőjének és a szaggatott vonalnak az összehasonlítása arra utal, hogy a hőmérsékleti adatsorok ténylegesen nem tekinthetők tisztán monofraktálnak, a legtöbb esetben jó okunk van magasabb rendű korrelációk létezését is feltételezni.

3.5. A napi maximum és minimum hőmérsékletek eltérő korreláltságáról

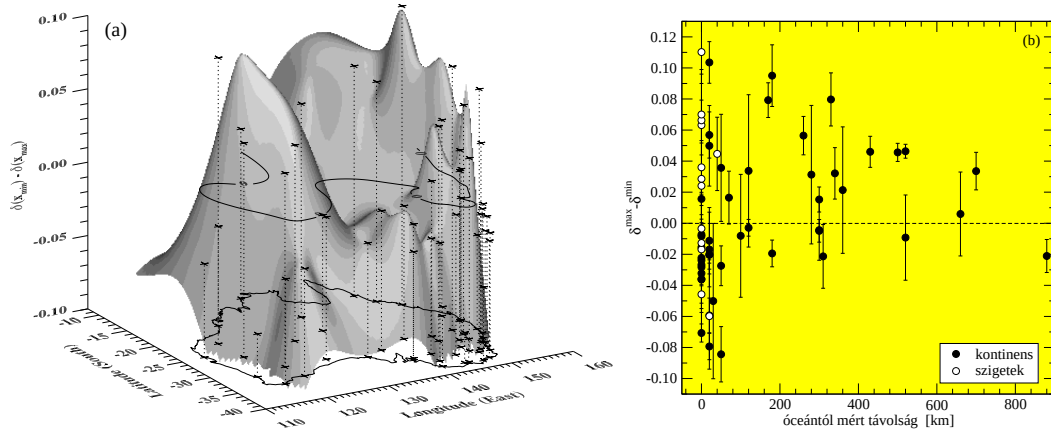
Többször utaltunk rá, hogy a napi maximum és minimum hőmérsékletekből meghatározható δ^{max} és δ^{min} korrelációs exponensek nagyon hasonló viselkedést mutatnak, ami feltétlenül igaz a földrajzi helyfüggés mintázataira és a kapott számértékek nagyságára. Ezért idáig jobbra a maximum hőmérsékletekre kapott eredményeinket mutattuk be. Ugyanakkor a 3.8 ábrán látható hisztogramok jelzik, hogy a DFA exponensek számos helyen különböző értékűek a minimumokra és maximumokra, ebben a szakaszban ennek néhány részletét fogjuk tárgyalni. (Ezzel szemben nem foglalkozunk az induló meredekségek különbségével, mert mint láttuk, az sokkal nagyobb numerikus hibával terhelt mérőszám.)



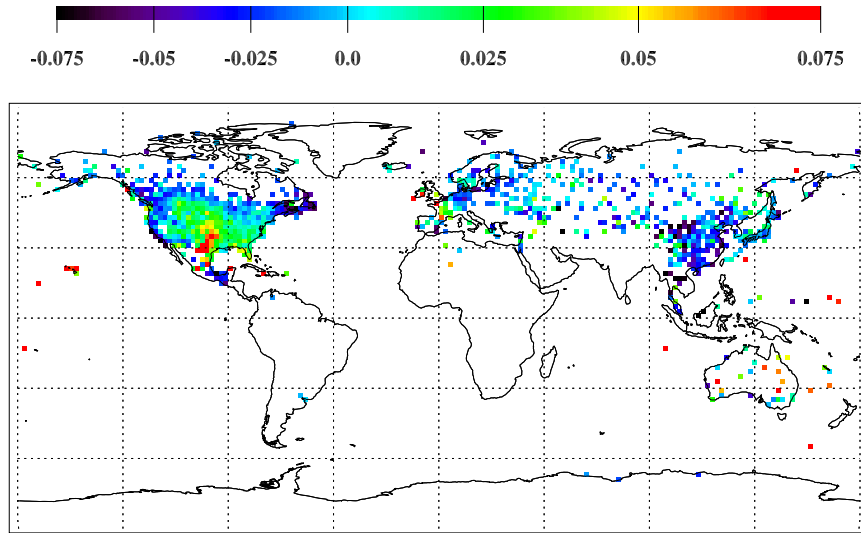
3.18. ábra. DFA1 görbék napi maximum és minimum hőmérsékletekre. (a) Gunnedah 1968-1999, 31.02°S , 150.27°E . (b) Broome 1943-1999, 17.98°S , 122.23°E . Karakterisztikus meredekségek feltüntetve. [61]

A 3.18 ábra példaként bemutat két ausztráliai mérőállomásra vonatkozó eredményt, az egyiknél a maximum, a másikonál a minimum hőmérsékleteknek nagyobb a korrelációs exponense. A 3.1 szakaszban ismertetett 61 adatsorra elvégzett részletes („kézi” ellenőrzéses) analízis alapján készült a 3.19 ábra, meggyőző földrajzi függést vagy egyszerű magyarázó paramétert (a 3.19b grafikonon példaként az óceántól mért távolságot mutatja be) nem sikerült azonosítanunk. A GDCN adatbázis vizsgálata ennél nyilvánvalóan pontatlanabb, a 3.8c szimmetrikus hisztogram (mindkét oldalon közel exponenciális lecsengéssel) akár statisztikus fluktuációkra is utalhat. Ugyanakkor a 3.20 térképen szemléltetett földrajzi eloszlás bizonyos szisztematikusságot jelez, legalábbis Észak-Amerika területén. (Megjegyezzük, hogy relevánsnak tekintettük a különbséget azoknál az állomásoknál, ahol az egyedi illesztési hibákból a hibaterjedés szabályával származ-

tatható különbségi hibaintervallum nem tartalmazta a zéró értéket, lásd 3.19b ábra.)



3.19. ábra. A $\delta^{\max}$ és $\delta^{\min}$ exponensek különbsége az ausztráliai adatok esetén. (a) 3d szemléltetés. (b) Különbségek az óceántól mért távolság függvényében. [61]

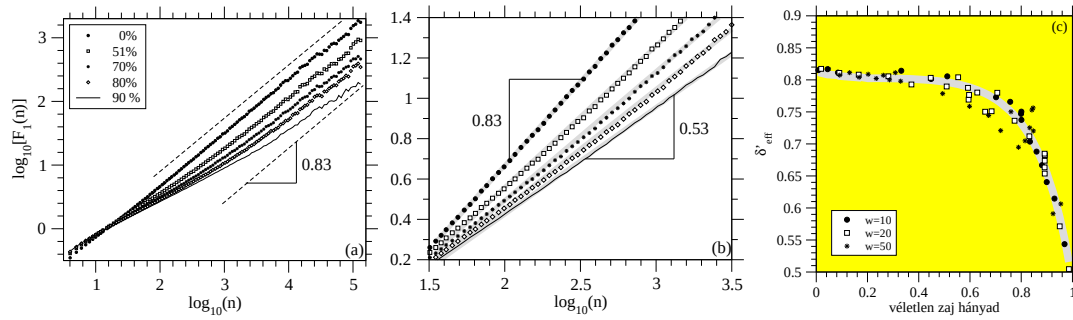


3.20. ábra. A $\delta^{\max}$ és $\delta^{\min}$ exponensek különbségének földrajzi eloszlása a GDCN adatbázis 2980 állomása alapján, $2^\circ \times 2^\circ$ -os tartományokra átlagolva. (Király Andrea)

Ha elfogadjuk, hogy számos esetben a napi maximum és minimum hőmérsékletek eltérő „erősségű” korrelációs exponenssel jellemezhetők, felmerül a kérdés, hogyan lehetséges ez? Ugyanezzel a kérdéssel szembesülünk akkor is, ha a különböző földrajzi területeken mért eltérő exponens értékek eredetét firtatjuk. Azt nehéz elképzelni, hogy a hosszú távú korreláltságért felelős fizikai mechaniz-

mus (legvalószínűbb jelölt a lassú óceáni áramlásokkal fennálló csatolás) eltérő hatással lenne a két szélső hőmérsékleti értékre. Az 1.3 szakaszban említett, szintetikus adatsorokon végzett kitejedt vizsgálatok [21, 22, 23] eredményei azonban adhatnak néhány ötletet az eltérések koncepcionális magyarázatához.

Hu és munkatársai [21] részletesen megvizsgálták, hogy mit ad a DFA eljárás egy hosszú távon korrelált folyamat és egy korrelálatlan véletlen zaj összege esetén. Azt látták, hogy a kezdeti 0.5-ös meredekségű szakasz (zaj dominálta tartomány) egy adott szegmensméret után meredekséget vált, és aszimptotikusan mindenképpen a korrelált háttérjel exponense válik láthatóvá. Az átsapás (crossover) helye függ a zaj relatív amplitúdójától és az aszimptotikus exponens nagyságától. Hasonló viselkedés volt tapasztalható akkor is [22], amikor egy hatványfüggvény szerint korrelált háttérjelet intermittens módon megszakítottak különböző hosszúságú korrelálatlan szakaszokkal: a DFA görbe előbb-utóbb elveszi a háttérjelre jellemző aszimptotikus meredekséget. Ebben az esetben azonban a meredekség átsapása sokkal elkentebb lehet, ezt vizsgáltuk meg magunk is szimulációk segítségével.



3.21. ábra. (a) $N = 2^{19} = 524288$ hosszúságú, mesterségesen generált, különböző mennyiségű korrelálatlan beszúrást tartalmazó korrelált jelsorozatok DFA1-görbéi. A szaggatott vonalak a valódi aszimptotikus meredekségeket mutatják. (b) Az (a) ábra $n \in [30 - 3000]$ szegmensméret tartományának nagyítása. Az effektív tranziens exponensek ($30 < n < 3000$) rendre $\delta'_{eff} = 0.83, 0.70, 0.64, 0.59$, és 0.53 , az aszimptotikus exponensek ($n > 10000$) $\delta = 0.83, 0.80, 0.76, 0.75, 0.67$ számértékekkel becsülhetők. (c) δ'_{eff} tranziens exponensek a beszúrt szakaszok arányának függvényében, 3 különböző átlagos szakaszhossz esetén ($w = 10, 20, 50$). A szürke vonal nem illesztett görbe. [61]

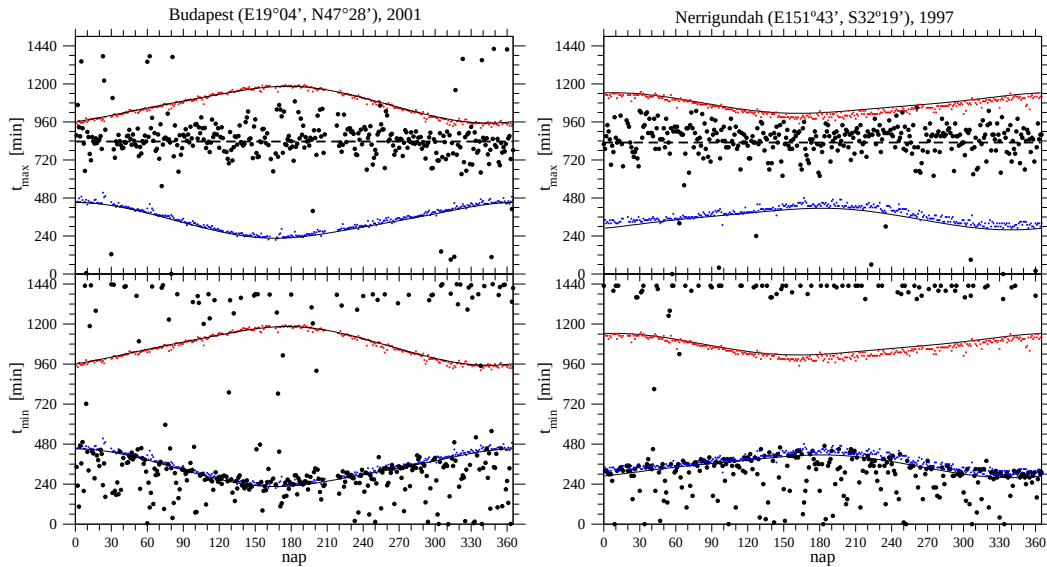
A 3.21a ábra mutatja be, hogy az átmeneti tartomány nagyon széles is lehet, függően a betoldott korrelálatlan zaj-szakaszok részarányától. Ha kinagyítjuk a $30 < n < 3000$ tartományt (3.21b ábra), ami a ~ 40 éves hőmérsékleti adatok szokásos illesztési intervalluma, akkor látható, hogy a görbék nem különböztethetők meg igazán az egyenesektől, azokra mindenhol illeszthető δ'_{eff} effektív korrelációs exponens. A 3.21c ábra illusztrálja, hogy δ'_{eff} folytonosan „hangolható”, ráadásul nemigen függ a betoldott korrelálatlan szakaszok átlagos méretétől.

A fentiek alapján levonható az a következtetés, hogy ha valamilyen lokális fizikai mechanizmus miatt a hőmérséklet gyakran ingadozik véletlenszerűen és

nagy amplitúdóval, ez a limitált hosszúságú adatsorok feldolgozása során eredményezhet a „valódinál” kisebb exponens értékeket. Ez persze csak egy lehetséges magyarázat, nem állítjuk, hogy nem adható másik is.

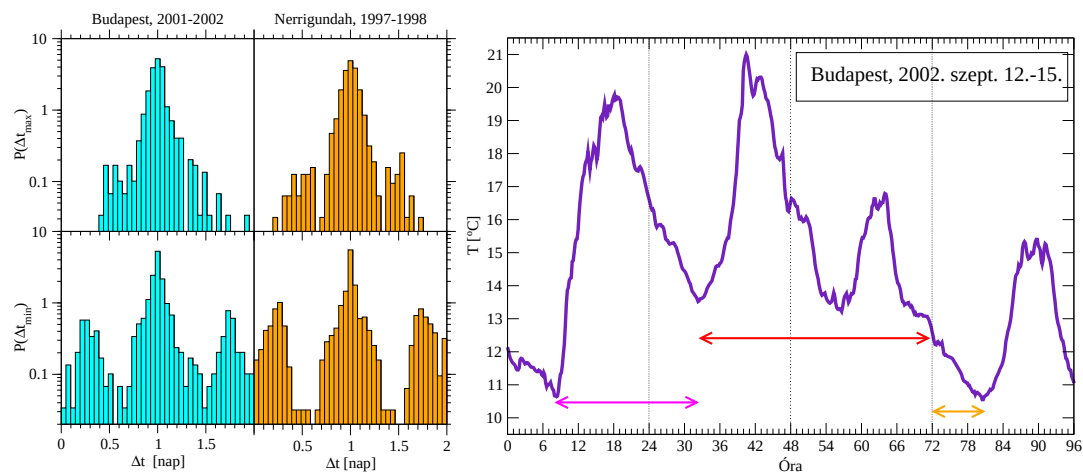
Ez az okfejtés első látásra jobban illik az eltérő földrajzi területeken jellemző eltérő exponens értékek magyarázatára, de nem világos, hogy miképpen lehet alkalmazni egy adott helyen a napi maximum és minimum hőmérsékletek különböző „erősségű” korreláltságára. Ennek vizsgálatára nem elegendőek a napi felbontású adatsorok, ezért alaposan szemügyre vettük a 1.4.2 szakaszban említett napi felbontású hőmérsékleti adatsorokat.

10 perces hőmérsékleti adatokból meghatározott napi abszolút minimumok és maximumok statisztikai jellemzőit mutatjuk be a következő ábrákon. Érdekes szemügyre venni, a nap melyik szakaszában várható a szélsőértékek bekövetkezése. A 3.22 ábra felső grafikonjain a maximum hőmérsékletek időpontjai



3.22. ábra. A felső ábrákon a maximum, az alsókon a minimum hőmérsékletek időpontjai egy adott év folyamán (Budapest 2001., ill. Nerrigundah 1997.). Szaggatott vonal jelzi a maximumok átlagos időpontját. Piros pontokkal a naplemente, kékekkel a napfelkelte regisztrált idejét, vékony fekete vonallal a csillagászatilag számított időpontot jelöltük. [61]

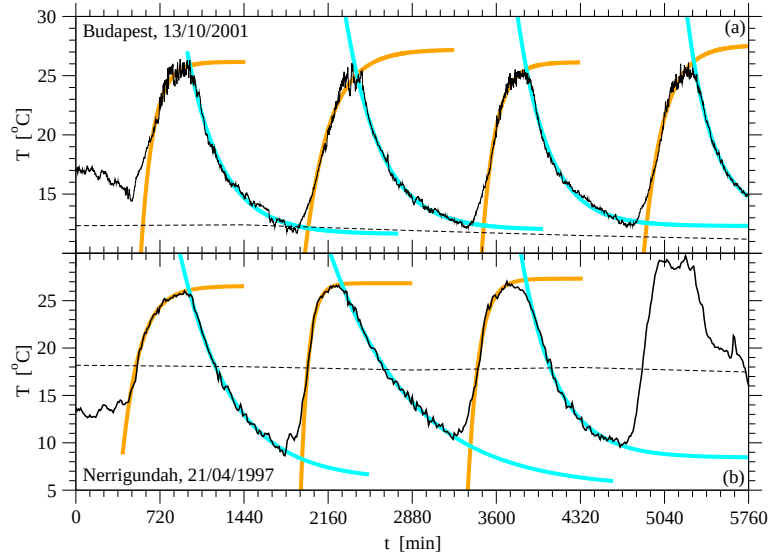
láthatóak. Mind a budapesti, mind az ausztrál adatokra elmondható, hogy statisztikusan délután 2 órakor (840. perc körül) van a várható értékük. Az alsó grafikonok ugyanezt mutatják a minimum hőmérsékletekre. A napi minimumok statisztikusan éjfélhez közeli időpontban vagy napfelkeltekor következnek be, viszont szórásuk az éjszakai intervallumban lényegesen nagyobb, mint a maximum időpontoké. Ennek egyik látványos következménye, hogy az egymást követő azonos szélsőértékek közt eltelt időtartamok valószínűségeloszlása más lesz a maximumokra és a minimumokra (3.23 ábra).



3.23. ábra. Balra: két egymást követő hőmérsékleti szélsőérték bekövetkezése közt eltelt időtartamok hisztogramjai, fent a maximumokra, alul a minimumokra. (A függőleges tengelyek logaritmikus egységekben.) Jobbra: példa a szomszédos minimumok közti lehetséges intervallumokra. [61]

A 3.23 ábra a fent említett időtartamok eloszlását mutatja fél-logaritmikus skálán. Maximum hőmérsékleteknél ez nagyjából unimodális, melynek csúcsa 24 óránál található. Minimum hőmérsékleteknél az eloszlás három lokális csúccsal rendelkezik, negyed, egy, illetve egy és háromnegyed napnál. Ha két minimum-hőmérséklet bekövetkezése közt eltelt idő negyed nap, akkor ez azt jelenti, hogy az első nap minimuma éjfélkor volt (3.23 jobboldali ábrán narancsszínű nyíl), a másodiké pedig napfelkelte körül, hajnalban. Ha a két szélső érték időpontja közt egy és háromnegyed nap múlt el (piros nyíl), akkor az első nap minimuma volt pirkadatkor, a másodiké pedig éjfélkor. Abban az esetben, amikor egy nap telt el két minimum időpontja közt, azok vagy éjfélkor következtek be (folyamatos erős lehűlés), vagy napfelkeltek („átlagos” napok). Diszkrét adatsorok korrelációs tulajdonságainak vizsgálatához szükséges, hogy azonos időközönként rögzített adatokat hasonlítsunk össze. A napi maximum hőmérsékleteknél ez a feltétel jószerivel teljesülni látszik, a minimumoknál azonban nem, ezért a korreláció számításakor esetleg megjelenhet bizonyos hiba. Ennek vizsgálatára szintetikus adatsorokat szimuláltunk, és különböző mintavételi sémák alkalmazása után DFA módszerrel határoztuk meg a korrelációs tulajdonságokat. Itt nem részletezett negatív eredményeink szerint a mintavételi intervallumok szóródása nem magyarázza a mérési adatokban tapasztalt eltérést, hosszú távon korrelált idősorok robusztus módon ugyanazt az aszimptotikus skálázást mutatják.

A továbbiakhoz érdemes megvizsgálni részletesebben a hőmérséklet napi menetének időfüggését. A grafikonok szemrevételezése azt mutatta, hogy egy évben kb. 80-100 napon a hőmérséklet meglepően reguláris viselkedést mutat (3.24 ábra). Ezeken a napokon az időjárás nyugodt, nincsen front-tevékenység, és a besugárzás intenzitása sem ingadozik változó felhőzet miatt. A hőmérsékleti gör-



3.24. ábra. Reguláris hőmérsékletmenettel jellemezhető napok (a) Budapest és (b) Nerrigundah esetében. A szaggatott vonalak a klimatikus átlagértéket jelölik, a színezettek pedig exponenciális illesztéseket (részletek a szövegben). [61]

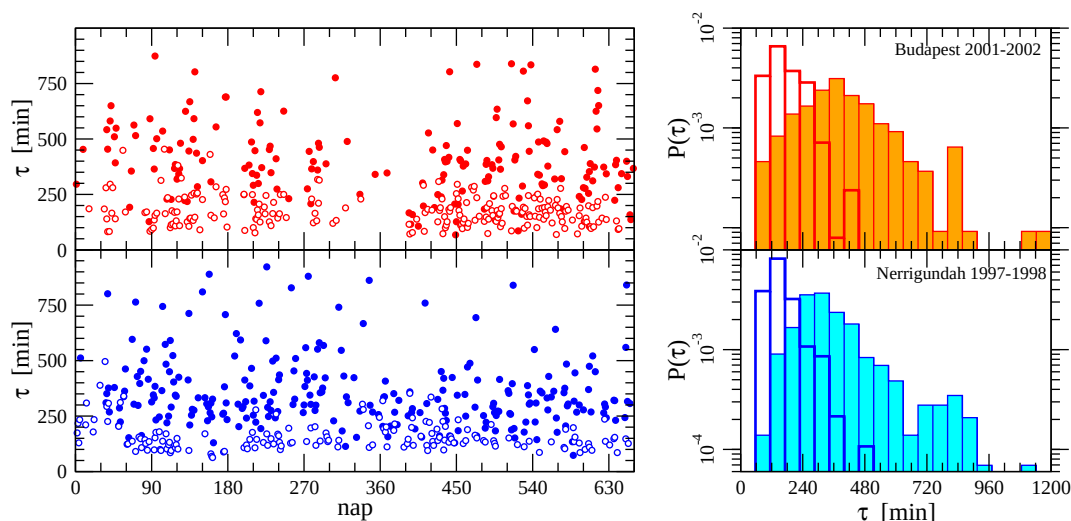
bék jelentős szakaszait lehet egyszerű exponenciális függvényekkel illeszteni:

$$T(t) = T_w(d) \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_w(d)} \right) \right] , \quad (3.1)$$

$$T(t) = T_c(d) \left[1 + \exp \left(-\frac{t}{\tau_c(d)} \right) \right] , \quad (3.2)$$

ahol a fizikailag érdekes paraméterek a $T_w(d)$ és $T_c(d)$ melegedési és hűlési aszimptotikus hőmérsékletek, illetve a $\tau_w(d)$ és $\tau_c(d)$ időállandók az adott d napon. Ez utóbbiak statisztikáját illusztrálja először a 3.25 ábra. A legfontosabb sajátosságok, hogy az időállandóknak nincs látható évszakos menete a 2-2 éves szakaszokban, valamint a hisztogramok nagyon hasonlóak Budapesten és Ausztráliában. Emellett a hűlési időállandók eloszlása sokkal szélesebb mindkét helyen.

Ezután vizsgáljuk meg a (3.1) és (3.2) illesztésekkel kapott aszimptotikus hőmérsékleti értékek és az adott napra elkönyvelt szélsőértékek viszonyát. Az aszimptotikus értékeket a légkör egy termodinamikai jellemzőjének tekinthetjük, ahova a relaxációs folyamatok tartanak. Elegendő idő és változatlan határfelételek mellett a levegő várhatóan ezt a hőmérsékletet közelíti meg. Azonban a 3.26 szórási ábrái mutatják, hogy pl. a T_{min} napi minimum érték 10-15°C-kal magasabb, vagy 5-7°C-kal alacsonyabb is lehet, mint a T_c hűlési aszimptotikus hőmérséklet. Az előbbi eset lassú hűlésű éjszakákon fordul elő, mikor a naptári napváltás „túl korán” következik be, és az elkönyvelt éjfél körüli minimum még messze jár a termodinamikailag meghatározott értéktől. Negatív különbségek pedig általában melegedő időjárásra jellemzőek, mikor a minimumérték

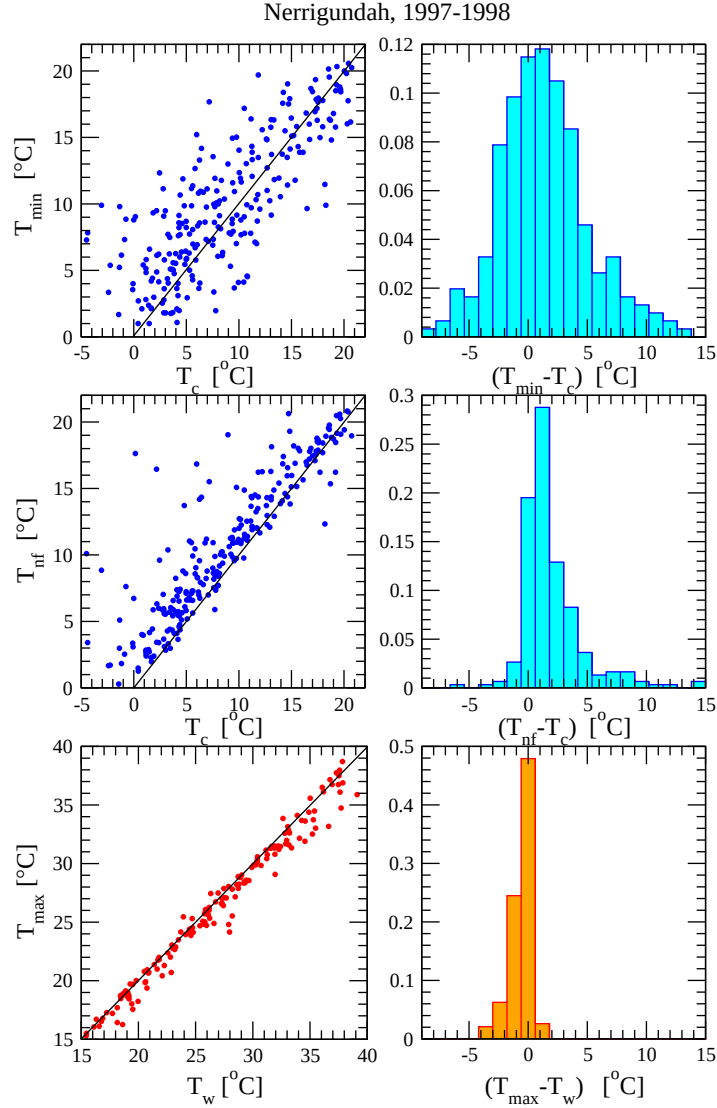


3.25. ábra. A $\tau_w(d)$ melegedési (üres szimbólumok) és $\tau_c(d)$ hűlési (teli szimbólumok) időállandók két-éves menete, és hisztogramjai. Felül: Budapest, alul: Nerrigundah. [61]

napkelte előtt következik be, de T_c az éjszakai szakaszhoz tartozik. Ez utóbbit támasztja alá a 3.26 ábra középső sora, ahol a T_{nf} közvetlenül napkelte előtt mért hőmérsékletet hasonlítjuk össze a T_c aszimptotikus értékkel. Végül a 3.26 ábra alsó két grafikonja a T_{max} napi maximumok és T_w melegedési aszimptotikus hőmérsékletek viszonyát mutatja. Itt döntően negatív különbségek adódtak, ami a 3.25 ábra hisztogramjaival összhangban annak a következménye, hogy a melegedés tipikusan sokkal kisebb időállandóval rendelkező, gyorsabb folyamat, mint a hűlés. Azaz a légkör sokkal jobban meg tudja közelíteni a termodinamikailag adott hőmérsékletet, mint hűlés esetén.

Összefoglalva a fentieket, a nagyfelbontású hőmérsékleti adatsorok elemzésével sikerült demonstrálni, hogy a napi minimum és maximum hőmérsékletek sok szempontból eltérő statisztikai tulajdonságokkal rendelkeznek. Ez az eredmény összhangban van egyéb megfigyelésekkel. Jól ismert tény pl., hogy a napi hőmérsékleti kiterjedés (a maximum és minimum különbsége) szignifikánsan csökkent az utóbbi évtizedekben a Földön majdnem mindenhol, de ez a csökkenés nem szimmetrikusan érintette a két szélső értéket: míg a maximumok jobbra változatlanok maradtak, a minimumok meredeken növekedtek [87, 88].

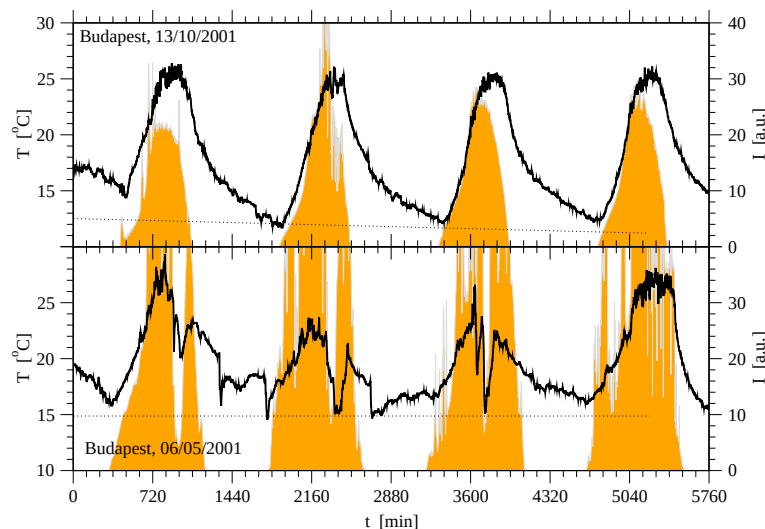
Nem állíthatjuk viszont hogy sikerült magyarázatot találni a 3.20 térképen bemutatott eltérésekre a minimumok és maximumok korrelációs exponensei között. A két feldolgozott 10 perces felbontású hőmérsékleti adatsor ehhez nem elég, ráadásul mindkettő közel azonos, mérsékelt kontinentális klíma alatt található. Mindemellett úgy véljük, hogy a megközelítés maga ígéretes: az eltérő statisztikai tulajdonságok eredetének magyarázatát csak a napi mintavételezésnél nagyobb felbontású adatoktól várhatjuk.



3.26. ábra. Szórási ábrák és normált hisztogramok karakterisztikus hőmérsékletek jellemzésére. Felül: $T_{\min}$ és T_c minimum és hűlési aszimptotikus értékek. Közepen: T_{nf} és T_c napfelkelte előtti és hűlési aszimptotikus értékek. Alul: $T_{\max}$ és T_w maximum és melegedési aszimptotikus értékek. [61]

3.6. Kitérő: mi határozza meg az éjszakai lehűlés sebességét?

A nagy időbeli felbontású hőmérsékleti adatok előző szakaszban tárgyalt kiértékelésénél a 3.24 ábra görbéire illesztett (3.1) és (3.2) exponenciális függvények tisztán empirikus közelítéseként adódtak, fizikai hátterük további figyelmet érdemel. Mindenképpen érdemes azzal kezdeni, hogy az évi 80-100 napban tapasztalt reguláris hőmérsékletmenet nem tekinthető tipikusnak (3.27 ábra). A talajközeli levegő hőmérsékletét földrajzi helytől függetlenül három fő tényező befolyásolja



3.27. ábra. *Reguláris (felül), és szokásos (alul) hőmérsékletmenet (fekete vonal) és besugárzási intenzitás (narancs) kétszer négy nap alatt az egyetemi mérőállomás adataiban.*

[89, 90, 91, 92]: (i) hő fluxus (nettó látható és infravörös sugárzás + szenzibilis és látens hő + konduktív és turbulens hőáram a föld vagy víztömegek és a légkör között + vízszintes advekciónak), (ii) hőkapacitás, és (iii) a víz fázisátalakulásai (szenzibilis és látens hő közötti váltás). Egy részletes fizikai modellben minden tényezőt kvantitatív módon kell parametrizálni és beépíteni, ám ez a korszerű számítógépek megjelenése előtt nemigen volt elképzelhető. Ma már léteznek részletes modellek a légköri határreteg folyamatainak szimulálására [93, 94, 95, 96], de emellett igen hasznos lenne egy egyszerű effektív fizikai leírás, amelyet jól lehetne használni pl. hajnali fagyok előrejelzésére.

Mínthogy a levegő felmelegedése sokkal komplikáltabb az időben változó határfeltételek (időfüggő besugárzás) miatt, ezért a továbbiakban csak a hűlési folyamatokra koncentrálunk. Ha a légkört egy T_E egyensúlyi hőmérsékletű, izoterm, teljesen átlátszó gázburoknak feltételezzük, melyben a pozitív hőmérsékleti perturbációk kizárólag infravörös sugárzással relaxálnak, akkor egy (3.2) alakú exponenciális lecsengést kapunk

$$\tau_E = \frac{p_0 c_p}{4g\sigma T_E^3} \quad (3.3)$$

időállandóval, ahol p_0 a felszíni légnyomás, c_p a fajhő, g a nehézségi gyorsulás, és σ a Stefan-Boltzmann állandó [97]. Ha ebbe a képletbe a mért átlagos értékeket behelyettesítjük, akkor az időállandóra $\tau_E \approx 20$ nap körüli becslés adódik, ami fölöttébb távol áll a tapasztalattól (pl. 3.25 ábra). Az első effektív hűlési modellt Brunt fogalmazta meg [98], mely szerint a T_s felszíni hőmérséklet változását lényegében a talajban zajló hődiffúzió kontrollálja:

$$T_s(t) = T_0 - C_B \sqrt{t} \quad , \quad (3.4)$$

ahol a C_B koefficiens anyagi paramétereket tartalmaz, mint a sűrűség, fajhő, hődiffúziós állandó, és effektív sugárzás. Ezt a modellt Groen fejlesztette tovább [99], figyelembe véve az effektív sugárzás időfüggő voltát:

$$T_s(t) = T_0 + C_G \left[\exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau}}\right) - 1 \right] , \quad (3.5)$$

itt C_G és τ az anyagi paraméterektől és nettó sugárzástól függő empirikus állandók, „erfc” pedig a kiegészítő hibafüggvény jelölése. Ezen függvény Taylor-sorának első tagja megegyzik a (3.4) Brunt formulával, viszont hosszú időkre sokkal kisebb sebességű hűlést jelez előre.

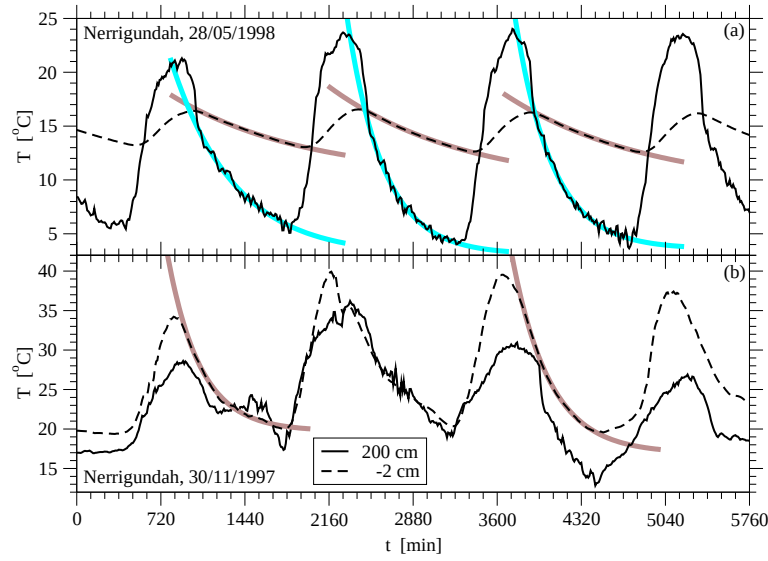
A rendelkezésünkre álló adatok segítségével mindkét fenti képletet teszteltük, de egyik sem adott elfogadható közelítést. Ehelyett azt találtuk, hogy az egyszerű Newton-féle hűlési törvényből következő exponenciális függvény felel meg a legjobban, amit a (3.2) egyenlet kissé módosított alakjával írhatunk fel:

$$T(t) = [T_{0,d} - T_c(d)] \exp\left(-\frac{t - t_{0,d}}{\tau_c(d)}\right) + T_c(d) , \quad (3.6)$$

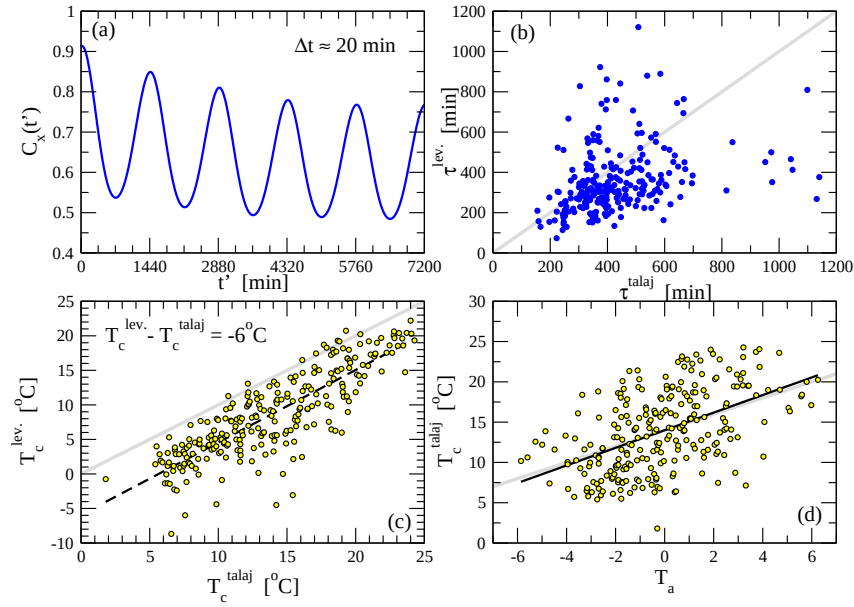
ahol a d index egy adott napot jelöl, $T_{0,d}$ és $t_{0,d}$ az adatokból közvetlenül leolvasható illesztési paraméterek (praktikusan egy a naplementét röviddel követő hőmérsékleti és időpont érték). A (3.6) alak előnye, hogy a Celsius skála közvetlenül használható, míg (3.2)-hez Kelvin fokban mért hőmérsékletek szükségesek. Az illesztett hűlési időállandók statisztikai tulajdonságait már bemutattuk a 3.25 3.26 ábrákon, figyelemre méltó a 3-13 óra közötti széles tarományban tapasztalható erős ingadozás.

A fizikai háttér célul kitűzött tisztázásához a Nerrigundah-farm adatsorát használtuk fel, ahol számos paramétert mértek 10 perces időfelbontással. Régóta ismert tény, hogy a felszín közeli levegőhőmérsékletet erősen befolyásolja a talaj felső rétegeinek állapota, elősorban a nedvességtartalom és talajhőmérséklet [91]. Általában a talajhőmérséklet időbeli változása sokkal simább, mint a levegőben (3.28 ábra), 1-2 cm-es vastagság bőven elegendő a rövid idejű fluktuációk elnyomásához. A várakozásoknak megfelelően magas nedvességtartalom esetén a napi ingadozások amplitúdója erősen lecsökken (a víz fajhője kb. ötször nagyobb mint a száraz talajé). Érdekes ugyanakkor, hogy száraz talajban az amplitúdó lényegesen meghaladhatja a levegő hőmérsékletének napi ingadozását (3.28b ábra). Minthogy a talajhőmérséklet csökkenésére is megfelelő illesztések adhatóak a (3.6) exponenciális függvénnyel, kézenfekvő ötlet a relaxációs folyamatokra jellemző T_c^{talaj} és τ_c^{talaj} aszimptotikus hőmérséklet és időállandó paraméterek összehasonlítása a levegőre jellemző értékekkel.

Összehasonlító statisztikákat illusztrál a 3.29 ábra. A talaj és levegő hőmérsékletének keresztkorrelációs függvénye (3.29a ábra) arra utal, hogy a talajban mért érték nagyjából 20 perces késéssel követi a levegőét. Ez összhangban van egy



3.28. ábra. A felszíntől 2 cm-es mélységben mért talajhőmérséklet (szaggatott vonal) illetve 2 m magasan mért levegőhőmérséklet (folytonos vonal) tipikus idősorai (a) a nedves, (b) a száraz időszakban. Exponenciális illesztések színes vonallal jelezve. [100]

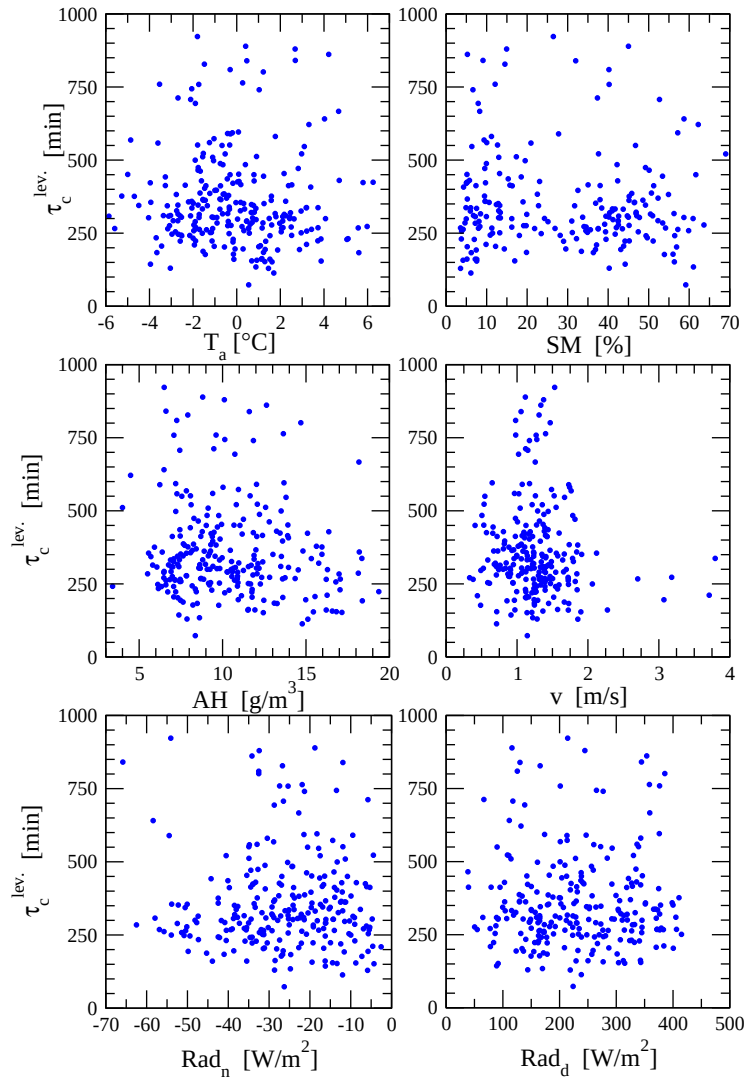


3.29. ábra. (a) A levegő és a talaj hőmérsékletének keresztkorrelációs függvénye. (b) Szórási ábra a levegő és a talaj hűlési időállandói között. (c) Szórási ábra az illesztett aszimptotikus hőmérsékletek között. (d) Szórási ábra a talaj aszimptotikus hőmérséklete és az adott napon mért hőmérsékleti anomália értéke között. A szürke vonalak a teljesen determinált viselkedést jelölik, a fekete vonalak empirikus korrelációs egyenese. [100]

olyan fizikai képpel, hogy a látható fény abszorpciója és az infravörös tartományban történő kisugárzás (azaz a levegő meghatározó fűtési folyamata) egészen a felszín közelében zajlik, a 2 cm-es mélységben már a hődiffúzió szabja meg az időfüggést. Kissé meglepő, hogy a levegőben és a talajban meghatározott $\tau_c^{lev.}$ és τ_c^{talaj} időállandók milyen gyengén korreláltak (3.29b ábra). Valószínű, hogy ezért a változó talajnedvesség lehet a felelős. Kísérletet tettünk az adatok talajnedvesség szerinti csoportosítására, de sajnos a statisztika oly mértékben leromlott, hogy nem kaptunk kiértékelhető eredményt. Kissé jobb a helyzet a $T_c^{lev.}$ és T_c^{talaj} aszimptotikus hőmérsékletek esetén, az illesztett korrelációs egyenes majdnem párhuzamos a teljes determináltságot jelentő átlóval (3.29c ábra). Az ábrán az is látszik, hogy az adott helyen és mélységben a talaj aszimptotikus hőmérsékletének várható értéke mintegy 6 °C-kal magasabb, mint a levegőben. Végül a 3.29d ábra a talajban meghatározott T_c^{talaj} és az adott napra jellemző T_a levegőhőmérsékleti anomália közötti gyenge csatolást illusztrálja, bár a tendencia a várakozásnak nagyjából megfelel.

A 3.30 ábrán látható korrelációs grafikonok illusztrálják, hogy nem sikerült olyan paramétert vagy paraméter-kombinációt találnunk, amely kielégítően meghatározná a levegő hűlési karakterisztikus idejét. A T_a hőmérsékleti anomália esetén gondolhatnánk, hogy nagy pozitív érték gyors hűlést indukálna, de az eredmények ezt nem támasztják alá (3.30a ábra). Magas talajnedvesség esetén a megnövekedett hőtároló képesség miatt esetleg lassú hűlésre számíthatnánk (3.30b ábra). A levegőben található nedvességnek is hasonló szerepet tulajdoníthatnánk, itt szándékosan az abszolút és nem a relatív nedvességet teszteltük (3.30c ábra). Az átlagos éjszakai szélsőértéknek sincs meghatározó szerepe (3.30d ábra), bár legalább a kevés erősen szeles éjszakára vonatkozó mérési pont között nincsen nagy $\tau_c^{lev.}$ érték. Kissé meglepő, hogy az éjszakai kisugárzás intenzitása (3.30e ábra) ilyen csekély mértékben függ össze a hűlési időállandóval, ez arra utal, hogy a felszín közelében nem a közvetlen infravörös sugárzás a fő energiacsökkentő folyamat. A nappali átlagos besugárzással igazából a felhőborítottság mértékét próbáltuk becsülni, feltételezve, hogy egy alacsony besugárzású, erősen felhős nap időjárása nem sokat változik az éjszaka folyamán, legalábbis statisztikus értelemben. Az eredmény itt is negatív (3.30f ábra). Külön ábrán nem mutatjuk be, de a hasonló tesztek mindegyike eredménytelennek bizonyult a további felsorolt paraméterekkel: légnyomás, relatív páratartalom, átlagos napi hőmérséklet, hőfluxus a 2 m-es és a -2 cm-es szinteken, végül a Penman-Monteith féle evapotranszspirációs energiaáram (ez a nedves felületek és a növényzet párolgása/párolgatatása miatt kialakuló látens hőáramot becsüli).

Sejtésünk szerint a hűlési időállandót meghatározó legfontosabb paraméter a troposzférában található integrált vízmennyiség lehet. Végző soron a levegő hőmérsékletének csökkenése az infravörös kisugárzás miatt következik be, ami persze számtalan, különböző magasságú rétegekben zajló komplikált részlépés sorozatából áll. A légköri üvegház-gázok jelenléte (messze a legfontosabb a vízpá-



3.30. ábra. Szórási ábrák a $\tau_c^{\text{lev.}}$ hűlési időállandó és néhány egyéb paraméter között: (a) T_a , napi hőmérsékleti anomália. (b) SM , százalékos talajnedvesség. (c) AH , abszolút páratartalom. (d) v , átlagos szélesség. (e) Rad_n , éjszakai átlagos kisugárzás. (f) Rad_d , nappali átlagos besugárzás (ezzel a felhősödöttséget próbáltuk becsülni). [100]

ra) illetve a kondenzált víz (felhőzet) minden rétegben elnyelődési és kisugárzási kaszkádkhoz vezet. A felszín közelében mért egyik paraméter sem reprezentálja a teljes víztartalmat. Pl. a besugárzás intenzitását egy felhőréteg a teljes víztartalomtól függetlenül csökkentheti, pusztán az albedó megnövelésével, ugyanakkor az infravörös elnyelés térfogati effektus.

Összefoglalva, ha sikerülne megtalálni a megfelelő magyarázó paramétert (ami talán az említett teljes vízoszlop), ezzel mód nyílna egy nagyon egyszerű diagnosztikai eljárás kidolgozására, ami lényegében hőmérsékletmérésből és exponenciális illesztésből állna.

Légköri aeroszol és ózon adatok vizsgálata

Az előző fejezetekben az időjárási és éghajlati viszonyokat jellemző legalapvetőbb paraméter, a hőmérséklet időbeli ingadozásait és korrelációs tulajdonságait elemeztük. Természetesen a hőmérséklet önmagában nem jellemzi az atmoszféra állapotát, ehhez egy sor más extenzív és intenzív paraméter vizsgálata szükséges. A mérési és főleg távérzékelési technológiák fejlődése nagyszámú állapotváltozó detektálását teszi lehetővé, ezek némelyike önállóan is kiemelt fontossággal bír. Ebben a fejezetben kettő ilyen paraméterrel foglalkozunk, az egyik a légköri aeroszol koncentráció, a másik az ún. teljes ózonoszlop.

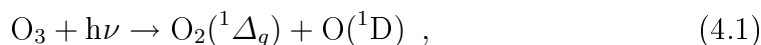
Az 1.4.3 szakaszban röviden ismertetett TOMS projekt műholdakra szerelt spektroszkópjai az integrált ózon oszlop mérési adatainak „melléktermékeként” teszik lehetővé az aeroszol koncentrációra jellemző „aeroszol index” (AI) előállítását. A tudományos érdeklődés elsődleges oka, hogy számos gáz halmazállapotú összetevő mellett (üvegház hatású gázok) az aeroszokok is módosítják a Föld sugárzási mérlegét, ráadásul mindkét irányú, „hűtő” illetve „fűtő” hatás fellép.

Az aeroszokok *direkt* hatásai a fényszórás és a fényelnyelés. A fény visszaszórása (reflexiója) alapvetően hűti a Földet (megnövekedett albedó), azonban fellép olyan eset is, amikor ellentétes a hatás: világos felszín felett (pl. hó) magas napállás esetében a többszörös szórási jelenségek miatt pozitív sugárzási kényszer alakul ki. A részecskék által reflektált fény nagy részéért a szulfát aeroszokok felelősek, és a hűtés mértéke akár az üvegház-gázok okozta felmelegedésével is összemérhető lehet [101, 102]. A következő direkt hatás az aeroszokok látható hullámhossz tartományra eső fényelnyeléséből adódik (ez főleg a széntartalmú részecskékre jellemző), aminek következtében a szemcsék közvetlen környezetében melegszik, megváltoztatva ezzel a légköri hőmérséklet-gradiens menetét. Abszorpció fellép az infravörös tartományban is, ami főleg az ásványi aeroszokokra jellemző (sivatagi por).

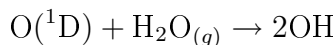
Az *indirekt* hatások elsősorban a felhőképződéssel kapcsolatosak. Az imént említett troposzférikus hőmérséklet-gradiensnek döntő szerepe van a felhőképződésben: gyengébb hőmérsékleti gradiens miatt lassulhat a párolgás, alacsonyabb lehet a relatív páratartalom, és ezáltal kevesebb felhő keletkezhet. Az albedó mellett ez érinti az aeroszokok élettartamát is, mert kevesebb csapadék lassab-

ban „mossa ki” a szilárd szemcséket. Egy további indirekt effektus, hogy a szilárd szemcsék kondenzációs magként szolgálnak a felhőképződés során. Nagyon nagyszámú, kis méretű kondenzációs mag esetén kisebb cseppecskékből fog állni a felhő, ismételten növelve az albedót. Másrészt a cseppecskék mérete időben kb. állandó, csak számuk nő a levegő hűlése során, ami által a felhő élettartama nő, és kevesebb csapadék hullik belőle. Az aeroszokok további indirekt hatása, hogy felületi katalizátorként működnek egy sor heterogén kémiai reakció számára. Ilyen reakciók meghatározó szerepet játszanak például az ózon légköri kémiájában is.

A légköri ózon fontosságát valószínűleg nem kell hosszan ecsetelni, hiszen ez a túlnyomó részt az alsó sztratoszférában, 20-25 km magasan elhelyezkedő gáz szűri ki a beeső sugárzásból a szárazföldi élő szervezetekre káros UV-sugárzást. A közeli UV tartományban ($\lambda \leq 310$ nm) fellépő elnyelésért nagyrészt az alábbi bomlási reakció felel:



ahol a jobb oldali argumentumok standard spektroszkópiai jelöléssel arra utalnak, hogy mindkét termék gerjesztett állapotban keletkezik [101]. A gerjesztett atomi oxigén különösen reakcióképes, tipikusan az



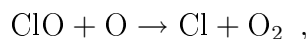
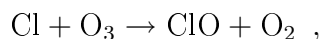
lépés során keletkező hidroxil gyökök felépítése után számtalan további reakcióban vesz részt. Többek között hidrogén- és oxigén-gáz keletkezhethet belőle, de a légköri kén és nitrogén-oxidok kémiájában is meghatározó szerepet játszik.



4.1. ábra. Balra: Ózonlyuk a Déli-sark fölött 2004. október 4.-én, az Aura műholdra szerelt OMI berendezés mérése alapján. Jobbra: Poláris sztratoszférikus felhők, melyek jég szemcséi a heterogén katalízis főszereplői. [103]

A Déli-sark feletti ózonlyuk 1985-ös felfedezése, és az emberi tevékenységgel való kapcsolata egy szélesebb érdeklődés középpontjába állította a légköri ózonra

vonatkozó kutatásokat. Az Antarktisz feletti tavaszonként (napkeltekor) kialakuló ózonlyukat (4.1 ábra) a fenti kémia nem írja le. A lyuk keletkezésének igen összetett folyamataiban szerepet játszanak az emberi tevékenység következtében légkörbe került CFC gázok, amelyek az UV-sugárzás hatására a sztratoszférában disszociálnak, és többek között a következő katalitikus reakció mehet végbe:



ami a végeredményt illetően az UV elnyelés hatásával ekvivalens módon ózon bomlást jelent. A fenti reakciók csak részben felelősek az ózon lebontásáért, ezek mellett legalább ilyen jelentősek egyéb bróm- és klór-ciklusok. Az atomi klór megkötődhet egyéb reakciókban (ezekhez CH_4 illetve NO_2 szükséges), így időszakos „klór lerakatok” alakulnak ki. Ezekből az atomi klór felszabadulása gáz fázisban csak igen lassan történik meg, viszont heterogén katalízis során – szilárd részecskék felületén – a reakciók gyorsan lejátszódnak. Ebben játszanak döntő szerepet a sztratoszférába került aeroszolkok, illetve a Déli pólus fölött télen kialakuló poláris sztratoszférikus felhők (az akár 185 K-ig is lehűlő sztratoszférában még 2-3 ppm víz is jégkristályokat képez, 4.1 ábra).

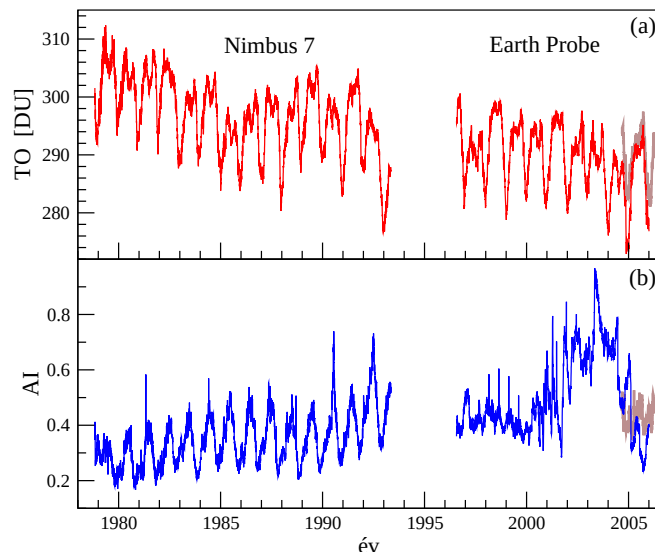
4.1. Kalibrációs hiba az Earth Probe aeroszol adatainál

A TOMS adatbázis (1.4.3 szakasz) aeroszol adatainak szemrevételezését egy igen érdekes publikáció motiválta. Forster és Solomon [104] a GDCN adatbázis (1.4.1 szakasz) napi hőingás (maximum és minimum hőmérsékletek különbsége) adatait vizsgálva megtalálni vélte egy ún. „hétvége effektust”, mely szerint a szombattól hétfőig átlagolt hőingás szignifikánsan eltér a szerdától péntekig átlagolt értéktől. Az eltérés nagyléptékű területi mintázatot mutat, és nagysága összemérhető az évtizedes trendekkel (akár 0.5°C is lehet). Eredményeik szerint az anomáliát a napi minimumok eltolódása okozza, míg a napi maximumok alig változnak. Egy lehetséges magyarázatként cikkükben az emberi tevékenységgel kapcsolatos aeroszol kibocsájtás indirekt hatásait jelölték meg. A jelenség okaként mindenképpen emberi aktivitást kell feltételezni, hiszen nem ismerünk a természetben olyan folyamatot, ami 7 napos periodicitással rendelkezne. A Hold hatása kizárható, ugyanis nem találtak szignifikáns 28 napos anomáliát.

Előre bocsájtjuk, hogy a TOMS adatok alapján nem sikerült igazolnunk a „hétvége effektus” összefüggését a mért aeroszol koncentrációkkal, azaz a TOMS aeroszol index (AI) sehol sem mutat 7 napos periodicitást. Ennek több oka lehet, például ismert, hogy az AI nem igazán érzékeny a kis magasságban található, nem vagy gyengén abszorbeáló aeroszolkokra [105]. Az is lehet, hogy a mérések túlságosan pontatlanok, illetve szisztematikus hibától terheltek, azaz az AI nem a megfelelő mennyiség. Elképzelhető, hogy a jelenség kimutatásához kevés a napi

egyszeri mintavételezés (bár a GDCN is napi hőmérsékleti adatokat tartalmaz). Természetesen az is előfordulhat, hogy nincsen kapcsolat a hétvége effektus és a léggöri aeroszolk között. A hétvége effektusra vonatkozó negatív kimenet ellenére az AI adatok részletes vizsgálata egy nem várt mellékeredményre vezetett, nevezetesen komoly (feltehetőleg kalibrációs) hibát detektáltunk az Earth-Probe adataiban [106].

A TOMS adatsorainak átlagos viselkedését mutatja a 4.2 ábra. A feldolgozás

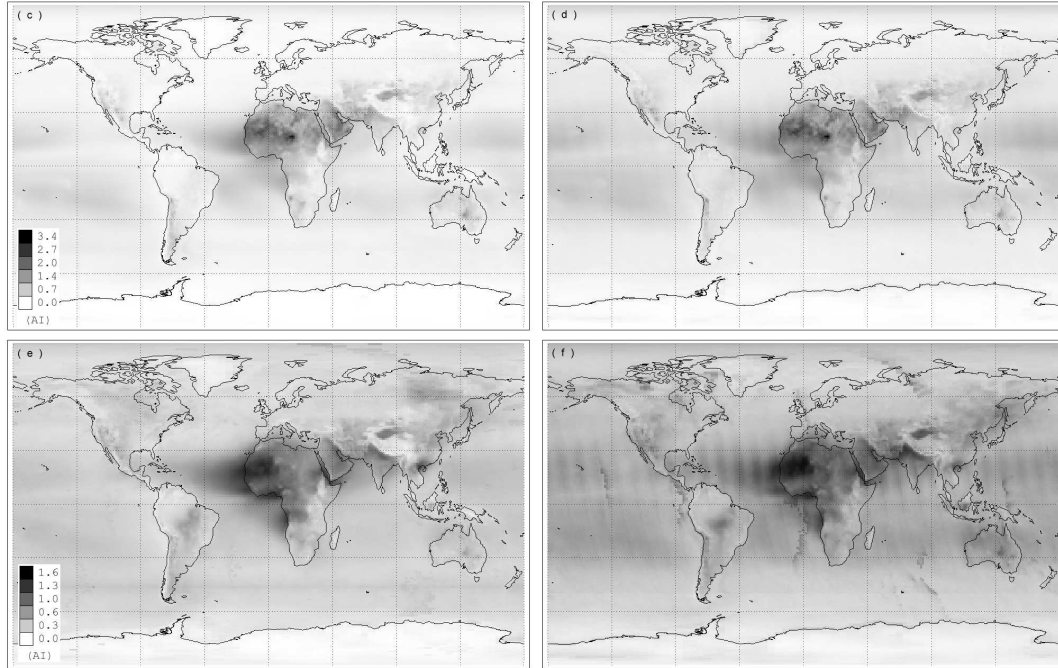


4.2. ábra. (a) Teljes ózonszlop, és (b) aeroszol index adatok napi átlagai a $60^{\circ}S - 60^{\circ}N$ sávra átlagolva. Szürke színnel az OMI adatai láthatóak. [106]

során főleg a Nimbus-7 és Earth-Probe műholdak adatait használtuk, bizonyos tesztekhez az OMI műszer kezdő időszaka is hasznosnak bizonyult. A 4.2a ábra átlagos TO értékei két szembeszökő sajátossággal rendelkeznek, mindkettő jól ismert és részletesen vizsgált tulajdonság. Egyrészt jól látszik, hogy a globális átlagérték csökkenő tendenciát mutat, amit a léggöri szennyezés növekedésének tulajdonítanak [107] (ebben az átlagban nincsenek benne a sarki területek, azaz nem az ózonlyuk hatását látjuk). Másrészt az átlagos TO jel határozott éves periodicitással oszillál, ami a két félteke aszimmetriájára, eltérő szerepére utal. Az ózonnal részletesen foglalkozunk a következő szakaszokban, itt a továbbiakban az aeroszokra koncentrálunk.

A 4.2b ábra térben átlagolt AI jelének sajátossága, hogy a Nimbus-7 (N7) adatok határozott éves periodicitása eltűnik az Earth-Probe (EP) idősoraiból, nem is beszélve az átlagos szint drasztikus eltolódásáról 2001-2002 környékén. Maga a periodicitás könnyen magyarázható a féltekék aszimmetriájával: a spektrométer által detektált aeroszolk szárazföldi eredetűek, a szárazföldek aránya pedig erősen eltérő a két féltekén. Emellett a sodródás is inkább a szélességi

körök mentén zajlik, valamint mind a sivatagi por képződés, mind a mezőgazdasági munkák (biomassza égetés) szezonális jellegűek (erre később visszatérünk). Az adatok helyes értelmezéséhez elkerülhetetlen, hogy megvizsgáljuk az eltűnő periodicitás eredetét.

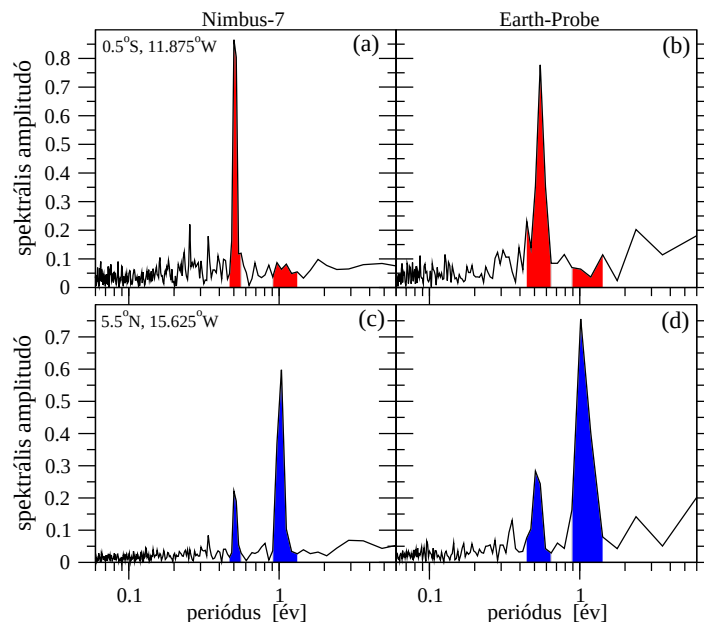


4.3. ábra. Felül: Időben átlagolt AI értékek a Nimbus-7 (balra) és az Earth Probe (jobbra) műszerekre (a csíkok megjelenése az alacsony keringési pályából adódó pásztázási anomália eredménye). Alul: A fenti átlagok szórása. (Kiss Péter)

Ha összehasonlítjuk egy adott földrajzi helyre meghatározható hosszú idejű AI átlagokat a két műhold adataira (4.3 ábra), nem sok különbséget találunk. Feltűnőek a Prospero és munkatársai által [108, 109] azonosított és részletesen jellemzett porforrások, és az azokból kiinduló hosszú csóvák. A legaktívabb forrás pl. a Bodele-mélyedés a Szaharában (17°N , 17°E), az itt légkörbe került por eljut az Atlanti-óceánon keresztül egészen Floridáig [108]. Feltűnő továbbá a magas területek stabilan alacsony aeroszol indexe (pl. Tibet). Afrika dél-nyugati részén és Dél-Amerikában a magasabb AI értékekért főleg a biomassza égetése a felelős, de szignifikáns trendet (növekedést) csak a Amazonas környékén tapasztaltak [110].

A 4.3 ábra a mérési adatok teljes hosszára vett átlagokat illusztrál, ami nem sokat mond az időbeli változékonyságról. Ennek leírására elvégeztük minden egyes földrajzi helyen az AI jelek spektrális analízisét, amihez a Lomb periodogram módszert implementáltuk [111]. A Lomb algoritmus előnye, hogy nem

érzékeny az adathiányokra, melyek egy adott hely idősorában gyakran fellépnek. Tipikus spektrumokat mutat be a 4.4 ábra. Ezen látszik, hogy a két műhold



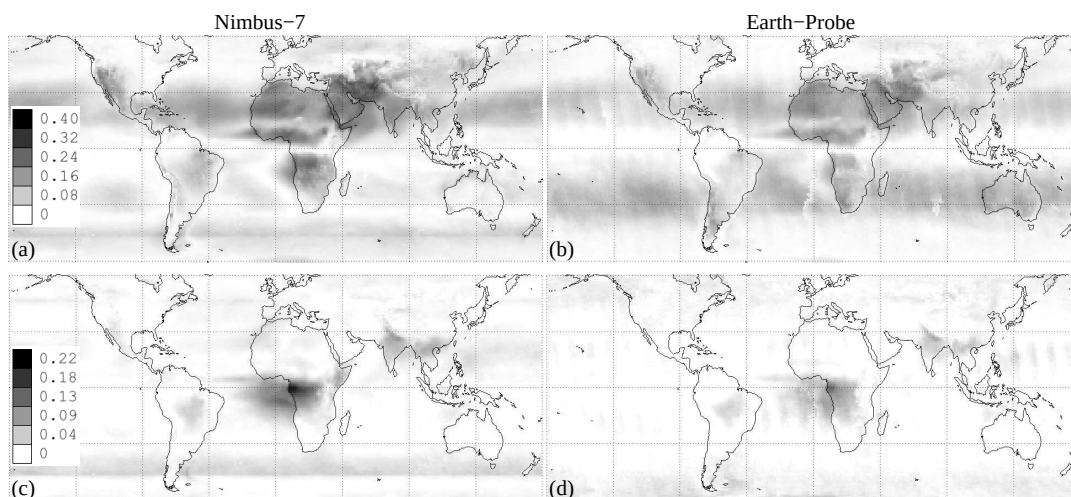
4.4. ábra. AI jelek teljesítménysűrűség spektrumai két földrajzi helyen (az ábrán feltüntetve), külön a két műholdra. A kiszínezett csúcsok alatti területek az adott periódus $(365.25 \pm 10\%$ és $182.23 \pm 10\%$ nap) spektrális súlyával arányosak. [106]

adataiból számolt spektrumok egy adott földrajzi helyen többé-kevésbé megegyeznek, abban a tekintetben mindenképpen, hogy melyik periódus dominál. Egy adott periódusidejű komponens spektrális súlya megállapítható, ha összehasonlítjuk az adott csúcs alatti területet a teljes spektrum integráljával (ami egyébként a normálás miatt mindig 1). A spektrális súlyoknak igen erős a helyfüggése, amit a 4.5 térképeken ábrázoltunk külön az éves és féléves csúcsokra.

A Nimbus-7 mérésein megfigyelhető, hogy az éves csúcs az északi sivatagos területeken a legerősebb, melynek hatása az óceánok fölé sodort aeroszol jelben is megmutatkozik (4.5a ábra). Érdekes, hogy a legaktívabb porforrásként nyilvántartott Bodele-mélyedés igen gyenge szezonalitást mutat [109], emiatt az ettől nyugatra elterülő területek fölött sincs erős periodicitás. A Nimbus-7 mérésein szembetűnő a két félteke aszimmetriája: délen kevesebb forrás mutat éves szezonalitást. Ausztrália felett sem látszik határozott éves csúcs, melynek oka lehet, hogy a kontinens sivatagjai igen öregek, és jóval kevesebb aeroszolt juttatnak a levegőbe, mint pl. a Szahara [108].

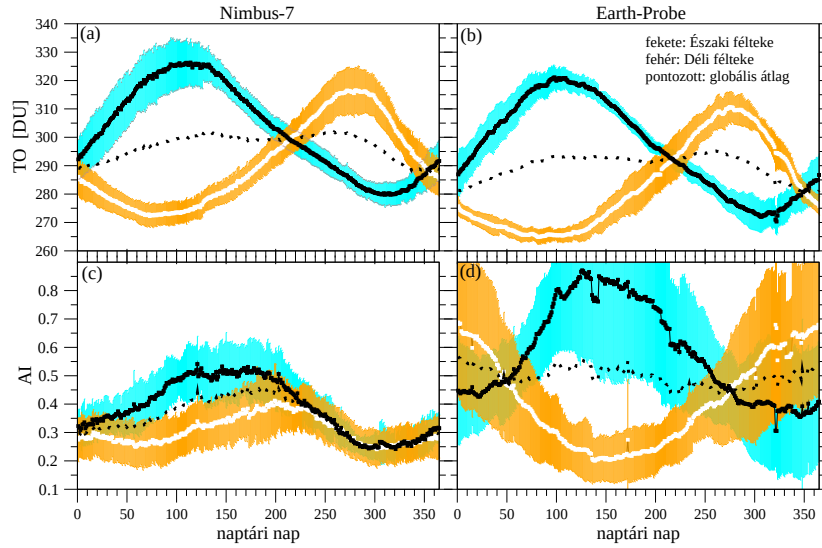
A féléves csúcsokra (4.5c és 4.5d ábrák) jóval kisebb teljesítmény jut, mint az évesre, és lényegében csak Nyugat-Afrika egyenlítői övezetében, India és Délkelet-Ázsia fölött, esetleg az Amazonasztól délre figyelhető meg. A Nimbus-7 és az

Earth Probe mérései igen hasonló helyfüggést mutatnak a féléves csúcs esetében, eltekintve az N7 térképen (4.5c ábra) látható 40°S - 45°S sávtól, ami valószínűleg valami reflexiós hiba következménye lehet (ez a sáv teljesen üres az EP térképen, valamint ezen a szélességen nemigen található aeroszol forrás).



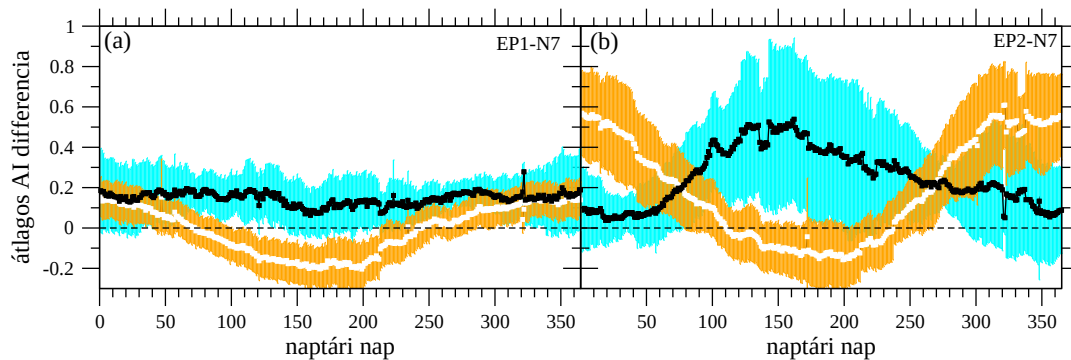
4.5. ábra. Felül: Az éves csúcs spektrális súlya a Nimbus-7 (balra) és az Earth Probe (jobbra) műszerekre. Alul: Ugyanez a féléves csúcsokra. (A szürkességi skála alul és felül nem azonos.) [106]

Az éves csúcs spektrális súlyának földrajzi eloszlása erősen megváltozik az EP adatoknál (4.5b ábra). Az északi féltekén az N7-nél látotthoz hasonló mintázatot kapunk, viszont a déli féltekén sok helyen jelentős „erősödést” vehetünk észre (pl. Dél-Amerika, Afrika déli része, Ausztrália, és a 30°S szélesség körül az óceánok felett). Ezáltal a két félteke sokkal inkább szimmetrikusnak tűnik. Ennek alapján elképzelhető, hogy a kvázi-globális AI átlagból (4.2b ábra) azért tűnik el az éves periódus, mert az északi féltekén az egyes földrajzi helyeken megmarad, de a déli féltekén felerősödik egy ellentétes fázisú aeroszol jel. Ezt támasztják alá a 4.6 ábrán látható átlagok is, melyeket a féltekékre külön-külön határoztunk meg a 60°S - 0° és a 0° - 60°N sávokra. A TO teljes ózon oszlop viszonylag azonos viselkedést mutat mindkét műszer esetén (4.6a és 4.6b ábrák), ezzel szemben a változás elég drasztikus az átlagos aeroszol index értékeket összehasonlítva. A 4.6c ábra AI görbéi egymáshoz képest eltolt fázissal és a déli kisebb amplitúdóval összeadódva eredményezik az 4.2b ábra globális éves ingadozását. Az Earth Probe adatainál (4.6d ábra) szembeszökő az amplitúdók és a zajszint megnövekedése, valamint az északi és déli félteke antiszimmetrikus átlagértékei, melyek összeadódva valóban kioltják az éves periodicitást. Bár a két műhold mérési időszaka között található egy hároméves szünet, nemigen képzelhető el (és egyéb földfelszíni mérések sem jelezték) hogy a légköri aeroszol viselkedése ilyen mértékben megváltozzon, Kézenfekvő magyarázatként csak a műszer kalibrációs hibája marad.



4.6. ábra. Felül: Féltekékre külön számolt átlagos TO a Nimbus 7 (balra) és az Earth Probe (jobbra) műszerekre. Alul: Ugyanez az AI aeroszol indexre. Pontozott vonalak jelzik a globális átlagokat. [106]

A tényekhez hozzátartozik, hogy az EP műszer optikájának fokozatos leromlását észlelték az üzemidő alatt, ezért a NASA egy figyelmeztetést publikált a projekt honlapján, mely szerint ózon és aeroszol trendek vizsgálatára nem javasolják az EP adatait a 2000. év novemberét követő időtartamokra [112]. Az optikai degradáció időfejlődése tisztán látszik a 4.7 ábrán is, ahol a féltekékre vett átlagos EP és N7 jelek különbségét mutatjuk be oly módon, hogy az Earth Probe adatait időben is ketté választottuk. Ennek alapján kijelenthető, hogy bár a hiba sokkal nagyobb volt az EP műhold üzemidejének második felében, a műszer már az induláskor sem volt tökéletes, az aeroszol mérések pontossága nem megbízható.



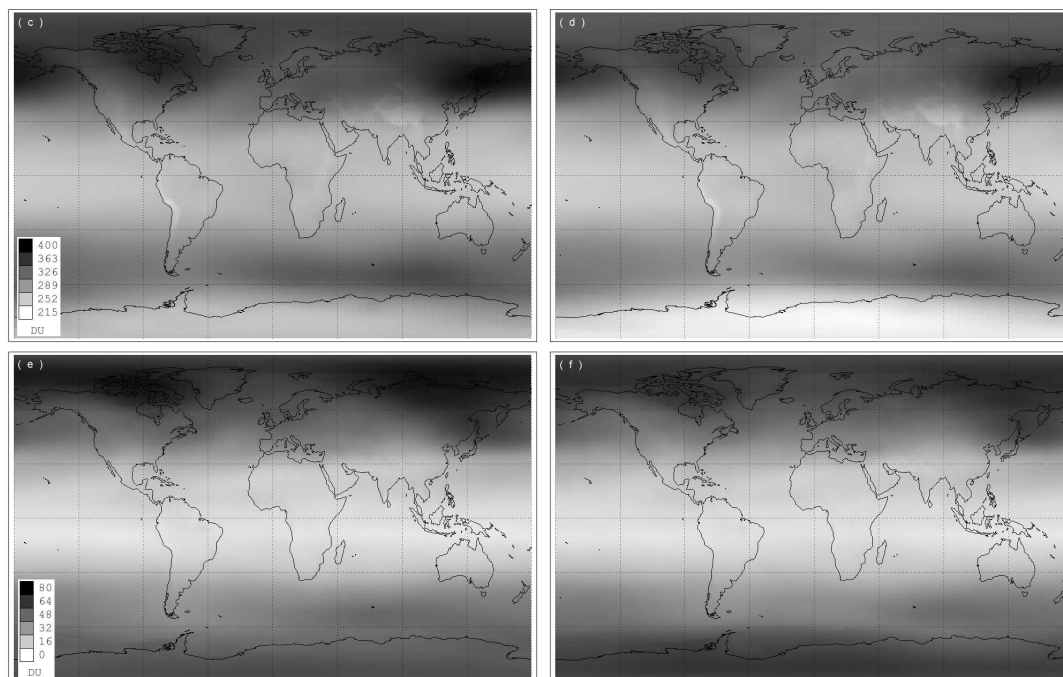
4.7. ábra. Féltekékre számított átlagos AI értékek különbségei. (a) 1996. júliustól 2000. júliusig rögzített EP adatok átlagaiból kivonva az N7 átlagok, illetve (b) 2000. augusztustól 2005. augusztusig mért EP adatok átlagaiból kivonva az N7 átlagok. [106]

Itt nem mutatunk további részleteket, de a konklúziót nagyban alátámasztja az OMI műszer adatainak elemzése, mely szerint az aeroszol index féltekékre vonatkozó átlagai ismét a Nimbus 7 által mért viselkedéshez tértek vissza. A folyamatosan romló, feltehetően optikai eredetű hiba oka ismeretlen. Miután eredményeinket bemutattuk a TOMS projekt aeroszol mérésekért felelős vezető kutatójának (Omar Torres), néhány ellenőrző teszt után hónapokig igyekeztek megfelelő magyarázatot találni, melynek segítségével az adatok korrekciója végrehajtható lenne. Miután ez idáig nem sikerült, következtetéseinket figyelmeztető jelleggel publikáltuk [106], mely szerint az Earth Probe aeroszol adatok bármilyen kvantitatív kiértékelését különleges óvatossággal kell elvégezni.

4.2. Ózon koncentrációk időbeli korreláltsága

Az előző szakaszban tárgyalt kalibrációs hiba főleg az aeroszol index (AI) pontosságát érintette, a teljes ózon oszlopra (TO) vonatkozó adatok csak csekély mértékben torzultak. (Emlékeztetnénk a 1.4.3 szakaszban leírtakra, mely szerint AI az ózon-abszorpció elméleti értékektől várt csekély eltéréséből becsülhető.) Ezért az EP ózon adatokat kevesebb fenntartással lehet kezelni, trendek és korrelációs tulajdonságok kiértékelésére is alkalmas (annál is inkább, mert sokkal több földi mérés áll rendelkezésre az utólagos verifikációhoz). A korrelációs tulajdonságok több szempontból is érdekesek. Először is, a TO ugyan a teljes légkörre vett integrált koncentrációt számszerűsíti, időbeli változékonysága azonban főleg az alsó sztratoszféra (20-25 km) folyamatait tükrözi, ahol előfordulása messze a leggyakoribb. Mint látni fogjuk, a TO jel is hosszú távú korreláltságot mutat, hasonlóan a hőmérsékleti idősorokhoz. Döntő különbségnek tűnhet, hogy az ózon komplikált kémiai folyamatokban keletkezik és bomlik fel, kérdés, hogy ez tükröződik-e a korrelációs tulajdonságokban.

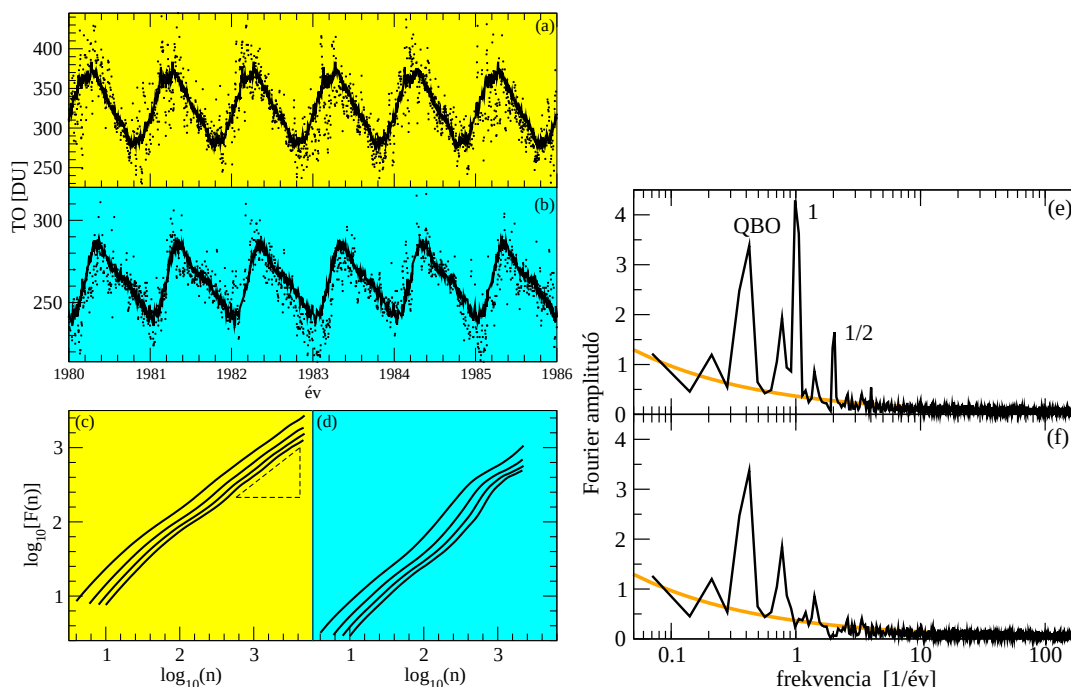
A TO adatok teljes mérési időszakra vett átlagát és szórását mutatja a 4.8 ábra. A felső térképeken jól látszik, hogy a légköri teljes ózon oszlop kevésbé kötődik a szárazföldekhez, viszont a domborzattal összefügg (pl. a Himalája kontúrja tisztán kivehető). Ez annak a következménye, hogy a magasabban fekvő területek felett elvékonyodik a légkör, így kevesebb lesz az ózon is (erre a pontra még visszatérünk). A Nimbus 7 és az Earth Probe eredményeit összehasonlítva észrevehetjük, hogy az átlagos ózon oszlop 1996 után szinte mindenütt alacsonyabb lett (talán Kanada és az Antarktiszt felett a legszembetűnőbb). Ugyanakkor pl. az Antarktiszt felett megnőtt a TO szórása, ami valószínűleg az ózonlyuk erősödésének következménye (nyáron akár 100 DU értékre is csökken az ózon oszlop, míg ősszel 250-300 DU között tetőzik). A 4.2a ábrán már bemutattuk 60°S és 60°N szélességek között térben átlagolt, kvázi globális TO idősorokat. A Nimbus-7, Earth Probe, illetve OMI mérések összhangban vannak egymással. Megfigyelhető, hogy a csökkenő trendre határozott, és nagyjából állandó alakú éves menet rakódik.



4.8. ábra. Felül: Időben átlagolt TO értékek a Nimbus-7 (balra) és az Earth Probe (jobbra) műszerekre. Alul: A fenti átlagok szórása. (Kiss Péter)

Ami az éves menet részleteit illeti, a 4.9a és 4.9b ábrán bemutatott idősorok és különösen a folytonos vonallal illusztrált napi klimatológiai átlagok jelzik, hogy egy egyszerű harmonikus függvény aligha képes a periodicitást jellemezni. Ugyanez látszik a megfelelő DFA görbéken is (hangsúlyosan a 4.9d ábrán), amelyek a szokásos módon legyártott TO anomália idősorok alapján készültek. A könyökszerű torzulások jelzik, hogy valamiféle periodikus háttér az anomália sorokban benne maradt. Ez a fajta torzulás nem mindenhol jelenik meg, az Egyenlítő környékén azonban általánosnak tekinthető (lásd később). A 4.9e és 4.9f spektrumai igazolják, hogy az éves és féléves komponens mellett jelen van egy 2-3 éves oszcilláció, amely kváziperiodikus, hiszen a klimatológiai átlagok kivonása nem távolítja el a jelből.

Az ózon mellett számos, főleg sztratoszférikus paraméter mutatja a 2-3 éves oszcillációt, amelyet „kvázi-kétéves oszcilláció” (quasi biennial oscillation, QBO) néven illetnek. A trópusok felett a zonális irányú szél a keleti és nyugati irányok között oszcillál kb. 25 m/s-os amplitúdóval, de a sztratoszféra hőmérsékletében is megjelenik egy kb. 8 K-es moduláció [114, 115]. A QBO jelenség nagyrészt a trópusokra korlátozódik (nagyjából a 30°-os szélességekig), de kimutatható ettől délebbre és északabbra is. Minthogy a DFA analízis megköveteli ezen komponens eltávolítását is, két módszert is teszteltünk a megfelelő szűrés elvégzésére.



4.9. ábra. Idősorok, DFA görbék, és teljesítménysűrűség spektrumok. (a) Arosa (Svájc, 46.8°N , 9.7°E), (b) Mauna Loa (Hawaii, 19.5°N , 155.6°W), (c) DFA1-DFA4 Arosa adataira, (d) ugyanez Mauna Loa adataira, (e) Fourier spektrum egy egyenlítő közelében (0.5°N , 0.625°E , vezető periodicitások jelölve), (f) ugyanez az éves periodicitás kivonása után. [113]

4.2.1. Empirikus módusfüggvény dekompozíció

Az empirikus módusfüggvény dekompozíció (empirical mode decomposition, EMD) egy relatív újnak számító eljárás, melyet nemlineáris és nemstacionárius idősorok elemzésére fejlesztett ki (és valamilyen okból szabadalmaztatott) N. Huang [116, 117]. Az EMD algoritmus iterációs eljárással bontja fel az idősort zéró átlagú amplitúdó- és frekvencia-modulált komponensekre, ún. „belső módusfüggvényekre” (intrinsic mode function, IMF), és az esetleges nemstacionárius viselkedést reprezentáló maradék háttérjelre. A módusfüggvényeket (8-10 tagnál több ritkán szükséges) és a maradék trendet összeadva az eredeti idősort teljes mértékben visszkapjuk, azaz a dekompozíciós eljárásnál nincsen információvesztés.

Az algoritmus „szitálás” (sifting) néven ismert lépései a következők. Tekintsük egy $O(t)$ idősor grafikonjának felső és alsó burkoló görbéit, melyet pl. a lokális szélsőértékekre illesztett köbös-spline interpolációval határozhatunk meg, ezután vegyük a burkolók $m_1(t)$ átlagát. A két görbe különbségeként adódó $r_1(t) = O(t) - m_1(t)$ sorozatot kezeljük az eredeti idősorhoz hasonlóan, azaz határozzuk meg $r_1(t)$ burkolóinak $m_{11}(t)$ átlagát, és képezzük az $r_{11}(t) = r_1(t) - m_{11}(t)$ különbségi jelet. Ezt a „burkoló illesztés - kivonás” ciklust hajtsuk végre j -szer

egészen addig, míg az $m_{1j}(t)$ burkoló-átlag elegendően közel kerül zéróhoz. Ha ezt elértük, nevezzük ki $r_{1j}(t)$ sorozatot az egyes számú belső módusfüggvénynek (IMF1). A dekompozíció folytatásához képezzük az $O(t)$ –IMF1 különbséget, és folytassuk az IMF2, IMF3, ... módusfüggvények meghatározását egészen a maradvány eltűnéséig (praktikusan elhanyagolható amplitúdók eléréséig).

Az illetéknéppen meghatározott belső módusfüggvények két alapvető tulajdonsággal rendelkeznek:

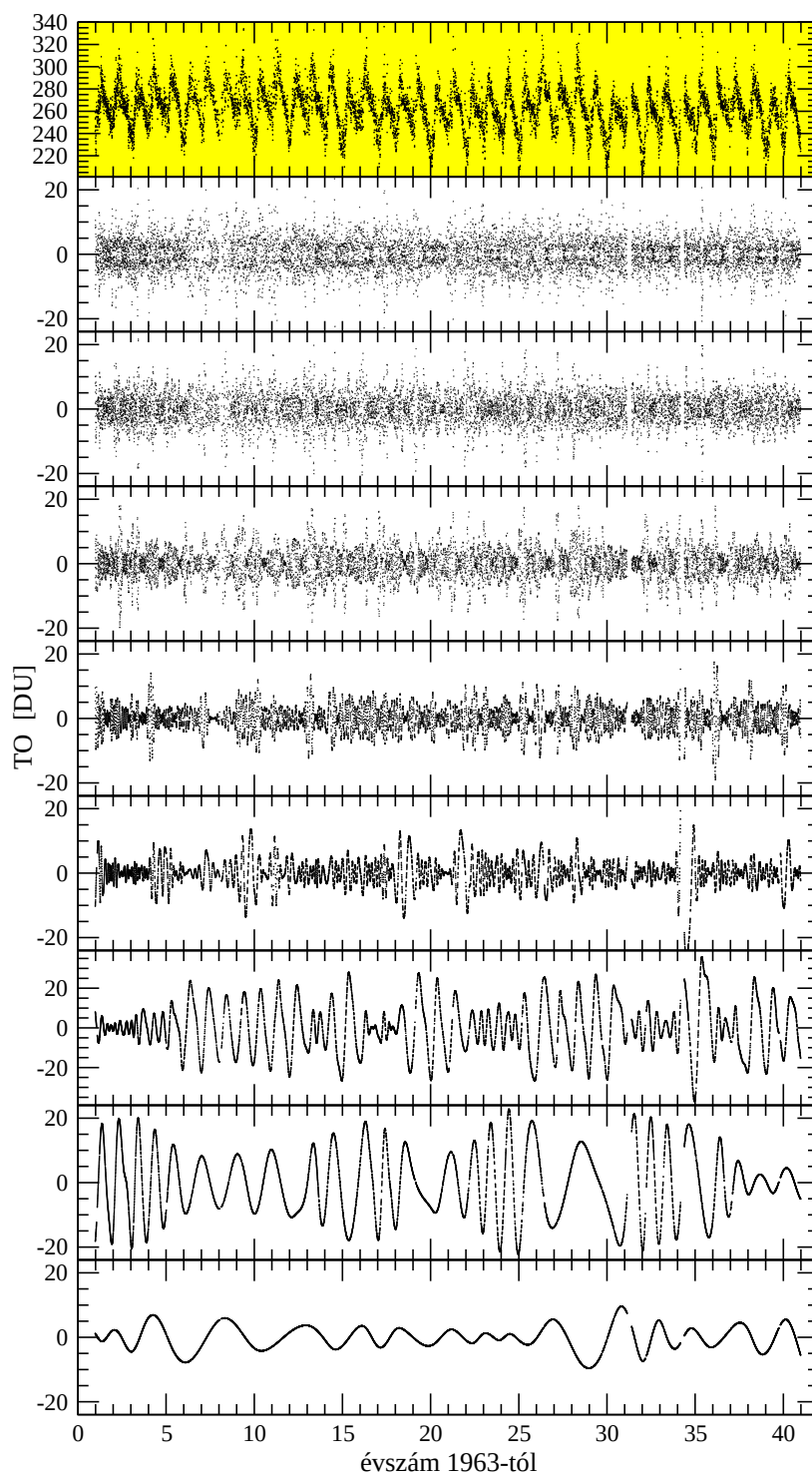
- Minden IMF-nek csak egyetlen lokális szélsőértéke található két zéró érték között (azaz a lokális minimumok és maximumok száma csak eggyel különbözhet).
- Minden IMF átlagértéke zéró.

Egy példát illusztrál a 4.10 ábra, ahol egy TO adatsor (legfelül) első 8 módusfüggvényét mutatjuk be az idősor teljes hosszára (a további IMF-ek járuléka elhanyagolható). A legnagyobb amplitúdójú komponens az IMF6 (4.10 ábra, alulról harmadik), melynek a karakterisztikus periodicitása éppen 1 év körüli. Ugyanakkor ha összehasonlítjuk az amplitúdó varianciáját az eredeti jelével, rögtön világossá válik, hogy egy hasonló módusfüggvény nem a jelben lévő adott harmónikus komponenssel ekvivalens, azaz semmiképpen sem tekinthető pl. az éves ciklikussághoz tartozó háttérjelnek.

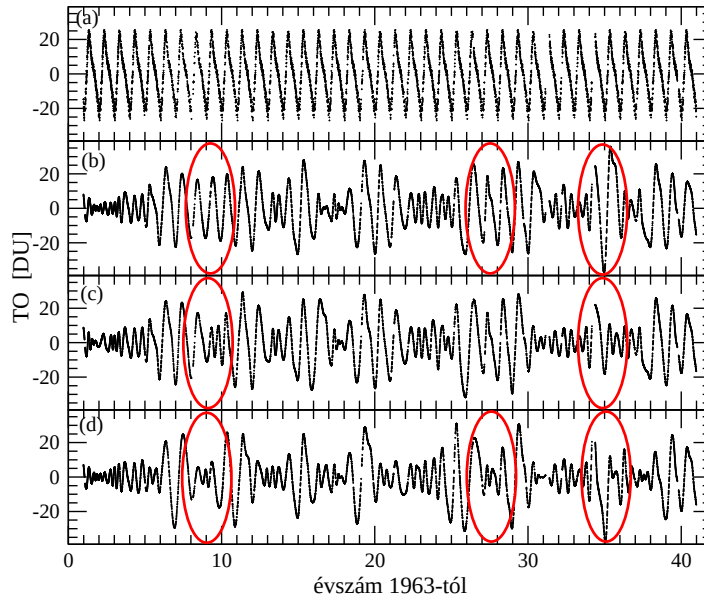
Minthogy az EMD algoritmus teljesen lokális dekompozíción alapul, felmerül a kérdés, hogyan módosítják az eredményt az idősorokban gyakran előforduló adathiányok (pl. a földi ózon méréseknél a felhősödés megakadályozza a mérést, de a műholdaknál sem ritka az adatkiesés). Nem teljesen nyilvánvaló, hogy a lyukak milyen módon befolyásolják a magasabb rendű, azaz kisebb karakterisztikus frekvenciájú módusfüggvényeket. Ennek ellenőrzésére a 4.10 ábra legfelső idősorából véletlenszerűen eltávolítottunk 1-2 %-nyi adatot (megjegyezzük, hogy pl. a Mauna Loa idősorból már eredetileg is hiányzik a napok 34 %-a), illetve 3 és 5 pontos futó átlagolással módosítottuk a lokális szélsőértékeket. Az eredmények arra utalnak, hogy a csekélynek tűnő beavatkozás ellenére még a magasabb rendű módusfüggvények amplitúdói is nagymértékben megváltozhatnak (4.11 ábra).

Ez utóbbi megállapítás csak megerősítette az amúgy egyszerű szemrevételezéssel is nyilvánvaló tényt, hogy az EMD eljárással kapott módusfüggvények amplitúdója nem hordoz „fizikai” információt. Ugyanakkor a 4.11 ábrán az is látható, hogy a karakterisztikus frekvencia nem változik számottevően, azaz érdemes ellenőrizni annak stabilitását. Ehhez először a szokásos módon előállítottuk a TO anomália sorozatot, majd elvégeztük annak, valamint lokálisan manipulált változatainak EMD dekompozícióját. Az anomália sorból 11 szignifikáns módusfüggvény adódott, az IMF8 karakterisztikus frekvenciái hasonlítottak legjobban a várt QBO jelhez, ezért ezt vettük alaposabban szemügyre.

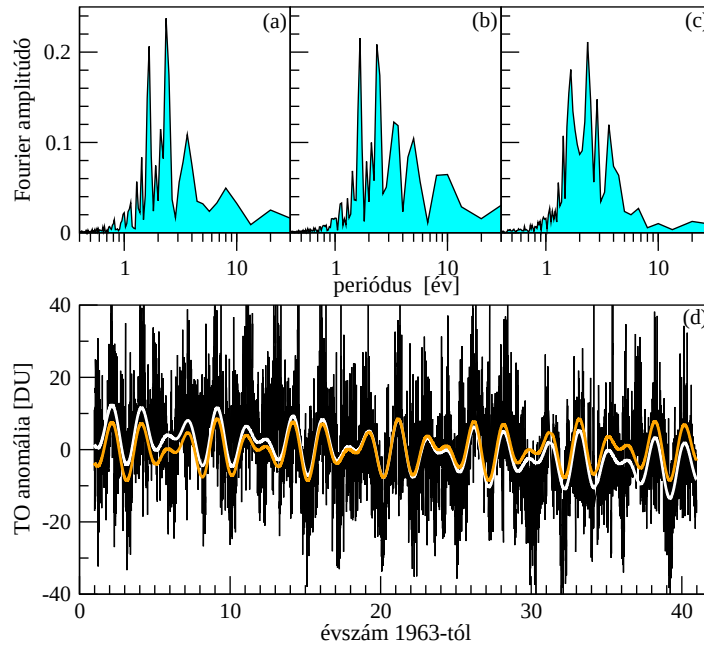
A 4.12 ábrán mutatjuk be a Mauna Loa TO anomáliásor IMF8 módusfüggvényének teljesítménysűrűség spektrumait. A lokális manipulációk után előállt amplitúdók sok helyen megváltoztak, ennek következtében a Fourier amplitúdók



4.10. ábra. Felül: TO idősor a Mauna Loa állomáson. Alatta: Az első 8 IMF (belső módus függvény), részletek a szövegben. (A szakadások valódi adathiányokhoz tartoznak.) [113]



4.11. ábra. (a) Empirikus éves periodicitás a Mauna Loa idősorban (9310 adatpont 40 év alatt). (b) IMF6 az eredeti adatsorra. (c) 1 % (147 pont), és (d) 2 % (302) adat véletlenszerű eltávolítása után meghatározott IMF6 módusfüggvények. Különösen nagy eltéréseket mutatnak az ellipszisekkel jelölt tartományok. [113]

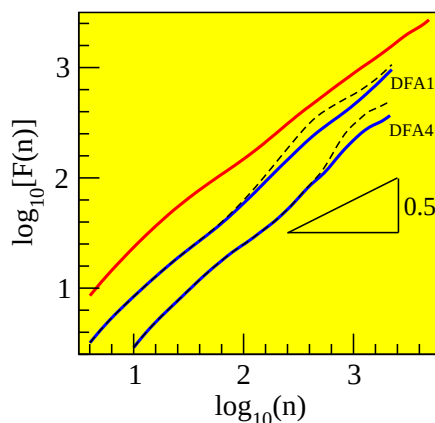


4.12. ábra. IMF8 módusfüggvények teljesítménysűrűség spektrumai a periódusidő függvényében: (a) a (d) ábrán látható TO anomálist, (b) további 1 %, és (c) 2 % adatpont eltávolítása után. A (d) ábrán látható fehér vonal a (4.2) egyenlettel adott kváziperiodikus illesztést, míg a narancsszínű a lineáris csökkenés nélküli ($a_0 = a_1 = 0$) illesztést mutatja. [113]

sem maradtak állandóak. Ugyanakkor a csúcsok helye, azaz a módusfüggvény karakterisztikus frekvenciái nem változtak, jelezve egy kváziperiodikus háttérkomponens jelenlétét. Minthogy az IMF8 maga a fent bemutatott okok miatt nem reprezentál megfelelően egy hasonló háttérjelet, ezért ennek illesztésére közvetlen nemlineáris eljárást használtunk (Levenberg-Marquardt algoritmus [111]) a következő próbafüggvénnyel:

$$TO_a(t) = a_0 + a_1 t + a_2 \cos\left(\frac{2\pi}{1.7166}t + a_3\right) + a_4 \cos\left(\frac{2\pi}{2.4065}t + a_5\right), \quad (4.2)$$

ahol $a_0 = 5.28$, $a_1 = -0.26$, $a_2 = -4.09$, $a_3 = 1.11$, $a_4 = 4.52$, és $a_5 = 1.19$ illesztési paraméterek, és a periódusidőket a 4.12 spektrumok csúcaiból olvastuk le (t év egységekben mérendő).



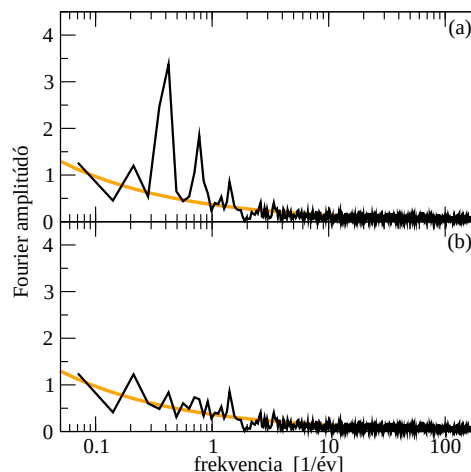
4.13. ábra. *DFA1 és DFA4 görbék (folytonos kék vonalak) a Mauna Loa TO anomália sorra, ahol a kváziperiodikus komponens (4.2) egyenlet kivonásával lett csökkentve. A „nyers” anomáliásor DFA görbéit fekete szaggatott vonalak jelzik, piros mutatja az Arosa idősor DFA1 görbáját. [113]*

Sajnálatos módon a (4.2) egyenlettel adott kváziperiodikus háttér az elkent lassú oszcillációk egy részét képes csak eliminálni. A DFA görbéken továbbra is látszanak a könyökszerű torzulások (4.13 ábra), bár lényegesen kisebb mértékben, mint a szűretlen adatoknál. Eredményeink azt jelzik, hogy az EMD algoritmus által előállított módusfüggvények nem tekinthetők a jel valódi komponenseinek, amplitúdójuk rendkívül érzékeny a lokális körülményekre (zaj vagy adathiány). Ugyanakkor a DFA görbék változásának iránya azt sugallja, hogy ténylegesen hosszú távú korreláltság várható mindenhol, azaz a megfelelő szűrés megtalálása után aszimptotikus egyenesek illeszthetők a DFA fluktuációs függvényekre.

4.2.2. Wiener szűrő

A Wiener szűrés alapelveire és módszertanára it nem fogunk kitérni, mert 1949-es publikálása óta [118] irodalma könyvtárnnyira nőtt, és minden standard jelfeldol-

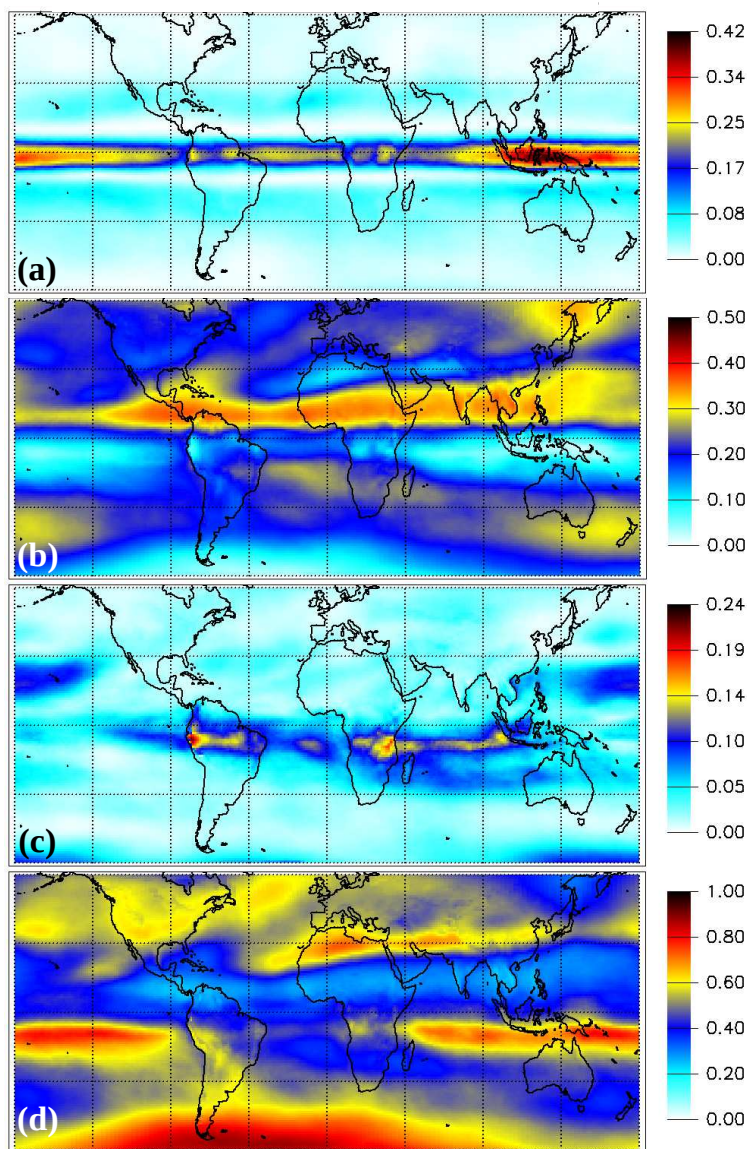
gozással kapcsolatos kézikönyvben részletesen írnak róla [111]. Az ózon jelekben található QBO komponens kiküszöbölésére teszteltük, egy tipikus eredményt illusztrál a 4.14 ábra. A szűrés első lépéseként a Fourier spektrum egy előre adott



4.14. ábra. (a) A 4.9f ábrán bemutatott TO anomália spektruma. (b) A Wiener szűrés után kapott spektrum, a sáv szélessége 1.1-4.3 év. A narancssárga vonallal jelzett háttér hatványfüggvény $-1/2$ exponens értékkel. [119]

sávjában (QBO esetén az 1.1-4.3 év közötti tartományt használtuk) az eredeti amplitúdó értékeket lecseréljük a háttérnek megfelelő szintekkel. Az eljárás szerencsére kevésbé függ ennek mikéntjétől, az általunk kipróbált hatványfüggvény illesztés vagy a sávszéli értékek között lineáris interpoláció is ugyanarra az eredményre vezetett. A módosított spektrum alapján inverz Fourier transzformációval generálható egy skaláris adatsor, melyből hiányozni fog a kérdéses kváziperiodikus komponens.

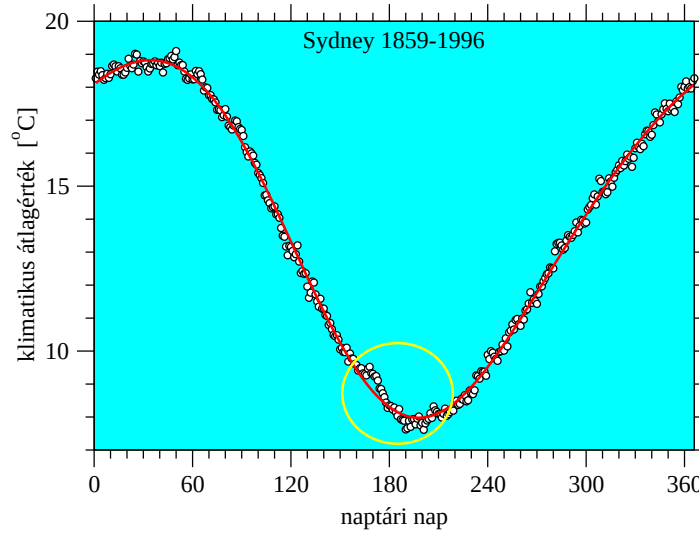
A Wiener szűrő sokkal megbízhatóbb eredményeket adott, mint az előző szakaszban tárgyalt empirikus módusfüggvény dekompozíció alapuló eljárás, ezért a TOMS adatbank TO méréseinek kiértékeléséhez ezt használtuk. Az automatizált algoritmus a szűrést minden földrajzi helyre végrehajtotta, bár ez a legtöbb helyen nem lett volna szükséges (illetve érdemben nem módosított az eredeti jelen). A 4.15 térképek a különböző spektrális sávok relatív súlyát illusztrálják színekódolás segítségével. A QBO oszcilláció az egyenlítő körül egy eléggé szűk övre jellemző (4.15a ábra), ám ott dominál, azaz spektrális súlya sokkal nagyobb, mint az éves vagy féléves periodicitásoknak. Éves ciklikusság főleg az északi félteke alacsonyabb szélességi körein jellemző (4.15b ábra), míg a féléves (sokkal kisebb spektrális súllyal) a déli félteke korlátozott területein (4.15c ábra). Figyelemre méltó, hogy nagyon nagy területeken (Déli-sarkvidék környéke, a Csendes-óceán egyenlítői területei illetve Észak-Amerika fölött) a periodicitás igencsak gyenge, a spektrumban néhol alig azonosíthatók csúcsok (4.15d ábra).



4.15. ábra. Adott frekvenciasávban mért teljesítmény (spektrális súly) a TOMS TO adatokra. (a) QBO tartomány, 2 és 3 év között. (b) Éves periodicitás, 1 ± 0.1 év. (b) Féléves periodicitás, 0.5 ± 0.05 év. (c) Kontinuum háttér (teljes integrált terület mínusz a fenti három sáv területe). A színskálák minden térképen különbözőek. [119]

Végül meg szeretnénk jegyezni, hogy a Wiener szűrő definíció szerint adott frekvenciához tartozó harmonikus komponenst távolít el a jelből. Természetesen elvileg alkalmas az éves és féléves háttérjelek szűrésére is, ám mi erre inkább a klimatikus átlagokat használtuk. A 4.16 ábrán illusztráljuk ennek okát: bár az ábrázolt napi minimumok átlaga viszonylag jól közelíthető egy éves és egy féléves periódusú koszinusz függvények szuperpozíciójával, ám az éves minimum környékén ettől szisztematikus eltérés található. Minthogy a hasonló mikroklimatikus

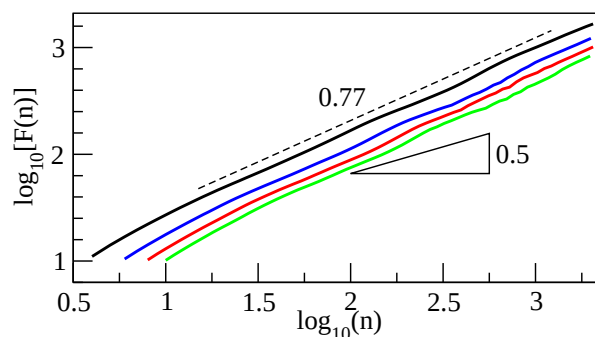
hatásokat egyesével nem lehetett ellenőrizni, ezért jobbnak láttuk a Wiener szűrő korlátozott, QBO sávba eső alkalmazását.



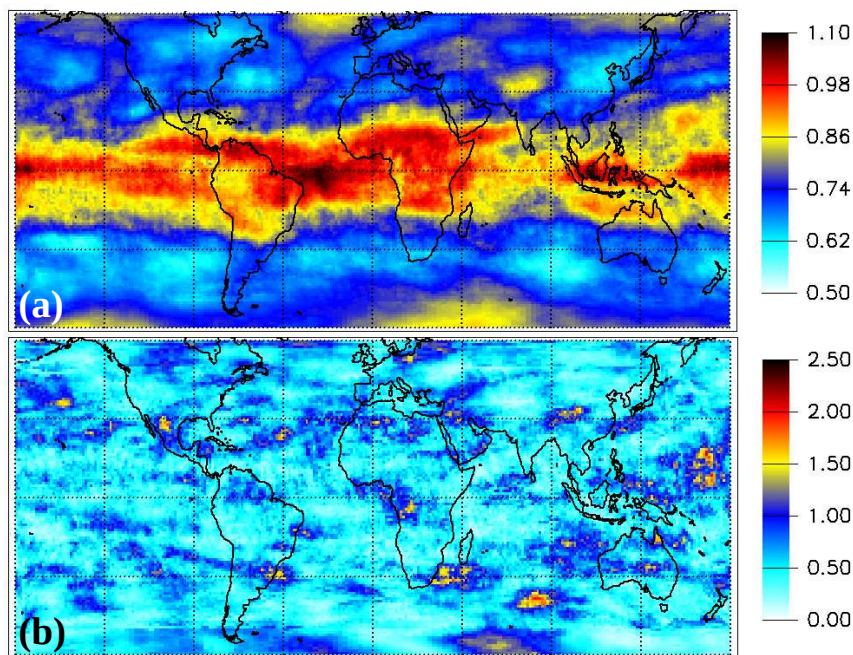
4.16. ábra. Napi minimum hőmérsékletek klimatikus átlagértéke (fehér körök), illetve illesztett harmonikus közelítés (piros vonal). A körrel jelzett területen szisztematikus eltérés látható.

4.3. Ózon korrelációk közel globális skálán

A fenti megfontolások alapján a TOMS adatbázisban rendelkezésre álló napi ózon oszlop adatokból előállítottuk az anomália sorokat mind az N7 mind az EP mérésekre, ezután az adatokat „összeragasztottuk” (lásd 1.3 szakasz), végül a QBO sávban Wiener szűrővel simítottuk. A DFA eljárás a 4.17 ábrán láthatóhoz hasonló, tűrhető minőségű fluktuációs függvényeket eredményezett. A DFA3 (harmadrendű polinom lokális illesztés) exponens értékek földrajzi eloszlása látható a 4.18a ábrán. A viszonylag sima mintázat erős korreláltságot jelez az egyenlítő környékén, ami a pólusok felé gyengülni látszik. A DFA görbék hatványfüggvény jellegének minőségét jelzi a 4.18b ábra, ahol az ún. reziduális variancia (százalékban kifejezett) foltos, földrajzilag korrelálatlan eloszlása arra utal, hogy a hibák forrásai valóban statisztikus fluktuációk. Hasonló korrelációs exponens eloszlást találtak Tsonis és munkatársai [57] az 500 hPa nyomásszint anomália fluktuációinál, bár lényegesen kisebb térbeli felbontással, és csak az északi féltekén vizsgáldtak. Érvelésük szerint egy ilyen eloszlást magyarázhat, hogy az egyenlítőtől elegendően távol jelentkezik, illetve a sarkok felé haladva erősödik a „baroklinicitás”, azaz a légkör dinamikáját egyre jobban befolyásolja a baroklin instabilitás (lásd pl. [120, 121]). Ez a fajta érvelés egyébként összhangban van a 3.5 szakaszban vázolt koncepcionális modellel, mely szerint a globális



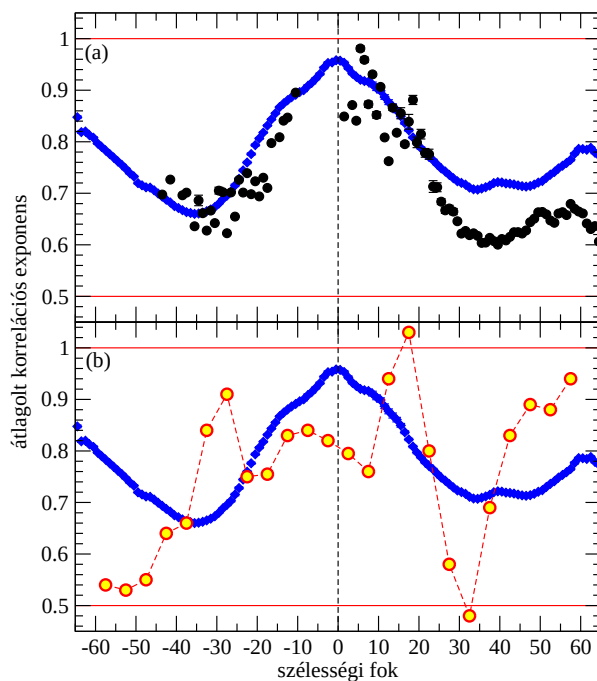
4.17. ábra. A QBO tartományban szűrt TO anomália sorok DFA1-DFA4 görbéi (51.5°N , 110.625°E), karakterisztikus meredekségek jelölve. [119]



4.18. ábra. (a) Aszimptotikus DFA3 exponensek földrajzi eloszlása QBO-ra szűrt TO anomália adatokra, 37440 idősor alapján. (b) Az illesztés hibáját jellemző $100(1-R^2)$ maradék százalékos variancia földrajzi eloszlása (R a dupla logaritmikus skálán történő egyenes-illesztés regressziós állandója). [119]

óceáni-légköri áramlásokat „megzavaró” ciklonális-anticiklonális aktivitás rövid memóriájú folyamatai valóban az effektív korrelációs exponens csökkenéséhez vezethetnek.

A fenti képből következik, hogy más paraméterek korrelációs exponenseinek földrajzi eloszlása is hasonlóan alakulhat. A felszíni hőmérséklettel behatóan foglalkoztunk, ezért nem jelent problémát a DFA exponensek zonális átlagainak összehasonlítása (a 3.7 és 4.18a térképek megegyezését nem várhatjuk, hiszen az előbbi a felszíni hatásoknak erősen kitett hőmérsékletre, utóbbi a sztratoszférikus



4.19. ábra. Hosszúsági körök mentén átlagolt TO korrelációs exponensek (kék) összehasonlítása (a) a felszíni hőmérsékletre kapott átlagolt exponens értékekkel (fekete szimbólumok, lásd 3.7 ábra), és (b) Vyushin és mtsai. által kapott [122] átlagos Hurst exponensekkel (piros-sárga körök). [119]

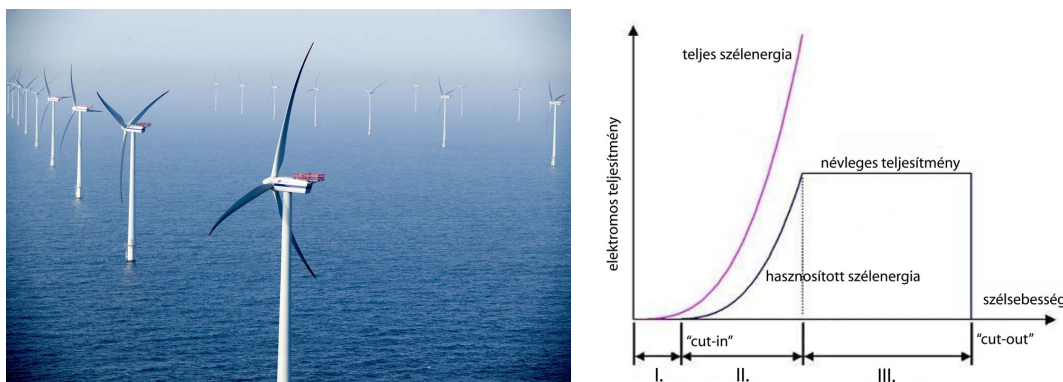
ózonra vonatkozik). A 4.19a ábra arra utal, hogy a hosszúsági körök mentén átlagolt exponensek globális viselkedése tényleg nagyon hasonló.

Eredményeinktől eltérő következtetést fogalmazott meg egy cikkében Vyushin, Fioletov és Sepherd [122], akik majdhogynem ugyanazon TOMS adatokat dolgozták fel, amit mi. Lényeges különbség viszont, hogy ők térben (10° szélesség $\times$ 30° hosszúság) és időben (1 hónap) átlagolt TO adatokból indultak ki, melyet egy 20 paraméteres spektrális modellel szűrtek a feltételezett determinisztikus háttér (féléves, éves, QBO, napciklus + lassú trend) eltávolításához. Ezután a 324 pontból álló idősorokon elvégezték a Hurst analízist, melynek zonális átlagokra vonatkozó eredménye a 4.19b ábrán látható (piros-sárga körök). A Hurst exponens és a DFA exponens számértékeinek lényegében meg kellene egyezniük. A kétféle analízis erősen eltérő eredménye nem magyarázható egyszerűen azzal, hogy Vyushin és mtsai. átlagolt TO adatokból indultak ki. Ezt ugyanis leellenőriztük, és sehol nem találtunk 0.5-höz közeli DFA exponenst. Véleményünk szerint nagy valószínűséggel a 324 pontra történő 20 paraméteres illesztés túlságosan erős szűrést eredményezett, ezért sok helyen valóban csak korrelálatlan zaj maradt a kivonás után. Ezt tűnik alátámasztani az átlagos Hurst exponensek hektikus ingadozása a különböző szélességi köröknél, melyre igen nehéz lenne egy kielégítő klimatikus magyarázatot találni.

Szélerenergia potenciál Európa térségében

A szélerőművi villamosenergia termelés a megújuló forrásokat kiaknázó technológiákon belül a leggyorsabban növekvő ágazat. 2000 és 2006 között a telepített kapacitások több mint négyszeresére nőttek, megközelítve globálisan a 75 GW-os szintet. A vezető országokban csak 2006-ban 15 GW volt a növekmény, és a tendencia az EU és az egyes kormányok támogatási politikája miatt töretlenül növekvő. Dánia kiemelkedő szerepet játszik a fejlesztésekben és a felhasználásban is, de pl. Navarrra spanyol tartományban az energiaigények 51.7 %-át szélerőművekkel termelik (2007-es adat), terveik szerint 2010-re ez az arány elérné a 75 %-ot.

A szélerenergia hasznosításának fizikai alapjai nem túl bonyolultak [123]. Egységnyi térfogatú áramló légtömeg kinetikus energiája $\rho s^2/2$, ahol ρ a sűrűség, s az áramlási sebesség. Ha egy generátor lapátjai által súrolt terület A , a légtömeg teljes áramlási teljesítménye (egységnyi idő alatt végzett maximális munka) $\rho A s^3/2$. Ezt a teljesítményt nem lehet maradéktalanul hasznosítani (nincs olyan turbina, amely mögött az áramlás teljesen leáll), az elvi határ az ún. Betz féle limit ($\sim 59.3\%$). A gyakorlatban persze ez sem elérhető, mindenesetre egy turbina elvi teljesítmény-görbéje látható az 5.1 ábrán. Az első tartományon (I.) a

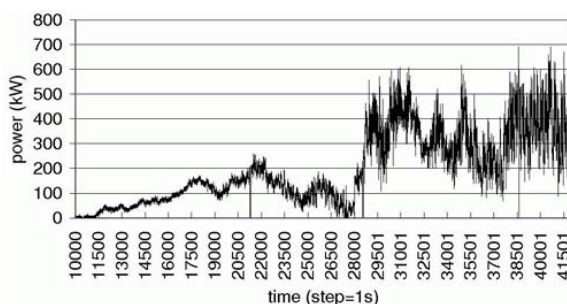


5.1. ábra. Egy szélturbina elvi teljesítmény-görbéje (magyarázat a szövegben).

szélsebesség nem elég a generátor megforgatásához, a minimális szükséges érték („cut-in” sebesség) konstrukciótól függően 3-5 m/s. Ezután a kivehető teljesítmény a szélsebesség köbével növekszik (II.), egészen egy maximális értékig, ami a névleges teljesítménnyel nagyjából egyenlő. A harmadik szakaszon (III.) aktív szabályozás szükséges a tornyot és a lapátokat érő túlzott erőhatások megelőzése miatt, ekkor a generátor a névleges teljesítmény közelében üzemel. Végül túl nagy sebességek esetén („cut-out” sebesség) a turbinát lefékezik és megállítja biztonsági okokból.

Manapság villamos energia termelésre kizárólag a három lapátos turbinákat használják (5.1 ábra). Ez egy technológiai optimalizáció eredménye, melynek célja a hatásfok maximalizálása volt. A hasznosítás mechanikai hatásfoka annál nagyobb, minél jobban közelít a lapátok csúcssebessége a szélsebességhez, ez pedig minél kisebb lapátszámmal érhető el (valóban teszteltek egyetlen lapátos szélkerekeket is). A nyomaték viszont a lapátszámmal együtt nő, ezért használják pl. vízszivattyúzásra a soklapátos, lassú szélkerekeket mind a mai napig. Az optimális kompromisszum alakította ki a ma használatos technológiát.

Az 5.1 ábrán feltüntetett ideális teljesítmény-görbe a gyakorlatban nem elérhető. Ennek oka elsősorban a szél turbulens jellege, ami kikerülhetetlen fizikai peremfeltételként jelentkezik. Az 5.2 ábrán egy mérési adatsort mutatunk be, ahol a villamos teljesítmény ingadozása látható 1 másodperces mintavételi sűrűséggel, egy „felpörgési” szakaszban. Egy adott szélgenerátor teljesítmény-görbéjének



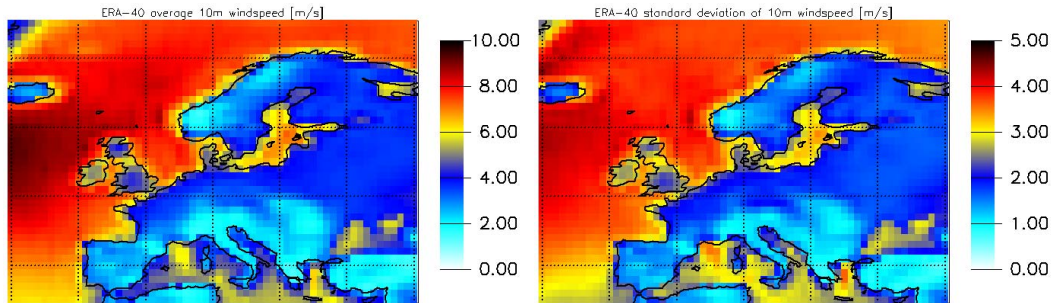
5.2. ábra. 1 másodperces időfelbontással mért generátor-teljesítmény (kb. 10 órányi adat). [124]

becslésére általában egy kiterjedt időszak nagyfelbontású mérési adatait használják. A turbinákhoz mellékelnek gyári adatlapot, de az 5.2 ábra is jól illusztrálja, hogy számtalan helyi tényező befolyásolja az ingadozás mértékét. A szakirodalom részletesen foglalkozott a kérdéskörrel, az utóbbi években különös hangsúlyt helyezve a nagykiterjedésű (sok turbinából álló) szélfarmok aggregált teljesítményének becslésére. Itt a fő problémát az jelenti, hogy a turbinák sűrű hálózata jelentős mértékben megváltoztatja a szélmezőt, csökkentve a kinyerhető kinetikus energiát és növelve a turbulenciát.

5.1. Alapvető szélstatistikai jellemzők

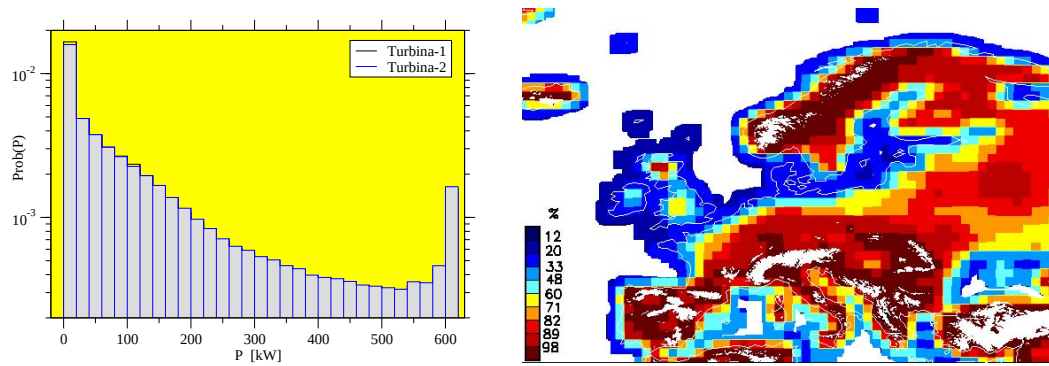
Ebben a szakaszban ismertetjük Európa szélviszonyainak legfontosabb fizikai paramétereit. Ezen vizsgálatokat az ECMWF (European Centre for Medium Range Weather Forecast) ERA-40 adatbankjának feldolgozásával végeztük (1.4.4 szakasz). Ez az adatbázis számos meteorológiai változó 44 évet lefedő idősorait tartalmazza (1958. szeptember 1 – 2002. augusztus 31), az időbeli felbontása 6 óra (pillanatnyi értékek 00, 06, 12, és 18 UTC időpontokban), a térbeli felbontás $1^\circ \times 1^\circ$ (szélesség/hosszúság). Mi a felszíni (10 m-es magasságnak megfelelő) és az 1000 hPa nyomásszinten adott (0-200 m között ingadozó) szélvektor komponenseket elemeztük. A korlátos időbeli és főleg térbeli felbontás nem teszi alkalmassá az adatbázist pl. optimális erőművi helyszínek kiválasztására, de egy átfogó összehasonlítás mindenképpen elvégezhető.

Az 5.3 ábrán a legelemibb statisztikai mutatókat, a 44 évre jellemző átlagos szélesebséget ($s = \sqrt{u^2 + v^2}$, ahol u és v a nyugati és déli szélvektor komponensek) és ennek a szórását mutatjuk be. (A szélirány az energiatermelés szempontjából nem annyira lényeges, mert a korszerű turbinák fejforgató mechanizmusa akár percen belül is könnyen követi a változásokat.) A legfontosabb és azonnal nyilvánvaló tény, hogy az óceán felett még erős és állandó szelet a szárazföld nagymértékben lefékezi. A kontinens jó része szélben gyenge területnek tekinthető, kivételt képeznek közvetlen vízparti zónák illetve az ír és brit szigetek. Az 5.3a és 5.3b térképek jól illusztrálják, hogy az átlagérték és szórás igen erősen csatolt, a standard szórás (szórás/átlag) számértéke szinte mindenhol 1/2 körül alakul.



5.3. ábra. (a) Az ERA-40 adatbázisból meghatározott átlagos szélesebség értékek, és (b) ezek szórása a teljes 44 éves időtartamban, 10 m-es magasságban. A színskálák egy kettes faktossal különböznek. [125]

Az energiatermelés szempontjából az átlagos szélesebség elég keveset jelent a szél erősen intermittens, turbulens jellege miatt. Az 5.4 ábrán ennél fontosabb statisztikai mutatókat ábrázoltunk, nevezetesen két mosonszolnoki turbina energiatermelésének normált valószínűségeloszlását, illetve meghatároztuk azon időszakok százalékos arányát, melynek során a szélesebség nem érte el a nagyobb



5.4. ábra. Balra: Az elektromos teljesítmény valószínűségeloszlása két 600 kW-os turbina három üzemében. (A függőleges tengely logaritmikus egységeken.) (Adatok: E-On Hungary.) Jobbra: Az 5 m/s értéknél gyengébb szeles időszakok százalékos aránya (10 m-es magasságban) az ERA-40 teljes 44 éves időszakában. (Kallus Zsófia)

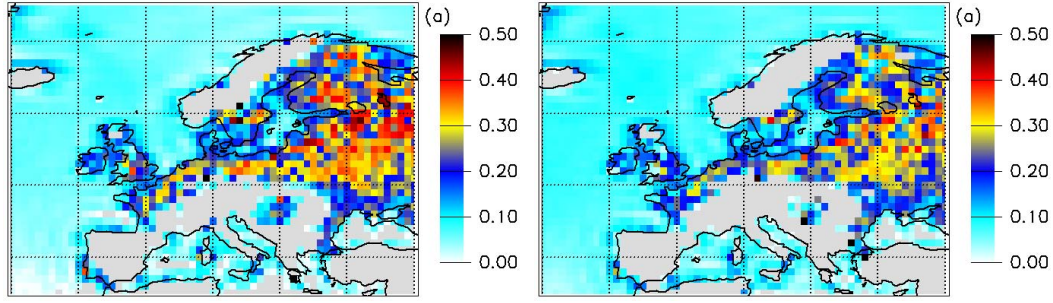
turbinák beindításához szükséges 5 m/s „cut-in” szélesebességet. A térképen csak a turbinelepipítésre elvileg alkalmas felszíni és partközeli területek láthatóak, a fehérrel jelzett magashegységek szintén nem részei az elemzésnek.

Az irodalomból jól ismert, hogy a 10 méteren adott széladatok önmagukban nem alkalmasak pontos becslésekre, az ideális mérési magasság a turbina tengelyével kéne hogy megegyezzen (manapság ez 70-120 m is könnyen lehet). Ahol közvetlen mérésre nincsen mód, a becslésekre közelítő empirikus formulákat használnak, mint amilyen az ún. Hellmann formula [126]:

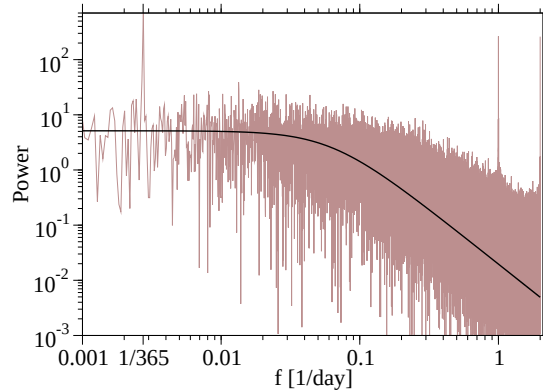
$$\frac{s_2}{s_1} = \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^\gamma, \quad (5.1)$$

ahol az indexek különböző h_i magassági szinteket jelölnek, s_i az adott szinten mért szélesebesség, míg γ egy empirikusan meghatározott, különböző felszínek fölött (sőt évszakonként és szélerősségi osztályonként is változó) exponens. Az ERA-40 adatbázisban az exponensek földrajzi eloszlása az 5.5 ábrán látható. A nyílt vízfelszínek felett alacsony numerikus értékek jellemzőek (~ 0.1 körül), szabdalt földfelszín felett ez az érték jelentősen megnő (0.2 – 0.4) jelezve a sokkal erősebb felszín közeli csillapodást. A gyakorlatban az (5.1) formula alapján becsült 70 méteres szélesebesség értékek a 10 méteren mért sebességek mintegy 1.5-szöröse, ha a tipikusnak tekinthető $\gamma = 0.2$ exponenst használjuk.

Az előrejelezhetőség szempontjából kiemelkedő fontosságú az esetleges napi, többnapos vagy évszakos ciklikusságok detektálása. Az ERA-40 adatokon elvégzett elemzés arra utal, hogy a szélerősség ingadozások spektrális szerkezete igen egyszerű, valójában csak kétféle periodicitás figyelhető meg (5.6 ábra). Az egyik csúcs az 1 napos ciklikusságnak felel meg, általában vízparti helyekre jellemző, jól ismert meteorológiai jelenség. Ehhez hasonlóan azt várnánk, hogy az évszakok változása jelentős éves periodicitást visz a szélerősségek váltakozásába, a tények



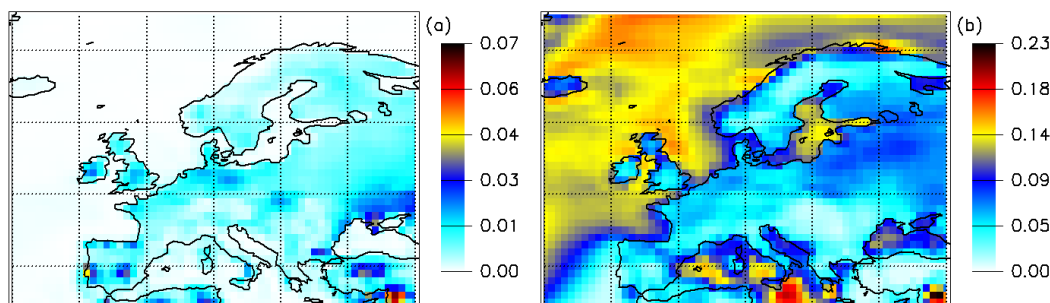
5.5. ábra. Az (5.1) Hellmann kitevő földrajzi eloszlása két sebességosztályban: balra a 4-6 m/s, jobbra a 8-10 m/s-es, 10 méteres magasságban mért szél erősségeknél megfelelő exponensek láthatóak. A szürke szín magassági adathiányt jelez. (Kiss Péter)



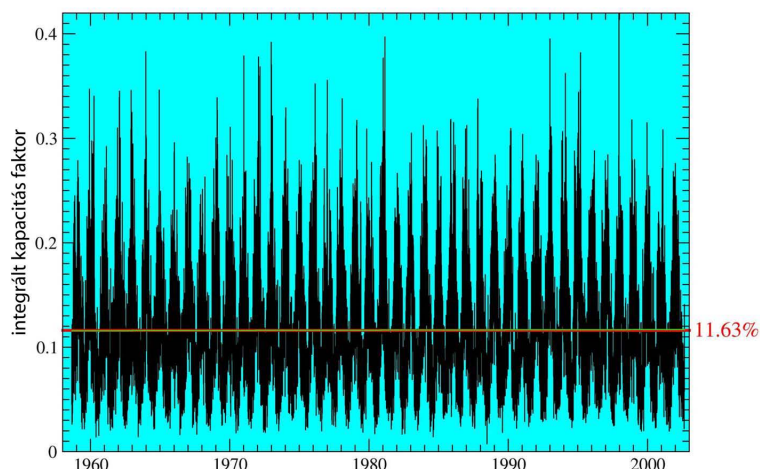
5.6. ábra. Egy 44 éves idősor tipikus Fourier spektruma a frekvencia függvényében. A két csúcs pontosan 1 napos illetve 1 éves periodicitást jelent, a folytonos vonal mutatja, hogy a spektrum Lorentz görbével jól illeszthető. [125]

azonban ettől eltérő viselkedést mutatnak. Az 5.7 ábra (jobbra) mutatja az éves periodicitás spektrális súlyát, ami még az óceánok fölött sem éri el a 20 %-ot, a kontinens belsejében gyakorlatilag el is tűnik. Ez azt jelenti, hogy az évszakonkénti ingadozás teljesen detektálhatatlan, még csak hozzávetőleges előrejelzésre sem adódik mód ennek alapján. Az adatbankban található 44 év sem elég arra, hogy jól definiált átlagok adódjanak egy adott naptári napra.

Az egy adott földrajzi helyen tapasztalható, a szárazföld belsejében rendkívül gyenge éves periodicitás igen érdekes módon felerősödik, ha egy nagyobb területen átlagolást vagy összegzést végzünk. A szélsőségek összegénél fizikailag értelmesebb mennyiség nyerhető, ha elképzelünk egy azonos gerinchálózatra csatlakozó turbinákkal sűrűn ellátott területet, ahol a teljesítmény-görbék az 5.1 ábrához hasonló módon adódnak (praktikusan vehetjük a piacon kapható generátorokhoz mellékelt gyári adatlapokat). Az 5.8 ábra idősora egy olyan példát mutat, ahol a hipotetikus hálózat lefedte az egész földrészt és a sekélyebb tengerparti sávokat (5.4 térkép). Az aggregált elektromos teljesítmény idősora nagyon



5.7. ábra. Balra a napi, jobbra az éves periodicitás spektrális súlyának földrajzi eloszlása látható. A baloldali térkép csak tájékoztató jellegű, a korlátozott időbeli felbontás miatt a napi ciklusok azonosítása nem kellően megbízható. [125]



5.8. ábra. Egész Európát lefedő elképzelt szélerőmű hálózat energiatermelése az ERA-40 teljes hosszára. A kapacitásfaktor a termelt és a névleges teljesítmény hányadosa. (Kallus Zsófia)

markáns éves periodicitást mutat, az éves minimum az össz névleges teljesítmény 1-2 %-a, de a maximum sem nagyobb mint 40 %, mindez egész Európa fölötti integrálás után. Az integrált kapacitás faktor hosszú idejű átlaga alig több mint 11 %, ami kimondottan gyengének mondható (az egyes turbináktól elvárt teljesítmény viszonylag kedvező helyen 20 % körüli). Ez arra utal, hogy valóban nem érdemes mindenhol szélerőműveket telepíteni, ha ezek nagy része többnyire nem termel semmit.

5.2. Szélsebesség eloszlások illesztése

Az előző szakaszban már utaltunk rá, hogy a szélenergia hasznosítás szempontjából legfontosabb fizikai mennyiség a szélsebesség. Ha egy hosszabb időszakra hozzávetőleges becslést szeretnénk készíteni a várható elektromos energiáról,

alapvető a szélsebesség eloszlásfüggvényének ismerete az adott helyen. Jól ismert tény, hogy a tipikus eloszlásfüggvények erősen nem Gauss alakúak, ezért valóban az 5.3 térképeken feltüntetett átlag és szórás csak igen durva jellemzést ad a szélviszonyokról. Egy Európa egészére vonatkozó becslést nagymértékben leegyszerűsít, ha a mért adatok hisztogramjaira egyszerű analitikus függvények illeszthetők, ekkor egy adott földrajzi helyet jellemezhetünk néhány paraméter numerikus értékének megadásával.

A szélsebességek valószínűsége-sűrűség függvényét szokásos módon Rayleigh vagy Weibull eloszlásokkal illesztik [123, 127, 128, 129, 130, 131, 132]. Az empirikus adatokra ezek nem minden esetben illeszkednek kielégítően, ezért több alternatív javaslat található az irodalomban erősen aszimmetrikus hisztogramok közelítésére, mint például a lognormális [133, 134], négyzetgyök-normális [135, 136], χ [133], inverz Gauss [137], általánosított gamma [133], általánosított extrém-érték [138], vagy kiterjesztett exponenciális [139, 140] eloszlásfüggvények. Részletes vizsgálataink során a legtöbb javasolt eloszlásfüggvényt teszteltük az ERA-40 széladataira. Eredményeink szerint bár a Weibull eloszlás jól működik a nagy kiterjedésű vízfelületek fölött, az általánosított gamma függvény alkalmasabb a kérdéses földrajzi terület minden pontján az empirikus hisztogramok illesztésére, különösen az energiatermelés szempontjából fontosabb, nagy szélsebességű tartományok esetén.

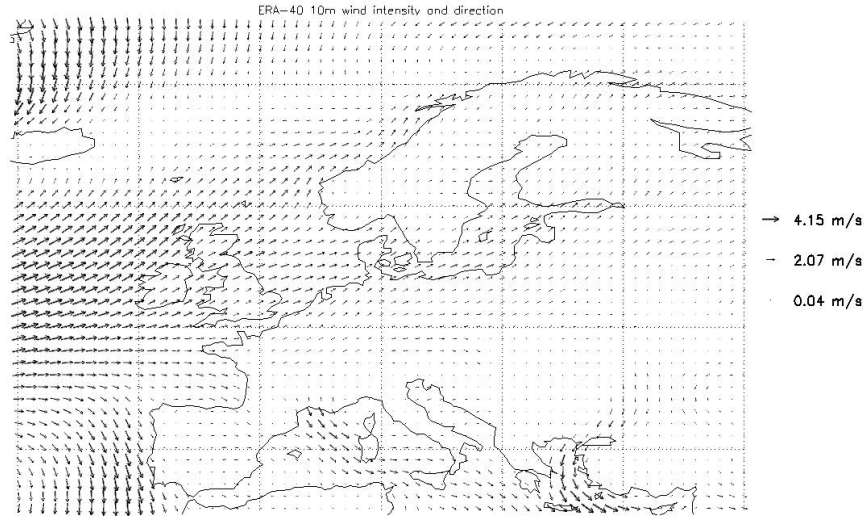
A szélsebesség eloszlások legegyszerűbb modelljének alapfeltevései, hogy az u és v ortogonális szélvektor komponensek egymástól független, zéró átlagértékű, $s_0/\sqrt{2}$ szórású (ez a paraméterezés egyszerűbb formulákat eredményez), Gauss féle amplitúdóeloszlású véletlen változók, azaz a magasabb momentumok mindegyike zéró. Ebben az esetben az $s = \sqrt{u^2 + v^2}$ szélsebesség eloszlása Rayleigh alakban írható fel [141]:

$$P_R(s; s_0) = \frac{2}{s_0} \left(\frac{s}{s_0} \right) \exp \left[-\left(\frac{s}{s_0} \right)^2 \right] , \quad (5.2)$$

ahol az egyetlen szabad paraméter (megfelelő normálás után) a szórással kapcsolatos s_0 , ún. skála-paraméter. A fenti alapfeltevések triviális következménye, hogy a szél vektoriális átlagának modell szerinti várható értéke zéró. Ez nagyjából teljesül a szárazföldek felett, ám jól ismert tény, hogy kiterjedt területeken léteznek uralkodó széljárások [142], nem is beszélve pl. a passzát-szél övezetekről. Az európai ERA-40 adatok vektoriális átlaga (5.9 ábra) is jól mutatja ezt a viselkedést, amiből rögtön következik, hogy az (5.2) Rayleigh eloszlás általános használhatóságát nemigen várhatjuk el. Mindemellett érdemes az alapfeltevések érvényességét az egyedi szélvektor komponensekre is ellenőrizni, aminek kézenfekvő módja az Sk ferdeség és K lapultság (harmadik és negyedik centrális momentum) adatokból történő meghatározása:

$$Sk(x) \approx \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3}{n\sigma_x^3} , \quad K(x) \approx \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^4}{n\sigma_x^4} - 3 , \quad (5.3)$$

ahol x_i jelöli az u_i vagy v_i skaláris komponenst, σ_x a standard szórás, és n az



5.9. ábra. Vektoriális szélátlagok Európa és környéke felett az ERA-40 teljes időszakára meghatározva. (Kiss Péter)

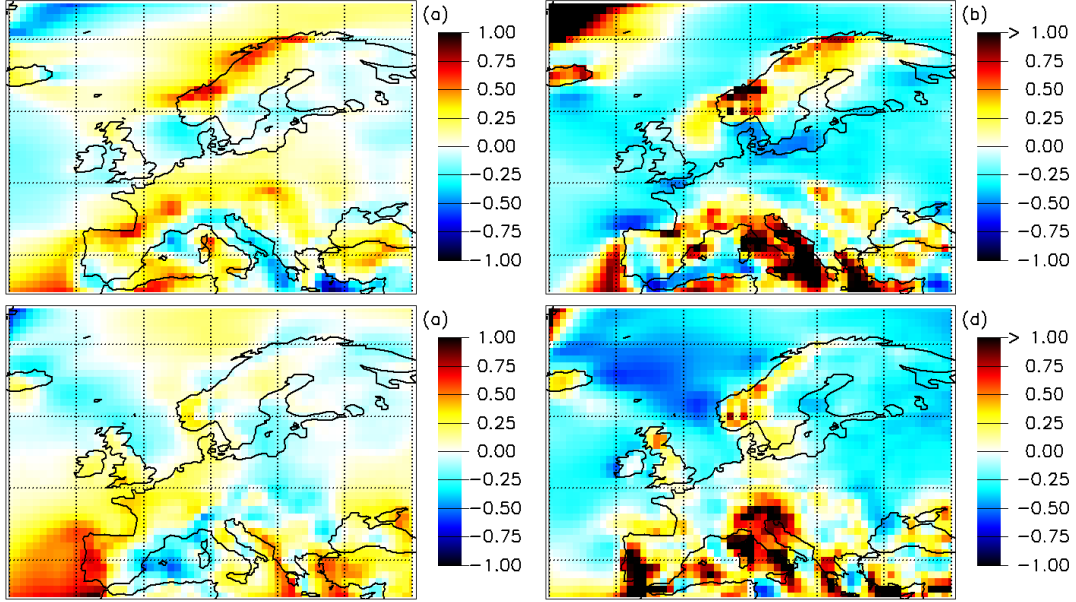
adatok száma. Az (5.3) formulák nem adnak torzítatlan becslést, de elegendően nagy adatszám esetén a hiba elhanyagolható (esetünkben minden egyes helyen $n = 64240$, azaz a feltétel messze teljesül). A 5.10 térképek mutatják mindkét szélvektor komponensre az empirikus értékek eloszlását, amiből nyilvánvalóan látszik, hogy szinte sehol sem teljesül az egyedi komponensek Gauss eloszlására ($Sk = 0$ és $K = 0$) vonatkozó feltevés.

A Gauss féle amplitúdeeloszlástól való eltérésnél is fontosabb azonban a szélvektor komponensek függetlenségének ellenőrzése. A szokásos eljárást követve ennek első jellemzője az r_{uv} korreláció hányados:

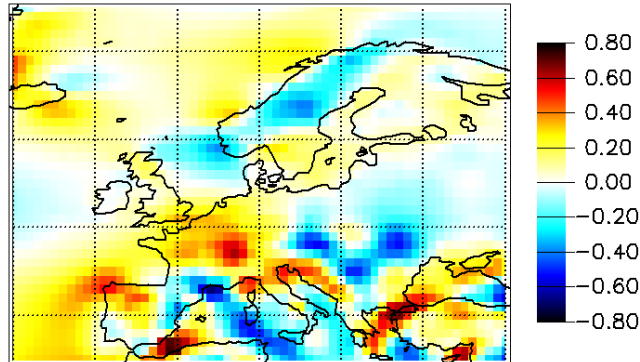
$$r_{uv} = \frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v})}{(n-1)\sigma_u\sigma_v}, \quad (5.4)$$

ahol a felülhúzás átlagértékeket, σ_u és σ_v standard szórásokat jelöl, mint korábban. Az 5.11 térképen látható földrajzi eloszlás szerint sok helyen a korreláció erőssége eléri a 0.6 – 0.8 abszolút értéket, ami a Rayleigh eloszlás mögött álló alapfeltevések kudarcát csak betetőzi (arról nem is beszélve, hogy az $r_{uv} \approx 0$ reláció teljesülése önmagában még nem is elegendő a statisztikai függetlenség igazolására).

Korrelált változók leírására használatos az együttes valószínűsűrsűrűség függvény megadása. Ha például feltesszük, hogy u és v jó közelítéssel Gauss eloszlású véletlen változók $\bar{u}$ és $\bar{v}$ átlagokkal illetve σ_u és σ_v szórásokkal, valamint a korrelációs koefficiensük r_{uv} , akkor az együttes eloszlásfüggvény



5.10. ábra. Empirikus ferdeség (Sk) és lapultság (K) földrajzi eloszlása az u (felül) és v (alul) sebességkomponensekre. Fehér szín jelöli az $Sk = 0$, valamint $K = 0$ értékeket. [125]

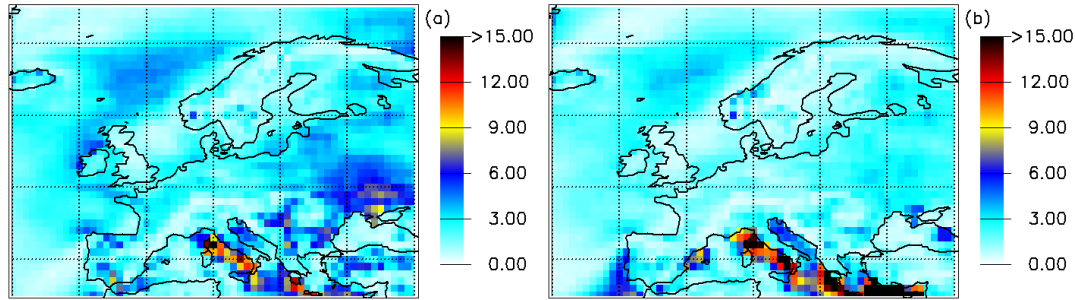


5.11. ábra. Az u és v sebességkomponensek azonos idejű korrelációs koefficiense az (5.4) képlet alapján számítva, minden egyes földrajzi helyre. [125]

$$P(U, V) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_v\sqrt{1-r_{uv}^2}} \exp\left(-\frac{U^2 - 2r_{uv}UV + V^2}{2(1-r_{uv}^2)}\right) \quad (5.5)$$

alakban írható fel, ahol $U = (u - \bar{u})/\sigma_u$ és $V = (v - \bar{v})/\sigma_v$ standardizált változókat jelölnek. Az $\bar{u}$ és $\bar{v}$ átlagértékek empirikus meghatározásának két lehetséges módja is elképzelhető. Az idősorok teljes hosszára vett átlagolás mögött az a feltételezés áll, hogy létezik egy napszakoktól, évszakoktól lényegében független, jól definiált uralkodó szélirány. Ha a háttér-periodicitásokat figyelembe óhajtjuk venni, akkor kiszámíthatjuk az átlagokat egy adott naptári napra, azon

belül adott napszakra, és a standardizálás során ezeket az értékeket vesszük alapul. Mind a kettő eljárást teszteltük, az eredményeket a 5.12 ábrán mutatjuk be. Különösen a második átlagszámítási eljárás eredményezett tűrhető hibá-



5.12. ábra. Szélsőbesség hisztogramokra illesztett (5.5) binormális eloszlás $100(1 - R^2)$ százalékos maradék varianciájának földrajzi eloszlása. (a) $\bar{u}$ és $\bar{v}$ a teljes időszakra vett átlagok. (b) $\bar{u}$ és $\bar{v}$ minden naptári napra, azon belül minden napszakra külön meghatározott érték. [125]

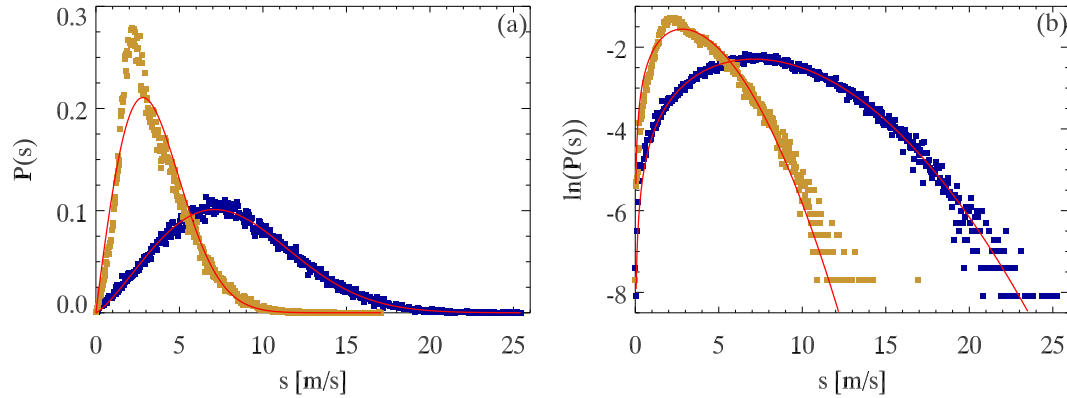
kat a földrész legnagyobb területén. Ugyanakkor megjegyezzük, hogy a kisebb-nagyobb illeszkedési hibák fő forrása mindenhol a hisztogramok jobb oldalának eltérése (nagy szélsőbességek), ami az energiatermelés becslésénél kevésbé kívánatos. Az (5.5) binormális eloszlásra jellemző $P(s) \propto e^{-s^2}$ lecsengés helyett sok helyen a $P(s) \propto e^{-s}$ exponenciális viselkedés lényegesen jobb jellemzést ad.

A fentiek tükrében nagy biztonsággal kijelenthetjük, hogy vonzó egyszerűsége ellenére a Rayleigh eloszlás-család csak igen korlátozott esetekben használható mérési adatok kiértékelésére. Ez persze nem egy újkeletű felismerés, de a kiinduláshoz mindenképpen szerettük volna saját adatainkon látni ezen alapmodell teljesítőképességét.

Az irodalmi adatok szerint szélsőbességek jellemzésére messze a legelterjedtebb függvényalak a Weibull eloszlás [143]:

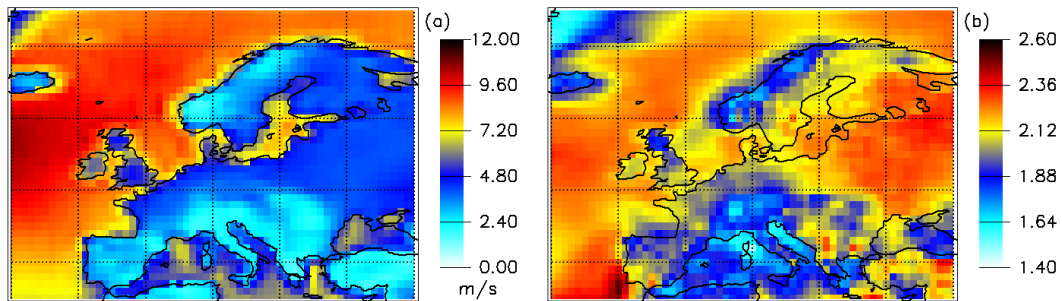
$$P_W(s; s_0, k) = \frac{k}{s_0} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{k-1} \exp \left[- \left(\frac{s}{s_0} \right)^k \right], \quad (5.6)$$

ahol s_0 és k a skála- illetve az alak-paraméter. Könnyű észrevenni (és a felírás formájával ki is óhajtottuk hangsúlyozni), hogy az (5.2) Rayleigh eloszlás a Weibull függvény speciális esete $k \equiv 2$ esetén, míg $k \equiv 1$ helyettesítéssel az egyszerű exponenciális eloszláshoz jutunk. Az (5.6) Weibull eloszlás levezethető az extrém érték statisztikák egyik speciális határ-eloszlásaként [144], emiatt igen kiterjedten használják pl. élettartam becsléseknél. A szélsőbességekkel kapcsolatban azonban az extrém érték megfontolások nemigen alkalmazhatóak (kivéve persze ha pl. a szélsőségesen erős szélviharok gyakoriságára vagyunk kíváncsiak), ezért a Weibull alakot egyszerűbb elképzelni, mint a Rayleigh eloszlás két-paraméteres általánosítását, amely a hisztogramok szélesebb alakváltozataira illik.



5.13. ábra. Weibull eloszlás illesztése két földrajzi helyen mért szélsebesség adatokra: Atlanti óceán felett ($66^\circ N$ $4^\circ W$, kék szimbólumok), valamint Németország északi része ($52^\circ N$ $11^\circ E$, barna szimbólumok). Az illeszkedés részleteinek bemutatásához (a) lineáris, illetve (b) fél-logaritmikus skálát használtunk. [125]

Az (5.6) Weibull illesztésre mutatunk két példát az 5.13 ábrán, ahol a helyek kiválasztásával szeretnénk demonstrálni egy különösen jó (Atlanti-óceán), illetve egy különösen rossz (Németország) alakegyezést. A nagy kiterjedésű vízfelületek fölött a Weibull eloszlás igen jó közelítést ad, ellenben a szárazföldek fölött sok helyen sem a hisztogramok csúcsa, sem a nagy sebességű tartomány nem illeszthető kielégítően. Mindemellett elvégeztük az összes rendelkezésre álló idősorra a Weibull illesztést, a paraméterek földrajzi eloszlását mutatja az 5.14 ábra. Az



5.14. ábra. Az (5.6) Weibull illesztések s_0 (a) és k (b) paramétereinek földrajzi eloszlása. [125]

s_0 skála-paraméter mintázata lényegében megegyezik az 5.3a ábrán látható $\bar{s}$ átlagérték helyfüggésével, ami valójában nem nagy meglepetés: az (5.6) eloszlásfüggvény átlaga $s_0 \Gamma(1 + 1/k)$, ahol a gamma korrekciós faktor nagysága egyhez közeli érték ($\Gamma \in [0.888, 0.911]$) az illesztett $k \in [1.4, 2.6]$ alak-paraméter tartományon. A k alak-paraméter földrajzi eloszlása (5.14b térkép) ennél érdekesebb mintázatot mutat, a szárazföld-vízfelszín kontraszt helyett egy komplikáltabb viselkedés jelei ismerhetők fel. Ezen a ponton nem igyekszünk egy fizikai vagy

klimatológiai magyarázatot keresni, hiszen említettük, hogy sok helyen a Weibull eloszlás nem működik kielégítően.

Az (5.6) függvény kézenfekvő általánosítása az ún. három-paraméteres Weibull eloszlás:

$$P_W(s; \mu, s_0, k) = \frac{k}{s_0} \left(\frac{s - \mu}{s_0} \right)^{k-1} \exp \left[- \left(\frac{s - \mu}{s_0} \right)^k \right] , \quad (5.7)$$

ahol az újonnan bevezetett μ hely-paraméter a vízszintes tengely mentén tolja el az eredeti (5.6) csúcsot. Ezt az általánosítást jól lehet használni szélben gyenge földrajzi helyek jellemzésére, ahol az $s = 0$ értéknek szignifikáns pozitív valószínűsége mérhető. Az ERA-40 adatokban azonban ilyen idősort nemigen találtunk, ezért az (5.7) alak illesztése nem eredményezett számottevő minőségjavulást.

Az aszimmetrikus hisztogramok sokkal szélesebb osztálya illeszthető egy következő kiterjesztéssel, amely az általánosított gamma eloszlás nevet viseli:

$$P_{GG}(s; s_0, k, \epsilon) = \frac{k}{s_0 \Gamma(\epsilon)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\epsilon k - 1} \exp \left[- \left(\frac{s}{s_0} \right)^k \right] . \quad (5.8)$$

Itt a $\Gamma(\epsilon)$ korrekciós tényező a normálási feltétel miatt lép fel, az új ϵ alak-paraméter pedig a Weibull eloszláshoz képest nagyobb alak-flexibilitást biztosít. Nevezetes speciális esetei az $\epsilon \equiv 1$ (eredeti Weibull), $k \equiv 1$ (gamma eloszlás), $\epsilon \rightarrow \infty$ (lognormális határeloszlás), illetve $k \equiv 2$ (általánosított Gauss eloszlás, melyen belül $\epsilon = 1/2$ jellemzi a fél-normál, $\epsilon = 1$ a Rayleigh, $\epsilon = 3/2$ a Maxwell-Boltzmann, illetve $\epsilon = n/2$; $n = 1, 2, 3, \dots$ a χ eloszlásokat) [145]. Az (5.8) függvényhez tartozó m módusz (legvalószínűbb érték)

$$m = s_0 \left(\epsilon - \frac{1}{k} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (5.9)$$

alakban adott. Az ϵ és k alak-paraméterek hatása teljesen nem szeparálható, mindenestre a csúcs két oldalán a maximum értéktől elég távol hatványfüggvény illetve nyújtott exponenciális viselkedés a jellemző:

$$\begin{aligned} P_{GG}(s) &\propto s^q & 0 \leq s \ll m , \\ P_{GG}(s) &\propto e^{-(s/s_0)^k} & s \gg m , \end{aligned} \quad (5.10)$$

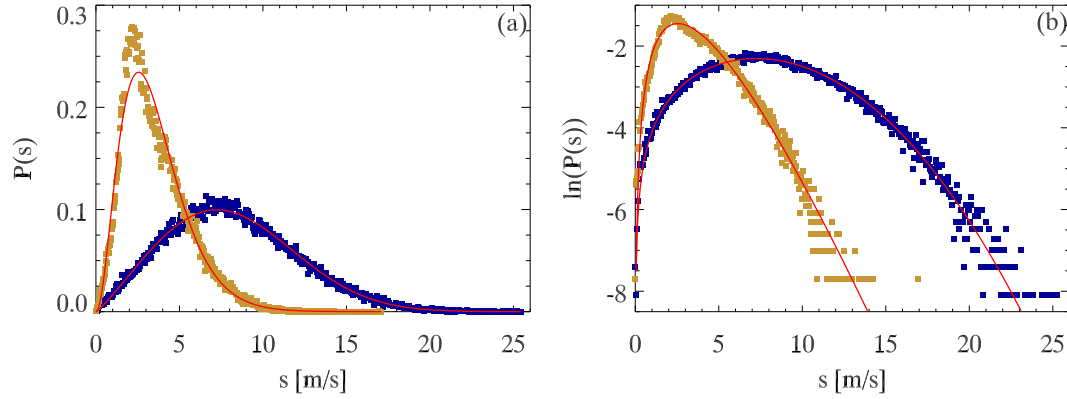
ahol bevezettük a $q = \epsilon k - 1$ egyszerűsítő jelölést. Az l -dik nem-centrális momentum könnyen felírható [145] mint

$$\langle s^l \rangle = s_0^l \frac{\Gamma(\epsilon + \alpha/k)}{\Gamma(\epsilon)} . \quad (5.11)$$

Az általánosított gamma eloszlás egy igen fontos tulajdonsága, hogy zárt a hatvány-transzformációra. Eszerint ha $s > 0$ értékekre az eloszlásfüggvény

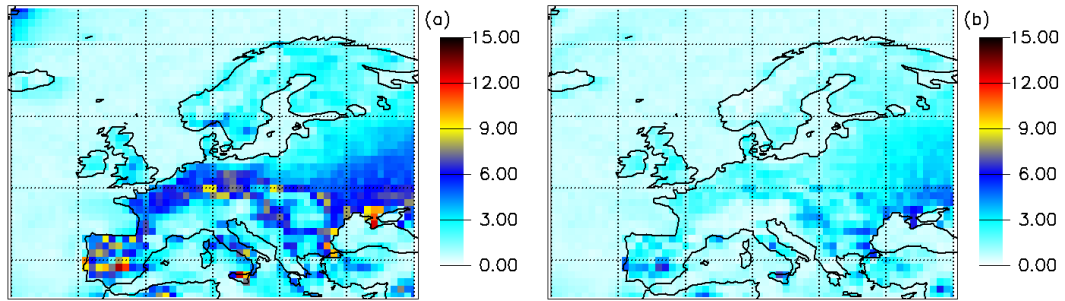
$P_{GG}(s; s_0, k, \epsilon)$ alakú, akkor a transzformált $z = s^p$ változó eloszlása $P_{GG}(z; s_0^p, k/p, \epsilon)$ formában adható meg [145]. Ezt közvetlenül ki tudjuk használni az elektromos energia becslésénél, ahol az 5.1 ábrán vázolt teljesítménygörbe II. szakasza egyszerű köbös relációnak tesz eleget.

Az ERA-40 adatokra történt (5.8) általánosított gamma illesztéseket maximum likelihood módszerrel végeztük el [146], a megfelelő nemlineáris egyenletrendszer megoldására a Newton-Raphson algoritmust használtuk [111], a kezdeti értékek becslését pedig a Weibull illesztések nyújtották. Az 5.13 és 5.15 ábrák



5.15. ábra. Az (5.8) általánosított gamma eloszlás illesztése az 5.13 ábra adataira, (a) lineáris, illetve (b) fél-logaritmikus skálán. [125]

illesztett görbéinek összehasonlítása azt mutatja, hogy a szárazföldre jellemző hisztogramoknál az egyezés jelentősen javult, különösen a nagy szélsebességekre jellemző tartományon. Ugyanakkor a csúcs környékén még mindig nagy az eltérés, a következő lépésben ennek okait igyekszünk feltárni. Mielőtt erre rátérnénk, még bemutatjuk az 5.16 ábrán az (5.6) és (5.8) illesztések hibájának földrajzi eloszlását, a javulás a szárazföldek fölött szembeötlő.



5.16. ábra. Szélsebesség hisztogramokra illesztett (5.6) Weibull (a), és (5.8) általánosított gamma (b) eloszlások $100(1 - R^2)$ százalékos maradék varianciájának földrajzi eloszlása. [125]

Ha alaposan szemügyre vesszük az 5.15 ábra szárazföldre vonatkozó adatait (barna szimbólumok), akkor könnyű észrevenni egy határozott törést 3-4 m/s szélesség környékén. Hasonló hisztogramok vizsgálata azt mutatta, hogy ez a fajta törés olyan helyeken jellemző, ahol tisztán felismerhető az 1 napos háttérperiodicitás jelenléte (érdemes összehasonlítani az 5.7a és 5.16b térképeket). A tapasztalt egynapos oszcilláció kapcsolatban állhat a jól ismert szárazföld-víztömeg hőmérsékleti kontraszt napszakos változásával, de nem egyezik meg vele. A klasszikus parti szél effektus elsősorban a szélirány periódikus váltását jelenti napszakonként, míg a 5.7a ábra a skaláris szélesség napi oszcillációira utal (tipikusan nappali szél, éjszakai szélségtér váltásokkal). Bármilyen legyen is a napos oszcilláció pontos oka, azt nyugodtan feltételezhetjük, hogy az óceánok felett vagy a szárazföldek belsejében domináló makro-meteorológiai jelenségek (ciklonok, anticiklonok, frontok, stb.) mellett egy lokális fizikai mechanizmus jelenléte tükröződik a szélesség eloszlásokban. Valóban, a hasonló törésponttal rendelkező hisztogramok szinte hiba nélkül illeszthetők egy (5.8) alakú általánosított gamma és egy Gauss eloszlás szuperpozíciójával. Ehhez azonban legalább 6 illesztési paraméter tartozik, ezért az átfogó elemzésben alkalmazását nem találtuk célszerűnek.

Ha a fentiek mellett még figyelembe vesszük az 5.7b és 5.12b ábrákon illusztrált éves háttér-ingadozást is, akkor legalább három különböző mechanizmust azonosíthatunk a szélesség változásainak leírásánál. A leghosszabb periódusú, gyenge háttér-oszcilláció az éves menet, amit nagyjából a határfeltételek évszakos eltolódásaként értelmezhetünk (pl. a termikus egyenlítő éves vándorlása). Messze a legfontosabb mechanizmus a makroszkópikus légköri áramlások jelenléte, amely a nyílt óceánok felett Weibull statisztikával leírható szélesség eloszlásokat eredményez. A szárazföldek felett fellépő felületi surlódás, hőmérsékleti konvekció, a topográfia és egyéb tényezők miatt az eloszlások inkább általánosított gamma függvényekkel jellemezhetők, erre néhány helyen még egy napi oszcilláció is szuperponálódik.

Az itt vázolt kép alátámasztására külön megvizsgáltuk az s' szélesség *fluktuációk* eloszlásait, melynek során a mérési adatokból különböző átlagokat távolítottunk el. Első lépésként tekintettük az ERA-40 időszak teljes hosszára meghatározott $\bar{u}$ és $\bar{v}$ komponens átlagokat, és a skaláris sebesség fluktuációkat az

$$s'_c(t) = \sqrt{[u(t) - \bar{u}]^2 + [v(t) - \bar{v}]^2} \quad (5.12)$$

módon számítottuk ki. A következő lépésben kizárólag az esetleges napi háttér-oszcillációkat távolítottuk el az azonos napszakra vett $\bar{u}(h) = 44^{-1} \cdot 365^{-1} \cdot \sum_{y,d} u(y, d, h)$ illetve $\bar{v}(h)$ átlagokkal

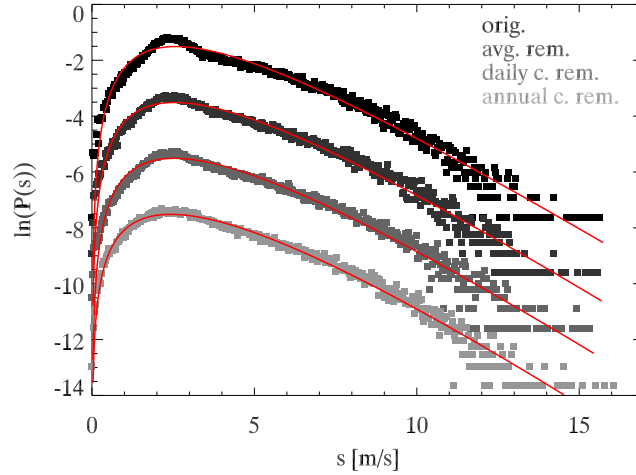
$$s'_d(y, d, h) = \sqrt{[u(y, d, h) - \bar{u}(h)]^2 + [v(y, d, h) - \bar{v}(h)]^2} \quad (5.13)$$

alapján, ahol a t változót lecseréltük a naptári $y = 1 \dots 44$ éves, $d = 1 \dots 365$ napi, illetve $h = 1 \dots 4$ napszakos indexekkel. A harmadik változatban a napszakos átlagokat minden egyes naptári napra külön határoztuk meg $\bar{u}(d, h) =$

$44^{-1} \sum_y u(y, d, h)$ összegzéssel (ugyanígy $\bar{v}(d, h)$ -ra is), azaz a mérésekből mind az éves, mind a napi oscillációk kivonásra kerültek:

$$s'_a(y, d, h) = \sqrt{[u(y, d, h) - \bar{u}(d, h)]^2 + [v(y, d, h) - \bar{v}(d, h)]^2} . \quad (5.14)$$

A fenti eljárásokkal előállított szélsébség fluktuációk hisztogramjait és általánosított gamma illesztéseit mutatja be az 5.17 ábra. Az 5.17 ábránál is beszéde-

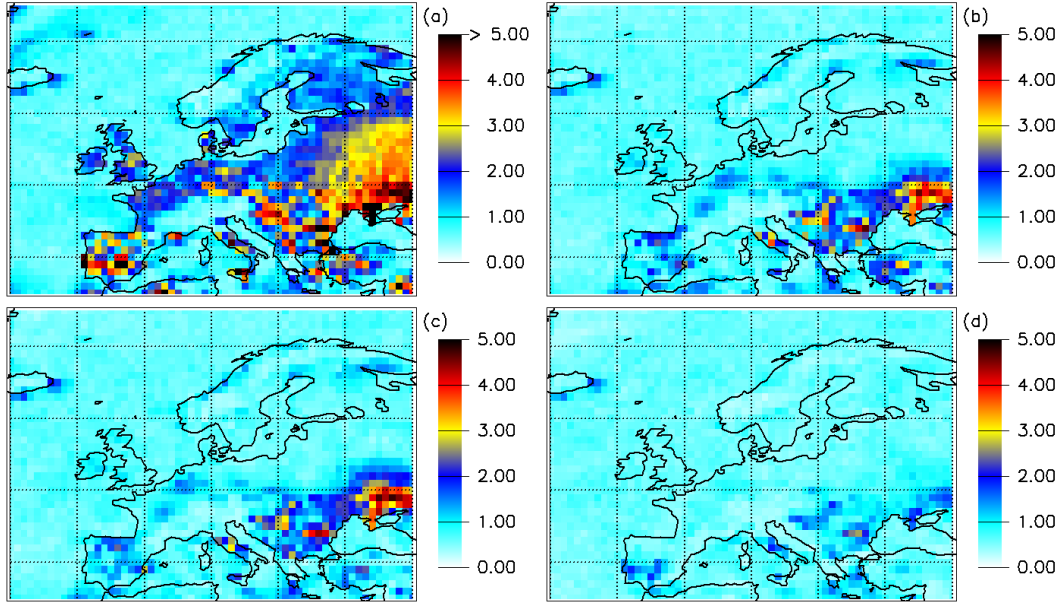


5.17. ábra. Egy Krím-félsziget környéki ($45^\circ N$, $34^\circ E$) adatsor hisztogramja és (5.8) illesztése (legfelül), illetve a háromféle módon képzett fluktuációkra ugyanez: (5.12), (5.13), valamint (5.14) alapján. (A hisztogramok egymáshoz képest függőleges irányban eltolva.) [125]

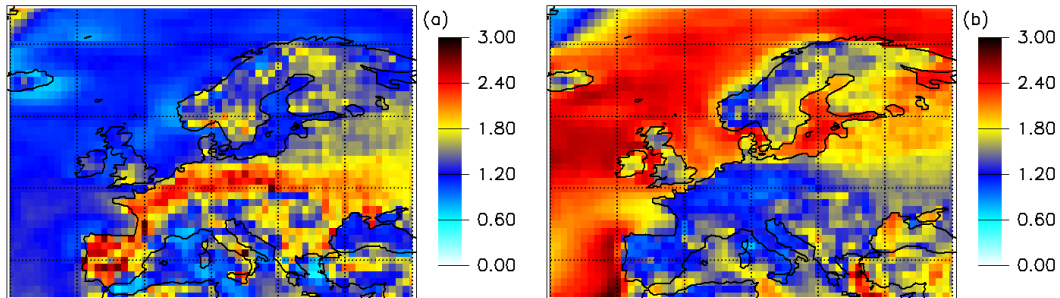
sebben demonstrálják az illesztési minőség javulását az 5.18 térképek. Ez valóban alátámasztja, hogy a szélsébség adatsorok három komponens szuperpozíciójaként leírhatók, és a domináns, makroszkópikus áramlások által meghatározott ingadozások általánosított gamma függvényvel mindenhol jól illeszthetőek.

5.3. Szélsébség eloszlások paramétereinek helyfüggése

Az előző szakaszban felsorakoztatott érvek alapján végül az (5.8) egyenlettel definiált általánosított gamma eloszlást találtuk a legmegfelelőbb függvényalaknak, de még nem esett szó az eredményekről. Az s_0 skála-paraméter vagy az m módusz a Weibull esethez hasonlóan az 5.3a ábrán látható $\bar{s}$ átlagérték mintázatát reprodukálja (a numerikus értékektől eltekintve), ezért itt külön nem ábrázoljuk. Az 5.19 térképeken a két alak-paraméter földrajzi eloszlását mutatjuk be, helyesebben (5.10) képlet alapján a csúcstól távoli viselkedésre jellemző $q = \epsilon k - 1$ és k értékek helyfüggését. A kis sebességekre jellemző hatványkitevő (5.19a ábra) a kontinens belseje fölött sokkal nagyobb számértékkel bír, azaz a



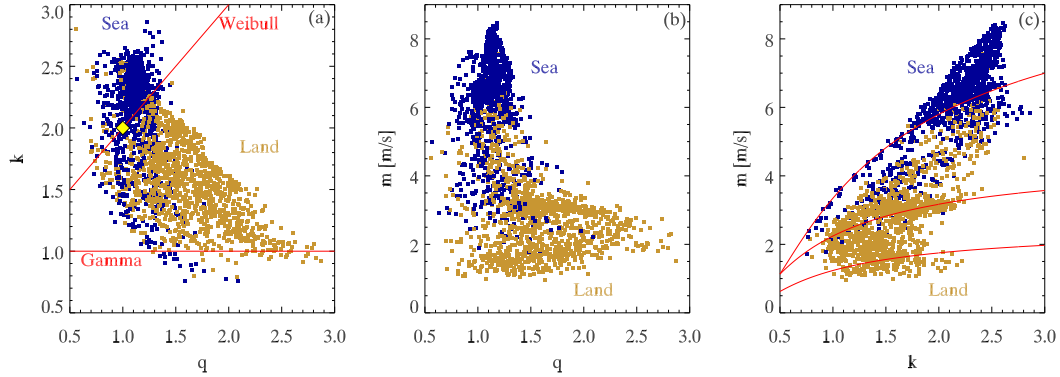
5.18. ábra. Szélsebesség hisztogramokra illesztett (5.8) általánosított gamma függvények $100(1 - R^2)$ százalékos maradék varianciájának földrajzi eloszlása. (a) Eredeti szél adatok. Fluktuációk: (b) (5.12), (c) (5.13), és (d) (5.14) alapján számítva. (A színskála csak harmadakkora, mint az 5.12 és 5.16 ábrákon!) [125]



5.19. ábra. Az (5.8) általánosított gamma illesztések alak-paramétereinek földrajzi eloszlása. (a) $q = \epsilon k - 1$, illetve (b) k . [125]

tipikus szélsősebesség hisztogram sokkal meredekebben növekszik, mint a tengerek és a hegységek fölött (a Skandináv hegység, az Alpok vagy a Kárpátok kontúrjai tisztán kivehetők). Ez utóbbi területeken q számértéke tipikusan 1 körüli, ami nagyjából lineáris növekedést jellemez. A nagy sebességű tartomány alak-paraméterének eloszlása (5.19b ábra) majdhogynem a mellette látható mintázat negatívja, valamint nagy hasonlóságot mutat a 5.14b térképhez, amelyen a Weibull alak-paraméter került ábrázolásra (ez utóbbi nem nagy meglepetés). Ezt a vízfelszín-szárazföld kontrasztot támasztják alá az 5.20 ábra korrelációs gra-

fikonjai is, ahol a kétfajta területre jellemző illesztések paramétereit különböző színekkel lettek elkülönítve.

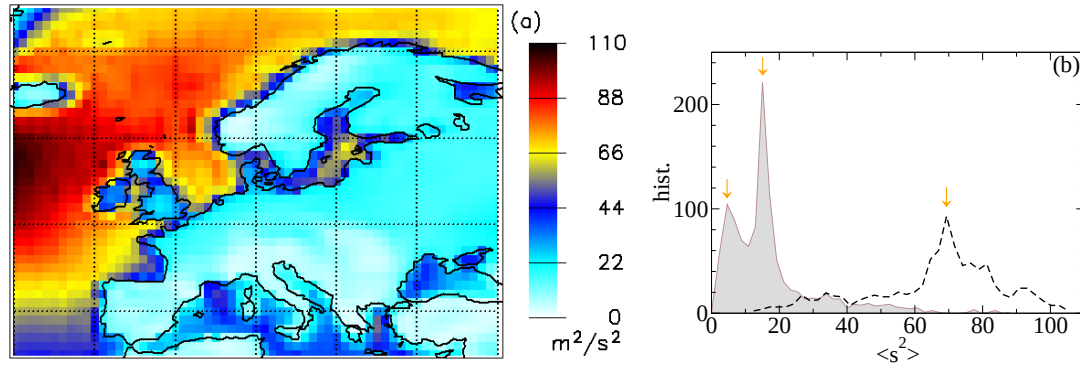


5.20. ábra. Szórási ábrák az (5.8) általánosított gamma illesztések paramétereit között, eltérő színek jelzik a szárazföld és a tengerek fölött kapott értékeket. (a) k és $q = \epsilon k - 1$, egyenes vonalak jelzik a speciális Weibull és gamma kényszereket, sárga szimbólum jelöli a Rayleigh pontot. (b) m módus [lásd (5.9) formula] és q . (c) m módus és k . A folytonos vonalak magyarázata a szövegben. [125]

Az 5.19 ábra színekódolása nem teszi láthatóvá, hogy az illesztett eloszlásfüggvények paramétereit egy elég kiterjedt tartományon, közel folytonosan változnak. A fizikai intuíció szerint ennek így is kell lennie, hiszen a parthoz közeli sávokban inkább a nyílt vízfelszínre, míg szűk beltengerek fellett (pl. Adria) inkább a szárazföldre jellemző szélstatisztikák jelentkezését várhatjuk. Mindemellett a kétfajta terület paramétereit viszonylag jól elkülönülnek az 5.20 ábra szórási grafikonjain. A k és $q = \epsilon k - 1$ alak-paraméterek 5.20a korrelációs ábrája magyarázatot ad arra is, miért nem működik általában sem a Weibull ($k = q + 1$), sem a gamma ($k = 1$) eloszlás, nem is beszélve a Rayleigh hipotézisről ($q = 1$, $k = 2$). Az eloszlásfüggvények m csúcsa és a q paraméter 5.20b szórási ábráján legerősebb talán a két fajta felszínre jellemző elkülönülés. Az energiatermelés szempontjából azonban kétségtelenül az 5.20c korrelációs diagram a legfontosabb, ahol az m legvalószínűbb szélsebesség és a nagy értékek lecsengését jellemző k paraméter empirikus csatoltsága olvasható le. Turbinák telepítésére a legoptimálisabb szélviszonyok a jobb felső negyedben találhatóak, ahol m jóval nagyobb mint a 3-5 m/s alsó (cut-in) küszöbsebesség, és a nagy értékek lecsengése a leggyorsabb. Ez utóbbi azért előnyös, mert gyors lecsengés esetén az átlagot lényegesen meghaladó szélsebességek valószínűsége hamar eltűnik, ami a mechanikai terhelés szempontjából igen kedvező. Az persze sajnálatos, hogy ezen optimális statisztika mélyen az óceán belseje fölött tekinthető tipikusnak.

Az 5.20c korrelációs ábra alaposabb vizsgálata három „csomósodás” jelenlétére utal. Ennek magyarázatához tételezzük fel, hogy bizonyos földrajzi területeken a szélsebességek (általánosított gamma) eloszlásának $\langle s^2 \rangle$ második momentuma konstans. Fizikailag ez megfelel az átlagos impulzusáram megmaradásának. (A

pillanatnyi tömegáram felírható $\dot{M} = \rho A s_t$ alakban, ahol ρ a levegő sűrűsége, A egy áramlási irányra merőleges felület, és s_t a pillanatnyi szélesség. Az impulzusáram ezután egyszerűen $\dot{M} s_t$, melynek átlagos értéke nyilvánvalóan függ össze az $\langle s^2 \rangle$ második momentummal.) Ennek a feltevésnek az ellenőrzésére meghatároztuk a második momentumok földrajzi eloszlását és hisztogramjait, az eredmény a 5.21 ábrán látható. Azt persze nem várhatjuk, hogy a második momentumok valóban szigorúan megegyezzenek akár két közeli helyen is, min-



5.21. ábra. Az $\langle s^2 \rangle$ második nem-centrális momentum [$l = 2$ (5.11)-ben] (a) földrajzi eloszlása, illetve (b) nem normált hisztogramja külön a szárazföldekre (szürke) illetve a tengerekre (szaggatott). Nyilak jelölik a karakterisztikus értékeket. [125]

denestre a hisztogramok szerint az óceáni helyszínekre található egy $\langle s^2 \rangle \approx 67 \text{ m}^2/\text{s}^2$ karakterisztikus érték, míg a szárazföldek felett jellemző bimodális hisztogram két jellemző csúcsa az $\sim 5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (főleg magas hegységek fölött), illetve $\sim 15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (kontinens belseje) értékekkel becsülhető. Rögzítsük ezek után még a baloldali alak-paraméter értékét is 5.20b ábra alapján. A tengerekre jellemző $q = 1$ becslés nem tűnik rossznak, a szárazföldek felett sokkal nagyobb a szóráss, de próbaképpen használhatjuk a $q = 2$ értéket. Az ilyen módon kiválasztott tipikus paraméterek az (5.9) és (5.11) egyenletek segítségével lehetővé teszik m meghatározását k függvényében, az eredmény a 5.20c grafikonon vékony folytonos vonalakkal került ábrázolásra.

Ebben a belső konzisztencia vizsgálatban nincs kitüntetett szerepe az $l = 2$, azaz a második momentum kiválasztásának. Oka egyszerűen annyi, hogy az alacsonyabb momentumokra legyártott 5.21b-hez hasonló hisztogramok közül éppen a bemutatott esetben lehetett látni a legjobb csúcs-szeparációt, ami megkönnyítette a karakterisztikus értékek azonosítását.

Laboratóriumi modellezés

Földünk tektonikai lemezeivel, óceánjaival és atmoszférájával együtt egy nagy természetes laboratóriumnak tekinthető, amely izgalmas aero- és hidrodinamikai jelenségek kifogyhatatlan tárháza. E jelenségek emberi léptékeinknél jóval nagyobb skálákon zajlanak le. Például a sokszor 10^{16} kg tömeget is megmozgató hurrikánok elérhetik akár egész Nyugat-Európa kiterjedését, energiájuk pedig több atomreaktoréval vetekedhet. Másfelől a Föld belsejében végbemenő, a Földet a kozmikus sugárzásoktól pajzsként védő mágneses teret létrehozó hidrodinamikai mozgások akár több százezer éves karakterisztikus idővel is rendelkezhetnek.

Napjainkban szinte minden természettudományi területen egyre erősebb az érdeklődés a környezeti jelenségek és a környezetvédelem tudományos vonatkozásai iránt. Olyan jelenségek, mint a szennyezések szétterjedése a levegőben, a tengeren, vagy akár a felszín alatt; a sarki örvény, és ennek következtében az ózonlyuk deformációja; az El Niño jelenségcsoport; valamint a globális klímaváltozással kapcsolatos kérdések is mind természetes közegeink nagy anyagsűrűségű mozgásával kapcsolatosak. Ezeket gyűjtő néven környezeti áramlásoknak nevezzük, és leírásukat az ún. geofizikai folyadékdinamika adja [120, 121].

A környezeti áramlások területén több olyan jelenség is különleges hangsúlyt kap, melyek a hagyományos laboratóriumi hidrodinamikában általában elhanyagolhatóan csekély szerepet játszanak. Az egyik ilyen jelenség a közegek változó sűrűségéből adódó *rétegzettség*, ami a légkörben az összenyomhatóság, az óceánokban a lefelé növekvő sókoncentráció és csökkenő hőmérséklet következménye. Másik különlegesség az, hogy a Föld *forgó* mozgása miatt a tehetetlenségi erők – elsősorban a Coriolis-erő – jelenléte meghatározó. Az új vonásokból adódóan a geofizikai folyadékdinamika elmélete a hagyományos hidrodinamikáénál többrétűbb, összetettebb, ennek ellenére igen sikeres. Első meggondolásra nem nyilvánvaló, hogy a környezeti áramlások kísérleti modellezése lehetséges-e laboratóriumban. Az áramlások hasonlósági törvényein alapuló részletes elemzés azt mutatja, hogy a forgást és a rétegzettséget jellemző dimenziótlan számok – az ún. Rossby-szám és a Froude-szám – tipikus értékei laboratóriumban is megvalósít-

hatóak, és a jelenségek modellezése forgókádak és függőleges sűrűség-gradiensű közegek (pl. egyszerűen sós víz) segítségével véghezvihető.

1998-ban az ELTE TTK Fizikus Tanszékcsoport (jelenleg Fizikai Intézet) javaslatunkra¹ létrehozta a Kármán Tódorról elnevezett Környezeti Áramlások Hallgatói Laboratóriumot [147]. A laboratórium célja, hogy viszonylag olcsó, egyszerű, de ugyanakkor látványos, bevilágító erejű kísérletekkel segítsen közvetlenül képet alkotni a környezetünkben lezajló hidrodinamikai folyamatokról. Ezek kapcsán a hallgatók olyan jelenségek laboratóriumi változatával ismerkedhetnek meg, mint a hullámtörés, szökőár, ciklonok és tengeráramlatok kialakulása, frontok képződése, füst terjedése, homokdűnék kialakulása, valamint a légköri és óceáni (kétdimenziós) turbulencia (lásd a Függelékben). A Kármán Laboratórium elsődleges didaktikai célja, hogy vizuális módon, személyes tapasztalat útján mutassa be a hallgatók számára azokat az áramlásokat, amelyek alapvető szerepet játszanak szűkebb és tágabb környezetünk éghajlati jelenségeiben, globális változásaiban. Ezáltal a laboratórium alapvetően hozzájárul ezen folyamatok megismeréséhez, másrészt inspirálja a hallgatókat az elvontabb gondolkozást igénylő matematikai formulák megértésére, elsajátítására.

A laboratórium folyamatos fejlesztés alatt áll, már több diplomamunka és OTDK-n díjazott diákköri dolgozat is született kísérleti munkákból. Teljes kiépítettségét követően a hallgatók alap- és emelt szintű méréseket végezhetnek majd. Az alapszintű mérések célja az adott jelenség bemutatása és egyszerű kvantitatív összefüggések felderítése, míg az emelt szintű gyakorlatok során a hallgatók megismerkedhetnek a környezeti áramlások modern vizsgálati módszereivel, melyek nagy része számítógépes adat- és kép-feldolgozáson alapul.

Természetesen szem előtt tartjuk kutatási projektek kivitelezését is. A jelenlegi felszereltséggel nem versenyezhetünk a világ vezető laboratóriumaival, ezért inkább olyan ötleteket igyekszünk megvalósítani, melyek hasznos hozzájárulást jelentenek egy ismert jelenségek alaposabb megértéséhez, illetve újszerűségük miatt lehetnek érdekesek a környezeti áramlások fizikájának művelői számára. Ebben a fejezetben három ilyen projekt eredményeit foglaljuk össze.

6.1. Hegymögötti hullámok rétegzett közegekben

Tekintsünk egy folytonos $\varrho(z)$ függőleges sűrűségeloszlású, nyugalomban lévő, összenyomhatatlan folyadékot. Ha a z szintről egy egységnyi térfogatú folyadékelemet kissé kimozdítunk és a $z + \Delta z$ szintre emelünk, akkor az ott nem marad nyugalomban, mert a rá ható felhajtóerő megváltozása

$$g(\varrho(z + \Delta z) - \varrho(z)) \approx g \frac{d\varrho(z)}{dz} \Delta z$$

¹ Az ötlet Szabó Gábortól származik, akit mélyen inspirált egy cambridge-i laborlátogatás, és sikeresen keltette fel Tél Tamás érdeklődését. Ezt követően vontak be minket Horváth Viktor kollégámmal az előkészületekbe, aki közvetlenül ezután több évre az USA-ba távozott.

fajlagos gyorsulást okoz. Ha a sűrűség felfelé csökken, azaz a gradiens negatív, akkor a gyorsulás mindig Δz irányával ellentétes, így kis kitérésekre harmonikus rezgés alakul ki $N(z)$ (általában magasságfüggő) frekvenciával, ahol

$$N(z) = \sqrt{-\frac{g}{\varrho(z)} \frac{d\varrho(z)}{dz}}$$

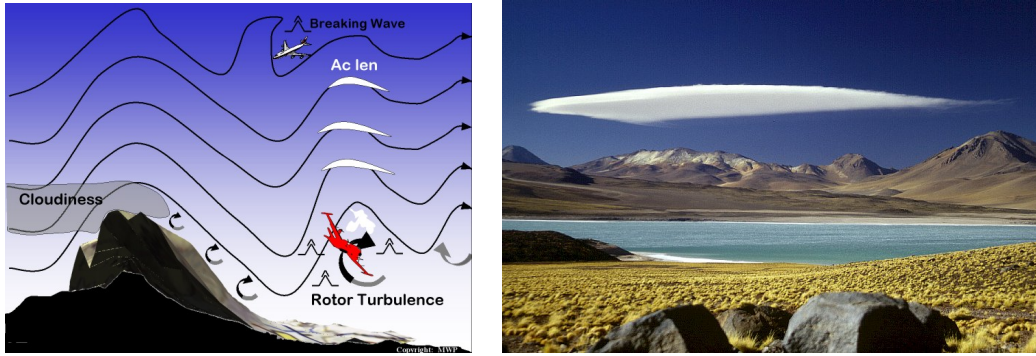
a Brunt-Väisälä-frekvencia [120]. Ennek tipikus értéke a légkörben $N = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ nagyságrendű, ami $T \approx 10$ perc körüli periódusidőnek felel meg. Laboratóriumban ($\Delta\varrho/\varrho_0 = 0.1$ és $H \sim 1 \text{ m}$) N megközelíti az 1 s^{-1} -t, ami néhány másodperces T periódusidőt jelent.

Folytonos (rétegzett) közegekben a rezgő mozgás terjedő hullámok forrása lehet, ezek az ún. „belső (gravitációs) hullámok”. Az összenyomhatatlan folyadékokban csekély sűrűségváltozásokkal kísért mozgások leírására alkalmas Bousinesq egyenletek [120, 121] linearizált változata alapján a belső (sík)hullámok diszperziós relációját

$$\omega_0^2 = N^2 \frac{k_x^2}{k^2} = N^2 \cos^2(\theta)$$

alakban írhatjuk fel, ahol $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ jelöli a (megfelelően elforgatott koordinátarendszerben felírt) hullámszám vektort, melynek az x tengellyel bezárt hajlás-szöge θ . Könnyű észrevenni, hogy az ilyen hullámok frekvenciája felülről korlátozott ($|\omega_0| \leq N$), valamint hogy az $N \sin(\theta)/k$ nagyságú csoportsebesség vektora merőleges a $\mathbf{k}$ irányára (az energia mindig a hullámszám vektorra merőlegesen terjed).

Belső hullámok gyakori forrásaiként szolgálnak a földfelszíni egyenetlenségek [148]. A levegő áramlása során kénytelen követni a szilárd felszín domborulatait, ami egy hegyvonulat szél felőli, emelkedő oldalán függőleges elmozdulási kényszert jelent. Az akadály túlsó oldalán a légrétegek a gravitációs egyensúlyi helyzetbe igyekeznek visszatérni, ami megfelelő körülmények esetén a hegy mögött belső hullámok kialakulásához vezet (6.1 ábra). Ezeket a hullámokat elegendő légnedvesség esetén egy sajátos felhőtípus, az ún. lencsefelhő láthatóvá is teheti (6.1 ábra). A hullámmozgás amplitúdójának elég nagy értéke esetén az áramvonalak mentén mozgó levegő a felszálló ágban elérheti a kondenzációs szintet és a nedvesség kicsapódik, felhőt hozva létre, míg az ellentétes fázisú leáramlásban a kondenzátum elpárolog. Pontosan az ilyen felhők jelenléte vezetett a légköri belső hullámok „felfedezéséhez”, ami az 1930-as években német vitorlázó repülőknél köszönhető [151]. A lencsefelhők mellett további kísérőjelenségeként horizontális tengelyű örvények, rotorok figyelhetők meg, melyeket tépett, szakadozott szélű felhők ugyancsak láthatóvá tehetnek és amelyekben rendszerint az adott hegy méretével és a szélesebséggel arányos hevesebbű turbulencia tapasztalható. Ez egy repülésre veszélyes jelenség, hasonlóan a főleg hullámtörési tartományban jelentkező heves és meredek leáramlásokhoz (6.1 ábra).



6.1. ábra. Balra: Hegy mögötti stacionárius belső hullámok sematikus ábrázolása [149]. Jobbra: Lencsefelhő (*Altostratus lenticularis*) a Laguna Verde (Bolívia) fölött. (Bernhard Mühr [150])

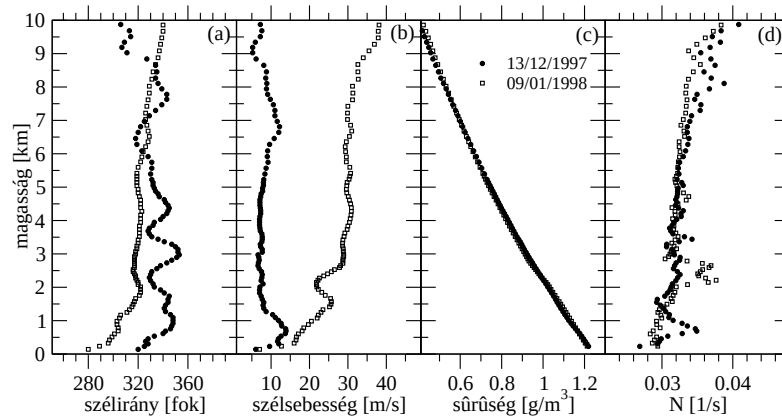
A múlt század ötvenes éveiben kezdődött a jelenségkör elméleti vizsgálata, ami ma már főleg kiterjedt numerikus modellezéssel folyik. A Boussinesq közelítésből kiindulva linearizáció és sorfejtés nélkül is levezethető a Long féle (lineáris) egyenlet [152]:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2} + \frac{N(z)^2}{U(z)^2} \delta = 0 ,$$

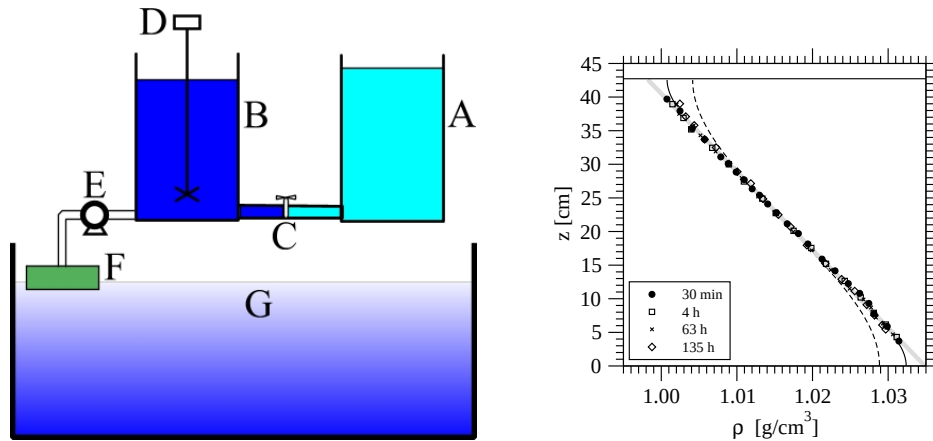
ahol $\delta(x, z)$ jelöli az áramvonalak függőleges eltolását, az alsó határfeltétel pedig a felület követését írja elő. A legegyszerűbb konfigurációban $N(z)$ és $U(z)$ is konstansnak tekinthető (lineáris rétegzettség és magasságfüggetlen sebesség), ekkor egy izolált akadály körül kialakuló hullámtér a Long egyenletek Fourier transzformálása után könnyen számítható. Az eredmények alkalmazhatóságának határát az Nh/U (h az akadály csúcsmagassága) dimenziótlan mennyiség szabja meg. A kritikus 1 értéket átlépve az áramlás instabillá válik, ettől kezdve a megoldás-trajektóriák és a valóságos áramlási kép gyorsan távolodnak egymástól. Míg a modellben fennmarad egy erősen torzult, de továbbra is lamináris áramlás, addig mind a valóságos, mind a kísérleti esetben bekövetkezik a hullámtörés (a frontoldal kritikus meredeksége miatt fellépő „átbukás”), melynek következtében az áramlás (lokálisan) turbulenssé válik [148].

Egyáltalán nem nyilvánvaló, hogy a légkörben valaha megvalósul az imént említett „ideális” eset, mikor a szélsősebesség magasságtól függetlenül állandó, és a sűrűség-rétegzettség profilja nagyjából lineáris. A meteorológia észlelések ezzel szemben azt mutatják, hogy elég gyakran előfordul hasonló szituáció, egy példát mutatunk a 6.2 ábrán. Ebben az időszakban a Pilis környékén vitorlázó repülők kivételes magasságokat értek el (hétyszer repültek 6 km fölé, a csúcsmagasság 8250 m volt [157]).

Laboratóriumi méréseinket egy $240 \text{ cm} \times 40 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$ méretű hullámkádban végeztük, melyben a megfelelő (lineáris) sógradiens elérése céljából a feltöltést egy két-tartályos keverő [155] segítségével végeztük (6.3 ábra). Ennek során ügyelni kell arra, hogy a folyadékok hőmérséklete megegyezzen egymással

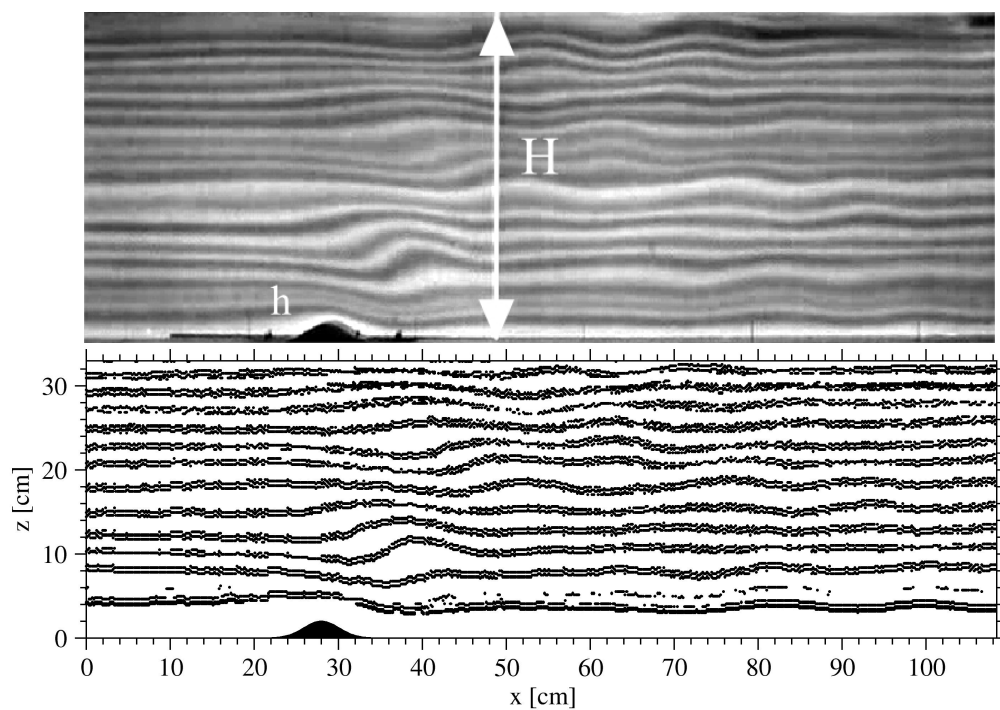


6.2. ábra. OMSZ ballonos mérések alapján ábrázolt (a) szélirány, (b) szélesség, (c) sűrűség és (d) a Brunt-Väisälä-frekvencia vertikális profilja 1997-98 telének két tipikus napján, a Pilis térségében. [156]

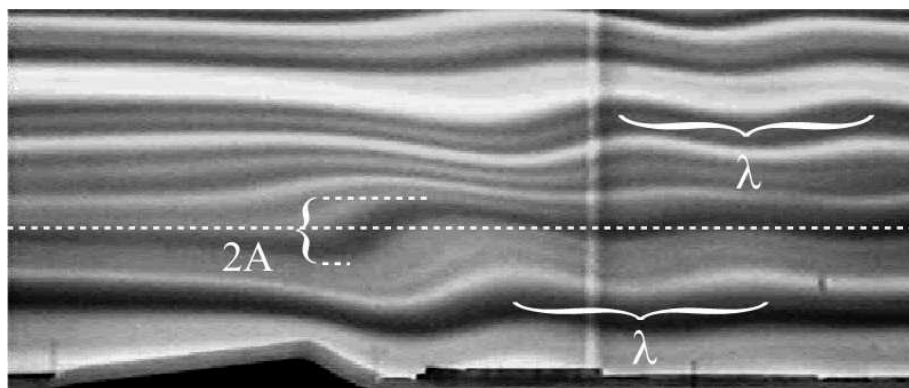


6.3. ábra. Balra: A kísérleti tank a feltöltő berendezéssel. A: édes víz, B: tömény só oldat, C: zárócsap, D: keverő, E: szivattyú, F: lebegő szivacs, G: rétegzett folyadék. Jobbra: Kísérleti sűrűség profil időfüggése. Szimbólumokkal a mérések, folytonos/szaggatott vonallal a várható profil 135 óra/1 hónap után. [158]

és a környezettel, kiküszöbölendő a hőmérsékleti gradiens esetén fellépő kettős diffúzió zavaró hatását. A feltöltés közben időről-időre festéket adagoltunk az oldathoz, amely nagyjából periódikus mintázatot eredményezett, lehetővé téve a hullámok észlelését (6.4 ábra). A rétegzett folyadék áramlását a tartály felénekén csúszó, különféle alakú és nagyságú akadályok vontatásával szimuláltuk [158]. A vontatás sebességétől függetlenül a hullámok követik az akadályt, azaz együtt mozgó koordináta rendszerben stacionárius hullámtér alakul ki. A belső hullámok alakja (6.4 és 6.5 ábrák) fölöttébb távol áll az egyszerű harmonikus függvényektől, ezért a jellemző paraméterek (A amplitúdó és λ hullámhossz, 6.5 ábra) csak hozzávetőleges jellemzést adnak a hullámtér geometriai viszonyairól.

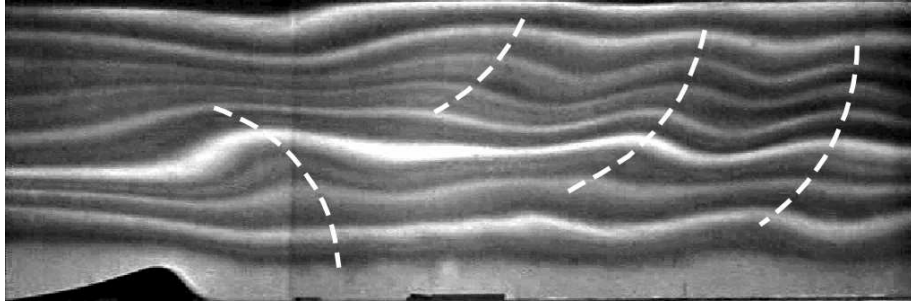


6.4. ábra. Felül: A fenéken jobbról balra vontatott akadály környékén kialakult kvázi-stacionárius hullámtér lineárisan rétegzett folyadékban. $H = 32$ cm, $h = 2$ cm, a sebesség 2.06 cm/s, $N = 1.26$ 1/s. Alul: Digitális képfeldolgozással rekonstruált hullámtér. [159]



6.5. ábra. A belső hullámok λ hullámhosszának és A amplitúdójának definíciója. [156]

Mindemellett az elméleti vizsgálatok nagy része ezek jóslását célozza, ezért a mérések során is ezeket igyekeztünk kiértékelni.



6.6. ábra. Belső hullámok visszaverődése a felső határfelületről ($U = 7 \text{ cm/s}$, $N = 1.33 \text{ 1/s}$, $H = 36.8 \text{ cm}$, $h = 4 \text{ cm}$). [156]

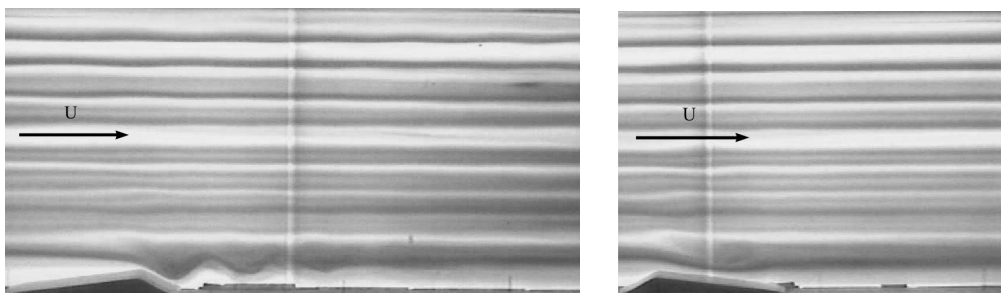
A kvantitatív kiértékelést tovább nehezíti, hogy a rétegzett közeg laboratóriumi megvalósítása automatikusan egy „merev lap” felső határfeltétellel egyenértékű. A folyadék szabad felszínét ugyanis a belső hullámok egyáltalán nem deformálják, a víz felületi feszültsége erre még rá is segít, úgyhogy nem ritka a 6.6 ábrán látható visszaverődési jelenség, ami a hullámok interferenciája miatt újabb komplikációkhoz vezet. (A légkörben a hasonló visszaverődés nem általános, de nem is kizárt. Nagyon erős sűrűség-gradiensek, pl. egy inverziós réteg, képes a hullámokat visszaverni, ezt emlegetik a meteorológusok „bezárt hullám” (trapped lee wave) néven.) A fentiek miatt az amplitúdók és hullámhosszak kiértékelését általában az akadály mögötti két-három hullámfrontra szűkítettük.

Ha észlelési vagy elméleti eredményekkel óhajtjuk a kísérleteket összehasonlítani, a hidrodinamikai hasonlóság szemügyre vételét nem kerülhetjük el. Tökéletes megfeleltetés, azaz minden dimenziótlan szám egyidejű egyenlősége nem valósítható meg egy környezeti áramlás és laboratóriumi modellje között, szerencsére a lényeges aspektusok külön-külön tanulmányozhatóak laborban is [160]. A hegy mögötti hullámokkal kapcsolatos alapmennyiségek az U áramlási (vontatási) sebesség, az N Brunt-Väisälä frekvencia, a közeg ν kinematikai viszkozitása, a folyadék H mélysége, illetve az akadály h csúcsmagassága és w félérték szélessége. Ezekkel definiálhatók az U/NH , $U/N2w$, és U/Nh mennyiségek, melyek a hullám-terjedéssel, hullám-ellenállással, illetve a vízszintes sebesség-perturbációval kapcsolatosak. Tipikus kísérleti értékek $U = 1 - 15 \text{ cm/s}$, $N_{exp} = 1.09 - 1.55 \text{ s}^{-1}$, $H = 35 - 40 \text{ cm}$, $h = 2 - 4 \text{ cm}$, és $w = 2 - 7 \text{ cm}$, amely a légkörre jellemző $N_{atm} = 0.03 - 0.04 \text{ s}^{-1}$ alapján egy $5 - 10 \text{ km}$ vastag rétegben, $600 - 800 \text{ m}$ magas akadály körüli, $10 - 70 \text{ m/s}$ sebességű áramlás által keltett hullámok modellezésére alkalmas. A Reynolds szám laboratóriumi értéke ($Re_{exp} \approx 10^2 - 10^3$) lényegesen kisebb mint a légkörre jellemző $Re_{atm} \approx 10^6 - 10^9$

nagyságrend, de szerencsére ez addig nem okoz gondot, amíg a cél nem a kifejezett turbulencia tanulmányozása.

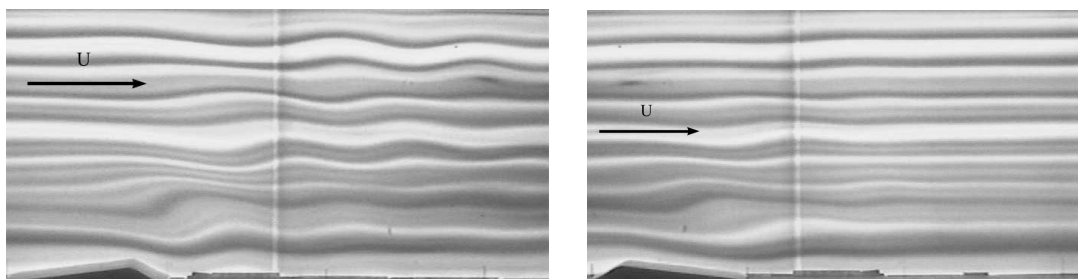
Kísérleteink során két olyan aspektusra koncentráltunk, ami az irodalomban korábban viszonylag csekély figyelmet kapott: hullámkeltés aszimmetrikus akadályok mögött [156], illetve interferencia két szomszédos akadály körül [156, 159].

Aszimmetrikus akadályokkal végzett mérések [161, 162] arra az eredményre jutottak, hogy a hullámok paramétereit a h csúsmagasság, mint egyetlen paraméter, nem határozza meg kielégítően. Saját kísérleteink ezt teljesen alátámasztották. Kis sebességeknél a meredekebb szél mögötti oldalon szuperkritikus-



6.7. ábra. Aszimmetrikus akadály keltette hullámtér: $U = 1.1 \text{ cm/s}$, $N = 1.29 \text{ s}^{-1}$, $H = 35 \text{ cm}$, $h = 1.9 \text{ cm}$.

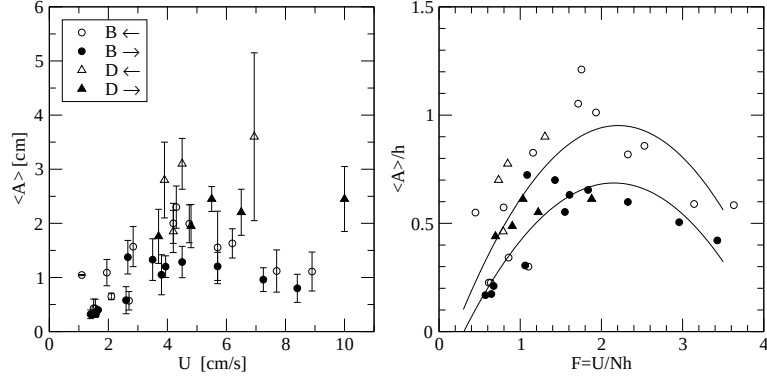
sá vált áramlás ($Nh/U = 2.23$) részben hullámmozgássá, részben turbulenciává alakul, míg a kevésbé merdek lejtő mögött csak egy kisméretű turbulens zóna jelenik meg (6.7 ábra). Nagy magasságra kiterjedő hullámmozgást (vertikális energiaáramot) egyik esetben sem figyelhetünk meg. Valamivel nagyobb sebességek



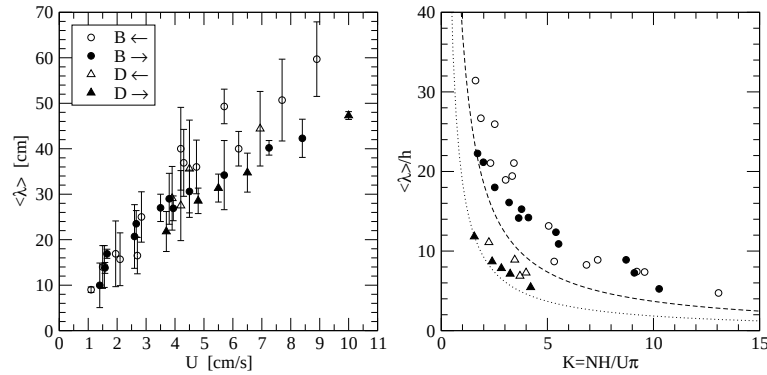
6.8. ábra. Aszimmetrikus akadály keltette hullámtér: $U = 2.7 \text{ cm/s}$, $N = 1.29 \text{ s}^{-1}$, $H = 35 \text{ cm}$, $h = 1.9 \text{ cm}$.

esetén (6.8 ábra) a meredekebb oldal már a teljes folyadékvastagságra kiterjedő, több periódussal rendelkező hullámokat hoz létre, a laposabb oldal ezzel szemben jóval gyengébb gerjesztést okoz. Növekvő sebességek esetén az aszimmetria hatása fokozatosan lecsökken, mindkét lejtő mögött hasonló áramkép alakul ki,

de a meredekebb oldal hullámai továbbra is nagyobb amplitúdóval rendelkeznek. Az amplitúdókra vonatkozó mérések eredményeit foglaltuk össze a 6.9 ábrán.



6.9. ábra. Az amplitúdó sebességfüggése aszimmetrikus akadályok esetén, üres szimbólumok jelölik a meredekebb szél mögötti oldalnak megfelelő vontatási irányt. Balra: abszolút skála. Jobbra: Dimenziótlatlan skála, ahol a szuperkritikus tartomány $F < 1$, a folytonos vonalak csak a hozzávetőleges viselkedést illusztrálják. (A „B” és „D” jelű akadályok részletei [156]-ban.)



6.10. ábra. A hullámhossz sebességfüggése aszimmetrikus akadályok esetén, a jelölések megegyeznek a 6.9 ábrával. Balra: abszolút skála. Jobbra: Dimenziótlatlan skála, ahol K a (6.1) egyenlettel adott, a vonalak (6.2) jóslatai $n = 1$ alapmódusokra a kísérletek során mért két N esetre. [156]

Általános elméleti jóslat nemigen adható, de az erős alakfüggést már a kezdeteknél felismerték. A lineáris elmélet perturbációs kezelése [163] az akadály h csúcsmagasságával arányos amplitúdót adott, ezt a mérések nem reprodukálták. További (lineáris) elméleti eredmény, hogy az amplitúdónak maximuma van a sebesség függvényében, amikor a w félérték szélesség megfelelően illeszkedik a természetes hullámhosszhoz $w = k_x^{-1}$ módon, ez sem igazán látszik teljesülni.

Szintén a lineáris elmélet jóslata [152, 154, 164], hogy egy H mélységű közegekben a hullámok $n = 1, 2, \dots$ diszkrét módusokkal jellemezhetőek, melyeknek

függőleges hullámszám-vektor komponense $k_z = n\pi/H$. Ha a vízszintes komponens k_x , a csoportsebesség $c_{gx} = Nk_z^2/(k_x^2 + k_z^2)^{3/2}$ vízszintes komponensének maximuma van az $n = 1$, függőleges irányú ($k_x = 0$) alpmódusnál. Az ilyen hullámtér jellemzésére bevezethető a K paraméter, ami a Froude szám reciproka:

$$K = \frac{c_{gx}(n=1)}{U} = \frac{NH}{U\pi} . \quad (6.1)$$

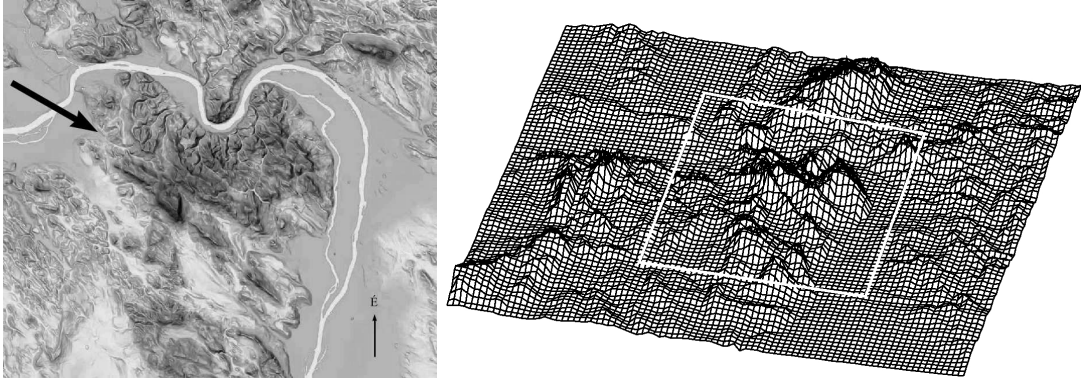
Ez $K > 1$ esetben $n < K$ módus-számú stacionárius hullám-megoldást enged $k_x = \pi\sqrt{K^2 - n^2}/H$ hullámszám komponenssel, vagy

$$\lambda = \frac{2H}{\sqrt{K^2 - n^2}} \quad (6.2)$$

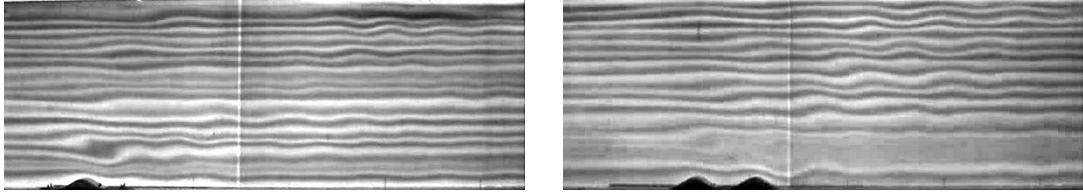
hullámhosszal. Vegyük észre, hogy az akadály h magassága sehol sem jelenik meg, ennek oka az, hogy a lineáris modell elhanyagolható nagyságúnak tekinti. A hullámhosszra vonatkozó mérési eredmények (6.10 ábra) szintén a lineáris elmélettől való markáns eltérésekre utalnak. Nagyobb áramlási sebességeknél tisztán látszik, hogy a szél mögötti oldal meredeksége hatással van a hullámhosszakra. A megfelelően normált mennyiségek összehasonlítása (6.10 ábra, jobbra) láthatóvá teszi, hogy a (6.2) egyenlet egyfajta alsó becslésnek tekinthető, tendenciájában viszonylag jól követi a tapasztalt viselkedést.

Egynél több akadály hullámkeltésének leírására kevés példát találni az irodalomban, ennek valószínű oka, hogy a probléma fölöttébb összetett. A közeget jellemző áramlási és rétegzettségi paraméterek mellett megjelenik az akadályok egyedi geometriai és egymáshoz való csatolásának végtelen komplexitása. Mint-hogy a természetes domborzat esetén inkább kivételnek tekinthető a síkságból kiemelkedő magányos hegycsúcs esete, kvalitatív módon a kérdéskör gyakran felbukkan [165], ám komolyabban csak elméleti illetve numerikus munkákban foglalkoztak vele [166, 167, 168]. Minthogy a hazai viszonylatban érdekes Pilis környéke sem igazán tekinthető izolált felszíni akadálynak (6.11 ábra), kísérleteket végeztünk két azonos hegy környékén kialakuló hullámtér vizsgálatára.

A lineáris elmélet, valamint a numerikus szimulációk egyaránt arról számolnak be, hogy két, egymást követő hegygerinc és az első hegy keltette hullám hosszának bizonyos arányai esetén a hullámok rezonanciája vagy teljes kioltása léphet fel. A lineáris szuperpozíció elvét használva az előbbi eset akkor várható, ha a két akadály távolsága a hullámhossz egész számú többszöröse, míg teljes kioltás a hullámhossz felének páratlan számú többszöröséhez tartozik. A kísérletekben rögzített akadály-távolságokkal dolgoztunk, kihasználva a hullámhossz sebességfüggését, s így különböző vontatási sebességekkel létrehozva a kívánt távolság-hullámhossz arányokat. A 6.12 ábra példát mutat arra, mikor a bal oldal hullámhosszai alapján maximális erősítést várunk a megfelelő távolságban rögzített kettős akadály esetén. Ehelyett azt látjuk (és ez az általános tapasztalatunk is), hogy erősítés és kioltás is fellép, azonban csak lokálisan, lényegében megjósolhatatlan helyeken és intenzitással. Ha az amplitúdók átlagos értékeit



6.11. ábra. A Pilis környékének topográfiai térképe és 3d ábrázolása. Balra a nyíl jelöli a hullámkeltéshez optimális szélirányt, ami a 6.2 ábrán jelölt körülmények között ideális a vitorlázó repülők csúcskísérleteihez. [159]

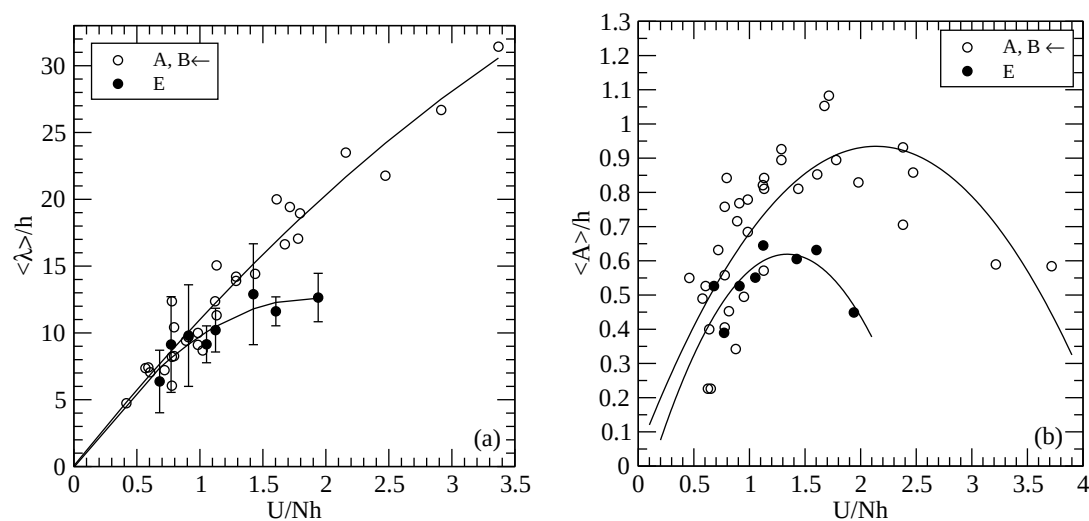


6.12. ábra. Balra: Gauss függvény alakú akadály keltette hullámok, $U = 1.53 \text{ cm/s}$, $N = 1.26 \text{ s}^{-1}$, $H = 37.5 \text{ cm}$, $h = 2.0 \text{ cm}$, $w = 2.6 \text{ cm}$. Jobbra: Két azonos Gauss alakú akadály, távolságuk $\Delta x = 12.0 \text{ cm}$, $U = 1.58 \text{ cm/s}$, a többi paraméter megegyezik. [159]

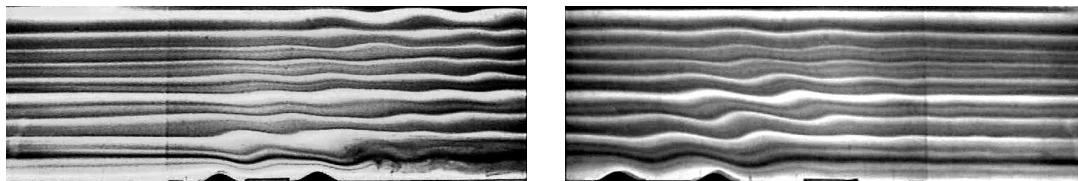
elemezzük, az látszik, hogy összességében főleg gyengítésről beszélhetünk, mely a nagyobb sebességek tartományára jellemző, és amely $F \approx 2$ fölött vezet közel teljes kioltáshoz (6.13 ábra). A hullámhosszak esetén hasonló anomáliákat találtunk, ami arra utal, hogy a lineáris elmélet a kettős akadályok esetén nemigen használható. Érdekességgént megemlíjtük, hogy hosszas keresgélés ellenére sem találtunk olyan paraméter kombinációt, ahol tisztán tapasztalhattuk volna a teljes erősítés (konstruktív rezonancia) jelenlétét (6.14 ábra).

Mindezeket alátámasztják a vitorlázó repülők beszámolóí is². A Pilis eléggé összetett domborzata környékén joggal várhatnánk pozitív rezonancia vagy negatív gyengítés felléptét, de a különböző szélesebségek alkalmával ezek egyikét sem tapasztalták. Optimális rétegződés és szélirány esetén mindig kialakult a hullámmozgás (tehát nem volt teljes kioltás), az „emelés” (függőleges áramlási sebesség-komponens) általában 2 m/s körüli volt, csak elvétve akad beszámoló 3 m/s feletti emelésről (rotorokon kívül). Ugyanakkor a Mátra hullámterében gyakori a 4 m/s -os érték is (sokkal jobb közelítéssel tekinthető izolált akadállynak, igaz, hogy lényegesen magasabb is).

² Gyüre Balázs közlése alapján.



6.13. ábra. Normált átlagos hullámhosszak (balra) és átlagos amplitúdók (jobbra) összehasonlítása az izolált (üres körök) és kettős (fekete körök) esetén $F = U/NH$ Froude szám függvényében. [156]

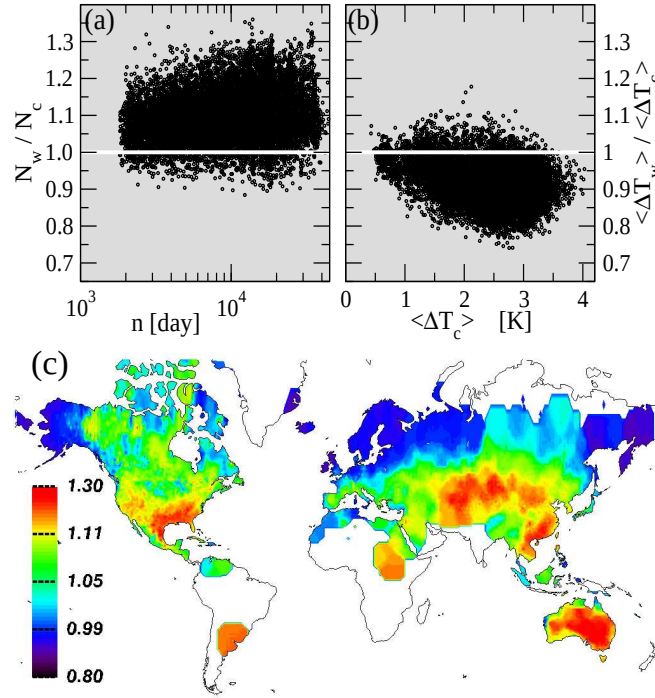


6.14. ábra. Belső hullámok kettős akadály körül, $\Delta x = 20.0$ cm. Balra: $F = U/NH = 0.5$, várt hullámhossz egy izolált akadály alapján $\lambda_0 \approx 10$ cm (nincsen ennek megfelelő adat a 6.13 ábrán, mert nem igazán tudtuk kiértékelni). Jobbra: $F = 1.0$, $\lambda_0 \approx 20$ cm. [156]

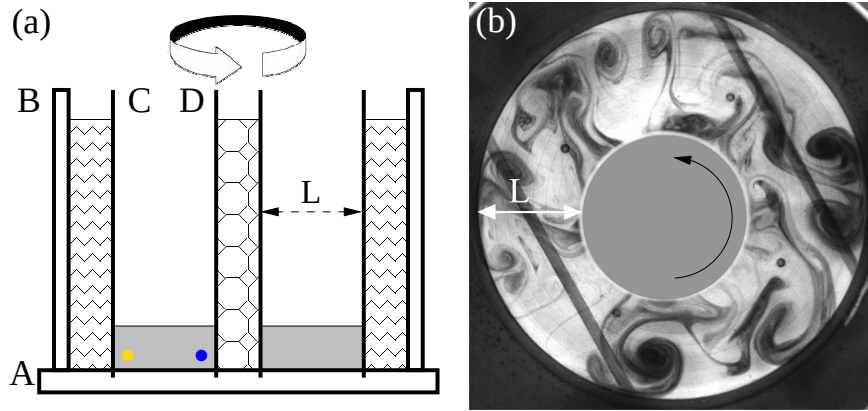
6.2. Hőmérsékleti fluktuációk forgó tartályban

A 2.5 szakaszban ismertettük a GDCN adatbázis hőmérsékleti adatsorainak egy sajátos tulajdonságát, mely szerint a napi változások statisztikája jellegzetes aszimmetriát mutat. Az egyszerűség kedvéért a 6.15 ábrán ismét összefoglaljuk az eredményeket. Eszerint a melegedési és hűlési lépések száma és átlagos nagysága a legtöbb helyen nem egyezik meg, és az ezen aszimmetriát jellemző bármelyik hányados földrajzi mintázata meglehetősen egyszerűnek tűnik. Ez utóbbi alapján adódik a feltevés, hogy ha a felszín egyedi sajátosságai nem játszanak lényeges szerepet, akkor a légkör globális áramlási tulajdonságai közé tartozik az aszimmetria. Globális skálán viszont meghatározó alaptényezők a Föld forgása és a differenciális fűtés, melyek lényeges vonásai laboratóriumban is reprodukálhatóak.

Nagyjából az előző század ötvenes éveitől kezdve dolgozták ki a mérsékelt égövi áramlások laboratóriumi modelljeit [170, 171, 172, 173, 174, 175], melyek mára standard eljárásokká váltak a geofizikai áramlások terén. Az alapeszköz há-



6.15. ábra. (a) Melegedési és hűlési lépésszámok N_w/N_c aránya az idősorok hosszának függvényében. (b) Átlagos melegedési és hűlési lépésmagyságok $\langle \Delta T_w \rangle / \langle \Delta T_c \rangle$ aránya az utóbbi függvényében. (c) A lépésszámok arányának földrajzi eloszlása. [169]

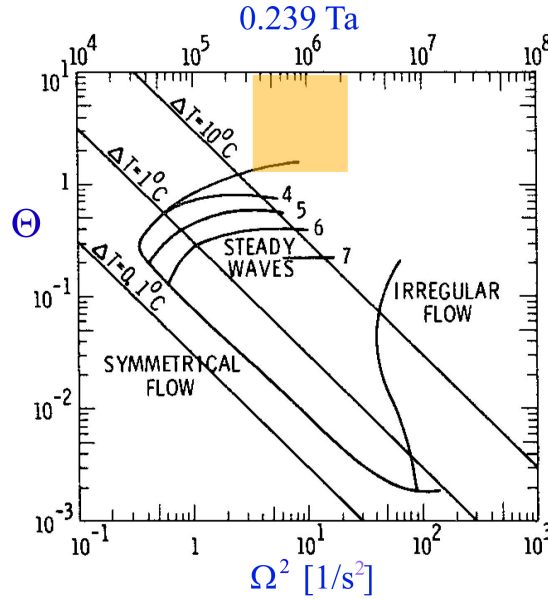


6.16. ábra. (a) A kísérleti edény vázlata. A: plexi fenéklemez, B: külső üveghenger ($R = 20.3$ cm), C: középső rézhenger ($R = 15.0$ cm), D: belső rézhenger ($R = 4.5$ cm). Az együttforgó hőmérők helyzetét jelöltük (oldalfaltól 8 mm, fenéktől 3 mm). (b) Festékekkel láthatóvá tett tipikus mintázat felülnézete, a szögsebesség $\Omega = 2.73$ s $^{-1}$. [169]

rom koncentrikus edényből áll, melyet egy forgó-asztalra helyezünk (6.16 ábra). A külső térrész fűthető, a legbelső hűthető (esetünkben időközönként utántöltött jéggel), a kettő között ($L = 10.5$ cm) található a $T_{w0} - T_{c0}$ vízszintes hőmérsékleti gradiens által hajtott $d = 4.0$ cm mély folyadék, melyben az áramlási viszonyokat lehet tanulmányozni különböző Ω forgatási sebességeknél. A hidrodinamikában igen népszerű dimenziótlan kontroll paraméterek a Ta Taylor és Θ termikus Rossby (vagy néha Hide) számok:

$$Ta = \frac{\Omega^2 L^5}{\nu^2 d} \quad \Theta = \frac{gd\Delta\varrho}{L^2 \Omega^2 \bar{\varrho}} ,$$

itt d a folyadék magassága, ν a kinematikai viszkozitás, g a nehézségi gyorsulás, $\Delta\varrho$ a hőmérséklet okozta sűrűségváltozás, $\bar{\varrho}$ az átlagos sűrűség, lényeges még a $Pr = \nu/\kappa$ Prandtl szám, ahol κ a hődiffúziós állandó. Ta a Coriolis és viszkozus erők négyzetének hányadosa, míg Θ a felhajtó és a Coriolis erők relatív nagyságát becsüli. Részletes kísérletek során sikerült feltérképezni az elrendezés dinamikai

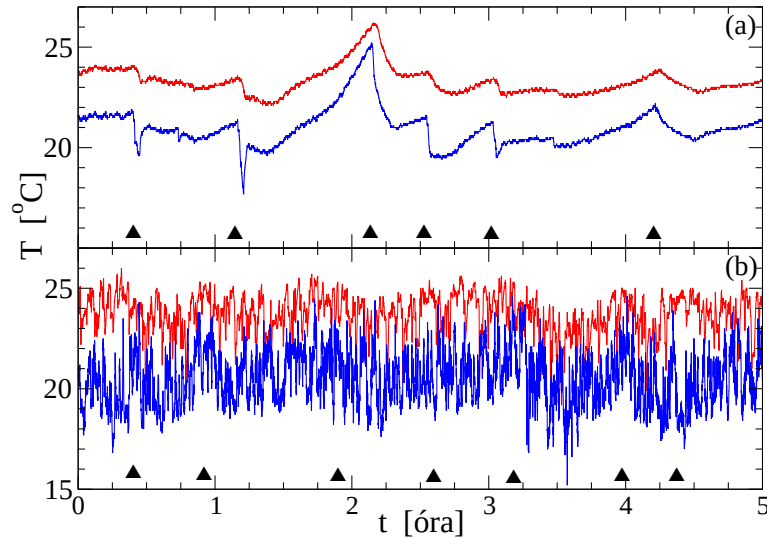


6.17. ábra. Dinamikai „fázis-diagram” a forgótartályos kísérletben, színezett téglalap jelzi méréseink tartományát. [176] nyomán.

tartományait (6.17 ábra). A lassú forgatáshoz és gyenge hőmérsékleti gradienshez tartozó tengelyszimmetrikus áramlási mintázat a gerjesztés erősségének növelése során egyre rövidebb periódusú hullámokat formál, majd végül időfüggő, kaotikus mintázat jelenik meg, melyet különböző nagyságú és élettartamú örvények dominálnak (6.16 ábra). Bár a légkörre jellemző Ta és Θ értékeket nehezen lehet definiálni (a Coriolis paraméter függ a szélességi körtől és a határfeltétel sem

rögzített hőmérsékletű), az áramlási kép az időfüggő, ún. „geosztrofikus turbulencia” egyértelmű dominanciájára utal, ezért méréseinket is ebben a paraméter tartományban végeztük.

Az ismertetett klasszikus kísérleti elrendezésben hosszú idejű hőmérséklet-méréseket végeztünk statisztikai elemzés céljából. Egyszerre két együttforgó Ni-NiCr szondát tudtunk rögzíteni a fenéktől 3 mm magasan, a sugár irányú pozíciót mérésről-mérésre változtattuk. A hőmérők rádió-adóval álltak kapcsolatban egy számítógépes adatrögzítő berendezéssel. Két külső határfeltételt ($T_{w0} = 35.0 \pm 0.1^\circ\text{C}$ és $40.0 \pm 0.1^\circ\text{C}$), jéggel hűtött középső hengert ($T_{c0} \approx 4^\circ\text{C}$), illetve változó forgatási sebességet ($\Omega = 1.88 - 4.71 \text{ s}^{-1}$) állítottunk be 3 másodperces mintavételezési gyakoriság mellett (ez megfelel fordulatonként nagyjából egy mérésnek). Tipikus idősorokat láthatunk a 6.18 ábrán, ami egyben jól illusztrálja a forgatás hatását is. Álló tartályban a differenciális fűtés radiá-

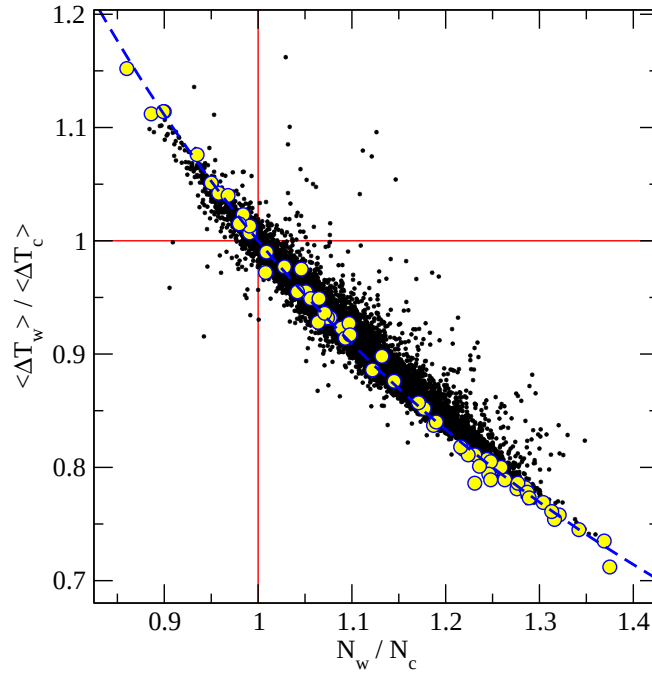


6.18. ábra. Idősorok a 6.16 ábrán jelölt helyeken. (a) Álló tartály. (b) Forgó tartály, $\Omega = 2.73 \text{ s}^{-1}$. Fekete háromszögek jelzik a középső hengerben történt jég-utántöltéseket. [169]

lis konvekciót indít el, ahol a karakterisztikus áramlási sebesség 0.5–1.0 mm/s. Lassú hőmérséklet ingadozások csak azért lépnek fel, mert belül nem tudtuk a szigorúan izoterm határfeltételt biztosítani. Ez egy technikai hiányossága a berendezésünknek, de megjegyeznénk, hogy a mérsékelt égövi áramlásokat sem rögzített hőmérsékleti peremfeltételek határozzák meg. A forgatás (Coriolis erő) hatására kialakulnak a műholdas képekre is oly jellemző ciklonikus és anticiklonikus örvények (6.16 ábra), melyek áramlása az együttmozgó észlelő számára a hideg- és meleg-frontokként jelentkező jelentős hőmérsékleti fluktuációkat generál (6.18b ábra). Ezek időskálája lényegesen rövidebb, mint a jég-utántöltés

miatt bekövetkező elcsúszásoké, melyek szinte nem is megfigyelhetők a forgatott esetben.

A kísérletek során rögzített hőmérsékleti idősorokban természetesen nincsen a meteorológiai adatokra jellemző „napi” vagy „éves” periodicitás. Ezért használtuk a hőmérsékleti változások statisztikáját az összehasonlításhoz, ez ugyanis nem érzékeny a lassú háttér oszcillációkra. Legfőbb eredményünk a 6.19 áb-



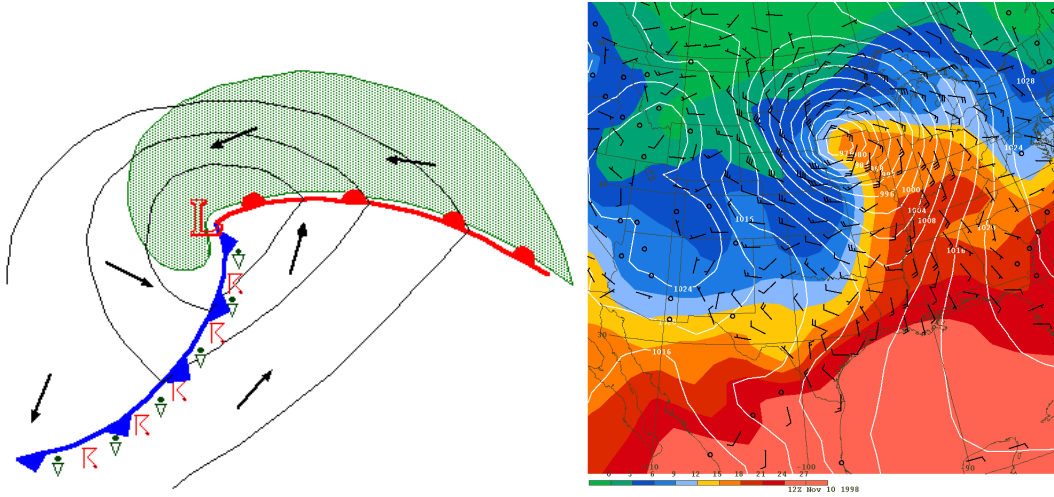
6.19. ábra. Korrelációs diagram a melegedési és hűlési lépésszámok valamint az átlagos lépésmagasságok hányadosai között. Fekete pontok egy-egy meteorológiai állomást, színes körök a kísérleti adatokat jelölik, szaggatott vonal mutatja a tökéletes stacionaritási feltételt. [169]

rán látható: a GDCN adatbázis napi hőmérsékleti adatainak aszimmetriáját a mérések szépen reprodukálták. (Az ábrán szaggatott vonal jelzi a stacionaritás által megkövetelt inverz kapcsolatot, melynek teljesülése várható a kísérletekre, viszont nem triviális a meteorológiai adatokra egy melegedő klíma esetén.)

Mielőtt további mérési részletekre térnénk rá, járjuk kissé körül, mit is jelent az idősorok növekményeinél megfigyelt aszimmetria. Először is hangsúlyozni szeretnénk, hogy ez a fajta statisztika egyértelműen magasabb rendű, nemlineáris korrelációk jelenlétére utal. Ennek ellenőrzésére a 3.4 szakaszban már említett Fourier fáziskeverés (surrogate) technikát használtuk [15, 85, 86]. A transzformált idősorok teljesítménysűrűség spektruma és amplitúdó eloszlása mindenben megegyezik az eredetivel, de a deriváltak statisztikájából eltűnik az aszimmetria: mind a lépésszám mind a lépésmagasság arány 1.00 köré esik, a véges hosszúságból következő statisztikus ingadozás a harmadik tizedesjegyben jelenik csak meg. A

„Fourier surrogate data” eljárást teszteltük olyan szintetikus adatsorokon is, ahol ismert a nemlineáris korrelációk szerepe. A „baker”, Ikeda és Hénon leképezések kifejlett kaotikus dinamikai tartományba eső paramétereinél generált adatok növekményeinek mindegyike, valamint a Lorenz modell (elsősorban a z változó) is mutatta a jellegzetes aszimmetriát, mely a fáziskeverés után teljesen eltűnt. Ez persze nem jelenti azt, hogy akár a meteorológiai akár a kísérleti adatok alacsony dimenziós káosz jeleit mutatnák, ezt külön is ellenőriztük a standard eljárásokkal (időkésleltetési fázistér rekonstrukció, beágyazási dimenzió, stb.) [15].

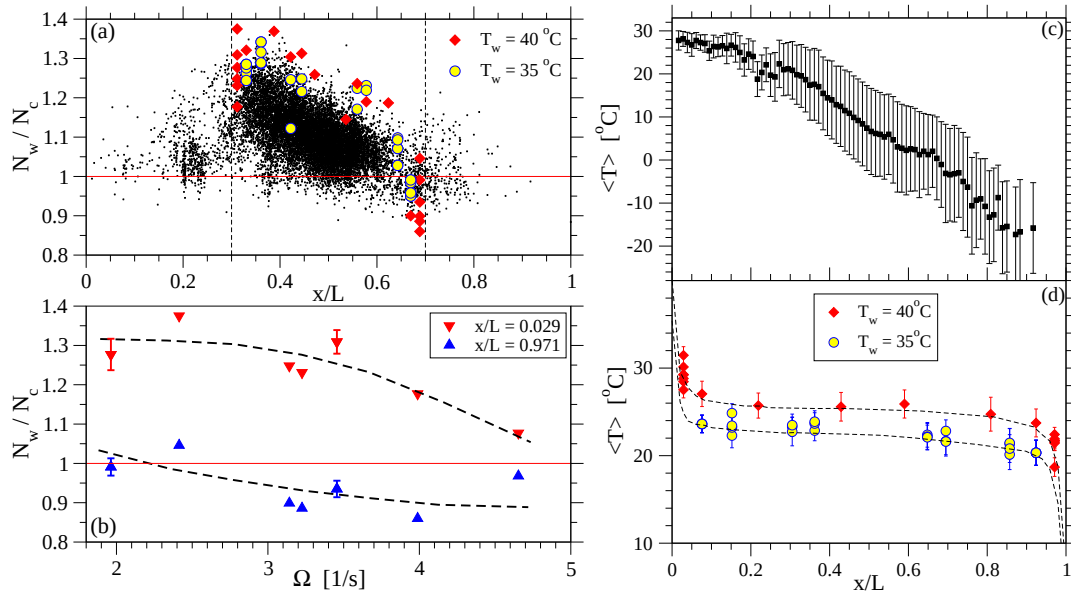
Egy stacionárius adatsorban meglévő pozitív lépésszám aszimmetria ($N_w/N_c > 1$) szemléletesen arra utal, hogy az adott paraméter (esetünkben a hőmérséklet) statisztikus értelemben egy „fűrészfog” jelhez hasonlóan változik. A szélességi körünknek megfelelő klimatikus viszonyok között jól ismert tény, hogy a hidegfrontokat követő lehűlés mértéke általában sokkal nagyobb, mint a napi melegedés üteme. A meteorológiai frontok forrásai tipikusan a mérsékelt övi ciklonok, melyek leggyakoribb forrásvidéke mindkét féltekén a 30° - 60° szélességi körök közé eső sáv. A ciklonokban kialakuló hidegfrontok (6.20 ábra) tipikusan az egyenlítőtől, míg a melegfrontok inkább a sarkok felé mozdulnak el. Ez kvalitatív módon



6.20. ábra. Egy mérsékelt övi ciklon sematikus ábrázolása és meteorológia térképe Észak-Amerika fölött. (Dale Durran [177])

nagyjából megmagyarázza a 6.15c térkép mintázatát, a kísérletekkel való szorosabb kapcsolat demonstrálásához azonban még elemeznünk kell, mi is határozza meg a hőmérsékleti növekmények aszimmetriájának előjelét és nagyságát. A 6.21 ábrán foglaltuk össze az erre vonatkozó eredményeket.

A térkép alapján nyilvánvaló, hogy az egyenlítőtől való távolság fontos paraméter. A kísérletekben is azt találtuk, hogy a meleg (külső) határtól távolodva a lépésszám aszimmetria egyre csökken, és a hideg oldalhoz elegendően közel elője-



6.21. ábra. (a) Lépésszám arányok a meleg határtól mért dimenziótlán távolság függvényében. Fekete pontok jelölik a meteorológiai állomásokat, itt a távolság a normált szélességi fok. Színes szimbólumok tartoznak a kísérleti adatokhoz, a szaggatott vonalak jelölik a távolságskála szűkített tartományát (lásd a szövegben). (b) Lépésszám arányok az Ω forgatási szögsebesség függvényében, két rögzített fal-közeli helyen, $T_{w0} = 40^\circ\text{C}$ peremhőmérséklet esetén. (c) Az átlagos hőmérséklet szélességi kör függése a GDCN adatai alapján. A hibakorlátokban benne van az éves háttér ingadozás is. (d) Az átlagos hőmérsékleti profil a kísérleti tartályban, két peremérték esetén. [169]

let is válthat. A kísérleti adatok legjobban akkor reprodukálják a meteorológiai mérések tendenciáját, ha a forgó edényben modellezett tartományt a valóban mérsékelt égövi, nagyjából a 30° - 70° sávba eső viselkedéssel vetjük össze (6.21a ábra). Ezt egyébként nem kell teljesen önkényesnek tekinteni, ugyanis jól ismert, hogy a légkör dinamikája valóban különbözik az egyenlítő környékén (eltűnő Coriolis hatás) illetve a sarki övezetekben (féléves sarki éjszaka, poláris örvények, állandó jég, stb.).

A forgatási szögsebesség szintén befolyásoló tényező lehet (6.21b ábra). Ennek fontosságát a Föld görbültségéből következő, szélességi körtől függő Coriolis hatás adja. Az ábrán látható méréseknél a hőmérők helyzete nem változott. Bár a különböző forgatási sebességekhez tartozó pontok ingadozása elég nagy, a látható tendencia az asszimmetria gyengülésére utal gyorsabb forgatásoknál. Az egyedi pontok szórása nem pusztán statisztikus ingadozást tükröz. Ezt úgy tudtuk ellenőrizni, hogy a leghosszabb kísérleti adatsorokat több darabra vágtuk, és darabonként értékeltük ki, az így adódott szóráshoz tartozó (meglehetősen kicsi) hibakorlátok láthatók a 6.21b ábrán. Az ingadozások magyarázatára két elképzelésünk is van, mindkettő teszteléséhez a berendezés komoly módosítása szükséges. Először is lehetséges, hogy a hideg oldalfal hőmérsékletének ciklikus ingadozása (jég-utántöltés) tükröződik a mérésekben. Ezt egy hűtő termosztát

alkalmazásával lehetne elkerülni, beszerzését tervbe vettük. A másik elképzelés azon a majdnem triviális tényen alapul, hogy a lépésszám arányok számértéke erősen függ a mintavételezés sebességétől. Bármilyen stacionárius idősor elegendően ritkán (és hosszan) mintavételezve teljes szimmetriát mutat, azaz a „fűrészfog” dinamika felbontásához megfelelően sűrű mérés szükséges. Az aszimmetria előjele azonban stabil, a mintavételezési gyakoriság széles határai közt jelzi a pozitív és negatív lépések statisztikai eltérését. A kísérletek során mi a különböző forgatási sebességek mellett is azonos időközönként mértünk, ugyanis a jelenlegi technikával nem lehetséges az adatrögzítési intervallum folytonos hangolása. Ugyanakkor a mintavételezést nem is feltétlenül a forgatási sebességgel kellene szinkronizálni. A meteorológiai adatoknál az egy nap teljesen mást jelent, mint a kísérletekben egy teljes fordulat, ami az utóbbi esetben semmiféle periodicitást nem jelent a külső gerjesztésben.

Széles körben elfogadott állítás, hogy a forgó hengeres kísérlet jól modellezi a légköri áramlások legfontosabb aspektusát, a baroklin instabilitást. Ugyanakkor az is tény, hogy számos ponton lényeges eltérések találhatók, erre mutat például a 6.21c és 6.21d ábra. Itt a felszínhez közeli hosszú idejű átlaghőmérséklet profilokat láthatjuk az északi féltekén, illetve a kísérleti tartályban. Minthogy a légkör fűtését a szélességi körtől függő intenzitású, elosztott beeső sugárzás biztosítja, nem is alakulhat ki a hengerek fala mellett jellemző termikus határréteg.

A fenti eltérések ellenére úgy gondoljuk, hogy a két rendszerben az áramlások tulajdonságai sok közös tulajdonságot mutatnak, ezért az említett statisztikák valóban a dinamikai hasonlóság következményei. Az irodalomban nem találtuk nyomát annak, hogy létezik egyéb olyan, laboratóriumban mérhető mennyiség, amely közvetlenül összehasonlítható lenne meteorológiai adatokkal.

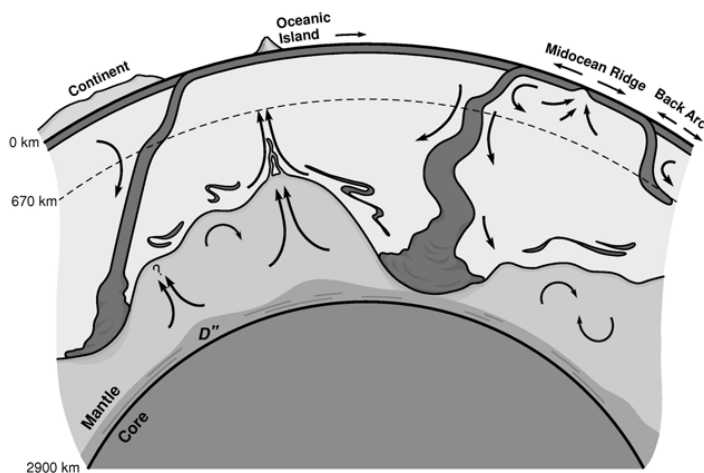
6.3. Hőmérsékleti konvekció két komponensű folyadékban

A 6.22 ábrán látható szobadísz „lávalámpa” (lava lamp) néven vált ismertté. A hatvanas évek elején egy Edward Craven Walker nevű tervező-feltaláló fejlesztette ki, később szabadalmaztatta, és azóta megszámlálhatatlan példányban kelt el. Felépítése igen egyszerű: egy alulról fűtött és megvilágított, zárt üveghengerben víz és adalékanyagokkal beállított sűrűségű viasz található, amely 60-80 °C hőmérsékleten lassú konvekció során érdekes mintázatokat produkál. Egy működő keveréket azonban nem olyan egyszerű összeállítani, a két folyadék sűrűségét rendkívül pontosan kell beállítani.

A széleskörű elterjedés mindenképpen elősegítette, hogy a lávalámpa bevonult a tantermi szemléltető eszközök sorába, nevezetesen a Föld folyékony köpenyében feltételezett konvekciós folyamatok demonstrálására használják. Ez az elterjedt analógia még a Science [178] és a Nature [179] szemleíróit is megihlette, és számos tudományos közleményben felbukkan [180, 181, 182, 183]. A jelenleg elfogadott modell szerint a folyékony köpeny nem homogén (6.23 ábra), a szeizmikus hul-

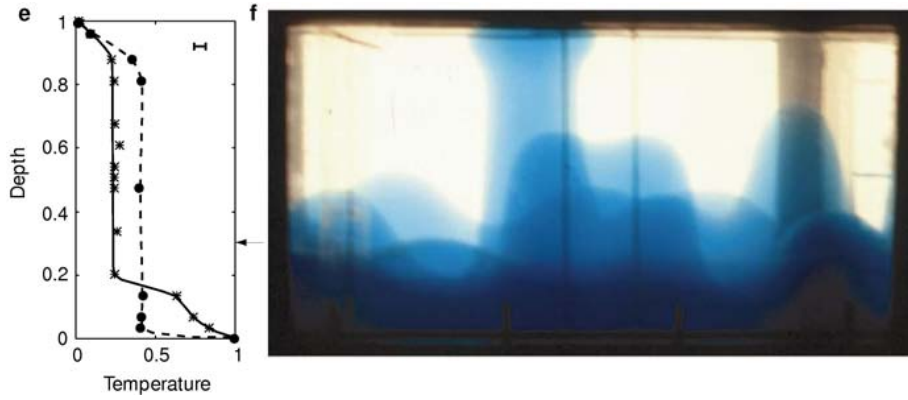


6.22. ábra. Lávalámpa kollekció, egy asztali darab (30-40 cm magas) pár ezer forintért nagyon sok helyen beszerezhető.



6.23. ábra. A Föld folyékony köpenyének heterogén modellje. [181]

lámok terjedésének tanulmányozása több belső határfelület azonosítását tette lehetővé. Az elképzelések megoszlanak abban a tekintetben, hogy ezen határfelületek mentén a rugalmas tulajdonságok ugrásszerű változása mennyiben tulajdonítható anyagszerkezeti fázisátalakulásoknak [183]. A köpeny anyagában a kémiai heterogenitás valószínűleg nem olyan erős, mint a lávalámpa esetén, ezért a laboratóriumi modellezésnél általában a 6.24 ábrán is látható elrendezést használják, ahol a folyadékok összetevői teljesen oldódnak egymásban. Ebből adódik a kézenfekvő hátrány, hogy az ilyen kísérletek csak tranzienst jelleggel működnek, ugyanis a konvekció beindulása hamar homogenizálja a rendszert.



6.24. ábra. Hőmérsékleti konvekció két eltérő sűrűségű rétegzett folyadékban (sóoldat és cellulóz elegye). A sűrűbb (kék) rétegből kiemelkedő oszlopok belsejében a hőmérséklet szinte homogén (bal oldalon fekete pontok), míg körülötte erős a hőmérsékleti gradiens (keresztek). [184]

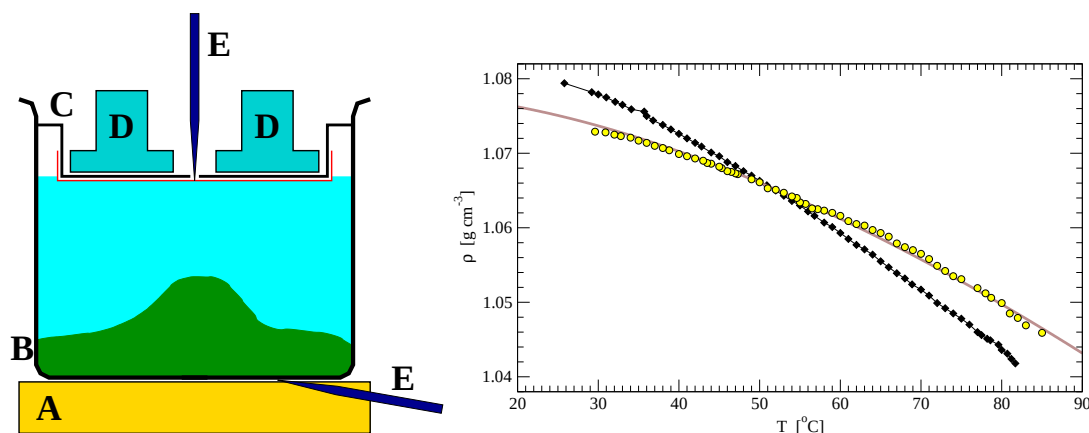
A lávalámpa elterjedtségének ellenére meglepően kevés információ található a benne zajló hőmérsékleti konvekció részleteiről. A kereskedelmi termékek laboratóriumi vizsgálata nem olyan egyszerű, mint gondolnánk, ugyanis a légmentes zárás megbontása után a „titkos” illékony komponensek távozása hamar működésképtelenné teszi a keveréket. Az egyszerű hőmérsékletmérés nem szolgáltat sok információt, mert az üveghenger tetején egy több centiméter vastag tágu-lási gőztér található (a fém sapka miatt ez nem látszik), így a külső hőmérő csak állandó átlagos értéket jelez. Az Interneten számos házi recept található, de így sem volt egyszerű megtalálni azt a folyadékpárt, ami a következő kritériumokat teljesíti: teljes kémiai semlegesség, oxidatív stabilitás, a sűrűségek megfelelő hőmérséklet függése, és gyenge párolgás. Végül a 6.25 ábrán látható készülék tartályát sós víz és nehéz szilikon olaj keverékével feltöltve sikerült felépítenünk egy „barátságos” lávalámpa kísérletet.

A sóoldat sűrűségének hőmérséklettől való függésére számos empirikus közelítő formula használatos, pl. [185]:

$$\varrho_s(S, T) = \varrho(T) + A(T)S + B(T)S^{3/2} + CS^2, \quad (6.3)$$

ahol T a hőmérséklet $^{\circ}\text{C}$ egységekben, S a NaCl koncentráció g/kg egységekben, és a különböző tagok numerikus állandói a következők:

$$\begin{aligned} \varrho(T) &= \frac{1000[1 - (T + 288.9414)]}{508929.2(T + 68.12963)(T - 3.9863)^2} \\ A(T) &= 0.824493 - 4.0899 \times 10^{-3} * T + 7.6438 \times 10^{-5} * T^2 - 8.2467 \times 10^{-7} * T^3 + \\ &\quad + 5.3675 \times 10^{-9} * T^4 \\ B(T) &= -5.724 \times 10^{-3} + 1.0227 \times 10^{-4} * T - 1.6546 \times 10^{-6} * T^2 \\ C &= 4.8314 \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

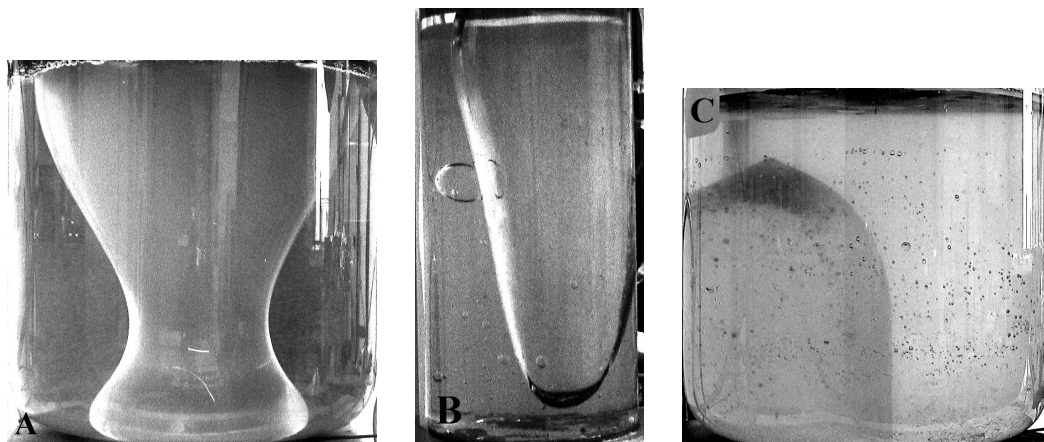


6.25. ábra. Balra: mérésre alkalmas lávalámpa elrendezés. A: fűtő blokk, B: hőálló üvegedény (10 l), C: fém fedél körkörös tágulási peremmel, D: gyűrű alakú hűtőblokk, E: hőmérő szenzorok. Jobbra: a két folyadék sűrűségének hőmérséklet függése. Fekete szimbólumok: Wacker AP 500 szilikon olaj, sárga körök: só oldat (100.654 g/kg NaCl). A folytonos vonal a (6.3) formula értékeit mutatja.

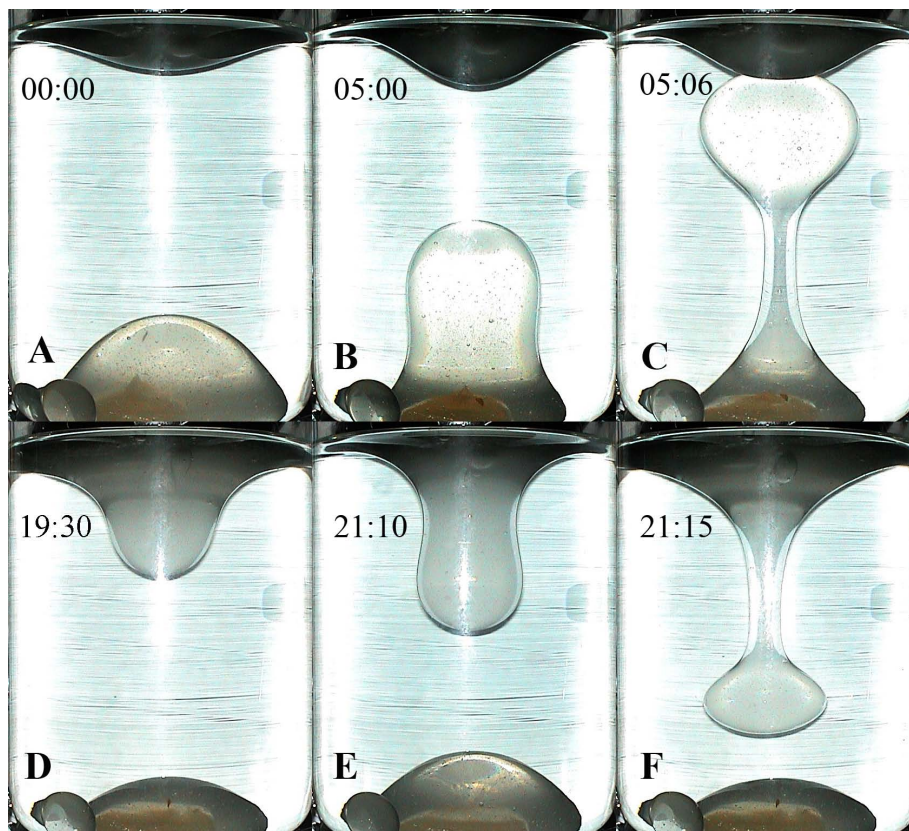
Ellenőrző méréseink szerint (6.25 ábra, sárga körök) a formula valóban jó közeletést nyújt. A só koncentrációjának változtatásával a sűrűség-görbe lényegében függőleges irányban eltolható a meredekség észrevehető változása nélkül, ez különösen előnyös a pontos beállításnál. A másik komponensként használt Wacker AP 500 szilikon olaj [poli(dimetil-metil-fenil-sziloxán)] sűrűségének hőmérsékletfüggésére nem találtunk hasonló leírást (a szilikon olajok sűrűsége erősen függ a polimerláncok hosszúságától), de a mérések szerint (6.25 ábra, fekete pontok) a két görbe eltérő meredekségű, és 52–54 °C körül metszi egymást. A 6.1 táblázatban közöljük az anyagok legfontosabb fizikai paramétereit, érdekességgéppen a Föld folyékony köpenyében kialakuló konvektív cellák becsült értékeivel együtt.

6.1. táblázat. A sós víz, a szilikon olaj és a folyékony Földköpeny [183] becsült fizikai anyag-állandói. (A Rayleigh szám becslésénél homogén feltöltés, $d = 30$ cm, és $\Delta T = 20$ °C átlagos értékek szerepeltek.)

változó	egység	sós víz	Wacker AP 500	folyékony köpeny
sűrűség	ρ [g/cm ³]	1.0741	1.04 – 1.10	3.25 – 3.40
viszkozitás	μ [Pa·s]	1.08×10^{-3}	0.13 – 0.14	10^{21}
kinematikai viszkozitás	ν [m ² /s]	1.0×10^{-6}	1.25×10^{-4}	3×10^{17}
fajhő	c_p [Jkg ⁻¹ K ⁻¹]	3993	1500	1250
hővezetési konstans	k [Wm ⁻¹ K ⁻¹]	0.596	0.146	3.3
hődiffúziós állandó	κ [m ² /s]	1.4×10^{-7}	0.9×10^{-7}	$0.8 - 3 \times 10^{-6}$
Prandtl szám	ν/κ	7	1400	10^{23}
hőtágulási állandó	α [$\times 10^{-6}$ K ⁻¹]	250	750	10 – 22
Rayleigh szám	$\alpha g \Delta T d^3 / \nu \kappa$	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^8$	$10^7 - 10^9$

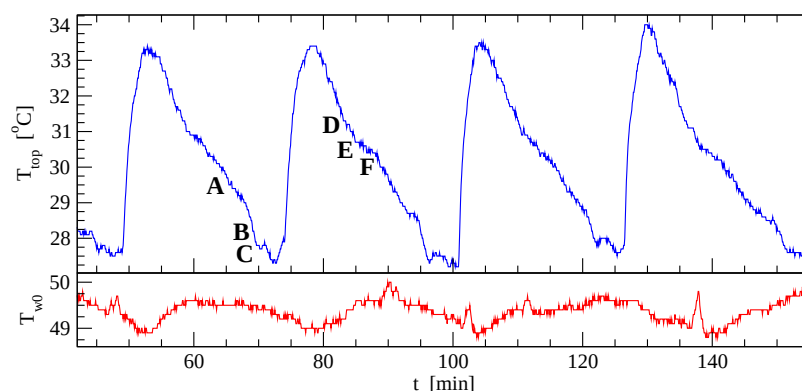


6.26. ábra. *Stacionárius végállapotok különböző arányú feltöltéseknél. A: $d = 22$ cm, $V_v = 4.6$ l, $V_o = 3.0$ l. B: $d = 29$ cm, $V_v = 8.0$ l, $V_o = 2.0$ l. C: $d = 20$ cm, $V_v = 4.9$ l, $V_o = 2.0$ l.*

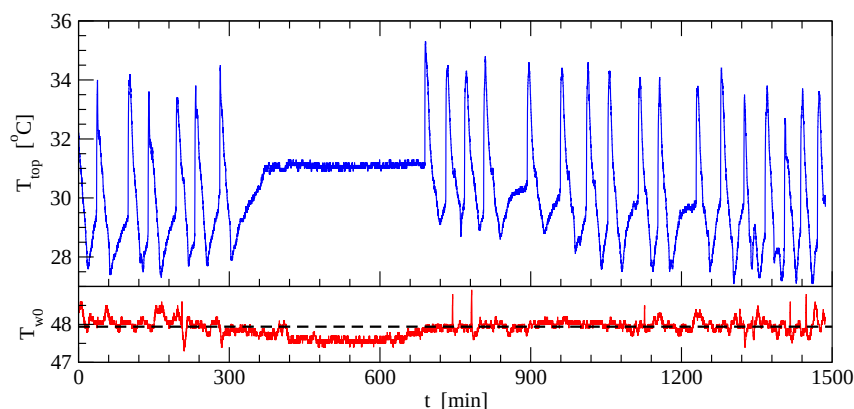


6.27. ábra. *Oszcilláló konvekció megfelelő térfogati arányok esetén, a tipikus időtartamokat (perc:másodperc) jelöltük. $d = 27$ cm, $V_v = 8.3$ l, $V_o = 1.0$ l.*

A bevezető kísérletek során hamar kiderült, hogy a két folyadék arányának véletlenszerű megválasztása tetszőleges hőmérsékletkülönbség esetén olyan stationárius konfigurációkat eredményez, melyben a két folyadék által elfoglalt térrészek alakja és helyzete nem változik, és a két komponens külön-külön ezen térrészekben konvektív áramlást végez (6.26 ábra). Ezek a konfigurációk lehetnek forgásszimmetrikusak vagy ettől eltérőek, a kisebb térfogatú folyadék kiterjedhet a két határfelület közötti teljes tartományra, de általában nem ez következik be (6.26B, C ábrák.) A 6.27 ábrán látható periódikus viselkedés kb. 1:7, 1:8 térfogati aránynál jelentkezik, ez tekinthető a szokásos lávalámpa „üzem módnak”.



6.28. ábra. Oszcilláló konvekció tipikus hőmérsékleti jelei, a betűk a 6.27 ábra fázisait azonosítják.

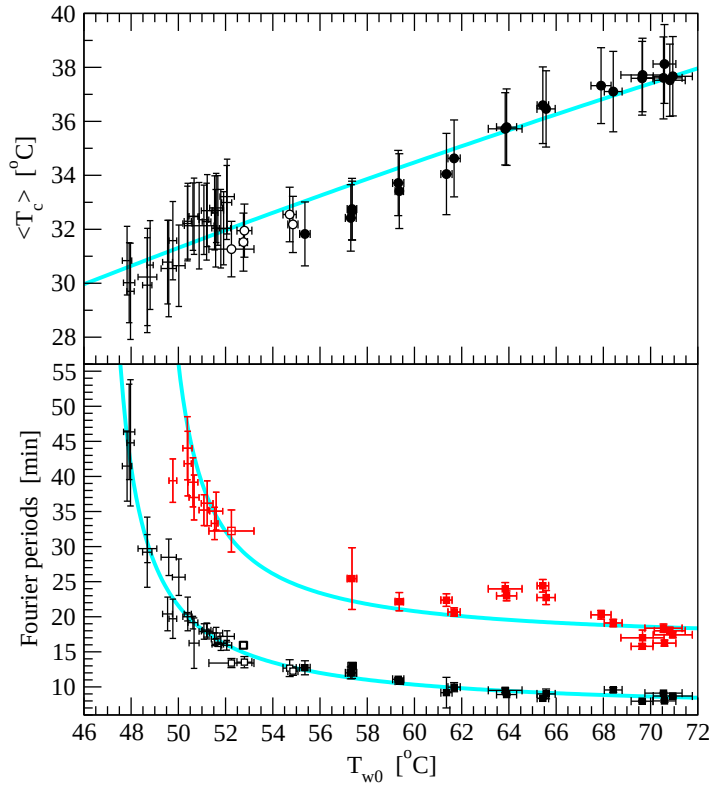


6.29. ábra. Oszcilláló konvekció reverzibilis gerjesztése az alsó kontroll hőmérséklet csekély változtatásával.

A 6.25 ábra kísérleti elrendezése két ponton teszi lehetővé a folyamatos hőmérsékletmérést, melyet 5 másodperces mintavételezési gyakorisággal számítógépen tárolunk. Hangsúlyozzuk, hogy egyik hőmérő sem nyúlik bele a folyadéktérbe, a

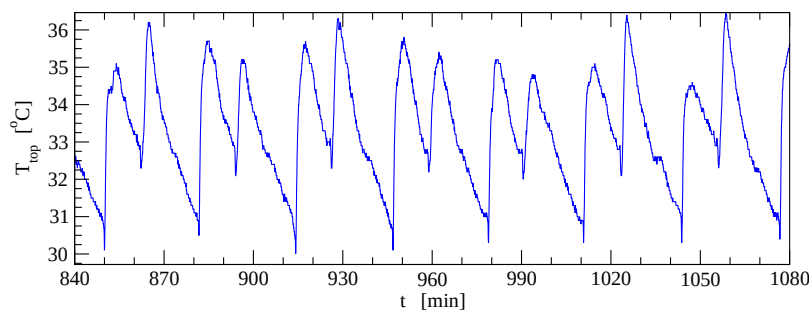
felső hűtött fémlemez középső nyílása egy műanyag fóliával még lezárásra került (az ábrán piros vonallal jelöltük). A két hőmérő tipikus jele látható a 6.28 és 6.29 grafikonokon.

Vegyük észre, hogy a 6.27 képsorozat eseményei nem esnek egybe a felső hőmérő jelének szélső értékeivel. Ez a késleltetés azért jelentkezik, mert pl. a 6.27C ábrán éppen felemelkedő forró olajbuborék ugyan a felső határrétegbe néhány másodperc után beleolvad, de az így kialakuló, erősen eltérő hőmérsékletű de magas viszkozitású rétegben a belső átrendeződés viszonylag időigényes folyamat. Az oszcilláció reverzibilis módon ki-be kapcsolható, a periódusidő tipikus értéke 10 – 45 perc között az alsó határhőmérséklet állításával hangolható (6.30 ábra). A periódusidőket Fourier módszerrel állapítottuk meg, a megfelelő hiba-



6.30. ábra. Felül: Átlagos hőmérséklet a hűtött zárólemezen az alsó kontroll hőmérséklet függvényében. Egy pont 12-24 órás mérésnek felel meg, $d = 27$ cm, $V_v = 8.3$ l, $V_o = 1.0$ l, a hibakorlátok tartalmaznak az oszcilláció járulékát. A folytonos vonal $\sim \sqrt{T_{w0}}$ függést illusztrál. Alul: A karakterisztikus periódusidők változása T_{w0} függvényében, a folytonos vonal inverz relációt jelöl.

korlátokat a spektrális csúcsok félérték szélességével becsültük. Magyarázatot igényel még a 6.30 alsó grafikonján látható kettős pontsereg. A 6.28 ábra gyors felmelegedésből és lassú, exponenciális jellegű hűlésből álló oszcillációi egyetlen, nagy méretű olajbuborék mozgását tükrözik. Gyakori azonban az olyan dinami-



6.31. ábra. *Oscilláló konvekció kettős fűrészfog jelei. Jól látható a kb. 32 perces fő perióduson belül a 15 perces késleltetéssel bekövetkező kettős maximumok sorozata.*

ka is, amikor az alsó rétegből egynél több buborék száll fel, illetve a fordított eset is, mikor felülről szakad le két buborék anélkül, hogy alulról megérkezne az „utánpótlás”. Ez a fajta dinamika eredményezi tipikusan a 6.31 kettős fűrészjelet, melyből kettő karakterisztikus frekvencia származik. A fel és leszálló buborékok száma az egyszerű eszközünkkel nem kontrollálható, még olyan finom hatások is befolyásolják, mint a felső hűtő körben áramló csapvíz hőmérséklete, amely a laborban jól megfigyelhető módon (csekély) eltérést mutat a nappali – éjszakai periódusokban.

A kísérletek jelenleg is folynak, és természetesen számos részlet vár még tisztázásra. A 6.1 táblázatból kitűnik, hogy az alkalmazott folyadékok fizikai tulajdonságai meglehetősen eltérnek egymástól, nem is beszélve a köpeny anyagának (egyébként meglehetősen pontatlanul ismert) paramétereitől. Joggal merül fel a kérdés, vajon valóban tekinthető a lávalámpa a földköpeny belsejében zajló konvektív áramlások modelljének?

A folyamatok időbeli lefolyását lényegesen befolyásolja a viszkozitás hőmérséklet (és mélység) függése. Vízesetén a μ molekuláris (dinamikai) együttható 100 °C közelében a szobahőmérsékleten mért érték harmadára csökken, az olajnál kb. a felére. A keverékben azonban a kialakuló hőmérsékleti inhomogenitások miatt nagyon nehéz valamiféle átlagos viselkedést megjósolni, ennek eszköze csak részletes numerikus modellezés lehet. A köpenyben ennél lényegesen erősebb hőmérséklet és mélységfüggést feltételeznek, a 670 km-es belső határrétegnél pl. a felszín közeli érték századát, alatta ismét hirtelen növekedést sugallnak a simulációk [183]. Ez azonban azt is jelentheti, hogy a fizikai állapottól függően a köpenyben belül megvalósul az az éles viszkozitás kontraszt, amit a víz-olaj rendszer önmagában reprezentál.

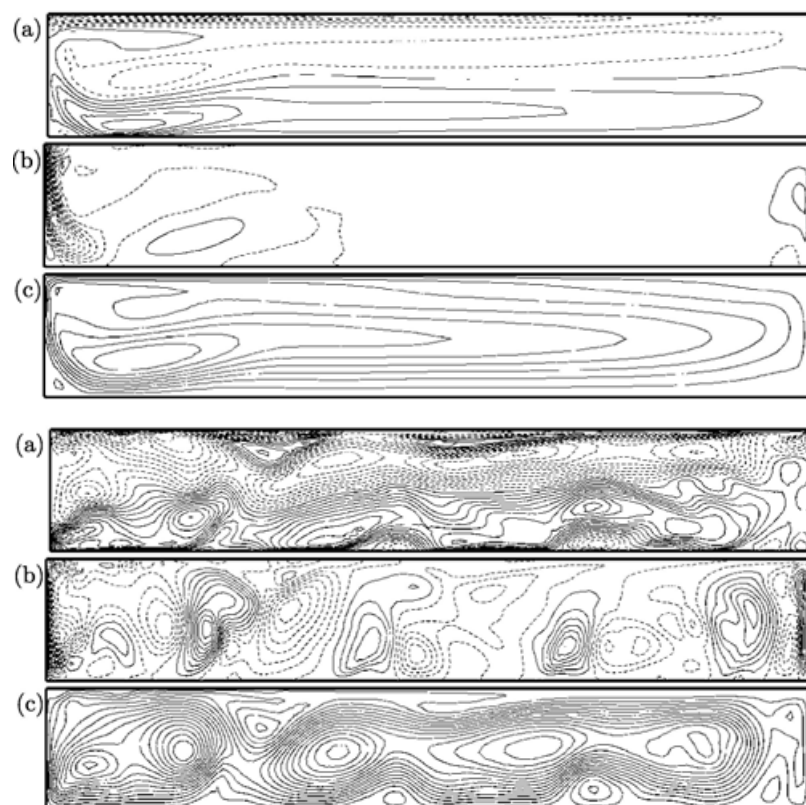
A dimenziótlan számok közül a Rayleigh számok nem állnak túlságosan távol egymástól (6.1 táblázat). Ez arra nyújt reményt, hogy pl. a karakterisztikus idők valamelyest összevethetőek lehetnek. Ennek kézenfekvő eszköze az időváltozó dimenziótlanítása pl. a termikus diffúziós idővel: $\tau_{th} = d^2/\kappa$. A méréseknél használt $d = 27$ cm és a táblázat κ értékei alapján τ_{th} nagyjából 6.0 és 9.4 nap

között becsülhető, azaz az oszillációk periódusideje $1 - 4 \times 10^{-3}$ környékére esik τ_{th} egységekben mérve. Ha ezt az egyszerű dimenziótlanítást használjuk a teljes 2900 km-es köpenyvastagságra, akkor τ_{th} értékére 1.3×10^{11} év adódik (a Föld becsült kora 4.54×10^9 év), ami az elképzelt konvektív oszillációk karakterisztikus idejére 150 – 500 millió éves becslést ad. Ez jócskán megkérdőjelezi az analógia jogosságát. Meg kell azonban említeni, hogy egyre népszerűbbek az ún. rétegzett köpeny modellek, melyekben a belső határfelületek eltérő dinamikájú konvektív zónákra osztják a térfogatot. Így teljesen más becslések is adhatóak, pl. egy sekély, 85-100 km vastag réteget elképzelve az oszillációk karakterisztikus ideje 10^5 év nagyságrendjére esik.

Végül talán érdemes még megemlíteni egy olyan záró gondolatot, amely az egész dolgozat egyfajta kereteként is szolgálhat. A Bevezetés 1.1 szakaszában a globális éghajlatváltozás kapcsán említettük, hogy a geológiai időskálákon rekonstruált klimatikus „kirándulások” (1.2 ábra) okairól eléggé vázlatos elképzelések léteznek. Az uralkodónak tekinthető Milankovitch elmélet ugyan kielégítő lehet az utolsó néhány millió év ciklikus változásainak magyarázatára, de a korábbi viszonyokról nem sokat mondhat. A számos elméleti hipotézis mellett természetesen sokszor felmerült a belső eredet kérdése, de ezt a klimatológusok általában nemigen veszik komolyan. Ennek oka igen egyszerű: meglehetősen kiterjedt mérések alapján a Föld belsejéből a felszínre irányuló hőáram átlagos becsült nagysága helytől függően $65 - 101 \times 10^{-3}$ W/m² [183, 186]. Ha ezt összehasonlítjuk a felszínre fentről beérkező átlagos sugárzási energia ~ 235 W/m²-es értékével [187] (vigyázat, az 1368 W/m² állandó az atmoszféra tetején, a Napra merőleges egységnyi felületre értendő), a néhány ezrelékes belső járulék föltöbb elhanyagolhatónak tűnik. Különösen ha ehhez hozzávesszük, hogy a Napállandó értéke egy éven belül is kb. 7 %-os ingadozást mutat, vagy az emberi tevékenységnek tulajdonított üvegház gázok „többletének” besugárzás-ekvivalens hatását is több W/m² körülire becsülik.

A Föld csillagászati pályájának periódikus változásaiból adódó Milankovitch gerjesztés ugyan az össz besugárzást elhanyagolható mértékben befolyásolja, ám a kritikusnak vélt 65° északi szélességen (jelenlegi állandó jéghatár) már több százalékos nagyságú. Minthogy a rekonstruált klimatikus paraméterek varianciája messze meghaladja a besugárzás varianciáját, a Milankovitch elmélet különböző változatai alapvetően a „trigger-effektus” koncepciót hangsúlyozzák, mely szerint egy nemlineáris rendszer nagy amplitúdójú választ is adhat a konroll paraméterek csekély megváltozására (pozitív visszacsatolás).

Ha nagy ritkán felmerült a klíma és a Földben zajló folyamatok csatolásának az ötlete, akkor is általában a vulkáni tevékenység képezte a kiindulási pontot. Az igazán nagy események valóban okozhatnak akár több éves skálán is mérhető időjárási változásokat, pl. a Pinatubo 1991-es kitörését követően a globális átlaghőmérséklet kb. 0.5 °C-os ideiglenes csökkenését észlelték [189]. A jégkorszakok megértéséhez azonban ez sem elég, ugyanis sokkal több geológiai



6.32. ábra. Hőmérsékleti konvekció számítógépes szimulációja egy modell rendszerben, mindkét sorozaton (a) a vízszintes sebességkomponens, (b) a függőleges sebességkomponens, és (c) az áramfüggvény kontúrjai láthatóak. A peremfeltételek szerint a felső határ bal felén a kisugárzott (kivont) energia 1556 W/m^2 , a felső határ jobb fele izoterm, a többi határ hőszigetelt. Az alsó sorozat a fentihez hasonló, csak az alsó határon egy homogén, 74.69 W/m^2 intenzitású fűtés adódik hozzá. [190]

bizonyítékra lenne szükség a változások magnitúdójának magyarázatához. Egy érdekes hipotézis lehet viszont a belső tevékenység „trigger-effektus”-ként történő megfontolása, egy példát mutatunk a 6.32 ábrán. Mullarney és munkatársai [190] számítógépes modellezéssel arra a következtetésre jutottak, hogy a felszíni termikus kényszerek akár néhány százalékos perturbációja egy zárt medence fenekén képes drasztikusan befolyásolni a konvektív áramlás tulajdonságait. Ha ezt sikerülne reális óceáni modellek és mérthez közeli peremfeltételek esetére is megismételni, minden bizonnyal tovább gazdagodnának a Földről és alrendszeireinek komplex csatolásáról alkotott elképzeléseink.

KÖRNYEZETI ÁRAMLÁSOK SZEMELVÉNYEK A KÁRMÁN LABORATÓRIUM KÍSÉRLETEIBŐL*

1. rész: Szabadfelszíni hullámjelenségek és áramló közegek rétegzettségével kapcsolatos jelenségek

Érdekes és látványos bemutatót szervezett 2004. decemberében az MTA Meteorológiai Tudományos Bizottság Légekördinamikai Munkabizottsága. Először a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Kármán Tódor Szécsatorna Laboratóriumának munkáját ismerhették meg a meghívottak, majd az ELTE Környezeti Áramlások Kármán Laboratóriumát mutatták be a laboratórium munkatársai. A külföldi példák, elsősorban a Cambridge-i Egyetem Geofizikai Folyadékdinamikai Laboratóriumának mintájára létrehozott, oktatással és kutatással egyaránt foglalkozó tudományos műhelyben több olyan demonstrációs kísérlet is megtekinthető, amely valamilyen ismert légköri jelenség analógiáját szolgáltatja. Az elsősorban fizikusokból álló, de meteorológus doktoranduszt is foglalkoztató Kármán Labor munkatársai az elmúlt hónapokban elkészítették Szerkesztőségünk számára a kísérletek leírását, amelyet most Olvasóinkkal is szeretnénk megismertetni. (A szerk.)

Szabadfelszíni hullámjelenségek

Szoliton,unami

A szoliton sekély vízben előforduló, nagy amplitúdójú, diszperzív, nemlineáris hullám. Egyetlen hullámhegyből álló, rendkívül nagy stabilitású, változatlan formában, sokáig megmaradó alakzat. Laboratóriumi körülmények között is egyszerűen megvalósítható.

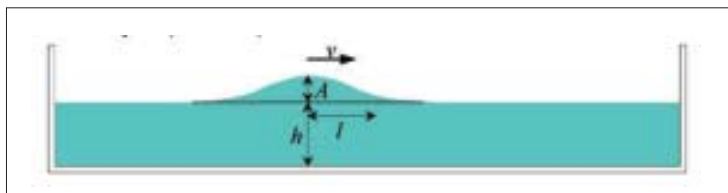
A kísérlet egy átlátszó anyagból készült, hosszú kádban végezhető

el, amelynek szélességét és magasságát néhány deciméternek, hosszúságát néhány méternek célszerű választani. A kád egyik végében egy eltávolítható lap segítségével néhány deciméter hosszúságú rekeszt hozunk létre. A kádat „lépcsősen” töltjük fel, úgy, hogy a rekeszben lévő víz határozottan magasabban álljon, mint a hosszú részbe töltött víz (1. ábra).

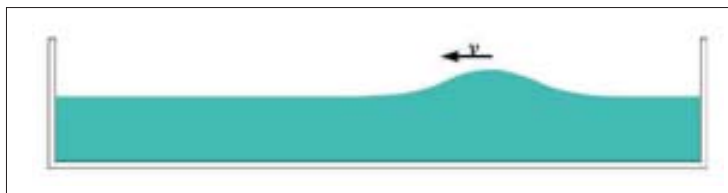
jú víz hullámok is. A szoliton nemcsak nagy méretű, hanem sokáig is él, alakját megtartva, egyenletes sebességgel mozog, jól ellenállva a súrlódásnak is. Így ha eleget várunk, a kisebb felszíni hullámok zavaró hatása elenyészik, és a kádban csak a szoliton marad fenn. Hosszú élettartamát, alakjának stabilitását, valamint egyenletes sebességét mi sem mutatja jobban, mint az a tény, hogy



1. ábra: „Lépcsősen” feltöltött kád



2. ábra: A válaszfal eltávolításával elindítunk egy szolitont



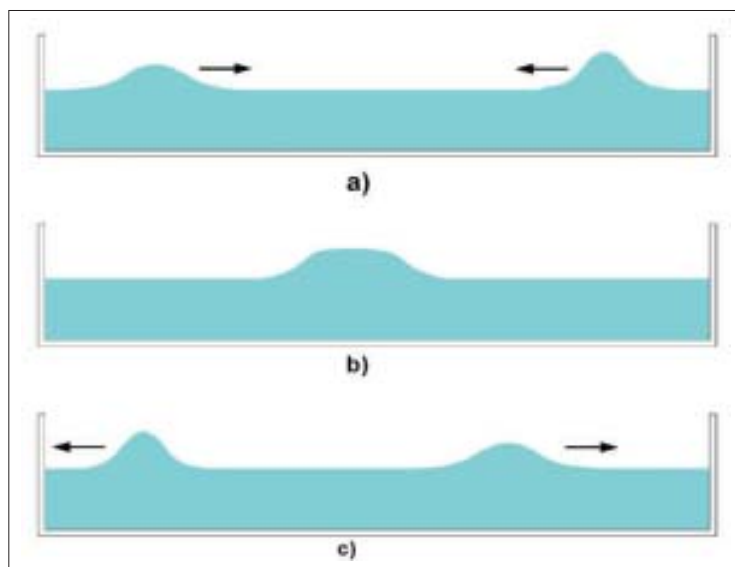
3. ábra: A szoliton (többszöri) ütközés után is megtartja alakját, és változatlan sebességgel halad tovább

Amikor a feltöltéssel járó zavaró mozgások lecsillapodnak, kihúzzuk a válaszfalat, és ezzel egy mozgó vízkitüremkedést indítunk el: egy szolitont hozunk létre (2. ábra). A válaszfal kihúzásakor nemcsak szoliton keletkezik, hanem más, kis amplitúdó-

többszöri oda-vissza vonulása során a kád két végének rendszeresen neki-ütközve és onnan visszapattanva is gyakorlatilag változatlanul halad tovább útján (3. ábra).

Ha nem egy, hanem egymást követően két szolitont keltünk, akkor

* A Környezetfizikai laboratóriumi gyakorlatok (szerkesztette Kiss Ádám), ELTE Eötvös Kiadó, 2005 című tankönyv képanyaga alapján.



4. ábra: a) Két szoliton éppen találkozni készül, de még túlságosan távol vannak egymástól ahhoz, hogy érezzék egymás közelségét. b) Miközben áthaladnak egymáson, együttes alakjuk szemmel láthatóan megváltozik. (Ebből arra következtethetünk, hogy az egybeolvadt alakzat a két szoliton nemlineáris szuperpozíciója.) c) A szétválás után ismét az eredeti (találkozás előtti) alakjukban jelennek meg, változatlan sebességgel

megfigyelhetjük, hogyan hatnak egymásra. A két szolitonot indíthatjuk közel egyidejűleg a kád két végéből (azaz egymás felé), vagy a kádnak ugyanabból a végéből, némi időkülönbséggel. Ez utóbbi esetben is (a kádfallal való ütközéseknek köszönhetően) hamar előáll egy olyan helyzet, amikor egymás felé tartanak, találkoznak (eközben furcsán összeolvadnak), majd elválnak, és tovább folytatják útjukat *eredeti* alakjukban, változatlan sebességgel, mintha mi sem történt volna. Mind ezt vázlatosan szemlélteti a 4. ábra.

Levonhatjuk hát a következtetést, hogy a szoliton nemcsak az idő és a sűrűlódás romboló hatásával szemben tanúsít nagy ellenállást, hanem egy (vagy több) másik szolitonnal való ütközéssel szemben is. (Ez utóbbi, „részcsekszerű” tulajdonsága miatt kapta az elnevezésében szereplő „-on” végződést.)

Egy vagy néhány ilyen erős, stabil óriáshullám a természetben hatalmas pusztítást képes véghezvinni. Példa erre az óceáni földrengéseket vagy az azoknál jóval ritkábban be-

következő óceáni meteor-beccsapódásokat kísérő hullám, a japán nevén közismert *cunami*, amelynek sebessége több száz km/h is lehet, a partközeli vizekben megnöve magassága elérheti a több métert, és hatalmas pusztítást okozhat. A 2004. december 26-i Csendes-óceáni földrengés által keltett cunami a nyílt óceánon alig 1 m magas (de több száz km széles) vízszint-emelkedést jelentett. Sebessége az elmélet szerint közelítőleg egyenlő a nehézségi

óra alatt ért el Szumátrától Sri Lankáig, és fél nap alatt az afrikai partokig. A hullámfront szélessége a vízmélység köbének négyzetgyökével egyenesen, az amplitúdó négyzetgyökével fordítottan arányos. Az így számítható 250 km-es érték szintén összhangban van a megfigyelésekkel. Az ilyen hatalmas cunamik szerencsére nagyon ritkák. Kisebb cunamikat azonban gyakran megfigyelnek: ezeket apróbb földrengések, földcsuszamlások vagy a sarki gleccserekről a tengerbe szakadó jégtablák keltik.

Áramló közegek rétegzettségével kapcsolatos jelenségek

Áramlási front mozgása

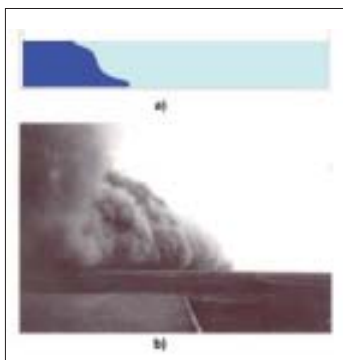
A második kísérletben két, különböző sűrűségű közeg egymásra rétegződését vizsgáljuk. Ennek lényege, hogy egy sűrűbb közeg addig áramlik egy kevésbé sűrű alá (vagy a hígabb réteg a sűrűbb fölé), amíg az egyensúly be nem áll. Célunknak megfelel az előző kísérlethez használt, vagy ahhoz hasonló, hosszú, kis rekessel ellátott kád. A rekeszt most ugyanaddig a magasságig töltjük fel mint a kád hosszú részét, de a kis rekeszbe alkalmasan színezett (pl. sötétkék) folyadék kerül, amely egyúttal sűrűbb (például hidegebb vagy sós víz) a másik részbe töltött „tiszta” víznél (5. ábra).



5. ábra: Átlátszó kísérleti kád kiemelhető válaszfallal, bal rekeszébe sűrűbb folyadékot töltünk

gyorsulás és a vízmélység szorzatának négyzetgyökével. Ez a mintegy 4 km mély tengerben több mint 700 km/óra. A 2004-es cunami a fenti számítással megegyezően valóban 2

A válaszfalat eltávolítva azt látjuk, hogy a két közeg nem szívesen keveredik egymással, hanem a festett víz meglehetősen jól definiált határt tartva „bekúszik” a festetlen



6. ábra: a) Az induló front alakja, közvetlenül a válaszfal eltávolítása után. b) Léggöri hidegfront alakja

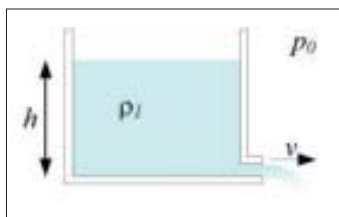
alá, és fordítva. E front kezdeti alakját szemlélteti a 6. ábra.

A kezdeti pillanatok után a sötét nyúlvány egyre távolabbra kúszik a fenéken. A két különböző sűrűségű közeg mozgását a gravitáció irányítja: súlypontjuk a kezdeti egymással azonos magasságban lévő nem-egyensúlyi helyzetükből az egymás alatti stabil egyensúly felé törekednek. Az ilyen áramlatokat *gravitációs áramlatoknak* nevezzük, és a természetben számos példa található rájuk: ilyen a lavina vagy a lávafolyam (ezek esetében maga a levegő képviseli a ritkább közeget), a léggöri hideg- vagy melegfrontok betörése. A jelenséget nem forgatott közegben vizsgáljuk, ezért frontjaink a léggöri frontok kis léptékű viselkedését modellezzik, ahol a Coriolis-erő hatása elhanyagolható.

Felülnézetből látszik, hogy a kád teljes szélességében előrenyomuló folyadék frontvonalára nem egyenes, hanem – mintegy önmagát előzgetve – kissé oszcillál. A front azonban sokkal stabilabb annál, mintsem szétessen, és oldalnézetből továbbra is jól követhető a terjedése. Elemi módszerekkel megmérve a sebességét, újabb érdekes dologról szerzünk tudomást: a front jó közelítéssel egyenletes ütemben halad végig a kádon.

Elméletileg a front haladási sebessége $v \approx (2g'h)^{1/2}$, ahol h az elhaladó front mögött kialakuló sú-

rúbb alsó réteg magassága, g' pedig a két folyadék közötti csekély sűrűségkülönbséggel $(\rho_1 - \rho_2)$ arányos *redukált nehézségi gyorsulás* ($g' = g(\rho_1 - \rho_2)/\rho_1$). A haladási sebességet megadó egyenlet alakja ismerős a Torricelli-féle kiömlési törvényből: * hasonlóan függ a redukált nehézségi gyorsulástól, mint ahogy a h magasságú folyadékkal feltöltött edény aljából való kifolyás (7. ábra) sebessége a teljes g -től.



7. ábra: Edény alján lévő szűk nyíláson kiömlő folyadék

A redukált nehézségi gyorsulás egy nagyobb (ρ_1) sűrűségű alsó és egy kisebb (ρ_2) sűrűségű közeg határfelületén kialakuló mozgásoknál játszik fontos szerepet. Mivel a két közeg sűrűsége általában csak kevéssé tér el egymástól, ezért a nevezőben fellépő ρ_1 helyett a két réteg ρ_0 átlagos sűrűségét is használhatjuk.

Gyakori eset, hogy a sűrűségkülönbséget kizárólag az adott közeg változó hőmérséklete hozza létre, a két réteg anyagi minősége egyébként azonos. A hőtágulás ismert törvénye szerint, a térfogatváltozás $\Delta V = \alpha V \Delta T$, ahol α a térfogati hőtágulási együttható, ΔT pedig a hőmérsékletkülönbség. Adott tömeg és kis eltérés esetén ebből következik, hogy a sűrűségek közötti különbség $\rho_1 - \rho_2 = \rho_0 \alpha V \Delta T$. Az α hőtágulási együttható tipikus értéke vízben $0,0002 \text{ K}^{-1}$, levegőben pedig $0,003 \text{ K}^{-1}$. Ez azt jelenti, hogy 10 fokos hőmérsékletkülönbség vízben csupán 2 ezreléknyi, ill. levegőben 3 százaléknyi sűrűségváltozást jelent. A fentieknek megfelelően a redukált nehézségi gyorsulás $g' = \alpha \Delta T g$, ahol ΔT a melegebb és a hidegebb közeg közötti pozitív

hőmérsékletkülönbség. 10°C -nyi hőmérsékletkülönbség vízben 500-szoros, ill. levegőben 30-szoros redukciót okoz a nehézségi gyorsulásban.

A hőmérsékletkülönbség következtében kialakuló front sebessége az előbbieket alapján $v = (2\alpha \Delta T g h)^{1/2}$. A valóságban megfigyelt frontok sebességére ez a kifejezés jó közelítést ad. Egy 6 fokos hőmérsékletkülönbséggel járó hidegfront esetén pl. a sűrűségkülönbség mindössze 2 %-os, a közel 1 km-es magasság miatt $v = 20 \text{ m/s}$.

A fenti elméleti összefüggés arra az idealizált esetre vonatkozik maradéktalanul, ha a folyadéokban fellépő belső súrlódástól és a kád falaival való súrlódástól egyaránt eltekintünk, továbbá feltételezzük, hogy a két közeg nem keveredik. A valóságban ezek a feltételek nem teljesülnek teljes mértékben, így a mérések során kapott eredmények némileg eltérhetnek az elméleti számításoktól.

A mozgó front határán sokszor, a 8. ábrán látható, jellegzetes fodrozódás figyelhető meg oldalnézetből. Ez a *Kelvin–Helmholtz-instabilitás** következtében kialakuló áramlás, amely két különböző sűrűségű, egymáshoz képest mozgásban lévő réteg határán lép fel, és relatív sebességtől függő mértékben meggyűri a határfelületet. (Erre a 9. ábrán mutatunk egy szép természeti példát). Minél nagyobb a rétegek egymáshoz viszonyított sebessége, annál nagyobb az instabilitás jellegzetes hullámhossza, és fordítva.

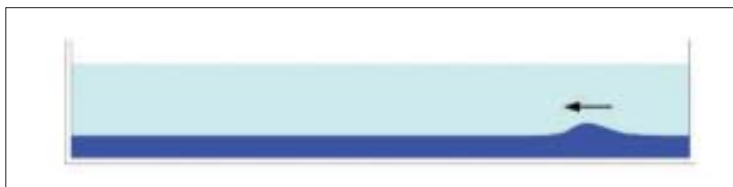
A kísérlet során azt tapasztaljuk, hogy a színek sokáig jól különvál-



8. ábra: A haladó front felső határán a Kelvin–Helmholtz-instabilitás következtében jellegzetes fodrozódás jelenik meg



9. ábra: A felhő alatt és fölött elhelyezkedő levegőréteg egymáshoz viszonyított mozgásának következtében a határfelületen megjelenik a Kelvin–Helmholtz-instabilitásra utaló fodrozódás. (Mátraalja, 2005. augusztus 6., Nagy Zoltán felvétele)



10. ábra: A kád falával való ütközés után egy belső szoliton indul el visszafelé

nak. Keveredés szinte kizárólag a két réteg határán lévő keskeny sávban történik, méghozzá a Kelvin–Helmholtz-instabilitás örvényeinek hatására. Ez a tapasztalat arra utal, hogy a környezeti áramlásokban a keveredés elsősorban hidrodinamikai okokra vezethető vissza, a molekuláris diffúzió (és hasonlóképpen a hődiffúzió is) nagyon lassú folyamatok, és csak nagy időskálán játszanak lényeges szerepet.

Miután a sűrűbb réteg a kád teljes hosszán végigterült, és a túlsó végének ütközve visszaverődött, egy újfajta alakzat jelenik meg: határozott alakú púp indul meg visszafelé a két közeg határán (10. ábra). A szóban forgó alakzat nem más, mint egy *belső szoliton*. A szabad felszíni és a belső szoliton között lényegi különbség nincs, de az utóbbi sebessége a redukált nehézségi gyorsulás miatt sokkal kisebb.

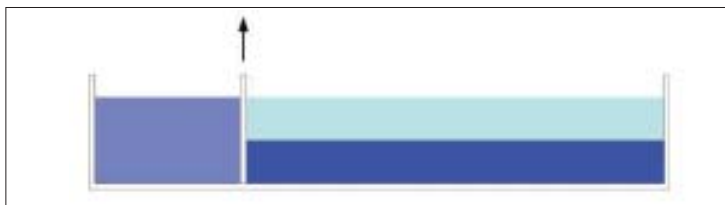
Közbülső front beáramlása

Két egymáson elhelyezkedő réteg határán *közbülső* frontot állíthatunk

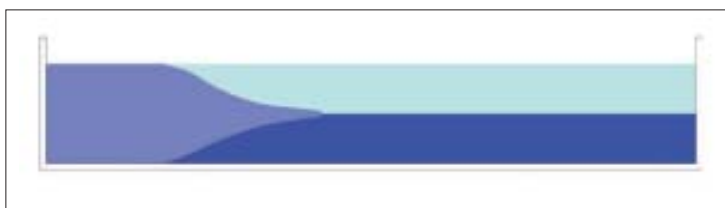
elő. A kád végében válaszfallal leválasztjuk a rekeszbe eső rétegzett vizet, majd jól összekeverjük. Eredményképpen a rekeszben a két réteghez képest köztes sűrűségű folyadékot kapunk (11. ábra). Ezt egyúttal valamilyen új színűre meg is festhetjük a jelenség jó megfigyelhetősége érdekében.

Ezután a szokásos lépés következik: eltávolítjuk a válaszfalat, és figyeljük, mi történik. A köztes sűrűségű folyadék „bekúszik” a nála sűrűbb, ill. ritkább közé (12. ábra). A kísérlet során nem nehéz felismerni a hasonlóságot a légrétegek közé bekúszó felhők alakjával.

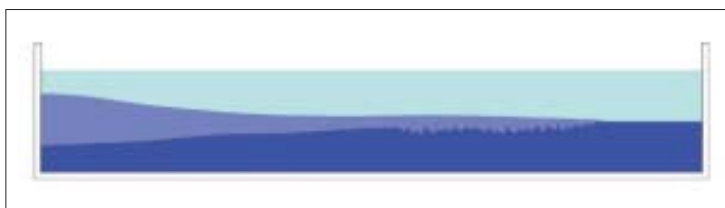
Vannak olyan gyenge frontok, amelyek nem vonulnak végig a kísérleti kádon, hanem útközben lefékeződnek. Jelen kísérletünk éppen egy ilyen folyamatra szolgál példaként. A színes közbülső réteg fokozatosan beékelődik az eredeti két réteg közé, de közben lelassul, egyre vékonyodik, míg végül teljesen lefékeződik. Az eleje ekkorra már



11. ábra: Közbülső front indítása: a bal rekeszben lévő víz a másik két réteghez képest köztes sűrűségű



12. ábra: A köztes sűrűségű folyadék bekúszik a sűrűbb és a ritkább réteg közé



13. ábra: Az elvékonyodott és megállapodott közbülső réteg alján megjelenő ujjasodás



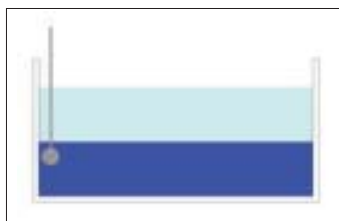
14. ábra: Mammatusz felhők

olyannyira vékonyra nyúlik, hogy feüllnézetből szinte nem is látszik, legfeljebb egy leheletnyi színárnyalat utal a jelenlétére. Oldalnézetből egy hajszálvékony, éles csíkot látunk, mely néhány perc után érdekes formát kezd ölteni: kitüremkedések jönnek létre az alsó részén (13. ábra), ujjasodási folyamat indul meg (ld. később). Ez a jelenség is szerepet játszhat a *mammatusz* felhők* kialakulásában (14. ábra).

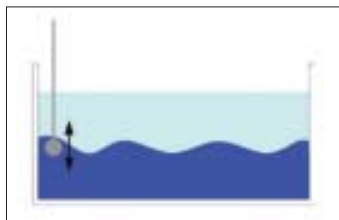
Belső hullámok két közeg határán: a „holt víz”-effektus

Ha a korábban bemutatott kísérletek bármelyikében megbolygatjuk a rétegek közti határfelületet, hullámozás indul meg. Ez a hullámozás azonban csak a szóban forgó határfelületen figyelhető meg, a felszín eközben teljesen mozdulatlanul mutatkozik. Érdekes e furcsa jelenségnek, a *belső hullámoknak* külön figyelmet szentelnünk.

A kísérlethez használt üvegdádba két folyadékréteget töltünk (15. ábra). Ha a 16. ábrán feltüntetett módon zavart keltünk a határfelület közelében, hullámozás indul, de a határfelület továbbra is éles (és stabil) marad: nem keveredik, csupán hullámozik.



15. ábra: Két rétegben feltöltött kád



16. ábra: A henger fel-le mozgásával belső hullámok keletkeznek, eközben a felszín mozdulatlan marad

Ez a lassú, lomha hullámozás hosszú ideig tart, a sűrűlódás nem nagyon fékezi. A hullám fázissebességét a $c = (g'h')^{1/2}$ összefüggés adja meg, ahol g' a korábban megismert redukált nehézségi gyorsulás, h' pedig az alsó réteg h_1 és a felső réteg h_2 vastagságának harmonikus átlaga: $h' = (h_1 h_2) / (h_1 + h_2)$. A redukált nehézségi gyorsulás (g') korábban megadott definíciójából látszik, hogy értéke egyenesen arányos a két réteg sűrűségkülönbségével, ezért sűrűségkülönbség hiányában $g' = 0$, és így $c = 0$, vagyis rétegzettség hiányában belső hullámok sem jöhetnek létre. Mivel a természetes vizekben néhány ezrelékes sűrűségkülönbség a tipikus, a belső hullámok mintegy 30-szor lassabbak a külső, felszíni társaiknál. Fontos hangsúlyozni, hogy a

belső hullámozást kísérő felszíni mozgás általában elhanyagolható amplitúdójú.

A természetben gyakran találunk belső hullámok jelenlétére utaló példákat. Az óceánban és az atmoszférában is aktív mozgások mehetnek végbe a látszólagos nyugalom ellenére. Előfordul, hogy egy tengeren haladó hajó hirtelen lelassul, mintha megfeneklett volna, annak ellenére, hogy alatta a víz nagyon mély, az időjárás tiszta, a tenger felszíne pedig nyugodt. Angolul „*dead water*” („holt víz”) hatásnak nevezik ezt a jelenséget.

A 17. ábra segít a jelenség megértésében: a tenger felszínén, pl. folyótorkolatok közelében egy sekély, viszonylag kis sűrűségű víztöteg helyezkedik el, amely az alatta lévő, sűrűbb sós víztől éles határfelülettel különül el. Ha ebben a felső rétegben egy hajó halad, akkor teljesítményének egy bizonyos részét arra fordítja, hogy az említett határfelületen belső hullámokat keltsen. Ezt a teljesítményvesztést észlelik fékező hatásként a hajón utazók.

Az ilyen hullámok valóban nemigen látszanak a víz felszínén, valami azonban mégis utal rájuk: rövid kapilláris hullámok jelenléte jelzi egy-egy belső hullámhegy helyét. Mindez, ha közelről nem is, de a magasból, például repülőgépről nyomon követhető.

Az atmoszférában is fellépnek aktív mozgások az eltérő sűrűségű légrétegek között. Az ezek által keltett belső hullámozásra utal a 18. ábrán látható csíkos felhőmintázat, ilyeneket repülőgépről különösen



17. ábra: „Holt víz” hatás. A hajó belső hullámokat kelt a határfelületen, ezáltal lefékeződik

jól megfigyelhetünk. A belső hullámzás következtében az eredetileg vízszintes légréteg egyes részei magasabbra kerülnek, ahol az alacsonyabb hőmérséklet hatására a vízpára kicsapódik. A felülnézetből látható csíkok tulajdonképpen a hullámhegyek tetejének felelnek

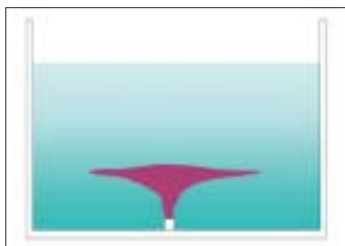


18. ábra: Belső hullámok jelenlétére utal a csíkos felhőmintá

meg. Ez a légköri példa azt mutatja, hogy belső hullámok nem csak éles réteghatáron, hanem folytonosan változó sűrűségű közegben is létrejöhetnek.

Szennyezések lokális terjedése: turbulens fáklya, kéményfüst

Ha nincs jelen semmiféle zavaró légmozgás, rétegzett közegben a füst előbb egyenesen felfelé száll, majd egy bizonyos magasságot elérve szétterül, mintha láthatatlan mennyezet állná útját. Hasonló jelenség figyelhető meg vulkánok kitorékszer is. Homogén levegőben a kéményfüst tetszőlegesen magasra felszállhatna, az imént említett alakzat ott nem jöhetne létre. Ismét



19. ábra: Kéményfüst-jelenség: folytonosan rétegzett sós vízben felfelé áramló kisebb sűrűségű folyadék gomba formájú képződményben terül szét

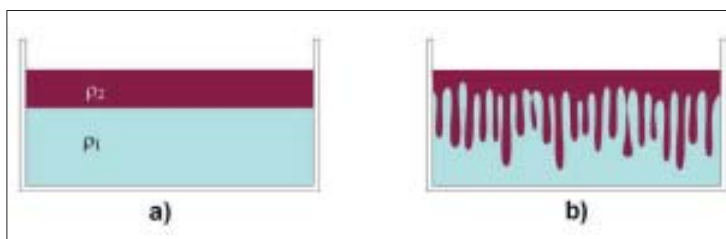
kulcsfontosságú szerepet játszik tehát a levegő rétegzettsége.

Folyamatosan csökkenő sűrűségű levegőben a felfelé szálló füstnek mindenképpen meg kell állnia ott, ahol a sajátjával azonos sűrűségű levegőt talál. De mivel a füst turbulens feláramlása közben összekeveredik a környező sűrűbb levegővel, ezért sűrűsége fokozatosan nő, és így lényegesen kisebb magasságban éri el a gravitációs egyensúlyi állapotot.

A jelenséget a laboratóriumban az alábbi módon tanulmányozhatjuk. Egy folytonosan rétegzett, lefelé egyenletesen növekvő sűrűségű, sós vízzel feltöltött tartályból egy kevés vizet szívunk ki, mégpedig a felszín közeléből. A kivett vizet enyhén megfestjük, hogy a jelenség szemmel követhető legyen, majd egy hajlított végű üvegcsőben

tat, azaz erősítik egymás hatását. Előfordulhat azonban az is, hogy egymással ellentétes irányúak. A természetben valóban létezik ilyen elrendeződés: a napsugárzás melegíti a tenger felszínét, ezáltal csökken a felszíni réteg sűrűsége. Ugyanakkor a párolgás miatt a sókoncentráció növekszik a felszíni réteg sűrűségével együtt. Mi történik ekkor?

Ezt vizsgáljuk következő kísérletünkben, melynek során alkalmas módon színezett, meleg, sós vizet töltünk hideg, tiszta víz fölé (20. a ábra). Ekkor a hőmérséklet okozta sűrűséggradiens lefelé, a sókoncentráció okozta sűrűséggradiens fölfelé irányul; az előbbi segíti, az utóbbi gátolja a rétegződés stabilitását. Ha tehát a hőmérséklet hatása az erősebb, az elren-



20. ábra: a) Festett, meleg, sós vizet rétegzünk hideg, tiszta víz fölé, az elrendeződés kezdetben stabil; b) A felső réteg lehűlése következtében az elrendeződés instabillá válik, sós „ujjak” keletkeznek

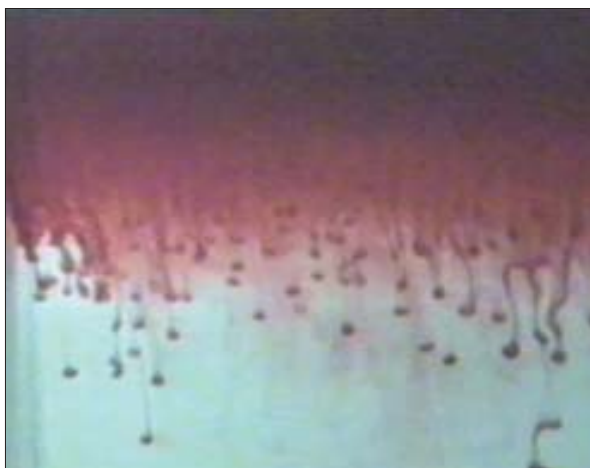
végződő, csappal ellátott alkalmas eszközzel a színes vizet visszaengedjük a kádba, mélyebbre, mint ahonnan kivettük. A színes víz föláramlik, kissé „túllő” a végső megállapodási szinten, majd oda nyomban visszaesik, és szétterül (19. ábra). Nem jut el azonban abba a magasságba, ahonnan származik: esetenként annak körülbelül a negyedéig ér csak el, és ebben a színezőanyag elhanyagolhatóan kicsi szerepet játszik.

Ujjasodás

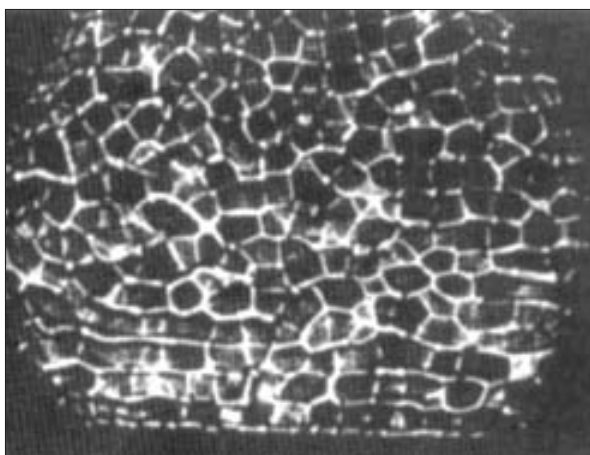
Sűrűséggradienst a tengerben a sókoncentráció és hőmérséklet mélység szerinti változása okoz. Általában a koncentráció- és hőmérsékletgradiens egy irányba mu-

deződés stabil, legalábbis kezdetben.

A felső réteg azonban hűlni kezd, miközben sótartalmát jól megőrzi, így sűrűsége hamar meghaladja az alatta lévő rétegét, vagyis a sűrűbb réteg lesz a hígabb tetején. Ez azt eredményezi, hogy a két réteg határán megjelenő kis kitérések elkezdenek növekedni, azaz instabilitás lép fel. A kísérleti edényben jól látszik az instabilitás további fejlődése: a felső rétegből vékony, néhány milliméter vastagságú sós „ujjak” indulnak meg lefelé, közöttük pedig a tiszta víz törekszik felfelé (20. b, ill. 21. ábra). Vízszintes szerkezetük is érdekes: felülnézetből rácsszerű mintázatot látunk (22. ábra).



21. ábra: Laboratóriumi felvétel a sós „ujjakról”



22. ábra: A sós ujjak felülnézetből rácsszerű mintázatot alkotnak (Tritton, 1988)

Jégtömb olvadása folytonosan rétegzettségű közegben

Ennek a természeti jelenségnek a bemutatásához egy nagyobbacska, festett vízből fagyasztott jégtömbre van szükség. Célszerű egy nehezekeket a tömb egyik végébe befagyasztani. A színes jégtáblát folytonosan rétegzett sós vízzel töltött kádba állítjuk (23. ábra). Ilyen módon ismét kétféle gradiens együttes hatása érvényesül a folyadékban, de most egymásra merőleges irányban: a sókoncentráció változásából származó, függőleges irányú sűrűséggradiens, ill. a jég és víz közötti hő-

mérsékletkülönbség okozta vízszintes irányú hőmérsékletgradiens.

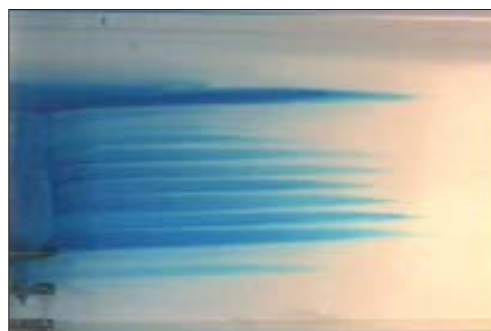
A jégtömb oladni kezd, és mellette felfelé áramlás jön létre, mivel az olvadó jég anyaga a sós rétegek-nél könnyebb (noha hidegebb) tiszta víz. A „kéményfüst” kísérlethez hasonlóan ugyanis a turbulens feláramlás erős környezeti keveredéssel jár együtt, így a kezdetben édes olvadó víz hamarosan jelentős só-tartalomra tesz szert. Emiatt a folyadék néhány centiméteres emelkedés után gravitációs egyensúlyi helyzetbe kerül, a további emelkedés leáll, csak oldalirányú áramlás marad fenn. A kísérlet azt mutatja,



23. ábra: Festett jégtömböt állítunk folytonosan rétegzett sós vízbe. Így egyszerre van jelen sókoncentráció- ill. hőmérsékletgradiens



24. ábra: A jégtömb olvadásával járó áramlások vízszintes „nyelveket” formálnak



25. ábra: Laboratóriumi felvétel a folytonosan rétegzett sós vízbe állított színes jégtömb olvadása révén létrejött „nyúlványokról”

hogy ez a vízszintes áramlás nem a kád teljes mélységét kitöltő egyetlen vízkörzéseként valósul meg, hanem sok vékony, egymás alatti és egymástól jól elkülönülő sávban: szabályos vastagságú vízszintes nyelvek nyúlnak ki a jégtömbből (24. ábra), melyekben a hideg folyadék kifelé áramlik (25. ábra). Ilyen áramlás jön létre jéghegyek olvadásakor is.

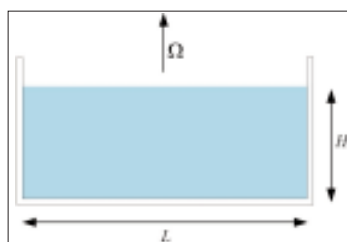
Gyüre Balázs, Jánosi Imre,
Szabó K. Gábor és Tél Tamás
ELTE Fizikai Intézet,
Környezeti Áramlások Kármán
Laboratórium

KÖRNYEZETI ÁRAMLÁSOK SZEMELVÉNYEK A KÁRMÁN LABORATÓRIUM KÍSÉRLETEIBŐL*

2. rész: Kísérletek forgatott folyadékokkal

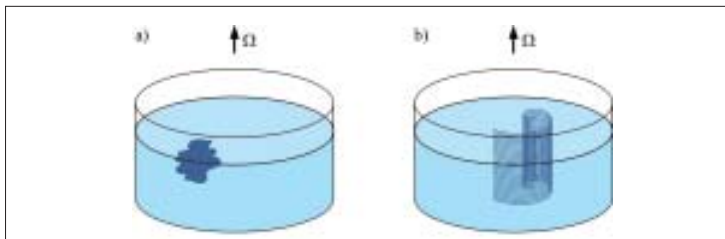
Az áramlások kétdimenziós jellege: a Taylor-oszlop

A következő kísérletekben L szélességű, függőleges tengelye körül Ω szabályozható szögsebességgel forgatott hengeres edényt használunk, amely H átlagos magasságú vizet tartalmaz (26. ábra).



26. ábra: Fogatott hengeres edény (tipikus adatok: $L=40$ cm, $\Omega=6-60$ 1/s, $H=5-20$ cm)

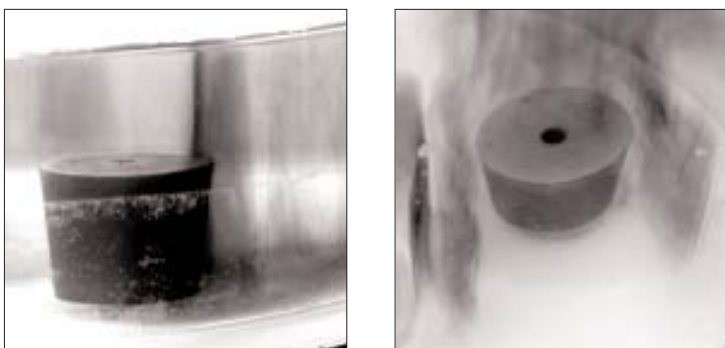
A forgatás (csakúgy, mint a rétegzettség) már önmagában is kétdimenzióssá igyekszik tenni az áramlást. Geosztrofikus egyensúlyban a Coriolis-erő és az azt kompenzáló nyomási gradiens erő a vízszintes síkban hatnak, nincs függőleges (a forgástengellyel párhuzamos) összetevőjük. Az egymás alatti vízszintes rétegek tehát azonosan, együtt mozognak. Az áramlásnak ezt a kétdimenziós szerkezetét a laboratóriumban is könnyen bemutathatjuk. Az egyik ilyen kísérletünk során színezéket juttatunk (pl. fecskendő segítségével) a forgatott folyadékba (27a ábra). A kezdetben formátlan festékfolt függőleges felületek mentén terjed szét, „festékfüggönyök” alakulnak ki (27b ábra). Az áramlás minden mélységi szinten egyformán viselkedik, a felülnézeti képen ezért jelenik meg egy éles mintázat (lásd



27. ábra: a) Fecskendő segítségével festéket juttatunk a forgatott folyadékba, kezdetben egy formátlan festékfolt látható az edényben; b) Rövid idő elteltével a folt függőleges felületek mentén oszlik el, „festékfüggönyök” keletkeznek



28. ábra: a) A forgatott, vízzel telt edény fenekén rögzített alacsony henger elé festéket fecskendezünk. b) A szétterjedő festék a 27. ábrának megfelelően függőleges felületek mentén oszlik szét a folyadék teljes mélységében (a felülnézeti képen ezért jelenik meg egy éles mintázat), de nem folyik rá a hengerre, hanem megkerüli a fölötte lévő vízoszlopot, a Taylor-oszlopot is



29. ábra: A Taylor-oszlop kialakulása a kísérletben: a) Oldalnézet, a festék még csak részben folyta körül az oszlopot, festékfüggönyök formájában. b) Fél-felülnézet, a körbefolyás már majdnem teljes

28. ábra). Ez a szerkezet figyelhető meg bizonyos, parttól távoli tengeráramlatok esetében is, amelyek helyenként több kilométeres mélységig azonosan mozognak.

Egy másik kísérletben egy, a

vízmélységnél lényegesen alacsonyabb henger alakú testet rögzítünk az edény fenekére, majd a rendszert, miután sokáig forgattuk, kissé lelassítjuk. Ekkor áramlás indul meg, amely megkerüli a hengert, de nem-

* A Környezetfizikai laboratóriumi gyakorlatok (szerkesztette Kiss Ádám), ELTE Eötvös Kiadó, 2005 című tankönyv képanyaga alapján.

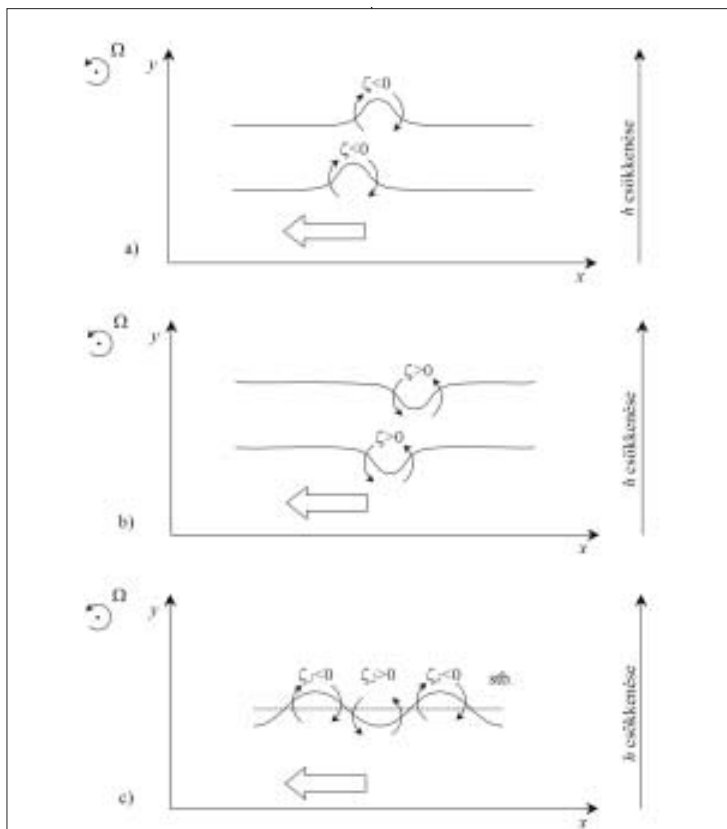
csak az edény alján, hanem a víz teljes mélységében, hiszen az áramlás minden szinten azonos. A henger feletti folyadékoszlop áll a hengerhez (és az edényhez) képest (28, 29 ábra). Ezt az ún. Taylor-oszlopot áramolja körbe a környező folyadék, ami festéssel jól láthatóvá tehető.

A Rossby-hullám

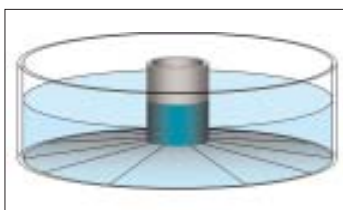
A geosztrofikus áramláshoz a kis pozitív Rossby-szám esetén hozzáadódó, gyengén időfüggő mozgást közel-geosztrofikusnak, kvázigeosztrofikusnak nevezzük. Ennek egyik legfontosabb fajtája, az ún. Rossby-hullám*, amely a forgatott közegek leglassúbb periodikus mozgása.

Ha a folyadék aljzatát képező domborzat enyhén lejt valamelyik irányban, és egy örvénymentes függőleges csíkot a sekélyedés irányában megörbítünk, akkor a magasság csökkenése miatt a potenciális örvényesség megmaradásának tétele értelmében az örvényességnek negatív értéket kell felvennie. Mélyebb rétegbe való vízszintes kitérés esetén pedig pozitív többletörvényességnek kell kialakulnia, vagyis az örvényesség változása mindig ugyanabba az irányba sodorja a folyadékvonalat, hullám alakul ki. Pozitív forgatási szögsebesség (északi félteke) esetén a haladás irányától jobbra esik a sekélyebb közeg, és fordítva. A létrejövő hullám a topografikus Rossby-hullám (30. ábra) amelyben a folyadékoszlopok nagyon lassan oszcillálnak, és a változó mélység miatt az oszlopok örvényessége is periodikusan változik. A vízfelszín behorpadása vagy kidudorodása (amely, ciklonális ill. anticiklonális áramlást kelt) elősegítheti a Rossby-hullám keletkezését, vagy befolyásolhatja a már meglevő hullámot.

A természetben jellemzően az óceánok enyhén lejtő partjai mentén alakulnak ki topografikus Rossby-hullámok. Nagyon lassúak, sebességük néhány km/h, periódusidejük néhány nap. Tipikus hullámhosszuk 100 km körüli.



30. ábra: a) A felső görbe vonallal jelölt folyadékrész bal oldalát a potenciális örvényesség megmaradása miatt kialakult negatív többletörvényesség y növekedésének irányában deformálja, jobb oldalát ezzel ellentétes irányban, ami által a görbület balra mozdul el (alsó görbe vonal). Mivel az örvényesség így továbbra is negatív marad, a görbület folyamatosan halad balra. b) Hasonló megfontolások alapján az ellenkező irányú görbület is folyamatosan balra halad. c) Minthogy mindkét irányú görbülés balra tolja önmagát, az egész hullámalakzat balra vonul.

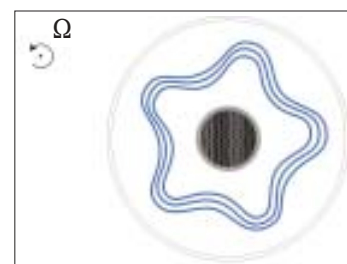


31. ábra: Enyhén kúpos aljú edény, mellyel a β -hatás laboratóriumban létrehozható

A Föld görbülete miatt (β -hatás*) is keletkeznek ilyen hullámok, ezek az ún. *planetáris Rossby-hullámok*, amelyek a légköri folyamatok és az időjárás meghatározó tényezői, és mindkét féltekén nyugati irányban haladnak. A topografikus Rossby-hullámok az azonos mélységi szintvonalak, a planetáris Rossby-hullámok pedig a szélességi körök mentén terjednek.

A laboratóriumban könnyen létrehozhatunk Rossby-hullámokat. A jelenség tanulmányozásához olyan kúpos aljú edényt használunk, amelyben a tengely felé haladva az edény aljzata emelkedik, azaz a folyadék vastagsága csökken (31. ábra).

A kísérletben kialakuló Rossby-hullám sémáját a 32. ábra szemlélteti.

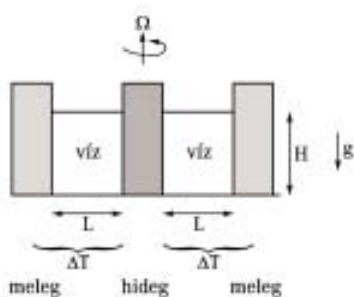


32. ábra: Laboratóriumban demonstrált Rossby-hullám felülnézetben

Pozitív forgatási irány esetén a hullám az együttforgó vonatkoztatási rendszerben megfigyelve negatív (az óramutató járásával megegyező) irányban a kerüli meg a forgástengelyt. Ennek megfelelően az északi féltekén a sekélyebb, vagy nagyobb Coriolis-paraméterű közeg a Rossby-hullám terjedési irányának jobb oldalára esik. A szélességi kör mentén önmagába záródó hullámalak hullámszámát a gerjesztés részletei szabják meg. A légkörben tipikusan 3–6 hullám alakul ki egy szélességi körön.

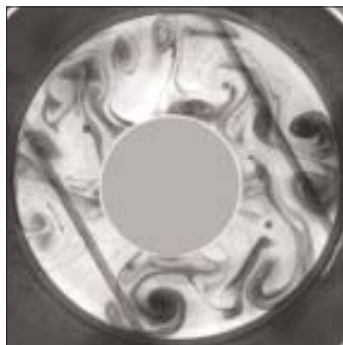
A baroklin instabilitás kísérleti kimutatása

Forgatott rendszerben, vízszintes irányú hőmérsékletkülönbségnek kitett folyadék vizsgálatához egy henger alakú edényt koaxiálisan három részre osztunk, melyeket jó hővezető falakkal választunk el. A belső kis hengert hidegen tartjuk, a külső hengergyűrűt pedig melegen. Ezek képviselik a Föld vagy egy másik bolygó sarki ill. egyenlítői tartományait. A közbenső gyűrűben elhelyezkedő folyadék mozgását rendszerint a mérsékelt övi légkör modelljének szokás tekinteni. Kísérleti paraméterként változtatható az Ω szögsebesség, a ΔT hőmérsékletkülönbség, a folyadék H mélysége és a közbenső hengergyűrű L szélessége (33. ábra), illetve, különféle folyadékokat használva az α hőtágulási együttható is. Ez a XX. század 50-es, 60-as éveiben oly híressé vált Fultz-féle forgómedencés kísérlet.



33. ábra: A baroklin instabilitás kimutatásának forgómedencés kísérleti elrendezése és jellemző paraméterei

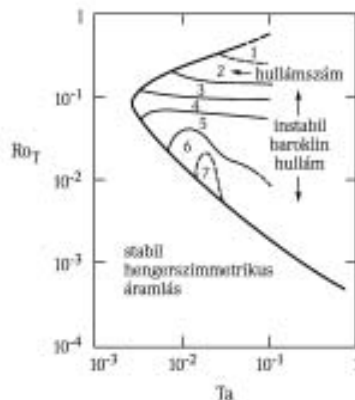
Az áramlást ismét a vízbe juttatott kis mennyiségű festékkel tesszük láthatóvá. A paraméterek változtatásával a hőmérsékletkülönbség hatására kialakuló, eredetileg forgásszimmetrikus termikus áramlás instabillá válik, ez a baroklin instabilitás. Az instabilitás hatására kialakuló baroklin hullámok a paraméterek széles tartományában egyre nagyobb amplitúdójúvá válnak, és jobbra ill. balra forgó örvényekre esnek szét (34. ábra). A kísérlet tehát egyrészt a baroklin instabilitás megvalósítását célozza elhanyagolható β -hatás esetén (hiszen az aljzat most vízszintes), másrészt pedig a globális légkörzés általános tulajdonságainak felderítését is szolgálja.



34. ábra: A baroklin instabilitás következtében kialakuló tipikus áramlási kép a forgómedencés kísérletben ($L=10$ cm, $\Omega=10$ rpm). A megfestett tartomány kezdetben egy körgyűrű, s az hasad fel ciklonális és anticiklonális örvényekre az instabilitás hatására. (A két párhuzamos csík az edény alatt lévő szerkezeti elem, az áramlást nem befolyásolja.)

Az eredményeket dimenziótlan kombinációk függvényében érdemes megadni, hogy az áramlások hasonlósági törvényei szerint rögtön leolvasható legyen jelentésük a környezeti jelenségek szempontjából is. A termikus áramlás erősségét a $Ro_T = g\alpha \cdot \Delta T \cdot H / 2\Omega^2 L^3$ dimenziótlan szám, az ún. termikus Rossby-szám fejezi ki. A másik fontos dimenziótlan paraméter a forgatás erősségét mérő $Ta = \Omega / L$ Taylor-szám. A Ro_T és Ta paraméter tipikus értéke 10 cm-es L szélességgel és H mélységgel, 10°C hőmérsékletkülönbséggel és percenkénti 3 fordulattal $\Omega=0,3$ (s) befolya 0,5, ill. 10^{-3} .

A kísérletek eredményeit a $Ta-Ro_T$ paramétersíkon a 35. ábra foglalja össze. A vastag vonal a stabil forgásszimmetrikus termikus áramlás tartományát választja el a hullámszerű viselkedéstől, ahol a termikus áramlás már instabil. Ez a vonal tehát a baroklin instabilitás határgörbéje. A baroklin hullámok tartományában feltüntetettük a hengergyűrűben megjelenő hullámok számát is. A megfigyelt baroklin hullámok nem kis amplitúdójú lineáris rezgések, hanem nagy amplitúdójú nemlineáris mozgások. Az instabilitás következtében időben eleinte növekvő amplitúdónak a tartály véges geometriai méretei szabnak határt. A hullámhossz is az L vastagsággal azonos nagyságrendű. Sokszor felismerhető egy meanderező központi jet is. Erősebb forgatásoknál a végállapot mindig az, hogy nagy ciklonális és anticiklonális örvények szakadnak le (34. ábra), melyek ugyan változó alakúak, de számuk időben változatlan (35. ábra).



35. ábra: A forgóhengeres kísérlet eredménye a Taylor-szám és a termikus Rossby-szám által definiált paramétertérben (Phillips, 1963).

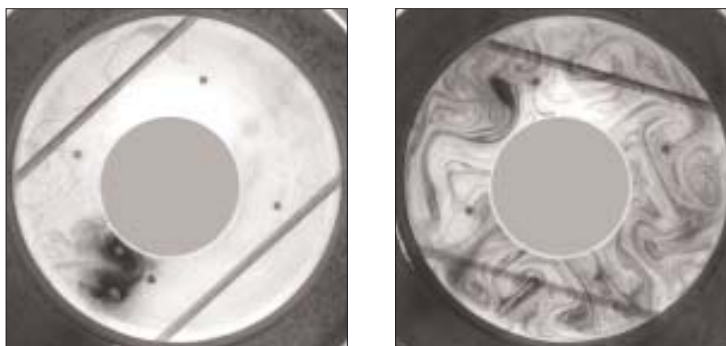
Adott hőmérsékletkülönbség mellett a forgatási sebesség növelése a 35. ábrán egy -1 meredekségű egyenesen lefelé történő elmozdulásnak felel meg. Az egyenes annál feljebb fut, minél nagyobb ΔT . Azt látjuk, hogy a létrejövő instabilitás során leggyorsabban növvő hullámok hossza (azaz a megfigyelt hullámhossz)

csökken Ω növelésével. A nagy külső hőmérsékletkülönbség hatására kialakuló baroklin hullámok hatékony hőcserét hoznak létre, s a folyadék belsejében megnövelik a lokális sűrűségkülönbséget az alsó és felső rétegek között. A hullámhossz olyan nagyra válhat, hogy már egyetlen hullám sem fér rá a gyűrűre, s ezzel megszűnik az instabilitás. Ez történik a vastag görbe felső ága mentén.

A globális légkörzés szempontjából a kísérletben a kis Taylor-számoknál tapasztalt viselkedés a Földön megfelelően a stabil szubtrópusi zonális áramlásoknak, hiszen itt a Coriolis-paraméter kicsi. Ugyanez a tartomány jellemzi a lassan forgó bolygók (pl. a Vénusz) egész légkörét, ahol a baroklin instabilitás nem játszik szerepet. A mérsékelt égövi tipikus hőmérsékletkülönbségek a Földön jóval nagyobbak, mint a szubtrópusiak. Mivel az átlagos Coriolis-paraméter is hasonlóan változik, ezért a termikus Rossby-szám azonos nagyságrendű a két égövben, a Taylor-szám viszont nem. A szubtrópusiból a mérsékelt égövi zónába való átlépés a kísérletben tehát egy állandó Ro_T -hez tartozó vonal menti jobbra haladásnak felel meg. Az eredmény jól mutatja, hogy a baroklin instabilitás és a nagy amplitúdójú baroklin hullámok megjelenése földi viszonyok között a közepes szélességeken elkerülhetetlen. Az instabillá váló baroklin hullámokból kialakuló nagy örvények a légkörben a ciklonoknak, az óceánokban pedig az áramlatokról leszakadó örvényeknek, gyűrűknek felelnek meg.

Szennyezések nagyskálájú terjedése

A baroklin instabilitást demonstráló kísérlet kapcsán betekintést nyerhetünk egy egészen más jellegű jelenségbe is, a szennyezések nagy távolságskálákon történő terjedésébe. Ehhez először vegyük észre, hogy a nyomjelzőként használt festék maga is tekinthető szennyező anyagnak. A 34. ábra rajzolata világosan mutatja,



36. ábra: Festék szétterjedése a forgómedencés kísérletben. a) Kezdeti lokalizált festékeloszlás, nem sokkal a befecskendezés után. b) Néhányszor tíz fordulat után a festék finom szálasként helyezkedik el az edény teljes terjedelmében

hogy a festék vékony szálak mentén terjed szét, s az egymás alatti folyadékrétegekben azonos módon. Ennek oka az, hogy nagy skálán a Coriolis-erő dominál, s az minden rétegben azonos módon hat. Az áramlás, mint ahogy a Taylor-oszlopok esetében is láttuk, kétdimenziós.

A szennyezés-terjedés részleteinek megismerése érdekében jutassunk fecskendővel festéket egy kis tartományba. Ez eleinte ugyan gombolyag alakot vesz fel, de néhány másodperc után kacsok alakulnak ki, melyek időben egyre hosszabb és vékonyabb szálakba fejlődnek (36. ábra). A szálak hossza időben exponenciálisan nő. Az exponenciális megnyúlás a kaotikus időfejlődés jele: valóban, a szennyezések terjedési dinamikája nagy skálán, ahol a diffúzió hatása elhanyagolható, kaotikus folyamat. Légköri és óceáni megfigyelésekből ismert, hogy a növekedést jellemző (*e*-szereződési*) időtartam a légkörben néhány nap, az óceánban néhány hét. Ezen karakterisztikus idő reciprokai a kaosz mérőszámaként használt Ljapunov-exponens (Götz, 2001). Az egyedi szennyező részecskék kaotikus mozgásának következménye, hogy összességük szálasként alakulnak (36. b ábra) (Tél, Gruiz, 2006).

A Ljapunov-exponens* légkörre vonatkozó néhány napos értéke azt jelenti, hogy egy kezdetben 1 km sugarú szennyezés 1 hónap alatt folyja körbe a Földet, a közepes szélességeken. A megfigyelésekkel összhang-

ban azonban a szennyező anyag nem egy körgyűrű mentén, hanem szálak, fraktál alakzat mentén helyezkedik el. Kísérletünk a légköri szennyezések terjedése szempontjából is hű modellje a mérsékeltövi viselkedésnek, hiszen a kezdeti festékfolt mintegy 30 fordulat után öleli körbe az edényt.

A cikkünk első részében (2006. 1. szám) a szennyezések lokális terjedését bemutató „turbulens fáklya, kéményfüst” témájú kísérlettel összevetve azt mondhatjuk, hogy a szennyezések terjedésében a mintegy 1 km-es távolságokig a turbulencia és az általa felerősített diffúzió fontos szerepet játszik. A 100-1000 km-es skálán azonban ez a hatás már elhanyagolhatóvá válik, s ott a sodródás kaotikus és fraktál jellege határozza meg szennyezés-eloszlást. A Kármán Laboratóriumban a szennyezések terjedésének mindkét arcát jól tanulmányozhatók.

Irodalom

- Czelnai R., 1999: A világóceán. Vince Kiadó, Budapest
Czelnai R., Götz G., Iványi Zs., 1982: A mozgó légkör és óceán. OMSZ, Budapest
Götz G., 2001: Kaosz és prognosztika, OMSZ, Budapest
Gyüre, B. and I. M. Jánosi, 2003: Stratified flow over asymmetric and double bell-shaped obstacles. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 37, 155-170 pp.

Jánosi I., Tél T., Szabó G., Horváth V., 2001: A környezeti áramlások fizikája, Fizikai Szemle 2001/1, 6-8. old.

Jánosi I., 2005: A cunami (Mi a títka?). Természet Világa, 136, 2005/4, 180. old.

Jánosi I., 2006: A cunami (Mindentudás az iskolában). Fizikai Szemle, 2006/1.

Phillips, N. A. 1963: Geostrophic Motion, Rev. Geophys. 1, 123-176 pp.

Rákóczi F., 1998: Életterünk a légkör. Mundus Kiadó, Budapest

Simpson, J. E., 1997: Gravity currents in the environment and the laboratory. Cambridge University Press, Cambridge

Tél T., 2003: Környezeti áramlások (jegyzet-kézirat). ELTE Elméleti Fizikai Tanszék

Tél T., Gruiz M., 2006: Caohaltic Dynamics, Cambridge Universtiy Press, Cambridge

Tritton, D. J., 1988: Physical fluid dynamics. Oxford University Press, Oxford

**Gyüre Balázs, Jánosi Imre,
Szabó K. Gábor és Tél Tamás
ELTE Fizikai Intézet,
Környezeti Áramlások Kármán
Laboratórium**

Hivatkozások

1. <http://www.ipcc.ch>
2. http://www.grida.no/climate/ipcc_tar/index.htm
3. J. Zachos, et al.: Trends, rhythms, and aberrations in global climate 65 Ma to present. *Science*, **292**, 686–693 (2001).
4. L.E. Lisiecki, and M.E. Raymo: A Pliocene-Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic $\delta^{18}\text{O}$ records. *Paleoceanography*, **20**, PA1003 (2005).
5. J.R. Petit, et al.: Climate and atmospheric history of the Past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. *Nature*, **399**, 429–436 (1999).
6. S. Rahmstorf: A semi-empirical approach to projecting future sea-level rise. *Science*, **315**, 368–370 (2007).
7. H. von Storch, and F.W. Zwiers: *Statistical Analysis in Climate Research* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
8. A. Bunde, and J.W. Kantelhardt: Langzeitkorrelationen in der Natur: Von Klima, Erbgut und Herzrhythmus. *Physikalische Blätter*, **57**, 49–52 (2001).
9. D. Rybski, A. Bunde, S. Havlin, and H. von Storch: Long-term persistence in climate and the detection problem. *Geophysical Research Letters*, **33**, L06718 (2006).
10. S.L. Marple: *Digital Spectral Analysis with Applications* (Prentice-Hall, New Jersey, 1987)
11. D.B. Percival, and A.T. Walden: *Spectral Analysis for Physical Applications* (Cambridge University Press, Cambridge, 1993).
12. P. Huybers, and W. Curry: Links between annual, Milankovitch, and continuum temperature variability. *Nature*, **441**, 329–332 (2006).
13. H. E. Hurst, R. P. Black, and Y. M. Simaika, *Long-Term Storage: An Experimental Study* (Constable, London, 1965).
14. D. Schertzer, and S. Lovejoy (Eds.), *Non-linear variability in Geophysics, Scaling and Fractals* (Kluwer, Norwell, 1991).
15. H. Kantz, and Th. Schreiber: *Nonlinear Time Series Analysis* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
16. C.K. Peng, S.V. Buldyrev, S. Havlin, M. Simons, H.E. Stanley, and A.L. Goldberger: Mosaic organization of DNA nucleotides. *Physical Review E*, **49**, 1685–1689 (1994).
17. C.K. Peng, S. Havlin, H.E. Stanley, and A.L. Goldberger: Quantification of scaling exponents and crossover phenomena in nonstationary heartbeat time series. *Chaos*, **5**, 82–87 (1995).
18. <http://www.physionet.org/physiotools/dfa/citations.shtml>
19. P. Talkner, and R.O. Weber: Power spectrum and detrended fluctuation analysis: Application to daily temperatures. *Physical Review E*, **62**, 150–160 (2000).
20. C. Heneghan, and G. McDarby: Establishing the relation between detrended fluctuation analysis and power spectral density analysis for stochastic processes. *Physical Review E*, **62**, 6103–6110 (2000).
21. K. Hu, P.C. Ivanov, Z. Chen, P. Carpena, and H.E. Stanley: Effect of trends on detrended fluctuation analysis. *Physical Review E*, **64**, 011114 (2001).
22. Z. Chen, P.C. Ivanov, K. Hu, and H.E. Stanley: Effect of nonstationarities on detrended fluctuation analysis. *Physical Review E*, **65**, 041107 (2002).

23. Z. Chen, K. Hu, P. Carpena, P. Bernaola-Galvan, H.E. Stanley, and P.Ch. Ivanov: Effect of nonlinear filters on detrended fluctuation analysis. *Physical Review E*, **71**, 011104 (2005).
24. L. Xu, P.Ch. Ivanov, K. Hu, Z. Chen, A. Carbone, and H.E. Stanley: Quantifying signals with power-law correlations: A comparative study of detrended fluctuation analysis and detrended moving average techniques. *Physical Review E*, **71**, 051101 (2005).
25. J.W. Kantelhardt, E. Koscielny-Bunde, H.H.A. Rego, S. Havlin, and A. Bunde: Detecting long-range correlations with detrended fluctuation analysis. *Physica A*, **295**, 441–454 (2001).
26. <http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/gdcn/gdcn.html>
27. B.C. Trewin and A.C.F. Trevitt: The development of composite temperature records. *International Journal of Climatology*, **16**, 1227–1242 (1996).
28. <http://toms.gsfc.nasa.gov/>
29. G.M.B. Dobson: Forty years' research on atmospheric ozone at Oxford: a history. *Applied Optics*, **7**, 387–405 (1968).
30. O. Torres, P.K. Bhartia, J.R. Herman, Z. Ahmad, and J. Gleason: Derivation of aerosol properties from satellite measurements of backscattered ultraviolet radiation: Theoretical basis. *Journal of Geophysical Research D*, **103**, 17099–17110, (1998).
31. <http://www.ecmwf.int/research/era/>
32. S.M. Uppala, P.W. Kållberg, A.J. Simmons, U. Andrae, U. Da costa Bechtold, M. Fiorino, et al.: The ERA-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **131**, 2961–3012 (2005).
33. F. Sandbach: The rise and fall of the limits to growth debate. *Social Studies of Science*, **8**, 495–520 (1978).
34. <http://www.iea.org/textbase/weo/index.htm>
35. <http://esa.un.org/unpp/>
36. <http://www.eia.doe.gov/oiaf/ieo/ieonuclear.html>
37. Editorial: Our emperors have no clothes. *Nature*, **444**, 519 (2006).
38. <http://www.iter.org>
39. M.I. Hoffert et al.: Advanced technology paths to global climate stability: Energy for a greenhouse planet. *Science*, **298**, 981–987 (2002).
40. <http://www.solarserver.de/solarmagazin/artikelagust2006.html>
41. <http://www.ewea.org/>
42. <http://www.llnl.gov/nif/project/>
43. D.W. Pierce: Beyond the means: validating climate models with higher-order statistics. *Computing in Science and Engineering*, **6**, 22–29 (2004).
44. G. Vattay, and I.M. János: Soft turbulent state of the atmospheric boundary layer. *Physical Review A*, **46**, 6386–6389 (1992).
45. D.S. Wilks, and R.L. Wilby: The weather generation game: a review of stochastic weather models. *Progress in Physical Geography*, **23**, 329–357 (1999).
46. A. Király, and I. M. János: Stochastic modeling of daily temperature fluctuations. *Physical Review E*, **65**, 051102 (2002).
47. L. Hevesi, I. M. János, and A. Király: Circuit model of the atmospheric response function. In: *Proceedings of the 2004 Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems*, Eds.: J.A.C. Gallas, M. Bezzeghoud, P.G. Lind, and J.Corte Real (Centro de Geofísica de Evora, Evora, 2004) pp. 174–177.
48. I. Bartos, and I. M. János: Atmospheric response function over land: Strong asymmetries in daily temperature fluctuations. *Geophysical Research Letters*, **32**, L23820 (2005).
49. H.D.I. Abarbanel, R. Brown, J.J. Sidorowich, and L.Sh. Tsimring: The analysis of observed chaotic data in physical systems, *Review of Modern Physics*, **65**, 1331–1392 (1993).
50. C.A. Senior, and J.F.B. Mitchell: The time-dependence of climate sensitivity. *Geophysical Research Letters*, **27**, 2685–2688 (2000).
51. I. Cionni, G. Visconti, and F. Sassi: Fluctuation dissipation theorem in a general circulation model. *Geophysical Research Letters*, **31**, L09206 (2004).
52. N.P. Gillett, M.F. Wehner, S.F.B. Tett, and A.J. Weaver: Testing the linearity of the response to combined greenhouse gas and sulfate aerosol forcing. *Geophysical Research Letters*, **31**, L14201 (2004).
53. I. M. János, and J.A.C. Gallas: Growth of companies and water-level fluctuations of the river Danube. *Physica A* **271**, 448–457 (1999).

54. N.N. Pang, Y.K. Yu, and T. Halpin-Healy: Interfacial kinetic roughening with correlated noise. *Physical Review E*, **52**, 3224–3227 (1995).
55. E. Koscielny-Bunde, A. Bunde, S. Havlin, H.E. Roman, Y. Goldreich, and H.J. Schellnhuber: Indication of universal persistence law governing atmospheric variability. *Physical Review Letters*, **81**, 729–732 (1998).
56. J.D. Pelletier: Analysis and modeling of the natural variability of climate. *Journal of Climate*, **10**, 1331–1342, (1997).
57. A.A. Tsonis, P.J. Roebber, and J.B. Elsner: Long-range correlations in the extratropical atmospheric circulation: Origin and implications. *Journal of Climate*, **12**, 1534–1541 (1999).
58. R.O. Weber, and P. Talkner: Spectra and correlations of climate data from days to decades. *Journal of Geophysical Research D*, **106**, 20131–20144, (2001).
59. K. Fraedrich, and R. Blender: Scaling of atmosphere and ocean temperature correlations in observations and climate models. *Physical Review E*, **90**, 108501 (2003).
60. R.A. Monetti, S. Havlin, and A. Bunde: Long term persistence in the sea surface temperature fluctuations. *Physica A*, **320**, 581–589 (2003).
61. M. Pattantyús-Ábrahám, A. M., Király, and I.M. Jánosi, I.M.: Nonuniversal atmospheric persistence: different scaling of daily minimum and maximum temperatures. *Physical Review E*, **69**, 021110, (2004).
62. A. Király, and I.M. Jánosi: Detrended fluctuation analysis of daily temperature records: Geographic dependence over Australia. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **88**, 119–128, (2005).
63. A. Király, I. Bartos, and I.M. Jánosi: Correlation properties of daily temperature anomalies over land. *Tellus A*, **58**, 593–600, (2006).
64. I. Bartos, and I.M. Jánosi: Nonlinear correlations of daily temperature records over land. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **13**, 571–576, (2006).
65. R.B. Govindan, D. Vyushin, A. Bunde, S. Brenner, S. Havlin, and H. Schellnhuber: Global climate models violate scaling of the observed atmospheric variability. *Physical Review Letters*, **89**, 028501 (2002).
66. R. Blender, and K. Fraedrich: Long time memory in global warming simulations. *Geophysical Research Letters*, **30**, 1769–1772 (2003).
67. D. Vyushin, I. Zhidkov, S. Havlin, A. Bunde, and S. Brenner: Volcanic forcing improves atmosphere-ocean coupled general circulation model scaling performance. *Geophysical Research Letters*, **31**, 10206 (2004).
68. R. Blender, and K. Fraedrich: Comment on "Volcanic forcing improves atmosphere-ocean coupled general circulation model scaling performance" by D. Vyushin, I. Zhidkov, S. Havlin, A. Bunde, and S. Brenner. *Geophysical Research Letters*, **31**, L22502 (2004).
69. <http://www.bom.gov.au/climate/>
70. K.E. Trenberth: A quasi-biennial standing wave in the Southern Hemisphere and interrelations with sea surface temperature. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **101** 55–74 (1975).
71. G.A. Meehl: The annual cycle and interannual variability in the tropical Pacific and Indian Ocean region. *Monthly Weather Review*, **115**, 27–50 (1987).
72. G.A. Meehl: The South Asian monsoon and the Tropospheric Biennial Oscillation. *Journal of Climate*, **10**, 1921–1943 (1997).
73. D.F. Ropelewski, M.S. Halpert, and X. Wang: Observed tropospheric biennial variability and its relationship to the Southern Oscillation. *Journal of Climate*, **5**, 594–614 (1992).
74. C.F. Ropelewski, and P.D. Jones: An extension of the Tahiti-Darwin Southern Oscillation Index. *Monthly Weather Review*, **115**, 2161–2165 (1987).
75. R.J. Allan, N. Nicholls, P.D. Jones, and I.J. Butterworth: A further extension of the Tahiti-Darwin SOI, Early ENSO events and Darwin pressure. *Journal of Climate*, **4**, 743–749 (1991).
76. <http://www.cgd.ucar.edu/cas/catalog/climind/soi.html>
77. J.M. Mendel: Tutorial on higher order statistics (spectra) in signal processing and system theory: theoretical results and some applications. *Proceedings of the IEEE*, **79**, 278–305 (1991).
78. T. Kalisky, Y. Ashkenazy, and S. Havlin: Volatility of linear and nonlinear time series. *Physical Review E*, **72**, 011913 (2005).
79. Y. Ashkenazy, P.C. Ivanov, S. Havlin, C.K. Peng, A.L. Goldberger, and H.E. Stanley: Magnitude and sign correlations in heartbeat fluctuations. *Physical Review Letters*, **86**, 1900–1903 (2001).

80. Y. Liu, P. Gopikrishnan, P. Cizeau, M. Meyer, C.K. Peng, and H.E. Stanley: Statistical properties of the volatility of price fluctuations. *Physical Review E*, **60**, 1390–1400 (1999).
81. T. Qiu, B. Zheng, F. Ren, S. and Trimper: Return-volatility correlation in financial dynamics. *Physical Review E*, **73**, 065103 (2006).
82. J.W. Kantelhardt, Y. Ashkenazy, P.C. Ivanov, A. Bunde, S. Havlin, T. Penzel, J.H. Peter, and H.E. Stanley: Characterization of sleep stages by correlations in the magnitude and sign of heartbeat increments. *Physical Review E*, **65**, 051908 (2002).
83. V.N. Livina, Y. Ashkenazy, P. Braun, R. Monetti, A. Bunde, and S. Havlin: Nonlinear volatility of river flux fluctuations. *Physical Review E*, **67**, 042101 (2003).
84. R.B. Govindan, A. Bunde, and S. Havlin: Volatility in atmospheric temperature variability. *Physica A*, **318**, 529–536 (2003).
85. R. Hegger, H. Kantz, and T. Schreiber: Practical implementation of nonlinear time series methods: The TISEAN package. *Chaos*, **9**, 413–435 (1999).
86. T. Schreiber, and A. Schmitz: Surrogate time series. *Physica D*, **142**, 346–382 (2000).
87. D.R. Easterling, B. Horton, P.D. Jones, T.C. Peterson, T.R. Karl, D.E. Parker, M.J. Salinger, V. Razuvayev, N. Plummer, P. Jamason, and C.K. Folland: Maximum and minimum temperature trends for the globe. *Science*, **277**, 364–367 (1997).
88. D.A. Stone, and A.J. Weaver: Factors contributing to diurnal temperature range trends in twentieth and twenty-first century simulations of the CCCma coupled model. *Climate Dynamics*, **20**, 435–445 (2003).
89. J.R. Garratt: *The Atmospheric Boundary Layer*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
90. J.R. Holtan: *An Introduction to Dynamical Meteorology*. (Academic Press, San Diego, 1992).
91. D.L. Hartmann: *Global Physical Climatology*. (Academic Press, San Diego, 1994).
92. G.E. Thomas, and K. Stamnes: *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
93. I.G. Watterson: The diurnal cycle of surface air temperature in simulated present and doubled CO₂ climates. *Climate Dynamics*, **13**, 533–545 (1997).
94. W.D. Meyer, and G.V. Rao: Radiation fog prediction using a simple numerical model. *Pure and Applied Geophysics*, **155**, 57–80 (1999).
95. M.Z. Jacobson: *Fundamentals of Atmospheric Modeling*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
96. D. Melas, T. Persson, H. De Bruin, S.-E. Gryning, E. Batchvarova, and C. Zerefos: Numerical model simulations of boundary-layer dynamics during winter conditions. *Theoretical and Applied Climatology*, **70**, 105–116, (2001).
97. I.N. James: *Introduction to Circulating Atmospheres*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
98. D. Brunt: Notes on radiation in the atmosphere I. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **58**, 389–418 (1932).
99. P. Groen: Note on the theory of nocturnal radiational cooling of the earth's surface. *Journal of Meteorology*, **4**, 63–66 (1947).
100. M. Pattantyús-Ábrahám, and I.M. János, I.M.: What determines the nocturnal cooling timescale at 2 m? *Geophysical Research Letters*, **31**, L05109 (2004).
101. B. J. Finnyson-Pitts, and J. N. Pitts Jr: *The chemistry of upper and lower atmosphere*. (Academic Press, San Diego, 2000).
102. Y.J. Kaufman, D. Tanré and O. Boucher: A satellite view of aerosols in the climate system. *Nature*, **419**, 215–223 (2002).
103. <http://ozonewatch.gsfc.nasa.gov/facts/hole.html>
104. P.M. de F. Forster, and S. Solomon: Observation of a „weekend effect” in diurnal temperature range. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **100**, 11225–11230 (2003).
105. O. Torres, P.K. Bhartia, J.R. Herman, A. Sinyuk, P. Ginoux, and B. Holben: A long-term record of aerosol optical depth from TOMS observations and comparison to AERONET measurements. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**, 398–413 (2002).
106. P. Kiss, I.M. János, and O. Torres: Early calibration problems detected in TOMS Earth-Probe aerosol signal. *Geophysical Research Letters*, **34**, L07803 (2007).
107. WMO: *Scientific assessment of ozone depletion: 2006*. Global Ozone Research and Monitoring Project-Report No. 50, (Geneva, Switzerland, 2007).

108. J.M. Prospero: Long-range transport of mineral dust in the global atmosphere: Impact of African dust on the environment of the southeastern United States. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **96**, 3396–3403 (1999).
109. J.M. Prospero, P. Ginoux, O. Torres, S.E. Nicholson, and T.E. Gill: Environmental characterisation of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer TOMS absorbing aerosol product. *Reviews of Geophysics*, **40**, 1002 (2002).
110. J.R. Herman, P.K. Bhartia, O. Torres, C. Hsu, C. Seftor, and E. Celarier: Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus 7/TOMS data. *Journal of Geophysical Research D*, **102**, 16911–16922 (1997).
111. W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery: *Numerical Recipes in C*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
112. <http://toms.gsfc.nasa.gov/aerosols/aerosols.html>
113. I.M. János, and R. Müller: Empirical mode decomposition and correlation properties of long daily ozone records. *Physical Review E*, **71**, 056126 (2005).
114. W.J. Randel, F. Wu, R. Swinbank, J. Nash, and A. O'Neill: Global QBO circulation derived from UKMO stratospheric analyses. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **56**, 457–474 (1999).
115. M.P. Baldwin, et al: The quasi-biennial oscillation. *Reviews of Geophysics*, **39**, 179–230 (2001).
116. N. Huang, Z. Shen, S. Long, M. Wu, H. Shih, Q. Zhen, N. Yen, C. Tung, and H. Liu: The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Proceedings of the Royal Society of London*, **A 454**, 903–995 (1998).
117. N. Huang, M. Wu, S. Long, S. Shen, W. Qu, P. Gloersen, and K. Fan: A confidence limit for the empirical mode decomposition and Hilbert spectral analysis. *Proceedings of the Royal Society of London*, **A 459**, 2317–2345 (2003).
118. N. Wiener: *Extrapolation, Interpolation, and Smoothing of Stationary Time Series*. (Wiley, New York, 1949).
119. P. Kiss, R. Müller, and I.M. János: Long-range correlations of extrapolar total ozone are determined by the global atmospheric circulation. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **14**, 435–442 (2007).
120. B. Cushman-Roisin: *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. (Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1994).
121. J. Pedlosky: *Geophysical Fluid Dynamics*. (Springer, New York, 1979).
122. D.I. Vyushin, V.E. Fioletov, and T.G. Shepherd: Impact of long-range correlations on trend detection in total ozone. *Journal of Geophysical Research D*, **112**, 14307 (2007).
123. T. Burton, D. Sharpe, N. Jenkins, and E. Bossanyi: *Wind Energy Handbook*. (John Wiley & Sons, New York, 2001).
124. P.D. Lund, and J.V. Paatero: Energy storage options for improving wind power quality. *Nordic Wind Power Conference, 22-23 May, 2006, Espoo, Finland*.
125. P. Kiss, and I.M. János: Comprehensive empirical analysis of ERA-40 surface wind speed distribution over Europe. *Energy Conversion and Management*, submitted (2007).
126. E.L. Petersen, L. Landberg, and N.G. Mortensen: *EU Wind Atlas, vol. II: Measurements and Modeling in Complex Terrain*. (Risø National Laboratory, Denmark, 1995).
127. M.R. Patel: *Wind and Solar Power Systems: Design, Analysis, and Operation*. (2nd ed., Taylor & Francis, Oxford, 2005).
128. E. Hau: *Wind Turbines: Fundamentals, Technologies, Application, Economics*. (2nd ed., Springer, Berlin, 2005).
129. K. Conradsen, and L.B. Nielsen: Review of Weibull statistics for estimation of wind speed distributions. *Journal of Applied Meteorology*, **23**, 1173–1183 (1984).
130. J.V. Seguro, and T.W. Lambert: Modern estimation of the parameters of the Weibull wind speed distribution for wind energy analysis. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **85**, 75–84 (2000).
131. P. Ramírez, and J.A. Carta: Influence of the data sampling interval in the estimation of the parameters of the Weibull wind speed probability density distribution. A case study. *Energy Conversion and Management*, **46**, 2419–2438 (2005).
132. A.H. Monahan: The probability distribution of sea surface wind speeds. Part I: Theory and SeaWinds observations. *Journal of Climate*, **19**, 497–520 (2006).
133. L. Van der Auwera, F. De Meyer, and L.M. Malet: The use of the Weibull three-parameter model for estimating mean wind power densities. *Journal of Applied Meteorology*, **19**, 819–825 (1980).

134. R.E. Luna, and H.W. Church: Estimation of long-term concentrations using a „universal” wind speed distribution. *Journal of Applied Meteorology*, **13**, 910–916 (1974).
135. C.G. Justus, W.R. Hargraves, A. Mikhail, and D. Graber: Methods for estimating wind speed frequency distributions. *Journal of Applied Meteorology*, **17**, 350–353 (1978).
136. B.G. Brown, R.W. Katz, and A.H. Murphy: Time series models to simulate and forecast wind speed and wind power. *Journal of Applied Meteorology*, **23**, 1184–1195 (1984).
137. W.E. Bardsley: Note on the use of the inverse Gaussian distribution for wind energy applications. *Journal of Applied Meteorology*, **19**, 1126–1130 (1980).
138. E. Bauer: Characteristic frequency distributions of remotely sensed in situ and modelled wind speeds. *International Journal of Climatology*, **16**, 1087–10102 (1996).
139. M. Li, and X. Li: MEP type distribution function: a better alternative to Weibull function for wind speed distributions. *Renewable Energy*, **30**, 1221–1240 (2005).
140. S. Akpınar, and E.K. Akpınar: Wind energy analysis based on maximum entropy principle (MEP)-type distribution function. *Energy Conversion and Management*, **48**, 1140–1149 (2007).
141. A.C. Cohen, and B.J. Whitten: *Parameter Estimation in Reliability and Life Span Models*. (CRC Press, Boca Raton, 1988).
142. M. Hantel (editor): *Observed Global Climate*. (Springer, Berlin, 2005).
143. B. Dodson: *The Weibull Analysis Handbook*. (2nd ed., ASQ Quality Press, Milwaukee, 2006).
144. S. Coles: *An Introduction to Statistical Modeling of Extreme Values*. (Springer, New York, 2001).
145. A. Dadpay, E.S. Soofi, and R. Soyer: Information measures for generalized gamma family. *Journal of Econometrics*, **138**, 568–585 (2007).
146. A. Ghosh: A FORTRAN program for fitting Weibull distribution and generating samples. *Computers in Geosciences*, **25**, 729–738 (1999).
147. <http://www.karman.elte.hu>
148. P.G. Baines: *Topographic Effects in Stratified Flows*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
149. <http://www.mountain-wave-project.de/>
150. <http://www.wolkenatlas.de>
151. R.F. Whelan: *Exploring the Monster. Mountain Lee Waves: The Aerial Elevator*. (Wind Canyon Books, Niceville, 2000).
152. R.R Long: Some aspects of the flow of stratified fluids, I.: A theoretical investigation. *Tellus*, **5**, 42–48 (1953).
153. R.R Long: Some aspects of the flow of stratified fluids, II.: Experiments with a two fluid system. *Tellus*, **6**, 97–115 (1954).
154. R.R Long: Some aspects of the flow of stratified fluids, III.: Continuous density gradients. *Tellus*, **7**, 341–357 (1955).
155. J. Fortuin: Theory and application of two supplementary methods of constructing density gradient columns. *Journal of Polymer Science*, **44**, 505–515 (1960).
156. B. Gyüre, and I.M. János: Stratified flow over asymmetric and double bell-shaped obstacles. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **37**, 155–170 (2003).
157. B. Kassai: Hullámrepülés Dunakeszin. *Pilóta*, **1998/5**, 4–6 (1998).
158. I.M. János, G. Szabó, and T. Tél: High precision balance from salt and water and the slow swelling of ping-pong balls. *European Journal of Physics*, **25**, 303–310 (2004).
159. B. Gyüre, and I.M. János: Laboratory modeling of atmospheric flow phenomena: Mountain waves. *Időjárás*, (Quart. J. of the Hungarian Meteorological Service), **110**, 299–307 (2006).
160. P.G. Baines, and P.C. Manins: The principles of laboratory modeling of stratified atmospheric flows over complex terrain. *Journal of Applied Meteorology*, **28**, 1213–1225 (1989).
161. P.G. Baines, and K.P. Hoinka: Stratified flow over two-dimensional topography in fluid of infinite depth: a laboratory simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **42**, 1614–1630 (1985).
162. B.R. Sutherland: Large-amplitude internal wave generation in the lee of step-shaped topography. *Geophysical Research Letters*, **29**, 15321–15325 (2002).
163. G.A. Corby, and C.E. Wallington: Airflow over mountains: the lee-wave amplitude. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **82**, 266–274 (1956).
164. M.E. McIntyre: On Long’s hypothesis of no upstream influence in uniformly stratified or rotating flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **52**, 209–243 (1972).
165. R.S. Scorer: *Environmental Aerodynamics*. (Ellis Horwood, Chichester, 1978).

166. B. Grisogono, S.C. Pryor, and R.E. Keislar: Mountain wave drag over double bell-shaped orography. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **119**, 199–206 (1993).
167. S. Vosper: Gravity-wave drag on two mountains. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **122**, 993–999 (1996).
168. G.J. Mayr, and A. Gohm: 2D airflow over a double bell-shaped mountain. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **72**, 13–27 (2000).
169. B. Gyüre, I. Bartos, and I.M. Jánosi: Nonlinear statistics of daily temperature fluctuations reproduced in a laboratory experiment. *Physical Review E*, in print (2007).
170. D. Fultz: A preliminary report on experiments with thermally produced lateral mixing in a rotating hemispherical shell of liquid. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **6**, 17–33 (1949);
171. D. Fultz: On the possibility of experimental models of the polar-front wave. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **9**, 379–384 (1952).
172. D. Fultz, R.R. Long, G.V. Owens, W. Bohan, R. Kaylor, and J. Weil: Studies of thermal convection in a rotating cylinder. *Meteorological Monographs* (American Meteorological Society), **4**, 1–104 (1959).
173. R. Hide: Some experiments on thermal convection in a rotating liquid. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **79**, 161 (1953);
174. R. Hide: An experimental study of thermal convection in a rotating liquid. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **A 250**, 441–478 (1958).
175. W.W. Fowles, and R. Hide: Thermal convection in a rotating annulus of liquid: Effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **22**, 541–558 (1965).
176. J.E. Geisler and W.W. Fowles: Theoretical regime diagrams for thermally driven flows in a beta-plane channel. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **36**, 1530–1541 (1979).
177. <http://www.atmos.washington.edu/2005Q1/101/>
178. R.A. Kerr: A lava lamp model for the deep earth. *Science*, **283**, 1826–1827 (1999).
179. M. McNutt: Earth science: The mantle's lava lamp. *Nature*, **402**, 739–740 (1999).
180. D.L. Anderson: Top-down tectonics? *Science*, **293**, 2016–2018 (2001).
181. L.H. Kellogg, B.H. Hager, and R.D. van der Hilst: Compositional stratification in the deep mantle. *Science*, **283**, 1881–1884 (1999).
182. N. Jones: Volcanic bombshell. *New Scientist*, **177**, 32 (2003).
183. G. Schubert, D. L. Turcotte and P. Olson: *Mantle Convection in the Earth and Planets*. (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
184. A. Davaille: Simultaneous generation of hotspots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle. *Nature*, **402**, 756–760 (1999).
185. S.C. McCutcheon, J.L. Martin, and T.O. Barnwell, Jr.: Water Quality. In: D.R. Maidment (Editor), *Handbook of Hydrology*, (McGraw-Hill, New York, 1993), p. 11.3.
186. H.N. Pollack, S.J. Hurter, and J.R. Johnson: Heat flow from the Earth's interior: analysis of the global data set. *Reviews of Geophysics*, **31**, 267–280 (1993).
187. J.T. Kiehl, and K.E. Trenberth: Earth's annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **78**, 197–208 (1997).
188. A. Berger, and M.F. Loutre: Insolation values for the climate of the last 10 million years. *Quaternary Science Reviews*, **10**, 297–317 (1991).
189. B.J. Soden, R.T. Wetherald, G.L. Stenchikov, and A. Robock: Global cooling after the eruption of Mount Pinatubo: A test of climate feedback by water vapor. *Science*, **296**, 727–730 (2002).
190. J.C. Mullarney, R.W. Griffiths, and G. O. Hughes: The effects of geothermal heating on the ocean overturning circulation. *Geophysical Research Letters*, **33**, L02607, (2006).