

Légkör és óceán a laborasztalon

Környezeti áramlási jelenségek vizsgálata a Kármán-laboratóriumban

Földünk óceánjai és légköre komplex, csatolt áramlási rendszert alkotnak, melyben a részfolyamatok többszörösen visszahatnak önmagukra és egymásra, minden elképzelhető időskálán és mérettartományban. E bonyolult ok-okozati viszonyok szétválasztása embert próbáló, nem egyszer lehetetlen feladat elé állítja a kutatókat. Épp ezért rendkívül hasznos lenne, ha valamiképpen ellenőrzött körülmények közé kényszeríthetnénk, „laborasztalra fektethetnénk” a légkör és az óceán nagyléptékű jelenségeit.

A természet szerencsére segítségünkre siet ebben: mint látni fogjuk, az áramlási hasonlóság elve lehetővé teszi, hogy a paraméterek gondos megválasztásával tényleges laborasztalokon, konyhai edényekkel összevethető nagyságú tartályokban tanulmányozhassuk a környezeti áramlási rendszerek (radikálisan leegyszerűsített, ám épp ezért nagyon tanulságos) ún. minimálmodelljeit.

Magyarországon az ELTE Kármán Tódor Környezeti Áramlások Laboratóriumában zajlanak ilyen kísérletek, s ezek, illetve a szerzőnek a Brandenburi Műszaki Egyetemen (Cottbus, Németország) folytatott mérései képezik a jelen összefoglaló alapját.

Laboratóriumi és/vagy számítógépes modellezés

Természetesen azonnal felvetődhet a kérdés: napjainkban, a virtuális valóság és a globális numerikus klímamodellek korában mi lehet a laboratóriumi kísérlet szerepe? A számítógépes áramlási modellezés szükségképpen véges számú elemből építkezik: „rácsra teszi”, elemi dobozokra osztja a rendszert (ez a felosztás történhet a valós fizikai térben, de a dinamikai változók által kifejezett valamely absztrakt térben is), s a felbontás növelésével a programok futási ideje a legjobb esetben is hatványfüggvény szerint nő, mely mindenképpen a végtelenbe tart. Az áramlásokat leíró mozgásegyenletek azonban jellemzően nemlineárisak, azaz rendkívül érzékenyek a ki-

csiny lokális eltérésekre (ilyen rendszerekre számos példát találhatunk a jelen külön-számban), mégpedig úgy, hogy a kezdetben apró kiterjedésű zavarok az időben exponenciális ütemben „felfúvódnak”, s ilyen módon kapcsolatot teremtenek, információt juttatnak a kicsiny méretskálák jelenségei felől a nagy, globális léptékű folyamatokba. A véges térközű numerikus rácsra természetesen ilyen formán lehetetlen felbontani és hosszú távon követni a jelenségek egy számottevő részét. Erre is gondolhatott a Nobel-díjas fizikus, *Richard Feynman*, mikor így fakadt ki: „...engem mindig meglehetősen zavart az a tény, hogy a törvények – legalábbis amennyire ma ismerjük őket – úgy írják le a természetet, hogy egy számítógép csak végtelen számú logikai lépésben számíthatja ki a jelenségek lefolyását a tér és az idő egy akármi-lyen piciny tartományában. Hogy mehet ez végbe egy parányi térrészben? Miért kell végtelen számú logikai művelet annak leírásához, hogy mi történik a tér és az idő egy kicsiny tartományában?” [1] (Gajzágó Eva fordítása).

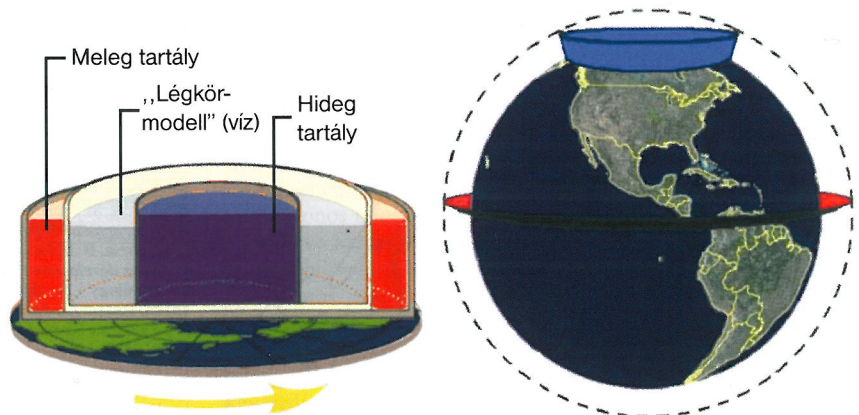
A laborkísérletekre tehát úgy is tekinthetünk, mint egyfajta analóg számítógépekre, melyek felbontása gyakorlatilag végtelen (habár mérési mintavételezésünk természetesen itt is mind térben, mind időben diszkrét), s melyek a mozgásegyenleteik ha-

sonló alakja révén olyan „megoldásokat” eredményeznek, melyek tényleges környezeti áramlásoknak is megfeleltethetők.

Érdekes történeti adalék, hogy a XIX-XX. század fordulóján több neves tudós úgy vélte, hogy a laboratóriumi modellkísérletek jelentik majd a szolgáltatás-érő időjárás-előjelzés jövőjét. 1907-es írásában *Cleveland Abbe* például amellett érvel, hogy ilyen „mechanikus integrátorokat” építsenek, a különböző vizsgálni kívánt földrajzi régiók részletes terepmodelljeivel [2].

Az ok, hogy ilyen modellek minden jel szerint sosem álltak üzembe, nem más, mint hogy minden jó tulajdonságuk ellenére az írás bevezetőjében említett komplexitásnak csak szűk aspektusai ragadhatók meg laboratóriumi kísérletekkel. Ha szerencsénk van, konstruálhatunk egy elrendezést, melyben a mozgásegyenletek egy része hasonló alakú (a szónak szigorú, áramlási értelmében véve – l. következő szakasz) a nagyságok áramlásokéhoz, ám az teljes-séggel elképzelhetetlen, hogy minden lényeges egyenletet hasonlóvá tegyünk. Nem alkothatunk tehát „kis világokat”, melyben fúj a szél, süt a nap, esik az eső, forog a Föld, működik az óceáni vízkörzés és kavarognak az aeroszolok: mindezt kizárólag a számítógépes szimuláció teszi lehetővé, minden tökéletlenségével együtt. Így egészíti ki tehát egymást a kísérleti és nu-

1. ábra. A Fultz-féle kísérleti elrendezés felépítése (balra) és megfeleltetése a mérsékelt égöv légkörével (jobbra) [4]





2. ábra. Nagyléptékű örvények bolygólegkörökben. Balra egy tipikus mérsékelt övi ciklon (átmérőjük jellemzően 1000 km körüli) műholdfelvétele látható Izland partjainál (forrás: NASA). Jobbra pedig a szerző festménye a Jupiterről, ahogy azt az Europa hold felszínén állva megfigyelhetnénk. A bolygó légkörének legszembetűnőbb jelensége a Nagy Vörös Folt nevű anticiklon, melynek élettartama évszázadokban mérhető. A Jupiter tányérjának szélénél az Io látható

merikus munka a környezeti áramlások és éghajlati rendszerünk dinamikájának kutatásában: előbbi „végtelen felbontású” minimálmodellek, utóbbi pedig véges felbontású, ám komplexebb globális modellek futtatását teszi lehetővé.

Egy klasszikus kísérlet: a mérsékelt égövi időjárás minimálmodellje

Mind az oceanográfia, mind a meteorológia XX. századi fejlődésére nagy hatást gyakorolt az amerikai *David Fultz* munkássága, aki a Föld forgásával kapcsolatos nagyskálás légköri és óceáni jelenségek laboratóriumi modellezésének úttörője volt. Fultz 1949-ben számolt be elsőként mára klasszikussá vált kísérletéről [3], mellyel megdöbbentően pontosan demonstrálta a nagy kiterjedésű légörvények képződésének dinamikáját. A Fultz-féle elrendezést az 1. ábrán szemléltetjük. A szerkezet egy forgóasztalra szerelt kerek tartályból áll (a Kármán-labor tartályának átmérője: 40,6 cm), melyet jó hővezető képességű anyagokból készült koncentrikus hengerpalástok tagolnak. A legbelső hengerbe (melyet kézzel jelöltünk az 1. ábrán) hideg folyadékot, például jeges vizet teszünk, a legkülső gyűrűszerű rekeszt (piros) pedig forró vízzel töltjük fel. Maga a „légkör-modell” a szobahőmérsékletű vizet tartalmazó (szürke) közbülső tartomány, melyet tehát két oldalról a belső és külső hőtartály hűt illetve fűt.

Amint az 1. ábra jobb oldalán láthatjuk, ez az elrendezés a mérsékelt égövi légkör karikatúrája, melyet a sarkvidéktől az Egyen-

lítő felé haladva szintén fokozatosan növekvő átlaghőmérséklet jellemez. Amennyiben Földünk nem forogna, a rendszer geometriai szimmetriájából kifolyólag az adott hőmérsékleti peremfeltételek észak-déli (vagy fordított) irányú áramlást indítanának be, azaz ilyen lenne az uralkodó szélirány. Ez az időjárás meglehetősen egyhangú, s ezért könnyen előre jelezhető volna. (Itt most jótékonyan hagyjuk figyelmen kívül érvelésünkben, hogy ha a Föld nem forogna, akkor egyik felén folytonos hideg éjszaka lenne, s ez valójában jócs-

kán módosítaná az említett peremfeltételeket, valamint hogy egy ilyen bolygón talán sosem alakultak volna ki meteorológusok, akik az időjárás egyszerűségéről elmélkedhetnének.)

Bolygónk azonban nagyon is forog, s ez megbontja a szimmetriát, összekuszálja a nagy léptékű áramlásokat. Az időjárás szempontjából legfontosabb változás, mely ezzel jár, a forgó vonatkoztatási rendszerekben mozgó testekre ható Coriolis-erő megjelenése. A jelenség megértéséhez képzeljünk el egy üveggolyót, melyet egy forgó

1. A termikus Rossby-szám

Hasonlóan a csöbéli áramlásokat jellemző Reynolds-számhoz, a hőmérsékletkülönbség-hajtotta forgatott áramlások esetében is megadható egy mértékegység nélküli mennyiség, mely számot ad az áramlás jellegéről. Ez az ún. termikus Rossby-szám (Carl Gustaf *Rossby* svéd-amerikai meteorológus után), mely két természetes sebesség-skála arányaként adható meg: $Ro = (\text{a hőmérsékletkülönbségből adódó áramlások sebessége}) / (\text{a rendszer forgásából adódó kerületi sebesség})$.

A számlálóban álló sebességről (jelöljük U -val) tudható, hogy időegységre eső megváltozása a teljes ΔT hőmérséklet-növekmény hosszegységre jutó részének nagyságával arányos, más szavakkal: ha a hőmérséklet-mező a térben „meredeken” változik, egyre gyorsabbak lesznek az áramlások. A rendszer természetes hosszúságegysége a Föld (vagy épp a Fultz-

féle elrendezés) sugara, jelöljük ezt R -rel; hasonlóan természetes időegység a forgás P periódusideje (a nap hossza). Ezekkel a mennyiségekkel és jelölésekkel az előző mondat így írható: $U/P \sim \Delta T / R$, azaz U -t kifejezve: $U \sim \Delta T P / R$.

A nevezőben szereplő kerületi sebesség (jele legyen V) értéke a nap P hosszával fordított, a rendszer R sugarával pedig egyenes arányban nő, azaz: $V \sim R/P$. Látható tehát, hogy a Ro termikus Rossby-szám, mely a fentiek szerint U és V aránya, így alakul:

$$Ro = C \frac{\Delta T P^2}{R^2},$$

ahol C egy geometriai és fizikai paraméterektől (így pl. a gravitációs gyorsulás nagyságától és az áramló anyag térfogati hőtárolási együtthatójától) függő konstans.

felületen, mondjuk egy régi lemezjátszón pöckölgetünk sűrűlódásmentesen. Tegyük a golyót például a forgástengelyre, és adjunk neki egyetlen, sugárirányú kezdőlökést. Ennek hatására az elindul a lemez széle felé, s mivel sűrűlódás nem lép fel, egy külső szemlélő szerint egyenes vonalú egyenletes mozgást végezve halad (Newton I. törvénye értelmében), míg le nem pottyan a korong széléről. Ha azonban ugyanezt a jelenséget a lemezen ülve, azzal együtt forogva figyeljük meg, azt látnánk, hogy az üveggolyó, miközben távolodik tőlünk, egyre inkább eltérül a kezdeti pöccintés irányától (mégpedig a mi forgásunk irányával ellentétesen), s egy körív-darab alakú pályát ír le mielőtt leesik. Pontosan ugyanez történik a légkörben, illetve a forgatott Fultz-féle kísérletben is: az áramlás a Coriolis-erő elcsavarja, mégpedig az északi féltekén (ahol tehát a pólus fölött lebegve, egy inerciarendszerből letekintve az óramutató járásával ellentétes forgást látnánk) a mozgás mindenkorai iránya szerint jobbra húzva, s ezzel körpályára kényszerítve azt. Ez a hatás felelős a felhőrendszerek műholdképekről jól ismert körkörös avagy spirális alakjáért [5], melyek közül kettőt a 2. ábrán mutatunk be: egy földi ciklont, illetve a jelenleg ismert legnagyobb légörvényt, a Jupiter Nagy Vörös Foltját, melynek átmérője nagyobb, mint egész Földünké.

Az áramlatok Coriolis-erő okozta eltérülésének mértéke egyenesen arányos a mozgás sebességével és a rendszer forgásának szögsebességével, s értelemszerűen minél nagyobbak ezek, annál kisebb lesz a

kialakuló körpálya sugara (helyben vagyunk: a forgatás nélküli eset ugyanis eszerint végtelen pályasugarat, azaz egyenes vonalú mozgást eredményez, ahogy elvárjuk). Az áramlás jellemző sebességét az itt vizsgált rendszerekben az észak-déli – illetve a kísérletben sugárirányú – hőmérsékletkülönbség határozza meg. Ennek a sebességnek a forgás kerületi sebességéhez viszonyított értéke, a mértékegység nélküli *termikus Rossby-szám* (1. 1. **blokkunkat**) egy olyan különleges paraméter, melyet, ha sikerül a forgatott laborkísérletekben úgy beállítanunk, hogy megegyezzen a légkörre (vagy éppen óceánra) kapott értékkel, joggal remélhetjük, hogy az ottani áramlásokhoz hasonló áramlatokat láthatunk majd kísérletünkben. E merész állítás mögött az a szigorúan matematikai jellegű észrevétel áll, hogy a mozgásegyenletek számunkra „érdekes” részei (de mint említettük, sohasem minden része!) ilyen módon felírhatók *egyetlen* paraméter-kombináció függvényeként. Tehát sem a nap hossza, sem a bolygó kiterjedése, sem a hőmérsékletkülönbség nem determinálja önmagában az áramlás jellegét, hanem kizárólag ezek egy meghatározott aránya felelős a megfigyelt dinamikai viselkedésért. Ez az áramlástani hasonlóság elvének egy megnyilvánulása (1. *blokk*).

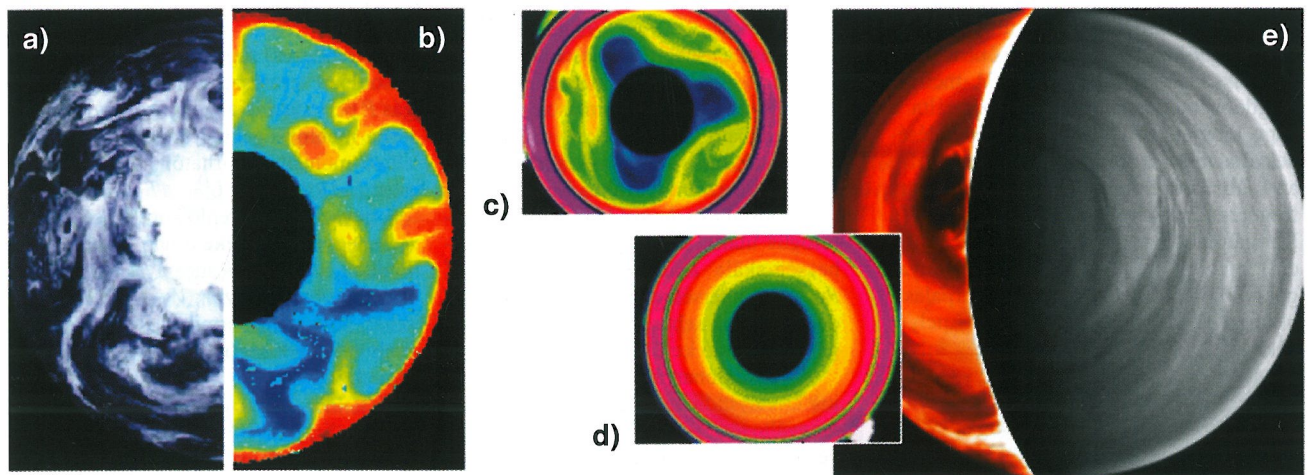
Amennyiben Ro értéke kicsiny (mely az áramlás sebességéhez képest gyors forgatás – kis P , azaz rövid nap – és/vagy kicsiny hőmérsékletkülönbség esetén állhat elő), a rendszer dinamikáját a Coriolis-erő hatása uralja. Ilyen, nehezen előrejelezhe-

tő viselkedést mutat Földünk légköre is, ahol a termikus Rossby-szám becslült értéke 0,01 nagyságrendű. A 3a. ábrán egy műholdképet láthatunk, melyen a mérsékelt égvi felhőrendszer egy tipikus állapota látható a forgástengely irányából tekintve. A 3b. ábra pedig egy, a kísérleti elrendezésünkről hőkamerával készült felvételt mutat, melyet a légkörrel nagyságrendileg megegyező termikus Rossby-szám beállítása után nyertünk. Mind a Föld, mind a kísérlet esetében szépen kirajzolódik, hogy szabálytalan örvények gyűrűznek a rendszerben, melyek a nagyobb kiterjedésű hőmérsékleti anomáliákat ölelik körül.

A kísérletben Ro értékét egy-két nagyságrenddel megnövelve (azaz fokozva a sugárirányú hőmérsékletkülönbséget, és/vagy csökkentve a forgás P periódusidejét) egy olyan áramlási fázisba jutunk, melyben a „modell-időjárás” változatos, ámde könnyen előrejelezhető. Ekkor a hőmérsékleteloszlást szabályos, állandó sebességgel körbehaladó hullámszerű anomáliák jellemzik.

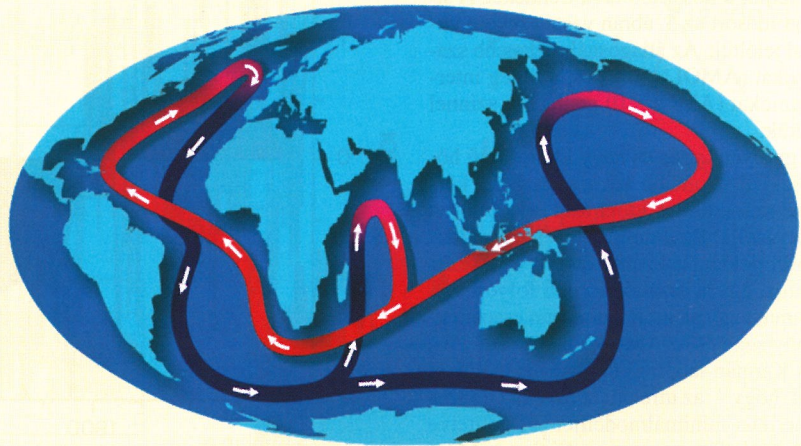
E mintázatok tehát összekapcsolják a rendszer egymástól távol eső tartományait, szép példáját nyújtva a *távkapcsolat* jelenségkörének (melynek szerepét a légkörben Homonnai Viktória írása részletesen tárgyalja). A 3c. ábra egy ilyen esetet mutat be. A hőképen kékes színnel ábrázoltuk a hideg örvényeket. Ezek száma határozza meg a mintázat szimmetriáját: jelen esetben három örvény figyelhető meg, melyek egyenlő oldalú háromszög alakba igyekeznek rendeződni. Kiterjedt kutatások tárgyát képezi, hogy milyen mechanizmusok

3. ábra. Áramlási mintázatok fejlődése a termikus Rossby-szám (Ro) növelésével. Földünk légkörét szabálytalan légörvények sokasága jellemzi (a) ($Ro \approx 0,01$), csakúgy, mint az áramlástani értelemben hasonló laboratóriumi áramlást (b). Ro növelésével (c) szabályos hullámszerű struktúrákat találunk ($Ro \approx 0,2$), majd még magasabb értékek felé haladva (d) hengerszimmetrikus áramlást, mely a Vénusz bolygó légkörében (e) is megfigyelhető ($Ro \approx 1000$) [Forrás: NASA, ESA, BTU Cottbus]



2. A Nagy Óceáni Szállítószalag

Az észak-déli hőmérsékletkülönbség és a forgatás együttes hatása az óceáni áramlatok szempontjából is alapvető fontossággal bír. Az anyag- és hőtranszport-folyamatok bonyolult rendszerét, mely magában foglalja mind a felszíni, mind az óceán mélyén zajló áramlásokat, *Nagy Óceáni Szállítószalagnak* [8] nevezi a szakirodalom (vázlatos rajza a **4. ábrán** látható). A Szállítószalag „motorja” az Atlanti-óceán északi medencéjében működő Atlanti Meridionális (azaz déli-északi irányú) Alábukó Áramlás, melynek felszíni ágát többek között a jól ismert Golf-áramlat alkotja. E mozgás fő hajtóereje a jeges északi és meleg szubtrópusi vizek közti hőmérséklet- és sótartalom-különbség, mely észak felé tartó meleg áramlást indít be. A sarkvidéket elérve a folyadékrészecskék a hideg légtömegekkel érintkezve lehűlnek, mégpedig olyannyira, hogy sűrűségük (részben a trópusi medencéből hozott nagy sótartalmuk miatt is) nagyobbá válik, mint a mélyebben fekvő vízrétegeké. Ez a helyzet természetesen nem maradhat stabil, így beindul a felszíni és mélyégi áramlási rendszereket összekapcsoló vízszülledés, mely a legnagyobb mértékű víztranszport-folyamat bolygónkon. Becslések szerinti hozama hússzor több, mint a



4. ábra. A Nagy Óceáni Szállítószalag vázlatos szerkezete. A felszíni áramlásokat pirossal, a mélyégi vízkörzési ágakat kékkel jelöltük. A rendszer egyik fő hajtóereje az Észak-Atlanti medencében megfigyelhető vízszülledés (Forrás: NOAA)

Föld összes folyójáé együttvéve, és kissé nagyobb, mint a csapadékképződés során időegység alatt globálisan megmozgatott teljes vízmennyiség. A szállítószalag dinamikája az „időjárás” jellemző időtartományánál sokkal hosszabb távú folyamatokat is magában foglal, hiszen a világoceán óriási, lomha hőtartály: legfelső 3

méternyi rétege önmagában képes annyi hőt tárolni, mint az egész atmoszféra összesen. Épp ezért különösen fontos, hogy megismerjük és modellezzük az Atlanti Meridionális Alábukó Áramlás működésében megjelenő hőmérsékleti (és ami ezzel együtt jár: vízhozambeli) ingadozásokat.

választják ki a ténylegesen megjelenő szabályos formákat. Annyi bizonyos, hogy *Ro* növelésével jellemzően egyre csökken a hideg örvények száma, majd egy kritikus érték ($Ro \approx 1$) fölött, amint a Coriolis-erő hatása másodlagossá válik, elérkezünk egy olyan stacionárius áramlási fázisba, ahol a kialakuló felszíni hőmérséklet kizárólag a forgástengelytől mért távolság – azaz a „földrajzi szélesség” – függvénye (**3d. ábra**). Földünkön a mérsékelt égöv alatt ilyen egyhangú időjárás sohasem tapasztalható, ám a bolygónkkal nagyjából megegyező méretű, de sokkal lassabban forgó Vénusz légkörében (egy vénuszi nap 584 földi napnak felel meg) pontosan ez a helyzet áll elő. Illusztrációként testvérbolygónk északi féltékéjének egy űrszondás felvételét mutatjuk be a **3e. ábrán** (a napos oldal képe a látható fény tartományában, az éjszakai félgömbé pedig hőkamerával készült). Láthatjuk tehát, hogy a laboratóriumi modell-kísérletek a földi légkör működésének jobb megértése mellett az összehasonlító planetológia tudományában is fontos szerepet kaphatnak.

A Fultz-féle elrendezéssel, melyben a forgatásnak és a hőmérsékletkülönbségnek van döntő szerepe (**2. blokk**), a Kármán-laboratóriumban az elmúlt évtizedben folytatott vizsgálatok számos meglepő ered-

ményre vezettek. A meglepetést rendszert az a vissza-visszatérő felismerés okozta, hogy minden egyszerűsége ellenére a kísérlet megannyi, bonyolultnak mutatkozó légköri jelenséget pontosan demonstrált. Ennek kitűnő példája volt annak kimutatása, hogy *Ro* földi légkörnek megfelelő értéke mellett a tartály egy adott pontján mért „nap” hőmérséklet-változások nagyságának és előjelének gyakoriság-eloszlása tökéletesen megegyezik a meteorológiai mérőállomások adatai alapján meghatározott statisztikával [6]. Igazolást nyert továbbá az is, hogy lokalizált „szennyező” foltok – egy festékpamacs a kísérletben, vagy egy vulkáni hamufelhő a légkörben – szétterjedése is (áramlástanban értelemben!) hasonlóan történik a két rendszerben [7].

A Több Évtizedes Atlanti Változékonyság laboratóriumi vizsgálata

A kilencvenes évek óta ismert, hogy az Észak-Atlanti medence felszíni vízhőmérsékletének területi átlagában, az általános melegedés mellett egy több évtizedes időskálájú (mintegy 20–70 éves) változékonyság is jelen van, melynek folytonos jelenlétét megerősíteni látszanak az 1850-es évek

óta rendelkezésünkre álló műszeres és a Kr.u. 500-ig visszanyúló paleoklimatológiai adatok is. Így például az XX. század '40-es éveiben, valamint az elmúlt időszakban is (1995 óta), a medence átlaghőmérséklete magasabb volt, mint a „hideg” '70-es években. A jelenség Több Évtizedes Atlanti Változékonyság (Atlantic Multidecadal Variability – AMV) néven vonult be a köztudatba. Az AMV állapotának számszerűsítésére bevezették az AMOI indexet (Atlantic Multidecadal Oscillation Index), amely a Atlanti-medence Egyenlítőnél északra fekvő részére kiátlagolt, havi felbontású vízfelszín-hőmérséklet-értékek anomáliájának (azaz sokévi átlagtól való eltérésének) idősoraként áll elő. Az AMOI időfejlődését az **5. ábrán** barna görbe mutatja. Az évtizedes skálájú változékonyság jobb kiemelésére érdekében hasznos az AMOI idősort valamelyest „kisimítani”, mégpedig úgy, hogy minden adatpontot az arra a pontra kapott 10 éves *mozgó átlaggal* helyettesítsük. Ez azt jelenti, hogy az eredeti idősor minden időpontjára kiszámítjuk az azt megelőző és követő 5–5 éves intervallum összes adatából – ez tehát egy 10 éves szakasz – számított átlagot. Vegyük észre, hogy a mozgóátlagolt idősor ekkor szükségképpen 10 évvel rövidebb lesz az eredetinél, hiszen az első és utolsó 5–5 évre a mozgó

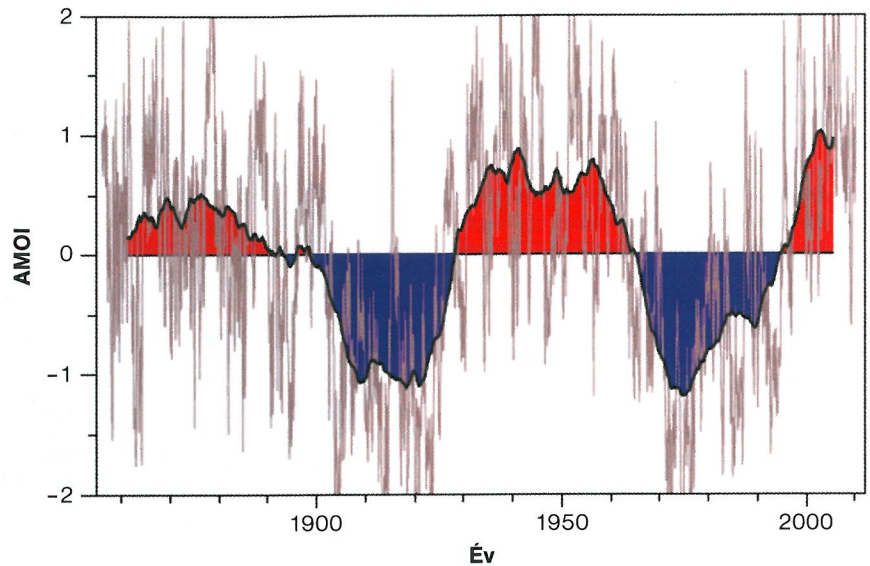
átlag nem számítható ki. Ám ezzel az eljárással megszabadulhatunk a rövidebb periódusú változékonyságtól, és jobban áttekinthetjük a hosszabb távú trendeket. A simított idősort az 5. ábrán vastag fekete vonallal jelöltük. Az átlagosnál melegebb szakaszokat ($AMOI > 0$) piros, a hideg intervallumokat ($AMOI < 0$) pedig kék színnel jelöltük.

Egy ilyen tartós és nagy kiterjedésű hőmérsékleti anomália természetesen a környező szárazföldek időjárását is jelentősen befolyásolja. Egyértelmű kapcsolat mutatható ki például a Száhel-övezet nyári szárazsága, egyes észak-amerikai folyók vízhozama, vagy az indiai monszon csapadékmennyisége és az AMOI között.

A Kármán-laboratóriumban azt tűztük ki célul, hogy – az utrechti *te Raa* és *Dijkstra* numerikus minimálmodelljét [9] átültetve a gyakorlatba – megvizsgáljuk az AMV egyik feltételezett gerjesztő mechanizmusának alapvető dinamikáját. Az elmélet szerint az AMV keltésének három legfőbb feltétele:

- az alábukó áramlás (azaz az észak-déli hőmérsékletkülönbségek) fennállása
- a Föld forgása (azaz a Coriolis-erő eltérítő hatása)
- végül valamiféle, az évtizedesnél rövidebb időskálájú külső hőmérsékleti változékonyság (azaz „időjárás”) jelenléte.

Kísérleti elrendezésünket vázlatosan a 6. ábra mutatja be. A forgóasztalra rögzített, téglalap alakú tartályba vizet töltöttünk, melyet a háttéráramláshoz szükséges hőmérséklet-különbség biztosítása céljából a tartály egyik rövidebb oldalfalához rögzített fűtőszállal folyamatosan melegítettünk, a szemközti oldalon pedig egy sárgaréz lappal leválasztott rekeszbe helyezett jégtömbökkel hűtöttünk. A vízfelszíni hőmérséklet-értékeket az ábrán látható módon elhelyezett digitális hőmérők adatainak másodpercenkénti kiolvasásával naplóztuk. Az utrechti csoport szerint kulcsfontosságú termikus zavarokat (mesterséges „időjárás”) egy, a kád fölé rögzített, de vele nem együttforgó halogénlámpa hőszugárzása szolgáltatva, mellyel akár 1–2 °C-os anomáliákat is kelthetünk a vízfelszínen. A lámpa ki-be kapcsolását számítógépről vezéreltük oly módon, hogy átlagosan 200 másodpercenként történjen egy állapotváltás (fel- vagy lekapcsolás), azaz a gerjesztés átlagos $P_{\text{lámpa}}$ periódusideje (egy „világos” és egy „sötét” részből álló szakasz teljes hossza) 400 másodpercnek adódott. Látható, hogy a rendszer alakja, geometriai szimmetriái mások, mint az előzőleg tárgyalt hengeres elrendezés esetében. A termikus Rossby-szám azonban ezúttal is jól használható hasonlósági paraméter-



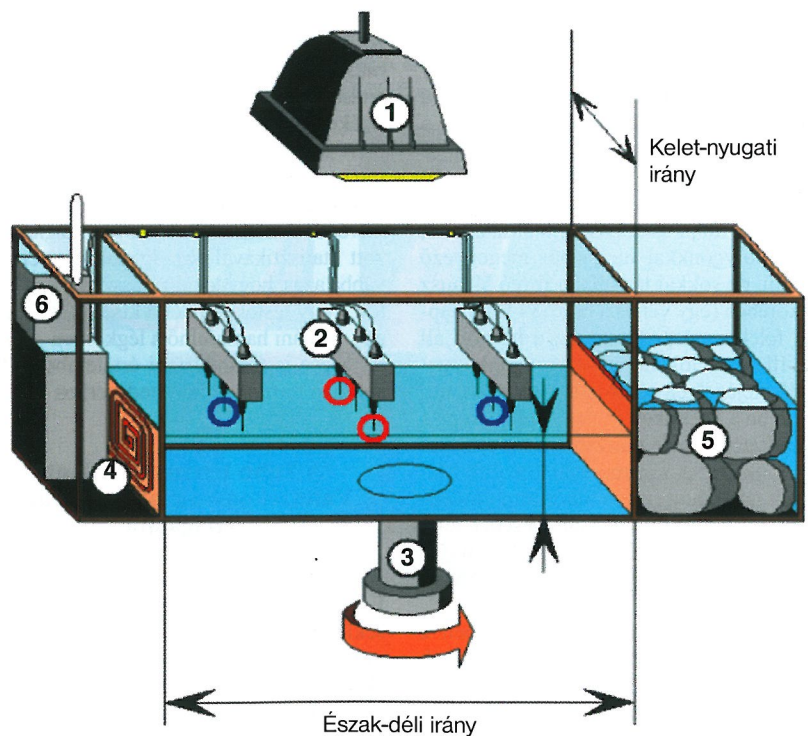
5. ábra. Az észak-atlanti medence havi tengerfelszíni hőmérséklet anomáliája (illetve annak mértékegység nélküli aránya az átlagos anomáliához képest), valamint a mozgó átlagolással simított AMOI adatsor (vastag, fekete vonal) [Forrás: NOAA]

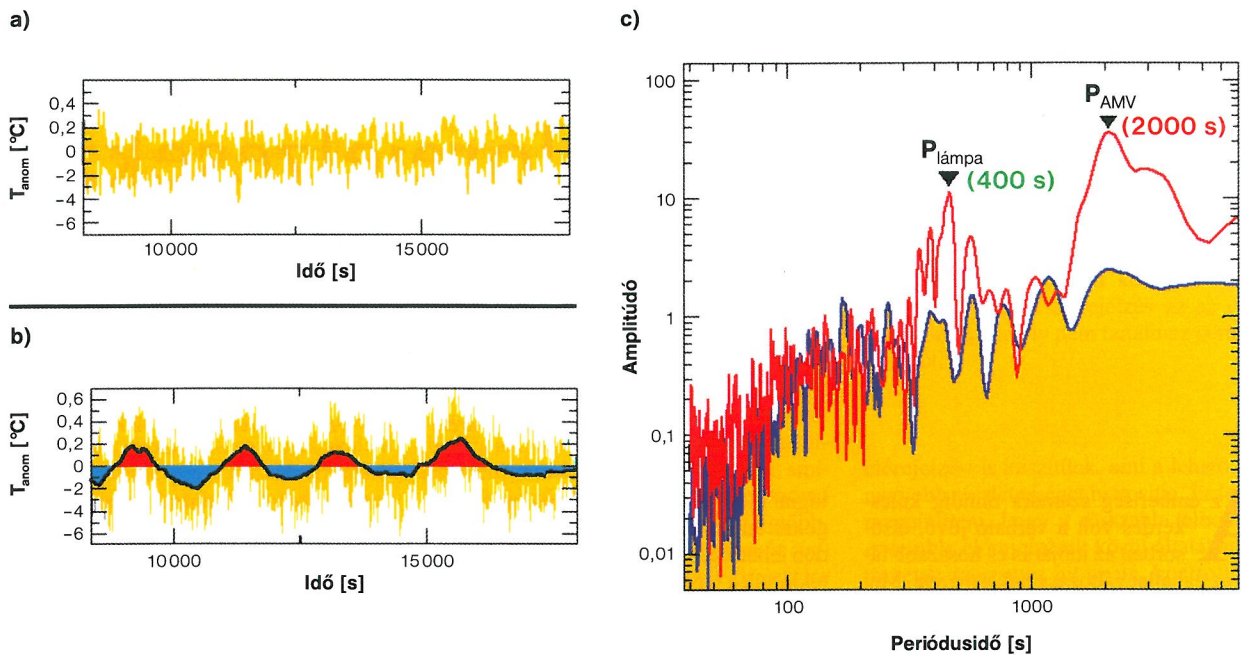
nek bizonyult, kísérleteinkben ezért a Ro észak-atlanti medencére jellemző értékét ($Ro \approx 0,0001$) állítottuk be.

A 7. ábra két, különböző kísérlet során rögzített átlaghőmérséklet-anomália idősort

mutat, melyet a vízfelszínen elhelyezett kilenc hőmérő jelének átlagolásával kaptunk, majd ebből levontuk az idősor saját átlagértékét, s így a nulla érték körül ingadozó jelet nyertünk. A 7a. ábra adatait egy

6. ábra. Az AMV kísérleti elrendezés sematikus rajza. 1: a hőmérsékleti zavarokat biztosító számítógépezérelt halogénlámpa, 2: digitális hőmérők, 3: a forgóasztal tengelye (a forgás irányát nyílal jelöltük), 4: elektromos fűtőegység („Egyenlítő”), 5: a jéggel föltöltött hűtő szektor („poláris régió”), 6: a valósídejű adattovábbításhoz szükséges rádióadó





7. ábra. a) A lámpa által keltett „időjárás” nélküli kontrollmérés átlaghőmérséklet-anomália idősora. b) A „lámpás” mérés hasonló idősora (narancssárga), és a mozgóátlaggal simított változata (fekete). c) Az a) és b) ábrák idősorainak Fourier-spektruma (rendre kék és piros)

olyan kontrollkísérlet során gyűjtöttük, ahol a lámpás melegítés nem működött, csupán a forgatás és a medence oldalsó fűtése határozta meg a dinamikát. Itt a jellemző időskálát tehát a forgatás periódusideje ($P = 3$ s) állítja be. A 7b. ábra idősora mutatja a lámpás gerjesztés jelenlétének hatását. A narancs színű görbén jól látható az átlagosan $P_{lámpa} = 400$ s periódusú anomália, mely közvetlenül a lámpa kapcsolgatásának köszönhető. Emellett igen markánsan feltűnik egy $P_{AMV} \approx 2000$ s-os ingadozás is, mely tehát lényegesen nagyobb periódusidőt jelent, mint a fentebbi P illetve $P_{lámpa}$ időskálájú gerjesztéseké. Az ábrán az idősor mozgó átlagolással simított változatát (fekete vonal) is ábrázoltuk, melyen még markánsabban elkülönül az alacsonyfrekvenciás anomália. A „hideg” és „meleg” szakaszokat az 5. ábrához hasonlóan rendre kék illetve piros színnel jelöltük. A 7c. ábra az a) és b) adatsorok ún. Fourier-spektrumait mutatja (rendre kék illetve piros görbékkel). Ezek segítségével láthatóvá tehető, hogy egy adott periódusidejű ingadozás-járlék milyen súllyal jelenik meg a különböző fajta rezgések összegeként előálló idősorban. Jól megfigyelhető a lámpa-kapcsolgatás $P_{lámpa}$ periódusához tartozó csúcstól mellett egy AMV-jellegű anomália robusztus csúcsa is, összehasonlítva az „időjárás” nélküli kontrollkísérlet spektrumával (a jobb elkülönítés céljából a kék vonal alatti területet narancssárgára színeztük.)

Eredményünk tehát úgy foglalható össze, hogy az észak-atlanti medencét egy vég-

letekig leegyszerűsített, forgatott „doboznak” tekintve, melyben észak-déli hőmérséklet-különbség áll fenn, és a víz felszínén az időjárás hőmérsékleti zavarokat gerjeszt, szükségképpen megjelenik egy lassú, AMV-szerű jel. Vegyük észre, hogy a csatlós modell három fő komponense között kitűnően demonstrálja a nemlineáris rendszerek egyik fontos, írásunk elején említett sajátosságát: a különböző skálák nem különülnek el, vagy választhatók szét, hiszen egy 400 másodperces periódusú bejövő jel láthatóan energiát szolgáltat egy 2000 másodperces karakterisztikus idejű jelenség gerjesztéséhez [10].

Ezen érdekes csatlós demonstrálásával minimálmodellünk arra is rámutatott, hogy az AMV alapvető magyarázatához nincsen szükség olyan járulékos hatások ismeretére, mint például a sótartalom, vagy éppen az aljzati domborzat szerepe. E tényezők természetesen nagyban befolyásolják a ténylegesen kialakuló valódi áramlási képet az óceánban, ám kísérleti eredményeink talán legfőbb üzenete – s ez érvényes a Fultz-féle légkörmodellre is – mégis az, hogy a megfigyelt bonyolult viselkedés mögött megbúvó lényegi hajtóerők, úgy tűnik, meglehetősen egyszerűek. Eképpen járulhatnak te-hát hozzá laboratóriumi minimálmodelljeink a végtelenül bonyolult környezeti áramlási rendszerek jobb megértéséhez. ✪

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS. Ezúton is hadd mondjak köszönetet a Kármán-laboratórium „személyzetének”, különösen Jánosi Imrénnek az évek során végzett sokrétű kutatómunkáért, illetve a lehetőségért, hogy mind-

ennek részese lehettem. A laborban folyó munkának természetesen csak egy kicsiny – ám remélhetőleg reprezentatív – szeletét képezte az itt önkényesen kiragadott néhány eredmény.

A munka az OTKA NK100296 támogatásával készült.

IRODALOM

- [1] R.P. Feynman: *A fizikai törvények jellege.* (Akkord Kiadó, Budapest, 2005).
- [2] C. Abbe: *Projections of the globe appropriate for laboratory methods of studying the general circulation of the atmosphere.* Bulletin of the American Mathematical Society, 13, 502–506 (1907).
- [3] D. Fultz: *A Preliminary Report on Experiments with Thermally Produced Lateral Mixing in a Rotating Hemispherical Shell of Liquid.* Journal of Atmospheric Sciences, 6, 17–33 (1949).
- [4] P.L. Read, E.P. Pérez, I.M. Moroz és R.M.B. Young: *The general circulation of planetary atmospheres: insights from the rotating annulus and related experiments.* Journal of Geophysical Research, elbírálás alatt.
- [5] Jánosi I.M., Tél T.: *Bevezetés a környezeti áramlások fizikájába.* (Typotex, Budapest, 2012) – elérhető a www.tankonyvtar.hu oldalról.
- [6] Gyüre B., Bartos I. és Jánosi I. M.: *Nonlinear statistics of daily temperature fluctuations reproduced in a laboratory experiment.* Physical Review. E, 76, 037301 (2007).
- [7] Jánosi I.M., Kiss P., Homonnai V., Pattantyús-Ábrahám M., Gyüre B., és Tél T.: *Dynamics of passive tracers in the atmosphere: laboratory experiments and numerical tests with reanalysis wind fields.* Physical Review E, 82, 046308 (2010).
- [8] Czelnai R.: *A világoceán.* (Vince Kiadó, Budapest, 1999).
- [9] L.A. te Raa és H.A. Dijkstra: *Instability of the thermohaline circulation on interdecadal time scales.* Journal of Physical Oceanography, 32, 138–160 (2002).
- [10] Vincze M., Jánosi I.M., Barsy E., Tél T. és Várai A.: *An experimental study of the Atlantic variability on interdecadal timescales.* Nonlinear Processes in Geophysics, 19, 335–343 (2012).