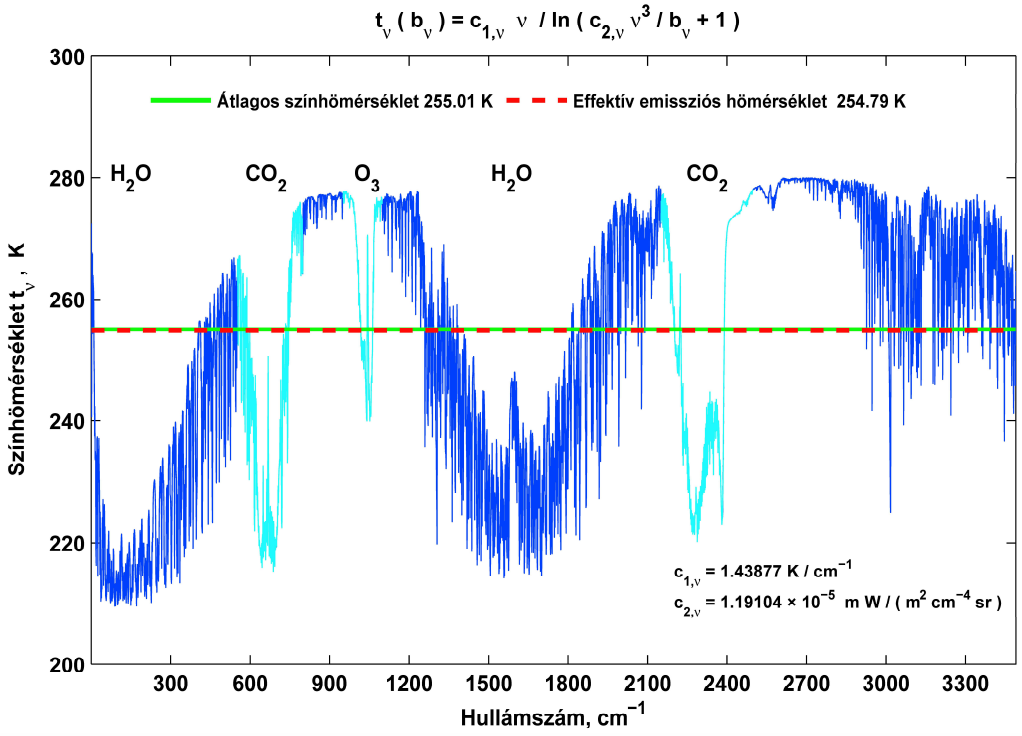
AZ ÉGHAJLAT ÖNSZABÁLYOZÁSA

Miskolczi Ferenc klímaelmélete

Héjjas István magyarázataival



PÜSKI

AZ ÉGHAJLAT ÖNSZABÁLYOZÁSA

Miskolczi Ferenc klímaelmélete
Héjjas István magarázataival

AZ ÉGHAJLAT ÖNSZABÁLYOZÁSA

Miskolczi Ferenc klímaelmélete
Héjjas István magarázataival

PÜSKI
BUDAPEST, 2021

© Dr. Miskolczi Ferenc
© Dr. Héjjas István
© Püski Kiadó

A kötet megjelenését támogatták:
Héjjas István, Kalmár István
Korényi Zoltán, Livo László
Miskolczi Ferenc, Tompa Ferenc és
Petz Ernő, aki a támogatásokat szervezte

Felelős kiadó:
Püski István – Püski Kiadó kft.

Könyvrendelés:
Püski Kiadó és Könyvesház
Budapest 1013, Krisztina körút 26.
Telefon: 375-7763, 214-3905
E-mail: puskikiado@gmail.com
www. puskikiado.hu

ISBN: 978-963-302-328-0

PRINTED IN HUNGARY

TARTALOM

Ajánlás **7**
Bevezetés **13**

Miskolczi klímaelmélete képletek nélkül **14**
A hivatalos klímaelmélet ellentmondásai 15
Miről szól Miskolczi klímaelmélete 17
Az időjárás és az éghajlat önszabályozása 18
Az üvegházhatás értelmezése 19
Az atmoszféra optikai vastagsága 21
Az üvegházhatás hipotézise 23
Az IPCC szerepe a klímaváltozás kérdésében 24
Mérések és megfigyelések **25**
A sugárzási klíma egyensúlya 25
A felhőzet jelentősége 27
A napállandó szerepe 27
A Föld sugárzási energiamérlege **28**
Az üvegházhatás vertikális szerkezete 30
Sugárzásátviteli függvények 30
A vízgőz oszlopmennyisége 31
Üvegházgáz perturbációs vizsgálatok 32
Ellentmondások a klímatudományban 33

Miskolczi klímaelméletének részletes ismertetése **35**
Sugárzásátviteli alapösszefüggések **37**
A Kirchhoff-Planck törvény 37
Stefan-Boltzmann és Wien törvények 39
Színhőmérséklet és entrópia 40
Áramlási egyenlet 42
Földsugárzás 43
Sugárzási egyensúly 46
Planetáris üvegházhatás **50**
Üvegházhatás definíciók 50
Aktív planetáris felszín 58
Fluxus optikai vastagság 60
Arrhenius üvegházhatás hipotézise 65

A Föld-légkör rendszer új sugárzásfizikai összefüggései **70**
Légköri Kirchhoff törvény 70
A sugárzási egyensúly törvénye 72
Viriál függvény 73
Sugárzási egyensúlyi felhőzet 75
Extrópia törvény 77
Állami álláspont 81
Megfigyelt légköri szerkezetek és sugárzási fluxusok **86**
Globális sugárzási klíma 86
Sugárzási fluxus komponensek 87
Szimulációs eredmények 88
Emisszivitások 90
Felhőzet 93
Napállandó 95
A Föld-légkör rendszer sugárzási energiamérlege **100**
Sugárzási fluxusok összehasonlítása 100
Az üvegházhatás vertikális eloszlása 103
Sugárzásátviteli függvények 105
A vízgőz oszlopmennyisége 106
Üvegházgáz perturbációs vizsgálatok 109
Klímaadatok hamisítása 112
Összefoglalás **114**
Konklúziók 115
Köszönetnyilvánítás 118
Irodalom **119**
Mellékletek **135**
1. CO_2 abszorpciója 136
2. HARTCODE számítási módszer 138
3. Légkörök sugárzási egyensúlya 140
4. Viriál függvény 144
5. Fluxussűrűség és sugárzási hőmérséklet dualitása 146
6. Ábrák 151
7. Táblázatok 182
8. Jelölések jegyzéke 199

AJÁNLÁS

Magyar versenyelőny, ne herdáljuk el!

Az Időjárás című, 1905-ben alapított folyóirat (kezdetben a Magyar Meteorológiai Társaság, napjainkban a Magyar Meteorológiai Szolgálat lapja) már nem egyszer jelentetett meg olyan tudományos eredményt, amely a klímatudományban később korszakalkotónak bizonyult. Ilyen volt 1940-ben Bacsák György három részes cikke Milutin Milankovics munkásságának továbbfejlesztéséről. Okkal feltételezhető, hogy ugyanebbe a kategóriába tartoznak Miskolczi Ferencnek a légköri üvegházhatásról megjelent tanulmányai: *„The greenhouse effect and the spectral decomposition of the clear-sky terrestrial radiation" (Az üvegházhatás és a Föld kisugárzása felhőtlen égbolt esetén, 2004/4)*, és a *„Greenhouse effect in semi-transparent planetary atmospheres" (Üvegházhatás félig átlátszó bolygólégkörökben, 2007/1)*. A cikk előzményei 1981-ig vezetnek vissza: ekkor publikálta a fiatal Miskolczi Ferenc – tanítványára büszke Marx György fizika professzorral együtt – *„The CO_2 greenhouse effect and the thermal history of the atmosphere*" *(A szén-dioxid üvegházhatás és a légkör hőtörténete)* című cikkét az Advances in Space Research című folyóiratban. A 2004-es társszerző (a projekt amerikai vezetője), miután felmérte az eredmény következményét, megakadályozta a 2007-es tanulmány vezető nemzetközi folyóiratban tervezett megjelenését. Érdemes felidézni a hátteret: akkoriban állították össze az IPCC (Kormányközi Klímaváltozási Testület) negyedik átfogó jelentését, ami alapján az IPCC (és Al Gore) 2007-ben Nobel-békedíjat kapott. Az IPCC-jelentésben Miskolczi Ferenc eredménye nem szerepelt.

Egykori magyarországi munkatársai közül Major György akadémikus 2008. november 5-én a Magyar Tudomány Ünnepén (a Föld Bolygó Nemzetközi Évében) tartott, „Néhány szó a légköri üvegházhatásról" című, az MTA videotóriumban ma is elérhető előadása végén két új magyar eredményre tért ki. Az egyik Reményi Károly és Gróf Gyula számítása volt (miszerint a légköri CO_2-szint megduplázódása szerintük mindössze 1-1,5 ^{o}C hőmérsékletemelkedéssel jár). Miskolczi Ferencről pedig elmondta, hogy egy *„mindenkivel szemben álló elméletet dolgozott ki"*, aminek a fejlesztése még folyamatban van. Kifejezte reményét, *„fogunk róla hallani a jövőben*". Közben persze hazai és nemzetközi tudományos fórumokon hevesen vitatták Miskolczi eredményeit. Többen voltunk, akik úgy gondoltuk, hogy Miskolczi Ferenc

műve az azonnali elutasításnál sokkal színvonalasabb kritikát igényel. A részletes elemzés Barcza Szabolcs jóvoltából kezdődött el. 2008-ban én egy másik utat bejárva jutottam arra a következtetésre, hogy a légköri CO_2-kibocsátáscsökkentés tévút. (A globális környezeti problémákat rendszerezve rámutattam, hogy azok függetlenek a globális átlaghőmérséklet alakulásától.) Szerepem a Miskolczi-hipotézisben annyi volt, hogy közreműködtem a kvantitatív hipotézisről szóló egyik vita létrejöttében, és a vita dokumentációjának elkészítésében.

2010 nyarán Zágoni Miklós fizikus ajánlotta a Miskolczi-féle hipotézis kritikai vizsgálatát az MTA elnöke (Pálinkás József) figyelmébe. A projektjavaslatot hivatalból nekem kellett véleményezni. *(„Miskolczi Ferenc, az Egyesült Államokban élő magyar légkörfizikus következtetései szöges ellentétben állnak azzal az állásponttal, miszerint a globális felmelegedést kizárólag antropogén hatások okozzák. Tény, hogy az antropogén eredet kizárólagosságára semmiféle bizonyíték nincs, ugyanakkor egyre gyűlnek a jelei annak, hogy az éghajlatváltozás természetes okait az elmúlt két évtized során született klímakutató tanulmányokban igencsak lebecsülték. ... Az éghajlat a Föld története során állandóan változott, és nyilvánvaló, hogy ez ezután is így lesz. Az éghajlat emberi közreműködés nélkül sem konstans. Ebben a helyzetben állítja Miskolczi azt, hogy a Föld üvegházhatása viszont – a CO_2-kibocsátástól függetlenül – konstans!”)* Az Akadémia elnöke egy 12 hónapra szóló támogatás mellett döntött.

A projekt befogadó intézménye, az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet által szervezett nyitó értekezletre 2010. január 17-én, az MTA Titkárság Irodaházában került sor. Rendelkezésre áll a teljes hanganyagának leirata, és természetesen az ülés emlékeztetője is. Mindennek azért van jelentősége, mert az MTA GGKI igazgatója (Závoti József) által elnökölt ülés világos képet adott Miskolczi Ferenc munkájának hátteréről és eredményeinek lényegéről. Az emlékeztető az előzményeket ekként foglalta össze:

„2001 és 2005 között, mint tudományos főmunkatárs a NASA Langley Research Center-nél dolgozott. NASA-állását az általa kifejlesztett LBL sugárzásátviteli program (HARTCODE) különböző műholdas szondázó berendezések (GOES8, ADEOS2, NPOES) méréseinek sikeres interpretálásával alapozta meg. Közvetlen munkaköri feladata műholdas berendezések kalibrációs problémáinak megoldása és ezen mérőberendezések interkalibrációs algoritmusainak kidolgozása volt. Példaként bemutatta az AIRS berendezés kalibrációs nehézségeit és az AIRS – CERES interkalibrációs algoritmust. Elmondta, hogy a fenti

problémák megoldása globális rádiószondás adatbázisokon végzett irányfüggő radianciák szimulációján alapszik. Megtudtuk, hogy a HARTCODE ezen radianciák és a hozzájuk tartozó irányfüggő légköri transzmissziók szferikus integráljait automatikusan számolta, így az idők folyamán óriási mennyiségű LBL módszerrel számított fluxus es a szferikus transzmissziókból számítható IR optikai vastagság halmozódott fel. Az általa számított LBL IR optikai vastagságok és fluxusok hasznosítására született meg a NASA-nak benyújtott Far-Infrared Properties of the Earth's Radiation Budget nevű kutatási projekt terve. A több nemzetközileg elismert sugárzási szaktekintélyt tartalmazó tizenegy tagú kutatócsoport elnyerte a kutatási projektet. E projekt szerves része volt a spektrális üvegházhatás kutatása. A részfeladatok elosztásából az is látható, hogy az üvegházhatással kapcsolatos számítások es elméleti kutatások nagy része közvetlenül Miskolczi Ferenc felelőssége volt."

Az emlékeztető Miskolczi Ferenc tudományos (kísérleti és elméleti) eredményeit is összefoglalja. Az elején azt, hogy - az előzményekben részletesen ismertetett elemzések során - Miskolczi nem várt kvantitatív összefüggéseket talált az infravörös sugárzási egyenleg összetevői között. Arra figyelt fel, hogy „*1. A légkör által elnyelt felszínsugárzás egyenlőnek mutatkozott a légkör hosszú hullámú lesugárzásával; 2. A felszínsugárzás a légkörből származó felfelé haladó sugárzás kétszeresének mutatkozott; 3. A Föld-légkör rendszert elhagyó sugárzás kétharmada a felszínsugárzásnak; 4. A Föld-légkör rendszer kisugárzása az időközben elméletileg levezetett transzferfüggvény és a felszínsugárzás szorzata."* Ezek voltak tehát a kísérleti megállapítások. Miután az 1-4. összefüggések rendkívül stabilnak mutatkoztak, érvényességüket semmilyen valódi méréseken alapuló légköri szerkezet sem cáfolta meg, megszületett az elméleti felfedezés. A tapasztalatokat ugyanis négy ismert fizikai törvénnyel hozta kapcsolatba. Ezeket a következőképpen nevezte: „*1. Légköri Kirchhoff-törvénynek; 2. Légköri viriál törvénynek; 3. Légköri sugárzási energia-megmaradásnak; és 4. Légköri sugárzási egyensúly törvényének."* A Miskolczi-féle hipotézis lényegét tehát egyrészt az 1-4. tapasztalati felismerés, másrészt azok fizikai törvényeknek való megfeleltetése jelenti. Az ülés hanganyaga és az emlékeztető sok más érdekességet is tartalmaz. Azt például, hogy a 2007-es Időjárás-cikk elfogadása Czelnai Rudolf akadémikusnak (is) köszönhető.

Zágoni Miklós egy éven át dolgozott a Miskolczi-elmélet kritikáján. 88 oldalas, mindkét oldalnak engedményeket tevő jelentését megküldte a támogatónak, valamint az Akadémia meteorológiai tudományos

bizottságának. Miskolczi Ferenc a Zágoni-jelentés klímapolitikához igazodó következtetését nem fogadta el.

„A klímaváltozással kapcsolatos kutatási eredményeim egyedüli világos konklúziója, ami az embereket, a tudományos közvéleményt, a szociológusokat és a politikusokat érdekelheti, az a szén-dioxid üvegházhatás és a globális felmelegedés ok-okozati szinten való összekapcsolásának a cáfolata. Ez azt jelenti, hogy a globális felmelegedésnek a fokozott szén-dioxid-kibocsátással és a kapcsolatos (esetleges) légköri abszorpció-növekedéssel történő magyarázata tudománytalan. Ha a fenti állításom igaz, akkor nyilvánvaló a szén-dioxid-kibocsátás csökkentésére kifejtett nemzetközi és hazai erőfeszítések teljes értelmetlensége. Amennyiben a globális fel-melegedés bizonyítottan létezik és mértéke bizonyítottan káros az emberiségre, akkor továbbá nyilvánvaló az ilyen irányú kutatásokra rendelkezésre álló amúgy is szűk anyagi és technikai erőforrások átcsoportosításának szükségessége, a melegedés valódi okainak a feltárására."

A tudománytörténet legnagyobb vitáinak jellemző forgatókönyvét idézi, hogy Miskolczi Ferenc 2012 szeptemberében a Magyar Tudomány folyóirathoz benyújtott *„Értekezés az üvegházhatásról"* című kéziratát nem fogadták el közlésre. A fórumok sora azonban folytatódott: 2014-ben az MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont és az MTA Környezettudományi Elnöki Bizottság Energetika és Környezet Albizottsága *„Energetikai kényszerek az üvegházhatás kialakulásában"* címmel volt előadóülés, 2015-ben az MTA Energiatudományi Kutatóközpontban, az Energiapolitika 2000 Társulatban, később – többek között – a Magyar Bányászati és Földtani Szolgálatban tartott Miskolczi Ferenc előadást. Rendszeresen meghívják nemzetközi konferenciákra. Igényt tartottak szakértelmére a híres-hírhedt hokibot-görbe bírósági tárgyalásában is, a koronavírus-járvány évében pedig Berlinbe hívták meg kerekasztal-beszélgetésre.

Miskolczi Ferenc kísérleti eredményeinek és az elméletének nemzetközi vitája még hátravan. Az interneten a merev elutasítástól a lelkes támogatásig a vélemények színes spektruma olvasható. Egyesek úgy vélik, Miskolczi *„has gone too far"* (túl messzire ment). Abban a zavaros helyzetben, amikor már a közzétett adatok megbízhatóságával kapcsolatban is kételyek merülnek fel, mértékadónak tekinthetjük Barcza Szabolcs geofizikus-csillagászt (1944-2021). Barcza Szabolcs - akinek a CO_2 légköri üvegházban játszott szerepéről saját véleménye volt: annak felső határát 21±7% becsülte - Miskolczi Ferenc két kulcsfontosságú cikkének volt hivatalos lektora. Utoljára 2020

augusztusában találkoztak személyesen. E könyv kéziratát behatóan áttanulmányozta. A Beer-Lambert törvénnyel kapcsolatosan ajánlott könyvre (V. Kourganoff: Basic method in Transfer Problems) mindkettőnk figyelmét felhívta. Megkaptam e könyv kéziratáról szóló részletes észrevételeinek összefoglalóját is. Ebben azt írja, hogy Miskolczi Ferenc könyvében maradandóan értékes *„az empirikus anyag, a Feri által számolt légkörmodellek, és a műholdas stb. mérések, amelyeket össze kell és lehet vetni a korrekt modellekkel, amely utóbbiakat 'Professor Dryasdust' stílusában készítettek. A mérési anyag kritikai értelmezéséhez elengedhetetlen annak használata, amit Feri tud róluk. Ezt az átdolgozott elméleti-numerikus eredményekkel összevetve lehet bizonyítani a mai hibás - kritikátlanul harsogott - paradigmákkal a klímaváltozás okairól. És el lehet kerülni az ezekből következő költséges, és elhibázott, vagy egyenesen káros következtetéseket. Fontos aztán, hogy a helyes döntések ne legyenek a környezet, a légkör szennyezésére felhívások, hanem egy józan haladásra indítsák az illetékeseket."*

A vita nemzetközi szinten dől el, de ahhoz sok idő kell. A Milankovics-Bacsák elméletet (sőt még a lemeztektonikát is) 4-5 évtized elteltével kezdték a tudományban kikerülhetetlennek tekinteni. A Miskolczi-elmélet ezekhez képest fiatal (alig több mint negyedszázados).

Az idő ugyanakkor sürget, hiszen a tét nagy. Miskolczi Ferenc hipotézise a követendő energiapolitikát alapvetően befolyásolja. A kötet magyar nyelven történő megjelentetése a hazai klímatudomány felpezsdítését, ezáltal a versenyelőny meghosszabbítását jelenti a magyar kutatók és a döntéshozók számára. A könnyebb megértéshez remélhetőleg hozzájárul a szélesebb olvasóközönségnek szánt át-tekintés is. Ne hagyjuk ezt a magyar versenyelőnyt elherdálni!

Sopron, 2021. május 21.

Szarka László Csaba
geofizikusmérnök, az MTA rendes tagja

BEVEZETÉS

Ez a könyv egyrészt tudományos szakkönyv, másrészt ismeretterjesztő mű a szélesebb olvasóközönség számára.

Az ismeretterjesztő könyvek jellegéből adódik, hogy olvasói nem szeretik a matematikai, fizikai, kémiai, vagy egyéb képleteket, inkább azt várják, hogy világos, egyszerű, és érthető szöveges magyarázatot kapjanak egyes bonyolult tudományos kérdésekről, főleg olyanokról, amelyek eredményei és gyakorlati következményei hatással vannak, vagy lehetnek a mindennapi életünkre, ezért közérdeklődésre tarthatnak számot.

Különösen igaz ez az éghajlat változásával kapcsolatos légkörfizikai elméletekre, amelyek részleteit csak kevés számú „beavatott" specialista szakember ismeri, ezért egy általános áttekintést nyújtó ismeretterjesztő mű hasznos lehet azon műszaki, energetikai, biológiai, agrár, vagy más szakemberek számára is, akiknek a szakterületében szerepet játszik az éghajlat változásának a kérdése.

Könyvünk első része ismeretterjesztő célzattal, képletek nélkül, összefoglalja Miskolczi klímaelméletének a lényegét és legfontosabb eredményeit. A terjedelmesebb második rész az elmélet tudományos igényű, matematikai részleteket tartalmazó leírása, amely lehetőséget nyújt a sugárzásfizikában otthonosabban mozgó kutatóknak a bemutatott eredmények számszerű ellenőrzésére és reprodukálására.

Az elmélet tudományos igényű részletes bemutatása Miskolczi Ferenc munkája. Az elmélet ezt megelőző képletek nélküli ismertetését Héjjas István készítette.

2021. október a szerzők

Miskolczi Ferenc klímaelmélete képletek nélkül

A „hivatalosan” támogatott klímaelmélet szerint az éghajlatot elsősorban a levegőben található üvegházhatású gázok határozzák meg azáltal, hogy elnyelik, és ezzel visszatartják a bolygó felszínéről hősugárzás formájában kiáradó energia jelentős részét, ily módon melegítve a bolygót egy olyan hipotetikus légkör nélküli bolygóhoz képest, amely a napsugárzásból ugyanannyi energiát nyel el, mint a Föld.

Az üvegházhatású gázok között kiemelt szerepet tulajdonítanak a szén-dioxidnak, amelynek a mennyisége a levegőben növekvő tendenciát mutat, és ennek lehet a feltételezett (de nem bizonyított) oka az emberiség ipari tevékenysége.

A hivatalos elmélet szerint az üvegházhatásban a szén-dioxid mellett további gázok is szerepet kapnak, ilyenek elsősorban az ózon, a metán, a nitrogén oxidok, valamint a főleg ipari eredetű halogénezett szénhidrogének (freonok, halonok).

A hivatalos elméletben azonban alig szokás említeni a legfontosabb üvegházhatású gázt, nevezetesen a vízgőzt, amely hatalmas mennyiségben van jelen a levegőben, és amelyhez képest az összes többi gáz hatása annyira csekély, hogy ezek a gázok legfeljebb a „futottak még” kategóriába sorolhatók.

A vízgőz hatása azonban kettős, nem csupán melegíti a bolygót, hanem hűti is, oly módon, hogy vízpáraként kicsapódva felhőket képez, és a bolygó felszínének jelentős részét leárnyékolja a napsugárzástól.

Miskolczi elméletének alapvető felismerése éppen az, hogy az éghajlat stabilitását, a bolygó energetikai egyensúlyát „hidrológiai ciklusok”, vagyis a víz körforgása és halmazállapot-változásai határozzák meg.

A Föld felszínének több mint 70%-át víz borítja, és erről az óriási vízfelületről hatalmas mennyiségű víz párolog el, amely előbb-utóbb csapadékként lehullik.

A víz különleges anyag, földi viszonyok mellett egyszerre van jelen mind a három halmazállapotban, folyékony víz, vízgőz és szilárd jég formájában. Különleges tulajdonsága, hogy megfagyáskor nem összehúzódik, hanem kitágul, ezért a jég nem süllyed le a tengerek, tavak, és folyók aljára, hanem a víz tetején úszik. Ugyanakkor különösen magas a víz párolgási és fagyási hője, ezért a halmazállapot-változásai óriási energia lekötéssel vagy felszabadulással járnak.

Hogy a bolygónkon létezhet élet, nem csupán a víznek köszönhető, hanem annak is, hogy a levegőben jelen van három olyan komponens, amely nélkülözhetetlen a szerves biológiai élethez, ezen belül az emberi élethez. Az egyik az oxigén, amely nélkül nem tudnánk lélegezni, a másik a nitrogén, amely az élőlények testét alkotó molekulák fontos alkotórésze, miközben az atmoszférában található hatalmas mennyiségével meggátolja, hogy a túl sok oxigén miatt spontán tüzek keletkezzenek, a harmadik pedig a szén-dioxid,

amelynek a lebontásával jutnak a növények ahhoz a szénhez, amelyből víz hozzáadásával szénhidrátokat és más szerves vegyületeket állítanak elő.

A hivatalosan támogatott média propagandával ellentétben tehát a színtelen, szagtalan, láthatatlan szén-dioxid nem káros anyag, nem szennyezi a környezetet, nem ártalmas az egészségre, éppen ellenkezőleg, nélküle halott bolygó lenne a Föld.

A hivatalos klímaelmélet ellentmondásai

A hivatalosan támogatott és óriási média propagandával népszerűsített klímaelmélet szerint az éghajlat veszélyes gyorsasággal melegszik, ami katasztrofális következményekkel járhat az emberi civilizációra. A melegedés oka pedig az emberi tevékenység, amelynek során túl sok üvegházhatású gázt, főleg szén-dioxidot bocsátunk ki a levegőbe. A következmény pedig az üvegházhatás fokozódása, amely együtt jár a felszíni hőmérséklet emelkedésével.

Hogy megértsük, miről is szól a hivatalos klímaelmélet, érdemes tisztázni néhány fogalom jelentését.

Mint említettük, az üvegházhatás azt jelenti, hogy a levegőben lévő üvegházhatású gázok elnyelik és visszasugározzák a felszínről kiáradó hősugárzás jelentős részét, emiatt a bolygó felszínén a hőmérséklet magasabb lesz, mint egy olyan hipotetikus légkör nélküli bolygó felszínén, amely a napsugárzásból éppen annyi energiát nyel el, mint a Föld.

Kérdés ezért, hogyan lehet hitelesen megmérni a Föld felszínének átlagos hőmérsékletét, és honnan tudhatjuk, hogy mekkora lenne az említett hipotetikus légkör nélküli bolygó átlagos felszíni hőmérséklete. Ez a kérdés alapvető méréstechnikai kérdéseket érint.

Egy test felszíni hőmérsékletének a mérésére alapvetően két módszer áll rendelkezésünkre.

Az egyik módszer szerint fizikailag hozzá érintünk pl. egy higanyos hőmérőt, és leolvassuk az eredményt. Ez a kontakthőmérséklet, más néven termodinamikai hőmérséklet.

Másik módszer az érintésmentes hőmérsékletmérés, amely a tárgy által kibocsátott hősugárzás alapján határozza meg a felszíni hőmérsékletet, hőkamera, vagy erre alkalmas más érzékelő segítségével. Ez az ún. kisugárzási, más néven emissziós hőmérséklet.

Érdemes tudni, hogy a két módon mérhető hőmérsékleti érték általában nem teljesen azonos, aminek okát itt nem részletezzük, csak megemlítjük, hogy a klímaelméletek által tárgyalt esetekben az eltérés általában csekély, bár nem mindig elhanyagolható.

Ami a Föld átlagos felszíni hőmérsékletének gyakorlati mérését illeti, itt egy harmadik módszert alkalmaznak. A nemzetközileg elfogadott ajánlás szerint talajszint felett 120-200 *cm* magasságban mérik a levegő hőmérsékletét, sugárzásoktól leárnyékolt, átszellőzést biztosító mérőállomásokon, majd az így kapott adatokat az egész bolygóra átlagolják.

Az olvasóra bízzuk annak megítélését, mennyire lehet kivitelezhető és megbízható egy ilyen mérés például a Csendes Óceán közepén, a Himalája csúcsán, vagy az Antarktisz közepén, és mennyire lehetett pontos az ezekből kiszámított átlag pl. egy évszázaddal ezelőtt, amikor még a világtérképen fehér foltok éktelenkedtek, olyan területeket ábrázolva, ahová csak a legbátrabb utazók merészkedhettek, és amelyekhez képest a jelenlegi melegedés sebességére becslések készülnek. No de ne akarjunk mindenáron akadékoskodni.

Vizsgáljuk meg inkább a nevezett hipotetikus légkör nélküli bolygón uralkodó felszíni hőmérsékletet. Kézenfekvőnek tűnik, hogy ez voltaképpen nem más, mint a Föld globális kisugárzási (emissziós) hőmérséklete, amely megmérhető például hőkamerával a világűrből műholdról, vagy űrhajóból. Ha éppen nem áll rendelkezésünkre űrhajó, akkor persze ki is számíthatjuk, abból kiindulva, hogy a Föld pontosan annyi hőenergiát sugároz ki, mint amennyit a napsugárzásból elnyel.

Ezt az adatot pedig ki tudjuk számítani, mivel ismerjük a Nap felszíni hőmérsékletét, és tudjuk azt is, hogy átlagosan milyen távolságra kering a Föld a Nap körül, és még azt is tudjuk, hogy a Földre érkező Napsugárzás kb. 30%-a a bolygóról visszaverődik, szétszóródik a világűrben, 70%-a pedig elnyelődik (abszorbeálódik) a bolygón.

Az említett hipotetikus légkör nélküli bolygó átlagos felszíni hőmérséklete ezért akkora, amely mellett az átlagos emissziója azonos a Föld átlagos globális abszorpciójával.

A leggyakrabban használt üvegházhatás definíció szerint tehát az üvegházhatás két hőmérséklet eltérése. Az egyik a felszín felett 120-200 *cm* magasságban mérhető átlagos léghőmérséklet, a másik a bolygó átlagos emissziós hőmérséklete. A hivatalos klímaelmélet szerint pedig, minél magasabb a levegő szén-dioxid tartalma, annál nagyobb lesz az üvegházhatás, és annál melegebb lesz a felszínen.

Miskolczi professzor szerint azonban ez az állítás nem felel meg a valóságnak. Ennek alátámasztására feldolgozta a NOAA mérési adatait egy hat évtizedes időszakra. Azt találta, hogy az átlagos felszíni hőmérséklet is, és a globális emissziós hőmérséklet is, egymástól függetlenül véletlenszerűen ingadozik, ezért a különbségük, vagyis az ún.üvegházhatás semmiféle oksági kapcsolatban nem áll sem a felszíni hőmérséklettel, sem pedig a levegő szén-dioxid tartalmával, olyannyira, hogy miközben a vizsgált időszakban a levegő szén-dioxid tartalma valóban jelentősen növekedett, az üvegházhatás még egy kicsit csökkent is.

Miskolczi professzor eredményeinek nyilvános közzétételéhez azonban a NASA nem járult hozzá, mivel ellentmond a hivatalosan támogatott klímaelméletnek.

Hogy mi az oka egy ilyen tudományosan vitatható, sőt cáfolható elmélet erőltetésének, azt csak találgatni lehet. Az mindenesetre kétségtelen, hogy a média propaganda egyre erőszakosabban és egyre tisztességtelenebb módon zajlik.

Utóbbira példaként említhető az a módszer, ahogyan a „káros” szén-dioxid kibocsátást füstölgő kéményekkel szemléltetik. A szén-dioxid azon-

ban színtelen, szagtalan, láthatatlan gáz, amely ha azonos lenne a kémény füsttel, akkor a szódavíz is szemmel láthatóan füstölne.

Ugyancsak hamis a propaganda, amely szerint a szén-dioxid szennyezi a környezetet és ártalmas az egészségre. A tüdőnkből kifújt levegő szén-dioxid tartalma például 4% (40.000 ppm) körül van, ami csaknem 100-szor nagyobb, mint a szabad levegő szén-dioxid tartalma (kb. 440 ppm azaz 0,044%). Ezzel a kifújt „mérgező" levegővel azonban, szájon át történő mesterséges lélegeztetéssel, életre lehet kelteni egy baleseti sérültet.

Ami pedig a katasztrofálisan emelkedő hőmérsékletet illeti, indokolatlan az aggodalom a beígért (de valószínűtlen) 1-2 fokos melegedéstől. A történelmi tapasztalat ugyanis azt mutatja, hogy az emberiség akkor élt legnagyobb jólétben, amikor melegebb volt, mint most, a hidegebb időszakokban viszont, például a középkori „kis jégkorszakban", éhínség és pusztító járványok tizedelték Európa lakosságát.

A szén-dioxid-ellenes klímahisztéria pedig előbb-utóbb kontraproduktív lesz, mert a történelmi tapasztalat szerint, ha az emberekben folyamatosan félelmet és bűntudatot igyekszünk kelteni, annak nem szokott jó vége lenni.

Miről szól Miskolczi klímaelmélete?

Ez az elmélet alapvetően arról szól, hogy a Föld éghajlata stabil, annak „felborulásától" nem kell tartani, mivel a fizika törvényeinek megfelelően termikus egyensúlyban van, tekintet nélkül arra, hogy a levegőben mennyi a szén-dioxid.

Ez az egyensúlyi helyzet persze megváltozhat, ha megváltozik a Föld keringési pályája, vagy ha megváltozik a Nap sugárzási intenzitása, azonban az ilyen, előre nem látható, „vis major" eshetőségeket a modellben nincs lehetőség számításba venni.

A termikus egyensúly – többek között – azt jelenti, hogy a napsugárzásból a bolygó által elnyelt energiát – hosszabb táv átlagában – a bolygó kisugározza a világűr felé. A „hosszabb táv" pedig a gyakorlatban általában néhány Nap ciklust jelenthet, ahol egy-egy Nap ciklus két napfolt maximum közötti, kb. 11 év körüli időtartamot jelent.

A Nap felszíni hőmérséklete (az abszolút zérus ponttól mérve) nagyjából 20-szor magasabb, mint a Föld felszíni hőmérséklete, ennek megfelelően az általa kibocsátott sugárzás hullámhossza nagyjából 20-szor rövidebb, mint ami a Föld felszínének hőmérsékleti sugárzására jellemző. Ennek megfelelően Miskolczi a publikációiban az előbbire a „rövidhullámú", az utóbbira pedig a „hosszú hullámú" sugárzás megnevezést használja.

A rövidhullámú sugárzás az atmoszférán keresztül éri el a felszínt, miközben annak egy része az atmoszférában elnyelődik, egy másik része pedig, visszaverődve, a világűrben szétszóródik. Ez utóbbi aránya a teljes besugárzáshoz képest kb. 30%, ez az a bizonyos gyakran hivatkozott Bond albedó, más megnevezéssel: globális és/vagy planetáris albedó.

Kérdés azonban, hogy – optikai szempontból – mi tekintendő felszínnek. Ha műholdról vagy űrhajóból megnézzük a bolygónkat, helyenként felhőket látunk, máshol pedig a talajszintet, és szabad vízfelületeket. A rövidhullámú napsugárzás pedig nagyrészt ezekről verődik vissza. Úgy is mondhatjuk, hogy optikai szempontból a felszín a felhőtlen területeken maga a tényleges felszín, a felhővel borított területeken pedig a felhők teteje.

Műholdas felvételek igazolják – ami egyébként Miskolczi számításaiból elméleti úton is kiadódik –, hogy a bolygó felhővel borítottsága átlagosan 66% körül van, miközben a felhőtlen régiókban a felszín kb. 70%-át szabad vízfelület alkotja.

A 66% körüli felhőzetarány meglepően stabil, mert ha valahol a felhőzet feloszlik, felszívódik, nyomban keletkezik helyette valahol máshol hasonló kiterjedésű felhőzet. Miskolczi szerint ez nem véletlen, éppen a felhőtakarás mértéke, és a felhőtető átlagos magassága az egyik fontos gyors szabályozási paraméter, amely biztosítja a rendszer termodinamikai stabilitását.

Ami pedig az üvegházhatást illeti, annak kizárólagos oka a korlátlan mennyiségben rendelkezésre álló víz mindhárom fázisának állandó jelenléte, miközben a folyékony fázissal nem rendelkező, nem kondenzálódó egyéb üvegházgázoktól származó perturbációkat a víz állapot változásaiból álló hidrológiai ciklus úgy kompenzálja, hogy a bolygót elhagyó hosszú hullámú (infravörös) kisugárzás entrópiája maximális legyen.

Más szóval: a víz- vízgőz- jég átalakulások hatására kialakul a bolygón az elméletileg lehetséges maximális üvegházhatás, amelyet a szén-dioxid, vagy más nem kondenzálódó üvegházhatású gázok jelenléte már nem képes befolyásolni.

Mivel pedig ezt az állítást hatalmas mennyiségű mérési adat támasztja alá, megállapítható, hogy a szén-dioxid üvegházhatásán alapuló klímaváltozás hipotézise ellentmond a megfigyeléseknek, és elméletileg is megalapozatlan.

Az időjárás és az éghajlat önszabályozása

A bolygó időjárását és éghajlatát meghatározó rendkívül bonyolult Föld-légkör rendszer alapvetően kaotikus rendszer, amelynek a viszonylagos stabilitását zárt hurkú visszacsatolások biztosítják. A szabályozáselméletből tudjuk, hogy egy ilyen rendszer megbízható működtetéséhez szükség van gyors reagálású beavatkozó szervekre és paraméterekre.

Vegyünk egy egyszerű példát. Ha egy forgalmas úton autózunk, és váratlan helyzetbe kerülünk, három olyan beavatkozó szerv áll a rendelkezésünkre, amelyek segítségével a másodperc töredéke alatt képesek lehetünk reagálni, ezek: a kormány, a fékpedál, és a gázpedál. Ha ezekből bármelyik felmondja a szolgálatot, könnyen karambolozhatunk, vagy az árokban találhatjuk magunkat.

Mint említettük, a Föld-légkör rendszer egyik legfontosabb beavatkozó paramétere a vízgőz állapotváltozása, amely lehetővé teszi, hogy bárhol per-

cek alatt kialakulhatnak vagy szétoszolhatnak kisebb-nagyobb felhők, jelentősen megváltoztatva a talajszinten a hőmérsékleti viszonyokat.

Egyetlen más üvegházhatású gáz sem képes hasonlóra, mivel a forráspontjuk nagyon alacsony, ezért az ezek által működtetett hatásmechanizmusok átfutási ideje évtizedes nagyságrendű, amelyek zavaró hatását a víz képes gyorsan és könnyen kompenzálni.

A rendszer önszabályozó mechanizmusaiban fontos szerepet játszanak a sarkvidéki hó és jégmezők is, amelyek peremvidékén tavasszal olvadás zajlik, télen pedig – akárcsak nálunk, a Balatonnál – ismét megfagy az, ami tavasszal elolvadt. Az északi és a déli sarkvidéken olvadás és fagyás ellenfázisban zajlik, hiszen amikor északon tavasz és nyár van, olyankor délen ősz és tél.

Általában amennyi jég az egyik sarkvidéknél tavasszal elolvad, nagyjából ugyanannyi az ellenpólusnál megfagy. Amikor pedig a víz megfagy, hatalmas mennyiségű hőenergia szabadul fel, és amikor a jég elolvad, hatalmas mennyiségű hőenergia kötődik le, ily módon biztosítva a globális rendszer termikus egyensúlyát. Ha azonban valamilyen rendkívüli ok (például váratlan nagy erejű vulkáni tevékenység) miatt a bolygó hőmérsékleti viszonyai megváltoznak, olyankor a lekötődő és felszabaduló hőenergiák különbözete fogja kompenzálni a zavaró hatást.

Nagyon jól van megkonstruálva ez a bolygó, nem könnyű mesterséges beavatkozással megzavarni a működését, akkor sem, ha nemzetközi megállapodásokat kötünk arról, hogy milyen legyen az éghajlat egy évszázad múlva.

Az üvegházhatás értelmezése

Mint említettük, az üvegházhatás lényege abban van, hogy a légkörrel rendelkező bolygók felszínén a hőmérséklet magasabb, mint a bolygó globális, ún. emissziós hőmérséklete. Csakhogy azonnal felmerül egy probléma a hőmérsékletek értelmezése körül.

A földfelszín hőmérsékleteténél ugyanis háromféle hőmérsékletről beszélhetünk, ezek: a talaj kontakthőmérséklete, a talaj kisugárzási (emissziós) hőmérséklete, valamint a talaj feletti levegő hőmérséklete, és ezek nem teljesen azonosak, bár a talaj kisugárzási hőmérsékletét és a talaj feletti léghőmérséklet általában azonosnak tekintik.

Hasonló probléma adódik a bolygó globális kisugárzási (emissziós) hőmérsékleteténél. Ha ugyanis a rövidhullámú napsugárzásból elnyelt energia nem pontosan azonos a bolygó által hosszú hullámon kisugárzott energiával, akkor különbséget kell tenni a globális (planetáris) ún. emissziós és abszorpciós hőmérsékletek között is.

A fizika törvényei szerint egy meleg tárgy egységnyi felületéről kisugárzódó teljesítmény (vagyis az egységnyi idő alatt kisugárzott energia mennyisége) arányos a tárgy abszolút felszíni hőmérsékletének a negyedik hatvá-

nyával, ahol az abszolút hőmérsékletet az abszolút zérus ponttól (kb. mínusz 273 C fok) kell számítani.

Ha tehát ismerjük egy tárgy felszíni hőmérsékletét, akkor ki tudjuk számítani a kisugárzott teljesítményt, illetve ha ez utóbbit ismerjük, akkor ki tudjuk számítani a felszíni hőmérsékletet. Ha pedig tudjuk, hogy egy tárgy a besugárzásból mennyi energiát nyel el, akkor ki tudjuk számítani, hogy mekkora lenne annak a tárgynak a hőmérséklete, amely ugyanannyi energiát sugározna ki, és ezt nevezzük abszorpciós hőmérsékletnek.

Hasonló logika alapján hozzárendelhetünk a felülethez reflexiós hőmérsékletet is.

Bár a sok definíció talán bonyolultnak hangzik, azonban fontos e fogalmak tisztázása a kérdés megértése szempontjából.

És most lássuk, hogyan szokták jellemezni a nevezetes üvegházhatás mértékét.

Mint említettük, a leggyakoribb jellemző a felszín feletti léghőmérséklet és a globális emissziós hőmérséklet különbsége, amely kb. 33 C fok.

Használnak azonban más jellemzőket is, ráadásul a klasszikus klimatológiában és az asztrofizikában (ahol légkörrel rendelkező bolygókkal is foglalkoznak) általában eltérő definíciókat használnak.

Képezhetjük például a felszíni emissziós hőmérséklet különbségét a globális emissziós vagy abszorpciós hőmérséklethez viszonyítva, de képezhetjük akár a reflexiós hőmérsékletek különbségét is.

Az üvegházhatás hőmérsékletekkel való jellemzése mellett használják még az elnyelt, kisugárzott és reflektált sugárzási energiák különbségét is.

Ilyen paraméter az ún. üvegházfaktor, amelynek leggyakoribb definíciója a felszín által kibocsátott hosszú hullámú, valamint a bolygó által elnyelt rövidhullámú sugárzások eltérése.

Létezik még normalizált üvegházfaktor, ez pedig a fenti különbség aránya a felszíni emisszióhoz viszonyítva.

Definiálható azonban az egyszerű és normalizált üvegházfaktor az emittált és/vagy abszorbeált és/vagy reflektált sugárzások különbsége és/vagy aránya alapján is.

Mindent összevetve, Miskolczi tanulmányában összesen 18 olyan paraméter szerepel, amelyek bármelyike alkalmas az üvegházhatás jellemzésére, ezek általában egymásba átszámíthatók, azonban nem létezik semmiféle olyan fizikai törvény, amelyből elméleti úton levezethető lenne bármiféle törvényszerű kapcsolat az üvegházhatás és a levegő szén-dioxid tartalma között.

Ez persze nem zárja ki azt, hogy a felszíni hőmérséklet és a levegő szén-dioxid tartalma között ne alakulhasson ki valószínűségi (korrelációs) kapcsolat. Léteznek is a bolygó történetében olyan időszakok, amikor ez a két paraméter nagyjából együtt változik. Számos olyan időszakot ismerünk azonban, amikor a felszíni hőmérséklet emelkedése évszázadokkal vagy évezredekkel megelőzte a levegő szén-dioxid tartalmának a növekedését, ezért kizárható az a lehetőség, hogy a hőmérséklet emelkedésében a szén-dioxidnak szerepe lehet.

Az atmoszféra optikai vastagsága

Amikor megjelent a klimatológiai szakirodalomban az „üvegházhatás” (greenhouse effect) kifejezés, sokan úgy gondolták – és sajnos még ma is úgy gondolják – hogy az atmoszféra tényleg úgy működik, mint a primer zöldség termesztésben használatos „igazi” üvegház.

Persze nem úgy működik, hiszen az atmoszféra nem merev üveglapokból áll, hanem olyan gázokból, amelyek állandó mozgásban, átalakulásban vannak, miközben az atmoszféra fizikailag közvetlen kontaktusban van a felszínnel, és benne a víz halmazállapot-változásai is rendszeresen előfordulnak.

Bizonyos szempontból mégis érdemes ezt a nem túl szerencsés hasonlatot elemezni, bizonyos összefüggések jobb megértése céljából, és azért is, hogy világosan lássuk a különbséget a kétféle „üvegház” között.

Tehát vegyük először szemügyre az „igazi” üvegházat.

Ez egy üveglapokkal fedett zárt tér, amelybe a napsugárzás akadálytalanul bejut, melegíti a talajt, és az ott található tárgyakat. Persze az üveglapok a napsugárzásból is elnyelnek valamennyit, de ettől most tekintsünk el.

Az üvegházban a talaj, valamint a napsugárzás energiáját elnyelő különféle tárgyak felmelegszenek, és hőmérsékleti sugárzást bocsátanak ki, amelynek egy része az üveglapokon keresztül a külvilág felé távozik, másik részét pedig az üveglap elnyeli, és előbb-utóbb visszasugározza az üvegház belsejébe.

Tegyük fel, hogy az üveglapok a kimenő infravörös hőmérsékleti sugárzásnak éppen a felét nyelik el, és a másik fele jut ki a szabadba. Tegyük fel azt is, hogy a gazda nincs megelégedve az üvegházának a teljesítményével, ezért nosza, rápakol a tetejére még egy üveglapot.

Ez utóbbi azután az első üveglap által áteresztett hősugárzás felét fogja elnyelni, és most már az eredeti sugárzásnak már csak a negyede jut ki a szabadba. További üveglapok ráhelyezésével pedig már csak az eredeti sugárzás nyolcada, tizenhatoda, harminckettede, stb. szabadul ki az üvegházból, így azután egyszer csak további üveglapok ráhelyezése már értelmetlenné válik, mivel a hatásfok további javulása észrevehetetlenül csekély lesz.

Matematikai megfogalmazásban ez azt jelenti, hogy az üveglapköteg vastagságának növelésével az átjutó sugárzás exponenciálisan csökken.

Csakhogy van egy probléma. Az üvegházban keletkező láthatatlan hőmérsékleti sugárzás ugyanis sokféle hullámhosszúságú komponensből tevődik össze, akárcsak a Nap látható fehér fénye, amely, mint tudjuk, a szivárvány színeinek a keveréke. A teljes kisugárzási sávszélességen belül pedig minden egyes komponens esetén az üveg elnyelő képessége eltérő. Ráadásul az infravörös hősugárzás nagy része nem merőlegesen halad keresztül az üveglap kötegen, ezért a beesési szögtől függően eltérő hosszúságú utat tesz meg benne, és eltérő mértékben nyelődik el. Ugyanez vonatkozik a beeső napsugárzásra is, amelynek az iránya a napszaktól függően fog változni.

Ezért, ha modellezni akarjuk csupán egy „igazi” üvegház működését, és elméleti úton szeretnénk kiszámítani, mekkora hőmérséklet különbség alakul

ki benne a külvilághoz képest, nehéz kérdéssel néznénk szembe. A jó gazda ezért nem is bíbelődik ilyen számítgatásokkal, hanem tapasztalati úton állapítja meg, hogy a célnak mennyire felel meg az üvegház.

Ehhez képest is sokkal bonyolultabb azonban az atmoszféra működése, amelynek a modellezése igen komoly kihívás a fizikusok és matematikusok számára, miközben hatalmas mennyiségű mérési adat feldolgozásával kell ellenőrizni a felállított modell megbízhatóságát.

A problémát nehezíti, hogy különféle politikai, gazdasági, vagy más lobbi érdekek miatt gyakran igyekeznek a mérési adatokat manipulálni, például oly módon, hogy csak a „megfelelő" mérési adatokat teszik közzé, miközben a „nem megfelelő" adatokat mérési hibának minősítik.

Miskolczi elméletében fontos szerepet játszik az atmoszféra fluxus optikai vastagsága, amely meghatározza az atmoszféra infravörös sugárzási fluxusaira vonatkozó sugárzásátviteli tulajdonságait.

Eszerint a fluxus optikai vastagság az ún. fluxustranszmisszió negatív logaritmusa. A fluxustranszmisszió pedig egy olyan 0-nál nagyobb és 1-nél kisebb arányszám, amely megadja a felszínről kiinduló, és az atmoszférán áthatoló, a világűr felé távozó kisugárzás arányát a felszínről kiinduló kisugárzáshoz viszonyítva.

Bár ez a definíció bonyolultan hangzik, azonban rendkívül fontos szerepet tölt be a klímatudományban, miközben e paraméterek kiszámítása hatalmas számítási munkát igényel. A pontos számításhoz ugyanis egy kb. 12 oktáv szélességű spektrumon belül kell több százezer vonal esetén, minden egyes üvegházgázra kiszámítani az ún. monokromatikus abszorpciós állandót.

Ezzel azonban a feladat még nem fejeződött be. Ha ugyanis azt szeretnénk tudni, hogy a felszínről kibocsátott infravörös sugárzás mekkora hányada halad keresztül az atmoszférán, és jut ki a világűrbe, akkor figyelembe kell venni a felszín változó magasságát is, mivel ettől függ, hogy a felszín felett milyen vastag az atmoszféra, valamint a felszínről kiáradó sugárzás irányának ún. cosinus függvény szerinti eloszlását.

Tovább bonyolítja a helyzetet, hogy a valódi felszín csaknem kétharmad része felett felhőtakaró van, és mivel ezeken a helyeken a felhőtető képezi a sugárzó felszínt, ezért a felhőtető átlagos magasságát is számításba kell venni.

Miskolczi a tanulmányában megadott két fontos matematikai képletet (41. és 42. képlet), amelyek felhasználásával ez utóbbi számítások elvégezhetők. Itt érdemes megemlíteni, hogy Miskolczi számításait a NASA mérései messzemenően alátámasztják.

Azt is fontos még tudni, hogy a levegőben lévő szén-dioxid csupán néhány spektrális tartományban képes energiát elnyelni, ahol azonban az elnyelődés már telítésben van, igazi mezőgazdasági „üvegház" hasonlattal élve, már rápakoltuk az összes üveglapot az üvegházra, ezért további szén-dioxid bevitele az atmoszférába gyakorlatilag nem okozhat további elnyelődést.

Az üvegházhatás hipotézise

A Föld keringési pályáján a napsugárzásra merőleges egységnyi felületre jutó besugárzási teljesítményt a Föld keringési pályájára vonatkozó napállandó határozza meg. Mivel pedig a bolygó napsugárzással szembeni hatáskeresztmetszete azonos a bolygó geometriai keresztmetszetével (fő síkjának területével), a bolygó felszíne pedig a geometriából ismert szabály alapján éppen 4-szer akkora, mint a keresztmetszete, ezért a Föld felszínén az egységnyi területre jutó átlagos besugárzási teljesítmény a napállandó negyedrésze.

Amennyiben a bolygó nem rendelkezik számottevő (pl. geotermikus) saját belső energiaforrással, a bolygó hosszú idejű energetikai egyensúlya megköveteli, hogy a világűr felé a bolygó átlagos kisugárzási teljesítménye azonos legyen a napállandó negyedrészével.

Ebből a kézenfekvő megállapításból pedig a – hivatalosan támogatott – klímaelmélet alapján az következik, hogy ha megváltozik az atmoszférában az üvegházgázok mennyisége, akkor emiatt meg fognak változni a rendszeren belül a hosszú hullámú sugárzási viszonyok, és emiatt meg fog változni a felszín átlagos hőmérséklete.

Ennek oka pedig az, hogy ha a levegőben lévő üvegházgázok több energiát nyelnek el a felszíni hősugárzásból, akkor ezt a felszín úgy fogja pótolni, hogy több energiát fog kisugározni, azonban ez csak úgy lehetséges, hogy felmelegszik.

Ez utóbbi állításnak azonban Miskolczi szerint nincs fizikai alapja, hiszen nem létezik semmiféle bizonyított elmélet, ami ezt alátámasztaná, és egy ilyen feltételezésnek a mérési adatok is ellentmondanak.

Ez a hipotézis azért is megalapozatlan, mert nem veszi figyelembe a levegő nedvességtartalmának halmazállapot változásait, és azt sem, hogy a felszín csaknem kétharmad része felett állandóan felhőtakaró van, ami jelentős mértékben leárnyékolja a felszínt a rövidhullámú napsugárzástól, miközben elnyeli a felszínről érkező hosszúhullámú sugárzást.

Mivel a felhőzet nagymértékben befolyásolja a Föld sugárzási egyensúlyát, ezért a bolygó egységnyi felületére vonatkoztatott átlagos kisugárzását a felhős és felhőtlen régiók kisugárzásának átlagolásával kell kiszámítani, és ehhez számításba kell venni a felhőfedettség átlagos mértékét, és a felhőzet tetejének átlagos magasságát is.

Miskolczi szerint a felszín közelében a termikus és sugárzási egyensúly együttes fennállása megköveteli a felszín sugárzási hőmérsékletének és a felszínnel érintkező légkör (hőmérővel mérhető) termodinamikai hőmérsékletének az egyenlőségét. Ennek alapján a sugárzási viszonyok tisztázásához Miskolczi felállított egy ún. transzferfüggvényt, amely megadja, hogy hogyan aránylik egymáshoz a bolygó teljes hosszú hullámú kisugárzása és a felszín hosszú hullámú kisugárzása.

Korábban már szó volt az ún. fluxustranszmisszióról, amely megadja a felszínről kiinduló, és az atmoszférán áthatoló, a világűr felé távozó kisugárzás arányát a felszínről kiinduló kisugárzáshoz viszonyítva.

E két fogalom azonban nem tévesztendő össze, vagyis a transzfer- függvény és a fluxustranszmisszió nem ugyanaz!

A bolygó teljes kisugárzása ugyanis két részből tevődik össze. Az egyik a felszínről kiinduló kisugárzás azon (kisebbik) része, amely az atmoszférán áthatolva kijut a világűrbe, miközben a másik (nagyobbik) része a levegőben lévő üvegházgázok emissziója, amit maga az atmoszféra sugároz ki. A bolygó teljes kisugárzása e kettő összege, és ezen összeg viszonyát fejezi ki a transzferfüggvény a felszíni kisugárzáshoz képest.

Bonyolult matematikai levezetések eredményeként Miskolczi kimutatta, hogy a nevezett transzferfüggvény kizárólag a fluxustranszmissziótól és fluxus optikai vastagságtól függ, amely utóbbi – amint már említettük – a fluxustranszmisszió negatív logaritmusa. A transzferfüggvény matematikai kifejezése tehát három paraméter között állít fel kapcsolatot, ezek:

– a fluxustranszmisszió számszerű értéke,
– a fluxus optikai vastagság számszerű értéke, és
– a transzferfüggvény számszerű értéke.

Ha ezek közül bármelyiket ismerjük, a másik kettő kiszámítható. No de ismerjük-e?

Nos, ehhez még figyelembe kell venni más ismert fizikai törvényeket is, és akkor már mind a három paraméter konkrét számszerű értéke tényleg kiszámítható. Az így kapott eredmény azután meghatározza a rendszer hosszú idejű termikus egyensúlyát, ezen belül a Föld-légkör rendszer átlagos sugárzási és optikai jellemzőit, amelyek függetlenek attól, hogy a levegőben mennyi szén-dioxid, vagy egyéb üvegházgáz található.

Fontos hangsúlyozni, hogy az így kapott jellemzők csupán átlagértékek, amelyek körül, mint középérték körül a paraméterek véletlenszerűen ingadoznak. Lévén, hogy kaotikus rendszerről van szó, a statisztikus ingadozás gyakorlatilag nem modellezhető.

Miskolczi azt is hangsúlyozza, hogy a rendszer termikus egyensúlya kizárólag a teljes bolygóra, azaz globálisan érvényes, ezért valamely meghatározott földrajzi térségre vonatkozó lokális vagy regionális üvegházhatásról értelmetlen beszélni. Nem lehet ezért egyes szokatlannak tűnő helyi időjárási anomáliákból olyan következtetést levonni, hogy az egész bolygó melegszik. Az így végzett számítások megalapozottságát a mérési adatok messzemenően alátámasztják.

Az IPCC szerepe a klímaváltozás kérdésében

A Kormányközi Klímaváltozási Testület (IPCC = Intergovernmental Panel on Climate Change) által képviselt álláspont szerint a Föld jelenleg nincs termikus egyensúlyban, mivel több besugárzást kap, mint amennyit kibocsát.

Ennek pedig az oka az, hogy a levegőben lévő egyre több üvegházgáz, főleg szén-dioxid, egyre több energiát nyel el a felszíni emisszióból, ezért a bolygó addig fog melegedni, amíg a sugárzási egyensúly helyre nem áll.

Erre azonban nincs sok remény, hiszen a szén-dioxid kibocsátás folyamatosan növekszik, a sugárzások nem tudnak kiegyenlítődni, a bolygó folyamatosan átmeneti (tranziens) állapotban van, és ez így folytatódik mindaddig, amíg ki nem küszöböljük a szén-dioxid kibocsátást, vagy akkora lesz a hőség, hogy mindenki hőgutát kap, és az emberiség ily módon történő kipusztulása után már nem tudunk több szén-dioxidot kibocsátani.

Miskolczi szerint a hivatalosan támogatott hipotézis csupán bebizonyítatlan feltételezés, amely önkényesen korlátozza a rendszer válaszát a CO_2 koncentráció növekedésére.

A logikai ellentmondások elkerülése érdekében pedig a klímamodellezők feltételeznek egy vízgőz-tartalommal kapcsolatos pozitív visszacsatolási folyamatot is, amely szerint a hőmérséklet növekedése megnöveli a légkör üvegházgáz-hatású vízgőztartalmát, és ez további melegedést eredményez. Ez azonban csupán az ezer sebből vérző hivatalos klímaelmélet megalapozatlan kozmetikázása, és ellenkezik minden ismert fizikai törvénnyel.

Az IPCC mellett a Magyar Tudományos Akadémia (MTA) Meteorológiai Tudományos Bizottsága (MTB) sem volt képes belátni azt az elméletileg is bebizonyított és mérésekkel is alátámasztott tényt, hogy a bolygó teljes termikus emissziója kizárólag a már említett fluxus- transzmissziótól és fluxus optikai vastagságtól függ, tekintet nélkül arra, hogy mennyi szén-dioxid van a levegőben. Ennek eredményeként pedig a médiában a globális felmelegedés kérdésében csaknem kizárólag államilag elismert klímaszakértők nyilatkozhatnak.

Azt pedig, hogy milyen érdekek állhatnak az egyre fokozódó nemzetközi szintű klíma-hisztérikus pánikkeltés mögött, csak találgatni lehet.

Mérések és megfigyelések

A sugárzási klíma egyensúlya

A „*sugárzási klíma*”, fogalma jelenti az atmoszférán keresztül hatoló és/vagy abban elnyelődő és/vagy abból kisugárzó, felfelé és lefelé haladó sugárzások rendszerét.

A sokat emlegetett klímaváltozás azt jelenti, hogy ebben az – eredetileg egyensúlyban lévő – rendszerben tartósan megváltozik valami. A kérdés tisztázásához pedig fel kell tárni e sugárzások működését szabályozó fizikai törvényeket, valamint a légkör átlagos szerkezetét, rétegződését és a különféle rétegek fizikai jellemzőit. Ehhez hatalmas mennyiségű megbízható mérési adatra van szükség.

Mivel a különféle publikációkban szereplő mérési adatok között nem elhanyagolható eltérések vannak, Miskolczi ehhez a NASA rádiószondás adatbázisát használta, amelyet leginkább megbízhatónak tartott, és amelynek

alapján meg lehetett állapítani 20 *km* magasságig a légkör hőmérsékletének és víz tartalmának a változását a magasság függvényében.

Ha ismerjük a légkör szerkezetét, akkor ki lehet számítani a különféle hullámhosszúságú (ill. hullámszámú) komponensekre vonatkoztatott optikai vastagságokat, figyelembe véve a különféle irányú sugárzások elnyelődését, és a fénytörési effektusok hatását is. Hatalmas adatmennyiségről, és rendkívül munkaigényes számításokról van szó, amelyekhez Miskolczi az általa kifejlesztett HARTCODE megnevezésű speciális szoftvert használta.

Amikor a különféle ún. sugárzási fluxusokat vizsgáljuk, figyelembe kell venni a felhőzet szerepét is, amelyről kimutatható, hogy a felhőzettel borított területek együttes átlagos kiterjedése, valamint a felhők átlagos magassága is hosszú idejű stabilitást mutat.

A bolygón a felhőzet az atmoszférát három jól elhatárolható régióra osztja. Az egyik azon légoszlopok együttese, amelyekben nincs felhő. A második régió az, amely a felhős területeken a felhők felett, a harmadik pedig az, amely ugyanitt a felhők és a felszín között helyezkedik el.

Elméleti úton is levezethető, és mérések is igazolják, hogy a felszín átlagos felhőfedettsége kb. 66,2% mértékű, a felhőtlen felszín átlagos kiterjedése ennek megfelelően kb. 33,8%, a felhőzet tetejének átlagos magassága pedig a tengerszinttől számítva kb. 1917 méter.

A bolygóról kilépő hosszú hullámú (infravörös) sugárzás erősségét 70 *km* magasságban mérik, mivel az atmoszféra e feletti részének a tömege – méréstechnikai szempontból – már nagyon kicsi az atmoszféra teljes tömegéhez mérten, ezért az itt mért adatok gyakorlatilag csaknem azonosak a teljes kisugárzással, amit elvileg műholdról vagy űrhajóból mérhetnénk, és az eltérés egyszerűen korrekcióba vehető.

Mint említettük, sugárzó felszínként a felhőtlen régiókban maga a tényleges felszín, a felhős régiókban pedig a felhőtető játssza a sugárzás kibocsátó felszín szerepét, ezért az ezekben mérhető és/vagy kiszámítható adatokból a teljes bolygóra átlagolt kisugárzást e területek 33,8 és 66,2 %-os arányának megfelelő súlyozással kell képezni.

Ennek magyarázata az, hogy a felhőtlen és a felhő feletti területek szabadon hűlhetnek a világűr felé, miközben ezt nem befolyásolják a felhőzet alatti régióban lezajló sugárzások, ezért kizárólag e régiók határozzák meg a Föld sugárzási egyensúlyát. Úgy is mondhatjuk, hogy a felhőtlen felszín és a felhőtetők felszíne alkotja együttesen a Föld ún. aktív planetáris (emissziós) felszínét (APF).

Ezen elmélet ellenőrzésére szimulációs számításokat végeztek, amelyek segítségével, nagy pontossággal kiszámították nemcsak a sugárzási fluxusok elméletileg várható értékét, de a felhőfedettség és a globális (Bond féle) albedó elméletileg várható értékét is.

A számítások eredményét azután össze lehetett hasonlítani a NASA által közzétett tényleges mérési adatokkal, és ezek messzemenő egyezést mutattak az elméletileg megjósolt értékekkel.

Az elméleti számítások és a mérési adatok egyértelműen igazolták, hogy a „hivatalos” klímaelmélettől eltérően a bolygó hosszú hullámú kisugárzásá-

nak 69 %-át maga az atmoszféra bocsátja ki, és csak 31 %-a származik a felszíntől és a felhőtetőtől, vagyis az egyesített APF-től.

Ha pedig az APF-ről kibocsátott sugárzás megoszlását vizsgáljuk, az derül ki, hogy ennek alig harmadrésze származik a „tényleges" felszíni emissz--ióból, ami egyértelműen jelzi a hivatalos klímaelmélet megalapozatlanságát.

A felhőzet jelentősége

A felhőzet különleges jelentősége abban áll, hogy a rendszerben fellépő bármilyen zavaró hatásra azonnal képes reagálni, a felhőkben lévő víz halmazállapot-változásaival, a felhők térbeli mozgásával, kiterjedésük változtatásával, valamint a felhőkön áthaladó rövid és hosszú hullámú sugárzások abszorpciójának módosításával.

Nem túlzás azt állítani, hogy a felhőzet meghatározó szerepet játszik a sugárzási egyensúlyban, ezen keresztül az üvegházhatás stabilitásában.

Az 1982-2007 közötti két és fél évtized műholdas mérési adatai is azt igazolják, hogy a felhőfedettség globális mértéke olyan éves átlagérték körül ingadozik, amely átlag hibahatáron belül megegyezik az elméletileg várható értékkel, (ld. 24. ábra).

A napállandó szerepe

A földi bioszférát a napsugárzás élteti. A Nap felszínének sugárzási teljesítménye óriási, négyzetméterenként több mint 63 megawatt. A napállandó pedig a Napból a földi légkör felső határára érkező átlagos négyzetméterenkénti besugárzási teljesítmény, amelyet meghatároz egyrészt a Nap hatalmas sugárzási teljesítménye, másrészt az átlagos Nap- Föld távolság.

A napállandó meghatározása méréseken és megfigyeléseken alapul, mivel azonban az évtizedek alatt megfigyelt mérések átlaga kiszámíthatatlanul ingadozik, soha nem lehetünk biztosak abban, hogy a számításainkban használt napállandó érték milyen pontossággal felel meg a valóságnak. Így a napállandó elfogadott értéke – az éppen legmegbízhatóbbnak elfogadott mérésektől függően – nemzetközi megegyezésen alapul.

Ennek megfelelően a 2010-ben frissített NASA adatok szerint a napállandó 1367,6 Wm^{-2}, a globális (Bond) albedó (vagyis a bolygóról visszaverődő és a világűrben szétszóródó napsugárzás aránya) pedig 0,306 (30,6%).

Az utóbbi időben azonban a NASA módosította ezeket az adatokat. Eszerint most már a napállandó „mindössze" 1361,6 Wm^{-2}, a globális albedó pedig 0,293 (29,3%).

A módosítást azonban a mérési adatok nem támasztják alá, a módosításokra azért lehetett szükség, hogy az ezer sebből vérző hivatalos klímaelméletet összhangba lehessen hozni a nemzetközi zöld klímavédelmi lobbi elvárásaival.

Ezzel a módosítással ugyanis el lehetett érni, hogy kimutatható legyen egy négyzetméterenkénti 0,6 Wm^{-2} többletbesugárzás a bolygó emissziójához képest.

Itt érdemes azonban megemlíteni, hogy 2018-ban leváltották a NASA igazgatóját, azzal az indoklással, hogy a mérési adatok manipulálásával szándékosan megtévesztette a közvéleményt.

Miskolczi a számításaiban a ténylegesen mért legnagyobb és legkisebb napállandó értékek átlagát használja, ennek értéke: 1367,95 Wm^{-2}.

A mérésekből az is kiderült, hogy Nap nem tekinthető termikus egyensúlyban levő csillagnak, benne folyamatos átalakulások zajlanak, aminek egyik tünete – többek között – a napfolttevékenység ciklikus ingadozása is.

A fizika törvényei alapján egy ún. „fekete test" sugárzásának spektrális eloszlását a Planck féle sugárzási törvény határozza meg. A Nap azonban nem tekinthető elméletileg tökéletes fekete testnek, mivel sugárzási spektruma és ennek megfelelő színhőmérséklete számottevően eltér attól, ami a Planck függvény alapján várható lenne.

Az eltérés jelentős, a mért és számított színhőmérsékletek eltérése kb. 293 fok (kb. 5%), és mivel a kisugárzási teljesítmény az (abszolút) hőmérséklet negyedik hatványával arányos, az eltérés csaknem 18%.

Mindezek alapján vitathatók a „hivatalos" klimatológusok számításai azzal kapcsolatban, hogy hogyan befolyásolhatja a napállandó változása a Föld éghajlatát.

Ami pedig az APF emissziós hőmérsékletét illeti, ennek elméletileg kiszámított értéke 278,683 Kelvin fok, a rádiószondás mérésekkel meghatározott sugárzási hőmérséklet pedig 278,680 Kelvin fok, ami igazán kitűnő egyezés.

A földi klíma nagyfokú stabilitása nagyrészt annak köszönhető, hogy a bolygón a víz hatalmas mennyiségben folyamatosan van jelen mind a három halmazállapotban, vagyis fagyott, folyékony és légnemű formában is.

Ez nem véletlen. A Föld különleges bolygó, kiválasztott szerepet élvez naprendszerünk többi bolygójához képest. Erre utal az is, hogy Föld emissziós spektrumában a Wien-féle eltolódási törvény szerinti maximális entrópiájú ponthoz tartozó hőmérséklet megegyezik a víz hármaspontjának hőmérsékletével, és ez összefüggésben van a víz, a jég és vízgőz együttes jelenlétével.

Szükséges hangsúlyozni, hogy ezen a területen még számos kérdés vár megoldásra, ami további kutatásokat igényel, amelyek eredményei esetleg megváltoztathatják a Napról, valamint a bolygók keletkezéséről alkotott jelenlegi elképzeléseinket.

A Föld sugárzási energiamérlege

A földi klíma egyensúlyát alapvetően meghatározza egyrészt az a tény, hogy a bolygó felszínének több mint 70 százalékát víz borítja, másrészt az a tény, hogy a felszín kétharmad része felett felhőtakaró van, harmadrészt az a

tény, hogy a víz egyszerre van jelen mind a három halmazállapotban, a halmazállapot-változások pedig hatalmas energia-lekötéssel és/vagy energia-felszabadulással járnak.

Ezeket a tényeket a NASA által is támogatott hivatalos klímaelmélet alig veszi figyelembe. Jellemző példaként lehet utalni a 36. ábrára, amelyet a NASA 2018-ban tett közzé az atmoszférában működő sugárzásokról. Ezen az ábrán a felhőzetet egy-két aprócska bárányfelhő szemlélteti, amelyeknek alig van jelentőségük, azt a tényt pedig, hogy van azért a bolygón felszíni víz is, az illusztráció szélein feltüntetett kék foltocskák jelzik.

Nem csoda, hogy az illusztráción feltüntetett sugárzási fluxusok számszerű értéke helyenként akár +/–50 százalékkal is eltér a szimulációval kiszámított és mérésekkel alátámasztott adatoktól.

A légkörön áthatoló sugárzási fluxusok kiszámítása ugyanis nagyon bonyolult. Nem csupán függőleges sugárzások léteznek. Eltérőek a sugárzási viszonyok az egyenlítőnél és a sarkoknál. Változnak a sugárzási viszonyok az évszaktól és napszaktól függően is. A légkörön, ferdén áthatoló sugárzás hosszabb utat tesz meg a levegőben, hosszabb az effektív optikai úthossz, és emiatt nem csak az elnyelődés erősödik, de megváltozik a sugárzás spektrális szerkezete is, hiszen az eltérő hullámhosszúságú komponensek más arányban nyelődnek el. Mindezeket azonban a NASA modellje figyelmen kívül hagyja, mint ahogyan figyelmen kívül hagyja a felhőzet hatását, és a víz halmazállapot-változásait is.

A NASA modelljében fellelhető hibáknak számos oka van. Egyrészt olyan adatbázist használtak, amely csak a globális átlagos infravörös fluxusok durva becslésére alkalmas.

Másrészt figyelmen kívül hagyták azt a tényt, hogy a felhőtlen felszínről az atmoszférán áthatoló sugárzás nem független a felszín sugárzási hőmérsékletétől. Ráadásul a modellben minél kisebb a vízgőz tartalom, annál nagyobb az optikai vastagság, vagyis a levegő annál több sugárzást nyel el, ami nyilvánvalóan ellenkezik a fizika törvényeivel. Ráadásul a NASA olyan átlagos globális nedvesség- tartalommal számol, amely feleakkora, mint a valóságban.

Mindezek eredményeként a NASA azt az eredményt hozta ki, hogy a bolygó négyzetméterenként 0,6 wattal több sugárzást nyel el, mint amennyit kisugároz, és az így felhalmozódó többletenergia folyamatosan elnyelődik a világóceánokban. Az ilyen számítások komolytalanságára jellemző, hogy ha figyelembe vesszük az egyes számítási lépések pontosságát, akkor a feltételezett 0,6 Wm^{-2} többlet pontatlansága +/–17 Wm^{-2}. Ehhez már különösebb kommentár nem szükséges.

Az már csak hab a tortán, hogy a NASA számításaiban olyan energiaáramlások is szerepet kapnak, amelyek a valóságban nem léteznek és/vagy automatikusan kiegyenlítődnek, ezért nem játszhatnak szerepet a Föld-légkör rendszer működésében.

Ellentétben a NASA számításaival, a számítások és a mérések egyértelműen mutatják, hogy a légkör termikus és sugárzási egyensúlyban van, és bármely zavaró hatás fellépése esetén ez az egyensúly rövid időn belül helyreáll, ami a hidrológiai ciklus gyors reagáló képességének köszönhető.

Az viszont más kérdés, hogy ez a kifejezetten kaotikus dinamikus rendszer a lokális és regionális klímákból hogyan keveri ki a globális átlagos légkört. Ez utóbbi modellezése az időben és térben véletlenszerűen változó felhőzet, nedvességtartalom és széljárások miatt determinisztikus klímamodellekkel nem írható le.

Az üvegházhatás vertikális szerkezete

Az üvegházhatás vertikális szerkezetének vizsgálata arra irányul, hogy a légkör melyik (milyen magasságú) része, illetve rétege milyen mértékben járul hozzá az üvegházfaktorhoz, amely utóbbi – mint már említettük – a felszín által kisugárzott és a napsugárzásból elnyelt fluxusok különbsége.

Ennek során vizsgálható az egyes légrétegek emissziója és abszorpciója, valamint ezek kumulált (integrált) összege a felszíntől számított egyre vastagabb rétegre vonatkozóan.

A vizsgálatokból az derül ki, hogy a felhőtlen régióban az üvegházfaktorhoz adódó maximális járulék a kb. 3,5 *km* magasan levő légrétegtől származik, vagyis mintegy másfél kilométerrel magasabbról, mint a felhőtetők átlagos magassága.

A vizsgálatokból az is kiderült, hogy a vízgőz hatására a hivatalos klímaelméletben szereplő pozitív visszacsatolás a valóságban nem létezik. Éppen ellenkezőleg, ha növekszik a levegőben az egyéb üvegházgázok mennyisége, akkor ezek hatását a vízgőztartalom csökkenése kompenzálja.

A hőmérséklet és a vízgőz eloszlások kapcsolatának tisztázására 689 darab nagyfelbontású rádiószondás felszállásból összegyűjtött, összesen 654130 rétegben történt meg az átlaghőmérséklet és vízgőztartalom mérése, és ezek eredménye egyértelműen alátámasztja a fenti megállapítást.

Az elméleti számítások és mérések azt is igazolták, hogy igen erős korrelációs kapcsolat van a vizsgált réteg vízgőztartalma és átlaghőmérséklete között.

Hat évtizedre kiterjedő mérési adatok alapján az is kiderült, hogy a felszínhőmérséklet kismértékű, valamint a szén-dioxid tartalom nagyobb mértékű növekedése mellett a vízgőztartalom csökkent, és ez egyértelműen cáfolja a klímamodellezők által elképzelt pozitív vízgőz visszacsatolás elméletét.

Sugárzásátviteli függvények

A mérések és a szimulációs eredmények azt mutatják, hogy a Föld légkörének hosszúidejű átlagos hosszú hullámú fluxus optikai vastagsága stabil, állandó érték, amely ha valamilyen zavaró tényező hatására megváltozik, a rendszer önszabályozó mechanizmusa az egyensúlyi állapotot rövid időn belül helyreállítja, tekintet nélkül arra, hogy mennyi szén-dioxid van a levegőben.

Miskolczi ezen felismerés alapján definiált több ún. sugárzásátviteli függvényt, amelyek mindegyike a fluxus optikai vastagságtól függ, ezek a következők:

- Fluxustranszmisszió függvény, amely megadja az atmoszférán áthatoló felszíni emisszió arányát a felszíni emisszióhoz képest, a fluxus optikai vastagság függvényében.
- Abszorpció függvény, amely megadja, hogy a felszíni emisszió mekkora hányada nyelődik el a felszíni emisszióból, ugyancsak a fluxus optikai vastagság függvényében.
- Transzferfüggvény, amely megadja, hogyan viszonyul a bolygó globális emissziója a felszíni emisszióhoz képest, természetesen ez is a fluxus optikai vastagság függvényében.
- Emisszió függvény, amely megadja, hogyan viszonyul az atmoszféra által emittált sugárzás a kiindulási felszíni emisszióhoz képest, a fluxus optikai vastagság függvényében.
- Viriál függvény, amely megadja, hogy adott fluxus optikai vastagság mellett mekkoránk kellene lenni a transzferfüggvénynek, ahhoz, hogy teljesüljön a Clausius féle ún. viriál törvény.

Az utóbbi némi magyarázatra szorul. mAz atmoszféra olyan gáztömeg, amelyet a bolygó gravitációs tere tart egyben. Úgy is mondhatjuk, hogy az atmoszféra egyfajta gravitációs potenciál gödörben helyezkedik el, ahonnan a gázrészecskék nem tudnak elszabadulni, mert az említett viriál tétel értelmében az átlagos mozgási energiájuk éppen fele akkora, mint a negatív potenciális energiájuk, ezért nem sok esélyük van arra, hogy a sebességük eléri, vagy meghaladja az ún. szökési sebességet.

Miskolczi különféle bonyolult matematikai levezetések eredményeként határozta meg a viriál függvény matematikai kifejezését és állította fel azt a transzcendens egyenletet, amely szerint a Föld-légkör rendszer akkor van stabil energetikai és sugárzási egyensúlyban, ha a transzferfüggvény és a viriál függvény értéke éppen azonos.

Hat évtizedre vonatkozó mérések igazolják, hogy ez a stabil állapot tartósan fennáll, és hogy ez kizárólag a hidrológiai ciklus gyors reagáló képességének köszönhető, tekintet nélkül arra, hogy a vízgőz mellett még milyen egyéb üvegházgázok vannak a levegőben.

A vízgőz oszlopmennyisége

Az atmoszférában folyamatosan zajlanak dinamikus kaotikus folyamatok, átalakulások. Ebben szerepet játszanak egyrészt a levegő nedvességtartalmának halmazállapot-változásai, amelyek során hatalmas mennyiségű hőenergia szabadul fel, vagy kötődik le, másrészt a levegő által elnyelt és kibocsátott sugárzások. A már említett fluxus optikai vastagság lokális értékei azonban önmagában nem alkalmasak e folyamatok részletesebb leírására. A

kérdés alaposabb vizsgálatához figyelembe kell venni a levegőben lévő vízgőz lokális oszlopmennyiségét, amely megadja, hogy ha egy adott terület felett elhelyezkedő légoszlopban lévő összes nedvesség a földre hullana, akkor a mennyi csapadékot jelentene, vagyis az esővíz milyen vastag vízréteget jelentene a felszínen. Ennek átlagos elméleti értéke kb. 26 mm, miközben a lokális értékek 0,5 és 75 *mm* között változnak. A műhold felvételek alapján azonban a troposzféra felső rétegeiben jelenlévő vízgőz szüntelenül változó kaotikus elrendeződést mutat. Ezzel kapcsolatban meg kell állapítani, hogy a klímatudományban elterjedten alkalmazott légköri cirkulációs modellek, valamint az ezekre épülő sugárzási modellek ezeket a folyamatokat nem képesek megfelelően leírni és a változásokat előre jelezni. A fluxus optikai vastagság lokális ingadozásaira azonban jó becslést lehet adni a vízgőz lokális oszlopmennyisége alapján.

Ami a bolygó globális termikus emissziójának, valamint a felszín hősugárzásának arányát kifejező transzferfüggvény lokális értékeit illeti, az alaposabb vizsgálatok azt mutatják, hogy ezek is csak egyes helyeken, egyes időpontokban véletlenül egyeznek meg az elméletileg kiszámítható globális átlag értékkel, egyébként attól jelentősem eltérnek. A különféle földrajzi régiókban történt rádiószondás mérések ugyanakkor azt mutatják, hogy az ezek átlagolásával nyert értékek jó közelítéssel igazolják az elméleti előrejelzést, amint a 14. ábra szerinti diagramba berajzolt regressziós egyenes mutatja. A regressziós egyenestől való plusz-mínusz eltérések a levegő nedvesség tartalmának ingadozásával magyarázhatók. Ezek alapján megállapítható, hogy a globális sugárzási egyensúly kialakulásában döntő szerepe van a levegőben található nedvesség halmazállapot-változásainak.

Üvegházgáz perturbációs vizsgálatok

A perturbációs vizsgálatok és modellszámítások célja annak tisztázása, hogy a levegőben található szén-dioxid és egyéb üvegházhatású gázok mennyiségének megváltozása hogyan befolyásolja a felszíni hőmérsékletet.

Kiindulásként fel kell tételezni egy egyensúlyban lévő föld-légkör referencia rendszert, és ehhez képest kell vizsgálni a változásokat, amelyek a légkörbe bekerülő többlet-szén-dioxid hatására lejátszódnak.

A referencia rendszerben a bolygón ugyanannyi víz fagy meg, mint amennyi jég elolvad, ugyanannyi vízgőz kondenzálódik, mint amennyi víz elpárolog, a bolygó a világűr felé ugyanannyi energiát sugároz ki, mint amennyit a napsugárzásból elnyel, és az atmoszféra felfelé és lefelé összesen ugyanannyi energiát sugároz ki, mint amennyit a napsugárzásból és a felszín kisugárzásából elnyel, plusz amennyit a felszíntől közvetlen érintkezéssel átvesz.

Ezen túlmenően a légkör energetikai egyensúlya azt is jelenti, hogy – a már említett viriál tétel értelmében – az atmoszférát alkotó gőz és gáz részecskék átlagos mozgási energiája éppen fele akkora, mint amennyi ahhoz

kellene, hogy elérjék a kozmikus szökési sebességet, és kiszabaduljanak a Föld gravitációs vonzásából.

Miskolczi számításai szerint a rendszer egyensúlyi állapotában a bolygó felszínének ***66,18%***-át fedik felhők, a bolygó átlagos fényvisszaverő képessége (albedó) ***30,13%***, a légkör optikai vastagsága pedig ***1,86756***. Ez utóbbi a már említett fluxustranszmisszió reciprokának a logaritmusa, ahol a fluxustranszmisszió megadja, hogy az APF-ről kilépő hősugárzás mekkora hányada jut ki közvetlenül a világűrbe, miközben a többit a levegőben lévő üvegházgázok elnyelik.

Ezután képzeljünk el egy perturbációt, amelynek során egyetlen pillanat alatt a levegő szén-dioxid tartalma megduplázódik, emiatt felbomlik az egyensúlyi állapot, és tranziens folyamatok indulnak be. Első pillanatban a felszín és a levegő hőmérséklete még nem változik meg, azonban az atmoszféra több energiát fog elnyelni a felszíni hősugárzásból, mint korábban, ezért az egész bolygó kevesebb energiát sugároz ki, mint amennyit a napsugárzásból elnyel, és a bolygó, ezen belül is főleg az atmoszféra, melegedni fog. Ezért meg fog változni az atmoszférát alkotó részecskék átlagos mozgási energiája és felborul a viriál tétel által megkövetelt 1:2 arány a szökési sebességhez szükséges mozgási energiához képest. Az egyensúlyi állapot megbomlása miatt bonyolult kompenzációs folyamatok indulnak be, amelyek során a levegőben lévő vízgőz fokozott mértékben kondenzálódik, és hullik le csapadék formájában.

A levegőben lévő vízgőz mennyiségének a csökkenése így kompenzálja a megnövekedett mennyiségű szén-dioxid hatását, és visszaáll az eredeti egyensúlyi állapot, amelyben a felhőfedettség ismét 66,18%, az albedó ismét 30,13%, és az atmoszféra optikai vastagsága ismét 1,86756.

Ellentmondások a klímatudományban

A hivatalosan támogatott klímatudomány ezer sebből vérzik. A tények, tapasztalatok, mérések nem igazolják vissza az elmélet jóslatait, legfeljebb utólag lehet esetenként kitalálni hihető magyarázatokat például arra, hogy miért esett a hó májusban.

Az elméletet lehet toldozni-foltozni, lehet új ötletekkel gazdagítani, például pozitív visszacsatolást feltételezve a szén-dioxid és vízgőz koncentráció között, azonban ezek a tudománytalan spekulációk nem oldják meg az újabb meg újabb ellentmondásokat. Tudomásul kell venni, hogy a klímatudomány nem véglegesen lezárt ügy, mint ahogyan egyetlen természettudományos elméletet sem lehet „véglegesnek” tekinteni.

A tudomány paradigma váltások sorozatán keresztül fejlődik, tökéletesedik, és soha nincs semmire végleges válasz. Mert ha ilyen létezne, akkor az már nem lenne többé tudomány, hanem dogmatikus ideológia, amelyben kötelesek vagyunk hinni.

Max Planck szerint az új és gyakran megdöbbentő tudományos igazságok előbb-utóbb utat törnek maguknak, ehhez azonban általában meg kell várni,

hogy kihaljon az a tudós nemzedék, amely már nem képes új gondolatokat befogadni.

Ez a helyzet a XIX. századi tudományos világképen alapuló Arrhenius féle klímaelmélettel is, amelyet a hivatalos klímafelfogás egyfajta végső abszolút igazságként kezel.

Az emberiség történetének valaha volt legnagyobb mesterséges szén-dioxid kibocsátása a második világháborúban következett be, amikor 6 éven keresztül lángokban állt a fél világ, sok millió tonna lőszert és bombát robbantottak fel, tetézve a szén-dioxid emissziót más üvegházgázokkal, így nitrogénoxidokkal is. Azt lehetett várni, hogy melegszik az éghajlat. De nem ez történt. Szokatlanul hűvös nyarak és csikorgóan hideg telek követték egymást, egyes klímatudósok közelgő jégkorszakot jósoltak. A Time Magazin az 1970-es években többször foglalkozott azzal, hogyan lehet túlélni a jégkorszakot. Az aggodalom jogosnak látszott, hiszen a legutóbbi jégkorszakban halt ki a neandervölgyi ősember, pedig sokkal edzettebb volt, mint a mai modern ember.

Az 1980-as és 90-es években az időjárás javulni látszott, bekövetkezett egy 180 fokos fordulat, és azóta már jégkorszak helyett katasztrofális hőségtől kell rettegni.

Az ötletet gyorsan felkarolták a zöld mozgalmak, és a növényzet számára nélkülözhetetlen, színtelen, szagtalan, ártalmatlan szén-dioxidot környezetszennyezésnek nyilvánították. A szén-dioxid emisszió csökkentését célzó állami intézkedések azonban sértették számos ipari vállalkozás érdekeit. Hamarosan felfejlődött azonban a hatalmas érdekérvényesítő képességű zöld energia iparág, óriási kockázatmentes profittal, amelynek a nagy részét az állam garantálja az adófizetők pénzéből.

Az ellenérdekű felek mérkőzése kezdetben döntetlenre állt, azonban a zöldek – erős politikai hátszéllel – jelentős fölénybe kerültek. A magas politika ma már bőkezűen támogatja azokat a tudósokat és intézményeket, akik és amelyek – gyakran a mérési adatok manipulálásával – rendszeresen szolgáltatják a szükséges „tudományos” bizonyítékokat, az intézkedések alátámasztására. Számos ilyen manipulációról, adatok „kozmetikázásáról” jelentek meg hírek hiteles forrásokból.

Miskolczi klímaelméletének részletes ismertetése

Az önkényesen definiált planetáris üvegházhatás egy bolygó felszínhőmérsékletének és effektív abszorpciós hőmérsékletének a különbsége, amely a Föld esetében 288 K – 255 K =33 K, azaz a földfelszín kb. 33 fokkal melegebb, mint amit az abszorbeált napsugárzás indokolna. Lévén, hogy a jelenség magyarázatára eddig csak hipotézisek születtek, így a növekvő légköri szén-dioxid koncentráció üvegházhatásán alapuló klímaváltozásnak sincs a megfigyelésekkel összhangban levő, szilárdan megalapozott tudományos elmélete. Annak ellenére tehát, hogy a politikusok óriási erőfeszítéseket tesznek a szén-dioxid kibocsájtás korlátozására, az a feltételezés, hogy a hőmérsékleti sugárzást elnyelő üvegházgázok infravörös abszorpciója szabályozza a bolygó felszínhőmérsékletét nem bizonyított.

A Föld sugárzási klímáját egyrészt a napállandón keresztül asztronómiai paraméterek, másrészt a Föld-légkör rendszerben jelenlevő víz fázisátalakulásait szabályozó termodinamikai, és a Föld légkörére érvényes sugárzásfizikai törvények együttesen rögzítik. E törvények szerencsére kívül esnek a politikusok, klimatológusok, a szakmához nem értő környezetvédők, és nyugodtan állíthatjuk, hogy az egész emberiség hatáskörén.

Nem kérdőjelezzük meg valamilyen globális klímaparaméter időbeli változásaival definiált állandóan jelenlevő klímaváltozás triviális tényét. Azonban, sokkal fontosabbnak tartjuk azoknak a fizikai folyamatoknak a feltárását, amelyek az átlagos földi légkör természetes vagy antropogén eredetű üvegházgáz tartalmának változásai útján befolyásolhatják a Föld klímáját. Szükséges tehát az üvegházhatás sugárzásfizikájának mélyebb tanulmányozása, megértése, és kvantitatív verifikálása. Bármilyen klímaváltozással kapcsolatos gazdasági döntés meghozatalához elengedhetetlen a planetáris üvegházhatás elméleti megalapozása és az elmélet empirikus bizonyítása.

Az utóbbi tizenöt év sugárzási klímakutatása feltárta azokat a planetáris sugárzási fluxusok között működő alapvetően új fizikai összefüggéseket, amelyek a bolygó sugárzási klímáját kormányozzák. Az elméleti megalapozás első lépése volt a földfelszíni felsugárzás és Föld infravörös kisugárzása között fennálló − több mint egy évtizede publikált − egzakt matematikai összefüggések levezetése és verifikálása.

Empirikus bizonyítást nyert, hogy a Föld sugárzási egyensúlyban van a környezetével, és a sugárzási energia és impulzus megmaradásának törvénye értelmében a légkör hosszúidejű átlagos infravörös abszorpciója − a változó légköri CO_2 és egyéb, nem-kondenzálódó üvegházgázok mennyisége ellenére − egy elméleti matematikai állandó.

A Föld-légkör rendszer a rövidhullámú napsugárzás abszorbeált részét a hidrológiai cikluson keresztül a rendszert elhagyó maximális entrópiájú infravörös sugárzássá alakítja át oly módon, hogy közben a sugárzási egyensúlyban fontos szerepet játszó hosszú hullámú sugárzási komponensek, ará-

nyosak maradnak a rendszer határain belépő, és a rendszerben disszipálódott összes energiával. A felszín kb. 288 *K* termodinamikai átlaghőmérsékletét és a kb. 33 *K* klasszikus üvegházhatást a globális átlagos felhőzet által kialakított kétszintes sugárzási szerkezet teljes mértékben meghatározza.

Az üvegházhatás egyedüli oka a korlátlan mennyiségben rendelkezésre álló víz három fázisának állandó jelenléte, amely biztosítja a Föld derült felszíne és a felhőtető által meghatározott APF és a külső kozmikus környezet között fennálló kvázisztatikus sugárzási egyensúly kialakulását és folytonos jelenlétét.

A légkör összetételének nem-kondenzálódó üvegházgázoktól származó perturbációit a légkör a vízgőztartalomnak és a látens hő formájában tárolt energia mennyiségének változtatásával kompenzálja. A rendszerben lejátszódó fázisátalakulásoktól függő vízgőztartalom definiálja azt a dinamikus optikai vastagságot, amely a légkör optimális hűlését biztosítja. A dinamikus optikai vastagság változásai kiegyenlítik a rendszer globális sugárzási egyensúlytól való eltéréseit.

Ezen egyensúly néhány egyszerű empirikus megnyilvánulása például:

1. az APF-re vonatkoztatott üvegházfaktor és a reflektált napsugárzás egyenlősége;
2. a rádiószondás méréseken alapuló szimulációkból számított empirikus albedó és a normalizált üvegházfaktor egyenlősége;
3. a felhőtető és felhőalap együttes kisugárzásának és a légkörben abszorbeálódott összes infravörös sugárzás egyenlősége;
4. a globális átlagos légkör egyensúlyi infravörös fluxus optikai vastagságának és a hozzá tartozó egyensúlyi vízgőztartalomnak állandósága;
5. a felhőfedettség, a transzfer-, és a viriálfüggvények elméleti és empirikus egyenlősége;
6. az asztronómiai paraméterektől függő elméleti napállandó, és a rendszer infravörös kisugárzásból számított napállandó egyenlősége.

A fent említett tények csak töredékei annak a végtelen sok lehetséges kvantitatív összefüggésnek, amelyek mind a Föld klímájának stabilitását biztosítják. Tudományos tények makacs dolgok, nem lehet őket csalással, mellébeszéléssel, klímaadatok hamisításával, cikkek cenzúrázásával vagy demokratikus szavazással megváltoztatni. Az üvegházhatás jelenségének megértése sajnos részletes sugárzásfizikai ismereteket igényel, és sokszor csak olyan bonyolult matematikai összefüggésekben, egyenletekben, és képletekben fejezhető ki, amelyek ismerete nem várható el sem a szélesebb olvasóközösségtől, sem a kérdésben bátran nyilatkozó, de a sugárzás-fizikában járatlan klimatológusoktól, környezetvédőktől, és politikusoktól.

Eredményeink végső konklúziójaként elmondhatjuk, hogy a szén-dioxid üvegházhatásán alapuló, és a globális felmelegedéssel kapcsolatos vitában kulcsszerepet játszó – Arrheniustól származó – klímaváltozás hipotézise hibás, elméletileg megalapozatlan, és ellentmond a megfigyeléseknek. Következésképpen, a klímaváltozás szabályozására hozott költséges, de hatásta-

lan gazdasági döntések értelmetlenek, a klímahisztéria keltése és a széles néptömegek intézményesített félrevezetése a médián keresztül súlyos bűn. A szén-dioxidhoz fűződő, antropogén globális felmelegedéshez kapcsolódó nemzetközi porondon játszódó cirkusszal foglalkozni idő, és az adófizetők pénzének pocsékolása. Sokkal értékesebbnek tartjuk a könyvünkben bemutatásra került, sugárzásfizika terén elért számtalan új, sugárzási fluxusok között fennálló elméleti összefüggést, amelyek a globális klímarendszert szabályozó alapvető törvényeknek bizonyultak.

Sugárzásátviteli alapösszefüggések

Mielőtt a légköri üvegházhatás fizikai részleteinek kérdéseiben elmélyednénk, érdemesnek tartjuk feleleveníteni a sugárzásfizika legalapvetőbb és legáltalánosabb – többnyire Gustav Kirchhoff és Max Planck nevéhez fűződő, − a termodinamikai egyensúlyban levő testek abszorpciós és emissziós tulajdonságaira vonatkozó sugárzási törvényeket. A teljesség igénye nélkül, többnyire csak az üvegházhatás megértéséhez és számításához nélkülözhetetlen alapösszefüggéseket említjük, a törvények részletes tárgyalása számtalan egyetemi jegyzetben, és sugárzásfizikai monográfiákban magyarul is megtalálható, *Balázs* és *Marik* **[115]**, *Marik* **[116]**, *Barcza* **[139]**. A nemzetközi szakirodalomban leggyakrabban az alábbi részletes összefoglaló művekre szoktak hivatkozni: *Collins* **[105]**, *Chandrasekhar* **[71]**, *Mihalas D.* és *B. W. Mihalas* **[12]**, *Goody* és *Yung* **[50]**, *Planck* **[10]**, *Paltridge* és *Platt* **[57]**, *LaRocca* és *Turner* **[75]**, *Landau* és *Lifsic* **[113]**, *Jursa* **[81]**, *Cox* és *Giuli* **[108]**, *Rutten* **[173]**. A Föld légkörére vonatkozó új kvantitatív sugárzási összefüggések elemzésére könyvünkben külön fejezetet szenteltünk.

A Kirchhoff-Planck törvény

A Kirchhoff-Planck törvény szerint bármilyen termodinamikai egyensúlyban levő fekete test által emittált sugárzás független a test anyagi minőségétől és a test abszolút hőmérsékletének kizárólagos függvénye. A törvény eredeti megfogalmazásában monokromatikus irányfüggő spektrális radianciákra vonatkozik: $j_\nu / k_\nu = b_\nu(t)$, ahol j_ν és k_ν az emissziós és abszorpciós állandók, $b_\nu(t)$ a Planck spektrális radiancia (specifikus intenzitás), t pedig a sugárzó fekete felszín abszolút hőmérséklete, *Planck* **[10]**, *Chandrasekhar* **[71]**, *Landau és Lifshitz* **[113]**.

A $b_\nu(t)$ függvény alakja, és a benne szereplő sugárzási állandók a spektrális reprezentációtól függenek. Könyvünkben a sugárzási mennyiségek elnevezéseinél és azok egységeinél az International Association of Meteorology and Atmospheric Physics Radiation Commission (IAMAP) 1978-ban lefektetett irányelveit követjük, *IAMAP* **[172]**.

A pontos sugárzásátviteli számítások megkövetelik a sugárzási állandók lehető legpontosabb − a sugárzási törvényekkel összhangban levő − értékeinek használatát: *Mohr et al.* **[61]**, National Institute of Standards and Technology, *NIST* **[62]**, Princeton Applied Research Corporation, *PARC* **[73]**, *Weitzel* **[74]**, Committee on Data for Science and Technology, *CODATA* **[114]**. Négy univerzális állandóból − Avogadro szám N_A mol^{-1}, gázállandó R $Jmol^{-1}K^{-1}$, fénysebesség c ms^{-1}, és Planck állandó h Js − valamint néhány abszolút pontosnak tekintett matematikai állandóval gyakorlatilag az elméleti összefüggésekben szereplő összes sugárzási paraméter kifejezhető. A paraméterek dimenzióit dőltbetűvel jelöljük.

Szokás a k JK^{-1} Boltzmann állandót is önálló univerzális állandónak tekinteni, viszont a $k = R / N_A$ reláció értelmében összhangban kell lennie az R és N_A értékekkel. Hasonló a helyzet a hőmérséklet- és nyomásfüggő Loschmidt állandóval, az ideális gáz térfogatával, és a megegyezésen alapuló atomi tömegegységgel.

A sugárzásfizikában használt univerzális állandók, néhány gyakrabban használt matematikai állandó, a származtatott legfontosabb sugárzási paramétereket definiáló egyenletek és a paraméterek értékei az 1. 2. 3. és 4. táblázatokban találhatók. Naprendszerünk néhány bolygójának asztronómiai paramétereit a 8. táblázat tartalmazza.

Évente a nagy nemzetközi szabványosítási hivatalok egyes fizikai állandókat publikációikban kezdtek *egzaktnak* titulálni, ami meglehetősen félrevezető. A tudományban nincs mérésekre visszavezethető, egzakt, abszolút pontos fizikai állandó, hiszen minden mérés hibával terhelt. Egzaktnak azokat a mennyiségeket tekinthetjük amelyeket, ha szükséges, tetszőleges (akárhány számjegy) pontossággal meghatározhatunk. Ilyen az összes matematikai állandó (racionális és irracionális számok), és például a **[61]** és **[114]**-ben szereplő mágneses állandó $4\pi \times 10^{-7}$ N/A^2, amelyet nem lehet semmiféle pontossággal összekapcsolni. Nyilván nem praktikus rutin számításoknál a fizikai állandókat túl nagy pontossággal, például Változó Pontosságú Aritmetika (VPA) alkalmazásával kiszámolni, de manapság még az átlagos számítógépek is könnyűszerrel végeznek tizenöt számjegyre pontos műveleteket. Sokszor hasznos lehet a méréseken alapuló, nemzetközileg definiált standard fizikai állandók valódi hibájának vagy pontosságának az ismerete. Az 1. táblázatában található univerzális állandók eltérései miatt az 4. táblázatban levő származtatott Stefan-Boltzmann állandó is változni fog, így például egy nominális ~1368 Wm^{-2} napállandóból a Stefan-Boltzmann törvény alapján számított ekvivalens feketetest hőmérsékletek maximális eltérése elérheti a ~0,02 K -ot.

A sugárzási folyamatok spektrális leírására a hullámszám, hullámhossz, és frekvencia reprezentáció egyaránt alkalmas. Könyvünkben az infravörös (IR) spektroszkópiában leggyakrabban előforduló hullámszám reprezentációt használjuk, ahol a $b_\nu(t)$ spektrális radianciát $mW/(m^2cm^{-1}sr)$ egységben fejezzük ki:

$$b_\nu(t) = \mathrm{c}_{2,\nu}\, \nu^3 (\exp(c_{1,\nu}\nu / t) - 1)^{-1} \quad . \qquad (1)$$

Hullámszám a centiméterben kifejezett hullámhossz reciproka, és egysége cm^{-1}. $c_{2,\nu}$ $mW/(m^2cm^{-4}sr)$, és $c_{1,\nu}$ K/cm^{-1}, a hullámszám reprezentációra vonatkozó sugárzási állandók. $c_{1,\nu}$ és $c_{2,\nu}$ alsó indexében szereplő ν nem hullámszám függésre utal, hanem a sugárzási állandók *hullámszám reprezentációban* érvényes értékét jelöli. Az 1. Mellékletben szintén megtalálható a $c_{1,\nu}$ és $c_{2,\nu}$ származtatott mennyiségek univerzális állandóktól való függése. A $b_\nu(t) = j_\nu / k_\nu$ egyenlet a szakirodalomban Kirchhoff-Planck összefüggés néven ismeretes, $b_\nu(t)$ pedig a Planck függvény. Lokális termodinamikai egyensúly (LTE) fennállása esetén érvényes a $j_\nu = b_\nu(t)$ összefüggés, azaz a forrásfüggvény helyettesíthető a Planck függvénnyel. Az egységnyi térszögből érkező, csak a hőmérséklettől függő integrált spektrális radianciát − $mW/(m^2sr)$ egységben − az (1) hullámszám szerinti integrálásával kapjuk, és $b(t)$-vel jelöljük.

Stefan-Boltzmann és Wien törvények

A Kirchhoff-Planck összefüggés sugárzási fluxussűrüségekre érvényes formáját az (1) térszög és hullámszám szerinti integrálásával kapjuk. A $mW/(m^2cm^{-1}sr)$ egységben megadott spektrális radiancia konverziója $W/(m^2cm^{-1})$-ben kifejezett $B_\nu(t)$ spektrális fluxussűrüséggé − izotróp sugárzási mezőt feltételezve − $\pi \times 10^{-3}$ faktorral való szorzást jelent. A spektrálisan integrált $B_\nu(t)$ csak a hőmérséklettől függ, $B(t)$-vel jelöljük, egysége Wm^{-2}. Az (1) hullámszám és térszög szerinti integrálja a

$$B(t) = \sigma t^4 \qquad (2)$$

Stefan-Boltzmann (SB) törvényhez vezet, ahol σ $Wm^{-2}K^{-4}$ a SB állandó. Az SB törvény a sugárzási tér $U(t)$ energiasűrűségére érvényes formája: $U(t) = a\,t^4$, ahol $a = 4\sigma / c$ $Jm^{-3}K^{-4}$. a az irodalomban sokszor SB állandóként szerepel, azonban nem tévesztendő össze a σ-val. Az (1) hullámszám szerinti differenciálása a Wien féle eltolódási törvényt eredményezi:

$$t / \nu_{\max} = W_\nu \quad . \qquad (3)$$

Itt W_ν K/cm^{-1} a hullámszám reprezentációban érvényes Wien állandó, $\nu_{\max}$ pedig a $B_{\max,\nu}$ maximális $B_\nu(t)$-hez tartozó hullámszám. A maximális $B_\nu(t)$ csak a hőmérséklettől függ: $B_{\max,\nu} = W_{b,\nu}\, t^3$, ahol $W_{b,\nu}$ a h, c, és k állandókon keresztül definiált. Némi figyelmet érdemel, hogy irodalmi

hivatkozásokban esetenként nehézkes a dimenzió nélkül idézett Wien állandók azonosítása, (ld. például W_λ -t *Landau* és *Lifsitz* **[113]** könyvében).

Referenciaként első három ábránkon bemutatjuk a spektrális fluxussűrüség hullámszám 1. ábra, hullámhossz 2. ábra, és frekvencia 3. ábra, reprezentációban érvényes alakjait. Mindhárom ábrán a földfelszín átlagos sugárzási hőmérsékletéhez és az effektív emissziós hőmérséklethez tartozó fluxussűrűségeket, valamint a rádiószondás méréseken alapuló line-by-line (LBL) szimulációkkal kapott emissziós spektrumokat ábrázoltuk. Feltüntettük továbbá a szén-dioxid két legerősebb IR abszorpciós sávját (szürke árnyékolt tartományok). A piros görbék a 286 *K* felszíni sugárzási hőmérsékletnek felelnek meg, a világoskék görbék az átlagos spektrális kimenő IR sugárzások, a fekete görbék a Föld 255 *K*-hoz tartozó effektív (ideális feketetest) sugárzásai. Az ábrákról látható, hogy légköri energetika és üvegházhatás szempontjából csak a H_2O 6,3- és 20 μm, a CO_2 15 μm (668 cm^{-1}) és az O_3 9,6 μm (1042 cm^{-1}) körüli spektrális abszorpciójával érdemes foglalkozni.

Színhőmérséklet és entrópia

Ha a b_ν spektrális eloszlás (számításokból vagy mérésekből) ismert, akkor (1) alapján meghatározható a távérzékelési gyakorlatban elterjedten használt színhőmérséklet:

$$t_\nu(b_\nu) = c_{1,\nu}\nu / \ln(c_{2,\nu}\nu^3 / b_\nu + 1) \,. \qquad (4)$$

Izotróp légkör esetén $t_\nu \equiv t$, és $b_\nu(t)$ a maximális entrópiájú ideális feketetest specifikus intenzitása. Anizótrop sugárzási mezőben a maximális entrópiájú sugárzást a $t = \overline{t_\nu}$ jellemzi, ahol $\overline{t_\nu}$ az átlagos színhőmérséklet. A 4. ábrán bemutatjuk a Föld átlagos emissziós színhőmérséklet spektrumát. A spektrum rádiószondás méréseken alapuló szimuláció. Az átlagos színhőmérséklet (zöld vonal) és az effektív emissziós hőmérsékletek (piros szaggatott vonal) egyenlősége maximális entrópiájú sugárzásra utal. Látható, hogy a vízgőz abszorpciójának döntő szerepe van a spektrum kialakításában. A távérzékelés inverz feladata a mért − fentihez hasonló − spektrumokból a légkör vertikális hőmérsékleti szerkezetének és összetételének meghatározása, ami elméletileg csak közelítőleg lehetséges, **[174]**.

Ideális fekete testek J $Wm^{-2}K^{-1}$ sugárzási entrópifluxusának kiszámítása többféle módon is lehetséges, *Wu* és *Liu* **[32]**:

$$J = c\,a\,t^3 / 3 = (4/3)\sigma t^3 = (4/3)\sigma^{1/4}B^{3/4} = (4/3)B/t \,. \qquad (5)$$

Ha hullámszám reprezentációban a spektrális fluxussűrüség maximuma $B_{\max,\nu}$ Wm^{-2}/cm^{-1} ismert, akkor az entrópiafluxus a

$$J = c_{e,\nu}B_{\max,\nu} \qquad (6)$$

egyszerű összefüggésből is adódik, ahol $c_{e,\nu}$ $cm^{-1}K^{-1}$ szintén csak az univerzális állandók függvénye. A Föld sugárzási klímájában fontos szerepet játszó effektív spektrális fluxus komponenseket és a (6) alapján a hozzájuk rendelhető, integrált entrópiafluxusokat az 5. ábrán mutatjuk be. A jelmagyarázat első oszlopában szereplő első négy SW fluxussűrüség (felülről lefelé): F_0 helyi napállandó (zöld), $F_E = F_0 / 4$ egységnyi felületen rendelkezésre álló effektív SW sugárzás (fekete), $F_A = F_E(1-\alpha_B)$ az F_E abszorbeált része (kék), F_S az F_E reflektált része (piros). Az árnyékolt területek az IR tartományt képviselik. Az első oszlop utolsó három tagja (felülről lefelé): S_U^A a világűrből látható − szilárd és cseppfolyós − felszínek együttes kisugárzása (szürke), OLR^A a rendszert elhagyó hosszú hullámú sugárzás (lila), és $G^A = S_U^A - OLR^A$ üvegházfaktor (rózsaszín). A $B(t)$ fluxusokhoz tartozó ekvivalens feketetest hőmérsékleteket az SB törvényből számítottuk.

A jelmagyarázat 3. oszlopában lévő J entrópia adatok alapján teljesen nyilvánvaló, hogy a rendszerrel kölcsönhatásba lépő, jól definiált irányból érkező rövidhullámú sugárzási mező konverziója a teljes térszögben szétszóródó hosszú hullámú sugárzássá és reflektált napsugárzássá jelentős entrópia növekedéssel jár.

Az 5. ábra egyik érdekessége az, hogy a 103,03 Wm^{-2} üvegházfaktorhoz tartozó $B_{\max,\nu}$ numerikusan megegyezik a derült légkörön átengedett S_T felszín sugárzás és a felszín által kibocsátott S_U sugárzás S_T / S_U hányadosával (derült fluxustranszmisszióval). További érdekesség az, hogy a J entrópiafluxus numerikusan megegyezik a dimenzió nélküli derült OLR / S_U aránnyal (transzferfüggvénnyel), ahol OLR a derült kimenő hosszú hullámú sugárzás, S_U pedig a felszíni felsugárzás. Ezen összefüggéseket − közvetlen fizikai magyarázatok hiányában − a tele-kapcsolatok kategóriájába sorolhatjuk.

Planck **[10]** "*A hőmérsékleti sugárzás elmélete*" című könyvében explicit kifejezést találunk a spektrális entrópiafluxus radianciából történő meghatározására. Hullámszám reprezentációban a spektrális entrópiafluxus az alábbi alakot ölti:

$$J_\nu = c_E \nu^2 \left[\left(1 + \frac{b_\nu}{c_{2,\nu}\nu^3}\right) \ln\left(1 + \frac{b_\nu}{c_{2,\nu}\nu^3}\right) - \frac{b_\nu}{c_{2,\nu}\nu^3} \ln\left(\frac{b_\nu}{c_{2,\nu}\nu^3}\right) \right] . \qquad (7)$$

A (7)-ben $c_E = 2\pi k c \times 10^6$ $Wm^{-2}K^{-1}/cm^{-3}$. A J entrópiafluxus a (7) egyenlet numerikus integrálásával adódik, amely ideális feketetestek esetén az (5,6) egyenletekkel azonos eredményre vezet.

Áramlási egyenlet

Bármilyen közegben egy adott irányba haladó elektromágneses sugárzás változásait az áramlási (sugárzásátviteli) egyenlet írja le. A sugárzásátvitelben használt alapmennyiségek: a közeg spektrális szórási, emissziós és abszorpciós állandói, a spektrális és teljes (spektrálisan integrált) radiancia és fluxus. Egy sugárzásátviteli feladat megoldását az jelenti, hogy meghatározzuk a közeg tetszőleges pontjában, tetszőleges irányból érkező radiancia spektrális sűrűségét és ennek megváltozását a pont kis környezetében.

A radiancia megváltozását három folyamat idézheti elő: az emisszió, az abszorpció és a szórás. Az emisszió a közeg saját sugárzás kibocsátását, az abszorpció pedig a közeg sugárzáselnyelését jelenti. A szórás során a sugárzás spektrális összetételének változatlansága (koherens szórás) mellett a sugárzás egy részének haladási iránya változik meg. Az impulzus megmaradás értelmében a fotonok terjedési irányának változása a hullámszám megváltozásával is jár, (comptonizáció) aminek kvantitatív tárgyalása a Klein-Nishina egyenletekkel történik.

A sugárzásátvitelt egy adott (nem feltétlenül egyenes) $\tilde{s}$ sugárzási pályaszegmensen az alábbi, ún. Schwarzschild-féle integro-differenciál-egyenlet írja le, *LaRocca* és *Turner* **[75]**:

$$-\frac{dI(\tilde{s},\theta,\phi)}{k'(\tilde{s})d\tilde{s}} = I(\tilde{s},\theta,\phi) - \frac{\omega_0(\tilde{s})}{4\pi}\int_{4\pi} \tilde{p}(\tilde{s},\theta,\phi,\theta',\phi')I(\tilde{s},\theta',\phi')\,d\Omega' - \left[1-\omega_0(\tilde{s})\right]b(t(\tilde{s})), \tag{8}$$

ahol $I(\tilde{s},\theta,\phi)$ a spektrális radiancia, $k'(\tilde{s}) = k'_a(\tilde{s}) + k'_s(\tilde{s})$ a térfogati extinkciós (abszorpciós + szórási) állandók, $\omega_0(\tilde{s}) = k'_s(\tilde{s}) / k'_e(\tilde{s})$ az egyszeres szórási albedó, $\tilde{p}(\tilde{s},\theta,\phi,\theta',\phi')$ a fázisfüggvény, $b(t(\tilde{s}))$ az (1) által definiált hőmérsékleti sugárzást leíró spektrális Planck-függvény, θ, ϕ, θ', és ϕ' pedig a sugárzás irányát kijelölő zenit és azimut szögek. Az egyszerűség kedvéért a hullámszámfüggést nem jelöltük.

E fenti egyenlet megoldása zárt alakban teljesen általános szórási fázisfüggvény esetére nem adható meg, viszont egy adott $\tilde{s}_0$ és $\tilde{s}$ által határolt geometriai útszakaszra a formális megoldás a (9) integrálegyenlet formájában felírható:

$$I(\tilde{s},\theta,\phi) = I(\tilde{s}_0,\theta,\phi)\exp(-\int_{\tilde{s}_0}^{\tilde{s}} k'(\tilde{s}')d\tilde{s}') +$$

$$\frac{1}{4\pi}\int_{\tilde{s}_0}^{\tilde{s}} \omega_0(\tilde{s}')k'(\tilde{s}')\int_{4\pi} p(\tilde{s}',\theta,\phi,\theta',\phi')I(\tilde{s}',\theta',\phi')\,d\Omega'\exp(-\int_{\tilde{s}_0}^{\tilde{s}} k'(\tilde{s}'')d\tilde{s}'')d\tilde{s}'$$

$$+\int_{\tilde{s}_0}^{\tilde{s}} [1-\omega_0(\tilde{s}')]b(t)\exp(-\int_{\tilde{s}_0}^{\tilde{s}} k'(\tilde{s}'')d\tilde{s}'')d\tilde{s}' \quad . \qquad (9)$$

A légköri sugárzásátvitellel kapcsolatos konkrét problémák megoldásához szükséges egyszerűsítő feltételeket tennünk. Az alábbiakban néhány általánosan használt közelítést említünk:

(a) A Napot pontforrásnak tekintjük, és a sugárzási mezőt direkt és diffúz komponensek összegeként írjuk le;
(b) A könnyebb matematikai kezelhetőség érdekében a közeg struktúrájára vonatkozóan feltesszük, hogy az párhuzamos síkokkal vagy gömbhéjakkal határolt rétegekből áll;
(c) Feltételezzük, hogy a közeg spektrális (abszorpciós, emissziós, szórási) tulajdonságai a rétegeken belül állandóak, és a réteg egyéb fizikai tulajdonságait tekintve homogén;
(d) Feltesszük, hogy a közeg optikai tulajdonságait tekintve a látható és az infravörös tartományok a megoldásban szétválaszthatóak;
(e) A fázisfüggvényről feltesszük, hogy a Rayleigh (molekuláris) vagy a Mie (aeroszol) szórási törvények érvényesek;
(f) A határoló felületeken diffúz (Lambert) reflektanciát feltételezünk, tükröződés esetén a Fresnel-formulák használatosak;
(g) Az időtől független Schwarzschild egyenlet stacionárius sugárzási mezőt ír le, időben gyorsan változó és kvázistacionárius sugárzási terek esetén az idő koordinátát diszkretizálni kell.

Földsugárzás

A bolygókkal kölcsönható napsugárzás egy részét a bolygó abszorbeálja a maradékot meg reflektálja. A rendszer dinamikájától függő karakterisztikus időtartam alatt kialakuló planetáris sugárzási egyensúlyban az abszorbeált rész IR sugárzás (földsugárzás) formájában távozik a rendszerből. A Földlégkör rendszerre, és kifejezetten az IR tartományra további egyszerűsítő feltételeket tehetünk:

(a) Az LTE feltételezése kb. 60-70 km-es magasságig elfogadható. E magasság fölött az abszorbensek vibrációs-rotációs hőmérsékletét külön kell számítani minden egyes molekulatípusra;
(b) Az IR tartományban a szórás általában elhanyagolható, így az extinkció helyett a monokromatikus IR abszorpciós állandó és a monokromatikus Beer-Lambert abszorpciós törvény használható;
(c) A rendszerbe a légkör tetején nem lép be IR sugárzás;
(d) A sugárzási tér jó közelítéssel hengerszimmetrikus, az áramlási egyenlet nem függ a ϕ azimut szögtől.
(e) A reflektált napsugárzásnak megfelelő SW sugárzási energia az impulzusmegmaradás miatt szintén disszipálódik a rendszerben és részt vesz a megfigyelt hőmérsékleti szerkezet kialakulásában.
(f) A rendszer hőmérsékleti szerkezete egyértelműen meghatározza a rendszer sugárzási fluxusszerkezetét.

A (9) egyenlet felírható külön-külön a felfelé $I_\nu(\tau_\nu, \mu^+)$, és lefelé $I_\nu(\tau_\nu, \mu^-)$ terjedő radianciákra:

$$I_\nu(\tau_\nu, \mu^+), \quad 0 \le \theta < 90^\circ; \qquad I_\nu(\tau_\nu, \mu^-), \quad -90 \le \theta < 0^\circ, \tag{10}$$

ahol $I_\nu(\tau_\nu, \mu^+)$ és $I_\nu(\tau_\nu, \mu^-)$:

$$I_\nu(\tau_\nu, \mu^+) = b_\nu(t(\tau_G)) \exp\left[-\frac{\tau_{\nu,G} - \tau_\nu}{\mu^+}\right] + \int_{\tau_\nu}^{\tau_{\nu,G}} b_\nu(t(\tau'_\nu)) \exp\left[-\frac{\tau'_\nu - \tau_\nu}{\mu^+}\right] \frac{d\tau'_\nu}{\mu^+}, \tag{11}$$

$$I_\nu(\tau_\nu, \mu^-) = b_\nu(t(\tau_{\nu,T})) \exp\left[-\frac{\tau_\nu - \tau_{\nu,T}}{\mu^-}\right] + \int_{\tau_\nu}^{\tau_{\nu,T}} b_\nu(t(\tau'_\nu)) \exp\left[-\frac{\tau_\nu - \tau'_\nu}{\mu^-}\right] \frac{d\tau'_\nu}{\mu^-}. \tag{12}$$

Általánosan elfogadott konvenciót követve a (11-12) egyenletekben az irányfüggést a $\mu = \cos(\theta)$ mennyiséggel, a helyfüggést pedig − a z vertikális, vagy a p nyomás koordináta helyett − egy nominális τ_ν vertikális monokromatikus optikai vastagsággal fejezzük ki. A határfeltételek a légkör tetején $z = z_T$, $p_T = p(z_T)$ és $\tau_{\nu,T} = \tau_\nu(z_T) = 0$, a felszínen $z = z_G = 0$, $p_G = p(z_G)$ és $\tau_{\nu,G} = \tau_\nu(z_G)$. A felszínről kiinduló izotróp feketetest sugárzás a $t_G = t(z_G)$ felszíni sugárzási hőmérsékletnek megfelelően: $I_\nu(\tau_{\nu,G}, \mu^+) = b_\nu(t_G)$.

Ha egy kiválasztott üvegházgáz (abszorbens) tömegsűrűségének $\rho(p)$ vertikális eloszlása ismert, akkor a $d\tau_\nu$ monokromatikus optikai vastagság megváltozása egyértelműen definiálható, és nyomás koordinátákkal kifejez-

hető: $d\tau_\nu(p) = k_\nu \omega(p) dp$. Itt $k_\nu = k_\nu(p,t)$ nyomás és hőmérséklet függő tömeg abszorpciós állandó, $\omega(p) = \rho(p)/(g_r(p)\rho_a(p))$ az üvegházgáz tömeg keverési aránya, $\rho_a(p)$ a levegő tömeg sűrűsége, és $g_r(p)$ a nehézségi gyorsulás. A nagyszámú, egymást átfedő rotációs-vibrációs abszorpciós vonal létezése miatt k_ν kiszámítása még egyetlen üvegházgáz esetén is rendkívül bonyolult. Több, különböző abszorbenst tartalmazó légkörre az optikai vastagság megváltozása a $d\tau_\nu$ komponensek összege, aminek pontos meghatározásához precíz numerikus módszerek szükségesek. Az erre vonatkozó fontosabb összefüggéseket az 1. Mellékletben összegezzük, *Miskolczi* és *Mlynczak* **[40]**.

A (11-12) egyenleteknél a $0 \le \theta < 60^{\circ}$, és $-60 \le \theta < 0^{\circ}$ zenit és nadír szögekre $\mu = \cos(\theta)$. $|\theta| > 60^{\circ}$ esetén μ helyett a $\tilde{\mu} = d\tilde{s}/dz$ által definiált lokális relatív optikai pályát kell használni. Itt $d\tilde{s}$ a valódi, szférikus refraktív szerkezet által meghatározott lokális geometriai úthossz. A refraktív index a közeg összetétele és fizikai állapotán kívül spektrálisan is változik, így a Föld légkörében $d\tilde{s}$ kiszámítása a refraktív index parametrizált egyenletein alapul, részletesebb leírást *Jursa* **[81]** és *Miskolczi* **[25]** tartalmaz. A felső és alsó határokon kilépő irányfüggő spektrális radianciákat a (13, 14) egyenletek írják le:

$$I_\nu(0,\mu^+) = b_\nu(\tau_{\nu,G}) \exp\left[-\frac{\tau_{\nu,G}}{\mu^+}\right] + \int_0^{\tau_{\nu,G}} b_\nu(t(\tau'_\nu)) \exp\left[-\frac{\tau'_\nu}{\mu^+}\right] \frac{d\tau'_\nu}{\mu^+}, \quad (13)$$

$$I_\nu(\tau_{\nu,G},\mu^-) = \int_0^{\tau_{\nu,G}} b_\nu(t(\tau'_\nu)) \exp\left[-\frac{\tau_{\nu,G} - \tau'_\nu}{\mu^-}\right] \frac{d\tau'_\nu}{\mu^-} . \quad (14)$$

Keskenyebb, de véges $\Delta\nu$ spektrális tartományra vonatkozó mérések kiértékeléséhez a (13,14) monokromatikus radianciákat súlyozni kell az alkalmazott mérőberendezés normalizált spektrális érzékenységi függvényével.

Hengerszimmetriát feltételezve, egy tetszőleges p nyomásszinten az egységnyi vízszintes felületen áthaladó sugárzási fluxusok megváltozását a $\mu I_\nu(\tau_\nu,\mu)$ teljes térszögre és hullámszám tartományra vett integrálásával kapjuk:

$$dF(p) = 2\pi \int_0^\infty \int_{-1}^{1} \mu I_\nu(\tau_\nu,\mu) d\mu d\nu . \quad (15)$$

A (15)-ből számítható $dF(p)/dp$ mennyiséget fluxus divergenciának nevezik, amelyből közvetlenül meghatározható a p nyomásszinten levő

légréteg $\Delta t_{\mathbf{v}}$ sugárzási hűlési sebessége: $\Delta t_{\mathbf{v}} = -g_r(p)(dF/dp)/c_p$, ahol c_p az állandó nyomáson vett fajhő. A $\Delta t_{\mathbf{v}}$ sugárzási hűlés előállítható spektrális sugárzási hűlések összegeként is.

Ha a távérzékeléshez szükséges (13, 14) egyenletekből a pontos irányfüggő spektrális radianciák előzetes számításokból ismertek, akkor a gyakorlatban, (15)-ből a fluxusdivergencia kiszámítása viszonylag egyszerű feladat. A (8, 9) egyenletek megoldási módszereiről részletes leírást találunk **[75]**-ben.

Sugárzási egyensúly

LTE esetén, kétoldali izotrópiát feltételezve és a szórási folyamatokat elhanyagolva, akkor beszélünk szigorú monokromatikus sugárzási egyensúlyról, ha a rendszer stacionárius egyensúlyi konfigurációját kizárólag sugárzási folyamatok állítják be, (*Eddington* **[159]**, *Milne* **[14]**, *Schwarzschild* **[56]**). A sugárzási egyensúly matematikai reprezentációja az alábbi (16) egyenlet, (*Paltridge* és *Platt* **[57]**, *Goody* és *Yung* **[50]**):

$$\frac{d^2 H_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu^2} - 3H_\nu(\tau_\nu) = -4\pi \frac{dB_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu}, \tag{16}$$

ahol $H_\nu(\tau_\nu)$ a monokromatikus nettó sugárzási fluxus. Sugárzási egyensúlyban $dH_\nu(\tau_\nu)/d\tau_\nu = 0$, és (16) a $dB(\tau_\nu)/d\tau_\nu = 3H_\nu(\tau_\nu)/(4\pi)$ egyenlet megoldására redukálódik.

Ha csak a spektrálisan integrált fluxusokra vagyunk kíváncsiak, akkor szokás feltételezni a közeg abszorpciós (emissziós) tulajdonságainak függetlenségét a hullámhossztól. Ez az ún. *szürke közelítés*, és ilyenkor a spektrális abszorpciós állandó szerepét egy alkalmasan választott hullámhossztól független effektív abszorpciós állandó (és optikai vastagság) veszi át. A szakirodalomban ennél a pontnál tehát elhagyják a hullámszám függést, és k_ν helyett bevezetnek egy különböző módon definiálható, önkényes, átlagos $\overline{k}$ abszorpciós állandót, a hozzá tartozó $\overline{\tau}$ vertikális, és $\tau = (3/2)\overline{\tau}$ fluxus optikai vastagságokat, és a továbbiakban spektrális fluxusok helyett spektrálisan integrált fluxusokkal számolnak, *Collins* **[105]**.

Meg kell jegyezni, hogy a k_ν monokromatikus abszorpciós állandó bármilyen súlyozásával nyert $\overline{k}$ szürke (Rosseland, Planck, Chandrasekhar stb.) optikai vastagságok (opacitások) használta nem konzisztens a monokromatikus Beer-Lambert törvényből számított fluxus optikai vastagsággal, így pontos fluxusok számítására alkalmatlanok. Későbbiekben látni fogjuk, hogy a korrekt – egész légoszlopra vonatkozó – τ fluxus optikai vastagság megfelelő matematikai eljárásokkal meghatározható, így semmi szükség a szürke közelítésre.

Világosan látni kell, hogy a globális átlagos légköri szerkezetre LBL módszerrel számított hullámszámtól független valódi fluxus optikai vastagságnak nincsen köze a szürke közelítéshez. A szürke közelítés idejétmúlt módszernek számít és **[57]** szerint reális légköri problémák kvantitatív megoldására nem alkalmazható. **[105]** szerint a szürke légkör semmi egyéb, mint egy érdekes matematikai játék.

Ennek ellenére jelenleg is számos cikk foglalkozik a szürke közelítések problematikájával. A *Journal of Quantitatíve Spectroscopy and Radiatíve Transfer* (JQSRT) hosszú oldalakat szentel a zavaros, különböző szürke közelítések − a már említett **[105]** monográfiához hasonló − részletes matematikai tárgyalására, (ld. *Chevallier et al.***[100]**, *Rutily et al.***[101]**, **[112]** és *Pelkowski et al.* **[102]**). A szerintük egzakt szürke közelítések kapcsán **[112]** például reprodukálja a felszíni hőmérsékleti diszkontinuitást, **[102]** meg kimutatja a felszínhőmérséklet és az általuk definiált – szabad paraméterként kezelt – IR albedótól való függetlenséget. Ilyen hajmeresztő kijelentésekkel, hacsak empirikusan nem bizonyított, nem igazán lehet tudományosan egyetérteni, *Goode* és *Pallé* **[69]**, *Kandel* és *Viollier* **[126]**, egyenleteit, amelyek direkt ellentmondanak a fenti megállapításoknak. Később látni fogjuk, hogy az üvegházhatás definíciókhoz kapcsolódó, sugárzási egyensúlyra vonatkozó (38) empirikus egyenlet szerint a felszínhőmérséklet a Bond albedó viszonylag egyszerű algebrai függvénye, és ha semmi egyéb nem változik, formailag az egyensúlyi albedó 1% növekedése a t_G ~0,1 K növekedését eredményezi.

A szürke közelítések látszólag egzakt, de fölöslegesen túlbonyolított matematikai köntösbe burkolt klasszikus sugárzásátviteli összefüggései eddig semmivel sem járultak hozzá az üvegházhatás fizikájának megértéséhez. A jelenség érdemi tárgyalásához az egész rendszerre vonatkozó további fizikai törvények figyelembevétele szükséges.

A $dB(\overline{\tau})/d\overline{\tau} = 3H/(4\pi)$ differenciálegyenlet közismert megoldása:

$$B(\overline{\tau}) = 3H\overline{\tau}/(4\pi) + B_0 . \qquad (17)$$

A (17) általános megoldásához az alábbi (18) Schwarzschild-Milne egyenletből meghatározható B_0 integrációs állandó ismerete szükséges:

$$H(\overline{\tau}) = \pi(\overline{I}^+ - \overline{I}^-) , \qquad (18)$$

ahol $\overline{I}^+$ és $\overline{I}^-$ a (13, 14)-ből számított, felső és alsó fél térre átlagolt radianciák.

Asztrofizikai alkalmazásoknál általában felteszik még, hogy az alsó határon a $\overline{\tau}$ optikai vastagság végtelen (*semi-infinite*, vagy félig-végtelen közelítés). A félig végtelen közelítés azért praktikus, mert csillaglégkörök tanulmányozásánál az alsó határon nem kell explicit, a-priori materiális és hőmérsékleti paramétereket feltételezni, és az egész rendszer gázkeverékként kezelhető. A félig-végtelen feltételezés mellett a B_0 integrációs állandó a $B_0 = H/(2\pi)$ értéket veszi fel, **[116]**. A légkör felszíni forrásfüggvénye és a felszín izotróp felsugárzása (17)-ből a $\pi B(\overline{\tau}) = H(1 + 3\overline{\tau}/2)/2$ és

$B(t_s) = H(2 + 3\overline{\tau} / 2) / 2$ alakban is írható, (*Lorenz* és *McKay* **[160]** 408. oldal, 1-2, *Paltridge* és *Platt* **[57]** 247. oldal, 10.11-10.12 egyenletek).

Vertikális hőmérsékleti szerkezettel rendelkező részlegesen átlátszó légkörökben − a radianciák irányfüggése miatt − a kétoldali izotrópiát nem lehet feltételezni. A 6. ábra néhány radiancia zenit/nadír szögektől való függését mutatja be két különböző vertikális kiterjedésű GAT légkörre. Az E_{UL} perem- vagy szél-sugárzás a szilárd földfelszínt nem tartalmazó látószögek által meghatározott tartományokból származik. Az $E_{D,i}$ radiancia a felszín sugárzási hőmérsékletével azonos hőmérsékletű izotróp légkörtől származik. A radianciák erősen irányfüggőek, amit pontos fluxus számításoknál figyelembe kell venni.

A Kirchhoff törvényt alkalmazva, félig végtelen közegben egy tetszőleges $\overline{\tau}$ vertikális optikai mélységben az $S_a = \pi \times 10^{-3} B(\overline{\tau})$ izotróp forrásfüggvényre, az S_g alsó határon alulról belépő, és a felső térfélből oda érkező E_d fluxusokra *K. Schwarzschild* 1906-ban az alábbi összefüggéseket adta meg, **[56]**:

$$S_a(\overline{\tau}) = OLR(1 + \overline{\tau}) / 2,$$

$$S_g(\overline{\tau}) = OLR(2 + \overline{\tau}) / 2,$$

$$E_d(\overline{\tau}) = OLR\,\overline{\tau} / 2. \qquad (19)$$

A (19)-ben OLR a nettó IR fluxus a légkör tetején. Schwarzschild megoldása szerint a felszíni felsugárzás és a felszíni forrásfüggvény közötti $S_g - S_a = OLR / 2$ különbség nagy hőmérsékleti diszkontinuitáshoz vezet.

Izolált rendszerek definíció szerint a külső kozmikus térséggel kizárólag sugárzási energiacserét folytathatnak. A félig végtelen közelítés alkalmazása izolált, sugárzási egyensúlyban levő bolygókra súlyos inkonzisztenciához vezet, ami a soha meg nem figyelt felszíni hőmérsékleti diszkontinuitásban, és a fizikailag értelmezhetetlen divergens fluxusokban nyilvánul meg, lásd például a Simpson paradoxont, *Shaviv* **[58]**. A paradoxon lényege az, hogy végtelenhez tartó $\overline{\tau}$ esetén a (19) S_a és S_g fluxusaiból a SB törvény alapján meghatározható $(S_a / \sigma)^{1/4}$ és $(S_g / \sigma)^{1/4}$ hőmérsékletek szintén divergensek, és $\overline{\tau}$ negyedik gyökével arányosan a végtelenhez tartanak.

A kicsiny, zéróhoz tartó $\overline{\tau}$ esetén a (19) első egyenlete az $S_a = OLR / 2$ -höz tart, ami sérti a sugárzási energia megmaradásának törvényét, hiszen a légkör nélküli bolygó felszínhőmérsékletére fenn kell állni az $S_a = OLR$ azonosságnak. Még mindig él például a *megszaladt üvegházhatás* elképzelése (*Shaviv et al.* **[58]**, *Goldblatt* és *Watson* **[90]**, *Hansen* **[92],** *Groshkov* és *Makarieva* **[149]**), amely a már említett, − hibás, megmaradási tételeket sértő − klasszikus megoldás alkalmazására vezethető

vissza. Remélhetőleg eljön az idő, amikor a politikusok már nem ijesztgetik az emberiséget a megszaladt üvegházhatás agyrémével, és a klimatológusaik megértik, hogy a légkör gravitációs potenciális energiájára (tömegére) minimum elvek érvényesek.

A Föld légköre sem fizikailag, sem optikailag nem végtelen vastagságú, hanem egy fizikailag jól meghatározott, térben geometriailag egyértelműen lokalizálható, optikailag részlegesen átlátszó közeg. Az egy irányban végtelen légkörre adott megoldások alkalmazása bolygólégkörökre elkerülendő, és a (19) egyenletek helyett meg kell találni a fluxusok közötti korrekt összefüggéseket.

Üvegházgázok jelenlétében az ε fluxusemisszivitással rendelkező derült felszín felett a légkör tetején kilépő OLR az S_T és E_U komponensből áll, ahol E_U a derült légoszlop saját IR kisugárzása, S_T az $S_U = \varepsilon S_G$ felszíni felsugárzás légkörön áthaladó része. Triviálisan, A_A az S_U felsugárzás légkörben abszorbeálódó része:

$$A_A = S_U - S_T . \tag{20}$$

A $G = S_U - OLR$ derült üvegházfaktor (ÜF) definícióját figyelembe véve következik, hogy minden egyéb fizikai körülménytől függetlenül fenn kell állni az alábbi azonosságoknak:

$$OLR \equiv S_T + E_U ,$$

$$G \equiv A_A - E_U . \tag{21}$$

A (21) második egyenletet üvegház-azonosságnak nevezzük. A globális sugárzási energiamérlegek nem sokat érnek, ha a (21) azonosságok egzaktul, azaz a használt sugárzásátviteli kód numerikus pontossági korlátain belül nem teljesülnek. Például a *NASA* **[9]**, *Kiehl* és *Trenberth* **[33]**, *Trenberth* és *Fasulló* **[34]** energiamérlegek durván megsértik a (21) kritériumokat.

Fontos kiemelni, hogy az egyenletek jobboldalán szereplő sugárzási komponensek *nem mérhetőek semmiféle mérőberendezéssel*. Az olyan nagyvonalú kijelentéseknek, hogy a fenti energiamérlegében az *összes kvantitatív energiaáram méréseken alapuló empirikus globális átlagok*, (*Halpern et al.* **[136]**), nincs igazságtartalma, hiszen, a fenti energiamérlegekben a derült felszínről kiinduló, és a légkört felfelé elhagyó S_T és E_U IR sugárzási fluxusok sem lokálisan, sem globálisan közvetlenül *elvileg* sem mérhetőek.

Planetáris üvegházhatás

Üvegházhatás definíciók

Asztronómiai mérések szerint naprendszerünkben a légkörrel rendelkező bolygók felszínének sugárzási hőmérséklete magasabb, mint a felszín-légkör rendszerben elnyelt napsugárzásból a SB törvény alapján számítható effektív abszorpciós hőmérséklet. A klímatudományban az üvegházhatás (ÜH) szokásos − és valljuk be önkényes − definíciója a földfelszín átlagos hőmérővel mérhető t_G termodinamikai hőmérsékletének és a bolygó t_A rövidhullámú (SW) abszorpciós hőmérsékletének a különbsége:

$$\Delta t_{A,G} = t_G - t_A = t_G - (F_A / \sigma)^{1/4} = t_G - (OLR^A / \sigma)^{1/4}, \qquad (22)$$

ahol

$$t_A = (F_A / \sigma)^{1/4} \qquad (23)$$

az abszorpciós hőmérséklet, F_A a rendszer rendelkezésére álló abszorbeált napsugárzás, OLR^A a rendszert elhagyó összes hosszú hullámú sugárzás.

A globális átlagos t_G felszínhőmérsékletre ezeddig nincs általánosan elfogadott definíció. Energiamérlegek készítésénél elterjedten használják a USST76 standard légkör legalsó szintjének (megegyezésen, és nem méréseken alapuló) 288,15 K -ban megadott hőmérsékletét. Jelenleg, értelmes fizikai definíció hiányában a mérési metodikáktól és a mérési időintervallum hosszától függően számtalan különböző felszínhőmérsékletet definiálnak, ami sajnos megbonyolítja az üvegházhatás kvantitatív vizsgálatát.

Könyvünkben *referencia felszínhőmérsékletnek azt a termodinamikai értelemben vett t_G hőmérsékletet tekintjük, amely a materiális felszín felett elhelyezkedő égész légkörrel sugárzási egyensúlyban van*, azaz, a felszín és légkör között nincs nettó IR sugárzási áram.

Ez nincs ellentmondásban azzal a kijelentéssel, hogy a felszín és a felszínnel érintkező légkör t_S sugárzási hőmérséklete megegyezik, és a felszín izotróp felsugárzása megegyezik a legalsó légréteg izotróp forrásfüggvényével, *Happer* **[147]**. A t_S és t_G közötti funkcionális kapcsolatot leíró matematikai összefüggésekhez a fluxusokat szabályozó, a rendszer dinamikájától függő paraméterek (emisszivitások) szükségesek.

A mindennapi életben a t_S hőmérővel is mérhető sugárzási hőmérsékletet és annak változásait érezzük, a t_G lényegében egy empirikus, emisszivitásoktól és fluxusoktól függő fiktív paraméter, amelyet a klimatológusok (többnyire egységnyi felszíni fluxusemisszivitást feltételezve) az üvegházhatás definiálására használnak.

Ha eltekintünk a bolygóknál az árapály jelenségétől és az ennek kapcsán disszipálódott gravitációs energiától, akkor a bolygók jó közelítéssel izolált

rendszernek tekintendők. A (22) jobboldali egyenlet kifejezi az izolált bolygókra érvényes, energia megmaradáson alapuló alábbi összefüggést:

$$OLR^A = F_A, \tag{24}$$

ahol OLR^A műholdakról közvetlenül mérhető, vagy − a globális átlagos légkör összetételét és hőmérsékleti szerkezetét ismerve − elméletileg számolható. A (24) egyenlet alapvető energetikai követelmény, amely a sugárzásfizikából jól ismert Kirchhoff törvény egyenes következménye. Vegyük észre, hogy $\Delta t_{A,G}$ egy hibrid mennyiség (a termodinamikai hőmérséklet, és a sugárzási fluxusokból számított sugárzási hőmérséklet különbsége) amely a légkör és a felszín fluxus-emisszivitásának ismerete nélkül nem hozható közvetlen kapcsolatba a légkör üvegházgáz tartalmával. A $\Delta t_{A,G}$ hőmérsékletkülönbség létezése méréseken alapuló empirikus tény, amelynek elméleti magyarázata és a-priori becslése évtizedek óta komoly fejtörést okoz a klímakutatóknak.

Az *üvegházhatás* terminológia eredete és a jelenség asszociációja a mezőgazdasági gyakorlatban használatos valódi üvegházakban lejátszódó fizikai folyamatokkal számunkra érdektelen, *a planetáris üvegházhatást globális sugárzási jelenségként kezeljük*. Az üvegházhatás lokális és regionális változatai az egész kaotikus rendszer dinamikájától függenek, kvantitatívan nem kezelhetőek, így értelmetlenek, és rájuk pusztán sugárzásfizikai tartalommal bíró peremfeltételek nem adhatóak meg. A számtalan klímaváltozással kapcsolatos olyan kijelentést, hogy valahol (Mika János klímakutató szerint például Magyarországon is) nagyobb az ÜH mint bárhol máshol a bolygón, nem szabad komolyan venni. Szerte a világban, a politikusok kedvébe járó klimatológusok kijelentései alapján lassan majd előáll az az érdekes állapot, hogy mindenhol nagyobb az üvegházhatás, mint bárhol.

A $\Delta t_{A,G}$-hez hasonló ÜH definíció adható meg a felszín t_S sugárzási hőmérsékletének a bevezetésével:

$$\Delta t_{A,\mathrm{S}} = t_S - t_A = (S_U / \sigma)^{1/4} - t_A, \tag{25}$$

ahol t_S a sugárzásmérővel mért valódi felszíni S_U kisugárzásból a SB törvény alapján számítandó. Felszínnek azt a vékony sugárzást emittáló határréteget tekintjük, amely folyamatosan közvetlen érintkezésben van a legalsó légréteggel. Következésképpen, t_S megegyezik a határréteg léghőmérsékletével és S_U megegyezik a t_S hőmérsékletből és a hozzátartozó izotróp forrásfüggvényből számítható sugárzási fluxussal. A stacionárius állapot feltétele az LTE fennállása.

A legalsó légréteg és a felszín t_S hőmérsékleten jelenlevő sugárzási egyensúlya nem jelenti azt, hogy a felszín (ugyanazon a sugárzási hőmérsékleten) az egész felette levő inhomogén légoszloppal is sugárzási egyensúly-

ban van. Globális átlagban a felszínről a felső térfélbe kisugárzott $S_U = \sigma t_S^4$ fluxus általában kisebb, mint a felszín termodinamikai hőmérsékletéből a SB törvény alapján számítható $S_G = \sigma t_G^4$ fluxus. Lokálisan, erős talajközeli hőmérsékleti inverzó esetén gyakran előfordulnak a $t_S > t_G$ esetek is. A termodinamikai felszínhőmérséklet és a sugárzási hőmérséklet közötti összefüggést a (26) egyenletek adják meg:

$$\varepsilon = S_U / S_G = (t_S / t_G)^4 ,$$

$$t_G = t_S / \varepsilon^{1/4} , \qquad (26)$$

ahol ε a hosszú hullámú felszíni fluxusemisszivitás. Tökéletesen fekete felszínek sugárzása az $\varepsilon \equiv 1$, $t_G = t_S$ és $S_U = \sigma t_S^4 = S_G = \sigma t_G^4$ egyenletekkel írhatók le. Tökéletesen fekete felszínek természetesen nem léteznek, $0 < \varepsilon < 1$, ezért a termodinamikai hőmérséklet mindig nagyobb a sugárzási hőmérsékletnél. A felszín-légkör határréteg sugárzási egyensúlyához szükséges ε meghatározása − reális felszínek, az IR tartományban részlegesen átlátszó légkör, és inhomogén sugárzási mező jelenlétében − elég komplex feladat, ezt a kérdést a későbbiekben részletesen tárgyaljuk. Habár a t_G hőmérővel való mérése némi nehézséggel jár, a (26) szerint t_G és t_S ismeretében ε empirikusan becsülhető.

Az ÜH jellemezhető még a t_G, t_S és a t_A hőmérsékletekhez tartozó sugárzási fluxusok különbségével,

$$G_{A,G} = \sigma t_G^4 - \sigma t_A^4 = S_G - F_A ,$$

$$G_{A,S} = \sigma t_S^4 - \sigma t_A^4 = S_U - F_A , \qquad (27)$$

amelyeket üvegházfaktoroknak (ÜF) nevezünk, *Raval* és *Ramanathan* **[1]**. Az egységnyi felszíni emissziókhoz tartozó ÜF-okat a

$$g_{A,G} = G_{A,G} / S_G \text{ és}$$

$$g_{A,S} = G_{A,S} / S_U \qquad (28)$$

egyenletek definiálják, amelyeket normalizált üvegházfaktoroknak (ÜN) nevezzük.

Példaként idézzük fel a szakirodalomban leggyakrabban előforduló − többnyire kerekített − adatokat: $F_A = 239\ Wm^{-2}$, $t_G = 288\ K$, fluxusemisszivitás $\varepsilon = 1$. Az ÜH, ÜF és ÜN becslései: $\Delta t_{A,G} = 33\ K$, $G_{A,G} = 151\ Wm^{-2}$ és $g_{A,G} = 0{,}387$, *Schmidt et al.* **[28]**, *Lacis et al.* **[2]**. Ha a fenti számpéldában az F_A abszorbeált napsugárzás és az OLR^A egyenlősége a (24)-nek megfelelően teljesül, akkor a rendszer sugárzási egyensúlyban van, és az

összes elnyelt SW napsugárzásnak megfelelő sugárzási energia IR sugárzás formájában távozik a rendszerből.

A (24) egyenlet szigorú teljesülése a Föld-légkör rendszer hosszú távú sugárzási egyensúlyának, illetve a kvázistacionárius állapot létezésének sarkalatos kérdése. Minthogy a klasszikus, klimatológiában használatos ~33 *K* ÜH számszerű értékének elméleti megalapozása nem létezik, a kérdés megválaszolása a kritikus paramétereket tartalmazó elméleti összefüggések megkeresését és azok empirikus bizonyítását igénylik.

Jelölje F_0 a helyi napállandót és F_E a rendszerrel kölcsönható hosszúidejű globális átlagos SW sugárzást. Geometriai okok miatt a bolygólégkör felső határán, egységnyi területen F_E megegyezik a helyi napállandó egynegyedével: $F_E = F_0 / 4$. Az F_A abszorbeált napsugárzás a bolygó SW reflexiós tulajdonságaitól függ, amelyet a szakirodalomban az F_R / F_E aránnyal szokás jellemezni:

$$\alpha_B = F_R / F_E , \tag{29}$$

ahol F_R az F_E sugárzási fluxus reflektált része. Az α_B arányt a Harvard Obszervatórium első igazgatójának tiszteletére (*W. C. Bond* 1789-1859) Bond albedónak nevezik, *Kandel* és *Viollier* **[3]**,**[70]**. A **[2]** hivatkozás számadataival a pontos $OLR^A = F_A$ egyenlőség egy nominális 1368 Wm^{-2} napállandót használva $\alpha_B = 0,3011696$ Bond albedó esetén teljesül, és ekkor a rendszerből reflektált napsugárzás $F_R = 103$ Wm^{-2}.

1908-tól napjainkig a fontosabb, mérföldkőnek számító Bond albedó mérések 0,28 és 0,5 között változnak, *Stephens et al.***[106]**. Úgy tűnik a szakirodalomban energiamérlegek érdemi összehasonlításához az $\alpha_B = 0,3$-hoz közeli értékek használatosak, **[33]**.

A SW sugárzási fluxusokhoz tartozó effektív t_E, és reflexiós t_R hőmérsékletek a következők:

$$t_E = (F_E / \sigma)^{1/4} ,$$

$$t_R = (F_R / \sigma)^{1/4} . \tag{30}$$

Az energia és impulzus megmaradás törvényének értelmében az alábbi két kritériumnak szigorúan teljesülnie kell:

$$F_E = F_A + F_R ,$$

$$t_E^4 = t_A^4 + t_R^4 . \tag{31}$$

A (29, 31)-ből következik, hogy $F_E(1 - \alpha_B) = F_A$, így a (24) teljesülése az F_0, α_B, és az OLR^A (műholdas) mérésével empirikusan tanulmányozható.

Asztrofizikában az üvegházhatás jellemzésére az F_E fluxuson és t_E effektív hőmérsékleten keresztül az alábbi mennyiségek használatosak:

$$\Delta t_{E,S} = t_S - t_E ,$$

$$G_{E,S} = S_U - F_E ,$$

$$g_{E,\mathrm{S}} = G_{E,\mathrm{S}} / S_U . \qquad (32)$$

A t_R reflexiós hőmérsékletet használva teljesen hasonló módon definiálhatóak a reflexiós üvegház paraméterek:

$$\Delta t_{R,S} = t_S - t_R ,$$

$$G_{R,S} = S_U - F_R ,$$

$$g_{R,\mathrm{S}} = G_{R,\mathrm{S}} / S_U . \qquad (33)$$

Ha a t_S sugárzási hőmérséklet helyett referenciaként a t_G termodinamikai hőmérsékletet adjuk meg, úgy az üvegház paraméterek az alábbi módon írthatóak:

$$\Delta t_{E,G} = t_G - t_E ,$$

$$G_{E,G} = S_G - F_E ,$$

$$g_{E,G} = G_{E,G} / S_G \qquad (34)$$

és

$$\Delta t_{R,G} = t_G - t_R ,$$

$$G_{R,G} = S_G - F_R ,$$

$$g_{R,G} = G_{R,G} / S_G . \qquad (35)$$

Összefoglalva tehát a fentiekben összesen *18 olyan üvegház paramétert definiáltunk*, amelyek nem az üvegházgáz abszorpció, hanem a Föld sugárzási klímájának általános jellemzői.

A sugárzási egyensúlyhoz tartozó globális átlagos paraméterek értékekeit az 5. táblázat tartalmazza. A táblázat adatai globális rádiószondás méréseken alapuló átlagos légkörre (GAT) vonatkozó saját számításaink eredménye. A számításokhoz kizárólag az $F_0 = 1367{,}95\ Wm^{-2}$, $\alpha_B = 0{,}30129$, $\varepsilon = 0{,}96515$, és a $t_S = 286{,}06\ K$ adatok szükségesek, *Miskolczi* **[4]**, **[5]**. Összehasonlítva a klasszikus (22, 25) definíciókkal, látható, hogy az $F_E > F_A$ miatt az összes asztrofizikai paraméter lényegesen kisebb, az $\alpha_B < 0{,}5$ miatt pedig a reflexióhoz tartozó paraméterek lényegesen nagyobbak.

Az F_0, α_B, ε , és t_S bármelyikének megváltozása maga után vonja az 5. táblázatban szereplő összes többi üvegház paraméter megváltozását. Üvegház paramétereink némi számolással egyértelműen egymásba konvertálhatóak. Például a t_S sugárzási hőmérséklethez tartozó $g_{E,S}$ asztrofizikai ÜN és a $\Delta t_{A,G}$ klimatológiai ÜH közötti konverziós összefüggés a definíciókból következik:

$$g_{E,S} = (\sigma t_S^4 - \alpha_B F_0 / 4 - \sigma t_S \varepsilon^{-1/4} - \Delta t_{A,G})^4 / (\sigma t_S^4) . \qquad (36)$$

A $\Delta t_{A,G}$ klimatológiai ÜH szintén egyszerű módon kifejezhető a $g_{E,S}$ paraméterrel:

$$\Delta t_{A,G} = t_S \varepsilon^{-1/4} - (t_S^4 - \alpha_B F_0 / (4\sigma) - t_S^4 \, g_{E,S})^{1/4} . \qquad (37)$$

Globális sugárzási mérlegek készítésére gyakran használják a US Standard Atmosphere 1976 (USST76) légkört, **[33]**, **[34]**. A standard légkör felszínhőmérséklete 288,15 *K*, *USST76* **[6]**. Az alábbiakban összehasonlítjuk az általunk használt globális átlagos légkör és a USST76 üvegház paramétereit. A National Aeronautics and Space Administration (NASA) 2010-ben frissített adatai szerint az albedó 0,306, a napállandó pedig 1367,6 Wm^{-2}, *NASA* **[7]**, **[8]**. A megfelelő klimatológiai üvegház paraméterek:

$$\Delta t_{A,G} = \Delta t_{A,S} = 33{,}81\,K,$$

$$G_{A,G} = G_{A,S} = 153{,}6 \;\; Wm^{-2} \text{ és}$$

$$g_{A,G} = 0{,}393 .$$

Az 5 táblázatban található $\Delta t_{A,G} = 33{,}8214$ *K* és a NASA adatok feltűnően jól (0,05 %-on belül) egyeznek, aminek az oka az, hogy a felszíni és effektív hőmérsékletek közel azonos mértékben különböznek, így az ÜH-t definiáló hőmérséklet-különbségek nem változnak jelentősen.

Az F_0, α_B, és t_S fenti választásaival lényegesen különböző légköri szerkezetek ugyanazzal az üvegház paraméterekkel rendelkezhetnek, aminek azonnali következménye az, hogy a paraméterek a légkör üvegházgáz tartalmára vonatkozó használható információt nem tartalmaznak.

Itt ki kell emelnünk, hogy a USST76 légkör 288,15 *K* felszínhőmérséklete egy 1924-es nemzetközi megegyezésen alapul (*International Commission for Air Navigation*, **[6]**), ahol a tengerszinthez tartozó standard léghőmérsékletet 15 °*C*-nak deklarálták. Ez az érték − bizonyára véletlen folytán − közel van az általunk számított 288,6 *K* sugárzási egyensúlyi termodinamikai hőmérséklethez, viszont a (rádiószondás adatokból számított) 286,1 *K* globális átlagos talaj közeli levegő hőmérsékletnél majd 2 °*C*-al melegebb.

A légköri IR sugárzási mező anizotrópiáját jellemző felszíni fluxusemisszivitás a USST76 esetében $\varepsilon = 0,9492$, így az egyensúlyi t_S nem lehet egyenlő t_G-vel. Más szóval, sugárzási egyensúlyban, ha $288,15\,K = t_S$, akkor $t_G = t_S / \varepsilon^{1/4} = 291,93\,K$, ha viszont $288,15\,K = t_G$ akkor t_S-nek $t_S = \varepsilon^{1/4} t_G = 284,42\,K$-nak kell lennie. A tanulság az, hogy a USST76 nem lehet egy sugárzási egyensúlyban levő légkör, viszont nem sugárzási egyensúlyban levő modell légkörök használata planetáris sugárzási fluxusok becslésére értelmetlen. Sugárzásátviteli szempontból a USST76 légkör meglehetősen furcsa tákolmány, későbbiekben a sugárzásátviteli függvények (RTF) összehasonlítása kapcsán még foglalkozunk majd vele.

További példaként vizsgáljuk meg a NASA egyik legújabb energiamérlegét *NASA* **[9]**. A napállandó 1361,6 Wm^{-2}, az albedó 0,2935, a felszín sugárzási hőmérséklete 289,49 *K*, és a világűrbe távozó IR sugárzás 239,9 Wm^{-2}. Az ÜH, ÜF, és ÜN üvegház paraméterek jelentősen nagyobbak:

$$\Delta t_{A,S} = 34,29\,K,$$

$$G_{A,G} = G_{A,S} = 157,7\ Wm^{-2} \text{ és}$$

$$g_{A,G} = g_{A,S} = 0,396\,.$$

Az $F_A > OLR^A$ miatt a rendszer nincs sugárzási egyensúlyban, az abszorbeált 0,6 Wm^{-2} többletnapsugárzás folyamatosan melegíti a rendszert, tehát a fenti sztatikus üvegház paramétereknek elvileg sincs értelmük. Lévén, hogy abszorpció nem létezhet emisszió nélkül (**[10]**, 118. oldal) a 0,6 Wm^{-2} sugárzási deficit alapvető sugárzási törvényeknek mond ellent.

A fenti üvegház paraméterek a globális átlagos felhőzet miatt kialakult kétszintes (földfelszín és felhőtető) sugárzási szerkezet miatt nem jellemzőek semmiféle fizikai értelemben vett, adott magassághoz rendelhető felszínről kiinduló hőmérsékleti sugárzás abszorpciójára, és teljesen alkalmatlanok a légköri üvegházgázok IR abszorpciójának számszerű jellemzésére, eredetének elméleti vizsgálatára és tendenciájának érdemi becslésére.

Üvegházgázok légköri abszorpciójáról közvetlen információt egyedül az átlagos derült légköri viszonyokhoz tartozó vertikális légoszlop fluxus optikai vastagsága tartalmaz, amely a rendszer dinamikája miatt implicit függvénye az állandóan jelenlevő globális átlagos felhőzetnek valamint a nedvesség- és szélmezőnek.

Az 5. táblázatban szereplő üvegház paraméterek spektrálisan integrált SW és IR sugárzásoktól származnak. A 7. ábra néhány fontosabb sugárzási fluxus, és a $G_{A,G}$ és $G_{E,G}$ üvegházfaktorok spektrális eloszlását mutatja. Számításaink szerint az F_A SW abszorpció és a rádiószondás adatokból számított OLR^A megegyezik, és jó közelítéssel fennállnak például a $G_{A,G} \approx 3G_{E,G}$ és $g_{A,G} \approx 3g_{E,G}$ összefüggések:

$$t_G \approx (F_E\,(1+\alpha_B/2)/\sigma)^{1/4} = 288{,}63\,K,$$

$$t_S \approx (F_E\,\varepsilon\,(1+\alpha_B/2)/\sigma)^{1/4} = 286{,}085\,K. \qquad (38)$$

A 7. ábáról $t_G = 288{,}61$ és $t_S = 286{,}06$ K, és a relatív hiba ~7×10^{-3} %. A baloldali egyenletben a t_G felszínhőmérséklet, az $F_E = F_0/4$ egyenleten keresztül az F_0 napállandó és az α_B Bond albedó viszonylag egyszerű algebrai függvénye, amely segítségével könnyűszerrel megbecsülhetjük F_0, és α_B kis megváltozásaihoz tartozó felszínhőmérséklet változásokat.

Ha feltesszük, hogy a rendszerben az ε fluxus emisszivitás nem változik jelentősen, akkor formailag az egyensúlyi albedó 1% növekedése 0,094 K felszínhőmérséklet növekedését eredményezne. Az F_0 napállandó 1% növekedése ennél jóval nagyobb, 0,719 K felszínhőmérséklet növekedéssel járna. Amíg a napállandó növekedésével növekvő felszínhőmérséklet eléggé triviális kvalitatív tény, addig az albedó növekedésével növekvő felszínhőmérséklet (állandó emisszivitás mellett) az általános albedó-visszacsatolás elképzeléseknek mond ellent, hiszen a közhiedelem szerint az albedó növekedése a rendszer SW abszorpciójának csökkenését, és így a felszínhőmérséklet csökkenést kellene okoznia.

Úgy látszik ez nem teljesen így van, és például a légköri aeroszol tartalom növekedéséhez fűződő albedó növekedésével kapcsolatos feltételezett hőmérséklet-csökkenés sem egy tudományosan megalapozott elmélet, amely figyelembe veszi az α_B és az APF-re vonatkozó, sugárzási egyensúly esetén kötelezően fennálló, $\alpha_B = g^A$ összefüggést. Itt APF a bolygó derült, és felhővel borított, a külső kozmikus térrel közvetlenül kölcsönható felszíneinek összessége és g^A az APF-re vonatkozó normalizált üvegházfaktor. Az APF-hez tartozó IR sugárzási fluxusokat a későbbiekben részletezzük. Mindenesetre, a sugárzási tér által a rendszernek átadott impulzus az albedó növekedésével növekszik, így a (38) egyenletek fizikai tartalma nem kérdéses.

Konzisztens üvegházhatás definícióknak az alapja a sugárzási fluxusokhoz egyértelműen hozzárendelhető sugárzási hőmérséklet és a sugárzási hőmérséklethez egyértelműen hozzárendelhető termodinamikai felszínhőmérséklet. A t_A, $G_{A,S}$, és $G_{E,S}$ mennyiségeknek ki kell elégíteni a $t_A = (t_E^4 - t_R^4)^{1/4}$, $G_{A,S} = G_{E,S} + F_R$ valamint a $G_{A,G} = G_{E,G} + F_R$ energia megmaradáson alapuló − a felszínhőmérséklettől független − abszolút követelményeket. Az ÜH és ÜF kapcsolata nem lineáris, a hőmérséklet és sugárzási fluxus különbségek más fizikai tartalommal bírnak.

A fentiek értelmében $\Delta t_{A,G} = t_G - ((F_0/4)(1-\alpha_B)/\sigma)^{1/4}$, és $\Delta t_{A,G}$ a t_G felszínhőmérséklet egyértelmű lineáris függvénye, a jobboldal második tagja

pedig a helyi napállandótól és a rendszer SW reflexiós tulajdonságainak kizárólagos függvénye.

A megválaszolandó kérdés tehát nem az, hogy mekkora az önkényesen definiált üvegházhatás, hanem az, hogy a rendszer milyen sugárzásfizikai törvényeknek engedelmeskedik, és mely fizikai paraméterek felelősek a földfelszín hőmérsékletének a megfigyelt értéken történő stabilizálódásáért.

Ha egy izolált bolygó nem rendelkezik számottevő belső (geotermikus és egyéb) energiaforrással akkor a planetáris klíma hosszúidejű állandóságának szükséges feltétele a bolygó által abszorbeált SW sugárzás és a bolygó által kibocsátott összes, világűr felé távozó hosszú hullámú sugárzás egyenlősége, amely az alábbi − (24)-el ekvivalens − formában is kifejezhető:

$$OLR^A = (F_0 / 4)(1 - \alpha_B) . \qquad (39)$$

A globális átlagos geotermikus fluxus nagyságrendje 0,086 Wm^{-2} **[3]**, amely az OLR^A -hoz képest valóban elhanyagolható, vagy az OLR^A kis járulékaként kvantitatívan kezelhető.

Aktív planetáris felszín

Mint már említettük, OLR^A a felhős és felhőtlen területek együtteséről a világűr felé távozó összes hosszú hullámú sugárzás. A felhőtlen és a felhő feletti területek szabadon hűlhetnek a világűr felé. Ezen területek együttese felelős a Föld sugárzási egyensúlyának beállításáért, így a továbbiakban ezt a tartományt a Föld aktív planetáris felszínének (APF) tekintjük.

Minthogy az APF csak a β globális átlagos felhőfedettségen keresztül létezik, függetlenül attól, hogy műholdakról megfigyelhető és megbecsülhető, egy hipotetikus felszínnek tekintendő, amely elválaszthatatlanul a planetáris sugárzási fluxusok hosszúidejű átlagához kötött. Az APF két legfontosabb tulajdonsága a térben és időben kaotikus mivolta és a gyakorlatilag zéró IR transzmissziója.

Az üvegházgázok IR abszorpciójára visszavezethető üvegházhatás csak az APF feletti légoszlopra definiálható. A Föld esetében megkülönböztetjük a derült földfelszín, és a felhőtető feletti üvegház paramétereket:

$$G = S_U - OLR ,$$

$$G^C = S_U^C - OLR^C ,$$

$$g = G / S_U ,$$

$$g^C = G^C / S_U^C . \qquad (40)$$

ahol S_U^C a felhőtető kisugárzása, $OLR^C = S_T^C + E_U^C$ a felhős területekről a világűrbe távozó sugárzás, és G^C , g^C a felhős területek feletti ÜF és ÜN (a

C felső indexek a felhőzetre utalnak). Könnyű belátni, hogy globális sugárzási egyensúly esetén, a légkör tetején, az egységnyi felületen abszorbeálódott napsugárzás, és az APF-ről emittált hőmérsékleti sugárzások egyenlősége miatt $g^A = G^A / S_U^A = \alpha_B$, *Goode* és *Palle'* **[69]**. Talán a CO_2 üvegházhatását kedvelők széles tábora is megérti egyszer, hogy a Földön a planetáris üvegházhatásra vonatkozó g^A normalizált üvegházfaktor a $g^A = \alpha_B$ értelmében kizárólag a SW albedó függvénye. A későbbiekben megmutatjuk, hogy a fenti kijelentést empirikus tények hosszú sora támasztja alá.

A majdnem tiszta CO_2-t tartalmazó Mars légkörében, a kiterjedt felhőzet hiánya miatt csak derült ÜH-ról beszélhetünk. A Vénusz esetében, a légkörben jelenlevő zárt felhőzet tetejéről kiinduló sugárzás és a felhőzet feletti légoszlop saját kisugárzása állítja be a planetáris sugárzási egyensúlyt. A három bolygón a légkör összetétele, a felhőzet és a felszín dramatikusan eltérő szerepe miatt az üvegházhatás kialakulása és működése teljesen különböző.

A szakirodalomban rengeteg félrevezető cikk található a Mars üvegházhatásáról. Például *Pierrehumbert* **[54]** *Physics Today* cikkében a Mars légköre kb. 70-szer annyi CO_2-t tartalmaz, mint a Föld légköre, ami enyhe túlzás. A Mars emissziós spektrumát bemutató ábráján a feltüntetett egységekből nem lehet kitalálni, hogy az ábra mit mutat így semmiféle összehasonlításra sem alkalmas.

Egy másik, a CO_2 infravörös abszorpcióját taglaló internetes írásban *Weart* és *Pierrehumbert* **[145]** propaganda stílusban igyekszik meggyőzni az olvasókat arról, hogy a CO_2 IR abszorpció nem lehet telített, − mindezt persze az *abszorpció telítettségének* pontos definíciója nélkül.

Hetesi **[46]** − Pierrehumberthez hasonlóan − a Marsi üvegházhatást az abszorpciós vonalak alacsony nyomáson történő elkeskenyedésével próbálja magyarázni, ami persze hibás. A monokromatikus abszorpciós állandó a normalizált vonalalak függvény és a vonalintenzitás szorzata, amely hullámhossz szerinti integrálja bármely nyomáson egyenlő a vonalintenzitással. A nyomással arányos Lorentz félszélesség amúgy is csak kb. 300 *hPa*-ig használható, tehát a Mars ~10 *hPa* körüli felszíni nyomásánál a Lorentz vonalalak irreleváns. Hetesi a hasonló kérdésekkel foglalkozó *Héjjas* **[45]** cikkben szereplő Marsra vonatkozó reális kvantitatív adatokat − a korrekt referencia megadása helyett − Pierrehumbert számításainak tekinti.

Persze a klímatudományban ilyesmi gyakran előfordul, például *Costa* és *Shine* **[26]** 2012-ben megjelent cikkében arról tájékoztat, hogy ők voltak az elsők, akik ki tudták számolni a felszínről közvetlenül a világűrbe távozó sugárzást - ignorálva, hogy *Miskolczi* és *Mlynczak* **[11]** nyolc évvel korábban, 2004-ben a pontos IR sugárzási fluxus komponenseket már publikálta.

A Föld és a Mars globális átlagos légkörére vonatkozó saját ÜH számításainkat a 8. ábrán mutatjuk be. A két bolygó ÜH-a és ÜF-a nem a CO_2 oszlopmennyiségével arányos, hiszen a Mars légköre közel 33-szor több CO_2-t tartalmaz, és ennek ellenére az ÜH és ÜF a Földinek kb. 1/10-e illetve 1/20-a. A Föld derült ÜH-át a légkör CO_2 tartalmával magyarázni nem lehet. Az

ÜH a kondenzálódó üvegházgázok mennyiségével, és azok fizikai állapotával van szoros kapcsolatban.

Az abszorbensek légoszlopban levő összes mennyiségét *atm-cm*$_{STP}$ egységben mérjük, amely a standard hőmérsékletre és nyomásra konvertált gázoszlop magassága *cm*-ben kifejezve. Vízgőz esetében gyakran használják a kihullható csapadék *precipitable-cm* (*prcm*) egységet, amely az összes kondenzálódott vízgőz oszlopmagassága *cm*-ben kifejezve, (1 *atm-cm*$_{STP}$ = $8{,}05389\times10^{-4}$ *prcm*). A Föld légkörében levő ~2,61 *prcm* vízgőzzel összehasonlítva a Mars légköre elenyésző mennyiségű, közelítőleg 0,00155 *prcm* vízgőzt tartalmaz, amely nem elégséges kiterjedt felhőzet kialakítására és az ÜH és ÜF-ok számottevő növelésére.

Az üvegház paraméterek hosszú időtartamra vonatkozó globális átlagok. A *hosszú időtartam* relatív fogalom, geológiai koroktól a pár éves időtartamokig változhat. A tapasztalat szerint néhány napfoltciklusra vonatkozó sugárzási klíma adatsor átlagolása elégséges az esetleges hosszabb relaxációs időállandóval rendelkező tranziens folyamatok kvázisztatikus követésére. A szén-dioxid jelenkori üvegházhatásának kvantitatív tárgyalása − többnyire a légköri szerkezetre és felhőzetre vonatkozó megbízható mérések hiánya miatt − csak utóbbi 100-150 évre korlátozódhat. Ugyanezen okok miatt az üvegházhatásra vonatkozó paleoklimatológiai megfontolásokat is óvatosan kell kezelni. A jelenkori klímaváltozásnak meg kell keresni a jelenkori okait.

Fluxus optikai vastagság

Az optikai vastagság és optikai mélység fogalma és azok centrális szerepe jól ismert az asztrofizikából, **[12]**. Az integrális sugárzás áramok számításához az irányfüggő monokromatikus optikai vastagságból származtatható fluxus optikai vastagság számszerű ismerete szükséges: $\tau(z_1,z_2)=-\ln(T(z_1,z_2))$, ahol z_1 és z_2 az emittáló felületek geometriai magasság koordinátái, $\tau(z_1,z_2)$ az IR fluxus optikai vastagság, $T(z_1,z_2)=1-A(z_1,z_2)$ a fluxustranszmisszió, és $A(z_1,z_2)=1-T(z_1,z_2)$ a fluxus abszorpció. A teljes légoszlopot a $z_1=z_G=0$ km és $z_2=z_T=70$ km magasságokkal definiáljuk. A 70 és 120 km magasságok közötti légoszlop fluxus abszorpciója elenyészően kicsi $A(70,120)<0{,}0005$, ezért a sugárzási energiamérlegek készítésénél a 70 km feletti tartomány járuléka elhanyagolható. A 0-70 km tartományban feltételezzük az LTE és a Kirchhoff-Planck egyenlet érvényességét.

A továbbiakban − az egyszerűség kedvéért − τ, T, és A magasság függését nem jelöljük, és helyette az alábbi $\tau=\tau(z_G,z_T)$, $T=T(z_G,z_T)$, $A=A(z_G,z_T)$ konvenciót alkalmazzuk. Ezek szerint tehát T a derült felszínről kiinduló, világűr felé távozó $S_T=S_U\exp(-\tau)$ átbocsájtott felszínsugárzás és a felszínről kiinduló S_U sugárzások aránya: $T=S_T/S_U$. Érte-

lemszerűen az $A = 1 - T = (S_U - S_T) / S_U = A_A / S_U$ mennyiség a fluxus abszorpció, ahol A_A a z_G és z_T közötti teljes légoszlopban abszorbeálódott felszín sugárzás.

A derült légoszlop önmaga is kibocsájt a világűr felé E_U, és a felszín felé E_D sugárzási fluxusokat. A derült légkör tetején megjelenő OLR (a sugárzási energia-megmaradást figyelembevevő) definíció szerint az S_T és E_U sugárzások összege. A továbbiakban jelöljük még $E_{D,I}$-vel az S_U-hoz tartozó t_S hőmérsékletű izotróp légkör lesugárzását. Ez a mennyiség úgy számítható ki, hogy egy LBL kódban a lokális forrásfüggvény helyett $b_\nu(t_S)$-t használunk, (**[4]**, 18. ábra).

A teljes légoszlopra vonatkozó τ, T, és A mennyiségek csak olyan bonyolult sugárzásátviteli számítások útján becsülhetőek, amelyek messze felülmúlják az általános légkörzési modellekbe épített, meglehetősen primitív sugárzásátviteli parametrizációk lehetőségeit. τ ezen definícióját a pontos spektrális fluxus átbocsátások számítására alkalmas line-by-line (LBL) direkt integrációs eljáráson alapuló sugárzásátviteli kódok kifejlesztése tette lehetővé. Itt meg kell említeni S. R. Drayson és C. Young nevét, akik úttörő munkásságukkal lefektették a légköri abszorpció modern LBL kódokkal történő számításának alapjait, *Drayson* **[161]**, **[162]**, **[163]**, *Drayson et al.* **[170]**, *Young* **[110]**. Magyarországon, az akkori számítástechnikai lehetőségekre szabott LBL kód kifejlesztésére (az ELTE Atomfizika Tanszékének és az OMSZ Sugárzási Osztályának a közreműködésével) majd negyven éve került sor. Első eredményeinket a Föld légkörének üvegházhatásáról 1981-ben publikáltuk, *G. Marx* és *F. Miskolczi* **[133]**. A kezdeti szárnycsapások után 1988-ra, az International Centre for Theoretical Physics (ICTP) támogatásával, készült el a távérzékelési feladatok megoldásához nélkülözhetetlen, pontos irányfüggő radianciák számítására alkalmas szoftver, *Miskolczi et al.* **[63]**. Az általunk kifejlesztett LBL RT kód High-resolution Atmospheric Radiative Transfer Code (HARTCODE) néven ismeretes, *Miskolczi* **[25]**, **[40]**.

A τ fluxus optikai vastagság a teljes légoszlopra vonatkozó hullámszámtól független skaláris mennyiség, amelyet nem szabad összetéveszteni a Planck átlagos (szürke) opacitás néven asztrofizikából ismert mennyiséggel, amely a Planck függvénnyel súlyozott spektrális abszorpciós állandó és az abszorbens mennyiségének a szorzata, **[12]**. Csak a kicsiny τ-ra érvényes $T = e^{-\tau} \approx 1 - \tau$ közelítés miatt a Planck átlagos opacitás használhatósága – hasonlóan a Rosseland és Chandrasekhar féle szürke opacitásokhoz, **[108]** – nagymértékben korlátozott.

A szakirodalomban T és τ mennyiségek számítására alkalmas általános képlet nem létezik. Könyvünkben a légkör alsó határán, a t_S hőmérsékleten sugárzó fekete felszínhez tartozó izotróp sugárzási fluxus gyengülését az

alábbi, τ fluxus optikai vastagság és T fluxustranszmisszió explicit matematikai definíciójával adjuk meg, **[4]**:

$$\tau = -\ln\left[\frac{1}{\sigma t_S^4}\sum_{j=1}^{M}\pi B(\Delta\nu_j, t_S)\sum_{k=1}^{K}\psi^k T_A(\Delta\nu_j, \mu^k)\right] \tag{41}$$

és

$$T(\Delta\nu_j, \mu^k) = \frac{1}{\Delta\nu_j}\int_{\Delta\nu_j}\exp\left[-\sum_{l=1}^{L}\sum_{i=1}^{N}\left[c^{j,i,l} + k_\nu^{j,i,l}\right]\frac{u^{i,l}}{\mu^{l,k}}\right]d\nu. \tag{42}$$

Itt $T(\Delta\nu_j, \mu^k)$ egy adott optikai pályára vonatkozó irányfüggő, $\Delta\nu_j$ intervallumra átlagolt transzmisszió. A fenti két egyenletben szereplő többi paraméter: M a sugárzási fluxust meghatározó spektrális intervallumok száma, K a szférikus integráláshoz tartozó irányok száma, ψ^k az irányokhoz tartozó integrációs súlyok, $\mu^{l,k} = \cos(\theta^{l,k}) / dz^l$, a pálya-szegmenshez tartozó lokális relatív légtömeg, $\theta^{l,k}$ a szegmens zenitszöge, dz^l a szegmens geometriai vastagsága, L a légrétegek száma. $B(\Delta\nu_j, t_S)$ a $\Delta\nu_j$ hullámszám intervallumra átlagolt forrásfüggvény, N a különböző fajta üvegházgázok száma, $u^{i,l}$, $c^{i,l}$ és $k_\nu^{j,i,l}$ az adott szegmenshez tartozó üvegházgázok mennyisége és a hozzájuk tartozó folytonos és vonalas abszorpciós állandók.

Realisztikus $k_\nu^{j,i,l}$ monokromatikus abszorpciós állandó kiszámításához (a 1-3511 cm^{-1} IR hullámszám tartományban) tipikusan 200000 abszorpciós vonal szükséges. A vonal-paraméterek (rezonancia hullámszám, vonalintenzitás, félszélesség, alapállapoti energia, stb.) a HITRAN abszorpciós vonal katalógusokban találhatóak, *Rothman, et al.* **[13]**, **[87]**, **[94]**, *Gordon, et al.* **[157]**. A k_ν számításához az abszorpciós vonalak alakfüggvényei is szükségesek, amelyek a légkör helyi fizikai állapotától függően lehetnek a Lorentz, Voigt, Doppler vagy laboratóriumi mérésekből meghatározott, empirikus alakfüggvények, *Young* **[110]**. Spektrális tartományok, ahol a CO_2 Q abszorpciós sávjának vonalai átfedik egymást, fellép a vonalkeveredés jelensége, amely tovább bonyolítja k_ν számítását, (ld. 1. melléklet, *Miskolczi* és *Mlynczak* **[40]**, *Rodriguez et al.* **[93]**).

A LBL integrációs procedúra matematikailag korrekt realizációja hozzávetőlegesen kb. 15000 soros kötött formátumú FORTRAN kódon belül oldható meg. A fluxustranszmissziók nominális pontossága elérheti az 5-6 szignifikáns számjegyet. A különböző szerzők által kifejlesztett LBL kódok működési mechanizmusa lényegesen eltérhet egymástól, így azokat időről-időre szükséges összekalibrálni, *Rizzi et al.* **[44]**, *Kratz et al.* **[49]**, *Saunders*

et al. **[80]**. Az összekalibrált LBL kódok egyezése persze nem jelenti azt, hogy azok írják le a valóságot a legpontosabban. Annak a kérdésnek az eldöntése, hogy melyik a legpontosabb sugárzásátviteli kód csak empirikusan, a megfigyelésekkel való egyezés alapján lehetséges. Ellenőrzött körülmények mellett végzett szimulációk összevetése szimultán mérésekkel a LBL kódok érvényesítésének (validációjának) nélkülözhetetlen járuléka. A 2 mellékletben bemutatjuk a HARTCODE direkt integrációs eljárását, és néhány ellenőrzött körülmények között végzett nagyfelbontású interferométeres mérés szimulálását.

LBL RT szoftverek általában nem csak a (41,42) egyenletekkel megadott optikai vastagságok és transzmissziók korrekt számítására valók, hanem integrálisan tartalmazniuk kell a (10-15) egyenletekkel kifejezett radianciák, fluxusok, és fluxus divergenciák számítását is. A fortran nyelven írt HARTCODE kimenő nyers (bináris) adatainak értékeléséhez és a vizualizációhoz nélkülözhetetlen egy hatékony, numerikus számításokra és vizualizálásra alkalmas számítógépes környezet. A HARTCODE direkt kimenő adatainak további feldolgozását számos, MATLAB nyelven, általunk írt több ezer soros adatfeldolgozó (*post-processing*) kódok végezték. Gyakorlatilag a könyvünkben szereplő összes eredményt és ábrát a MATLAB kitűnő numerikus és grafikus programkönyvtárának köszönhetjük.

A szoftverektől elvárható az a minimális pontossági követelmény, amely az irányfüggő refraktív pályák átbocsátási függvényeire vonatkozó Helmholtz reciprocitási elv pontos betartásaként fogalmazható meg. Az elv megsértése lehetetlenné teszi a felfelé és lefelé haladó fluxusok pontos számítását. A 9. ábrán a Helmholtz reciprocitási elvet mutatjuk be HARTCODE számítások alapján. Megjegyezzük, hogy amíg a szférikus átbocsátásokra az elv minden további nélkül érvényes, a fluxustranszmissziókra a Planck súlyozás miatt az elv eredeti formájában nem érvényes.

Sajnos a HARTCODE-hoz hasonló bonyolultságú LBL alapon működő, korrekt planetáris sugárzási fluxusok számítására alkalmas, bárki számára hozzáférhető kód a szakirodalomban nem található, így az sem meglepő, hogy az utóbbi tizenöt évben gyakorlatilag senki nem kérdőjelezte meg a fluxus optikai vastagságra kapott számítási eredményeinket. A HARTCODE által számított nagypontosságú spektrális radianciák lényegében a szoftverbe integrált (távérzékelési feladatok megoldásánál nélkülözhetetlen) sugárzási pálya követő (*ray tracking*) agoritmusnak, és a monokromatikus Beer-Lambert törvény szigorú figyelembevételének köszönhető. A szoftver két évtizeden át referencia adatokat szolgáltatott különböző felszíni, repülőgépes és műholdas spektrális mérőberendezések kalibrálásához, és számos távérzékelési probléma megoldásához, *Miskolczi* **[43]**, **[51]**, **[53]**, *Miskolczi* és *Guzzi* **[48]**, *Miskolczi et al.* **[52]**.

A már említett, a műholdas távérzékelési gyakorlatban majdnem mindig jelenlevő inverz feladat megoldásának elvi (matematikai) nehézségei ellenére (*Tarantola* **[175]**), klimatológus körökben eléggé elterjedt az a nézet, hogy műholdakról mindent pontosan lehet mérni, és ezekből a mérésekből mindent pontosan ki lehet számolni. Publikációkban számtalan helyen a műholdas mérésekre való hivatkozást olyan varázsigének tekintik, amivel

bármilyen eredmény megerősíthető vagy megcáfolható. Persze ez messze nem így van. Kirívó példaként álljon itt a műholdas felszínhőmérséklet mérések összehasonlítása rádiószondás adatokkal. A NOAA felszíni mérések 1982 és 2006 között eltelt 24 év alatt 0,5 *K* hőmérsékletemelkedést regisztrált **[38]**, ezzel szemben ugyanerre az időtartamra a műholdas (METEOSAT) adatok jelentős planetáris átlaghőmérséklet csökkenést mutattak, *Rosema et al.* **[119]**. A kétféle tendencia egyszerre nyilván nem lehet igaz, tehát még a sugárzási felszínhőmérséklet változásának irányára sincs megnyugtató empirikus bizonyíték.

A légkörön átengedett és a légkörben abszorbeált IR spektrális felszínsugárzás elméletileg − még ideális monokromatikus spektrométert alkalmazva − sem mérhető, ezért nagyon fontos a nyers mérési adatokat feldolgozó sugárzásátviteli programok numerikus pontossága, és a programokba beépített fizikai törvények korrekt matematikai reprezentálása. Távérzékelésre alkalmas nagyfelbontású spektrális radianciák számítása gyakorlatilag csak LBL kódokkal lehetséges.

A 10. ábrán bemutatjuk a HARTCODE alkalmazását mért − Atmospheric Infrared Sounder (AIRS) − spektrumok hibáinak korrigálására, *Miskolczi* és *Mlynczak* **[47]**, **[150]**. Itt a korrekció lényegében nem egyéb, mint a hibás, vagy hiányzó hullámszámokra az értékelhető AIRS spektrális radianciákon alapuló *implicit radiancia inverzió* (amiről persze a felhasználóknak nincs tudomása). A radiancia inverzió eredménye egy regressziós mátrix, amelyet használva lecserélhetőek a gyanúsan hibás hullámszámokhoz tartozó eredeti radiancia mérések.

Másik példaként megemlíthetjük az azonos időintervallumra vonatkozó különböző műholdas napállandó mérések közötti, sokszor 10 Wm^{-2}-t is meghaladó, különbségeket, *Kopp* és *Lean* **[29]**. Ha valaki szeretné tudni az 1989-es évre vonatkozó átlagos napállandó értékét, a 33. ábra alapján négy különböző, szimultán működő műholdas berendezés (NOAA9, NOAA10, ACRIM és ERB) adataiból az 1363 - 1373 Wm^{-2} tartományban ~0,7 % relatív hibán belül bármilyen értéket választhatna. Húsz évvel később, a Total Irradiance Monitor (TIM) berendezést használva **[29]** szerint a relatív hiba ugyan ~0,037 %-ra csökkent (1360,8 ± 0,5 Wm^{-2}), viszont két másik szimultán műholdas misszióval (VIRGO és ACRIM) összehasonlítva a napállandó az ábráról akár 5 Wm^{-2} -el több is lehetne (1366 Wm^{-2}).

A τ és T pontos számítása a (41,42) egyenletekkel meglehetősen nagy számítástechnikai teherrel jár, így egyszerű, de azért realisztikus parametrizációknak egy gyors kvalitatív kép kialakításában jelentős gyakorlati szerep juthat. Nem túlságosan bonyolult regressziós egyenletekkel a τ vízgőz tartalomtól való függése elég pontosan becsülhető. A 11. ábrán az általunk kifejlesztett vízgőztől függő $\tau \approx \tau_R$ parametrizációt mutatunk be. A $\tau_R(u)$ regressziós egyenletben $u = \ln(w)$, és w a H_2O *prcm*-ben kifejezett oszlopmennyisége:

$$\tau_R(u) = \exp(0,3833 + 0,1908u + 0,05183u^2 + 0,01988u^3 + 0,002399u^4)\,. \quad (43)$$

A (43) τ_R függvény 0,9925 korrelációs állandóval reprodukálja 225 TIGR2 (*Chedin* és *Scott* **[24]**, **[68]**) rádiószondás adatbázisból számított lokális HARTCODE τ értékeket. A TIGR2 GAT τ_{GAT} relatív eltérése a τ_R regressziós függvényből számított értéktől 1,0 %. A GAT rövidítést, mint jeleztük, a továbbiakban is átlagos légköri szerkezet jelölésére használjuk. A τ_R függvényből a $T_R = \exp(-\tau_R)$ alapján hasonló pontossággal becsülhető a T lokális fluxustranszmisszió.

Arrhenius üvegházhatás hipotézise

Svante Arrhenius 1896-ban publikált cikkében válasz keresett arra kérdésre, hogy: "*Vajon a légkörben jelenlevő hőmérsékleti sugárzást abszorbeáló gázoknak lehet e hatása az átlagos felszínhőmérsékletre?*", *Arrhenius* **[55]**. A kérdés pontos kvantitatív megválaszolására − a spektroszkópiai háttér-információ hiánya, és Arrhenius túlságosan leegyszerűsített, fizikailag két rétegből álló klíma modellje miatt − akkoriban nem volt mód, *Knox* **[158]**. Húsz évvel később R. Emden még mindig azt latolgatja, hogy hidegebb vagy melegebb lenne-e a földfelszín légkör nélkül, *Emden* **[79]**.

Az üvegházgázok IR abszorpcióján alapuló Arrhenius-Emden féle üvegházhatás hipotézise feltételezi, hogy a bolygó hosszúidejű sugárzási egyensúlyának feltétele matematikailag az

$$OLR^A(\tau, S_U) = F_A(F_0, \alpha_B) \tag{44}$$

függvényegyenlettel fejezhető ki. Feltételezett állandó F_0 és α_B mellett F_A szintén állandó marad, így elvileg bármilyen változás az üvegházgázok mennyiségében csak a rendszeren belüli hosszú hullámú sugárzási folyamatokkal egyenlítődhet ki. Tekintettel a végtelen bonyolultságú klímarendszerre ennek a meglehetősen primitív feltételezésnek nincs semmi empirikusan is bizonyítható fizikai alapja, hiszen a planetáris $OLR^A(\tau, S_U)$ és $F_A(F_0, \alpha_B)$ függvények ismeretlenek. Akkoriban Milnének, Arrheniusnak, és napjainkban Ramanathannk, Lacisnak és magának a NASA-nak sem volt még elképzelése a sokkal egyszerűbb − derült sugárzási egyensúlyra érvényes − $OLR = S_U f(\tau)$ zárt alakban kifejezhető $f(\tau)$ transzferfüggvényről és az általa képviselt valódi sugárzásfizikai kényszerről.

Másrészt, elemi matematikai ismeretekből még a nem szakembereknek is világosan kellene látni, hogy a (44) folyamat teljességgel lehetetlen, hiszen a baloldal csak a rendszer IR abszorpciós és emissziós tulajdonságaitól, a jobboldal pedig kizárólag a rendszer SW reflexiós tulajdonságaitól függ, ami matematikailag csak úgy lehetséges, hogy mind a két oldal külön-külön állandó. Az eredeti egyensúlyi $F_A = OLR$ konfigurációhoz csak egyetlen eredeti S_U tartozhat, amiből következik, a $\Delta\tau \equiv 0$ triviális azonosság. A

$\Delta\tau \equiv 0$ azonosság érvényességét a *Miskolczi* **[23]** publikáció részletesen tárgyalja.

Köztudott, hogy a globális átlagos felhőzet változása követi a napsugárzás évi ciklusát. Modell számítások szerint a sugárzási egyensúlyi alacsony felhőzet megváltozása oly mértékben képes moderálni még 50 % napállandó változást is, hogy a felszíni hőmérsékletváltozás csak 10 *K* körüli értéken marad, *Ou* **[111]**. Lévén, hogy a felhőzet nagymértékben felelős a Föld sugárzási egyensúlyának kialakításáért, a plauzibilis megoldás a felhőzet bevonása a sugárzási egyensúly problémájába.

A lokális felhőzet (és a felhőalap és a felhőtető kisugárzása) a klíma rendszer térben és időben sztochasztikusan változó paramétere. Nincs ellentmondásban semmivel, ha feltesszük, hogy a felhőalap és felhőtető kisugárzása első közelítésben − globális átlagban − megegyezik. A felhőalap és felhőtetőre vonatkozó felhőklimatológiai adatok pontatlansága miatt a globális átlagos felhőzet geometriai vastagságára a szakirodalomban nem található megbízható adat.

A korrekt függvényeknek tartalmaznia kell a globális átlagos felhőzetre vonatkozó legfontosabb fizikai paramétereket: az $S_U^C = S_U^C(h^C)$ felhőtető kisugárzását, a h^C felhőtető magasságát, és a β felhőfedettséget. Továbbá, tegyük még fel, hogy az átlagos felhőzet vertikális kiterjedése a teljes légoszlop magasságához képest elhanyagolható, így a h^C paraméter (a hőmérsékleti profil ismeretében) szintén alkalmas az $S_D^C(h^C)$ felhőalapról lefelé emittált sugárzás meghatározására: $S_D^C(h^C) = S_U^C(h^C)$. Az $OLR^A = F_A$ követelményt tehát az

$$OLR^A(\tau, S_U, \beta, S_U^C) = F_A(F_0, \alpha_B(\beta, h^C)) \tag{45}$$

függvényegyenlettel írjuk le. Természetesen az α_B Bond albedó is függ a felhőfedettségtől és (feltehetőleg elhanyagolható mértékben) a felhőtető magasságától: $\alpha_B = \alpha_B(\beta, h^C)$.

A szakirodalomban − minden elméleti vagy empirikus megalapozás nélkül − az üvegház paraméterek kivétel nélkül az üvegházgáz tartalomhoz és azok abszorpciós tulajdonságaihoz kötöttek. Olyan üvegház elmélet azonban nem létezik, amely az üvegházgáz tartalom alapján, a-priori képes számot adni, az 5. táblázatban foglalt megfigyelt üvegház paraméterek számszerű értékeiről. Ez nem igazán meglepő, hiszen a feltételezett (44) függvényegyenlet nem tartalmazza a globális átlagos felhőzetet.

A tradicionális üvegházgáz abszorpción alapuló magyarázatok mellett a nemzetközi szakirodalomban újabban szokássá vált a felhőzet üvegházhatásáról is beszélni, *Lacis et al.*[2], *Schmidt et al.*[28], *Ollila* **[84]**, *van Wijngaarden* és *Happer* **[147]**. Ez némi fogalomzavart eredményezhet azoknál, akik a Ramanathan féle definíció alapján azt hiszik, hogy az üvegházhatást az üvegházgázok okozzák. A. Lacis szerint (ld. **[2]**) a felhőzet 25%, a H_2O 50%, a CO_2 20%, és az egyéb nem kondenzálódó üvegházgáz és aeroszol

részecskék 5% járulékot szolgáltatnak a szerintük $\Delta t_{A,G} = 33$ K, illetve $G_{A,G} = 151$ *Wm-2* üvegház paraméterekhez. G. Schmidt szerint ez nem így van, a felhőzet 31%, a H_2O 41%, a CO_2 18% és minden egyéb 9% járulékot ad. A **[2]** *Science* cikk és a **[28]** *JGR* cikk 2010-ben jelent meg, A. Lacis és G. Schmidt mindkét cikkben társszerző. A cikkgyártás nagymestereinek úgy látszik csak a neves folyóiratokban való publikálás volt a fontos és nem a számadatok fizikai értelme. Lacis például kijelenti még, hogy a nem kondenzálódó üvegházgázok hiánya esetén megszűnne az üvegházhatás, és az egész Földet jégtakaró borítaná. Pontos számításaink szerint egy CO_2 nélküli hipotetikus légkör fluxus optikai vastagsága csak 6,7%-al lenne kevesebb, ami mindössze 2,6 *K* globális átlaghőmérséklet csökkenéssel járna, **[11]**.

A **[2]** és **[28]** minden szempontból komolytalan számadatai azt sugallják, hogy az összes légköri üvegházgáz abszorpciója globálisan csak ~3/4 rész ÜH-t eredményezhet, a hiányzó ~1/4 részt a dinamikus klíma rendszer a felhőzeten keresztül szolgáltatja. Sajnos a két cikk nem tájékoztat az üvegházhatás mechanizmusáról, így nem lehet tudni, mi történik például, ha a CO_2 üvegházhatása növekedne? Nem valószínű, hogy a felhőzet és a vízgőz ezt tétlenül nézné, hiszen a 100 % üvegházhatás csak úgy jöhet ki, hogy a felhőzet, vízgőz, és az egyéb üvegházgázok járuléka csökken, ami viszont egyáltalán nincs összhangban a klimatológusok által szétkürtölt pozitív vízgőz visszacsatolás elképzelésével.

Persze nem igazán szerencsés ugyanazt az *üvegházhatás* terminológiát használni a felhőzettel kapcsolatos olyan fizikai folyamatokra, amelyeknek az égvilágon semmi köze az üvegházgázok IR abszorpciójához. Ha viszont az ÜH-t nem lehet kizárólag az üvegházgázok abszorpciójával magyarázni, akkor, ahogyan azt már többször kihangsúlyoztuk, az ÜH, ÜF, és ÜN nem a légkör üvegházgáz tartalmának specifikus jellemzői, hanem a klímarendszer általános tulajdonságai.

Ha a felhőzet és a napsugárzás kölcsönhatását az $\alpha_B(\beta, h^C)$ Bond albedón keresztül az egész rendszerre vonatkozó energetikai kényszerként kezeljük, akkor az *üvegházhatás* terminológiát ki lehet terjeszteni a rendszerben végbemenő minden olyan IR sugárzással kapcsolatos fizikai folyamatra, ami az üvegház paraméterek megváltozását eredményezi. Ez természetesen megegyezés kérdése, amiről a médiát és az érdeklődő embereket tájékoztatni kellene.

Azt a tényt sem ártana néha a médiának (és rajta keresztül az embereknek) a tudomására hozni, hogy a klímatudományban a globális átlagos felhőzet és felszínhőmérséklet közötti fizikai kapcsolat egyáltalán nem tisztázott. Továbbá, a globális üvegházhatással foglalkozó cikkekben − az ÜH-t övező zavaros irodalmi hivatkozások tömkelege miatt − hasznos lenne kihangsúlyozni, vagy legalábbis utalni kellene arra, hogy pontosan hogyan is értelmezi egy cikk szerzője az üvegházhatást.

Annak ellenére tehát, hogy *a felhőzet nem üvegházgáz*, megegyezés alapján beszélhetünk a felhőzet üvegházhatásáról, és ezzel (a **[2]** és **[28]**-hoz hasonlóan) elismerjük, hogy a globális átlagos üvegházhatást nem csak az

üvegházgázok okozzák, aminek egyenes folyománya, hogy a felszínhőmérséklet és CO_2 tartalom közötti közvetlen számszerű összefüggés nem létezhet. Azt a tényt sem ártana néha a médiának hangoztatni, hogy a klímatudományban a globális átlagos felhőzet és felszínhőmérséklet közötti fizikai kapcsolat egyáltalán nem tisztázott.

A valódi, rendszert elhagyó OLR^A kiszámítása a felhőtlen OLR és a felhős OLR^C mennyiségekből a felhőfedettséggel való súlyozással történik, *Ollila* **[96]**:

$$OLR^A = (1-\beta)\, OLR + \beta\, OLR^C . \qquad (46)$$

Gömbi geometria esetén a β felhőfedettség független a h^C felhőtető magasságtól, így (46) mintájára felírhatjuk az APF-ről kiinduló sugárzást is:

$$S_U^A = (1-\beta)\, S_U + \beta\, S_U^C . \qquad (47)$$

A megmaradási törvények miatt a globális átlagos felhőzetnek úgy kell konfigurálnia magát, hogy az $S_U^A = F_E$ egyenlőség mindig teljesüljön, **[12]**. A (46) alapján is világosan látszik, hogy szakadási felületet tartalmazó kétszintes sugárzási rendszerben (földfelszín és felhőtető) az üvegház paraméterek miért nem hozhatóak számszerű összefüggésbe a légkör üvegházgáz tartalmával.

Az OLR^C elsődlegesen – a β és h^C-n keresztül − a rendszer dinamikájától függ. Mint mondtuk, a globális átlagos légköri szerkezet implicit tartalmazza a teljes hidrológiai ciklust és az állandóan jelenlevő, de térben és időben nem lokalizálható globális átlagos felhőzettől és szélmezőtől való függést, így nyugodtan kijelenthetjük, hogy az S_U^C, h^C, és β paraméterek együttal a globális hidrológiai ciklus általános jellemzői.

Érdekességként megjegyezzük, hogy az egységnyi földfelszínre normált, hidrológiai ciklusban résztvevő összes energia (~80 Wm^{-2}) közel egyenlő a földfelszínen (*Trenberth et al.* **[34]** szerint) abszorbeálódott SW napsugárzás felével, *Koutsoyiannis* **[144]**, ami a **[34]** hibás energiamérlege miatt nem igazán meggyőző becslés.

A lokális felhőzet konkrét IR abszorpciós és emissziós paramétereit a felhőzet térben és időben kaotikusan változó − a rendszer dinamikájától függő − folyamatok vezérlik, amelyek számunkra érdektelenek, és könyvünkben nem is részletezzük.

Kétségtelen azonban, hogy létezik a planetáris sugárzási egyensúlyért felelős adott átlagos h^C magasságban kialakuló − IR sugárzás szempontjából közel átlátszatlannak feltételezett − β átlagos felhőfedettség, amely a rövid- és hosszú hullámú sugárzási folyamatokban egyaránt részt vesz, és különkülön gondoskodik a felhőtlen és felhővel fedett területek feletti és alatti légtömegek sugárzási egyensúlyáról. Energiamérlegek használhatnak a globális átlagos felhőzet jellemzésére két, három, vagy több különböző magas-

ságokban elhelyezkedő (egymást területileg átfedő) empirikus felhőréteget és felhőfedettségeket, (**[33]**, *Ou* **[111]**), ami az IR fluxus számításokat nagymértékben megbonyolítja, de ennek ellenére sem teszi lehetővé a globális felhőzet összhatásáért felelős energetikai kényszerek, és ezen keresztül az $\alpha_B = \alpha_B(\beta, h^C)$ függvény meghatározását. A valóságban, a számtalan különböző magasságokban kialakuló felhőfedettségeknek nyilván matematikailag létezik egy h^C-vel és β-val jellemezhető effektív globális átlaga. Alapvető felhőparaméterek műholdas meghatározásának részletes metodikáját *Rossow* és *Schiffer* **[120]** tárgyalja.

Természetesen nem tagadjuk a felhőzet komplex mivoltát, de mivel a különböző magasságokban sztochasztikusan kialakuló felhőfedettségek, és azok átfedéseivel járó sugárzási effektusok matematikailag majdhogynem kezelhetetlenek, így mindenképpen praktikus definiálni azt az átlagos felhőfedettséget, és felhőtető magasságot, amely a légkör alsó és felső határán a valódi (empirikus) sugárzási viszonyokat reprodukálja. A kardinális kérdés az, hogy az elméleti energetikai kényszereket figyelembevevő egyenletek mennyire pontosan reprodukálják az empirikus β és h^C paramétereket. Eddigi vizsgálataink azt mutatják, hogy a felhőklimatológiai adatok mes--szemenően alátámasztják a β és h^C klíma paraméterek elméleti értékeit, így a globális átlagos felhőzet a klíma rendszer energetikai szabályozásának aktív résztvevőjének tekintendő. A szabályozás mibenlétét tekintve a (46) és (47) miatt a globális felhőfedettségnek konzisztensnek kell lennie a globális átlagos derült OLR -al.

Megjegyezzük, hogy a kozmikus sugárzás erőssége − a Napból érkező nagyenergiájú protonok és neutronok száma − és a globális felhőzet között kimutatható korreláció létezik, *Svensmark* és *Friis-Christensen* **[138]**, **[172]**. Az összefüggés a felhőzet kialakulásáért felelős mikrofizikai folyamatokkal (a viszonylag alacsonny vízgőz túltelítettségi szint miatt) a kozmikus sugárzás detektálásánál használatos Wilson-kamra működési elve alapján nemigen magyarázható, így az ok-okozat kérdése még nem tisztázódott megnyugtatóan. Véleményünk szerint az empirikus korreláció létezése inkább tekinthető a mért neutron fluxusok ingadozásai és a Nap aktivitásától függő napállandó-változások indikátorának.

A Föld-légkör rendszer új sugárzásfizikai összefüggései

Munkánk elsődleges célja a planetáris sugárzásklímát szabályozó sugárzásfizikai törvények feltárása, és ennek kapcsán a globális átlagos fluxusokat korlátozó természetes kényszerek megtalálása és értelmezése. A NASA-nál folytatott, a planetáris sugárzás klíma tanulmányozását célzó reális légköri szerkezeteken alapuló LBL szimulációs eredményeink számos új, a sugárzási fluxusok között fennálló törvény felfedezéséhez vezetett, amelyeket röviden a következő fejezetben ismertetünk.

A Légköri Kirchoff törvény

A könyvünkben hasznát terminológia szerint az általunk definiált légköri Kirchhoff törvény formálisan a derült légkörben lefelé haladó és a szilárd vagy folyékony felszínről kiinduló felfelé haladó sugárzások között ad meg számszerű összefüggést, **[4]**, **[15]**:

$$\varepsilon_A S_U = E_D / (1 - T) \tag{48}$$

Általánosabb megfogalmazásban az új $\varepsilon_A = E_D / A_A$ törvény a levegő és a felszín határfelületén létrejövő sugárzási egyensúlyt és a sugárzási energia és impulzus megmaradását írja le. Izotróp E_D esetén (48) a szokásos $A_A = E_D$ alakot ölti, és érvényesek az $OLR = S_U = E_D / A = E_U / A$ egyenletek. A pontos A_A és ε_A tehát a t_S sugárzási hőmérsékletű izotróp légkör $E_{D,I}$ lesugárzásából számítható:

$$A_A = E_{D,I}\,,$$

$$\varepsilon_A = E_D / E_{D,I}\,. \tag{49}$$

Az ε_A és τ között a $T = \exp(-\tau)$ definíció miatt, fenn kell állnia a $\tau = -\ln(1 - E_D / (S_U \varepsilon_A))$ és $E_D / S_U = A\varepsilon_A$ összefüggéseknek is. A (49) egyenletek matematikai érvényességét a TIGR2 szimulációs eredményeinket összegző 49. ábra alsó grafikonján az $A_A - E_{D,I} = 0$ (lila vonal) világosan mutatja. A felső ábra alján feltüntettük az általunk definiált 11 klímacsoport négy karakteres azonosítóit. Az első két karakter a szélességi övek határát jelzi: **na**: (90°,66,5°); **nm**: (66,5°,23,5°); **tr**: (23,5°,-23,5°); **sm**: (-23,5°,-66,5°); **sa**: (-66,5°,-90°). Az utolsó két karakter az évszakokra utal: **wi** (tél), **fs** (ősz és tavasz), **su** (nyár). A fenti osztályozás nagyjából a szoláris klímának felel meg (sarkvidéki területek, közepes szélesség és az egyenlítői öve-

zet), *Wilde* és *Mulholland* **[165]**. Az ábra legalján a rövid zöld vonalak a talajközeli hőmérsékleti inverzióra utaló $A_A < E_D$ eseteket jelzik.

A részlegesen átlátszó bolygólégkörök szférikus geometriája és inhomogén hőmérsékleti szerkezete miatt izotróp légkörök nem létezhetnek, más szóval, ahogyan azt a 6. ábrán bemutattuk, a felszínre érkező E_D IR spektrális radiancia mindig irányfüggő, és ezt pontos sugárzási energiamérlegek készítésénél figyelembe kell venni. Sajnos a szokványos (exponenciális integrálokat használó, **[57]**,**[147]**) módszerekkel számított fluxusoknál az ε_A paraméter explicit nem határozható meg.

Az ε_A hányados, mint külön fizikai paraméter a meteorológiai irodalomban eddig sehol nem szerepelt, pontos kiszámításának módja és numerikus értéke is ismeretlen volt, így a törvény nevének megválasztása nyitott kérdés maradt. Az ε_A fizikai tartalmához legközelebb a szférikus emisszivitás elnevezés áll, amit az indokol, hogy az ε_A hányados a felszín sugárzási és termodinamikai hőmérsékletének arányára jelent energetikai kényszert: $\varepsilon_A = (t_S / t_G)^4$. Az E_D és $E_{D,I}$ fluxusok légköri izotrópiával való kapcsolata miatt ε_A -t nevezhetnénk légköri anizotrópia-, vagy izotrópia faktornak is, amely izotróp légkör esetén egységnyi.

Annak ellenére, hogy a sugárzásfizikában kevésbé járatos kutatók ε_A -t valamiféle empirikus korrekciós állandónak tekintik (*Spencer* **[60]** például egyszerűen *fudge* (azaz csalási) faktornak hívja), ε_A kardinális szerepet játszik a felszín termodinamikai hőmérsékletének kialakításában. A törvény érvényességét a TIGR2 adatbázison elvégzett HARTCODE szimulációkkal a 12. ábrán demonstráljuk. A különböző színű pontok a klimatikus zónákat jelölik. A globális átlagokból számított $\varepsilon_A = 0{,}9655$ jól egyezik a GAT légkör $\varepsilon_A = 0{,}96515$ értékével, ami a fluxus számításoknál általánosan feltételezett linearitás jele, és *igazolja a realisztikus egydimenziós átlagos légköri szerkezetek használatának jogosságát energiamérlegek készítésénél*.

Mint utóbb kiderült − a sok félreértés miatt − az új törvényt nem volt szerencsés légköri Kirchhoff törvénynek nevezni, talán jobb lett volna Prevost sugárzási kicserélődési törvényének egy változatát látni benne, *Prevost* **[59]**. Ezt az indokolná, hogy a (48) egyik fontos következménye az, hogy felszín és a légkör különböző magasságban levő, de a felszínnel azonos hőmérsékletű tartományai között sugárzási energiacsere nem létezhet.

Ezt a tényt, amit minden valamirevaló, fluxusok számítására alkalmas LBL kódnak illene reprodukálni, mutatjuk be a 13. ábrán. A baloldalon a dz vastagságú légrétegben abszorbeált dA_A és a légréteg által lefelé emittált dE_D sugárzások különbségét ábrázoltuk a magasság függvényében. A jobboldali ábra a hőmérsékleti profil.

A népszerű TIGR2 rádiószondás archívum 1761 hőmérsékleti profiljának 15-20 %-a mutat 2 km magasság alatt jelenlevő hőmérsékleti inverziót, de a GAT átlagos profil troposzférájában semmiféle hőmérsékleti inverziónak

nincs nyoma. A NOAA-R1 agyonmanipulált adatbázisánál az évi átlagos felszínhőmérsékletek és a legalsó (~100 m) léghőmérsékletek között, az adatokban mutatkozó, ~1,12 *K* inverzió a valóságban nem létezik. Az egyértelműség érdekében a (48,49) összefüggésekre a továbbiakban is légköri Kirchhoff törvényként hivatkozunk.

A Sugárzási egyensúly törvénye

A sugárzások közötti korrekt elméleti összefüggéseket a (19) helyett az alábbi, (50,51) egyenletek adják meg, **[4]**, **[15]**:

$$OLR = S_U fA + S_U fT \ ,$$

$$E_U = S_U fA - gS_U T \ , \tag{50}$$

$$OLR = S_U f \ ,$$

$$E_U = S_U (f - T) \ , \tag{51}$$

ahol $f = f(\tau)$ és $g = g(\tau) = 1 - f(\tau)$ az általunk bevezetett új elméleti transzfer-, és normalizált üvegházfüggvények. Az (51) alsó egyenletében szereplő $f - T$ mennyiség az egységnyi S_U -hoz tartozó, a derült légkör által emittált világűrbe távozó sugárzás. Az emissziós függvény definíciója:

$$E = E_U \ / \ S_U = f - T \ . \tag{52}$$

A sugárzási egyensúly törvényének érvényességét a 14. ábra szemlélteti.

Azt a mítoszt, hogy a felszíni emisszió lineárisan függ az OLR -tól − amit például a Massachusetts Institute of Technology (MIT) kutatói máig is próbálnak erőltetni, *Koll* és *Corin* **[89]** − nyugodtan el lehet felejteni, hiszen tökéletesen ellentmond az (51) elméleti egyenleteknek. Az (52) egyenlet τ szerinti differenciálásával meghatározhatjuk a légkör maximális hűlését biztosító optikai vastagságot:

$$dE \ / \ d\tau = 0 = -f^2 A \ / \ 2 + T \ . \tag{53}$$

Az (53) megoldása: $\tau_M = 1{,}589724$. Ha a Föld-légkör rendszerben a belső energiatermelés F_E -hez képest elhanyagolható, akkor (50,51) globális skálán egzaktul érvényes. Lokális skálán a légkör helyi vízgőztartalmának dinamikus változásai miatt (50,51) nem feltétlenül teljesül. A helyi sugárzási egyensúlyhoz szükséges τ , T , A , f , g , és E függvények elméleti értékeit τ_E , T_E , A_E , f_E , g_E , és E_E -vel jelöljük. Ha az $OLR \ / \ S_U = f$ lokálisan nem teljesül, akkor a helyi légkör sugárzási energia felesleggel, vagy hiánnyal rendelkezik. Két ilyen esetet mutatunk be a 15. ábrán. A légoszlop

ideális egyensúlyi állapotához mindkét esetben τ azonnali megváltozása szükséges, amit a rendszernek fázisátalakulással vagy dinamikus folyamatokkal (advekció, turbulens keveredés) kell biztosítani. A természetben igen ritka szituáció az, amikor lokálisan a (50,51) egyenletek teljesülnek. Ahhoz, hogy globálisan a sugárzási egyensúly kötelezően teljesüljön, a légkörnek állandó mozgásban kell lennie, amihez a víz, a vízgőz és a jég állandó fázisátalakulása szükséges.

A (50,51) egyenletek fontosságára való tekintettel, a matematikai részletességgel történő levezetést a 3. mellékletben közöljük. Az f és g algebrai függvények τ -tól való függése az alábbi módon fejezhető ki:

$$f = OLR / S_U = 2 / (1 + \tau + T) \ , \tag{54}$$

$$g = 1 - f = (\tau + T - 1) / (\tau + T + 1) \ . \tag{55}$$

A (50-55)-ben szereplő f , g , és E csak a τ -tól függ, így ezt a függést a továbbiakban nem jelöljük. A kiterjedten használt végtelen optikai mélységre vonatkozó klasszikus Schwarzschild féle (19) megoldással összevetve az (54) transzferfüggvény a τ melletti új taggal, a $T = \exp(-\tau)$ fluxustranszmisszióval bővült. A klasszikus megoldással ellentétben az (51) baloldali egyenlete $\tau \to 0$ esetén az $f \to 1$ miatt − az elvárásnak megfelelően − S_U az OLR -hoz tart, és a Simpson paradoxon eltűnik. A (19) alkalmazása a felszínhőmérséklet becslésére nagy, -20 és 60 % közötti relatív hibákat eredményezhet, **[15]**.

Viriál függvény

További új fundamentális összefüggések a Föld légkörére a sugárzási energia és impulzus megmaradását kifejező

$$S_U = 3OLR / 2 \tag{56}$$

egyenlet, a viriál tételen (*Clausius* **[83],** *Balázs* és *Marik* **[115],** *Marik* **[116]**) alapuló

$$S_U = 2E_U \tag{57}$$

viriál szabály, és az (56) és (57) együttes érvényességét kifejező alábbi (58) egyenletek, **[4]**, **[15]**:

$$V = OLR / S_U = 3/5 + 2T/5 = 1 - 2A/5 \ . \tag{58}$$

Az (57) viriál szabály és Clausius viriál tételének kapcsolatát a 16. ábrán mutatjuk be. Az E_U a Vogt-Russel tétel értelmében (**[71]**, 252. oldal) szoros kapcsolatban van a légkör össztömegével is, amint az a 17. ábrán látható. Az

(58) összefüggést a továbbiakban viriál függvénynek nevezzük, részletes levezetését a 4. Mellékletben közöljük.

A V függvény − (54)-hez hasonlóan − az üvegházgázok teljes hiánya esetén ($A = 0$, $T = 1$) biztosítja a megkövetelt $OLR \equiv S_U$ triviális azonosságot. Az (56), (57), és (58) érvényességét a 18, 19, és 20. ábrákon szemléltetjük. A regressziós állandók világosan mutatják, hogy egyenleteink nem valami misztikus véletlen egybeesés eredményei. Az összefüggések szorossága az éves fluktuációk kiküszöbölésével természetesen növelhető. A NOAA hét különböző, 20-30 év hosszúságú adatsorára a 21. ábrán mutatjuk be a regressziós állandók növekedését és a (48,51,56,57) egyenletek érvényességét, **[5]**.

A globális átlagos derült légkörben az OLR / S_U arány a (54,58) egyenletek alapján nem lehet egy tetszőleges szabad paraméter. A sugárzási egyensúly és a sugárzási energia megmaradásának törvényei megkövetelik az (54) és (58) együttes fennállását. A Föld-légkör rendszer elméleti egyensúlyi optikai vastagságát tehát az $f = V$, egyenlet τ -ra történő numerikus megoldása adja, $\tau^T = 1{,}8675$:

$$2 / (1 + \tau + \exp(-\tau)) = 3 / 5 + 2\exp(-\tau) / 5 ,$$

$$4A = 10g . \qquad (59)$$

A τ^T megoldást használva a korábbi definícióknak megfelelőn a T^T , A^T , f^T , V^T , g^T , és E^T planetáris sugárzási egyensúlyi paraméterek elméleti értékei is meghatározhatóak. A τ^T létezése maga után vonja az egyensúlyi abszorpciós-emissziós folyamatokban résztvevő vízgőz globális átlagos oszlopmennyiségének w^T elméleti állandóságát is. A T^T és f^T között az (59) miatt fennáll a

$$4T^T \equiv (10f^T - 6) \qquad (60)$$

matematikai azonosság. A *prcm* egységben mért vízgőz, és dimenziónélküli T^T transzmisszió közötti közvetlen összefüggés keresése nem praktikus, ezért a kapcsolatot a w^T -től való dimenziónélküli relatív eltérések függvényeként keressük.

Szemléletesen a 22. ábra mutatja a 225 TIGR2 rádiószondás profilhoz tartozó T és w relatív eltéréseit az elméleti T^T és w^T értékektől. Látható, hogy a $w / w^T - 1$ eltérés a $w = w^T$ esetén zéró transzmissziót eredményez. Az (60) jobboldalát egyenlővé téve az egységnyi $w = w^U = 1$ *prcm*-hez tartozó relatív eltéréssel a $10f^T - 6 = (1 - w^U / w^T)$ egyenletre jutunk amelynek w^T -re a megoldása:

$$w^T = w^U / (7 - 10 f^T) = w^U / (1 - 4T^T) . \qquad (61)$$

A (61) jobboldali egyenletnél kihasználtuk a (60) azonosságot. A (61) megoldása a $w^T = 2,6178$ *prcm* matematikai állandó. A 22. ábrán fekete körrel jelzett TIGR2 globális átlagok pontosan reprodukálják w^T elméleti értéket. w^T ismeretében az f^T és T^T -re vonatkozó egyenletek:

$$f^T = (7 - w^U / w^T) / 10 ,$$

$$T^T = (1 - w^U / w^T) / 4 . \qquad (62)$$

A (61) egyenlet egyik érdekes következménye az, hogy a $T^T = T^S = 1/4$ szingularitás miatt a fluxus optikai vastagság nem veheti fel a $\tau^S = 1,3863$ tiltott, kritikus értéket.

Sugárzási egyensúlyi felhőzet

Hosszú ideje ismert az a tény, hogy a globális átlagos felhőzet követi a napsugárzás éves ciklusát ($330,25 < F_E < 353,0$ Wm^{-2}), de szilárd, elméletileg megalapozott kapcsolat a felhőzet és a sugárzási fluxus komponensek között a szakirodalomban nem található. A felhőzet klímaváltozásra gyakorolt nettó hatásának az előjeléről sincs egybehangzó vélemény.

A klimatológiában (és a klímamodellekben) a globális átlagos felhőzet számszerű értékére vonatkozó fizikai kényszer szintén ismeretlen. Az évtizedek óta használt felhőzeti kényszert leíró empirikus paraméterek, (ld. *Ramanathan* és *Inamdar* **[37]**) nem alkalmasak a sugárzási egyensúlyi felhőzet elméleti meghatározására, *Arking* **[122]**.

A planetáris sugárzási egyensúly vizsgálatánál nem szorítkozhatunk csak a felhőzet nélküli szituáció vizsgálatára. Mivel a transzferfüggvény a teljes légoszlopra vonatkozik, könnyen belátható, hogy a bolygó β felhőfedettségének elméletileg meg kell egyezni az f transzferfüggvénnyel. HARTCODE szimulációkat felhasználva a pontos elméleti egyensúlyi felhőzet kiszámítható.

Tegyük fel, hogy a GAT légkör sugárzási egyensúlyban van $\tau = \tau^T$ és az $OLR = f(\tau^T) S_U$ egyenlőség is teljesül. Feltesszük még, hogy a napállandóból meghatározott F_E is kielégítő pontossággal ismert. A (46, 47) alapján kétféle felhőfedettséget számolhatunk:

$$\beta_a = ((1 - \alpha_B) F_E - OLR) / (OLR^C(h^C) - OLR) , \qquad (63)$$

$$\beta_e = (F_E - S_U) / (S_U^C(h^C) - S_U)\,, \tag{64}$$

ahol (63) a légkör tetejére, (64) pedig az APF-re vonatkozik. Az irodalomban előforduló különböző, (vagy tetszőleges) α_B és h^C értékpárokra létrehozható egy β_a és β_e-ket tartalmazó HARTCODE szimulációs adatbázis.

Az adatbázist használva a felhőzetre vonatkozó kétdimenziós optimalizációs probléma úgy fogalmazódik meg, hogy meg kell keresni azt az α_B és h^C értékpárt, amelyre a $|\beta_a - \beta_e|$ eltérés minimális. Az optimalizácó egyetlen kényes paramétere a HARTCODE szimulációk vertikális felbontása, (esetünkben 40 *m*).

Az optimalizációt grafikusan az 23. ábrán szemléltetjük. A felhőfedettség és az elméleti transzferfüggvény egyenlősége teljesen nyilvánvaló. A műholdas mérésekből kapott globális átlagos felhőfedettség kitűnő egyezést mutat a fenti β^T-vel. A 24. ábrán az 1983-tól 2008-ig terjedő 25 év alatti felhőzet változásait és átlagát láthatjuk, *VanAndel* **[27]**. A $\beta = 0{,}6638 \mp 1{,}78\%$ átlag ~0,3 %-on belül megegyezik az elméleti β^T-vel. A globális átlagos (effektív) felhőzet magasságára az optimalizációból $h^C = 1{,}9166$ *km* adódott.

A $\beta = \beta^T = f^T = V^T$-ból következik, hogy a derült egyensúlyi $g^T = G / S_U$ ÜN a felhőzettel egyértelműen kifejezhető, és az optikai vastagság és felhőzet közötti összefüggés is felírható:

$$\beta^T = 1 - g^T\,, \tag{65}$$

$$\beta^T = 2 / (\tau^T + \exp(-\tau^T) + 1)\,. \tag{66}$$

A (65, 66) β^T elméleti felhőfedettségek a τ^T meglehetősen bonyolult függvényei, és a fizikai interpretálásuk sem könnyű. A τ^T körüli kis változásokra az (54) és az (58) τ szerinti differenciálása után felírhatjuk az átlagos $\Delta\tau$-hoz tartozó $\Delta\beta$ változását megadó alábbi egyenletet:

$$\Delta\beta = \Delta\tau\left(\left[-f^2 A / 2 - 2T / 5\right]_{\tau=\tau^T}\right) / 2\,, \tag{67}$$

amely világosan mutatja, hogy τ^T közelében $\Delta\tau$ és $\Delta\beta$ egyenesen arányosan, de ellentétes értelemben változnak: $\Delta\beta = -0{,}1234\,\Delta\tau$.

A CO_2 hipotetikus megduplázásával járó $\Delta\tau = 0{,}0242$ virtuális fluxus optikai vastagság növekedésnek a felhőzet $\Delta\beta = -0{,}002986$ (0,4512 %)

csökkenésével kellene párosulnia. A jelenlegi CO_2 növekedéshez sokkal kisebb $\Delta\tau$ tartozik, aminek a felhőfedettségre való hatását empirikusan, a jelenlegi mérési módszerekkel, lehetetlen meggyőzően kimutatni, **[27]**.

A β, illetve β^T -hez tartozó, légkörben állandóan jelenlevő víz, jég és nedves aeroszol részecskéket a τ optikai vastagság természetes tározóinak tekintjük. A sugárzási egyensúlyi felhőzet kiszámításának további matematikai részleteit a **[4]**, **[15]** cikkekben találhatjuk.

Extrópia törvény

Részletesebben kell még szólnunk − az előző részben már érintett − a fluxusokat közvetlenül befolyásoló párolgással és kondenzációval kapcsolatos termodinamikai folyamatokról. A (63,64) egyenleteknek semmi köze az IR abszorpcióhoz, a fizikai értelmezés az, hogy a légkörben és a felszínen folyamatosan lejátszódó fázisátalakulással járó folyamatok úgy hatnak a fluxus optikai vastagságra, hogy a víz elpárolgása növeli a τ -t és csökkenti a β -t, a kondenzáció pedig csökkenti a τ -t és növeli a β -t. Itt persze figyelembe kell venni azt, hogy fázisátalakulással járó folyamatok a légkörben és a felszínen különbözőképpen befolyásolhatják a τ értékét.

Azt a hipotetikus felszínt, ahol a víz különböző fázisai fizikailag érintkeznek egymással a bolygó fázisfelszínének (FF) nevezzük. A vízfelszínek és a hóval vagy jéggel borított területeken kívül, a légkörben lebegő jégkristályok, vízcseppek valamint a nedves aeroszol részecskék mind, az FF alkotóelemei. Meg kell különböztetni a légkörben állandóan jelenlevő FF-t, és a hidrológiai ciklusban résztvevő, a csapadék kihullásával járó folyamatokhoz kapcsolható földfelszínen kialakuló FF-t.

Planetáris átlagban, mivel a felszínt a víz mindhárom fázisának együttes jelenléte jellemzi, az FF fázis hőmérséklete egyenlő a víz hármaspontjának t_0 hőmérsékletével: $t_0 = 273{,}15$. A párolgást és kondenzációt lokálisan (bárhol a rendszerben) a t_0 hőmérséklet és a környezet termodinamikai hőmérsékletének a különbsége szabályozza.

A (2) SB törvényből kiszámíthatjuk azt a B_M fluxussűrűséget és t_M hőmérsékletet, ahol fennáll a B_M és t_M matematikai értelemben vett numerikus egyenlősége. A $t_M = \sigma t_M^4$ egyenletből $t_M = \sigma^{-1/3} = 260{,}301433$ *K*, továbbá a $B_M = \sigma t_M^4$ miatt $B_M = 260{,}301433$ Wm^{-2}, tehát $B_M = \sigma t_M^4$ Wm^{-2} és $t_M = (B_M / \sigma)^{1/4}$ *K*. A B_M és t_M numerikus egyenlőségét figyelembe véve célszerű bevezetni a később többször előforduló c_M állandót, amelynek egyformán lehet *K*-ban kifejezett hőmérséklet, és Wm^{-2}-ben kifejezett fluxussűrűség dimenziója: $c_M = (\pi 10^{-3}\sigma^{-1})^{1/3} = (\pi_D / \sigma)^{1/3}$. Könyvünkben c_M -et duális entrópia állandónak, a t_M és B_M mennyiségeket pedig keve-

redési hőmérsékletnek és keveredési fluxussűrűségnek nevezzük, (ld. a 3. és 4. táblázatok 12. sorát).

A fogalomzavart elkerülendő, a különböző dimenziójú fizikai mennyiségek (mint például a fluxussűrűség és hőmérséklet) számszerű, dimenziótól független egyenlőségének kihangsúlyozására az azonosság jelet használjuk. A $B \equiv t$ jelölés tehát nem a funkcionális kapcsolatra, hanem a B Wm^{-2} -ben megadott, és a t K -ban megadott értékeinek numerikus egyenlőségére (*dualitására*) hívja fel a figyelmet.

A továbbiakban a $B(\hat{t}) = (\hat{t}/\sigma)^{1/4}$ jelölésben $\hat{t}$ a $\hat{t} = (\overline{t_v}/\sigma)^{1/4}$ egyenlet által definiált *virtuális* hőmérsékletet jelöli, amely a $\overline{t_v}$ átlagos színhőmérsékletből, (4)-ből mint fluxussűrűségből számítandó. A $B_M \equiv t_M$ relációban a $B(t_M) = (t_M/\sigma)^{1/4}$ miatt t_M lényegében egy speciális *virtuális* hőmérsékletként szerepel. Az (5) szerint a $B(\hat{t}) = t$ egyenlet szokványos értelmezéséből $t = t_M$ esetén az entrópiafluxus állandósága is következik: $(4/3)B(\hat{t})/t = (4/3)B_M/t_M = 4/3$ $Wm^{-2}K^{-1}$, tehát a $B_M/t_M = 1$ $Wm^{-2}K^{-1}$ hányados entrópiafluxus jellegű mennyiség.

Példaképpen a 6. táblázatban közöljük a Nap felszínéről kiinduló entrópiafluxusok számításának néhány részletét. Itt a $B(t)$, $B(\hat{t})$, és J^P spektrálisan integrált mennyiségek kiszámítása numerikus integrálással történt az 1-100000 cm^{-1} tartományban 0,1 cm^{-1} felbontással. Összehasonlítva a táblázat 9. és 10. sorában az ekvivalens feketetest- és színhőmérséklethez tartozó entrópiafluxus-sűrűségeket, jelentős eltéréseket tapasztalunk, ami azt jelzi, hogy a Nap nem egy termikus egyensúlyban levő csillag.

A hőmérséklet és fluxussűrűség dualitásának a fázisátalakulásoknál lehet fontos szerepe. Planetáris átlagban, mivel a felszínt a víz mindhárom fázisának együttes jelenléte jellemzi, az FF hőmérséklete egyenlő a víz hármaspontjának hőmérsékletével: $t_{víz} = 273{,}16\,K$ (Maxwell szabály). A párolgást és kondenzációt lokálisan (bárhol a rendszerben) a $t_{víz}$ hőmérséklet és a környezet termodinamikai hőmérsékletének a különbsége szabályozza. A földfelszín fázis hőmérsékletét a TIGR2 GAT t_G felszínhőmérsékletből és az ε_A izotrópia faktorból a **[4]**-ben hivatkozott empirikus egyenletből már elég jól megbecsültük, $t_{víz} \approx (t_M + \varepsilon_A^{1/4} t_G)/2 = 273{,}17$ K.

További egyszerű empirikus egyenletet írhatunk fel B_M, vagy t_M -re is: $B_M = t_M \approx (\varepsilon_B S_U/\sigma)^{1/4} + E_D - A_A = 260{,}22$. Ez utóbbi egyenletben az $(\varepsilon_B S_U/\sigma)^{1/4}$ K valódi (IR reflexió nélküli) emissziós hőmérséklet, és az $A_A - E_D$ W/m^2 fluxussűrűség együtt szerepel, így a t_M dimenziója keveredik, és meghatározatlan marad (egyformán lehet hőmérséklet, vagy fluxussűrűség). A hasonló összefüggések elméleti megalapozása, és a t_M átmeneti (virtuális) hőmérséklet duális szerepének a tisztázása további kutatások tár-

gya lehet. Bővebb ismertetést és néhány alkalmazást a hőmérséklet és fluxussűrűség duális szerepéről az 5. mellékletben találunk.

Az FF-en végbemenő fázisátalakulások folyamatosan változtatják a légoszlop vízgőztartalmát, amely az abszorpción és emisszión keresztül módosítja a légoszlopból felfelé vagy lefelé kilépő sugárzási fluxusokat. Globálisan, a légkörben lejátszódó fázisátalakulások − a felhőzet képződése és elpárolgása kihulló csapadék nélkül − reverzibilis folyamatoknak minősülnek és nem járnak a globális átlagos légkör tömegének, a földfelszíni nyomásnak, termodinamikai és sugárzási entrópiának a megváltoztatásával. A földfelszínről történő párolgás és a földfelszínt elérő (kihulló) csapadék megváltoztatja a légkör tömegét is, amely az (57, 58) viriál függvényeken keresztül szabályozza a felszín és a légkör emisszióját (ld. *Jelbring* **[67]**).

A rendszerben levő vízgőz folyamatos fázisátalakulásai az IR sugárzásátviteli számításokban pozitív vagy negatív optikai vastagságként kell, hogy jelentkezzen. Az abszorpciós fluxus optikai vastagság (41) szerint mindig pozitív, így evidens, hogy ilyen fluxus optikai vastagságot a (41, 42) egyenletekkel leírt matematikai procedúra útján nem lehet produkálni. Léteznie kell tehát olyan elméleti összefüggéseknek, amelyek a kondenzációval járó transzmisszió növekedést és a párolgással járó transzmisszió csökkenést írják le, és a dinamikus fluktuációk miatt változó lokális és globális átlagos vízgőz oszlopmennyiségeket a sugárzási egyensúly, vagy valamilyen elméleti sugárzásátviteli függvény (RTF) által előírt értékhez illesztik.

Vezessünk be az abszorpciós fluxus optikai vastagságtól független, csak a vízgőz oszlopmennyiségétől függő új τ_D *dinamikus optikai vastagságot* oly módon, hogy egy közvetlenül nem mérhető τ_X optikai vastagság és a τ_D dinamikus optikai vastagság összege megegyezzen a (41)-ből számított τ abszorpciós optikai vastagsággal: $\tau = \tau_X + \tau_D$.

A fentebb vázolt folyamatok számszerű figyelembevételére vizsgáljunk meg két, a vízgőz w oszlopmennyiségét tartalmazó sugárzásátviteli függvényt:

$$w_X = w / w^T - 1 + A = w / w^T - T ,$$
$$w_Y = (1 - w^U / w) / 4 . \qquad (68)$$

A 25. ábrán a (68) függvényeket ábrázoltuk a lokális w-k függvényében ($w^U = 1$, $w^T = 2{,}6178$ *prcm*). A sötét- és világoskék pontok 225 TIGR2 szimulációhoz tartoznak. A w_X függvény $w = w^U$ esetén megegyezik az elméleti T^T-vel és T-vel (baloldali lila pont), és az $1 - w_X$ különbség definíció szerint megegyezik A^T-vel és A-val (baloldali zöld pont). A $w = w^T$ esetén a w_X függvény megegyezik az elméleti A^T-vel és A-val (jobboldali zöld pont), az $1 - w_X$ különbség definíció szerint megegyezik az elméleti T^T-vel és T-vel (jobboldali lila pont). Az ábra világosan mutatja a

$T = T^T$ és $A = A^T$ egyenlőségeket, ezért a globális átlagos vízgőz oszlopmennyiségnek is összhangban kell lennie a w^T elméleti egyensúlyi értékkel.

A (62) második egyenletének mintájára definiált $w_Y = (1 - w^U / w) / 4$ függvény fordítottan arányos a vízgőz oszlopmennyiségével, és szintén szoros kapcsolatban van a globális átlagos transzmisszióval és transzferfüggvénnyel: $w_Y(w^T) = T^T = (5f^T - 3)/2$ (jobboldali lila pont). A $w_Y(w^U) = 0$ szerint (fekete pont) az egységnyi vízgőz oszlopmennyiséghez zéró transzmisszió és egységnyi (teljes) abszorpció tartozik.

A 25. ábra szerint tehát léteznek olyan sugárzásátviteli függvények, amelyek tudják produkálni a fázisátalakulásokhoz kapcsolható negatív optikai vastagságokat és transzmissziókat. A τ_D dinamikus optikai vastagság definiálásához használjuk az alábbi egyenletet:

$$\tau_D E_U = OLR(1 + \tau_D)/2 \,, \tag{69}$$

ahol a jobb oldal egy féligvégtelen, átlátszatlan közegből kilépő OLR. A (69) egyenlet fizikailag azt fejezi ki, hogy E_U nem függhet a felszínsugárzástól és a légköri abszorpciótól függő τ-tól, hanem egy olyan τ_D paraméterrel arányos, amelyet az FF-ről a légkörbe kerülő vízgőz mennyisége a termodinamikai törvényeknek megfelelően szabályoz. A $\tau_D E_U$ szorzat természetesen nem lehet akármekkora, hiszen az (54, 58) egyenletnek is teljesülnie kell. A τ_D globális átlagra vonatkozó τ_D^T elméleti értékét a $\tau_D^T(f(\tau_D^T) - T(\tau_D^T)) - f(\tau_D^T)(1+\tau_D^T)/2 = 0$ egyenlet numerikus megoldása adja: $\tau_D^T = 1{,}8713654$. A τ_D^T értéke meglepően közel esik a $\tau^T = 1{,}8675609$ sugárzási egyensúlyi értékhez, a relatív eltérés mindössze ~0,2 %.

Ismert légköri szerkezetek esetén a lokális τ_D értékei a fluxus komponensekből (69) alapján könnyen kiszámíthatóak, (a GAT légkörre $\tau_D = OLR/(2E_U - OLR) = 1{,}869931438$). A T, τ, f_E és az új τ_D dinamikus optikai vastagság között szigorú, matematikailag egzakt összefüggések állnak fenn, amelyeket a 10. táblázatban közlünk. Az elméletig várható értékektől való relatív eltérés gyakorlatilag elhanyagolható, ami azt jelenti, hogy globális átlagos légkörünk saját E_U kisugárzását a τ_D dinamikus optikai vastagság kielégítően magyarázza. A 10. táblázatból az f_E egyensúlyi transzferfüggvény, (OLR/S_U arány) egy nemlineáris, kétváltozós összefüggésből – τ és τ_D függvényeként – közvetlenül kiszámítható: $f_E = 2\tau_D exp(-\tau)/(\tau_D - 1) = 0{,}66316$. Sugárzásátviteli szoftverek korrekt működésének elengedhetetlen feltétele a táblázat első három oszlopában felsorolt egyenletek egzakt teljesülése.

A 26. ábrán összegezzük az optikai vastagságok közötti összefüggéseket, *Miskolczi* **[65]**. A különböző színű pontokkal jelölt optikai vastagságok az éghajlati öveknek megfelelően jól elkülönülnek. Lokálisan az elméleti τ_X és τ_D mennyiségeket méréssel közvetlenül nem lehet meghatározni, azt viszont a derült OLR és S_U -ból számítható lokális τ_E (barna pontok), és $\tau = \tau_X + \tau_D$ (fekete pontok) kitűnő egyezése és korrelációja világosan mutatja, hogy az üvegházhatást nem a CO_2 koncentráció, hanem a H_2O oszlopmennyisége szabályozza.

Az a kérdés, hogy a dinamikus optikai vastagság eredetét tekintve mennyiben magyarázható fázisátalakulásokkal vagy egyéb fizikai folyamatokkal (advekcióval, vagy például planetáris átlagban a felszínre kihulló csapadékhoz tartozó potenciális energiaváltozással) a rendszer kaotikus mivoltát figyelembe véve elméletileg nem válaszolható meg. Az viszont nyilvánvaló, hogy a lokális τ, τ_D, és τ_E fluxus optikai vastagságoknak ki kell elégíteni a közöttük fennálló, a 10. táblázatban megadott egzakt matematikai összefüggéseket. A 26. ábrán vázolt folyamatot nevezzük extrópia törvénynek. Maga az elnevezés a disszipatív, nem egyensúlyi rendszerek maximális entrópia termeléséhez tartozó állapotára utal, *Gaveau et al.* **[66]**.

A sugárzás abszorpciójától függő τ és a hidrológiai ciklustól függő τ_D különböző fizikai folyamatok eredményeként alakul ki, így az adott (vizsgált) időintervallumhoz tartozó globális sugárzási egyensúly jellemzésére a két mennyiség egyszerű átlaga $\tau_m = (\tau + \tau_D)/2 = 1{,}86953$ lehet a legmegfelelőbb karakterisztikus mennyiség. A GAT τ_m relatív eltérése az elméleti egyensúlyi $\tau_m^T = (\tau^T + \tau_D^T)/2 = 1{,}86946$ értéktől mindössze 0,003 %. E rendkívül kicsiny eltérés szintén bizonyítja, hogy bolygónk a környezetével gyakorlatilag sugárzási egyensúlyban van, és ezt az egyensúlyt a fázisátalakulásokon keresztül a hidrológiai ciklus biztosítja.

Állami álláspont

A Föld légkörének hosszúidőtartamra vonatkozó sugárzási egyensúlyát szabályozó dimenziónélküli τ^T, T^T, A^T, f^T, g^T, V^T, E^T, β^T és a *prcm*-ben kifejezett w^T matematikai állandókat az 11. táblázat tartalmazza. A fenti matematikai állandók a nem kondenzálódó üvegházgázok mennyiségétől függetlenül előírják a Föld egyensúlyi derült S_T / S_U, és OLR / S_U arányait. Következésképpen, − a szén-dioxid üvegházhatását kedvelő politikusok és az őket kiszolgáló klimatológusok bánatára − a globális átlagos derült ÜN hosszú időtartamra vonatkozó átlaga elméletileg csak a $g = (S_U - OLR)/S_U = g^T = 0{,}3382$ értéket veheti fel.

A témában érdekelt hazai és nemzetközi tudományos közösségnek a fenti eredmények 15 évvel ezelőtti első publikálása óta (ld. *Miskolczi* és *Mlynczak*

[11]) nem sikerült ezen eredményeket megcáfolni és semmiféle tudományos vita vagy párbeszéd kialakítására sem voltak hajlandók.

Az Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) által képviselt, és szerte a világon – kivéve persze az Amerikai Egyesült Államokat (USA) – államilag elfogadott hipotézis szerint (*Houghton* **[42]**, *Pierrehumbert* **[16]**, *Lindzen* **[17]**, **[131]**, *Nurse* és *Cicerone* **[18]**, *Smith* **[19]**, *Weart* és *Pierrehumbert* **[142]**, *VanWijngaarden* és *Happer* **[147]**):

Üvegházgáz perturbáció esetén az eredeti sugárzási egyensúly visszaállítása érdekében a felszín fel fog melegedni olyan mértékben, hogy a rendszert felfelé elhagyó összes sugárzás a (24,39) követelményeknek megfelelően visszaálljon az eredeti egyensúlyi értékre.

Természetesen e hipotézis nem más, mint egy bebizonyítatlan feltételezés, amely önkényesen korlátozza a rendszer válaszát a CO_2 koncentráció növekedésére *Jelbring* **[67]**. Modern laboratóriumi üvegházgáz abszorpciós kísérletek kifejezetten cáfolják a CO_2 üvegházhatás létezését, *Seim* és *Olsen* **[164]**. Elméleti fizikai alapokon *Gerlich* és *Tscheuschner* **[98]**, **[137]** számtalan ponton támadja az üvegházhatás fenti elképzelésen alapuló működésének realitását.

Klímamodellezők általában feltételeznek egy vízgőz tartalommal kapcsolatos pozitív visszacsatolási folyamatot is, mely szerint az elképzelt hőmérséklet növekedés megnöveli a légkör vízgőztartalmát (üvegházgáz mennyiségét) amely újabb melegedést eredményez, *Ollila* **[129]**. A fenti elképzelés megszaladt üvegházhatást eredményez, ami persze ellenkezik minden jól ismert fizikai alaptörvénnyel, így a klímamodellekben a vízgőz visszacsatolást trükkös parametrizációkkal kordában kell tartani.

Észre kell venni, hogy a klímamodellezők számára az egész rendszer egyensúlyi állapota − beleértve a felszín igazi sugárzási hőmérsékletének és a légkör vízgőztartalmának globális átlagait is − ismeretlen. A klímakutatók számára a fluxus optikai vastagság, és annak függése az üvegházgázok mennyiségétől, valamint a fluxusokra vonatkozó új sugárzásfizikai törvények szintén ismeretlenek, így a fenti elképzelés azon a hiedelmen alapszik, hogy a rendszer hosszúidejű (kvázisztatikus) sugárzási egyensúlya, és az egyensúlyhoz való visszatérés tendenciája nem létezik, és tagadni kell a Földre érvényes új sugárzási törvények fizikai realitását.

Az Magyar Tudományos Akadémia (MTA) Meteorológiai Tudományos Bizottsága (MTB) több mint egy évtizede nem képes belátni azt az elméletileg bizonyított és mérésekkel alátámasztott tényt, hogy az OLR / S_U arány egyértelműen függ a fluxus optikai vastagságtól, ahogyan azt az (54) transzfer-, és (58) viriálfüggvények megkívánják. Az eredmény az, hogy a médiában a globális felmelegedés ügyében majdnem kizárólag állami klímaszakértők és állami tisztségviselők − természetesen az állami álláspontnak megfelelően − nyilatkoznak.

Azoknak, akik a háttérismeretek hiánya, (vagy egyéb gazdasági és pénzügyi okok) miatt nem akarnak elgondolkozni a (54, 58, 69) összefüggések fizikai tartalmán, nyomatékosan kijelentjük, hogy az egyenleteink szerint

állandó τ mellett a felszíni felsugárzás kizárólag a rendszerben elnyelt napsugárzás, illetve a rendszer határain bejutó, és a rendszerben disszipálódott összenergia függvénye. Következésképpen tehát az (54, 58, 69) egyenletek a Föld globális sugárzási klímájának legfontosabb kormányzó elvét fejezik ki.

Láttuk, hogy a sztochasztikus-dinamikus klímarendszerben lokálisan és regionálisan a sugárzási egyensúly fennállása nem szükségszerű, S_U és τ felvehet bármilyen értéket, következésképpen, lokális vagy regionális üvegházhatásról értelmetlen beszélni. Globális skálán viszont a sugárzási egyensúly létezése energia és impulzus megmaradási elvekből következik, így szigorúan betartandó követelmény. Az üvegházhatáson alapuló globális klímaváltozás tárgyalása az új sugárzásfizikai összefüggések figyelembevétele nélkül komolytalan.

Az adatok hamisítása, a cikkek cenzúrázása és a legújabb eredmények agyonhallgatása nem növeli az IPCC és az MTA MTB hírnevét. Ha például a *Magyar Tudomány* című folyóirat egy hozzánemértő névtelen bíráló magánvéleménye alapján dönti el egy − a fenti összefüggéseket taglaló − cikk közlését, akkor a folyóirat és bírálójának véleménye nem sokat ér. A bírálóknak figyelembe kellene venni, hogy kvantitatív eredményeket megcáfolni csak kvantitatív eredményekkel lehet, és semmitmondó általános kijelentések alapján elutasítani egy cikk közlését a cenzúrázás kategóriájába tartozik.

A tudományos folyóiratok elsődleges feladata nem a cikk szerzőinek a tájékoztatása a bíráló nézetéről, hiedelméről vagy ízléséről, hanem a tudományos eredmények közlése a témában érdekelt tágabb olvasói közösség felé. Tudományos eredménynek nem az IPCC álláspontjának szajkózását (ld. *Haszpra* **[21]**, **[22]**, *Hetesi* **[46]** és *Besenyei et al.* **[124]** írásait), hanem reprodukálható, vitára képes, elméletileg és empirikusan megalapozott kvantitatív véleményeket tekintünk.

Foglalkozzunk egy kicsit részletesebben például a kérdésben előszeretettel nyilatkozó Hetesi Zsolt **[46]** − klímaszkepticizmust taglaló − írásával. A cikkben nem található semmi olyan használható definíció, magyarázat, vagy kvantitatív összefüggés, ami megmagyarázná a megfigyelt empirikus üvegházhatást és annak kapcsolatát a légköri üvegházgáz abszorpcióval.

Hetesi egy véleményen van az MTA MTB klímatudósaival, miszerint senki sem képes az üvegházhatással kapcsolatban bármit is kiszámolni, és kritikailag értékelni, így helyette a nem létező konszenzust kell hangoztatni, és majd az IPCC-től megtudjuk mi a tudomány. A cikk bevezetőjében Hetesi világosan leírja, hogy ne gondolkozzunk, és ne vitatkozzunk, csak papagáj módjára ismételgessük az IPCC által definiált és etalonként elfogadott *tudományos világképet*. Idézzük Hetesi két idevonatkozó kijelentését:

"*Azonban nem szabad figyelmen kívül hagyni, hogy a légköri energiatranszfer, valamint az üvegházhatás jelenségét leíró fizikai elméletek nem képezik vita tárgyat, hanem a jelenleg elfogadott természettudományos világkép részei*."

"*Ha olyan elképzelések kerülnek elő, amelyek a mögöttes fizikát hiányosan használják, azok nem tekinthetők sem cáfolatnak, sem pedig vitaalapnak.*"

Más szóval, a planetáris üvegházhatás fizikájáról mindent tudunk, és aki ezzel nem ért egyet az nem tudja a fizikát. Ilyen és hasonló kijelentések nemigen szolgálják a tudomány fejlődését. A cikk amúgy egyetlen önálló gondolattal vagy eredménnyel sem képes a fenti nagyvonalú kijelentéseket támogatni. Ilyen mentalitással nem lehet tudományos igényű cikket írni vagy tudományos alapon vitatkozni.

A megfigyelt tények azt mutatják, hogy a CO_2 koncentráció növekedés üvegházhatás csökkenéssel, **[4]**, majd 20 éve stagnáló globális felmelegedéssel *Tollefson* **[85]**, és növekvő Antarktiszi jégtakaróval Mika **[86]** párosul. Az évekig húzódó *Timothy Ball*, *Michael Mann* és *Andrew Waver* klímaadatok hamisításával foglalkozó bírósági pere (a híres *hockey schtick* ügy **[166]**, **[167]**) szintén nem a tudományos konszenzus bizonyítékai, *Miskolczi* **[174]**.

Ha a fentiek nem képeznek tudományos vitaalapot, érdeklődéssel várjuk Hetesi, esetleg számszerű részleteket is tartalmazó, kerek tudományos magyarázatát, amely túlmegy Áder János, Kőrösi Csaba és Greta Tünberg általános és primitív elképzelésein. Michael Kelly professzor (az Angol Királyi Társaság Tagja) szerint:

"*...Don't take another's word for it; check it out for yourself...*" ,

azaz, ahelyett, hogy másokat ismételgetünk, győződjünk meg magunk a tudományos igazságról, *Kelly* **[168]**. Tehát szilárd, tudományos elméleti magyarázatot, és empirikus bizonyítékokat várunk az 52. ábrán látható, viszonylag szabályosan növekvő CO_2 koncentráció és a globális átlagos felszínhőmérséklet változásai között.

Persze nem csak néhány szórványos cikket lehet idézni a klímaváltozás tornyosodó elméleti problémáiról, *Monckton* **[130]**. A hírekben az is olvasható, hogy a Koppenhágai klímacsúcson 17 országból 140 klímatudós az International Climate Science Coalition (ICSC) '*Copenhagen Climate Challenge*' néven közismert dokumentumában kérdőjelezi meg az IPCC szavahihetőségét, *ICSC* **[88]**.

Az üvegházhatáson alapuló globális felmelegedés két híres prófétája (J. Hansen és A. Lacis) már 1990-ben elismerte, hogy rengeteg üvegházhatással kapcsolatos elméleti és technikai problémát kell még megoldani ahhoz, hogy használható, tudományosan megalapozott képet alkothassunk az üvegházhatás jelenségéről. *Hansen* és *Lacis* **[151]** 1990-es NATURE cikkében tett kijelentését érdemes szó szerint is idézni:

"*it is clear that, contrary to recent advice delivered to the US administration, the scientific issues will not be settled in 3-5 years. Also, bigger compu-*

ters, by themselves, will contribute little to our understanding of these problems ".

Magyarul, a szerzők a tudományos kulcs-kérdések megoldására 1990-ben optimista módon 3-5 évet becsültek. Úgy néz ki tévedtek vagy harminc évet, és a politikusok legnagyobb bánatára még ma sem beszélhetünk konszenzusról. A globális felmelegedéssel foglalkozó tudomány súlyos problémairól *Gould* **[152]** cikkéből tudhatunk meg további részleteket. Szarka László akadémikus 2019. szeptember 17.-i székfoglaló előadásában kitűnő tematikus összegzést adott a klímaváltozás szerteágazó problémaköréről, rámutatva a CO_2 üvegházhatás terén a média által hirdetett konszenzus szemlélet tarthatatlanságára,**[20]**.

Annak semmi értelme, hogy tudományos folyóiratokban vitatkozzunk olyasmin, amit valaki indoklás nélkül elfogad, vagy hisz, de nem igazán tud, mert nincsenek saját számítási eredményei és nem tudja mások eredményeit számszerűen ellenőrizni. A politikusok és korrupt klímatudósaik által elvesztegetett milliárdok után (amiről ugye nem illik beszélni), az üvegházhatás és annak elméleti megalapozása világszerte még mindig a vita tárgya, *Lehr* és *Harris* **[91]**.

Az egyedüli elméletnek nevezhető kvantitatív megközelítése az üvegházhatásnak a Miskolczi Greenhouse Theory (MGT) (*Arrak* **[82]**, *Marquis Who's Who* **[169]**) amely teljes mértékben reprodukálja az empirikus elvárásokat. MGT nem egy lezárt, tökéletesen kidolgozott, a végtelen bonyolultságú planetáris klíma mindent kérdését megmagyarázó elmélet. Az MGT célja a Földi üvegházhatás fizikai alapjainak egyre pontosabb megértése és a planetáris sugárzási klímára gyakorolt hatásának a számszerű, tapasztalattal megegyező leírása.

Az üvegházhatás definíció szerint globális jelenség, így a disszipatív rendszer dinamikájától függő lokális vagy regionális klímaváltozás nem tárgya semmilyen üvegház elméletnek.

Szerencsére alkalmas sugárzásátviteli számítógép programok és a manipulálatlan globális rádiószondás adatbázisok létezése tág teret nyújt az üvegház hipotézisek vagy az MGT numerikus ellenőrzésére. A továbbiakban az erre vonatkozó kutatásaink fontosabb eredményeit részletezzük.

Megfigyelt légköri szerkezetek és sugárzási fluxusok

Globális sugárzási klíma

Szűkebb értelemben sugárzási klímán a Föld-légkör rendszerre jellemző hosszúidejű globális átlagos vertikálisan felfelé és lefelé haladó sugárzási fluxusok együttesét értjük.

A globális klímaváltozás értelemszerűen az átlagos fluxusszerkezetben beálló permanens változást jelent. Itt az *átlagos* és *permanens* terminológia használata megkívánja a vizsgált jelenség időbeli lefolyásával konzisztens időintervallumok precíz definiálását.

Nem szabad elfelejteni, hogy az IR sugárzási tér és a hőmérsékleti mező kölcsönösen egyértelműen meghatározott. A sugárzási fluxus-komponensek kiszámításához elsősorban egy realisztikus globális átlagos légköri szerkezet szükséges, amely általában több ezer rádiószondás mérést tartalmazó globális adatbázisból, ésszerű területi-, és idő-átlagolással nyerhető, *Miskolczi* **[23]**, *Ollila* **[127]**. Rádiószondás adatok globális területi- és idő-átlagolásának általános elveivel *Durre* és *Yin* **[132]** *és Chevallier et al.* **[128]** publikációja foglalkozik.

A 27. ábrán az általunk használt GAT légkör és a népszerű USST76 vertikális hőmérsékleti és vízgőz szerkezetét hasonlítjuk össze. A USST76 légkör a 0-90 *km* tartományban hat önkényesen definiált szegmensből álló mesterséges konstrukció. A GAT és USST76 jelentősen különböznek mind a hőmérsékleti mind a vízgőz eloszlásokban.

A USST76 izotermikus sztratoszférája a valóságban nem létezik, a sztratoszférikus minimum hőmérséklet majd tíz fokkal magasabb, mint a globális átlag. A USST76 légkör vízgőztartalma fele a globális átlagnak, holott − mint tudjuk − a legfontosabb üvegházgáz a vízgőz. A vízgőz oszlopmennyiségek: $w_{GAT} = 2,61246$ *prcm*, $w_{US} = 1,43333$ *prcm*. A felszíni forrásfüggvényből számított sugárzási hőmérsékletek szintén lényegesen különböznek: $t_{S,GAT} = 286,06\,K$, $t_{S,US} = 288,2\ K$. A fenti különbségek miatt a USST76 légkör alkalmatlan a Föld sugárzási klímájának planetáris szinten történő tanulmányozására, és a használatával készített globális energiamérlegeknek nem sok tudományos értéke van.

A második elengedhetetlen követelmény a légköri szerkezetet feldolgozó, spektrális szférikus refraktív átbocsátási függvények számítására alkalmas nagypontosságú sugárzásátviteli szoftver. Az általunk használt HARTCODE numerikus pontosságára jellemző, hogy a számított sugárzási fluxusokban konzisztensen tudja reprodukálni 1 *ppm* változást a CO_2 oszlopmennyiségében. A H_2O, CO_2 tartalomra, és a hőmérsékletre vonatkozó részletes érzékenységi vizsgálatokat a **[23]** publikáció tartalmaz.

Sugárzási fluxus komponensek

Mint említettük, a Földi klíma feltételezi egy adott (átlagos) magassághoz és felhőfedettséghez rendelhető kiterjedt globális átlagos felhőzet létezését. A felhőzet által képviselt diszkontinuitás három, nem feltétlenül összefüggő, de jól elhatárolt régióra osztja az IR sugárzási mezőt. A három régiót és a bennünket érdeklő fluxus komponensek definícióját a 28. ábrán mutatjuk be.

A piros szín a felhőtlen, sötétkék a felhőzet feletti, zöld pedig a felhőzet alatti területeket jelöli. Az átbocsátott, abszorbeált, felfelé és lefelé haladó fluxusok a három régióban a következők (az ábrán a nyilak a sugárzás haladási irányát jelölik):

1. piros tartomány: S_T, A_A, E_U, E_D, S_U;

2. kék tartomány: S_T^C, A_A^C, E_U^C, E_D^C, S_U^C;

3. zöld tartomány: S_T^{Cu}, A_A^{Cu}, E_U^{Cu}, S_U, (felfelé haladó sugárzás);
   S_T^{Cd}, A_A^{Cd}, E_D^{Cd}, S_D^C, (lefelé haladó sugárzás).

A jobb oldalon, a tartományok határán kilépő fluxusokat (OLR^A, S_U^C, S_D^C, és S_U) feketével jelöltük. A régiókból távozó fluxusok fenti felosztása nem új keletű, hasonló klasszifikációval találkozhatunk *O'Brien* és *Stephens* **[141]** munkájában. A felhőfedettséget és felhőtető magasságát világoskék vízszintes vonal jelöli. A szférikus geometriát oly módon vettük figyelembe, hogy a fluxusok referencia magasságát a felső határon $z_T = 70,0$ *km*-nek, az alsó határon és a belső határfelületeken $z_G = 0$ *km*-nek választottuk. A sugárzási egyensúlyi felhőfedettség $\beta = 0,6618$ és a felhőtető magassága $h^C = 1,9166$ *km*.

A három régióra vonatkozó számszerű sugárzási fluxusok az egységnyi felületre számított értékek megfelelő, $1-\beta$ (derült) és β (felhős) állandók súlyozásával kaptuk. A derült és a felhőzet alatti fluxusokra definíció szerint az alábbi összefüggéseknek feltétel nélkül, mindig teljesülni kell: $OLR = S_T + E_U$, $OLR^C = S_T^C + E_U^C$, $OLR^{Cu} = S_T^{Cu} + E_U^{Cu}$ és $OLR^{Cd} = S_T^{Cd} + E_D^{Cd}$.

Terminológiánk szerint a légkört bármerre elhagyó sugárzást kimenő hosszú hullámú sugárzásnak tekintjük. Például 70 *km* magasságban (a felső határon) kimenő összes hosszú hullámú sugárzást a (46) összefüggés adja meg. A HARTCODE szoftver fluxusainak referencia magassága a földfelszín, így a gömbi geometria miatt a (46) egyenletet ki kell egészíteni egy sc szférikus korrekciós faktorral: $OLR^A = (OLR(1-\beta) + OLR^C\beta)\, sc$. A sugárzási fluxusok légkör tetejére történő konverzióját egy korrekciós faktorral érhetjük el: $sc \approx R_E^2 / (R_E + z_T)^2 = 0,97838$, ahol $R_E = 6371000$ *m* a Föld sugara.

A felfelé és lefelé haladó fluxusok szférikus korrekciója 35,79 km magasságban megegyezik, ahol $sc \approx 0,989403$. A pontos korrekciók számításához a refrakciót is figyelembe kell venni. Látható tehát, hogy gondosan oda kell figyelni a numerikus adatokra, amikor a CO_2 üvegházhatásának veszedelmes voltát bizonyítandó energiamérleg posztereket készítünk, vagy hasonlítunk össze.

Az időben stacionárius állapot (hosszúidejű átlagokról van szó) következtében a 28. ábra három régiójának egyikében sem halmozódhat fel direkt sugárzási energia. A fázishatárokon keresztül azonban látens hő formájában korlátlan sugárzási energia tárolódhat, illetve távozhat el (mint ahogyan ez a valóságban végbe is megy).

A planetáris sugárzási egyensúly szükséges és elégséges feltétele a globális átlagos légköri szerkezet létezése és az átlagos derült és felhős területek külön-külön létező sugárzási egyensúlya.

Vannak, akik megkérdőjelezik a hőmérsékleti és sugárzási mező térbeli és időbeli globális átlagolásának helyességét (ld. *Reményi* **[64]**, *Kramm* és *Dlugi* **[121]**). Ilyen vélemények lényegében a klímatudomány egészének értelmét kérdőjelezik meg, ami nem helyénvaló, hiszen az emberiség léte (illetve jóléte) az átlagos klíma változásaitól függ. A. P. Smith (American Physical Society) részletes számításokkal bizonyította, hogy: "*Egy bolygó átlagos felszínhőmérséklete a bolygó forgásától és a légkörének üvegházgáz tartalmától függetlenül egyértelműen definiálható*", *Smith* **[19]**. Például, asztrofizikai tankönyvek egyenletei szerint bolygónk aktív felszínének átlagos sugárzási hőmérséklete 278,63 *K*, amely majdnem tökéletesen megegyezik a rádiószondákkal mérhető 278,68 *K* empirikus felszín-hőmérséklettel: $(F_0 / 4 / \sigma)^{1/4} \approx (S^A / \sigma)^{1/4}$. Törekedni kell tehát a klíma átlagos fizikai paraméter-változásainak megismerésére és a változások törvényszerűségeinek feltárására. Annak ellenére tehát, hogy − a kétszintes sugárzási szerkezet miatt − a fenti átlaghőmérséklethez nem rendelhető egy jól definiált szilárd vagy cseppfolyós felszín, nem tagadható e hőmérséklet létezése és a sugárzás energetikájához kötődő fizikai tartalma. Véleményünk szerint minden fizikai klíma paraméternek létezik matematikai értelemben vett területi és időbeli átlaga, csak éppen az átlagok interpretálása sokszor nem triviális.

Szimulációs eredmények

Az 28. ábrán bemutatott számításainknak legfontosabb eredménye a feltételezett planetáris sugárzási egyensúly létezésének szilárd empirikus alapon történő bizonyítása. A 11. táblázatban közölt empirikus, − a GAT légkörhöz tartozó τ-ból számított – 10 különböző RTF és a sugárzási egyensúlyhoz tartozó elméleti RTF^T függvények gyakorlatilag megegyeznek. Látható továbbá, hogy kétszintes planetáris sugárzási szerkezet esetére érvényesek a $\beta^T \equiv f^T \equiv V^T$ azonosságok.

A β segítségével lehetőség nyílik a derült és felhős planetáris fluxusok közvetlen kiszámítására. A kulcsfontosságú fluxus komponensekre − a 28. ábrával összhangban − a következő eredményeket kaptuk (W/m^2):

$$OLR^A = ((1-\beta)(S_T + E_U) + \beta(S_T^C + E_U^C))sc = 238,94\,, \tag{70}$$

$$S_U^A = (S_U(1-\beta) + S_U^C\beta)sc = 341,98\,, \tag{71}$$

$$G^A = S_U^A - OLR^A = ((S_U - OLR)(1-\beta) + (S_U^C - OLR^C)\beta)sc = 103,04\,. \tag{72}$$

A derült földfelszínre és a felhőtetőre vonatkozó ÜN-ok: $g = G/S_U = 0,3368$, és $g^C = G^C / S_U^C = 0,280627$. Habár a $g^A = G^A / S_U^A$ planetáris ÜN a (70,71) egyenletekből egyszerűen meghatározható, a g^A nem számolható közvetlenül a g és g^C felhőzettel való súlyozásával. A g, és g^C-t tartalmazó függvény meglehetősen bonyolult (ld. **[4]**):

$$g^A = g / (1+\beta S_U^C / (1-\beta) / S_U) + g^C / (1+(1-\beta)S_U / \beta / S_U^C) = 0,3013\,. \tag{73}$$

A légkör tetején sugárzási egyensúly esetén elméletileg teljesülni kell a $\alpha_B \equiv g^A = G^A / S_U^A$ azonosságnak. A derült földfelszínen a sugárzási egyensúly és a légköri Kirchhoff törvény előírja a fluxus emisszivitás, ε, és a − később részletezendő − anizotrópia faktor, ε_A, egyenlőségét: $\varepsilon = \varepsilon_A = E_D / A_A = 0,96515341$. A (30,31,33) egyenletekből könnyen meghatározhatunk egy empirikus átlagos napállandót, F_0^{obs}, amelyből a SW F_E, F_A, és F_R fluxusok konzisztensen számolhatóak:

$$F_0^{obs} = 2(S_U^A + OLR^A / (1-g^A)) = 1367,911\,. \tag{74}$$

A (70-74) egyenletekben szereplő változók numerikus értékei kizárólag rádiószondás merésekből és HARTCODE LBL szimulációkból származnak, és nem tartalmaznak semmiféle (empirikus) korrekciót. A (74) F_0^{obs} lokális napállandóját használva, teljesülnek a

$$g^A = \alpha_B\,,$$

$$OLR^A = F_A\,,$$

$$S_U^A = F_E \text{ és}$$

$$G^A = F_R \tag{75}$$

egyenlőségek. Az $\varepsilon = \varepsilon_A$ használatával az 5. táblázatban listázott összes üvegház paraméter pontosan reprodukálható. A fenti tények a rendszer sugárzási egyensúlyának empirikus bizonyítékai.

Az 28. ábra alapján kiszámíthatjuk a határrétegekről kiinduló légkörben abszorbeálódott összes IR sugárzási energiát, valamint a felhőzet által felfelé és lefelé emittált sugárzások összegét (Wm^{-2}):

$$A_{TOT} = A_A + A_A^C + A_A^{Cu} + A_A^{Cd} = 653{,}83\,, \tag{76}$$

$$S_{TOT}^C = (S_U^C + S_D^C)sc = 653{,}89\,. \tag{77}$$

(76, 77) szerint a felhőalap és felhőtető együttes kisugárzása egyenlő az abszorbeált IR sugárzások összegével (h^C magasságban $sc = 0{,}97941$). A (76, 77) világosan mutatja az $A_{TOT} = S_{TOT}^C$ empirikus egyenlőséget, amely újabb bizonyítéka annak, hogy a teljes légköri IR abszorpciót nem az üvegházgázok mennyisége, hanem a felhőzet IR emissziója határozza meg, (ami egyébként zárt planetáris hidrológiai ciklust feltételezve könnyen érthető).

Az OLR^A 69 %-a a légkörtől származik, 31 %-a pedig a földfelszín és a felhőtető járuléka. Ellentétben az irodalomban található komolytalan állításoktól (*Costa* és *Shine* **[26]**) a légkör által átengedett összes sugárzás több mint 70 %-a a felhőtetőtől származik: $S_T^A = 72{,}92$ és $S_T^C = 53{,}58$ Wm^{-2}. Sajnos a népszerű **[9]**, **[35]** globális energiamérlegeknél a felhőzetre vonatkozó adatok hiánya miatt nem lehet a derült sugárzási fluxusokra egyértelműen következtetni.

Az APF-hez tartozó spektrális fluxusok a 29. ábrán, az üvegházfaktor spektrális eloszlása pedig a 30. ábrán látható. A 29. ábrán a fekete pontozott vonal a spektrális OLR_ν^A átlagos színhőmérséklethez tartozó effektív Planck függvény. A $B(t_A) \approx B(t_E^{bt})$ jelzi, hogy − ellentétben a bejövő napsugárzással − az OLR^A maximális entrópiájú sugárzás.

Emisszivitások

Az (51) egyenlet levezetésénél az alsó határfelületen a sugárzási mező kétoldali izotrópiája (a levezetés egyszerűsítését szolgáló) explicit feltevés volt. A felszíni sugárzási egyensúly kialakulásánál (a légkör inhomogén lesugárzása miatt) figyelembe kell venni a légkör anizotrópiájától származó szférikus emisszivitást (más néven anizotrópia vagy izotrópia faktort). A szférikus emisszivitás definíciója az $\varepsilon_A = E_D / E_{D,I}$ arány, ahol $E_{D,I}$ a $z_G = 0$ magasságban lefelé haladó izotróp sugárzás, (amely a felszín izotróp felsugárzásának abszorpciójától származik).

Az $E_{D,I}$ kiszámításánál ügyelni kell arra, hogy a sugárzásátviteli programok a helyi transzmissziókat a lokális forrásfüggvény alapján az eredeti hőmérsékleti eloszlásból számolják, így egyszerű t_S sugárzási hőmérsékletű izotermikus légkör nem alkalmas az $E_{D,I}$ pontos meghatározására. Az E_D, $E_{D,I}$ (Wm^{-2}) és az $\varepsilon_A = E_D / E_{D,I}$ numerikus értékei:

$$E_D = 309{,}9286 \ , \qquad E_{D,I} = 321{,}11845 \ , \tag{78}$$

$$\varepsilon_A = E_D / E_{D,I} = E_D / A_A = 0{,}96515341 \ . \tag{79}$$

Itt kihasználtuk az $E_{D,I} \equiv A_A$ matematikai azonosságot *Miskolczi* **[23]**. Sugárzási egyensúly esetén, a korábban már említett ε fluxus emisszivitásnak meg kell egyezni az ε_A szférikus emisszivitással, hiszen a felszín t_G termodinamikai hőmérsékletének pontosan kell beállítani az egyensúlyi t_S sugárzási hőmérsékletet (azaz egy termodinamikai hőmérséklethez nem tartozhat kétféle sugárzási hőmérséklet):

$$t_G = t_S / \varepsilon_A^{1/4} = 288{,}61252 \ . \tag{80}$$

Felszíni energiamérlegek becslésénél gyakran használatos a sugárzásmérőkkel közvetlenül mérhető $\varepsilon_0 = E_D / S_U$ égbolt emisszivitás. Az ε_0 égbolt emisszivitás az A fluxus abszorpción keresztül kapcsolható a szférikus emisszióhoz. :

$$A = 1 - \exp(-\tau_A) = 0{,}84574201 \ , \tag{81}$$

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_A A = 0{,}81627079 \ . \tag{82}$$

A sugárzási energiaáramok pontos leírására szükséges még bevezetni a felszín valódi ε_B fluxus emisszivitását. Az ε_B emisszivitás a határréteg nem sugárzással történő energiacseréjének a figyelembevételére szolgál. ε_B-t egy skaláris, iránytól független globális átlagos paraméternek tekintjük, amely csak a rendszer dinamikájától függ. Sugárzási egyensúly esetén, (rögzített ε_A mellett) az $S_U(1-\varepsilon_B)$ felszíni izotróp felsugárzás változásait a rendszernek kompenzálnia kell az E_D lesugárzás reflektált részével.

A globális átlagos ε_B olyan értéket vesz fel, amely biztosítja, hogy a felszín virtuális feketetestként sugároz, és pontosan kielégíti a fluxusokra vonatkozó Kirchhoff törvényt:

$$E_D / A = \varepsilon_B S_U + (1-\varepsilon_B) E_D \ , \tag{83}$$

$$\varepsilon_B = (E_D S_T / A_A) / (S_U - E_D) = \varepsilon_A T / (1 - \varepsilon_0) = 0{,}81033724 \ . \qquad (84)$$

A (84) egyenlet a (83) egyenlet ε_B-re történő megoldása. Az emisszivitásokra egzaktul érvényesek az alábbi, többnyire triviális, de hasznos azonosságok:

$$1 = \varepsilon_0(\varepsilon_B - 1)/\varepsilon_B + \varepsilon_A/\varepsilon_B = \varepsilon_A A + (\varepsilon_A/\varepsilon_B) T = T(1/\varepsilon_B - 1)/(1/\varepsilon_A - 1) \ , \qquad (85)$$

$$\tau = -\ln(\varepsilon_B(1-\varepsilon_0)/\varepsilon_A) = -\ln(\varepsilon_B/\varepsilon_A - \varepsilon_B A) \ , \qquad (86)$$

$$A/T = \varepsilon_B^{-1}(\varepsilon_A - \varepsilon_B)/(1-\varepsilon_A) \ . \qquad (87)$$

A fentiek szerint az ε_0, ε_A, és ε_B globális átlagos emisszivitások − hasonlóan a később részletezendő τ^T elméleti fluxus optikai vastagsághoz − a földi klíma konzervatív paraméterei. A *konzervatív* kifejezés alatt itt azt értjük, hogyha az átlagos τ állandónak bizonyul, akkor az összes belőle származtatható fizikai paraméter is állandó.

Az ε_A, ε_B emisszivitások és az A_A abszorpció függvényében felírhatjuk a felszín sugárzási hőmérsékletével konzisztens fluxussűrűséget is:

$$S_U = A_A(1-\varepsilon_B)/(1-\varepsilon_B/\varepsilon_A) \ . \qquad (88)$$

A felületes szemlélő (88)-ból rögtön arra következtethetne, hogyha S_U arányos A_A-val akkor a CO_2 miatt megnövekedett A_A abszorpció majd megnöveli a felszín kisugárzását és sugárzási hőmérsékletét. Ez nem így van. Az $A_A = S_U A = S_U(1-\exp(-\tau))$ definíció miatt (88) nyomban átalakítható az optikai vastagság állandóságát kifejező azonossággá, amelyben a fluxus abszorpció nem szerepel: $\tau = \ln(\varepsilon_A(1-\varepsilon_B)/(\varepsilon_B(1-\varepsilon_A)))$.

A 31. ábrán a TIGR2 szimulációk alapján számított emisszivitásokat mutatjuk be. Az individuális ε_A és ε_B egynél nagyobb értékei talaj közeli hőmérsékleti profil inverziókra utalnak. A konzisztens $\varepsilon_0 < 1{,}0$ miatt a felhőtlen felszín közvetlenül a hosszú hullámú lesugárzástól sohasem melegedhet. A (85) egyenlet (szürke vízszintes vonal) sugárzási energia megmaradást fejez ki, amelyet a planetáris sugárzásátviteli kódoknak − függetlenül a légkör szerkezetétől, illetve annak sugárzási egyensúlyi állapotától − szigorúan ki kell elégíteni. Ez igen hasznos matematikai kifejezés a programok tesztelésére, és az esetleges szerkezeti hibák felderítésére.

A légköri anizotrópiával kapcsolatos fejtegetéseink után kissé meglepődve vettük tudomásul, hogy az anizotrópia $\varepsilon_A = E_D / A_A$ kifejezése a 31. ábra összefüggése alapján kifejezhető a napállandó és a hígítási faktor függvényeként:

$$\varepsilon_A \approx 2^{-1/2}(F_0\sigma^{1/3})^{3/16} = (\sigma F_0^3/256)^{1/16} = \pi_N (E_0/F_0)^{1/16} = \pi_N d_F^{-1/16}\ , \qquad (89)$$

ahol a π_N matematikai állandó értéke: $\pi_N = (\pi/256000)^{1/16} = \pi_D^{1/16} 2^{-1/2}$. A $d_F = (r_0/d_E)^2 = F_0/E_0$ hígítási faktor a Nap felszínéről kiinduló E_0 fluxussűrűség távolság négyzetével fordítottan arányos gyengülését veszi figyelembe, amely végső soron az F_0 napállandóra vonatkozó fizikai kényszert fejez ki. A $\pi_N d_F^{-1/16}$ és ε_A relatív eltérése 1,11×10^{-5} %, így különösebb lelkiismeret-furdalás nélkül a $\pi_N d_F^{-1/16}$ mennyiséget egy ε_A^T-vel jelölt elméleti izotrópia faktornak fogjuk tekinteni, amelynek értéke az $\varepsilon_A^T = 0{,}96515351743$ dimenzió-nélküli szám. Az ε_A és ε_A^T hat tizedes jegyre történő egyezése valószínű plauzibilis, a sugárzási tér izotrópiájával összefüggő elméleti magyarázatot takar. Az ε_A-ból (89) alapján rádiószondás mérésekből kiválóan becsülhető egy empirikus F_0^ε napállandó és ebből egy $t_{E,0}^\varepsilon = (F_0^\varepsilon/(4\sigma))^{1/4}$ empirikus effektív hőmérséklet:

$$F_0^\varepsilon = 2^{8/3}\sigma^{-1/3}\varepsilon_A^{16/3} = 1367{,}951\ Wm^{-2}, \qquad t_{E,0}^\varepsilon = 2^{1/16}\sigma^{-1/3}\varepsilon_A^{4/3} = 278{,}683\ K.$$

Utóbbi két egyenletünkben az ε_A helyett, a szoros egyezés miatt, az ε_A^T-t is használhatjuk. Az ε_A 6-7 tizedes jegyre megadott numerikus értéke több sugárzási entrópia parametrizációban is szerepel, **[32]**.

Felhőzet

A felhőzet a klíma rendszer azon komponense, amely a változó légköri energetikai szituációkra − a légkör tömegének és a rendszer SW és IR fluxus komponenseinek megváltoztatásával − azonnal képes reagálni. A felhőzet feletti légoszlop vízgőz tartalma, (és ezen keresztül az OLR^C) változása visszavezethető a felhőfedettség és felhőtető magasságának változásaira, *Gray és Schwarz* **[125]**.

A felhőzetben lejátszódó fázisátalakulások térbeli korlátlan, szabad, − de a szélmező által meghatározott − mozgása gyakorlatilag biztosítja a felhőtető és a felhőalap állandó sugárzási egyensúlyát. A globális átlagos fluxus komponensek magassággal történő változásait a 37. ábra szemlélteti. A fekete körrel jelzett pontban a légköri Kirchhoff törvény értelmében a felhő feletti légoszlopból a felhőtetőre érkező (és ott abszorbeáló) SW sugárzásnak egyenlőnek kell lenni a felhőtakaró feletti légkört elhagyó kimenő hosszú hullámú sugárzással: $OLR^C = S_T^C + E_U^C = E_D^C$. A fekete körrel jelzett ponthoz

tartozó h^C magasságot tekintjük a sugárzási egyensúlyban levő felhőtető átlagos magasságának.

A fenti kritériumnak számos egyéb megfogalmazása is lehetséges. A felhőtető feletti légkörben abszorbeálódott IR felhőtető sugárzás kizárólag a derült területek felett hagyhatja el a rendszert, így például az $OLR = A_A^C$ feltétel ekvivalens az $OLR^C = E_D^C$ feltétellel. Az $OLR = A_A^C$ feltétel teljesülését a rendszer dinamikája (turbulens keveredés, advekció) biztosítja.

A felhőtető magassága tehát az a karakterisztikus geometriai magasság, ahol az $OLR^C = E_D^C$ egyensúlyi állapot létrejön, *Miskolczi* **[4]**, 11. oldal, *Miskolczi* **[15]**, 20. oldal. A felhőtető sugárzási egyensúlyát kihasználva a h^C egyensúlyi felhőtető magasságot az $E_D^C(h^C) = OLR^C(h^C)$ egyenlet iterációval történő megoldása adja.

A h^C felhőfedettség és α_B Bond albedó meghatározása a 23. ábrán már vázolt, (63, 64) egyenleteken alapuló többváltozós optimalizációs probléma megoldását igényli, *Miskolczi* **[4]**. A 23. ábra alapján meghatározott β felhőfedettség gyakorlatilag egyenlő a τ^T elméleti fluxus optikai vastagsághoz tartozó f^T transzferfüggvénnyel, következésképpen az optimalizácó eredményeképpen kapott α_B albedó a sugárzási egyensúlyhoz tartozó elméleti Bond albedónak is tekinthető: $\alpha_B^T = 0{,}301290611$.

A $\beta = f(\tau)$ egyenlet szerint a felhőfedettség függvénye a fluxus optikai vastagságnak. A GAT légkörre kapott empirikus $\beta^{obs} = f(\tau) = 0{,}6615$ és az elméleti f^T relatív eltérése mindössze -0,044 %. Sugárzási fluxusainkból a Bond albedóra és a felhőzöttségre vonatkozó egyenletek tökéletesen reprodukálják az α_B és β értékeit: $\alpha_B = 1 - OLR^A / S_U^A = 0{,}3013$, $\beta = (S_U^A / sc - S_U) / (S_U^C - S_U) = 0{,}6615$. A felhőtetőről felfelé és lefelé kiinduló sugárzást a vertikális hőmérsékleti eloszlásból a SB törvény alapján határoztuk meg: $S_U^C = S_D^C = \sigma t^4(h^C) = 333{,}82$ Wm^{-2}. A 23. ábra szerint a felhőzöttségre kapott elméleti eredményünk és a GAT β jól egyezik a műholdas felhőklímatológiai adatokkal, *Schmidt et al.* **[28]**.

A sugárzási egyensúlyi felhőzet meghatározó szerepet játszik a $\Delta t_{A,G}$ ÜH kialakulásában. A már említett $OLR = A_A^C = S_U^C(1 - T^C)$ összefüggés értelmében a felhőzet felett elnyelt A_A^C és a derült OLR megegyezik, következésképpen, a $\Delta t_{A,G} = (A_A^C / (f \varepsilon_A \sigma))^{1/4} - t_A = 33{,}81$ K is megegyezik az 5. táblázatban szereplő $\Delta t_{A,G} = t_G - t_A = 33{,}82$ K ÜH értékkel.

Igen fontos konklúzióként ki kell jelentenünk, hogy a klimatológus gyakorlatban definiált Földi üvegházhatás direkt oka a felhőzet létezése. Energetikai szempontból a kondenzálódó üvegházgázok egyedüli szerepe a felhőzet

létrehozása, és az albedó függvényében a planetáris kvázi-stacionárius sugárzási egyensúly beállítása. Állami intézkedésekkel ezen nem lehet változtatni.

Napállandó

A klimatológus gyakorlatban a napállandó a Nap- Föld átlagos távolságára normált felszíni és műholdas mérésekből meghatározott, a légkör felső határára érkező empirikus sugárzási fluxus. Köztudott, hogy a Nap luminozitása, felszíni emissziója, sugara, és a naprendszer súlypontjának pozíciója folyamatosan, kisebb-nagyobb mértékű változásnak van kitéve, aminek kimutatható hatása van a Föld globális klímájára, *Shapiro et al.* **[103]**, *Scafetta* **[99]** *Scafetta et al.* **[117]**, *Kroll et al.* **[104]**, *Douglas et al.* **[123]**, *Ermolli et al.* **[118]**.

Az évtizedek óta folyamatosan megfigyelt napállandó mérések nem konvergálnak egy jól meghatározott időben állandó értékhez, így az aktuális napállandónak nevezett mennyiség egy nominális, megegyezésen alapuló érték, amit időről időre − az éppen legmegbízhatóbbnak elfogadott mérések függvényében − különböző értéknek deklarálnak. Irodalmi hivatkozásokban leggyakrabban 1368 Wm^{-2}-hez közeli értékek fordulnak elő, **[123]**. Az utóbbi 30 év műholdas missziói alapján mért napállandók kitűnő összefoglalását találjuk *Kopp* és *Lean* **[29]** munkájában.

Érdekességként megjegyezzük, hogy a 2010-ben frissített NASA adatok szerint a napállandó 1367,6 Wm^{-2}, a Bond albedó pedig 0,306, *NASA* **[8]**. A jelenleg terjesztett NASA energiamérlegben a 2010-es adatokhoz képest a napállandót 1361,6 Wm^{-2}-re, a Bond albedót pedig 0,293-ra csökkentették *NASA* **[9]**. A fenti asztronómiai paraméterek együttes csökkentése újabb 3,2214 Wm^{-2} extra abszorbeált napsugárzást szolgáltatott a klímaszakértőknek. A NASA szerint ebből az extra abszorbeált energiából csak 2,621 Wm^{-2} energiát sugároz ki Föld, így különösebb feltűnés nélkül pontosan előáll a 0,6=3,221 - 2,621 Wm^{-2} (a CO_2 üvegházhatására kent, a világóceánokban eltűnő és a klímahisztériára alapot adó) hosszú hullámú planetáris sugárzási deficit.

Lévén, hogy az individuális napállandó és Bond albedó mérések egyszerű átlagolása értelmetlen, könyvünkben az 1975-2005 időtartamra vonatkozó *empirikus* napállandónak a mért spektrális napállandókból (*Chance* és *Kurucz* **[30]**, *Berk et al.* **[31]**) számított minimális $F_0^{\min} = 1359{,}7\ Wm^{-2}$ és maximális $F_0^{\max} = 1376{,}2\ Wm^{-2}$ napállandók átlagát tekintjük: $F_0 = (F_0^{\min} + F_0^{\max})/2 = 1367{,}95\ Wm^{-2}$. A légkör tetején átlagosan rendelkezésre álló napsugárzás $F_{E,0} = F_0/4 = 341{,}9875\ Wm^{-2}$. F_0 alapján a Nap felszíni emissziója $E_0 = F_0/d_F = 6{,}31979\times10^7\ Wm^{-2}$, és luminozitása $L_0 = 4r_0^2\pi E_0 = 3{,}847078\times10^{26}\ Js^{-1}$. Itt $d_F = (r_0/d_E)^2 = 2{,}1645\times10^{-5}$ a hígítási

faktor, $r_0 = 6{,}96\times10^8$ m a Nap sugara, és $d_E = 1{,}496\times10^{11}$ m a Nap- Föld távolság. A megfelelő feketetest hőmérsékletek: $t_{E,0} = (F_{E,0}/\sigma)^{1/4} = 278{,}683$ K, $t_0 = (F_0/\sigma)^{1/4} = 394{,}117$, K és $t_{0,S} = (E_0/\sigma)^{1/4} = 5778{,}07$ K. Egyetemi jegyzetekben néha kissé különböző $t_{0,S}$ értékek is előfordulhatnak, (ld. $5779\pm4{,}5$ K, *Cox* **[107]**). Az empirikus Bond albedót rádiószondás mérésekből az $\alpha_B = 1 - OLR^A / S_U^A = 0{,}3013$ egyenletből határoztuk meg. Természetesen fennáll a már említett $\alpha_B = g^A = 0{,}3013$ egyelőség is.

Spektrális mérések alapján a Nap nem egy termikus egyensúlyban levő csillag, a specifikus intenzitásokból számított átlagos színhőmérséklet $t_{0,S}^B = 5485{,}36$ K. $t_{0,S}^B$ jelentősen különbözik a Nap $t_{0,S} = 5778{,}07\,K$ feketetest hőmérsékletétől. A részleteket 32. ábrán szemléltetjük. $b_\nu(t_{0,S})$ és $t_{0,S}$ (piros) görbék a kékkel jelölt specifikus intenzitás mérésekhez illesztett Planck függvények, és a hozzájuk tartozó $t_{0,S}$ ekvivalens feketetest hőmérsékletek. Zöld színnel a $t_{0,S}^B$ átlagos színhőmérsékletet és a hozzátartozó $b_\nu(t_{0,S}^B)$ ekvivalens specifikus intenzitást jelöltük. Néhány karakterisztikus paraméter számszerű értékét mutatjuk be a 6. táblázatban. Az átlagos színhőmérsékletek ~5% különbsége és az integrális fluxusokban mutatkozó ~19 % eltérés némi magyarázatra szorulna, mielőtt a napsugárzást ideális feketetest sugárzónak tekintjük. A 32. ábra szerint nem megalapozott a klimatológusok azon feltételezése, hogy a SB törvény alkalmas a klíma napállandó változásaira vonatkozó érzékenységének becslésére.

Összehasonlításul, a 48. ábrán a Föld OLR^A effektív ekvivalens hőmérséklete és átlagos színhőmérséklete látható. Ellentétben a 32. ábrán bemutatott Nap spektrummal, a Földet elhagyó OLR effektív hőmérséklete és színhőmérséklete 0,09 %-on belül megegyezik, ami, mint ahogy említettük, a maximális entrópiájú sugárzás jellemzője.

A (47) alapján, az APF rádiószondákból, a felhőzet figyelembevételével számított sugárzási hőmérséklete $t_{S,APF} = 278{,}68\,K$ kitűnő egyezésben van az asztrofizikai jegyzetekből jól ismert $t_{E,0} = (16\pi\sigma d_E^2 / L_0)^{-1/4} = 278{,}683\,K$ összefüggésből számított sugárzási felszínhőmérséklettel. A tapasztalati (rádiószondás) napállandó szintén jól egyezik a fentebb már definiált F_0 értékkel: $F_0^{obs} = 2(S_U^A + OLR^A/(1-g^A)) = 1367{,}911$ Wm^{-2}.

Praktikus szempontok indokolják egy hosszú időtartamra vonatkozó referencia napállandó definiálását. Erre felhasználhatjuk azt az empirikus tényt, hogy a jelenleg használatban levő különböző F_i napállandók és a hozzájuk tartozó SB törvényből számítható sugárzási hőmérsékletek aránya közel egységnyi: $r_{i,j} = F_i / ((\pi_D F_i / d_F)/\sigma_j)^{1/4} \approx 1$ $Wm^{-2}K^{-1}$. Itt σ_j az évtizedek során kissé különbözőnek deklarált SB állandó. A 12. táblázatban öt külön-

böző, az irodalomban gyakrabban használatos F_i napállandó és az utóbbi ötven évben publikált öt különböző σ_j SB állandót használva az $r_{i,j}$ arányokat mutatjuk be. A táblázat első öt sorának és oszlopának adatai nagyon közel esnek az egységhez, a 25 $r_{i,j}$ értékből képezett $\Delta r_{i,j} = r_{i,j} - 1,0$ eltérések átlaga $\Delta \overline{r}_{i,j} = -8,15442 \times 10^{-4}$. A napállandó 30 éves változékonyságát és a napállandó mérések pontatlanságát figyelembe véve teljesen jogosnak tekinthető az feltételezés, hogy egy hipotetikus F_0^T elméleti napállandó esetén az $F_0^T / ((\pi_D F_0^T / d_F) / \sigma)^{1/4}$ arány pontosan egységnyi:

$$F_0^T / ((\pi_D F_0^T / d_F) / \sigma)^{1/4} = 1 . \qquad (90)$$

A (90) egyenlet F_0^T-re történő megoldásához szükséges még a σ SB állandó, vagy az (1) Planck függvényben szereplő $c_{2,\nu}$ és $c_{1,\nu}$ sugárzási állandók megválasztása. Az utóbbi 15 évben számtalan szimulációban használtuk az − abban az időben legpontosabbnak feltételezett − $c_{1,\nu} = 1,438786$ K/cm^{-1} és $c_{2,\nu} = 1,1909596 \times 10^{-5}$ $Wm^{-2}sr^{-1}$ értékeket. Könyvünkben a σ SB állandónak a $\sigma = c_{2,\nu} c_{1,\nu}^{-4} \pi_C$ egyenletből számított $\sigma = 5,669833697 \times 10^{-8}$ $Wm^{-2}K^{-4}$ értéket fogadtuk el. A HARTCODE szimulációs eredmények visszamenőleges korrigálásának, az időről időre változó, kissé különböző $c_{2,\nu}$ és $c_{1,\nu}$ miatt − numerikus pontossági korlátok miatt − semmi értelme sincs. A fenti állandókkal a (90) egyenlet megoldása:

$$F_0^T = (\pi_D / d_F / \sigma)^{1/3} = c_M \, d_F^{-1/3} = 1367,9514 \quad Wm^{-2}. \qquad (91)$$

Megjegyezzük, hogy a (89) egyenletek érvényessége a (90) egyenlet egyszerű algebrai átrendezésével könnyen belátható. A (90) egyenlet elméleti megalapozása a Planck függvény fluxussűrűségére és hőmérsékletre vonatkozó − a már említett − dualitására vezethető vissza, (ld. 6. táblázat $B(\overline{t}_\nu)$ és $\overline{t}_\nu$). Az 5. mellékletben leírt részletes elméleti megfontolásaink alapján a Nap luminozitása, felszíni emissziója és a napállandó az $F(d) = c_M d_E^{8/3} r_0^{-2/3} d^{-2}$ összefüggésből számítható. Itt $F(d)$ Wm^{-2} a sugárzási fluxus, d a Nap centrumától mért távolság méterben, és c_M a duális entrópia állandó. A SB törvényt alkalmazva az új $F(d)$ egyenletünkre az ekvivalens feketetest hőmérsékletek függése a naptól való távolságtól szintén egyszerűen számítható: $t(d) = (F(d)/\sigma)^{1/4} = c_M 10^{3/4} \pi^{-1/4} d_E^{2/3} r_0^{-1/6} d^{-1/2}$ K. A bolygók asztrofizikai értelemben vett karakterisztikus hőmérséklete $t_0(d) = 2^{-1/2} t(d)$ K.

A luminozitás, felszíni emisszivitás, napállandó és a légkör tetején, egységnyi területen rendelkezésre álló napsugárzás a fenti $F(d)$ vagy $F(\mathrm{P})$ függvényből számított elméleti értékei: $L_0^T = 4\pi c_M d_E^{8/3} r_0^{-2/3} = 3{,}84708\times10^{26}$ Js^{-1}, $E_0^T = c_M (d_E / r_0)^{8/3} = 6{,}3198\times10^8$ Wm^{-2}, $F_0^T = c_M (d_E / r_0)^{2/3} = 1367{,}951$ Wm^{-2} és $F_E^T = F_0^T / 4 = 341{,}98785$ Wm^{-2}. Az SB törvényből az ekvivalens elméleti $t_{0,S}^T$, t_0^T, és t_E^T feketetest hőmérsékletek: $t_{0,S}^T = (E_0^T/\sigma)^{1/4} = 5778{,}075$ K, $t_0^T = (F_0^T / \sigma)^{1/4} = 394{,}117$ K és $t_E^T = (F_E^T / \sigma)^{1/4} = 278{,}683$ K. Láthatjuk, hogy az elméleti F_0^T, és az F_0^{obs} empirikus napállandó gyakorlatilag egyenlő.

A 33. ábrán a különböző műholdas napállandó méréseket hasonlítjuk össze a GAT adatokból számított (empirikus), és az $F(d)$ összefüggésből kapott elméleti napállandó értékekkel. Minthogy F_0^T nem terhelt kalibrációs hibákkal, ezért kitűnő jelölt egy hosszúidőtartamra vonatkozó valóban állandó referencia napállandó definiálására. Érdemes megjegyezni, hogy a nagyfelbontású nap-spektrumokon alapuló korábban definiált empirikus F_0=1367,95 Wm^{-2} napállandó szintén igazolja szimulációs eredményeinket. Az $F_0^{obs} = F_0^T = F_0 = 1367{,}95$ Wm^{-2} és az $t_0^{obs} = t_0^T = t_0 = 394{,}117$ K egyenlőségek a Föld szigorú sugárzási egyensúlyi állapotának bizonyítékai.

Úgy tűnik a Föld klímájának meglepő stabilitása az F_0^T létezésével van szoros összefüggésben. Az általános $F(d)$ és $F(\mathrm{P})$ fluxus egyenletekben explicit szereplő, specifikusan a Földre vonatkozó d_E és P_E paraméterek azt jelzik, hogy bolygónk kiválasztott szerepet élvez a naprendszerünk többi tagjához képest. E kiválasztott szerep már abban a tényben is megnyilvánult, hogy a Földre érvényes hígítási faktor miatt a Wien eltolódási törvény maximális entrópiájú pontként a vízgőz hármaspontjába mutat, (ld. 34. ábra). A Föld speciális pályája miatt a bolygó Wien hőmérséklete megegyezik a vízgőz hármaspontjának hőmérsékletével, ami nyilván összefüggésben van a víz, jég és vízgőz együttes jelenlétével. További meglepő tény a 31. ábrán bemutatott szférikus emisszivitás (izotrópia) kizárólagos függése az F_0 napállandótól. A $B_M = t_M = 10 c_M \pi^{-1/3}$ állandók duális szerepe szintén szokatlan.

A 7. táblázat második sorának dualitása szerint fennállnak a $\sigma F_0^4 \equiv \pi_D E_0 \equiv c_M \pi_D d_F^{-4/3}$ numerikus azonosságok, ahol a napállandó hőmérsékletként az emisszivitás (fluxussűrűség) meg radianciaként szerepel. A fenti dualitásból kifejezve F_0-at az emisszivitás függvényében, definiáljuk a Nap $t_{\mathrm{e},S}$ entrópia hőmérsékletét a következő kifejezéssel: $t_{\mathrm{e},S} = (c_M^3 E_0)^{1/4} = 1367{,}951$ K. A $t_{\mathrm{e},S}$ entrópia hőmérséklet numerikusan megegyezik az F_0 napállandóval. A 35. ábrán a $t_{\mathrm{e},S}$ és $t_{0,S}$ hőmérsékletekhez

tartozó J_e és J_0 entrópiafluxusok változását ábrázoltuk a Naptól való relatív távolság d/d_E függvényében. A $J_e = (4/3)\, d_F\, (E_0/c_M)^{3/4}$ $Wm^{-2}K^{-1}$ hígított entrópiafluxus a Föld távolságában pontosan $J_e = (4/3)$ $Wm^{-2}K^{-1}$, nyilván csak a Föld esetében teljesülhet. A J_0 hígított entrópiafluxus a Föld távolságában egy matematikai állandóval egyenlő: $J_0 = (4/3)\, d_F\, E_0 / t_{0,S} = \pi_I = 0{,}31566$ $Wm^{-2}K^{-1}$. A légkör tetején rendelkezésre álló $J_0/4 = 0{,}078915\, Wm^{-2}K^{-1}$ entrópiafluxus megegyezik az irodalomban található értékekkel, **[32]**.

Az a dualitás törvényéből fakadó tény, hogy a Nap felszíni emisszivitásával numerikusan megegyező radiancia létezik a Nap felszínén, és az ebből számított entrópia hőmérséklet pontosan megegyezik a Föld távolságában mért napállandóval, egy sor izgalmas kérdést vethet fel, amelyek megválaszolása a Föld kialakulásával kapcsolatos asztrofizikai problémák tisztázását igényli.

Az új sugárzásfizikai összefüggések további fejtegetése messzire vezetne. Amit itt bemutattunk az csak a jéghegy csúcsa. Az itt említett eredmények és problémák a planetáris sugárzásfizika feltáratlan új területe, amely alapvetően megváltoztathatja a Napról, a bolygók keletkezéséről és klímájáról kialakult elképzeléseinket.

A Föld-légkör rendszer sugárzási energiamérlege

Sugárzás fluxusok összehasonlítása

Néhány fontosabb integrális sugárzásáramot a 36. ábrán hasonlítottuk össze a NASA honlapján található egyik legújabb energiamérleggel, **[9]**. A fluxusok könnyebb összehasonlítása érdekében az eredeti ábrát módosítottuk néhány megjegyzés és a TIGR2 fluxusok (fekete számok) hozzáadásával. Az ábra szerint a sugárzási fluxus komponensek között lényeges eltérések vannak.

Az eltérések legfőbb oka a USST76 légkör használata a globális átlagos IR fluxusok becslésére. Továbbá úgy tűnik, hogy a NASA légkör derült részén átengedett felszínsugárzás független a felszín sugárzási hőmérsékletétől, a légkör CO_2 tartalmától és az idők folyamán − valami rejtélyes ok miatt − egyszerűen nem változott. A NASA (nem tudni honnan származó) légkörénél az $S_U = 398{,}2$ Wm^{-2} felszínsugárzásából $S_T = 40{,}1$ Wm^{-2} távozik a világűrbe, ugyanannyi, mint húsz éve a *Kiehl* és *Trenberth* **[33]** $S_U = 390$ Wm^{-2}, vagy nyolc éve a *Trenberth* és *Fasulló* **[34]** újraszámított $S_U = 396$ Wm^{-2} felszíni fluxusaiból. Az ábráról a NASA fluxus átbocsájtásához − $S_T / S_U = 40{,}1/398{,}2 = 0{,}1007$ − tartozó fluxus optikai vastagság $-\ln(0{,}1007) = 2{,}29$. A GAT megfelelő értékei $58{,}57/379{,}69 = 0{,}154258$, és $\tau_A = -\ln(0{,}154258) = 1{,}8691$.

Az az abszurditás, hogy a USST76 légkör sokkal kisebb vízgőztartalmához jóval nagyobb optikai vastagság tartozik, azt mutatja, hogy a NASA energiamérlegnek nem sok köze van korrekt sugárzásátviteli számításokhoz.

Realisztikus globális légköri szerkezet nélkül nem lehet az üvegházhatás mechanizmusát tárgyalni. Klíma-érzékenységi paramétereket sem lehet semmire sem használni, ha az irreális légköri szerkezetek miatt a fluxuskomponensek hibásak. Nem lehet tudni mire használhatók például a légkör visszasugárzásának hibás fluxusai a **[9]**, **[33]**, **[34]** energiamérlegekben, ahol a globális átlagos légkör visszasugárzása 1997 és 2015 között 324 Wm^{-2}-ről 340,3 Wm^{-2}-re nőtt, és senki nem tudja megmondani miért.

Az 51. ábrán bemutatunk néhány légköri szerkezetet, amelyek az alapvető sugárzásátviteli törvények megsértése miatt semmiféle üvegházhatás vizsgálatra sem alkalmasak. A USST76 légkörön alapuló különböző Trenberth féle − és az IPCC által adoptált − sugárzási energiamérlegek a sugárzási törvények durva megsértése miatt irreálisak. Az 51. ábrán a pontok hat különböző légköri szerkezetre mutatják a GAT fluxusok átlagaitól (világoszöld pontok) való eltéréseket. A jelmagyarázatban az első négy pont globális energiamérlegek számítására általánosan használt légköri szerkezetek. Itt

NOAA-1 az 1948-2008, a NOAA-2 az 1970-2019 évekre számított NOAA-R1 átlagok. A jobboldali két pont a Sterling (NOAA Washington DC) rádiószondázó állomásról származó 350 reggeli (11^h UTC), és 338 esti (23^h UTC) rádiószondás felszállások éves átlaga. A lila pont az összes 689 mérésből számított 1992-1993 évekre vonatkozó átlagos légkörhöz tartozik.

A globális átlagos derült OLR-nak meg kellene egyezni az $(E_D + E_U)/2$ és a definícióból fakadó $(S_T + E_U)$ fluxusokkal, a felszínről a világűrbe távozó S_T-nek meg egyenlőnek kellene lennie $(E_D - E_U)/2$-és $E_D - OLR$-al, **[12]**. A fenti számozott összefüggések láthatóan egyedül a zöld pontokkal jelzett GAT légkörre teljesülnek kielégítően. Az ábrán látható 20-25 Wm^{-2}-t is meghaladó eltérések a légköri szerkezetek, és a valódi globális átlagos légkör szerkezetének eltéréseivel magyarázhatók. A USST76 és Sterling esetekben az eltérések jogosak, hiszen itt átlagos közepes szélességhez tartozó légkörökről van szó, amelyek egyértelműen nem reprezentálhatják a planetáris átlagos légkör szerkezetét. Ha feltételezzük, hogy a számításoknál használt RT kód minden esetben korrekt, akkor a NOAA-1 és NOAA-2 globális átlagos légköröknél tapasztalt eltérések a rádiószondás adatok − meglehetősen amatőr − manipulálására utal. Manipulálás alatt itt azt értjük, hogy például a nyilvános *NOAA* **[155]** rádiószondás adatbázis két verziójában az 1988 év 300, 400 és 500 *mb*-os nyomásszinteken a relatív nedvesség adatokat 8-22 %-al csökkentették, mindenféle magyarázat nélkül.

Emlékezzünk, hogy a kiindulási adataikban a vízgőztartalom fele a globális átlagnak, ami önmagában majd ötven százalékkal túlbecsüli a felszínről a világűrbe távozó sugárzást. A műholdas (ERBE) adatokkal való jobb egyezés érdekében a tizenkét százalékos mesterséges csökkentése a légköri vízgőztartalomnak, − ahogyan ezt a **[33]** energiamérlegnél alkalmazták − azon kívül, hogy etikátlan, tovább ront a helyzeten. Azt, hogy a USST76 légkör vagy a műholdas adatok közül melyiket kell felülvizsgálni, nyugodtan a kérdésben érdekelt tudományos közösségre lehetne bízni.

A 13. táblázatban láthatóak a felhőtlen esetre vonatkozó részletes eredmények. Az alsó két sorban találjuk az abszolút, és százalékos eltéréseket. A fluxusok és abszorpciós törvények ilyen amatőr kezelése után valóban megkérdőjelezendő a világóceánokban eltűnő, *Stephens et al.* **[35]** vagy *Wild et al.* **[36]** által kimutatott és a NASA által adoptált 0,6±17 Wm^{-2} hiányzó sugárzási fluxus komolysága.

Másik súlyos hiba egy izolált bolygó sugárzási energiamérlegébe beleszámítani egy jelentős pozitív nettó, légkörben disszipálódott, turbulens keveredésből, konvekcióból, és hővezetésből származó energiaáramot (18,4 Wm^{-2}). Hasonlóképpen, a fázisátalakulásokra visszavezethető nettó (86,4 Wm^{-2}) energiaáram sem szerepelhet explicit a sugárzási energiamérlegben. E két tag együttesen 104.8 Wm^{-2} energiaáramot képvisel, ami közel van a felhő feletti légtömegtől származó és világűrbe távozó sugárzásához ($E_U^C = 104,2\ Wm^{-2}$).

A fenti szabályt a sugárzásfizika nagy klasszikusai (Eddington, Milne, Schwarzschild, Chandrasekhar stb.) már száz éve, mint a sugárzási energia

és impulzus megmaradásának törvényét, trivialitásként kezelték, így az energiamérleg-gyártók táborában sem kellene figyelmen kívül hagyni. A GAT és NASA fluxusok óriási különbsége miatt a NASA-energiamérleg félrevezető, összeegyeztethetetlen a megfigyelésekkel, és sérti a legalapvetőbb fizikai törvényeket, következésképpen tudományos igényű alkalmazása kizárt.

Sajnos a klímamodellek eredményei gyakorlatilag reprodukálják NASA energiamérleget így azok használhatósága szintén kérdéses. A **[36]** cikkben kvantitatív összefoglaló található 22 különböző GCM szimulációs eredményeiről. Az sugárzási komponensek közül példaként tekintsük az átlagos felszíni sugárzás $S_U = 396,9 \pm 5$ Wm^{-2}, és légköri lesugárzás $E_D^A = 338,2 \pm 10$ Wm^{-2} értékeit. A lesugárzás megegyezik a légkörben elnyelt felszíni sugárzással, így a jó hír az, hogy a Kirchhoff törvény formálisan teljesül. A nyilvánvaló probléma az, hogy a GCM-ek -58,7 Wm^{-2} felszíni nettó hőmérsékleti sugárzása a légkör tetején újra megjelenik, ami csak felhőtlen esetben lehetséges, így a teljes légkörre vonatkoztatva irreális. A korrekt, APF-től származó légkör által átbocsájtott sugárzás $S_T^A = (S_T(1-\beta) + \beta S_T^C)scr = 72,97$ Wm^{-2}. A felszínen a légköri lesugárzás értéke a 28. ábránk alapján $E_D^A = E_D(1-\beta) + \beta(E_D^{Cd} + S_T^{Cd}) = 346$ Wm^{-2}, szintén pontatlan. A klímarendszer működésére vonatkozó sok egyéb feltételezés mellett (*Brooks* **[109]**), a GCM-ek kondicionálása a Bond albedóval $\alpha_B = 102,3 / 341,2 \approx 0,3$ és a normalizált üvegházfaktorral ($g_A = (396,9\text{-}237,9) / 396,9 \approx 0,4$) indokolatlan kényszereknek tekintendők és messze nem teljesítik a sugárzási egyensúlyhoz szükséges korábban kimutatott $\alpha_B = g_A$ követelményt.

Életképes GCM-ektől elvárható lenne, hogy bármilyen aktuális globális klímaállapotból eljussanak egy olyan egyensúlyi klíma állapotba mely a megfigyelt albedóval és üvegházfaktorral konzisztens numerikus eredményeket produkál. További érdekesség az, hogy a 33. ábrán látható NASA energiamérleg megfelelő fluxusai kissé különbözőek ugyan ($\alpha_B = 99,9 / 340,4 = 0,2935$, $S_U = 398,2$ Wm^{-2}, $E_D = 340,4$ Wm^{-2}, *Loeb* **[95]**), de összehasonlítva a GCM eredményekkel, az 1,3 Wm^{-2} többlet felszíni felsugárzásból 2,2 Wm^{-2} többletlesugárzás lett, ami nem egyeztethető össze a Kirchhoff törvénnyel.

Számításaink egyértelműen mutatják, hogy a légkör termikus és sugárzási egyensúlyban van, és a légkör átlagos hőmérsékleti és üvegházgáz eloszlása gyakorlatilag azonnal beáll a termikus és sugárzási egyensúly által megkövetelt, a 28. ábrán bemutatott fluxusszerkezetre. A sugárzási fluxusok teljes mértékben meghatározottak a bolygó abszorpciós, emissziós, és reflexiós tulajdonságai, valamint a hőmérsékleti mező által, így a globális átlagos felszínhőmérséklet szintén teljes mértékben meghatározott a sugárzási fluxusok által, *Lacis et al.* **[2]**. A fenti megállapítást számtalan új elméleti sugárzásátviteli összefüggés igazolja.

Az egyensúly robusztus mivolta az átlagos légkör speciális hőmérsékleti és vízgőz szerkezetének, valamint a felhőzet (hidrológiai ciklus) gyors reagáló képességének köszönhető. Planetáris sugárzásklíma szempontjából teljesen érdektelen az, hogy a kaotikus dinamikus rendszer a lokális és regionális klímákból hogyan keveri ki a globális átlagos légkört. Másrészt, az időben és térben véletlenszerűen változó felhőzet, nedvesség- és szélmező hosszú távú időbeli evolúciója (egy sor irreális feltételezést tartalmazó) determinisztikus klímamodellekkel amúgy sem írható le.

1963-ban Edward Lorenz bebizonyította, hogy: „*Lehetetlen előrejelezni a matematikailag kaotikus klímarendszer evolúciójában történő bármilyen fázis eltolódás vagy bifurkáció kialakulásának időpontját, időtartamát, mértékét és nagyságrendjét*", *Monckton* **[130]**.

Ugyanilyen értelmű kijelentést olvashatunk magának az IPCC-nek mindenki számára hozzáférhető tudományos alapokat összefoglaló harmadik jelentésének egyik változatában: „*Klímakutatásban és klímamodellezésben tudomásul kell venni, hogy egy csatolt nemlineáris kaotikus rendszerrel van dolgunk, ezért a hosszútávú előrejelzése a jövőbeli klímának lehetetlen*", *IPCC* **[174].**

Alkalmanként magyar klímakutatók is kifejezik kétségüket a klíma hosszútávú előrejelzésének megbízhatóságáról: „*Az éghajlati modellek nem tudják szimulálni a tapasztalt stagnálást. Számításaik szerint 0,2 fok melegedésnek kellett volna bekövetkeznie az utóbbi évtizedben. Amíg tehát az óceáni cirkuláció számítását a kutatók fel nem javítják annyira a klímamodellekben, hogy megjelenjen bennük a hőmérséklet megtorpanása, addig azt sem leszünk képesek előre jelezni, hogy mikortól folyatódik a felmelegedés, és hogy ugyanolyan ütemű lesz-e, mint korábban.*", Mika **[86]**.

Az üvegházhatás vertikális eloszlása

A fluxus komponensek magassággal történő változásait a 37. ábra szemlélteti. A folytonos vonalak egy tetszőleges z magasság feletti légrétegben felfelé és lefelé haladó fluxusok. A szaggatott vonalak egy tetszőleges magasság alatti tartományban felfelé és lefelé haladó fluxusok. h^C az $OLR(z_T, h^C) = E_D(z_T, h^C)$ egyenletből számított sugárzási egyensúlyi felhőtető magasságot jelöli (fekete kör).

Annak a kérdésnek az eldöntése, hogy a légkör mely része milyen mértékben járul hozzá a $G_A = S_U - F_A = 128{,}4\ Wm^{-2}$ GAT üvegházhatáshoz a forrásfüggvényből számított $S_U = S_U(z)$ fluxus profil (folytonos lila vonal) és az $OLR = OLR(z_T, z)$ függvények (folytonos fekete vonal) vizsgálata szükséges. A 37. ábrán $S_U(z)$ a z magasságban, a hőmérsékleti eloszlásnak megfelelő $t(z)$ hőmérsékleten (felfelé és lefelé) sugárzó abszolút fekete test sugárzása. A felső tartomány alsó határfeltétele és az alsó tartomány felső

határfeltétele a hőmérsékleti profilnak megfelelően változik. Itt $OLR(z_T, z)$, a légkör z_T tetejétől a z magasságig terjedő légrétegtől származó OLR-t jelöli. A 38. ábrán különböző módon számított $\Delta G(z)$ függvényeket hasonlítunk össze. Számításaink szerint a maximális járulék 14,38 Wm^{-2} és ez a 3,5 *km* magasan levő légrétegtől származik.

A HARTCODE GAT fluxusokból számított integrális üvegházfaktorok jó egyezést mutatnak. Nagyobb eltérést mutat *Raval* és *Ramanathan* **[1]** számítása, amely az üvegházfaktor ~20 Wm^{-2} túlbecslését produkálja ($\Delta G(z) = G_R$). A fekete vonal **[1]** hibás számításait reprezentálja. A sárgával jelölt terület az egész légkörre a G_A~20 Wm^{-2}-el történő túlbecslését jelenti. Az eltérés forrása az üvegházfaktor matematikai reprezentációjában elkövetett hiba, **[1]** 759. oldal, 1-2 egyenletek. Sajnos az állami klímaszakértőknek nem illik a nagynevű *Nature* folyóiratban publikált súlyos matematikai inkonzisztenciákról beszélni. A ~20 Wm^{-2} számítási hibát tekintve nem igazán meggyőző az idézett cikkekben a vízgőz pozitív visszacsatolásáról szóló eszmefuttatás.

Az IPCC notórius vízgőz visszacsatolási elképzelése szerint a globális felmelegedés nagy részét a szén-dioxid által okozott hőmérséklet növekedés miatt megnövekedett vízgőztartalom okozza. A hőmérsékleti és vízgőz eloszlások kapcsolatának tisztázására több száz rádiószondás mérés felhasználásával kiterjedt vizsgálatokat végeztünk.

A NOAA 689 nagyfelbontású rádiószondás felszállásából összegyűjtött 654130 réteg-átlaghőmérséklet és réteg-vízgőztartalom adat-pár egyértelműen bizonyítja, hogy vízgőztartalom és réteghőmérséklet alternatív klímaparaméterek, amelyek jól ismert termodinamikai összefüggések alapján (a rétegek relatív nedvességének sztochasztikus viselkedése ellenére) egyértelműen meghatározottak. A 39. ábra szerint a relatív nedvesség valódi véletlen változó, amely közvetlenül nem hozható kapcsolatba a légréteg vízgőztartalmával. A 40. ábrán a vízgőz oszlopsűrűségének logaritmusa és a réteg átlaghőmérséklete közötti lineáris korreláció 0,99, amely nem meglepő, hiszen a kapcsolat egzakt egyenletekben rögzített termodinamikai törvényeken nyugszik. A NOAA-R1 adatok alapján (*NOAA* **[38]**) kimutatható, hogy az utóbbi 61 évben a felszínhőmérséklet kis növekedése a H_2O oszlopmennyiség csökkenésével párosult, amely csak úgy lehetséges, hogy a felsőbb légrétegekben nagyobb mértékű volt a H_2O csökkenése, mint az alsó troposzféra vízgőztartalmának növekedése. A jobboldali ábrán a világoskék pont a kondenzációs szintet jelöli. Az eloszlások közötti erős korreláció nyilvánvaló.

A NOAA-R1 hét különböző hosszúságú adatsorára vonatkozó kvantitatív képet a 41. ábrán szemléltetjük. Azt, hogy konkrétan mit tekintünk alsó vagy felső légrétegnek sokféleképpen lehet definiálni. Ábránkon referencia magasságnak a globális átlagos felhőzet ~2 *km* körüli magasságát választottuk. A 0,9-nél nagyobb korrelációk elég egyértelműen jelzik a két tartomány vízgőztartalmának eltérő (ellentétes) válaszát, és a teljes légoszlopra vonatkozó vízgőz csökkenést.

A globális klímaváltozás szempontjából fontos fluxus optikai vastagság nem változhat az IPCC és a klímamodellezők által elképzelt pozitív vízgőz visszacsatolás szerint.

Sugárzásátviteli függvények

A légkörben terjedő sugárzási fluxusok között fennálló számszerű összefüggéseket a sugárzásátviteli függvények (RTF) írják le. A GAT légkör fluxus optikai vastagsága, mint említettük, $\tau = -\ln(T) = 1{,}86913$. Számos egyéb légkörre (ld. NOAA-R1 **[38]**, TIGR2000, *Scott* **[39]**) elvégzett szimulációs eredmények azt mutatják, hogy a Föld légkörének hosszúidejű átlagos fluxus optikai vastagsága állandó érték, *Miskolczi* **[23]**.

A τ stabilitásának megértése céljából a 42. ábrán a legfontosabb sugárzásátviteli függvényeket mutatjuk be. A fluxustranszmisszió és abszorpció egyszerű exponenciális függvényei − a monokromatikus Beer-Lambert abszorpciós törvényhez való hasonlóságuk miatt − viszonylag ismertek. Az E emisszió függvény $E = f - T = A - g$ alakja a felhőtlen szituációra érvényes $OLR = S_U f$, $OLR = S_T + E_U$ és $S_U = S_T + A_A$ összefüggésekből egyszerűen következik. A $V = 1 - 2A/5$ viriál függvény az (56,57) egyenletekből a 4. mellékletben leírt módon származtatható. Az e és v szürke vonalak az $1 - E$, és az $1\text{-}V$ függvények. A függőleges szürke vonalon levő piros és sötétzöld pontok az $f = V$ és $g = \mathrm{v}$ transzcendens egyenletek megoldásai: $\tau = \tau^T = 1{,}867$. Az E_U / S_U arányokat a TIGR2 (fekete), a NOAA-R1 (zöld), a 225 TIGR2 globális átlag (rózsaszín) és a GAT (türkizkék) pontok jelölik. Az E_U / S_U elméletileg lehetséges lokális értékeit a sárga tartomány jelöli.

Az $\mathrm{e} = 1 - E = g + T$ és $\mathrm{v} = 1 - V = 2A/5$ függvényeknek nem adtunk külön nevet, habár fontosságuk az E és V függvényekével azonos. Az f^G és g^G globális átlagok (piros és sötétzöld pontok) gyakorlatilag megegyeznek az elméleti $f(\tau)$ és $g(\tau)$ függvények sugárzási egyensúlyhoz tartozó τ^T értékével. A halványpiros, lokális TIGR2 pontokhoz tartozó OLR / S_U arányokra a rendszer dinamikája és sztochasztikus mivolta miatt nem adható meg más fizikai kényszer, mint az, hogy a $\tau > 0$ miatt $f < 1$. A lokális E_U / S_U arányokra azonban kijelölhető az a T, A, f, és g függvényekkel határolt elméleti tartomány (fekete körök) amelyek a valóságban előforduló légköri szerkezetekhez tartozhatnak, és amely a Földi klímának egyedi sajátossága.

A Föld légkörében a hosszúidejű globális átlagos fluxus optikai vastagságot egy olyan mindentől független elméleti állandó szabályozza, amely biztosítja a sugárzási energia, impulzus és az optikai vastagság megmaradását: $\tau^T = 1{,}867561$. A sugárzásfizika új τ^T állandója az $f = V$ vagy a $g = \mathrm{v}$

transzcendens egyenletek megoldásából adódik. A τ^T-hez tartozó többi elméleti RTF^T paraméter (T^T, A^T, f^T, g^T, E^T, és V^T) numerikus értékeit az 5. táblázatban közöljük. A 6. oszlop a GAT $\tau = 1{,}8691$ fluxus optikai vastagságából kapott paraméterek. Az elméleti és a rádiószondás adatokból számított sugárzásátviteli függvények kitűnően egyeznek. A $\Delta\%$ százalékos eltérések a 7. oszlopban láthatóak. A globális rádiószondás adatokból számított paraméterek ilyen mértékű egyezése az elméleti értékekkel a klímatudományban eddig nemigen fordult elő.

Referenciaként a jobboldali oszlopban a USST76 RTF-ek és az elméleti RTF^T-k lényegesen nagyobb relatív eltéréseit láthatjuk. A táblázat 2-9 soraiban a 4 és 6 oszlopok értékeinek egyezése nyilván a $\tau^T \approx \tau$ egyezéséből fakad, hiszen az összes többi paraméter τ^T- és τ-nak a 3. oszlopban látható explicit matematikai függvénye. A GAT légkör nincs egzakt sugárzási egyensúlyban, a megfigyelt $f_E = OLR / S_U = 0{,}66316$ transzferfüggvény kb. ~0,25 %-al nagyobb a (41, 42)-ből következő $f = 2/(1+\tau+T) = 0{,}66151$ értéknél, (ennek megfelelően τ_E ~0,5%-al kisebb τ-nál).

A vízgőz oszlopmennyisége

A teljes légoszlopban a légköri szén-dioxid növekedése a 60. ábrán látható módon vízgőz csökkenésével párosul. Korábban már részletesen tárgyaltuk a légköri Kirchhoff törvényt, a sugárzási egyensúly törvényét, valamint az energia megmaradási és virial törvényeket, (**[4]**, 3-7 egyenletek). Bemutattuk, hogy az $OLR / S_U = f = V$ egyenletek megoldása a tapasztalattal megegyező globális átlagos elméleti derült fluxus optikai vastagságot eredményeznek: $\overline{\tau} = \tau_{GAT} = \tau^T \cong 1{,}87$, ahol $\overline{\tau}$ a lokális optikai vastagságok területi- és idő-átlagolását jelöli, **[23]**.

Lokálisan, a légoszlopban végbemenő többnyire kaotikus, nem a sugárzás abszorpciójával illetve emissziójával, hanem a víz fázisátalakulásásaival járó, állandóan jelenlevő dinamikus folyamatok miatt folyamatosan hőenergia szabadulhat fel vagy kötődhet meg. A lokális (abszorpciós) fluxus optikai vastagság önmagában nem alkalmas a látens hő változásaival járó sugárzási folyamatok számszerű leírására, viszont a $\overline{\tau} = \tau_{GAT} = \tau^T$ egyenlőség azt mutatja, hogy a fázisátalakulásokkal kapcsolatos nettó sugárzási fluxusok (a bolygó izoláltsága miatt) nem adnak járulékot a globális átlagos OLR-hoz.

A lokális $OLR / S_U = f$ egyenlőség egzaktul sohasem teljesül, azaz, a lokális sugárzási egyensúly véletlenszerűen előfordulhat ugyan, de gyakorlatilag nem létezik. A fenti tényt jól reprezentálja a 43. ábrán bemutatott felső troposzférikus vízgőztartalom műholdas megfigyeléseken alapuló szerkeze-

te, *McIDAS* **[41]**. Az aktuális OLR-t meghatározó globális nedvességi mező teljesen kaotikus. Megjegyezzük, hogy a GCM-ek nem képesek reprodukálni, illetve hosszútávon előrejelezni a lokális nedvességi mező változásait, továbbá, a globális átlagos vízgőztartalomra és sugárzási komponensekre érvényes elméleti összefüggések és kényszerek szintén nem részei a GCM-ek leegyszerűsített sugárzási moduljainak. Jelölje τ_E az

$$OLR / S_U = f(\tau_E) = 2 / (1 + \tau_E + \exp(-\tau_E))$$

egyenlet megoldásából származó, és a lokális sugárzási egyensúlyhoz szükséges optikai vastagságot. TIGR2 szimulációk szerint a τ (aktuális) optikai vastagság 0,88 és 2,96 között változik, amíg a $\tau - \tau_E$ egyensúlyi optikai vastagságtól való eltérések viszonylag széles határok között, (−0,80 és 0,79) között változhatnak. A vízgőz globális átlagos oszlopmennyisége 2,6126 *prcm*, a lokális értékek 0,0508 és 7,4978 *prcm* között változhatnak.

Minthogy a lokális hőmérsékleti szerkezetet és a légoszlop vízgőztartalmát rádiószondás mérésekből pontosan ismerjük, a 14. ábrán látható, hogy a lokális légoszlop általában nincs szigorú sugárzási egyensúlyban $\tau \neq \tau_E$, és a lokális OLR és $S_U f$ eltérései csak a légoszlopban végbemenő vízgőztartalomtól függő fluxus perturbációkkal kompenzálhatók.

Regressziós egyenletekkel és egyszerű numerikus módszerekkel a vízgőz oszlop mennyiségéből a fluxus optikai vastagság elég pontosan megbecsülhető. Az általunk használt (43) regressziós egyenletet a 11. ábrán mutattuk be (zöld pontok). A $\Delta\tau_E = \tau - \tau_E$ különbséghez tartozó hipotetikus vízgőzfelesleg, illetve hiány, − mint a lokális sugárzási egyensúlytól való eltérés mértéke − elég jól számítható, **[11]**. A transzferfüggvény (54) analitikus formáját kihasználva ($\Delta f = -f^2 A \Delta\tau / 2$, **[15]**) az $OLR = S_U f$ egyenlet egyszerűen korrigálható. A 44. ábra alapján teljesen világos, hogy a $\Delta\tau_E$ eltérések csakis a vízgőz oszlopmennyiségének kaotikus változásaitól származhatnak. Ahogyan azt az OLR és $S_U f$ közötti lineáris korrelációs állandó mutatja, lokálisan a légoszlop sugárzási egyensúlya tendenciaként érvenyesül. A globális átlagokra az $OLR = S_U f$ egyenlet pontosan teljesül (fekete pont). A transzferfüggvény a $\Delta\tau = \tau - \tau_E$ − vízgőztartalomtól függő − korrekciójával az LBL OLR-ok pontosan reprodukálhatóak (piros pontok).

Az $\Delta\tau_E$ sugárzási egyensúlyi optikai vastagságtól való eltérések nem függenek a légkört felfelé vagy lefelé elhagyó E_D és E_U sugárzásoktól. A korreláció teljes hiánya arra utal, hogy a globális sugárzási egyensúly létezése nem emissziós vagy abszorpciós folyamatokon, hanem a légkör dinamiká-

ja által szabályozott, a víz fázisátalakulásaival kapcsolatos (entrópia növekedést eredményező) folyamatokon nyugszik.

Gyakorlatilag azonnal felmerült a kérdés, hogy hogyan lehet a rendszernek a $\tau = \tau^T$ globális egyenlőséget biztosítani a lokális τ optikai vastagságok a lokális τ_E-k körüli dramatikus fluktuációja mellett. Komplex disszipatív rendszerek sugárzási egyensúlyra való törekvése általános természeti törvény, így a lokális sugárzási egyensúly beállítása érdekében a rendszer azonnal megindítja a lokális légoszlop optikai vastagságának növelésére (illetve csökkentésére) irányuló − a víz fázisátalakulásával és az entrópia növekedésével járó − folyamatokat.

Azt viszonylag könnyű belátni, hogy a hosszú távú átlagos sugárzási és termikus egyensúlyt csakis valóságos, a 27. ábrán bemutatott GAT globális átlagos profilokhoz hasonló légköri szerkezet reprezentálhatja. Minden kísérletünk egy tökéletes sugárzási egyensúlyban levő globális átlagos légkör mesterséges előállítására kudarcba fulladt. A természetes hőmérsékleti szerkezet és a légkör összetétel bármilyen kicsinek tűnő módosítása megmaradási tételek megsértéséhez vezetett, amelyeket az RTF-ek nyomban jeleztek. A globális átlagos légkörre vonatkozó számításoktól, mint minimális követelményt, elvárjuk, hogy az 42. ábrán bemutatott alapvető elméleti RTF-eket pontosan − a 11. táblázatban látható módon − reprodukálja.

Továbbá, a fluxus komponensektől elvárjuk még számtalan sugárzási klíma-paraméter között fennálló kritérium teljesülését, amelyek a sugárzási egyensúlyra, energiamegmaradásra, emisszivitásokra, albedóra, felhőzetre, napállandóra, stb. vonatkoznak, és amelyeket egyértelműen csak egy végtelen szabadsági-fokú kaotikus, dinamikus klímarendszer tud statisztikusan teljesíteni.

A 16. táblázatban a fluxusok közötti végtelen sok lehetséges funkcionális összefüggésből bemutatunk huszonkettőt. Az elmélet szerint például fenn kell állni a derült OLR és a légkör tetején és alján kilépő fluxusok között az $OLR = (E_D + E_U)/2$ és $S_T = (E_D - E_U)/2$ összefüggéseknek, **([12]**, 354. oldal 81.4 és 81.5 egyenletek). Amíg a 16. táblázat 15. és 16. sorai szerint a fenti összefüggések a GAT légkörre kielégítő pontossággal teljesülnek, az 51. ábrán látható, hogy irreális globális átlagos légkörökre és lokális vagy regionális légkörökre nem állnak fenn. A táblázatban szereplő $r_{E0} = d_E / r_0 = 214{,}9394$ arány igen fontos szerepet játszik egy bolygó sugárzási klímájának kialakulásában. Itt $d_E = 1{,}495958 \times 10^{11}$ m az átlagos Nap- Föld távolság (vagy pontosabban a földpálya fél nagytengelye), és $r_0 = 6{,}96 \times 10^8$ m a Nap sugara. A $d_F = 2{,}16454961 \times 10^{-5}$ hígítási faktor az r_{E0} reciprokának a négyzete.

A planetáris sugárzási klíma stabilitásának kvantitatív mechanizmusát a T, f, g, E és V függvények τ szerinti differenciálhányadosai határoz-

zák meg: $dT/d\tau = -T$, $df/d\tau = -f^2 A/2$, $dE/d\tau = -f^2 A/2 + T$ és $dV/d\tau = -2T/5$.

A τ szabályozása a hidrológiai cikluson keresztül fázisátalakulásokkal történik, amelynek kulcs-paramétere az egységnyi optikai vastagság változásához szükséges víz mennyisége. Az egyensúlyi τ^T körüli bármilyen perturbáció negatív visszacsatolást eredményez, és a rendszer − a LeChatelier-Bown elvnek megfelelően − visszatér az eredeti egyensúlyi állapotába. A 16. táblázatban bemutatott számításaink kizárólag a fizika alapvető törvényeire épültek és semmiféle empirikus állandót nem tartalmaztak, így összefüggéseink a Föld sugárzási klímájának valódi arculatát tükrözik.

Üvegházgáz perturbációs vizsgálatok

Napjainkban − átlagos légköri szerkezetet feltételezve − számítógéppel pontosan kiszámíthatóak a felhőtlen légkör alsó és felső határait elhagyó sugárzási fluxusok. Az üvegházgáz perturbációs (és CO_2 megduplázási) számítások célja számszerű becslést találni az üvegházgázok mennyiségének megváltozásával kapcsolatos várható felszíni hőmérsékletváltozásra, *Schmittner* **[97]**.

Mindenekelőtt ki kell hangsúlyozni, hogy üvegházgáz perturbációs vizsgálatoknak elengedhetetlen követelménye egy sugárzási egyensúlyban levő referencia légkör ismerete, és a fluxusok pontos számítására alkalmas LBL sugárzásátviteli komputer kód. Függetlenül a légkör szerkezetétől definíció szerint mindig teljesülni kell az

$$OLR = E_U + S_T,$$

$$A_A = S_U - S_T,$$

$$E_D = A_A \varepsilon_A,$$

$$S_U - OLR = E_D / \varepsilon_A - E_U \quad \text{és}$$

$$S_U = (1 - \varepsilon_B) E_D / (\varepsilon_A - \varepsilon_B)$$

egyenleteknek. Az első egyenlet az IR sugárzás megmaradását fejezi ki, a második egyenlet a fluxusokra vonatkozó Beer-Lambert törvény, a harmadik egyenlet a légköri Kirchhoff törvény, a negyedik egyenlet az üvegház azonosság, az ötödik pedig a felszínsugárzás az emisszivitások figyelembevételével. Az olyan sugárzásátviteli kódok, amelyek a fenti relációkat (illetve azok bármilyen lineáris kombinációját) nem képesek kielégítő pontossággal reprodukálni nem alkalmasak üvegházgázok perturbációs hatásainak vizsgálatára.

A planetáris sugárzási egyensúlyi állapot matematikai megfogalmazása, mint láttuk, az (54) $OLR = S_U f$ és (58) $OLR = S_U V$ egyenletek szimultán teljesülése. Más megfogalmazásban a fenti két egyenlet teljesülése azt jelenti, hogy a hidrológiai ciklus a rendszerben végbemenő fázisátalakulások szabályozásán keresztül pontosan a planetáris sugárzási egyensúlyhoz szükséges (derült) optikai vastagságot és légköri vízgőztartalmat állítja be. Korábban kimutattuk, hogy a planetáris sugárzási egyensúly további szükséges feltételei a h^C magasságban levő β átlagos felhőfedettség létezése, a $\beta = f^T = f$, $F_E = S_U^A$, $F_A = OLR^A$, $\alpha_B = g^A$, és az $E_D^C = OLR^C$ egyenletek teljesülése. A 27. ábrán látható TIGR2 globális átlagos légkörünk optikai vastagsága és vízgőztartalma igen közel áll az 11. táblázatban látható elméleti τ^T és w^T értékekhez, így a planetáris sugárzási egyensúly feltételezése teljesen jogos.

Példaképpen vizsgáljuk meg, hogyan változnának meg a CO_2 hipotetikus megduplázódásából származó sugárzási fluxusok. Földünkön az átlagos légköri hőmérsékleti és üvegházgáz szerkezet olyan, hogy az egyenletesen elkeveredő nem kondenzálódó üvegházgázok koncentrációjának növekedése által okozott optikai vastagság növekedés − változatlan S_U felszíni felsugárzás mellett − a légköri abszorpció A_A, és az E_D légköri lesugárzás növekedését eredményezi. Ezzel szemben, a légkörön átengedett felszínsugárzás S_T, és a légkörtől származó, a rendszert felfelé elhagyó légköri emisszió E_U csökken. A derült GAT és USST76 légkörökben a CO_2 megduplázása és felére csökkentése a 15. táblázatban látható változásokat eredményezi.

A CO_2 megduplázása az S_U változtatása nélkül az OLR csökkenéséhez és a G ÜF ugyanolyan mértékű növekedéséhez vezet. Az eredetileg sugárzási egyensúlyban levő rendszerrel összehasonlítva a légkör tetején kialakul $\Delta OLR = -2,438$ Wm^{-2} sugárzási deficit, a felszínen meg kialakul $\Delta E_D = 1,55$ Wm^{-2} sugárzási többlet, amely együttesen a rendszerben kialakuló $\Delta OLR + \Delta E_D = -0,889$ Wm^{-2} hiányt jelent. Ezt a sugárzási hiányt a (44) hipotézis értelmében a rendszer csak az S_U növelésével egyenlítheti ki, ami csak úgy lehetséges, hogy a rendszerbe kívülről, valahonnan, tranziens módon 0,889 Wm^{-2} energiát közlünk. Nyilvánvalóan S_U csak úgy magától nem fog növekedni, a klímamodellek meg hallgatnak arról, hogy ez a hiányzó energia honnan kerül rendszerbe. Tehát, egyszerű perturbációs vizsgálattal belátható, hogy a (44) feltételezés sérti a sugárzási energia megmaradásának elvét, hiszen a τ elképzelt növekedése miatt virtuálisan lecsökkent OLR nem állítható vissza az eredeti OLR értékére extra energia hozzáadása nélkül.

A 15. táblázat szerint az eredeti 263,3 $atm\text{-}cm_{STP}$ CO_2 mennyiség megduplázása az átbocsátási és transzferfüggvények virtuális csökkenését és a fluxus optikai vastagság virtuális növekedését eredményezte. A T és f függvények nemlineáris függése az optikai vastagságtól matematikailag

lehetetlenné teszi az eredeti felhőtlen $OLR = 251,79$ Wm^{-2} pusztán a felszín hőmérséklet módosításával történő visszaállítását. A korrekt OLR / S_U és S_T / S_U arányok csak τ optikai vastagságnál létezhetnek. Megjegyezzük még, hogy az $\varepsilon_A = E_D / (S_U - S_T)$ összefüggéssel definiált szférikus emis--szivitás (izotrópia) faktor − a várakozásnak megfelelően − $\Delta\varepsilon_A = 0,05$ % növekedést mutatott. A felszínhez közeli negatív hőmérsékleti gradiens miatt az E_D lesugárzásnak az optikai vastagság növekedésével mindenképpen növekednie kell, viszont az S_T csökkenése miatt ε_A csak kismértékben változik.

Numerikus példánk világosan mutatja, hogy a végtelen bonyolultságú klímarendszerben egy esetleges CO_2 megduplázódás nem a $\Delta\tau = 0,0242$ optikai vastagság növekedést fogja eredményezni. Különösen nem, ha a perturbációs számításokat irreális globális átlagos légköri szerkezetekre alapozzuk. A 15. B táblázat USST76 légkörre vonatkozó perturbációs eredményei szerint a CO_2 megduplázása vagy felezése egyáltalán nem hat az E_U légköri kisugárzásra, ami fizikailag teljességgel lehetetlen. A jelenség valószínű a USST76 légkör izotermikus szakaszával magyarázható. A fenti módon kapott virtuális ΔOLR gyakorlatilag egy értelmezhetetlen mennyiség, amelynek nincs fizikai jelentése, azaz, a perturbált légkör a klímarendszertől teljesen független irreális légkör.

A 45. ábrán összehasonlítjuk az OLR 1948 - 2008 között megfigyelt valódi változásait és az elképzelt visszacsatolás nélküli irreális légkör válaszát a dokumentált 23,5 % CO2 tartalom növekedésre. Az előjel és nagyságrendi inkonzisztencia miatt a valódi légkör és a visszacsatolás nélküli perturbált légkörtől származó OLR változásainak, úgy tűnik, semmi köze egymáshoz. 61 év alatt a légkör egyáltalán nem mutatta az eredeti egyensúlyi állapothoz való visszatérés tendenciáját.

Üvegházgáz perturbációs számításokból a fluxus változásokra kapott eredmények nem tekinthetőek a klíma rendszerre ható elsődleges energetikai kényszerek reális becslésének. Teljesen értelmetlen addig *hangolni* a GCM-eket mindenféle beprogramozott *ad-hoc* visszacsatolási folyamattal, amíg azok a visszacsatolás nélküli − az ábrán látható − virtuális $\Delta OLR = -0,747$ Wm^{-2} sugárzási deficitből a $\Delta OLR = 3,02$ Wm^{-2} valódi növekedést kihozzák.

A nemzetközi szakirodalomban található számtalan, az üvegházhatású gázok megduplázásával kapcsolatos számítógépes érzékenységi vizsgálatnak − azon kívül, hogy a különböző sugárzásátviteli kódok összekalibrálását segítheti, − nem sok haszna van, hiszen a $\Delta\tau \equiv 0$ és a τ állandóságának kérdése végső soron, empirikus alapokon is eldönthető, *Chilingar et al.* **[76]**, *Miatello* **[77]**, *Ollila* **[78]**. Az üvegházgáz perturbációkra a korrekt választ csakis a rendszer pontos egyensúlyi állapotának, és az egyensúlyi állapotot létrehozó sugárzási törvények és sugárzásátviteli függvények ismeretétől várhatjuk.

Kétségtelen azonban, hogy egy komplex rendszer paramétereinek kis megváltoztatásához kapcsolódó kezdeti válaszainak létezik diagnosztikai

értéke. A vízgőztartalom változtatásával, illetve a vízgőzprofil perturbációs vizsgálataival például információt kaphatunk a sugárzási fluxusok és a vízgőz függőleges eloszlásának bonyolult kapcsolatáról. Az 59. ábrán bemutatunk egy olyan additív perturbációs vizsgálatot, amelyben meghatároztuk a fluxus komponensek légrétegek vízgőztartalmától függő változásait. Ábránk kétséget kizáróan bizonyítja, hogy viszonylag kicsiny, 0,03 *prcm* növekedése a felsőlégköri vízgőztartalomnak jelentősen csökkentheti az OLR-t. Hasonló nagyságú perturbációnak a felszínhez közeli légrétegekben az E_U - S_T kompenzáció miatt nincs hatása az OLR-ra, viszont az E_D fluxust nagymértékben növeli. A fenti eredmények gyakorlatilag függetlenek a CO_2 koncentrációtól. Ha tehát a globális átlagos H_2O oszlopmennyiség valamilyen egyéb fizikai ok miatt nem változhat, akkor a rendszer a vízgőz oszlopmennyiségének megváltoztatása nélkül is, a vízgőz szerkezet átrendezésével is képes az egyensúlyi fluxusszerkezetet szabályozni.

Klímaadatok hamisítása

Sajnos, aki klímaváltozással akar foglalkozni, annak szembe kell nézni azzal a ténnyel, hogy a klímaadatok manipulálása miatt lassan nem létezik egyetlen használható, a valóságot hűen tükröző adatbázis. A hőmérsékleti adatsorok változtatgatása köztudott, ilyen típusú csalással számtalan trend analízisben találkozhatunk **[140]**. A nyers rádiószondás adatok hamisítása nehezebben mutatható ki ezért kevésbé ismert. Munkánk során a sugárzási fluxusok számítására négy különböző adatforrásból származó kb. 15000 földfelszíni rádiószondás felszállás adatait használtuk.

Közelebbről megvizsgálva a TIGR2 és TIGR2000 adatbázisokat kiderült, hogy a rádiószondázások több mint a fele megtalálható mind a két archívumban. Az új TIGR2000-ben szereplő TIGR2 profilokat gyermeteg módon úgy módosították, hogy a hőmérsékleti szerkezet változatlanul hagyása mellett jelentősen megnövelték a felső troposzféra vízgőz és ózon tartalmát. Az adatbázisok bölcs módosítói elfeledkeztek a hőmérsékleti, a vízgőz és ózonszerkezet között fennálló szoros korrelációkról. A 47. ábrán bemutatunk egy példát a 915 hamisított rádiószondás profilból. A középső panelen közvetlenül a 100 *hPa* szint alatti vízgőztartalom az eredeti érték sokszorosára lett növelve. A jobboldali panelen az ózonprofil megváltoztatása 30% növekedést eredményezett az összózontartalomban. A fenti hamisítások az OLR 1,5 %-os csökkenését és a fluxus optikai vastagság 1,5 %-os növekedését okozták. A majd ezer hamisított irreális profilt tartalmazó TIGR2000 archívum nem használható semmilyen klímakutatásra vagy távérzékelési alkalmazásra.

Második példaként foglalkozzunk egy kicsit részletesebben a nyilvánosan hozzáférhető NOAA-R1 adatbázissal. Úgy tűnik a NOAA klíma tudósok a GAT légkör derült $g = 0,3384$ értékét és ~2,61 *prcm* H_2O tartalmát adoptálták, és csendben beépítették az agyon-manipulált NOAA-R1 adatbázisuk-

ba. Ez persze úgy, ahogy van csalás, mert például az 1947-2008 és az 1970-2018 években a légkör 272 és 290 *atm-cm*$_{STP}$ CO_2-t tartalmazott ezért az ÜN-nek növekednie kellett volna, hacsak közben nem csökkentették a H_2O oszlopmennyiségét. A N*OAA* **[155]** hivatkozásban látható, hogyan játszadozik a NOAA a 300 *mb* körüli relatív nedvesség adatokkal. Az NCEP1 verzióhoz képest az NCEP2 relatív nedvesség adatai kb. 10-20 %-al kisebbek. Az elsődleges információt tartalmazó rádiószondás adatokat nem illik sem ötletszerűen, sem céltudatosan, magyarázat nélkül változtatgatni.

Ha eltekintünk a klasszikus klíma adatsorok intézményesített manipulálásától, és feltesszük, hogy az interneten nyilvánosan hozzáférhető NOAA-R1 adatbázisnak van valami köze a valódi rádiószondás nedvesség mérésekhez, akkor adataik alapján a vízgőz oszlopmennyisége 1948 és 2008 között eltelt 61 év alatt csökkent. Ezt olyan empirikus tényként kell kezelni, aminek semmi köze a Miskolczi féle elmélethez, és a gyanús műholdas mérésekhez.

Az állami klímaadat-hamisítóknak meg kellene érteni, hogy az egyensúlyi sugárzási fluxusok extrém érzékenységgel rendelkeznek a természetes légköri szerkezetektől való minden eltérésre, így a csalások előbb-utóbb kiderülnek. A nemzetközi klíma adatbázisokban a nyers rádiószondás és ózonszondás adatok durva manipulálásának semmi egyéb célja nincs, mint a politikusok által életben tartott IPCC tudományosan tarthatatlan, katasztrofális globális felmelegedést jósoló üvegházelméletéhez legyártani az *empirikus* bizonyítékokat. Említést érdemel, hogy felszíni és műholdas mérések 2000 óta 0.4 *ppmv* empirikus sztratoszférikus H2O koncentráció csökkenést regisztráltak, *Solomon et al.* **[145]**.

Összefoglalás

Az óriási mennyiségű rádiószondás adat feldolgozása útján nyert empirikus tények hosszú sorát, és az általuk bizonyított új elméleti összefüggések jelentőségét sem az asztrofizikus, sem a klimatológus közösség nem ismerte fel, és a tudományos vita elől elzárkózott. A második és harmadik mellékletekben matematikailag bizonyított sugárzási egyensúlyi és viriál összefüggéseken alapuló időben állandó planetáris fluxus optikai vastagság az Arrhenius féle üvegházelmélet cáfolata.

Az utolsó, 60. ábránkon hét hosszabb NOAA idősorra átlagolt CO_2 és H_2O oszlopmennyiségeket ábrázoltunk. A kék és piros vonalak a vízgőz, és a szén-dioxid trendvonalai. A vékony sárga vonal a 7 időintervallum átlagos optika vastagságának eltéréseit mutatja az 1,867 elméleti értéktől. Az a tény, hogy a 25 - 60 éves adatsorok optikai vastagságai gyakorlatilag megegyeznek az elméleti értékkel, arra enged következtetni, hogy az elméleti τ^T globális átlagos fluxus optikai vastagság vitathatatlan fizikai tartalommal rendelkezik. Amennyiben bízni lehet az eredeti TIGR2 és NOAA-R1 rádiószondás archívumok adataiban úgy a bemutatott elméleti eredményeink szilárd empirikus támogatást élveznek.

A $\tau^T = \tau$ egyenlőségnek empirikusan és elméletileg megalapozott ténye óriási felzúdulást keltett a szén-dioxid üvegházhatásában vakon hívők körében. A $\tau^T = \tau$ állandó fluxus abszorpció összeegyeztethetetlen a CO_2 üvegházhatásán alapuló globális felmelegedés − a média jóvoltából − világvallássá alakult állami hipotézisével. Az egészséges hozzáállás szerint a tudományban minden meg nem cáfolt empirikus vagy elméleti eredmény (hiedelmektől mentes) tudományos vita tárgyát képezi. Ha nincs vita, és nem létezik az itt bemutatott eredmények kvantitatív cáfolata, akkor azok elkerülhetetlenül az új elfogadott tudományos világkép részeivé válnak.

Eredményeink részletes matematikai ellenőrzését Magyarországon először Barcza Szabolcs csillagász végezte 2006-ban. A **[15]** publikáció lektoraként igazolta, hogy "*A dolgozat a radiatív transzfer problémának egy olyan aspektusára hívta föl a figyelmet, amely eddig előttem sem volt ismert, nevezetesen, hogy a végtelen optikai mélységű szürke modell szisztematikus hibára vezet bolygók atmoszférájában amiatt, hogy ezek optikai mélysége csekély, a Földnél például* τ *közel egyenlő 1,8.* "

További kritikai vizsgálatot tíz éve, az MTA megbízásából, Zágoni Miklós fizikus végzett, *Zágoni* **[134]**. Zágoni kijelenti, hogy: " *Az üvegház-faktor g=1/3 adatára, az elnyelt energia lehetséges maximumára, az abszorpciós tényező A=0.846 egyensúlyi értékére a tapasztalatilag megadott mennyiségek megfelelnek a Miskolczi által számítással nyert és elméleti fluxusösszefüggésekből levezetett kifejezéseknek és megoldásoknak*", azaz,
Zágoni vizsgálatai a könyvünkben bemutatott eredményekben nem talált hibát. Hozzátesszük még, hogy Zágoni nem közöl semmilyen konkrét saját, vagy mások által elvégzett kvantitatív számítást az üvegházhatás vizsgálatánál kulcsszerepet játszó légköri infravörös optikai vastagságra, illetve az

abszorpcióra. Az MTA vonatkozó szaktestülete az MTB − indoklás nélkül − nem fogadta el a Zágoni jelentésben bemutatott eredményeket. Érdekes, hogy Zágoni végső konklúziója szerint az empirikus és elméleti eredmények szükségessé teszik a CO_2 kibocsájtás állami szabályozását. Ez utóbbi furcsa kijelentés nyilván Zágoni magánvéleménye, és semmi köze az általa vizsgált, és szerinte hibátlan empirikus és elméleti eredményekhez. A Zágoni jelentéshez fűzött részletes megjegyzéseim az MTA MTB tagjainak megküldött *Miskolczi* **[135]** dokumentumban találhatók.

A globális cirkulációs modellek évtizedek óta nem képesek értékelhető pontossággal nyilatkozni a globális átlagos fluxusokról, így a szimulációs eredményeink összehasonlítására alkalmatlanok. A modellek bizonytalanságáról egy viszonylag részletes ismertetést találhatunk *Wild et al.* **[36]** munkájában. Sajnos a klímamodellekbe lehetetlen beépíteni a sugárzásfizika kötelezően betartandó szigorú törvényeit, így továbblépés ezen a téren nemigen várható.

Konszenzussal nem lehet eldönteni a vízgőz szerepét a klíma rendszerben. Az agyonparametrizált klíma modellek, a fizikailag értelmetlen üvegházhatás definícióval, a fizikailag értelmetlen globális felmelegedés hipotézisével, és a beépített nem létező pozitív vízgőz visszacsatolással elvesztették fizikai realitásukat. A helyzeten a nagyobb számítógépek, nagyobb területi felbontás, a nagyobb sebesség, vagy a klímamodellezőkre fordított több pénz sem segít.

A klímamodellek használata planetáris sugárzási energiamérleg gyártására, a CO_2 üvegházhatás vizsgálatára, és a globális klíma előrejelzésére reménytelen. Amire a planetáris klímamodellezők vállalkoztak, az ahhoz hasonlít, mintha egy fazék jeges vízben levő vízmolekulák nyomon követéséből próbálnák megmagyarázni a keverék állandó hőmérsékletét. A globális klímát nem a primitív mozgásegyenletek, hidrodinamikai egyenletek, a mechanikai energia, impulzus és impulzus-nyomaték megmaradási törvényei vagy a tömeg kontinuitási egyenletek kormányozzák. A disszipatív klíma rendszerben a végtelen sok légköri és felszín állapot kénytelen ugyanazt az átlagos állapotot létrehozni, ami a jól ismert fizikai elvekkel összhangban van és pontosan kielégíti a rendszer határain megkövetelt energetikai kényszereket.

Konklúziók

A klímatudományban önkényesen definiált üvegházhatás nem alkalmas a légkör üvegházgáz abszorpciójának jellemzésére. Ennek nyilvánvaló okai a légkör kétszintes sugárzási szerkezete és a víz mindhárom fázisának korlátlan jelenléte. A felső troposzféra vízgőztartalmának kaotikus változásai miatt lehetetlen követni a fázisátalakulásokkal kapcsolatos fluxus optikai vastagság változásokat. A klasszikus üvegházhatás hipotézise sért egy sor alapvető fizikai törvényt és képtelen a-priori számot adni a ~33K üvegházhatásnak nevezett hőmérséklet különbségről.

A globális átlagos felhőzet és a fluxus emisszivitás számszerű értékeinek és az általuk képviselt sugárzási kényszerek figyelembevétele nélkül az üvegház paraméterek becslései és az ezzel szorosan összefüggő globális sugárzási mérlegek alkalmatlanok a légköri üvegházhatás kutatására.

Az utóbbi évtizedben feltárt alapvető strukturális összefüggések nagymértékben hozzájárultak a valódi sugárzási klíma megértéséhez. A nagyszámú új fizikai összefüggés és univerzális állandó egy új konzisztens elmélet felé konvergál, amely elméletileg megalapozza Föld-légkör rendszer sugárzási energiamérlegét.

Földfelszíni és műholdas sugárzásmérésekkel összehasonlítva az új egyenletek szigorú tesztelése semmilyen ellentmondásos eredményt nem mutatott. Új egyenleteinkről egy sor publikációban, tudományos konferencián és NASA munkaértekezleteken számoltunk be. Egyenleteink, és numerikus eredményeink nem találtak értékelhető nyílt ellenvetésre sem a NASA sugárzási szakembereinek körében, sem a szélesebb klimatológus körökben.

Bemutattuk, hogy sugárzási klímánk komponensei meghatározhatóak pusztán asztronómiai megfigyelésekből, és néhány — a rendszer materiális összetételére vonatkozó — plauzibilis feltevésből. Az elméletileg állandó egyensúlyi abszorpciós állandó ellentmond az Arrhenius féle üvegház hipotézisnek. Klímarendszerünk abszorpciós állandója változatlan, a növekvő CO_2 miatt feltételezett abszorpció növekedés nem létezik, bármilyen többlet optikai-vastagság vízgőz kondenzációt eredményez, amely csapadék formájában távozhat a légkörből.

Klímánk hosszúidejű stabilitását a légköri Kirchhoff törvény (48), a sugárzási egyensúly törvénye (50), a viriál törvény (58) és a dinamikus fluxus optikai vastagság (69) törvényei szimultán, tendencia szinten történő érvényesülése biztosítja. A végtelen szabadsági fokkal rendelkező klíma rendszerben a stabilitás a víz halmazállapot-változásainak kaotikus rendszerén nyugszik, amelybe a nem-kondenzálódó üvegházgázoknak Földi körülmények között gyakorlatilag nincs beleszólása.

Könyvünkben nem a valódi globális hosszúidejű átlagos felszínhőmérséklet változásának a részleteit vizsgáltuk, hanem az üvegházhatás elméleti megalapozására és megfigyelési kérdéseire összpontosítottuk a figyelmünket. Az nem vita tárgya, hogy a derült légkörre vonatkozó 5. táblázatban foglalt mennyiségek léteznek, mérhetőek, és elméletileg megadhatóak. Még az is elfogadható, hogy megegyezés alapján ezeket a mennyiségeket a felhőzettel együtt, üvegházgázok által okozott üvegházhatásnak nevezzük. Azt viszont ki kell hangsúlyozni, hogy ezek a paraméterek a Föld speciális asztronómiai és fizikai paraméterei miatt állandó értékek, és egy elméleti abszorpciós optikai vastagsághoz kötöttek. Légkörünkben bármilyen nem kondenzálódó üvegházgáz perturbáció a hidrológiai cikluson keresztül kiegyenlítődik és a rendszer rövid időn belül beállítja az optimális elméleti fluxus optikai vastagságot és a hozzá tartozó felhőfedettséget.

Összefoglalva, elmondhatjuk, hogy az Arrhenius féle üvegházhatás hipotézise hibás. A CO_2 üvegházhatáson alapuló globális felmelegedés − államilag elfogadott − hipotézise szintén egy elméletileg megalapozatlan hibás elképzelés. Sajnos a média által szított klímahisztéria és a klímaváltozás

szabályozására irányuló, a szén-dioxid adás-vételén alapuló tudománytalan és hatástalan állami intézkedések már eddig is mérhetetlen gazdasági károkat okoztak világszerte. Annak, hogy vezető politikusok szerint a világ katasztrofálisan melegszik, az égvilágon semmi tudományos értéke nincs.

Arra is kellene néha gondolni, hogy mi lesz, ha hirtelen összedől a szén-dioxid üvegházhatásából és a globális felmelegedésből készült kártyavár? A felelősség nyilván nem a becsületesnek és csalhatatlannak mondott politikusoké és magas állami tisztségviselőké lesz, hanem az őket kiszolgáló korrupt, sokszor szakmailag dilettáns állami klímaszakértőket terheli majd. A magyar egyetemi meteorológus és csillagász oktatás külön szégyene, hogy nem volt képes az utóbbi tizenöt évben a légköri sugárzási folyamatokról érdemben véleményt nyilvánítani képes szakembereket kiképezni.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném kifejezni köszönetemet azért az önzetlen támogatásért, amit Járosi Márton vezetésével a magyar energetikus közösség a könyv elkészítéséhez nyújtott. Külön köszönetet érdemel Héjjas István, aki magára vállalta a sugárzásátvitelben nem professzionális szakembereknek és az üvegházhatás fizikája iránt érdeklődők széles táborának szánt első fejezet megírását, és Petz Ernőnek a könyv kiadásához nyújtott nélkülözhetetlen segítségéért.

Hálával tartozom Szarka Lászlónak és Barcza Szabolcsnak a tartalmas szakmai vitákért és a kézirat érdemi átnézéséért, A kutatómunkához szükséges számítógépes háttér megteremtéséért szintén hálával tartozom K. Gregory-nak és Christopher Game-nek.

Továbbá, köszönetet érdemel K. Sifrin, K. Vinnikov, I. Wilson, A. Harvey, J. Pompe, A. Rörsch, R. Tscheuschner, D. Hagen, S. Welcenbach, N. VanAndel, C. Wiese, G. Fulks, D. Brooks, W. Guang, Y. Shao-min, R. Tattersall, Z. Kolláth, S. Kenyeres, E. Függerth, és mindazok, akik a sokéves kutatómunkámat figyelemmel kísérték és hasznos tanácsaikkal hozzájárultak a munkám során felmerült számtalan elméleti probléma tisztázásához.

Végül köszönettel tartozom azért a végtelen türelemért és megértésért, amit a családom tanúsított a kutatómunka és könyvírás hosszú hónapjai és évei alatt. A könyv professzionális, nyelvtanári figyelemmel történő utolsó ellenőrzéséért külön köszönettel tartozom leányomnak, M. Szonjának.

IRODALOM

[1] Raval, A., and Ramanathan, V., 1989: Observational determination of the greenhouse effect. NATURE 342 (1989) 758-761

[2] Lacis A., Schmidt G. A., Rind D., Ruedy R. A., 2010: Atmospheric CO_2: Principal Control Knob Governing Earth's Temperature. Science 330 (2010) 356-359

[3] Kandel R., and Viollier M., 2004: Planetary radiation budgets. Space Science Reviews (2005) 120: 1–26DOI: 10.1007/s11214-005-6482-6, pp. 4

[4] Miskolczi, F., M., 2014: The Greenhouse Effect and the Infrared Radiative Structure of the Earth's Atmosphere. Development in Earth Science Volume 2, 2014 http://www.seipub.org/des

[5] Miskolczi F., 2018: Értekezés az üvegházhatásról. Magyar Energetika, 2018/3, http://magyarenergetika.hu

[6] US Standard Atmosphere, 1976, NOAA, NASA, USAF, Washington, D.C. October 1976, NOAA-S/T 76-1562

[7] NASA Sun Fact Sheet, 2012: nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html

[8] NASA Earth Fact Sheet, 2012: nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html

[9] NASA, 2015: Earth's energy budget. http://www.nasa.gov, Document: NP-2010-05-265-Larc, http://science-edu.larc.nasa.gov/energy_budget

[10] Planck, M., 1914: The theory of heat radiation. P. Blakiston's Son & CO. Philadelphia

[11] Miskolczi F. és Mlynczak M.: (2004): The greenhouse effect and the spectral decomposition of the clear-sky terrestrial radiation. Időjárás, 108, 4, 209–251

[12] Mihalas, D., and B., W., Mihalas, 1984: Foundations of radiation hydrodynamics. Oxford University Press, 1984

[13] L.S. Rothman, et al. 1998: The HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 Edition. *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transfer* **60,** 665-710.

[14] Milne, A. E., 1922: Radiative equilibrium: the insolation of an atmosphere. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, XXIV, 872-896.

[15] Miskolczi F. M., 2007: Greenhouse effect in semi-transparent planetary atmospheres. IDŐJÁRÁS, Quarterly Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 111, No. 1, January–March 2007, pp. 1–40

[16] Pierrehumbert R. T., 2011: Principles of Planetary Climate. Cambridge University Press, ISBN 9780521865562, pp. 414

[17] Lindzen R. S., 2007: Taking Greenhouse Warming Seriously. E&E, Vol. 18, No. 7+8, 2007 pp. 937–950

[18] Sir Paul Nurse and Dr. Ralph J. Cicerone, 2014: Climate Change, Evidence & Causes, An overview from the Royal Society and the US National Academy of Sciences, RS & NAS Feb. 27th 2014

[19] Smith, A., P., 2008: Proof of the Atmospheric Greenhouse Effect. American Physical Society, 1 Research Road, Ridge NY, 11961, PACS numbers: 92.60.Vb,05, 90. +m, (2008) http://arxiv.org/abs/0802.4324v1

[20] Szarka László Csaba, 2019: FÖLD ÉS EMBER. Székfoglaló előadás, Magyar Tudományos Akadémia, Budapest, 2019. szeptember 17.

[21] Haszpra L., 2011b: Az éghajlati rendszer és mozgatói. Magyar Tudomány, 172, 5, 570–579

[22] Haszpra L., 2011: Válasz Zágoni Miklós észrevételeire. Magyar Tudomány, 172, 8, 1003–1005

[23] Miskolczi F. M., 2010: The stable stationary value of the earth's global average atmospheric Planck-weighted greenhouse gas optical thickness. Energy & Environment 21, 4 (2010) 243-262

[24] Chedin A., and Scott N. A., 1983: The Improved Initialization Inversion Procedure (3I). Laboratoire de meteorologie dynamique, CNRS, Note Interne No. 117, LMD, 1983

[25] Miskolczi, F., 1989: High resolution atmospheric radiative transfer code (HARTCODE). https://www.researchgate.net/publication/287994595 DOI: 10.13140/RG.2.1.2319.6240

[26] Costa, S., M., S., and Shine, K., P., 2012: Outgoing Longwave Radiation due to Directly Transmitted Surface Emission. JAS, Vol. 69, pp. 1865-1870, DOI: 10.1175/JAS-D-11-0248.1

[27] VanAndel, N., 2010: Note on the Miskolczi Theory. E&E, Vol. 21, No. 4, 2010, pp.281

[28] Schmidt G. A., Ruedy R. A., Ron L., Miller R. L., Lacis A. A., 2010: Attribution of the present-day total greenhouse effect. JGR, VOL. 115, D20106, DOI: 10.1029/2010JD014287, 2010, pp. 3

[29] Kopp, G., and Lean, J., L., 2011: A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance. Geophysical Research Letters, Vol. 38, L01706, DOI: 10.1029/2010GL045777

[30] Chance K., and Kurucz R. L., 2010: An improved high-resolution solar reference spectrum for earth's atmosphere measurements in the ultraviolet, visible, and near infrared. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 111 (2010) 1289 1295

[31] Berk A., Anderson G. P., Acharya P. K., Shettle E. P., 2008:MODTRAN5.2.0.0 User's Manual. ftp://ftp.pmodwrc.ch/pub/Claus/Vorlesung2009/ModtranDaten_etc /MODTRAN(R) 5.2.0.0.pdf

[32] Wu W., and Liu Y., 2010: Radiation entropy flux and entropy production of the Earth system, Rev. Geophys. 48, RG2003, DOI: 10.1029/2008RG000275.

[33] Kiehl J. T., and Trenberth K. E., 1997: Earth's Annual Global Mean Energy Budget. AMS, BAMS, VOL. 78, No. 2, 1997, pp.199

[34] Trenberth K. E., Fasullo J. T., and Kiehl J., 2009: EARTH'S GLOBAL ENERGY BUDGET. AMS, BAMS, March 2009 pp. 311-323

[35] Stephens G. L., et al., 2012: An update on Earth's energy balance in light of the latest global observations. Nature. Geo-science. 5 (2012) 691–696, DOI: 10.1038/ngeo1580

[36] Wild M., Folini D., Schar C., Loeb N., Dutton E. G., Konig-Langlo G., 2013: The global energy balance from a surface perspective. Climate Dynamics (2013) 40:3107–3134, DOI 10.1007/s00382-012-1569-8

[37] Ramanathan V., and Inamdar A. K., 2006: The radiative forcing due to clouds and water vapor. In Frontiers of Climate Modeling, Eds. J.T. Kiehl and V. Ramanathan; Cambridge University Press, 2006.

[38] NOAA NCEP/NCAR Reanalysis data time series 2008, http://www.cdc.noaa.gov

[39] Scott N., 2009: TIGR, Thermodynamic Initial Guess Retrieval 2000, http://ara.lmd. polytechnique.fr/htdocs-public/products /TIGR/TIGR.html

[40] Miskolczi F., and Mlynczak M., 2004: Implementation of CO_2 Q band line mixing computations into line-by-line atmospheric radiative transfer codes. IDŐJÁRÁS, *Quarterly Journal of the Hungarian Meteorological Service,* Vol. 108, No. 1, January–March 2004, pp. 51–63

[41] McIDAS Water Vapor Composit_2008: http://www.ssec.wisc.edu/data/composites.html

[42] Houghton J., 2005: The Physics of Atmospheres. Cambridge University Press, 2005. Third Edition. pp. 256-257

[43] Miskolczi F., 2001: High accuracy skin temperature retrieval from spectral data of multichannel IR imagers. IDŐJÁRÁS, *Quarterly Journal of the Hungarian Meteorological Service,* Vol. 105, No. 4 - Vol. 106, No. 1, October 2001 – March 2002, pp. 243–251

[44] Rizzi R., Matricardi M., and Miskolczi F., 2002: Simulation of uplooking and downlooking high-resolution radiance spectra with two different radiative transfer models. APPLIED OPTICS, Vol. 41, No. 6, 20 February 2002

[45] Héjjas I., 2015: Klímaváltozás és szén-dioxid. Magyar Energetika, 2015/5–6, pp. 36-41

[46] Hetesi Zs., 2017: Néhány megjegyzés a klímaszkepticizmus kapcsán. Magyar Energetika 2017/1, 18–20

[47] Miskolczi F. M., and Mlynczak M. G., (2005): AIRS – CERES Window Radiance Comparison, AIRS-to-CERES Radiance Conversion. *NASA, CERES Science Team Meeting, November 2005,https://ceres.larc.nasa.gov/documents/STM/2005-11/miskolczi_airs.pdf*

[48] Miskolczi F. M., and GUZZI R., (1993), Effect of the Non-uniform Spectral Dome Transmittance on the Accuracy of the IR Radiation Measurements Using Shielded Pyrradiometers and Pyrgeometers. *Applied Optics, Vol. 32, No. 18, 1993, 3257-3265*

[49] David P. Kratz, Martin G. Mlynczak, Christopher J. Mertens, Helen Brindley, Larry L. Gordley, Javier Martin-Torres, Ferenc M. Miskolczi, David D. Turner, 2005: An inter-comparison of far-infrared line-by-line radiative transfer models. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 90 (2005) 323–341

[50] Goody, R.M. and Yung, Y.L., 1989: Atmospheric Radiation. Theoretical Basis. University Press, Inc., Oxford, 392 pp.

[51] Miskolczi F. M., 1994: Modeling of Downward Surface Longwave Flux Density for Global Change Applications and Comparisons with Pyrgeometer Measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 11, No. 2, 608-612.*

[52] Miskolczi F. M., Pinker R. T., and Aro T. O., (1997): Surface Radiative Fluxes in Sub-Sahel Africa. *Journal of Applied Meteorology, Vol. 36, No. 5, 521-529*

[53] Miskolczi F. M., 2000: Remote Sensing Using the IR Channels of the Global Imager on Board the Advanced Earth Observing Satellite II. *Presentation at the National Oceanic and Atmospheric Administration, Silver Spring. Washington DC. 2000, 1-50*

[54] Pierreumbert R. T., 2011: Infrared radiation and planetary temperature. © 2011 American Instilute of Physics, 8·0031·9228·1101·010-6, January 2011 Physics Today, pp. 33-38

[55] Arrhenius S., 1896: *On the Influence of Carbonic Acid in the Air upon the Temperature of the Ground.* Philosophical Magazine and Journal of Science Series 5, Volume 41, April 1896, pages 237-276.

[56] Schwarzschild K., 1906: *On the equilibrium of the Sun's atmosphere*. Nachr. v. d. Königlichen Ges. d. Wissenscaften zu Göttingen. Math-Phys. Klasse, Vol. **195,** pp. 41- 53.

[57] Paltridge G. W., and Platt C. M. R., 1976: Radiative processes in meteorology and climatology. Elsevier Scientific Publishing Company, Developments in Atmospheric Science 5, Amsterdam-Oxford-New York 1976

[58] Shaviv N. J., Shaviv G., and Wehrse R.: The Maximal Runaway Temperature of Earth-like Planets. 2011, Icarus, 216, 2, 403-414

[59] Prevost P., 1791, Mémoire sur l'équilibre du feu, *Journal de Physique*, 1791, 30, 314–323

[60] Spencer R. W., 2010: Comments on Miskolczi's (2010) Controversial Greenhouse Theory. August 5th, 2010, http://www. drroyspencer.com/2010/08/

[61] Mohr P. J., Taylor B. N., and Newell D. B., 2007: CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2006. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899-8420, USA

[62] National Institute of Standards and Technology, 2014: Fundamental Physical Constants—Extensive Listing. http://physics.nist.gov/constants

[63] Miskolczi F., Rizzi R., Guzzi R., and Bonzagni M., 1988: A new high resolution atmospheric transmittance code and its application in the field of remote sensing. *Proc. IRS'88 current problems in Atmospheric Radiation, Lille 18-24 August 1988*, 388-391.

[64] Reményi K., 2016: Gondolatok a globális hőmérsékletről. Energiagazdálkodás, 57 évf. 2016. 3-4.

[65] Miskolczi F. M., 2011: The stable stationary value of the Earth's global average atmospheric infrared optical thickness. *European Geophysical Union, EGU 2011, Vienna, 13662, 1-20, http://presentations.copernicus.org/ EGU2011-13622_presentation.pdf*

[66] Gaveau B., Martinás K., Moreau M., and Tóth J., 2002: PHYSICA A: Statistical Mechanics and its Applications, Volume 305, Nos. 1-2, published March 2002, 445-466

[67] Jelbring H., 2003: The "Greenhouse Effect" as a Function of Atmospheric Mass. *Energy & Environment* · Vol. 14, Nos. 2 & 3

[68] Chedin A., Scott N. A., 1983: The Improved Initialization Inversion Procedure. *First International TOVS Study Conference*, Igls, Austria, August 1983

[69] Goode P. R., Pallé E., 2007: Shortwave forcing of the Earth's climate: Modern and historical variations in the Sun's irradiance and the Earth's reflectance / Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 69 (2007) 1556–1568

[70] Kandel R., and Viollier M., 2003: Planetary Radiation Budgets. CERES STM, 23-25 September, 2003

[71] Chandrasekhar S., 1958: An Introduction to the Study of Stellar Structures. DOWER Publications INC, 1958

[72] International Association of Meteorology and Atmospheric Physics (IAMAP) Radiation Commission 1978: Terminology and Units of Radiation Quantities and Measurements. Boulder, Colorado, USA April 1978

[73] Princeton Applied Research Corporation (PARC), 1974: Reference Guide to Optical Energy Measurements.

[74] Weizel, W., 1967: Fizikai Képletgyüjtemény I. Mechanika, Elektrodinamika, Optika, Termodinamika, Relativitáselmélet, Mértékrendszerek. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1967, ETO: 53(083.3)

[75] LaRocca, A., J. and Turner, R. E., 1975: Atmospheric transmittance and radiance: methods of calculation. Office of Naval Research, Arlington, VA.

[76] Chilingar G. V., Sorokhtin O. G., Khilyuk L. F. and Liu M., 2014 Do Increasing Contents of Metane and Carbon Dioxide in the Atmosphere Cause Global Warming? *Atmospheric and Climate Sciences*, 4, 819-827. http://dx.doi.org/10.4236/acs.2014.45072

[77] Miatello A., 2012: REFUTATION OF THE "GREENHOUSE EFFECT" THEORY ON A THERMODYNAMIC AND HYDROSTATIC BASIS. Principia Scientific International, 2012 August 6

[78] Ollila A., 2019: Challenging the Greenhouse Effect Specification and the Climate Sensitivity of the IPCC Physical Science International Journal 22(2): 1-19, 2019; Article no.PSIJ.49095 ISSN: 2348-0130

[79] Emden R., 1916: Radiation Equilibrium and Atmospheric Radiation. Monthly Weather Review, August, 1916, 450-459

[80] Saunders R., Rayer P., Brunel P., von Engeln A., Bormann N., Strow L., Hannon S., Heilliette S., Liu Xu, Miskolczi F., Han Y., Masiello G., Moncet J. L., Uymin G., Sherlock V., and Turner D. S., 2007: A comparison of radiative transfer models for simulating Atmospheric Infrared Sounder (AIRS) radiances. *http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2006JD007088/epdf JGR-Atmosphere, Vol. 112, D01S90, 2007, 1-17*

[81] Jursa A. S., 1985: Handbook of Geophysics and the Space Environment. Air Force Geophysics Laboratory, Air Force Systems Command, USAF 1985, pp. 18-7

[82] Aarrak A., 2014: The Miskolczi Greenhouse Theory. http://energiaakademia.lapunk.hu/tarhely/energiaakademia/dokumentumok /201406/miskolczi_greenhouse.pdf

[83] Clausius R., 1870: On a Mechanical Theorem applicable to Heat. Translated from a separate impression communicated by the Author, having been read before the Niederrheinischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde, on June 13, 1870. pp. 122 Phil. Mag. S. 4, vol. xxiv. pp. 81, 201. The Mechanical Theory of Heat, p. 215.

[84] Ollila A., 2017: Warming Effect Reanalysis of Greenhouse Gases and Clouds. *Physical Science International Journal 13 (2): 1-13, 2017; Article no. PSIJ.30781 ISSN: 2348-0130* Sciencedomain *international, www.sciencedomain.org*

[85] Tollefson J., 2014: The case of the missing heat. Sixteen years into the misterious global-warming hiatus', scientists are piecing together an explanation. NATURE Vol. 505, 16 January, 2014, 276-278 ©2014 Macmillan Publishers Limited. All rights reserved

[86] Mika J., 2014: Szünetel a klímaváltozás. Kímaváltozás 13, 2014. Április 25.

[87] Rothman L. S., et al., 2003: The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001 Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 82 (2003) 5–44

[88] Scientists, 2009: Causes of Climate Change not 'Settled'.News Release – Copenhagen Climate Challenge: http://www.cnw.ca/fr/releases/archive/December2009/08/c8563.html

[89] Koll D. D. B., and Cronin T. W., 2018: Earth's outgoing longwave radiation linear due to H_2O greenhouse effect. www.pans.org/cgi/doi/10.1073/pans. 1809868115

[90] Goldblatt C., Watson A. J., 2012: The Runaway Greenhouse: implications for future climate change, geoengineering and planetary atmospheres. http://arxiv.org/abs/1201.1593v1physics.ao-ph, 8 Jan 2012

[91] Lehr J., and Harris T., 2019: Mathematical modelling illusions. http://www.onlineopinion.com.au article 20114

[92] Paris Climate Summit, 2015: Climate Scientist James Hansen Warns World is on Wrong Track to Prevent Runaway Global Warming. Topics Paris Climate Summit 2015, Climate Change, Guests James Hansen, *Democracy Now*, Transcript

[93] Rodriguez R., Jucks K. W., Lacome N., Blanquest G., Valrand J., Traub W. A., Khalil B., LeDoucent R., Valentin A., Camy-Peyret C., Bonamy L., and Hartmann J.M., 1999: Model, software, and data-base for computation of line-mixing effects in infrared Q branches of atmospheric CO2. I. Symmetric isotopomers. J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer 61, 153-184

[94] Rothman L. S., et al. 2005: The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 96 (2005) 139–204

[95] Loeb N. G., et al. 2008: Toward Optimal Closure of the Earth's Top-of-Atmosphere Radiation BudgetJournal of Climate, Vol. 22, 748-766

[96] Ollila A., 2013: Earth's Energy Balance for Clear, Cloudy and All-Sky Conditions. Development in Earth Science Volume 1 Issue 1, September 2013

[97] Schmittner A., Nathan M., Urban N. M., Shakun J., D., Mahowald N. M., Clark P. U., Bartlein P. J., Mix A. C., Rosell-Melé A., 2011: Climate Sensitivity Estimated from Temperature Reconstructions of the Last Glacial Maximum. *Science* **334**, 1385 (2011); DOI: 10.1126/science.1203513

[98] Gerlich G., and Tscheuschner R. D., 2009: Falsification of the atmospheric CO2 greenhouse effects within the frame of physics. *International Journal of Modern Physics B*, **23**, 275-364. DOI: 10.1142/S021797920904984X

[99] Scafetta N., 2010: Empirical evidence for a celestial origin of the climate oscillations and its implications. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 72 (2010) 951–970

[100] Chevallier L., Pelkowski J., és Rutily B., 2011: Exact results in modeling planetary atmospheres-I. Gray atmospheres. ArXiv: astro-ph/0609531v1 19 Sep 2006

[101] Rutily B., Chevallier L., Pelkowski J., and Bergeat J., 2008: Exact results in modeling planetary atmospheres-II. Semi-gray atmospheres. JQSRT, 109 (2008) 28-42

[102] Pelkowski J., Chevallier L., Rutily B., and Titaud O., 2008: Exact results in modeling planetary atmospheres-III. The general theory applied to the Earth's semi-gray atmosphere. JQSRT, 109 (2008) 43-51

[103] Shapiro A. I., et al., 2011: A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing. A&A 529, A67 (2011) DOI: 10.1051/0004-6361/201016173

[104] Kroll R. J., Beardsley B. J., and Hill H. A., 1990: Recent Differential Radius Results at SCLERA. Bull. Am. Astron. Soc. **22,** No. 1, 742 (1990).

[105] Collins II, G. W., 2003: The Fundamentals of Stellar Astrophysics. © Copyright (2003) George W. Collins, II

[106] Stephens G. L., O'Brien D., Webster P. J., Pilewski P., Kato S., and Li J-I, 2015: The albedo of Earth. Reviews of Geophysics, 53. DOI: 10.1002/2014RG000449

[107] Cox J. P., 2009: Solar quantities. Lecture Notes, Univ. of Canterbury, Astr323/Phys323, (Oct. 2009) pp. 108

[108] Cox J. P., Giuli R. T., 1968: Principles of Stellar Structure. Volume 2. *Applications to Stars.* Copyright ©1968 by Gordon and Breach, Science Publishers. Inc. 150 Fifth Avenue, New York, N. 10011

[109] Brooks D. M., 2011: The 'Pot Lid' Hypothesis or, Where Does the Air Go? http://declineeffect.com/wp-content/uploads/2011/08/Pot-Lid-Sep-2011-v2.1.pdf

[110] Young C., 1964: A Sudy of the Influence of Carbon Dioxide on Infrared Radiative Transfer in the Strartosphere and Mesosphere.The University of Michigan, Office of Research Administration - Ann Arbor, March 1964, Technical Report, 04682-T

[111] Ou Hsien-Wang., 2001: Possible Bounds on the Earth's Surface Temperature: From the Perspective of a Conceptual Global-Mean Model. Journal of Climate, Vol. 14, 2976-2988, 1 July 2001

[112] Rutily B., Chevallier L., Pelkowski J., 2005: K. Schwarzschild's problem in radiation transfer theory. ArXiv: astro-ph/0601340v1, 16 Jan 2006

[113] Landau, L., D., és Lifsic, E., M., 1958: STATISTICAL PHYSICS. Volume 5 of Course of Theoretical Physics Translated from the Russian by J. B. Sykers és M. J. Kearsley. Copyright ©1958 and 1969, Pergamon Press Ltd.

[114] CODATA 2019: List of physical constants. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Physical_constant&oldid=924286480 Frissitve: 2019, November 2, 22:58 (UTC).

[115] Marik M., 1976: A csillagászat elemei. Egyetemi jegyzet, Tankönyvkiadó, Budapest, 1976

[116] Marik M., 1974: Fejezetek az elméleti asztrofizikából. Egyetemi jegyzet. Tankönyvkiadó, Budapest, 1974

[117] Scafetta N., Milani F., Bianchini A., Ortolani S., 2018: On the astronomical origin of the Hallstatt oscillation found in radiocarbon and climate records throughout the Holocene. ArXiv: 1610.03096v1 physics.geo-ph, 3 Oct 2016. Earth-Science Reviews 162, 24–43, 2016. http://dx.doi.org/10.1016/j.earscirev.2016.09.004

[118] Ermolli I., Matthes K., Dudok de Wit T., Krivova N. A., Tourpali K., Weber M., Unruh Y. C., Gray L., Langematz U., Pilewskie P., Rozanov E., Schmutz W., Shapiro A., Solanki S., K., and Woods T. N., 2013: Recent variability of the solar spectral irradiance and its impact on climate modelling. Atmos. Chem. Phys., 13, 3945–3977, 2013 www.atmos-chem-phys.net/13/3945/2013/ doi:10.5194/acp-13-3945-2013

[119] Rosema A., Foppes S., Van der Woerd J., 2013: Meteosat derived planetary temperature trend 1982-2006. Energy &Environment, Vol. 24 No. 3 & 4, 2013

[120] Rossow W. B., and Schiffer R. A., 1999: Advances in Understanding Clouds from ISCCP. Bulletin of the American Meteorological Society, Vol. 80, No. 11, November 1999

[121] Kramm G., Dlugi R., 2011: Scrutinizing the atmospheric greenhouse effect and its climatic impact. Natural Science, Vol.3, No.12, 971-998 (2011), http://dx.doi.org/10.4236/ns.2011.312124

[122] Arking A., 1991: The Radiative Effects of Clouds and their Impact on Climate. Bulletin American Meteorological Society, Vol. 71, No. 6, June 1991

[123] Douglass D., Blackman E., and Knox S., 2004: Temperature response of Earth to the annual solar irradiance cycle. *Physics Letters, A, 323 (2004) 315–322*: doi:10.1016/j.physleta.2004.01.066

[124] Besenyei M., Fülöp S., és Hetesi Zs., 2016: Vigyázó szemünket Párizsra vetettük – a klímaváltozás és a klímamegállapodás versenyfutása. ACTA HUMANA • 2016/2. 53–73.

[125] Gray W. M., and Schwartz B., 2009: The Association of Albedo and OLR Radiation with Variations of Precipitation - Implications for AGW. http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.392.6968&rep=rep1&type=pdf10.1.1.392.6968.pdf

[126] Kandel, R., és Viollier, M., 2005: PLANETARY RADIATION BUDGETS. Space Science Reviews (2005) 120: 1–26, DOI: 10.1007/s11214-005-6482-6

[127] Antero Ollila, 2013: Analyses of IPCC's Warming Calculation Results. *American Journal of Climate Change*, 2013, doi:10.4236/ajcc.2013.Published Online 2013 (http://www.scirp.org/journal/ ajcc)

[128] Chevallier F., Morcrette J. J., Chédin A., Cheruy F., 2006: TIGR-like atmospheric-profile databases for accurate radiative-flux computation. *The Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Volume 126 Issue 563, 777 – 785, Published Online: 15 Dec 2006, DOI: 10.1002/qj.49712656319

[129] Ollila A., 2012: The Roles of Greenhouse Gases in Global Warming. *Energy & Environment* · Vol. 23, No. 5, 2012, 781-799

[130] Monckton C., 2009: A Non-Problem Spun up into a Global Crisis. SPPI ORIGINAL PAPER, December 22, 2009

[131] Lindzen R. S., 1994: On the Scientific Basis for Global Warming Scenarios. *Environmental Pollution* 83 (1994) 125-134

[132] Durre I., and Yuin X., 2008: Enhanced Radiosonde Data for Studies of Vertical Structure. ©2008 American Meteorological Society, DOI:10.1175/2008BAMS2603.1

[133] Marx G., and Miskolczi F., 1981: The CO2 Greenhouse Effect and the Thermal History of the Atmosphere. Adv. Space Res. Vol. 1, pp. 5-18, © COSPAR,1981. Printed in Great Britain.

[134] Zágoni M., 2011: Miskolczi Ferenc kutatási eredményeinek kritikai vizsgálata Beszámoló jelentés. MTA GGKI, 2010, December 1 – 2011 November 30.

[135] Miskolczi F., 2012: Megjegyzések Zágoni Miklós "Miskolczi Ferenc kutatási eredményeinek kritikai vizsgálata" című MTA GGKI Beszámoló Jelentéséhez. 2012 Március 15

[136] Halpern J. B., Colose C. M., Ho-Stuart C., Shore J. D., Smith A. P., Zimmermann J., 2010: Comment on "Falsification of the atmospheric CO2 greenhouse effects within the frame of physics". *International Journal of Modern Physics B*, **24**, 1309-1332. DOI: 10.1142/S021797921005555X

[137] Gerlich G., and Tscheuschner R. D., 2010: Reply to "comment on 'falsification of the atmospheric CO2 greenhouse effects within the frame of physics' by Joshua B. Halpern, Christopher M. Colose, Chris Ho-Stuart, Joel D. Shore, Arthur P. Smith, Jörg Zimmermann". *International Journal of Modern Physics B*, **24**, 1333-1359. DOI: 10.1142/S0217979210055573

[138] Svensmark H., and Friis-Christensen E., 1997: Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – a missing link in solar-climate relationships. *Jour111JI of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics,* Vol. 59, No. 11, pp. 1225-1232, 1997 © 1997 Elsevier Science Ltd. All rights reserved. Printed in Great Britain.

[139] Barcza Sz., 1997: Csillaglégkörök Fizikája. Csillagszínképek Kiértékelésének Asztrofizikai Alapjai. Egyetemi Jegyzet, Budapest 1997, ELTE Eötvös Kiadó

[140] Fabricating Fake Temperatures - Charts Documenting Adjustments & Manipulations. http://www.c3headlines.com/

[141] O'Brien D. M., and Stephens G. L., 1995: Entropy and climate. II. Simple models. Q. J. *R. Meteorol. SOC.* (1995), 121, pp. 1773-1796

[142] Weart S., Pierrehumbert R. T., 2007: A Saturated Gassy Argument. http://www.realclimate.org/index.php/archives/2007/06/a-saturated-gassy-argument/

[143] Nalli N. R., and Smith W. L., 1998: Improved remote sensing of sea surface skin temperature using a physical retrieval method. JGR Atmospheres, Vol. 103, No. *C5, pp.* 10,527-10,542

[144] Koutsoyiannis D., 2020: Revisiting the global hydrological cycle: is it intensifying? Hydrol. Earth Syst. Sci., 24, 3899–3932, 2020 https://doi.org/10.5194/hess-24-3899-2020

[145] Solomon S., Rosenlof K., Portmann R., Daniel J., Davis S., Sanford T., Plattner G., 2010: Contributions of Stratospheric Water Vapor to Decadal Changes in the Rate of Global Warming. www.sciencexpress.org / 28 January 2010 / Page 1 / 10.1126/science.1182488

[146] Varró S., 2006: A Study on Black-Body Radiation: Classical and Binary Photons. Acta Phys. Hung. B 26/3–4 (2006) 365–389, DOI: 10.1556/APH.26.2006.3–4.18

[147] VanWijngaarden W. A., and Happer W., 2020: Dependence of Earth's Thermal Radiation on Five Most Abundant Greenhouse Gases. ArXiv: 2006.03098v1 [physics.ao-ph] 4 Jun 2020

[148] Clough S. A., Shephard M. W., Mlawer E. J., Delamere J. S., Iacono M. J., Cady-Pereira K., Boukabara S., Brown P. D., 2005: Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 91 (2005) 233–244

[149] Gorshkov V. G., and Makarieva A. M., 2002: Greenhouse effect dependence on atmospheric concentrations of greenhouse substances and the nature of climate stability on Earth. Atmos. Chem. Phys. Discuss., 2, 289–337, 2002, www.atmos-chem-phys.org/acpd/2/289/, © European Geophysical Society 2002

[150] M. Mlynczak and F. Miskolczi, 2004: Far-Infrared Properties of the Earth's Radiation Budget. AIRS Science Team Meeting, March 31, 2004, Goddard Space Flight Center

[151] Hansen J. E., and Lacis A. A., 1990: Sun and dust versus greenhouse gases: an assessment of their relative roles in global climate change. *Nature* · Vol 346 · 23 August 1990

[152] Gould L. I., 2014: Systematic and logical problems in global warming science. *Energy and Environment*, Vol. 25, No. 6 & 7, 2014

[153] NASA, 2016: Jupiter Fact Sheet. nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html NASA Official: Ed Grayzeck, edwin.j.grayzeck@nasa.gov, Last Updated: 19 April 2016, dave.williams@nasa.gov

[154] Willman A. J., 2012: Planetary System Data. Copyright © 1996 A. J. Willman, Jr. All rights reserved. http://www.princeton.edu/~willman/planetary_systems/ Updated: 2012 September 20

[155] NOAA, 2020: Relative Humidity Time Series. http://www.cdc.noaa.gov/cgi-bin/data/timeseries/timeseries1.pl

[156] NASA, 2016: Notes on the Fact Sheets. NASA Official: Ed Grayzeck, edwin.j.grayzeck@nasa.gov, Updated: 29 February 2016, DRW

[157] Gordon I. E., et al. 2017: The HITRAN2016 molecular spectroscopic database. Journalof Quantitative Spectroscopy&Radiative Transfer 203 (2017) 3–69

[158] Knox R. S., 2004: Non-radiative energy flow in elementary climate models. Physics Letters A, 329 (2004) 250–256, http://www.elsevier.com/locate/pla

[159] Eddington A. S., 1916: On the radiative equilibrium of the stars. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, LXXVII. I, 16-35.

[160] Lorenz R. D., and McKay C. P., 2003: A simple expression for vertical convective fluxes in planetary atmospheres. Icarus 165 (2003) 407–413

[161] Drayson S. R., 1969: Investigation of Atmospheric Absorption for Remote Sensing Applications. University of Michigan, Office of Research Administration - Ann Arbor, May 1969, Final Report, 01427-1F

[162] Drayson S. R., 1964: Atmospheric Slant Path Transmission in the 15μ CO2 Band. University of Michigan, Office of Research Administration - Ann Arbor, Nov. 1964, Technical Report, 05863-6-T

[163] Drayson S. R., 1967: The Calculation of Long-Wave Radiative Transfer in Planetary Atmospheres. University of Michigan, Office of Research Administration - Ann Arbor, Nov. 1967, Technical Report, 07584-1-T

[164] Seim T. O., and Olsen B. T., 2020: The Influence of IR Absorption and Backscatter Radiation from CO2 on Air Temperature during Heating in a Simulated Earth/Atmosphere Experiment. Atmospheric and Climate Sciences, 2020, 10, 168-185 DOI: 10.4236/acs.2020.102009 Apr. 20, 2020

[165] Wilde S. P. R., and Mulholland P., 2020: Return to Earth: A New Mathematical Model of the Earth's Climate. International Journal of Atmospheric and Oceanic Sciences, 2020; 4(2): 36-53, http://www.sciencepublishinggroup.com/j/ijaos, DOI: 10.11648/j.ijaos.20200402.11

[166] The Hockey Schtick_1, 2010: Miskolczi's Death Knell on the Greenhouse Theory. SUNDAY, JULY 18, 2010, http://hockeyschtick.blogspot.com/

[167] The Hockey Schtick_2, 2014: Observations confirm the Miskolczi theory of a saturated greenhouse effect. Friday, February 21, 2014, http://hockeyschtick.blogspot.com/

[168] Kelly M., 2003: Royal Society Climate Science Report Royally in Error. Climate Change Weekly, #164

[169] Marquis Who's Who 2017: Dr. Miskolczi has been endorsed by Marquis Who's Who as a leader in the field of physics. https://www.24-7pressrelease.com/press-release/448277/ferenc-miskolczi-presented-with-the-albert-nelson-marquis-lifetime-achievement-award-by-marquis-whos-who

[170] Drayson S. R., Li S. Y., Young C., 1968: Atmospheric absorption by carbon dioxide, water vapor and oxygen. University of Michigan, Colledge of Engineering, Department of Aerospace Engineering, High Altitude Engineering Laboratory, February 1968, Final Report, 08183-2-F

[171] Svensmark H. and Friis-Christensen E. , 2000: Reply to comments on ``Variation of cosmic ray fux and global cloud coverage − a missing link in solar − climate relationships". Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 62 (2000) 79−80

[172] Rutten R. J. , 2000: Radiative Transfer in Stellar Atmospheres. *Copyright ©1995 Robert J. Rutten, Sterrekundig Instuut Utrecht, The Netherlands.* Seventh edition: December 1, 2000

[173] IPCC Third Assessment Report, 2001: TAR; 2001, Scientific Basis, Section 142.2.2, *pp.* 774

[174] Miskolczi F. , 2016: Expert opinion on the greenhouse gas theories and the observed infrared absorption properties of the Earth's atmosphere. https://climatecite.com/ferenc-miskolczi-testimony-in-mann-vs-ball-libel-case/

[175] Tarantola A. , 1987: Inverse Problem Theory. Methods for Data Fitting and Model Parameter Estimation. © Elsevier Science Publishers B. V., 1987

MELLÉKLETEK

1. Melléklet

A CO_2 monokromatikus abszorpciós állandójának számítása vonalkeveredés esetén

A HARTCODE a CO_2 Q sávjainál jelentkező vonalkeveredést a Laboratoire de Physique Moleculaire et Applications (LPMA) modell összefüggései alapján veszi figyelembe, *Rodriguez et al.* **[93]**. Alábbiakban vázoljuk a HARETCODE-ba integrált LPMA modell fontosabb összefüggéseit.

A LBL kódok különböző működési mechanizmusa miatt egyenleteink tájékoztató jellegűek, csak a HARTCODE-ra vonatkoznak. Az egyenleteket itt nem számoztuk, és a későbbiekben sem hivatkozunk rájuk. Pontos transzmissziók számítására alkalmas LBL kódoknak a vonalkeveredés jelenségét − az alább bemutatandó egyenletekhez hasonló összefüggésekkel − figyelembe kell venni.

A $t_R = 296$ K referencia hőmérséklethez tartozó S_i^R referencia vonalintenzitás $cm^{-1}(molekula\ cm^{-2})^{-1}$ egységekben:

$$S_i^R = \Pi_i(t_R)\, D_i^2 \nu_i\, (1 - \exp(-c_{1,\nu}\, \nu_i / t_R)) .$$

A vonalkeveredésben résztvevő N CO_2 Q vonal Voigt monokromatikus abszorpciós állandója:

$$k_\nu(p,t) = X_{CO2} \frac{t_0 p}{t\, p_s} L_0 \sum_{i=1}^{N} S_i^R \frac{(1 - e^{-c_{1,\nu}\frac{\nu}{t}})}{(1 - e^{-c_{1,\nu}\frac{\nu_i}{t_R}})} \frac{F_i(t_R)}{F_i(t)} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{e^{-c_{1,\nu}E_i\frac{t_R - t}{t_R t}}}{c_D (t / M_i)^{1/2} \nu_i} V(x,y)_i^{RE} ,$$

ahol $p_S = 1013.25$ hPa, és $t_0 = 273.15$ K. Elsőrendű vonalkeveredési abszorpciós állandók a CO_2 Q vonalaira:

$$k_\nu^F(p,t) = A_\nu(p,t) \sum_{i=1}^{N} B_\nu^i(t)\, (V(x,y)_i^{RE} - Y_i(t)\, V(x,y)_i^{IM}) .$$

Az ekvivalens Q vonalakhoz tartozó magasabb rendű vonalkeveredési abszorpciós állandók:

$$k_\nu^R(p,t) = A_\nu(p,t) \sum_{i=1}^{N} (SE_i^{RE} V(xx,yy)_i^{RE} - SE_i^{IM} V(xx,yy)_i^{IM}) / (c_D (t / M_i)^{1/2}),$$

ahol

$$A_\nu(p,t) = X_{CO2} L_0 (1 - e^{-c_{1,\nu}\frac{\nu}{t}})\, (\ln 2 / \pi)^{1/2} t_0 p / (t\, p_S) \text{ és}$$

$$B_\nu^i(t) = \Pi_i(t_R) D_i^2 \exp(-c_{1,\nu} E_i (t_R - t) / (t_R t)) F_i(t_R) / (F_i(t) c_D (t / M_i)^{1/2}) .$$

Szimbólumok listája az 1. melléklethez

$\Pi_i(t_R)$	Populáció
D_i	Dipólmomentum
ν_i	Rezonancia hullámszám, cm^{-1}
ν_i^*	Populáció-átlagolt hullámszám, cm^{-1}
X_{CO2}	Térfogati keverési arány, *ppmv*
M_i	Molekulasúly
$F_i(t)$, $F_i(t_R)$	A CO_2 izotóp partíciós függvényei
E_i	Alapállapoti energia
$V(x,y)_i$	Komplex valószínűségi eloszlás
$x = (\nu - \nu_i)(\ln 2)^{1/2} / \alpha_D$	V argumentumának valós része
$y = (\alpha_L / \alpha_D)(\ln 2)^{1/2}$	V argumentumának képzetes része
$\alpha_D = c_D (t / M_i)^{1/2} \nu$	Doppler félszélesség, cm^{-1}
$\alpha_L = \alpha_R^i (p / p_S)(t_R / t)^{\Gamma_R^i}$	Lorentz félszélesség, cm^{-1}
Γ_R^i	Hőmérsékleti állandó
$xx = (H^{RE} + \nu_i^* - \nu)(\ln 2)^{1/2} / \alpha_D$	$V(x,y)_i$ argumentumának valós része
$yy = H^{IM} (\ln 2)^{1/2} / \alpha_D$	$V(x,y)_i$ argumentumának képzetes része
H^{RE}	Ekvivalens vonalak pozíciója
H^{IM}	Ekvivalens vonalak félszélessége
SE_i	Ekvivalens vonalak intenzitása
$Y_i(T)$	Elsőrendű vonalkeveredési állandók

2. Melléklet

A HARTCODE direkt integrációs módszer

Manapság az abszorpciós vonal katalógusok kb. 250-500 ezer abszorpciós vonal kvantummechanikai paramétereit tartalmazzák. A szélsőségesen fluktuáló monokromatikus abszorpciós állandó és optikai vastagság kiszámítása hosszú ideig csak az abszorpciós sávmodellek használatával volt lehetséges. Sávmodelleknek a közös tulajdonsága az, hogy a matematikai kezelhetőség érdekében az abszorpciós vonalak spektrális eloszlására különböző egyszerűsítő feltételeket tesznek, amely végső soron pontatlan radianciák számításához vezet.

A számítógépek megjelenése és elterjedése lehetővé tette egy adott spektrális felbontáshoz tartozó átlagos abszorpció pontos, minden egyedi abszorpciós vonalat figyelembevevő számítását. Az 56. ábra az általunk kifejlesztett HARTCODE LBL szoftver hullámszám tartományok feldolgozását végző moduljának működését szemlélteti. A számítás a ν_1-nél kezdődik és $(\nu_2 - \nu_1)/\Delta\nu$ lépés után a ν_2 hullámszámnál ér véget. A $\Delta\nu$ hullámszám lépéseken belüli felbontását a $\delta\nu$ paraméter szabályozza. A kód a $\delta\nu$-ben − az abszorpciós vonalak eloszlásától és a Voigt vonalszélességtől függően − különböző hosszúságú részintervallumokat generál, amelyeken belül a Gauss kvadratúra rendjétől függő monokromatikus talppontokra történik a monokromatikus optikai vastagság, transzmisszió és radiancia kiszámítása. A ν_1, ν_2, $\Delta\nu$, $\delta\nu$ paraméterek és a pontosságot befolyásoló Gauss kvadratúra rendje szabadon választható paraméterek.

A magassággal csökkenő Voigt vonalszélesség miatt a tropopauza felett lényegesen kevesebb abszorpciós vonal járulékával kell számolni. A HARTCODE nyers kimenő adatai az irányfüggő $\delta\nu$ intervallumra átlagolt optikai vastagság, transzmisszió, radiancia, és − opcionálisan − a fluxussűrűség. Az irodalomban hivatkozott kb. egy tucatnyi LBL kódban a $\delta\nu$ szélességű tartományra vonatkoztatott átlagos transzmissziók számításának numerikus realizálása nagymértékben különbözhet, *Clough et al.* **[148]**.

Példaképpen a HARTCODE által szimulált radianciákat az 57 és 58 ábrákon hasonlítjuk össze kontrolált körülmények között végzett interferométeres mérésekkel. A szimulációkhoz a High-resolution Interferometer Sounder (HIS) méréseivel szinkronizált rádiószondás méréseket használtunk. A 600-1100 cm^{-1} tartományban a számításokat $\delta\nu$ = 0,005 cm^{-1} spektrális felbontással végeztük, *Rizzi et al.* **[44]**.

Ábráinkon a HARTCODE normál, és vonalkeveredési módban szimulált eredményeinek a különbségét is szemléltetjük. Az 57. ábrán a kék vonal spektrális zenit radiancia mérés, amikor az interferométer a földfelszínen a

lefelé haladó sugárzást méri (Denver, Colorado, 1988, október 31). Az 58. ábrán az interferométer egy ~20 *km* magasan repülő NASA ER-2 repülőgépről nézett lefelé és a nadír irányból érkező, felfelé haladó radianciát mért (Seneca, Kansas, 1992, március 1). Lila szín a **ht2k**$_X$ vonalkeveredés figyelembevételével történt szimulációk-, és a zöld, vonalkeveredés nélküli **ht2k** szimulációk és a mérések különbségét jelzi. Látható, hogy a vonalkeveredés jelensége az integrális sugárzás fluxusokban elhanyagolható, viszont távérzékelési alkalmazásoknál néhány kritikus hullámszámnál figyelembe kell venni.

Ábráink világosan mutatják, hogy HARTCODE kitűnően reprodukálja az interferométeres radiancia méréseket, következésképpen nem feltételezhető, hogy az irányfüggő radianciák pontos térszög és hullámszám szerinti egyszerű integrálásánál bármilyen egyéb hibaforrás befolyásolná a szimulált spektrális fluxussűrűségek pontosságát.

3. Melléklet

Részlegesen átlátszó légkörök sugárzási egyensúlya

Üvegházgázokat tartalmazó részlegesen átlátszó derült bolygólégköröket elhagyó OLR és a bolygó szilárd vagy cseppfolyós felszínéről kiinduló S_U sugárzási fluxusok közötti elméleti analitikus összefüggés a meteorológiai és asztrofizikai szakirodalomban nem létezik. Az üvegházhatás fizikájának és az üvegházgázok szerepének tisztázása elméletileg megalapozott matematikai összefüggések nélkül lehetetlen. A továbbiakban a planetáris légkörök sugárzási egyensúlyát leíró, mérföldkőnek számító új (50, 51) sugárzásfizikai egyenletek levezetését részletezzük.

A spektrálisan átlagolt $\overline{\tau}$ vertikális abszorpciós optikai mélység függvényében a szigorú monokromatikus sugárzási egyensúlyt leíró

$$dB(\overline{\tau}) / d\overline{\tau} = 3H / (4\pi) \tag{3.1}$$

differenciálegyenlet közismert megoldása a (17)

$$B(\overline{\tau}) = 3H\overline{\tau} / (4\pi) + B_0$$

egyenlet. A (18) $H(\overline{\tau}) = \pi(\overline{I}^+ - \overline{I}^-)$ Schwarzschild-Milne egyenlet segítségével meg kell keresnünk azt a B_0 integrációs állandót, amely a (17)-ben kielégíti a részlegesen átlátszó légkör jól definiált határfeltételeit.

Ki kell hangsúlyozni, hogy itt a $\overline{\tau}$ nem valamilyen súlyozott szürke $\overline{k}$ abszorpciós állandóból számított mennyiség, hanem a (41)-ből meghatározható pontos érték. A (18) kiszámításához a felfelé haladó $\overline{I}^+$, és a lefelé haladó $\overline{I}^-$, felső és alsó térfélre átlagolt radianciák szükségesek. A felső határon, definíció szerint $\overline{\tau} = 0$ és $\overline{I}^- = 0$, − felülről semmilyen irányból nem lép a légkörbe IR sugárzás − így a légkör tetején a H nettó fluxus és az OLR megegyezik. Kihasználva a sugárzásátviteli egyenlet klasszikus megoldását és az izotrópia közelítést, a felfelé haladó $\overline{I}^+$ az alábbi módon irható:

$$\overline{I}^+ = B_S e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G} + \frac{3}{2}\int_0^{\overline{\tau}_G} B(\overline{\tau}') e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}'} d\overline{\tau}' \ , \tag{3.2}$$

ahol $B_S = \sigma t_S^4 / \pi$, t_S a felszín sugárzási hőmérséklete, $\overline{\tau}_G$ a függőlegesen mért, a z_T és z_G magasságok közötti légréteg abszorpciós optikai vastagsága. Behelyettesítve (17)-et (3.2)-be majd (3.2)-t (18)-ba, a következő egyenletre jutunk:

$$\frac{H}{\pi} = B_S\, e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G} + \frac{3}{2}\int_0^{\overline{\tau}_G} \frac{3H}{4\pi}\overline{\tau}' e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}'} d\overline{\tau}' + \frac{3}{2}\int_0^{\overline{\tau}_G} B_0 e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}'} d\overline{\tau}' \,. \qquad (3.3)$$

A (3.3) jobboldalán levő két határozott integrál könnyen kiszámítható:

$$\frac{3}{2}\int_0^{\overline{\tau}_G} \frac{3H}{4\pi}\overline{\tau}' e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}'} d\overline{\tau}' = -\frac{H}{4\pi}(2e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G} - 2 + 3\overline{\tau}_G e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G}), \qquad (3.4)$$

$$\frac{3}{2}\int_0^{\overline{\tau}_G} B_0 e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}'} d\overline{\tau}' = B_0(1 - e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G}). \qquad (3.5)$$

Visszahelyettesítve (3.4) és (3.5)-öt (3.3)-ba, (3.3) a következőképpen alakul:

$$\frac{H}{\pi} = B_S e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G} - \frac{H}{4\pi}(2e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G} - 2 + 3\overline{\tau}_G e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G}) + B_0(1 - e^{-\frac{3}{2}\overline{\tau}_G}). \qquad (3.6)$$

A $\overline{\tau}$ és $\overline{\tau}_G$ változók helyett vezessük be a (41)-ből közvetlenül számítható $\tilde{\tau} = (3/2)\overline{\tau}$ fluxus optikai mélységet és az egész légoszlop $\tilde{\tau}_G = (3/2)\overline{\tau}_G$ fluxus optikai vastagságát, és fejezzük ki (3.6)-ből a πB_0 fluxussűrűséget:

$$\pi B_0 = \frac{\frac{H}{2}(1 + e^{-\tilde{\tau}_G} + \tilde{\tau}_G e^{-\tilde{\tau}_G}) - \pi B_S\, e^{-\tilde{\tau}_G}}{(1 - e^{-\tilde{\tau}_G})}. \qquad (3.7)$$

A $T = \exp(-\tilde{\tau}_G)$ fluxustranszmisszió, $A = 1 - T$ fluxus abszorpció, és az $f = 2/(1 + \tilde{\tau}_G + T)$ transzferfüggvények definiálásával (3.7) tovább egyszerűsíthető:

$$\pi B_0 = \tfrac{H}{2A}\left[2/f - \tilde{\tau}_G A\right] - \pi B_S e^{-\tilde{\tau}_G} / A. \qquad (3.8)$$

Ha a (3.8)-ban megadott πB_0-at a (17)-el ekvivalens $\pi B(\tilde{\tau}) = H\tilde{\tau}/2 + \pi B_0$ egyenletbe helyettesítjük, megkapjuk forrásfüggvény részlegesen átlátszó közegben érvényes alakját:

$$\boxed{\pi B(\tilde{\tau}) = \frac{H}{2A}\left[\frac{2}{f} - (\tilde{\tau}_G - \tilde{\tau})A\right] - \pi B_S T / A}. \qquad (3.9)$$

A (3.9) *egyenlet adja meg a* $\tilde{\tau}$, $\tilde{\tau}_G$, B_S, H, *és az* IR *fluxusok közötti alapvető összefüggéseket, és ez az egyenlet kapcsolja össze a felszínhőmérsékletet az üvegházgázok oszlopmennyiségével. A* (3.9) *általános üvegház egyenletnek tekinthető abban az értelemben, hogy végtelenhez tartó* $\tilde{\tau}_G$ *esetén* (3.9) *a félig végtelen klasszikus megoldáshoz konvergál.*

A (3.9)-ben elvégezve a $\tilde{\tau} = \tilde{\tau}_G$, $S_A = \pi B(\tilde{\tau}_G)$, $S_G = \pi B_S$, $g = 1 - f$ helyettesítéseket, valamint figyelembe véve az $OLR \equiv S_G T + E_U$ definíciókból következő azonosságot, az (50) egyenletekkel azonos, a teljes légoszlopra érvényes összefüggéseket kapjuk:

$$OLR = S_U f\, A + S_G f\, T \text{ és } E_U = S_U f\, A - g S_G T\ .$$

A légkör és a felszín közötti termikus egyensúly fennállása, és az anizotrópia elhanyagolása miatt $S_U = S_G$, amiből következnek az (51) $OLR = S_U f$ és $E_U = S_U (f - T)$ egyenletek.

A $\pi B(\tilde{\tau}) = H\tilde{\tau} / 2 + \pi B_0$ egyenletben a πB_0 tag a $\pi B(\tilde{\tau})$ forrásfüggvény additív járuléka, így adott $H = OLR$ és $S_U = \pi B_S$ mellet a (3.8) $\tilde{\tau}_G$ szerinti deriváltjából ($d\pi B_0 / d\tilde{\tau} = 0$) a légkör maximális hűléséhez tartozó $S_U(\tilde{\tau}_G)$ függvény viszonylag könnyen meghatározható:

$$\pi \frac{dB_0(\tilde{\tau})}{d\tilde{\tau}} = \frac{d}{d\tilde{\tau}} \left[\frac{\frac{OLR}{2}\left[1 + \tilde{\tau} + e^{\tilde{\tau}}\right] - \pi B_G}{e^{\tilde{\tau}} - 1} \right]. \tag{3.10}$$

Elvégezve differenciálásokat az

$$\frac{\pi B_G e^{\tilde{\tau}} - \frac{OLR}{2}\left[1 + e^{\tilde{\tau}} + \tilde{\tau} e^{\tilde{\tau}}\right]}{\left(e^{\tilde{\tau}} - 1\right)^2} = 0 \tag{3.11}$$

egyenletet kapjuk, és triviálisan, feltételezve, hogy $\tilde{\tau} > 0$, a felszín optimális izotróp felsugárzása a $\pi B_G = OLR / f$ egyenlettel adható meg. Látható, hogy a légkör energetikailag optimális konfigurációja a sugárzási egyensúlyt reprezentáló $\pi B_G = S_U$, és $S_U = OLR / f$ egyenlethez kötődik. Globális sugárzási egyensúly esetén az f transzferfüggvénynek meg kell egyeznie az $f^T = 2 / (1 + \tau^T + \exp(-\tau^T)) = 0{,}6618$ elméleti transzferfüggvénnyel, és fenn kell állni a $\pi B_0 = OLR(1 + T) / 2$ egyenletnek. Továbbá, adott globális átlagos

OLR és S_U mellett a (3.8) πB_0 függvény maximumhelyének a $\tau^T = 1{,}867561$ elméleti érték közelébe kell esni.

A fenti tényeket a USST76 és GAT légkörökre (a G alsó indexet elhagyva) az 53. ábrán szemléltetjük. Amíg a GAT légkör jól reprodukálja a globális sugárzási egyensúlyi konfigurációt, a USST76 légkörnél jelentős eltéréseket tapasztalhatunk, például a fluxus optikai vastagság ~21%-al kevesebb a sugárzási egyensúlyhoz szükséges értéknél.

Szimulációs eredményeink kétséget kizáróan bizonyítják a fenti új sugárzásfizikai összefüggések érvényességét. A GAT légkör felszínhőmérsékletét például a (3.9), vagy az (51) egyenletekből 0,073 % illetve 0,062 % relatív hibával lehet reprodukálni. A (3.9) fundamentális összefüggés nem lelhető fel sem a meteorológiai szakirodalomban sem az ismertebb asztrofizikai kézikönyvekben.

A publikálását illetően el kell mondanunk, hogy a valamikor respektált híres szakfolyóiratok semmitmondó bírálatokkal sorra elutasították a fenti eredmények publikálását (*Tellus*, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, JQSRT*, *Astrophysical Journal, AJ*, *Science*, *Journal of Geophysical Research - Atmospheres*, *Icarus*). A *JQSRT* bírálójának például fogalma sincs a szürke közelítés lényegéről, és fluxus optikai vastagság fizikai tartalmáról. A *Magyar Tudomány* bírálójának kabarébа illő véleményéről külön cikket lehetne írni.

Az ilyen mértékű cenzúrázása tudományos cikkeknek nyilvánvaló oka az a felismerés, hogy minden, pontos planetáris fluxusok számítására alkalmas összefüggés óriási veszélyt jelent a klímahisztériát keltő politikusok, és a CO_2 nem létező üvegházhatásából hasznot húzó klimatológusok széles táborára.

4. Melléklet

Viriál függvény

Az (58) alapján V formálisan a derült OLR és a felszíni felsugárzás S_U arányát adja meg a τ fluxus optikai vastagság függvényében:

$$V = OLR / S_U = 1 - 2A / 5 = 3 / 5 + 2\exp(-\tau) / 5 .$$

A derült GAT légkör fluxuskomponenseit az 54. ábra szemlélteti (referencia magasság a földfelszín). Adott OLR / S_U esetén csak a $V = 1 - 2A / 5$ egyenletnek megfelelő τ létezhet, amely konzisztens a hidrosztatikus légkörben érvényes $S_U = 2E_U$ (57) viriál szabállyal, az

$$S_U - OLR + E_D - E_U = OLR = A_A^C \qquad (4.1)$$

sugárzási energia és momentum megmaradásának törvényével, és kielégíti a $\tau = 0$ (nincs légkör) esetén kötelező $S_U \equiv OLR$ azonosságot is. A (4.1) a GAT fluxusaira ~3 % relatív hibával teljesül. A jobboldali egyenlet szemléletesen azt fejezi ki, hogy globális sugárzási egyensúlyi légkörben, egy adott magasságban levő véges kiterjedésű diszkontinuitás (felhőzet) feletti tartományban abszorbeálódott A_A^C IR sugárzásnak meg kell egyeznie a derült tartomány felett kilépő derült OLR -al.

Más szóval, ha a felhőzet felett kilépő OLR^C teljes mértékben kompenzálva van a felhőzet felett abszorbeálódott SW sugárzást képviselő E_D^C sugárzással, akkor az S_U^C abszorbeált $A_A^C = S_U^C A^C = S_U^C - S_T^C$ része csak a derült területek feletti OLR -ként juthat ki a rendszerből.

Vegyük észre, hogy a globális $F_A = OLR^A$ követelménnyel ellentétben, a derült területek felett abszorbeálódott SW sugárzás nem szükségszerűen egyenlő az OLR -al: $F_E(1-\beta) \neq OLR$. Ha a kétoldali izotrópia feltételezés az alsó határon teljesül akkor $E_D = A_A$, és a (4.1) az $S_U = 3OLR / 2$ (56) alakban is írható. Anizotrópia esetén $E_{D,I}$ a (48, 49)-ből számítható: $E_{D,I} = E_D / \varepsilon_A = A_A$. $E_{D,I}$ és E_D relatív eltérése ~3%.

A V viriál függvény levezetéshez használjuk az $OLR = E_U + S_T$ definíciót, és az egyszerűség kedvéért tételezzük fel az izotrópiát $E_D = A_A$. Kiindulásul használjuk az alábbi két egyenletet:

$$S_U = 3(E_U + S_T) / 2 ,$$

$$S_U = 2E_U \,. \tag{4.2}$$

(4.2)-ből az E_U -t kiküszöbölve az $S_U = 6S_T$ illetve $T = 1/6$ közelítésekre jutunk. LBL számításokból pontosan ismerve a $T = S_T / S_U$ fluxustranszmissziót a $T \approx 1/6$ közelítés relatív hibája ~ 8 %.

Ennél lényegesen pontosabb közelítést is megadhatnánk például az $S_U = 13S_T/2-1$ függvénnyel, ami viszont nagyon elbonyolítaná a levezetést, megnehezítené a fizikai interpretálást, és nem feltétlenül növelné jelentősen a viriál függvény pontosságát.

Célunk egy egyszerű általános összefüggés megkeresése, amely a (4.2) mindkét egyenletét kielégíti. Az $E_D = A_A$ Kirchhoff törvényt és az $S_U = S_T + A_A$ definíciót figyelembe véve az $S_U = 6S_T$ egyenlet az $S_T - E_D/5 = 0$ alakot ölti. Vezessünk be egy S_V (egyenlőre ismeretlen) additív állandót, és a meghatározandó függvényünket keressük az

$$S_U + S_V = 3OLR / 2 \tag{4.3}$$

alakban, ahol S_V legyen $S_V = x(S_T - E_D / 5)$, és x egy ismeretlen szorzó faktor. Az x -et úgy kell megválasztani, hogy $\tau = 0$ ($A = 0$, nincs légkör) esetén, a felszínen az $OLR \equiv S_U \equiv S_T$ és az $E_D \equiv E_U \equiv 0$ triviális azonosságok teljesüljenek. Mivel ebben az esetben $S_V = xS_U$, az $S_U + xS_U = 3S_U/2$ egyenletből $x = 1/2$ adódik. Az S_V -t és x -et visszahelyettesítve a (4.3) egyenletben kapjuk az

$$S_U + S_T/2 - E_D/10 = 3OLR/2 \tag{4.4}$$

összefüggést. Felhasználva, hogy $E_D = A_A$ és $A_A = A\,S_U$, az (58) $V = OLR / S_U$ viriál függvényt a (4.4)-ből egyszerű átalakítással kapjuk: $V = 1 - 2A/5 = 0,6 + 0,4T$, ahol A a derült légköri abszorpció. A viriál függvény két alternatív kifejezéséből számított OLR -ok meglehetősen jól egyeznek. A (4.4) és (58) egyenletekből az OLR -ok abszolút eltérései: -0,19 és 0,55 Wm^{-2}, a relatív hibák: -0,076 és 0,21%. Hosszúidejű globális átlagban csak egy OLR / S_U arány létezhet, ezért sugárzási egyensúly esetén szintén fenn kell állni a $V = f$ egyenlőségnek is, amelyből az elméleti sugárzási egyensúlyi τ^T meghatározható.

5. Melléklet

A fluxussűrűség és sugárzási hőmérséklet dualitása

Az (1, 4) egyenletek igen fontos matematikai tulajdonsága a $\hat{t} = (\overline{t_\nu} / \sigma)^{1/4}$ *virtuális* hőmérsékletből számított $B(\hat{t})$ Wm^{-2} integrális fluxussűrűség és a $\overline{t_\nu}$ K átlagos színhőmérséklet (a B_M és t_M -hez hasonló) egzakt matematikai egyenlősége. A virtuális jelző, mint említettük, arra utal, hogy a $\overline{t_\nu}$ K átlagos szíhőmérséklet formálisan a SB törvényben Wm^{-2}-ben megadott fluxussűrűségként szerepel, más szóval, a hőmérséklet az SB törvényben fluxussűrűségként is értelmezhető. A $B(\hat{t}) \equiv t$ *dualitás* a szakirodalomban nem található új felismerés, a továbbiakban dualitás törvényének nevezzük.

Ideális feketetestek esetén a (2) -ben szereplő t hőmérséklet triviálisan megegyezik a (2) -ben szereplő t_ν színhőmérséklet spektrális átlagával: $t = \overline{t_\nu}$. A 6. táblázatban láttuk, hogy a Nap nem tekinthető ideális feketetestnek, a Nap ekvivalens fekete test hőmérsékletéhez képest az átlagos színhőmérséklethez jóval kisebb entrópia érték tartozik. A táblázat 5. és 6. sora szerint a $B(\hat{t}) \equiv t$ dualitás akkor is fennáll, hogyha nem egyensúlyi termodinamikai rendszerrel van dolgunk. *A fluxussűrűség és hőmérséklet dualitást tehát a Planck eloszlás általános matematikai tulajdonságának kell tekinteni.* A Planck eloszlást tekintve, valószínű, hogy disztribúció elmélettel foglalkozó matematikusok körében ez a tény nem nagy újdonság, fizikusok körében viszont némi érdeklődésre tarthat számot. A fluxussűrűség és hőmérséklet dualitása számtalan, ez eddig tele-kapcsolatoknak nevezett megmagyarázhatatlan összefüggésre adhat elméleti magyarázatot.

Prominens példaként, a Föld felszínének sugárzási egyensúlyi termodinamikai hőmérsékletét közvetlenül meghatározhatjuk egyrészt az F_0 helyi napállandóból, másrészt, rádiószondás szimulációs számításokból (F_0^{obs} -ból):

$$((F_0 / \sigma)^{1/4} / \sigma)^{1/4} = 288{,}74448 \ K,$$

$$((2(S_U^A + OLR^A / (1 - g^A)) / \sigma)^{1/4} / \sigma)^{1/4} = 288{,}74395 \ K.$$

A hőmérsékletek relatív eltérése ~1.83×10^{-4} %, aminek az a magyarázata, hogy a dualitás törvényéből fakadóan, az ε_A^T izotrópia faktor egzaktul kifejezhető az F_E és t_0 függvényekkel, és az empirikus ε_A közel megegyezik ε_A^T-vel: $\varepsilon_A^T = (F_E / t_0)^{1/4} \cong \varepsilon_A = E_D / A_A$.

Annak a bizonyítása, hogy a dualitás a t_M hőmérsékletre fennáll viszonylag egyszerű. Az (1) egyenlet alapján be kell tehát bizonyítani, hogy igaz az alábbi egyenlet:

$$t_M = \pi_D \int_0^\infty b_\nu(t)d\nu = \pi_D \, c_{2,\nu} \int_0^\infty \nu^3 (\exp(c_{1,\nu}\nu / t_M) - 1)^{-1} d\nu \,, \qquad (5.1)$$

ahol $t_M = \sigma^{-1/3} = (\pi_C \, c_{2,\nu})^{-1/3} c_{1,\nu}^{4/3}$. A ν hullámszám változó helyett bevezetve az $x = \nu \, c_{2,\nu} \pi_C / c_{1,\nu}$ változót a

$$(\pi_C \, c_{2,\nu})^{-1/3} c_{1,\nu}^{4/3} = \pi_D c_{2,\nu} (c_{2,\nu}\pi_C / c_{1,\nu})^{-4/3} \int_0^\infty x^3 (\exp(x) - 1)^{-1} dx \qquad (5.2)$$

egyenletre jutunk. A jobboldali integrál Riemann összege $\pi^4 / 15$, amelyet (5.2)-be helyettesítve, továbbá kihasználva a $\pi_D = \pi / 1000$ és $\pi_C = \pi^5 / 15000$ jelöléseket, egyenletünk egy t_M -től független azonosságra redukálódik. Lévén, hogy bármilyen hőmérséklet egy arányossági állandó erejéig kifejezhető t_M -el, állításunk tetszőleges t hőmérsékletre is igaz.

A 6. Táblázatban bemutatott $B \equiv t$ mintájára, a sugárzási paraméterek különböző kombinációit használva, számtalan dualitást kifejező összefüggés képezhető. A 7. táblázatban megadjuk a Földre érvényes néhány, dualitást kifejező fontosabb összefüggés számszerű értékét. A táblázatban használt szimbólumok: E_0 Wm^{-2} a Nap felszíni emisszivitása, F_0 Wm^{-2} a napállandó, $F_E = F_0 / 4$ az egységnyi földfelszínen rendelkezésre álló napsugárzás, és d_F a dimenzió nélküli hígítási faktor ($d_F = (r_0 / d_E)^2 = F_0 / E_0$, ahol r_0 a Nap sugara, d_E a Nap- Föld távolság méterben). A bolygók számunkra fontosabb asztronómiai adatait a 8. táblázat tartalmazza. Az ekvivalens feketetest hőmérsékletek jelölésére használjuk a $t_{SUN} = (E_0 / \sigma)^{1/4} = 5778{,}075356$ K, és $t_E = (E_0 d_F (1 - \alpha_B) / (4\sigma))^{1/4}$ konvenciót. A duális entrópia állandó (ld. 3 és 4 táblázatok): $c_M = (10^{-3}\pi / \sigma)^{1/3} = (\pi_D / \sigma)^{1/3} = 38{,}123536778$.

A 7. táblázat 2, 5, és 6. oszlopainak összefüggései matematikailag azonos eredményt szolgáltatnak, amelyek megegyeznek a táblázat 4. oszlopának numerikus adataival. Az APF-re vonatkozó sugárzási, effektív emissziós, és üvegház hőmérsékleteket, valamint a hozzájuk tartozó virtuális hőmérsékleteket és duális fluxussűrűségeket a 46. ábrán mutatjuk be. Az (effektív) hőmérsékletek és duális fluxussűrűségek a virtuális hőmérsékletek és t_M keveredési hőmérséklet eltéréseinek közel lineáris függvényeként változik.

Állandó E_0-t és F_0-at feltételezve a 7. táblázat első, vagy negyedik sorában levő egyenletekből könnyűszerrel meghatározhatjuk a naprendszer bármely pontjában a Naptól való d távolságtól függő $F(d)$ helyi elméleti nap-

állandót. A d távolsághoz tartozó lokális hígítási faktor a d_F definíciójához hasonlóan az $(r_0 / d)^2$ -el fejezhető ki.

Induljunk ki az 7. táblázat 4. sorában levő $E_0 = c_M d_F^{-4/3} = c_M (r_0 / d_E)^{-8/3}$ egyenletből. Mindkét oldalt $(r_0 / d)^2$ -el megszorozva a baloldal nyilvánvalóan egyenlő lesz $F(d)$-vel: $F(d) = (r_0 / d)^2 E_0$. A jobboldali szorzat átalakítható: $c_M (r_0 / d_E)^{-8/3} (r_0 / d)^2 = c_M r_0^{-2/3} d_E^{8/3} d^{-2}$. Az $F(d)$ egyenletünk végleges alakjai:

$$F(d) = c_M \, \overline{r}_0^{\,-2/3} \, \overline{d}_E^{\,8/3} \, d^{-2},$$

$$F(d_a) = F_0 \, d_a^{-2}. \qquad (5.3)$$

Az (5.3) alsó egyenleténél kihasználtuk az $r_0^{-2/3} d_E^{\,8/3} = d_F^{-1/3} d_E^2$ azonosságot és a 7. táblázat első sorában levő $F_0 = c_M \, d_F^{-1/3}$ egyenletet. Ekkor a d_a távolságot asztronómiai egységben kell megadni: $d_a = d / \overline{d}_E$. Az (5.3) felső egyenleténél az $\overline{r}_0$ és $\overline{d}_E$ jelölések a Nap r_0 sugarának és a Földpálya d_E fél nagytengelyének többnyire állandónak tekinthető (illetve kvázisztatikusan, lassan végbemenő változásainak) időbeli átlagai, amelyek precíz meghatározása a napfizika, és az égi mechanika perturbáció számításának feladatkörébe tartozik.

A SB törvényt alkalmazva az új $F(d)$ egyenletünkre az ekvivalens feketetest hőmérsékletek függése a naptól való távolságtól: $t(d) = (F(d) / \sigma)^{1/4} = c_M 10^{3/4} \pi^{-1/4} d_E^{2/3} r_0^{-1/6} d^{-1/2}$ K. A bolygók asztrofizikai értelemben vett effektív felszínhőmérséklete $t_0(d) = 2^{-1/2} t(d)$ K.

Kepler harmadik törvényét felhasználva az $F(d)$ sugárzási fluxus a bolygók keringési idejével is kifejezhető:

$$F(\mathrm{P}) = c_M \kappa_E^{-2/9} \, \mathrm{P}_E^{16/9} r_0^{-2/3} \, \mathrm{P}^{-4/3}, \qquad (5.4)$$

ahol P egy tetszőleges bolygó keringési ideje másodpercekben, $\mathrm{P}_E = 3{,}155941209 \times 10^7$ s a Föld keringési ideje, és $\kappa_E = 2{,}974961874 \times 10^{-19}$ $s^2 m^{-3}$ a Földre vonatkozó Kepler állandó.

Az (5.3) egyenletek $d = 0$ -nál a (Nap centrumában illetve a naprendszer súlypontjában) szingulárissá válnak, ez fizikailag végtelen nagy hőmérséklet és végtelen nagy fluxussűrűség kialakulását jelentené, ami természetesen nem létezhet. Az állandó mozgásban levő naprendszerhez elvileg sem rendelhető egy sztatikus geometriai középpont, amely a rendszer súlypontját reprezentálná. Az (5.3) baloldali egyenletben $d = d_E$ -t használva formálisan definiálhatjuk az $F_0^T = c_M r_0^{-2/3} d_E^{8/3} d_E^{-2} = 1367{,}9514$ Wm^{-2} napállandót, amely

− mint ahogy várható − azonos a (91) egyenlet F_0^T értékével, hiszen az (5.3) levezetésénél a hőmérséklet és fluxussűrűség dualitásából indultunk ki.

A $d=0$ szingularitástól eltekintve a d távolság változhat a Nap belsejétől a naprendszer bármely pontjáig. Egyenleteink pontossága kizárólag d_E és r_0 geometriai méretek, illetve a P_E és P keringési idők pontosságától függ, így mentes a sugárzásméréseknél állandóan felmerülő kalibrációs problémáktól.

A Nap centrumában modell számítások alapján a hőmérséklet $1{,}571\times10^7$ *K*, *NASA* **[7]**. Ha kíváncsiak vagyunk, hogy az (5.3) egyenlet vajon mit tekint a Nap centrumának, akkor a Nap hipotetikus centrumához közeledve egyenletünkben fokozatosan lecsökkentjük a d távolságot, és megkeressük, hogy a kapott fluxussűrűségből a SB törvény alapján számított sugárzási hőmérséklet mikor egyezik meg a NASA fenti hőmérsékletével. Eredményünk azt mutatja, hogy 94,15 méterre egy hipotetikus Nap-centrumtól a hőmérséklet $1{,}5710053\times10^7$ *K*. Ez a távolság, (asztronómiai távolságokat tekintve) jó közelítéssel tekinthető a Nap centrumának, tehát (5.3) egyenletünk gyakorlatilag igazolja a NASA komplex modell számításait. Tovább csökkentve d-t a sugárzási hőmérséklet rohamosan növekszik, 1 méter távolságnál eléri $1{,}52436097\times10^8$ *K* fokot. Extrém kis távolságra, például egységnyi Planck távolságra ($l_P=1{,}61622938\times10^{-35}$ m, *CODATA* **[114]**) a hőmérséklet $379{,}17\times10^{23}$ *K*, amely persze még mindig messze van a végtelentől.

Érdemes még a d sokkal nagyobb értékeire is megvizsgálni a (5.3) pontosságát. Ismét a NASA-ra hivatkozva a Jupiterre vonatkozó adatok szerint a Bond albedó 0,343, a d távolság $778{,}57\times10^9$ *m*, és az ekvivalens feketetest hőmérséklet 109,9 *K*, *NASA* **[153]**. A fentiekhez nagyon közeli adatokat találhatunk *Willman* **[154]** 2012-es planetáris adatbázisában. (3.3)-at használva a Jupiter napállandója $F(d)$=50,504 Wm^{-2}, és a Bond albedót figyelembe véve $(F(d)(1-0.343)/(4\sigma))^{1/4}=109{,}9804$ *K*, a Jupiter feketetest hőmérséklete gyakorlatilag megegyezik a NASA adattal.

A fenti példák azt mutatják, hogy a (5.3) valóban pontosan reprodukálja a Naprendszerben előforduló napállandók széles skáláját. Egyenletünk lényege nem a fluxussűrűség triviális függése a d távolságtól, hanem az, hogy bármelyik bolygó napállandója speciálisan függ a földpálya sugarától, tehát a Föld különleges szerepet tölt be naprendszerünk energetikájában. (Még az is lehet, hogy felül kellene vizsgálni a naprendszer keletkezésére és a heliocentrikus világképünkre vonatkozó elképzeléseinket.)

Megjegyezzük, hogy a Földre érvényes elméleti ε_A^T izotrópia faktor és az F_0^T elméleti napállandó közötti (89) egyenlethez a dualitás kihasználásával jutottunk el. A (89) egyenletből kifejezve F_0^T-t kiszámíthatóak a globális

energiamérlegeknél használatos légkörök ε_A faktorával konzisztens $F_{0,\varepsilon}$ (hipotetikus) napállandók értékei:

$$F_{0,\varepsilon} = \left(\varepsilon_A \sqrt{2}\right)^{16/3} / \sigma^{1/3}\, Wm^{-2}. \qquad (5.5)$$

Az $F_0 \cong F_0^{obs} \cong F_0^T \cong 1367{,}95\ Wm^{-2}$ napállandók szoros egyezése miatt a rendszer sugárzási egyensúlyát nyilván a rendszer rendelkezésére álló, abszorbeált napsugárzást szabályozó, α_B illetve g^A paraméterek változásaiban kell keresni. Hasznos lehet tehát megvizsgálni a felhőzet optimalizációjánál kapott α_B^T elméleti Bond albedó és az $F_{0,\varepsilon}$-ből következő $\alpha_{B,\varepsilon}$ (illetve a $\alpha_{B,\varepsilon} = g^{A,\varepsilon}$ miatt az APF-re vonatkoztatott ÜN-ek) különböző légköri szerkezetekkel magyarázható eltéréseit. Az F_A abszorbeált napsugárzáshoz szükséges albedót az (5.5)-höz hasonló egyenletből számíthatjuk ki, ahol $F_{0,\varepsilon}$ helyett most F_0^T-t használunk:

$$F_{0,\varepsilon} = B_M \varepsilon_A^{16/3} 2^{8/3}\ Wm^{-2}. \qquad (5.6)$$

A 9. táblázatban különböző légköri szerkezek − HARTCODE szimulációkkal kapott − ε_A izotrópia faktoraival konzisztens napállandók és Bond albedók elméleti értékektől való eltéréseit hasonlítjuk össze. A számításokat a GAT, a USST76, két különböző időtartamra átlagolt NOAA-R1 légkör, három Sterling, VA rádiószondás adatbázis, és két perturbált GAT légkörre végeztük el. Az 55. ábrán látható az elméleti napállandó és a HARTCODE szimulációkkal kapott ε_A értékeihez tartozó $F_{0,\varepsilon} - F_0^T$ napállandók különbségének függése az $\varepsilon_A - \varepsilon_A^T$ relatív eltéréseitől. Az ábra két legfontosabb tanulsága:

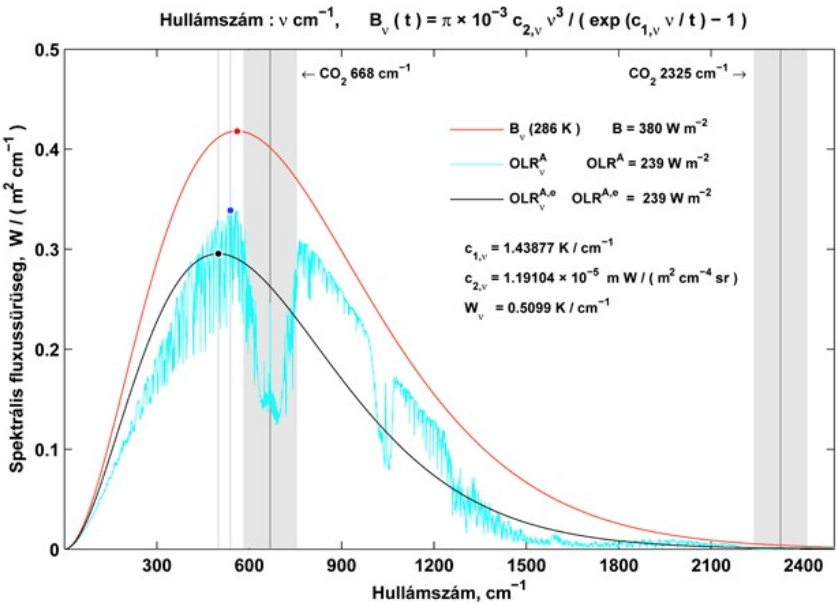
- a GAT légkör (sötétzöld kör) pontosan megegyezik az elméleti elvárással;
- a két GAT CO_2-perturbált légkörhöz tartozó napállandó változások (kék körök) lényegesen kisebbek, mint a többi légkörhöz (piros körök) tartozó változások, így azok alkalmatlanok CO_2-perturbációs vizsgálatokra.

Végezetül, visszatérve prominens példánkra, a (49) és (89) egyenletekből $E_D \cong (F_E / t_0)^{1/4} A_A = \pi_N (r_0 / d_E)^{-1/8} A_A = 0.965153 \times A_A$, amely szerint a légköri abszorpció egy asztronómiai állandó erejéig arányos a légköri lesugárzással. Planetáris átlagos klímánk különösen kedveli az ε_A állandót, és nem hagy teret mindenféle üvegházgáz perturbációnak. Egyenletünk mondanivalója elég egyértelmű, és nem igényli az MTA MTB, Zágoni Miklós, a HuPCC, vagy éppen Diana Ürge-Vorsatz és Hetesi Zsolt jóváhagyását.

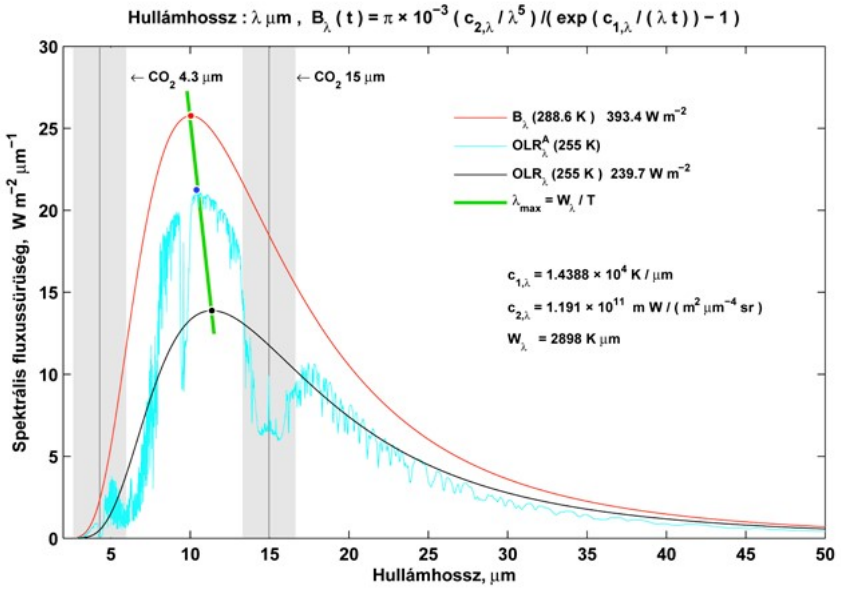
6. Melléklet

Ábrák

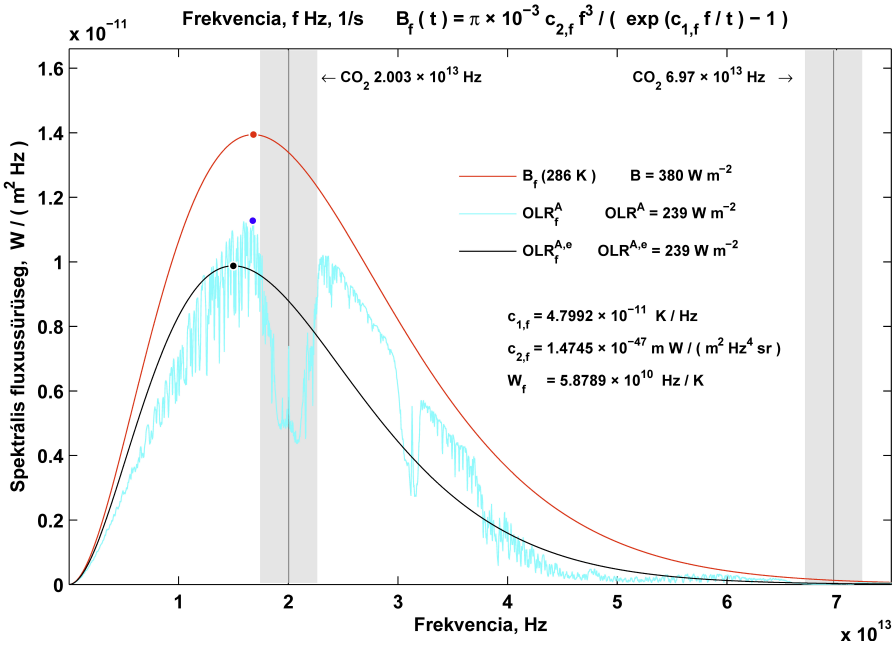
Az ábrák numerikus adataiban a tizedes vesszőt tizedes pont helyettesíti.



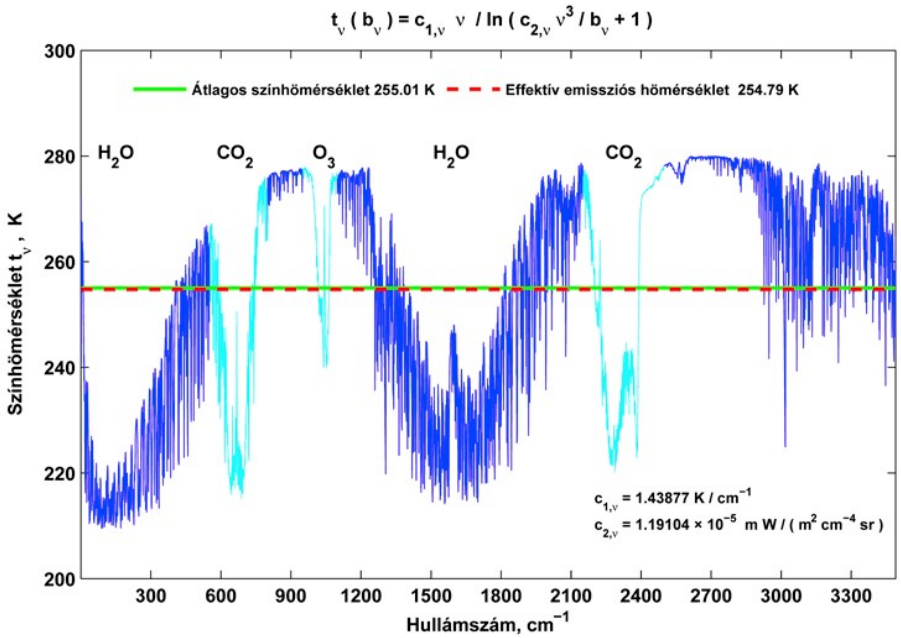
1. ábra Spektrális fluxussűrűség hullámszám reprezentációban. A $b_\nu(t)$ Planck függvény $c_{1,\nu}$ és $c_{2,\nu}$ állandói a spektrális radianciát *mW/(m²cm⁻¹sr)* egységben definiálják, így a spektrális fluxussűrűségbe való konverzióhoz a $\pi \times 10^{-3}$ faktorral való szorzás szükséges.



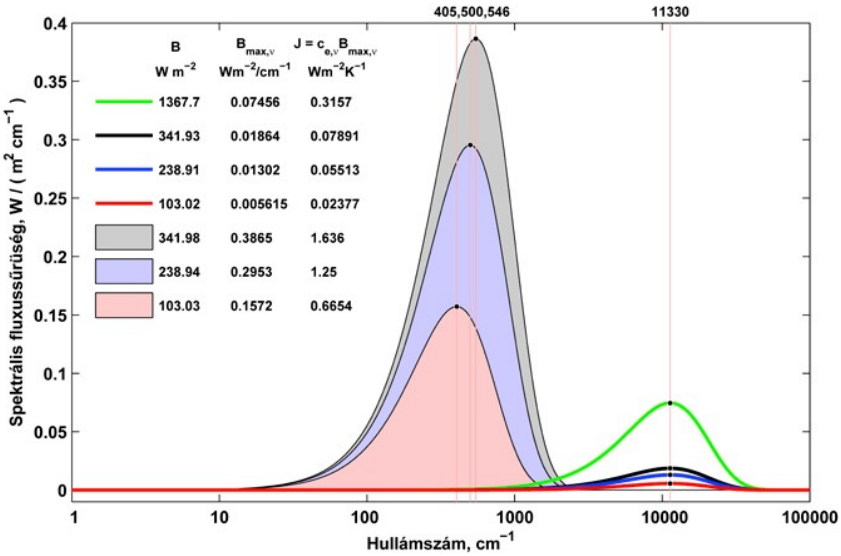
2. ábra Spektrális fluxussűrűség hullámhossz reprezentációban. A $b_\lambda(t)$ Planck függvény $c_{1,\lambda}$ és $c_{2,\lambda}$ állandói a spektrális radianciát *mWm⁻²µm⁻¹sr⁻¹* egységben definiálják. A zöld egyenes vonal a Wien törvényből következő, hullámhossz reprezentációban érvényes lineáris, $\lambda_{\max} T = W_\lambda$ összefüggést szemlélteti.



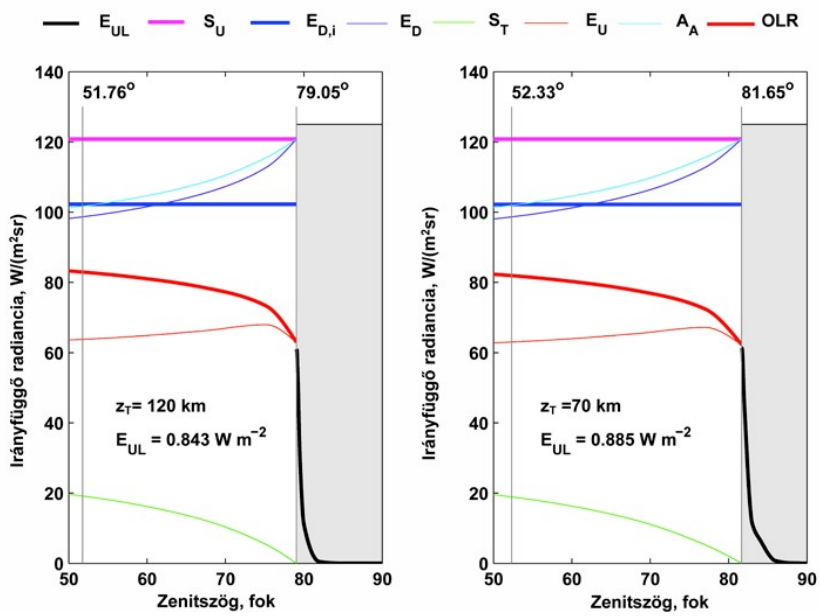
3. ábra Spektrális fluxussűrüség frekvencia reprezentációban. A $b_f(t)$, $c_{1,f}$ és $c_{2,f}$ állandói a spektrális radianciát $mWm^{-2}Hz^{-1}sr^{-1}$ egységben definiálják.



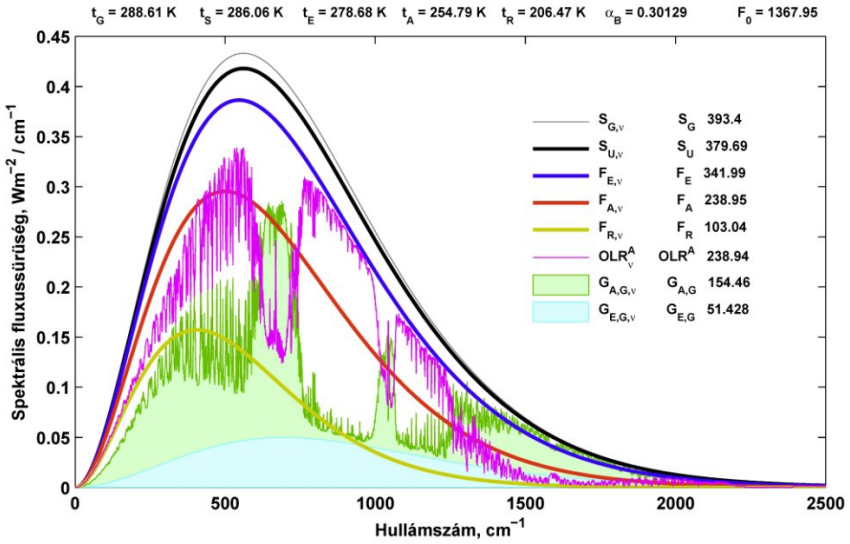
4. ábra A Föld átlagos emissziós színhőmérséklet spektruma hullámszám reprezentációban. Esetünkben t_ν -t az 1. ábrán bemutatott OLR_ν^A függvényből számítottuk. Jól elkülönülnek a H_2O, CO_2, és O_3 abszorpciós sávjai.



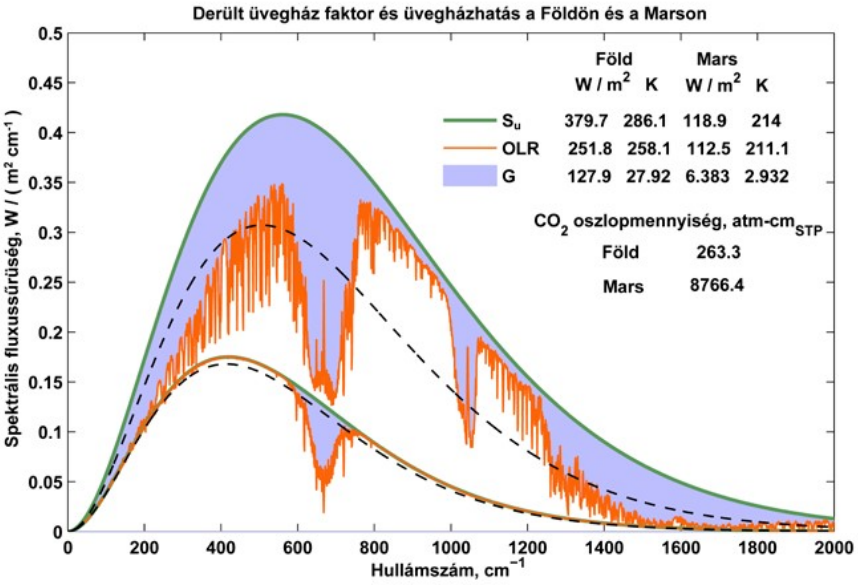
5. ábra Ekvivalens feketetest spektrális fluxussűrűség komponensek és a $J = c_{e,\nu} B_{\max,\nu}$ egyenlet alapján számított entrópiafluxusok. Attól függően, hogy az igazi spektrális fluxusok mennyire jól közelítik az ideális Planck függvényt, a fenti entrópiafluxusok jelentősen különbözhetnek a valódi J -től.



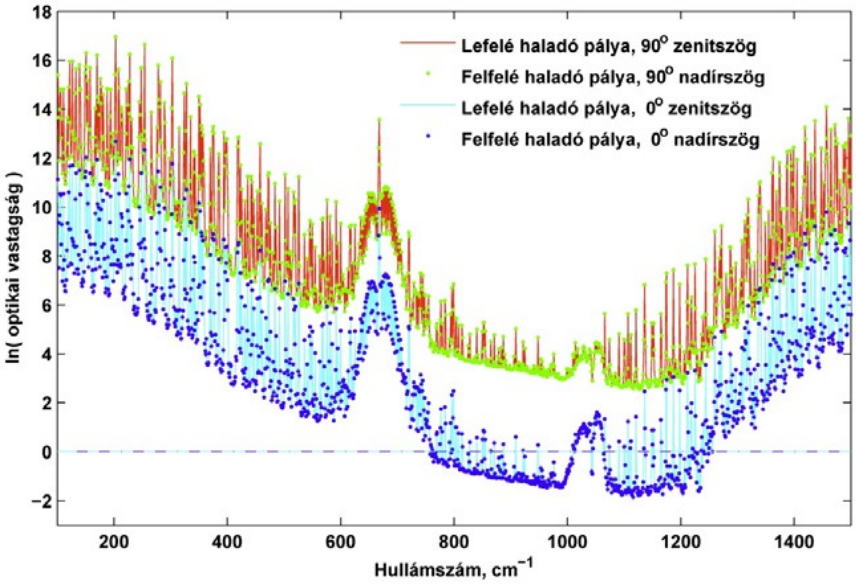
6. ábra Radianciák irányfüggése 120 és 70 *km* vastagságú GAT légoszlopokra. Látható, hogy S_U és $E_{D,I}$ kivételével egyetlen sugárzási komponens sem tekinthető izotrópnak.



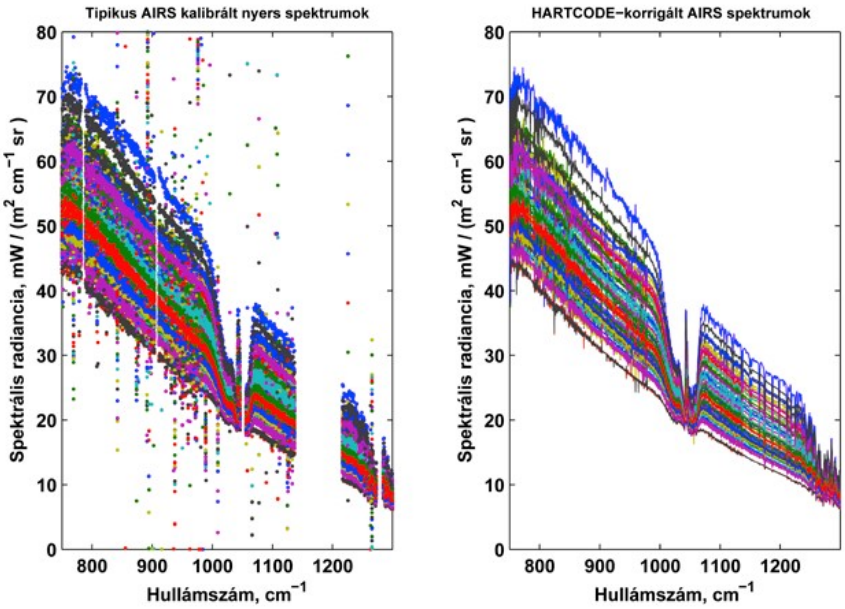
7. ábra Globális átlagos sugárzási fluxusok és üvegház paraméterek spektrális eloszlása. A spektrálisan integrált fluxusok egysége Wm^{-2}. A $G_{A,G}$ és $G_{E,G}$ üvegházfaktorok (zöld és kék területek) a felszín termodinamikai hőmérsékletéből számított S_G fluxus, és az F_0 napállandóból számított F_A és F_E integrális fluxusok különbsége.



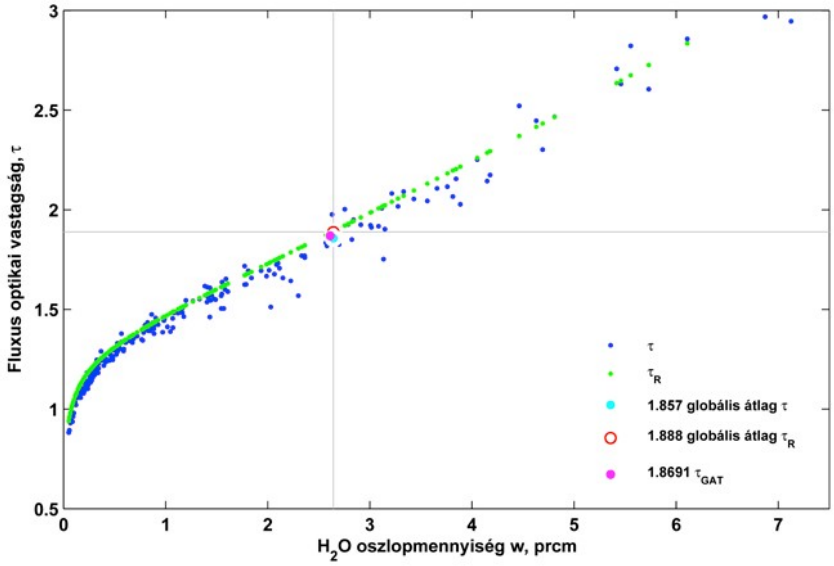
8. ábra Üvegházhatás a Földön és a Marson. A Földön a derült $\Delta t = (S_U / \sigma)^{1/4} - (OLR / \sigma)^{1/4}$ ÜH-t, a $G = S_U - OLR$ ÜF-t, és a $g = G / S_U$ ÜN-t nem a légkör CO_2 tartalma szabályozza.



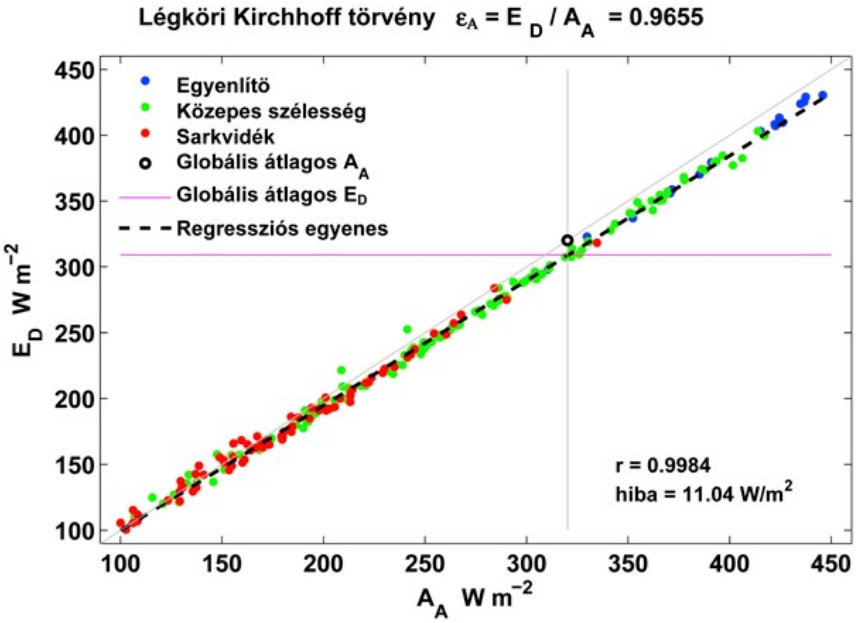
9. ábra Helmholtz reciprocitási elv. A vízszintes és függőleges pályákra és spektrális optikai vastagságokra vonatkozó HARTCODE teszt eredmények kitűnően reprodukálják az elvet.



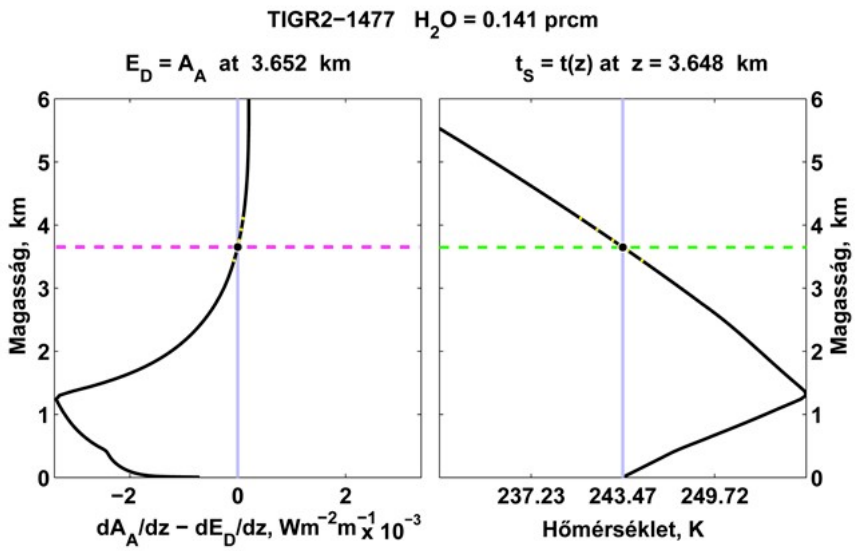
10. ábra A baloldalon látható, hogy a nyers AIRS spektrumok jelentős zajjal terheltek és a számtalan spektrális tartomány hiányzik. A jobb oldalon a HARTCODE spektrális korrekciójával kijavított, és már távérzékelésre alkalmas, (eladható) spektrumokat láthatjuk.



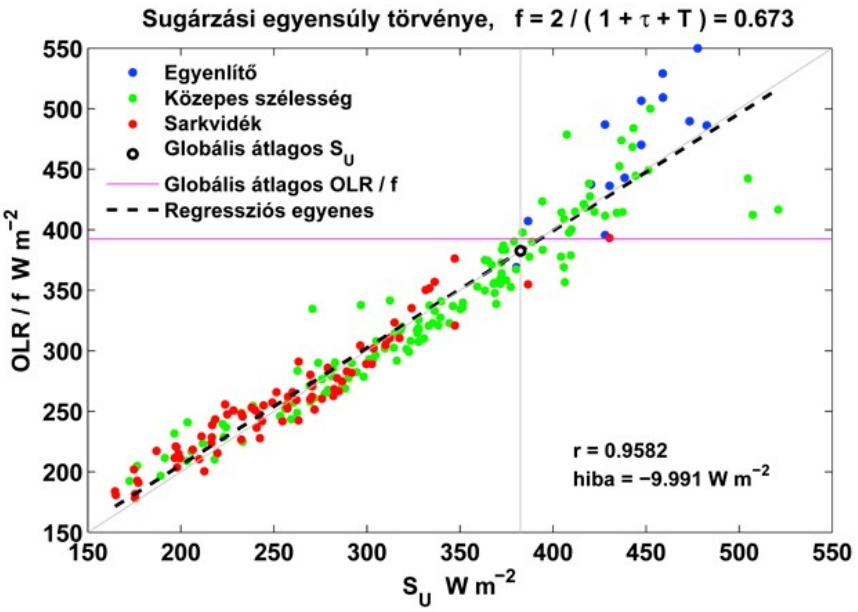
11. ábra A fluxus optikai vastagság függése a w vízgőz oszlopmennyiségétől jól közelíthető a (43) τ_R regressziós egyenlettel.



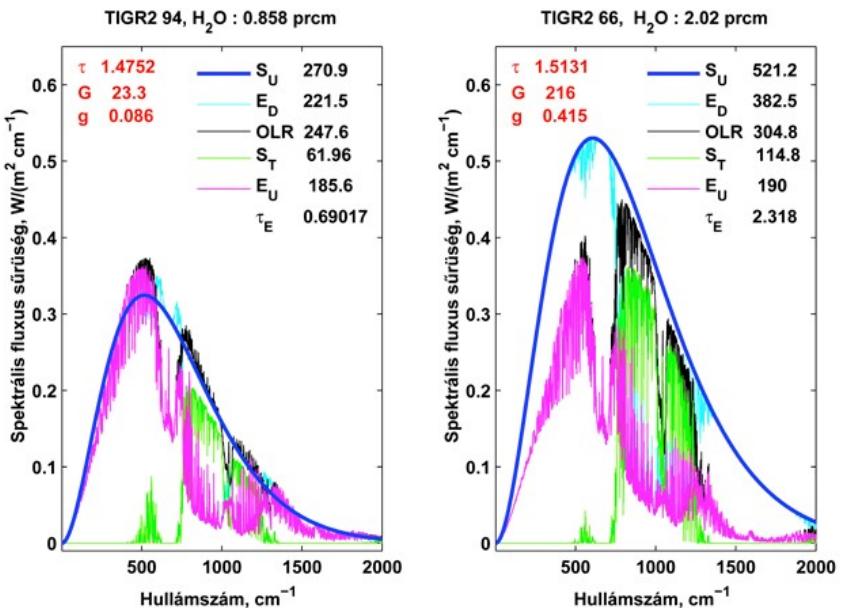
12. ábraLégköri Kirchhoff törvény. E_D és A_A közötti kapcsolat lineáris, E_D közelítőleg egyenlő A_A-val, és A_A pontosan egyenlő a t_S hőmérsékletű izotróp légkör $E_{D,I}$ lesugárzásával.



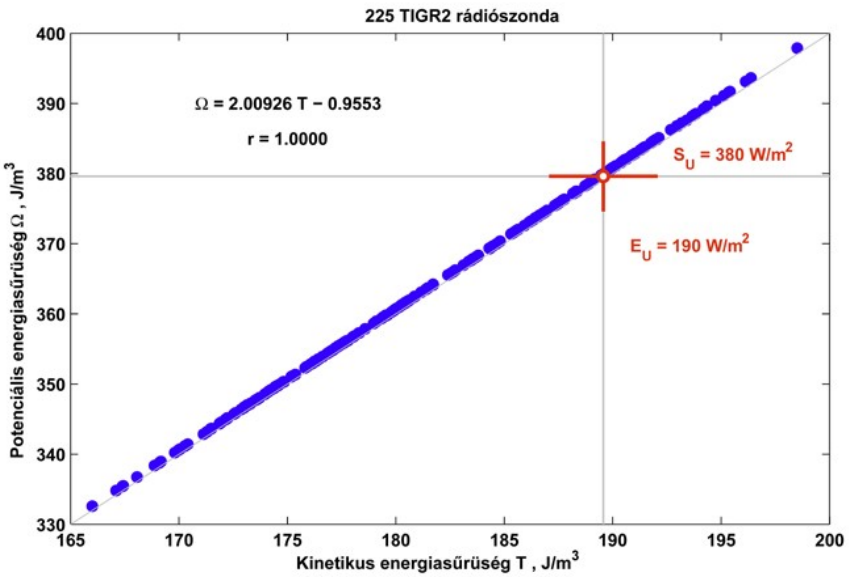
13. ábra Prevost sugárzási kicserélődési törvénye. A felszín sugárzási hőmérsékletével azonos hőmérsékletű légrétegek (szaggatott vonalakkal jelzett magasság) és a felszín között nincs sugárzási energiacsere. A sárga pontok a vertikális felbontást jelölik.



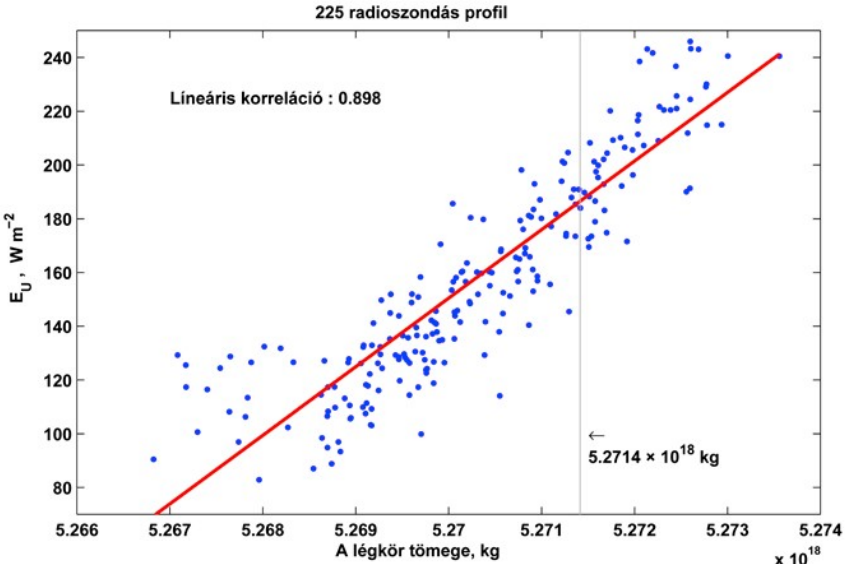
14. ábra Sugárzási egyensúly törvénye. A 225 TIGR2 rádiószondás adatból kapott OLR és $f(\tau)$ ~2,6 % relatív hibával teljesíti a sugárzási egyensúly törvényét.



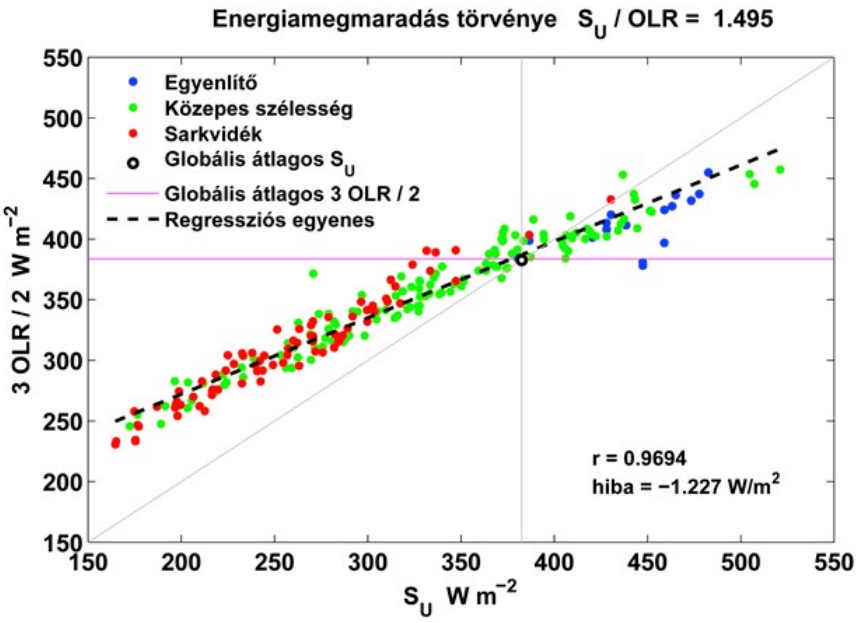
15. ábra Az $f_E = OLR / S_U$ törvény betartása lokális vagy regionális skálán nem szükségszerű. A baloldali ábrán $\tau_E < \tau$, a légoszlopban túl sok a vízgőz. A jobboldali ábrán, $\tau_E > \tau$, a vízgőz túl kevés.



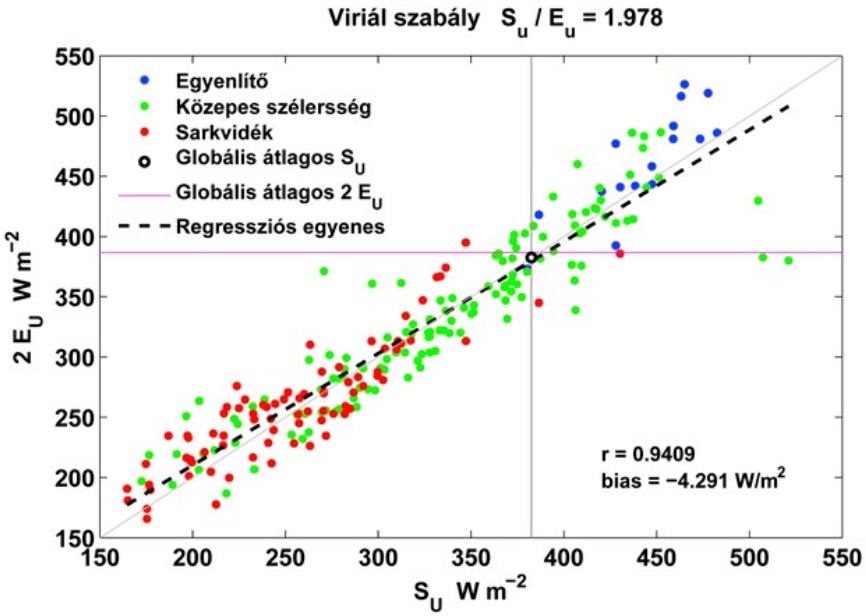
16. ábra Az $S_U = 2E_U$ (57) viriál szabály *Clausius* **[83]** viriál tételének egyenes következménye.



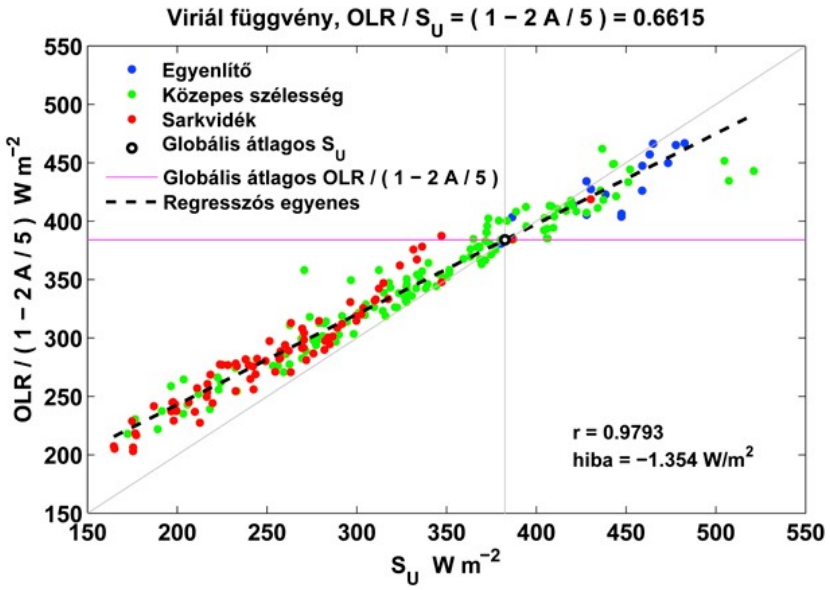
17. ábra Az asztrofizikából ismert tömeg-fényesség reláció (Vogt-Russel tétel) földi megfelelője a légkör lokális IR emissziójának és a lokális légoszlop tömegéből számított légkör-tömeg közötti lineáris összefüggés. A pontok szórásának eredete a légkör kaotikus mozgása.



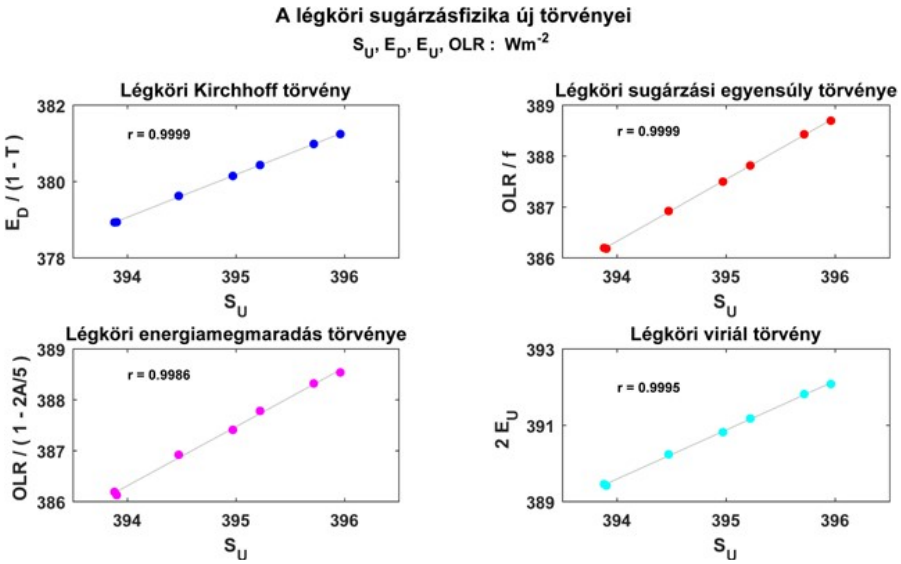
18. ábra Energiamegmaradás törvénye. Globális átlagokra a törvény láthatóan pontosan teljesül. A lokális eltéréseket az egyenlítői területekről a sarkok felé történő − dinamikus folyamatokon alapuló − meridionális energiatranszport magyarázza.



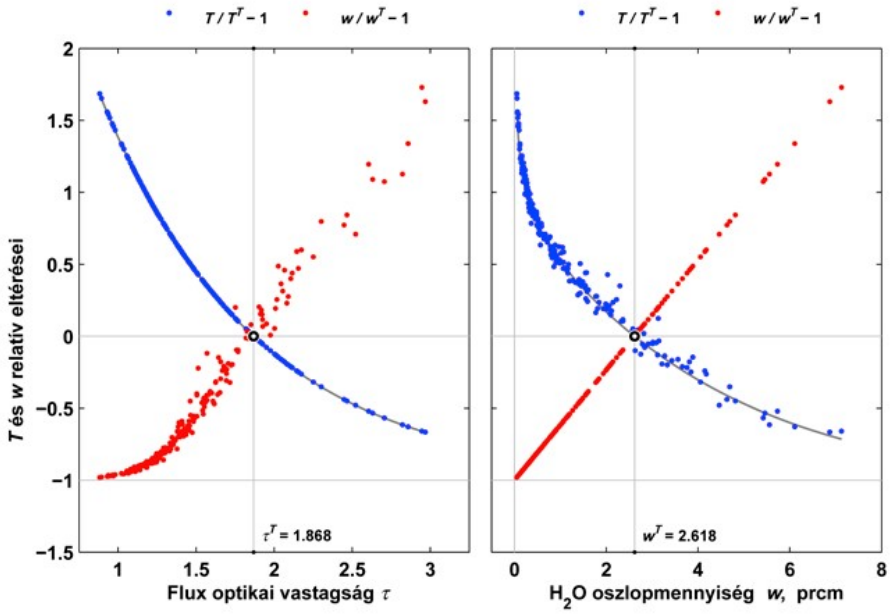
19. ábra Viriál szabály. A TIGR2 adatbázison végzett szimulációk az $S_U = 2E_U$ összefüggést meglehetősen jól reprodukálják.



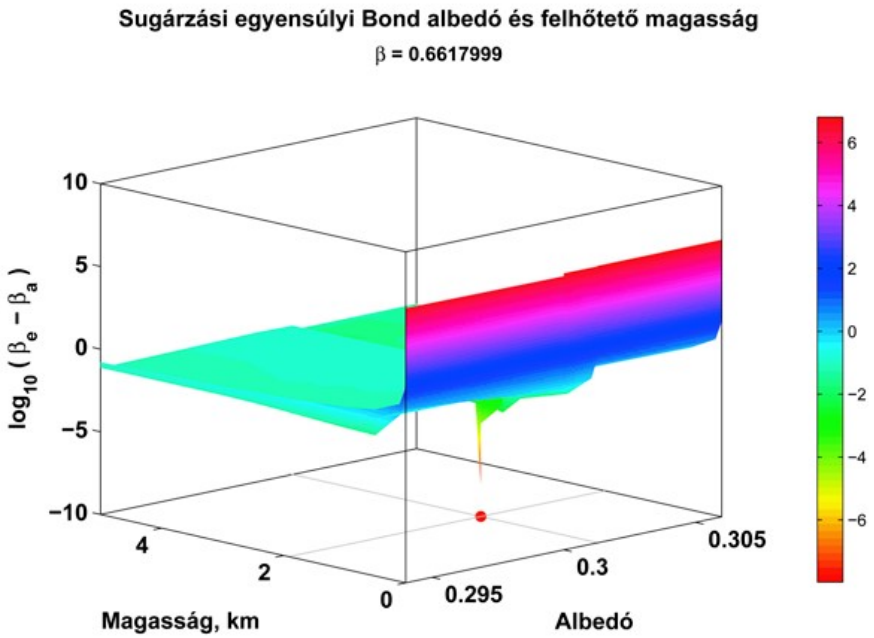
20. ábra A viriál függvény pontosan reprodukálja a globális átlagot, de a meridionális légköri és óceáni hőenergia transzport miatt a sarkvidékek és az egyenlítő felé – hasonlóan a 18. ábrán bemutatott energianegmaradás törvényhez − jelentős eltérések tapasztalhatóak.



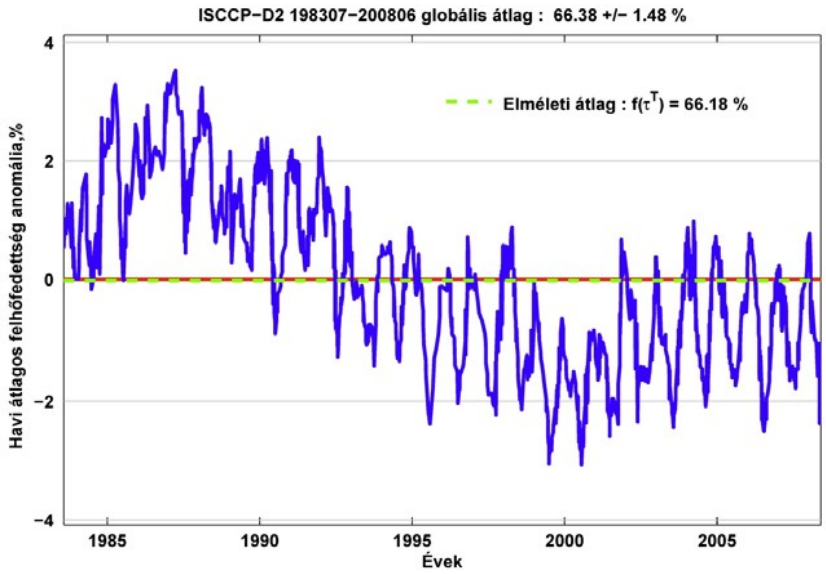
21. ábra A NOAA 20-30 év hosszúságú idősorai meggyőzően mutatják Földünkre a (48, 51, 56, 57) egyenletekkel megadott új sugárzásfizikai összefüggések érvényességét, **[5]**.



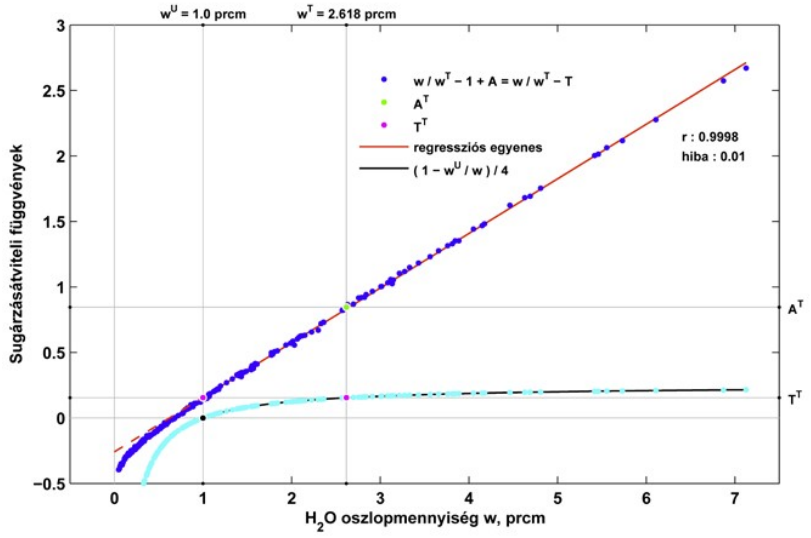
22. ábra Relatív fluxustranszmisszió és vízgőz. Az elméleti értékek (függőleges szürke vonalak) és a TIGR2 globális átlagok (fekete körök) közötti eltérés elhanyagolható.



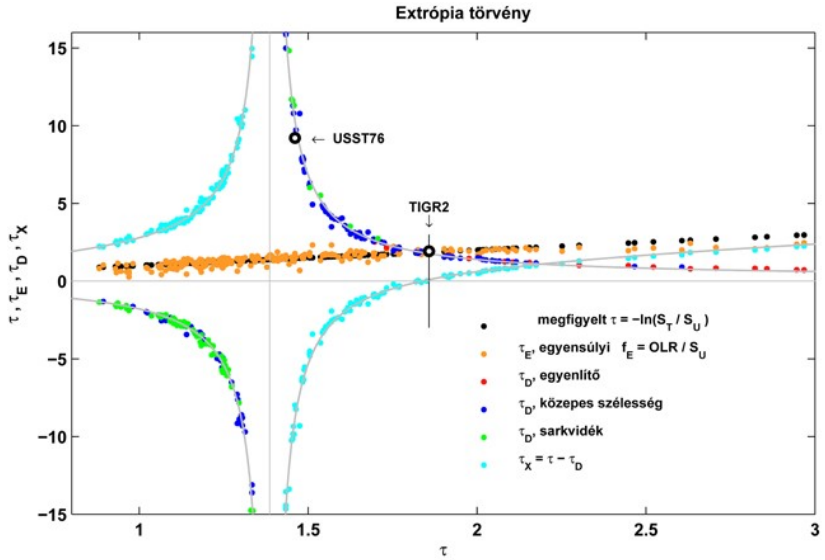
23. ábra Felhőzet optimalizáció. A szélsőérték közelében a $|\beta_a - \beta_e|$ függvény több nagyságrendet változik, így az egyensúlyi α_B és h^C pontosan meghatározható.



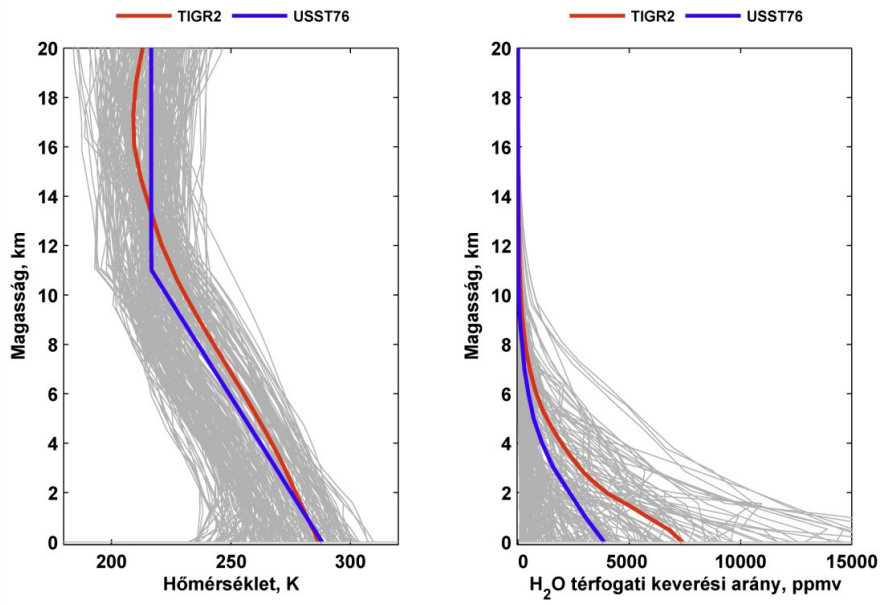
24. ábra Huszonöt éves műholdas havi átlagos felhőfedettség adatsor. Az éves átlag hibahatáron belül megegyezik az elméletileg várható 66,18 % és a TIGR2 szimulációkból becsült $\beta = 66{,}15\,\%$ értékekkel.



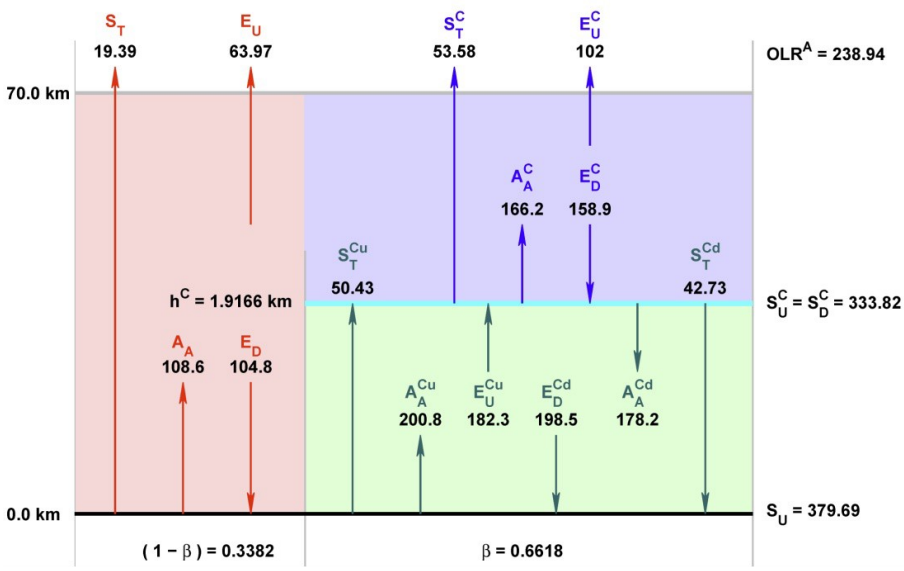
25. ábra A relatív vízgőztartalom és fluxus abszorpció összegének függése a vízgőz oszlopmennyiségétől. A $w > 1$ tartományban w és $w / w^T - 1 + A$ pontos lineáris függést mutat. A $w \leq 1$ tartományban a lineáris összefüggés az egyéb nem kondenzálódó üvegházgázok jelenléte miatt némiképpen degradálódik.



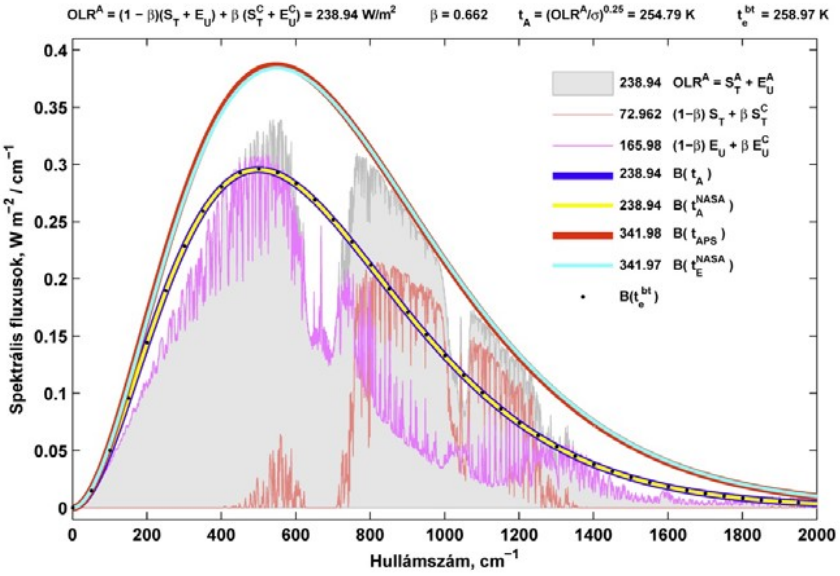
26. ábra Extrópia törvény. A $\tau_D E_U = OLR(1 + \tau_D) / 2$, (69) egyenlettel definiált dinamikus optikai vastagság biztosítja a légkör saját kisugárzásának függetlenségét az S_U -tól. A τ_D sztochasztikus változó, nem mutat korrelációt a sugárzási komponensekkel és a sugárzás abszorpciót és emissziót jellemző sugárzási paraméterekkel.



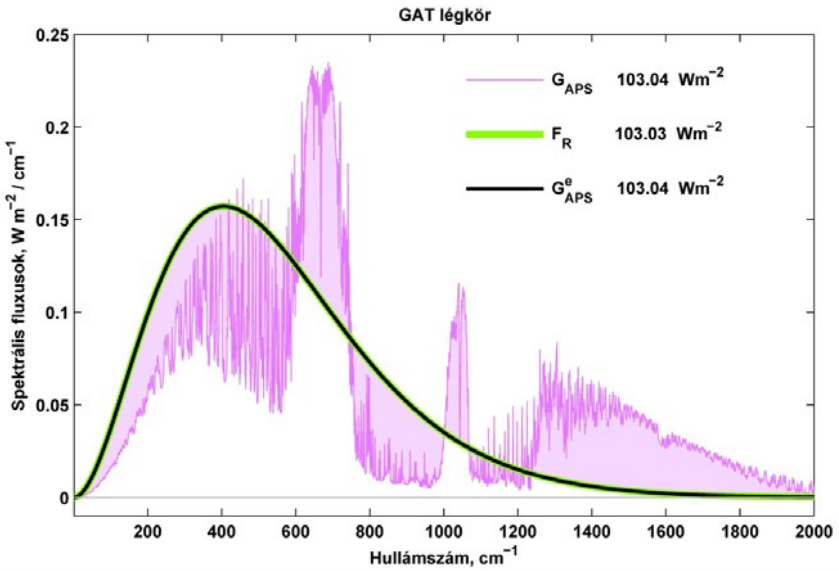
27. ábra A USST76 és GAT légköri szerkezetek. A vékony szürke vonalak a TIGR2 adatbázis egy reprezentatív részhalmazát szemléltetik. Látható, hogy a két átlagos légköri szerkezet jelentősen különbözik egymástól.



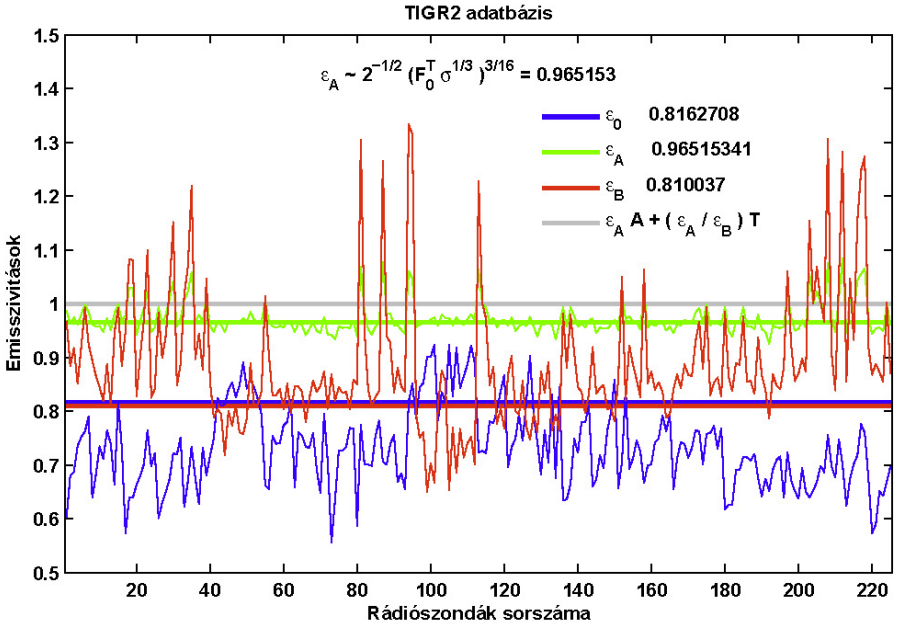
28. ábra GAT globális átlagos fluxus komponensek (Wm^{-2}) HARTCODE szimulációk alapján, **[5]**.



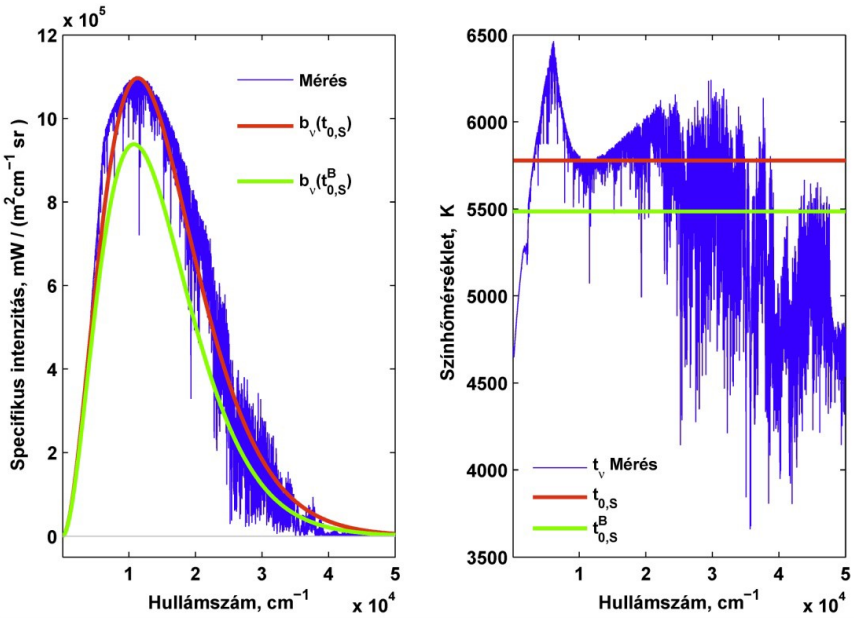
29. ábra Alapvető sugárzási fluxusok. Az aktív planetáris felszín sugárzási egyensúlyban van a rendelkezésre álló napsugárzással: $S_U^A = F_E = F_0 / 4$. Az egész rendszer a légkör tetején sugárzási egyensúlyba van az elnyelt napsugárzással: $OLR^A = F_A = F_0(1-\alpha_B)/4$.



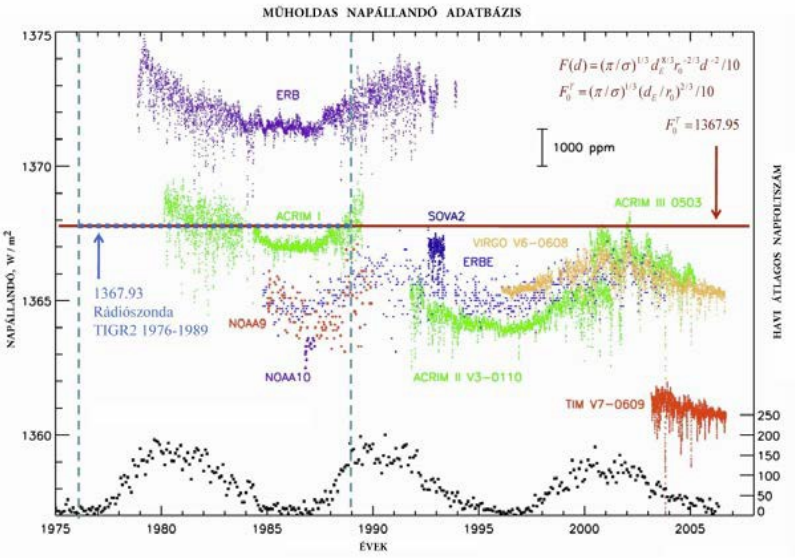
30. ábra Az aktív planetáris felszínre vonatkoztatott spektrális üvegházhatás: $G_{APF} = S_U^A - OLR^A$. A $G_{APF} = F_R$ reláció azt jelzi, hogy az üvegházhatás a reflektált napsugárzás által a rendszerbe átvitt impulzusmomentummal magyarázható.



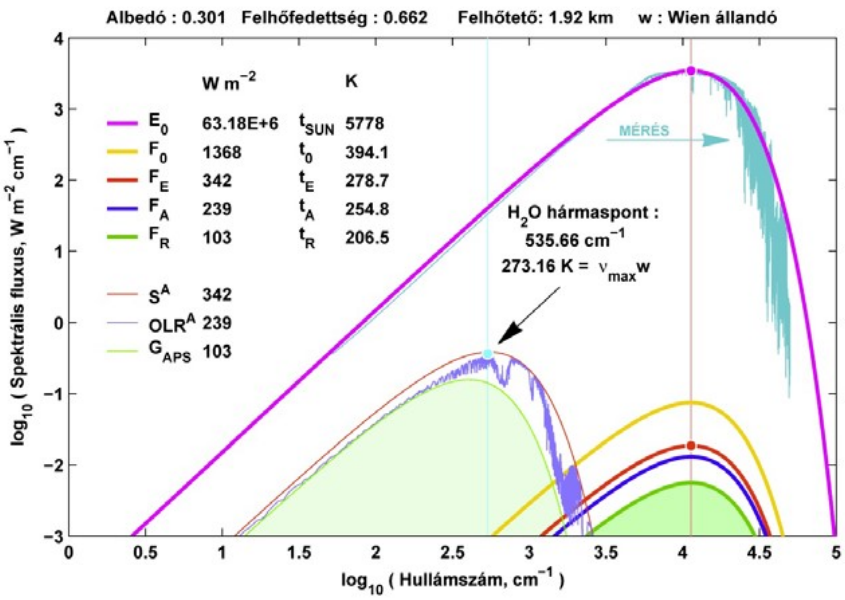
31. ábra Emisszivitások a klíma rendszerben. Égbolt emisszivitás $\varepsilon_0 = E_D / S_U$ (kék), szférikus emisszivitás vagy anizotrópia $\varepsilon_A = E_D / E_{D,I}$ (zöld), és a valódi fluxus emisszivitás $\varepsilon_B = (E_D / A)(S_U - E_D)$ (piros). A három vékony vonal 225 egyedi TIGR2 rádiószondás profilhoz tartozik



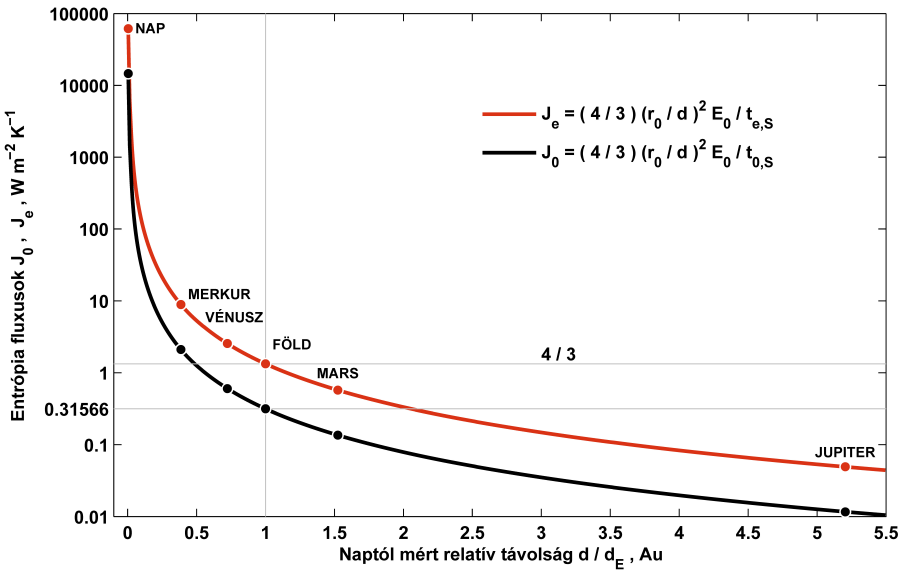
32. ábra Referencia specifikus intenzitás és színhőmérséklet spektrumok. $t^B_{0,S} = 5485,36\ K$, $t_{0,S} = 5778,07\ K$, **[30]**, **[31]**.



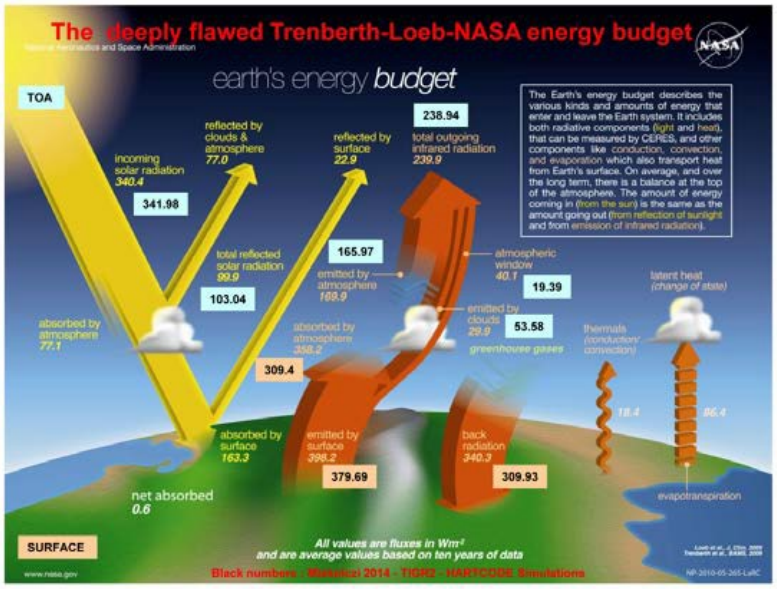
33. ábra Harminc év műholdas napállandó méréseinek összefoglalása, **[29]**. A TIGR2 rádiószondákból kapott empirikus napállandó jól egyezik az F_0^T elméleti értékkel. Minthogy F_0^T nem terhelt kalibrációs hibákkal, így kitűnő jelölt lehet egy hosszúidőtartamra vonatkozó valóban állandó referencia napállandó definiálására.



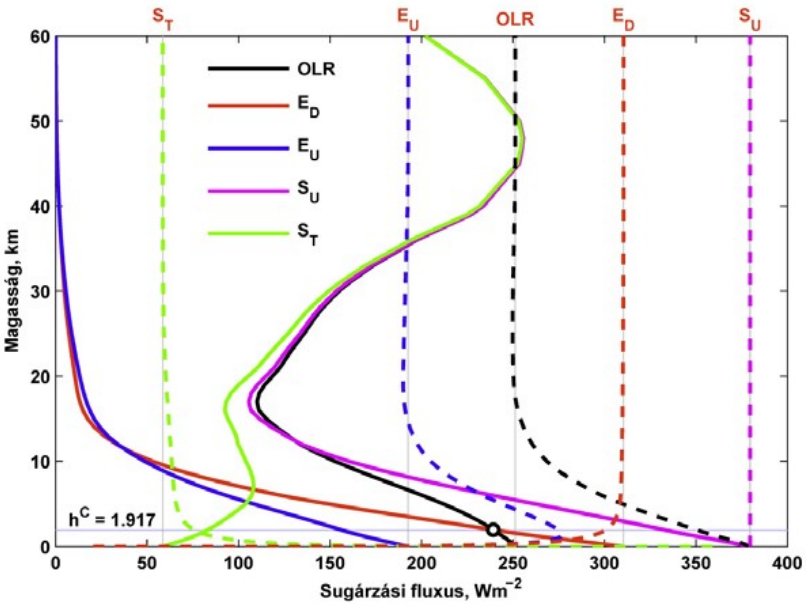
34. ábra A Nap és a Föld hőmérsékleti sugárzása. Az összes fluxus komponens összhangban van a Föld sugárzási egyensúlyával.



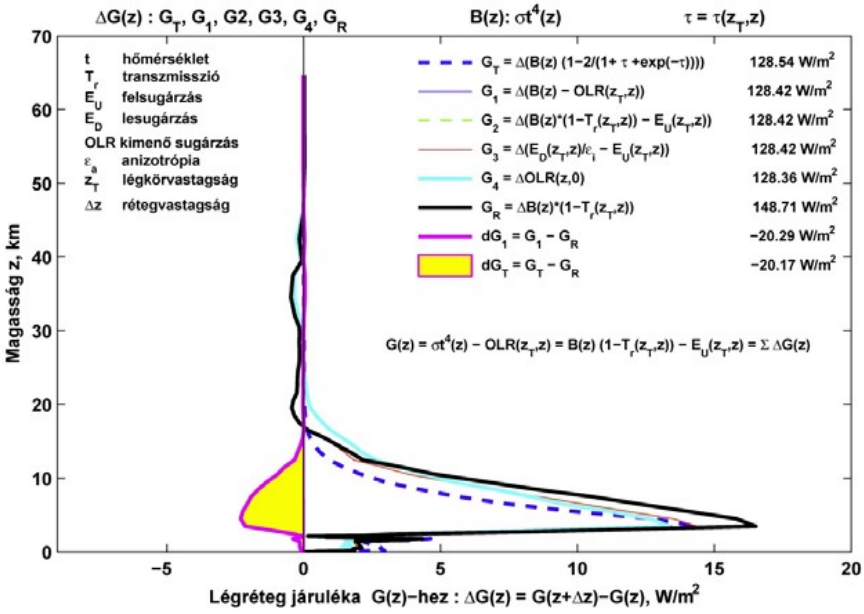
35. ábra A Nap entrópia sugárzása. A fekete görbe a $J_0(d/d_E)$ klasszikus Planck féle sugárzási entrópia. A Nap entrópia hőmérséklete $t_{e,S} = (c_M^3 E_0)^{1/4} = 1367.951\ K$.



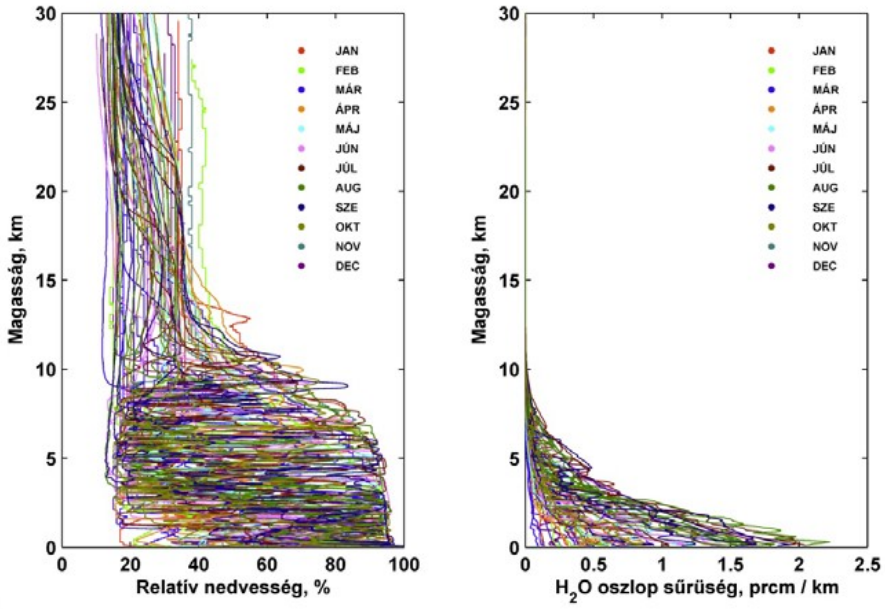
36. ábra A Föld energiamérlegének **[9]**, és a TIGR2 szimulációs eredmények összehasonlítása. A TIGR2 fluxusokat fekete számok jelölik. A USST76 légkör használata miatt a NASA IR fluxusok (halványpiros számok) reménytelenül hibásak és használhatatlanok. A NASA energiamérleg sérti a sugárzási energia és impulzus megmaradást és a Kirchhoff törvényt.



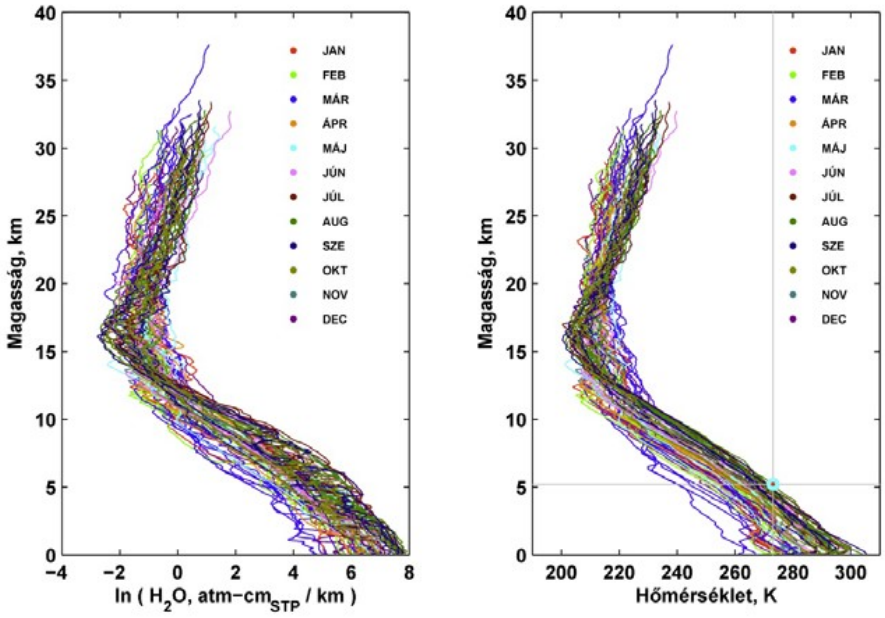
37. ábra IR sugárzási komponensek vertikális eloszlása a derült GAT légkörben.



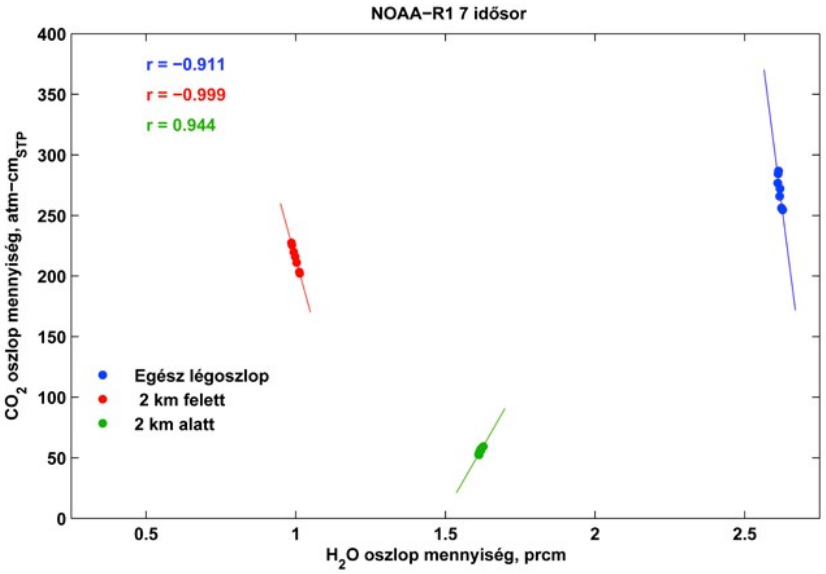
38. ábra Légrétegek járuléka az üvegházfaktorhoz. A különbözőképpen számított $\Delta G(z)$ (GAT) szimulációk és az integrális $G_A = S_U - F_A = 128,4\ Wm^{-2}$ jó egyezését mutat.



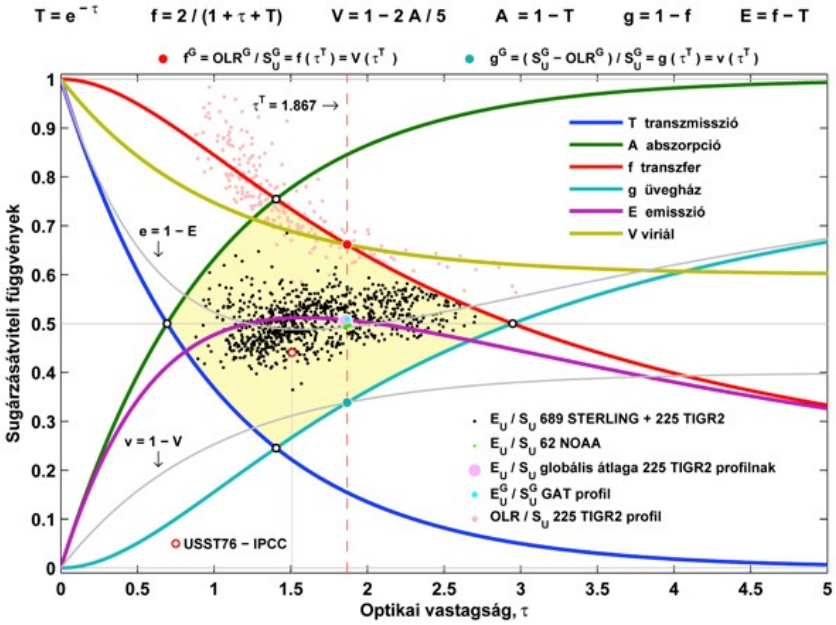
39. ábra Légrétegek relatív nedvességének és vízgőztartalmának függőleges eloszlása 689 NOAA rádiószondás felszállás alapján.



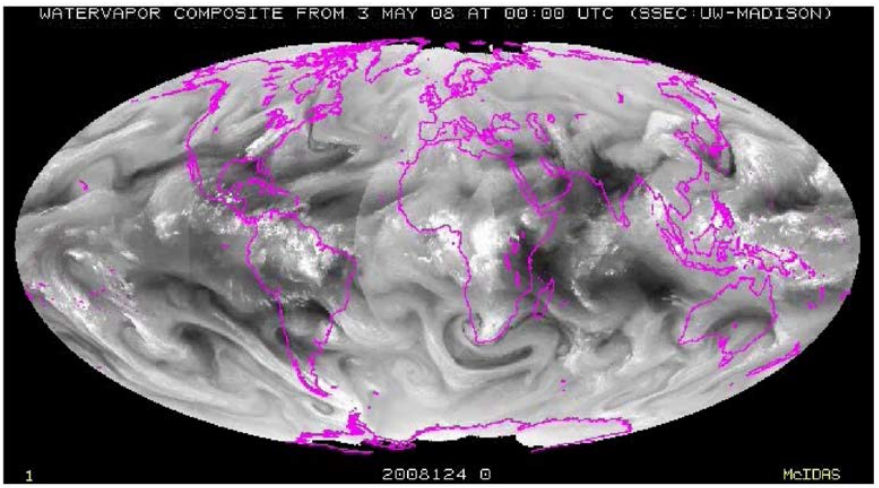
40. ábra Légrétegek átlaghőmérsékletének és vízgőztartalmának függőleges eloszlása 689 NOAA rádiószondás felszállás alapján.



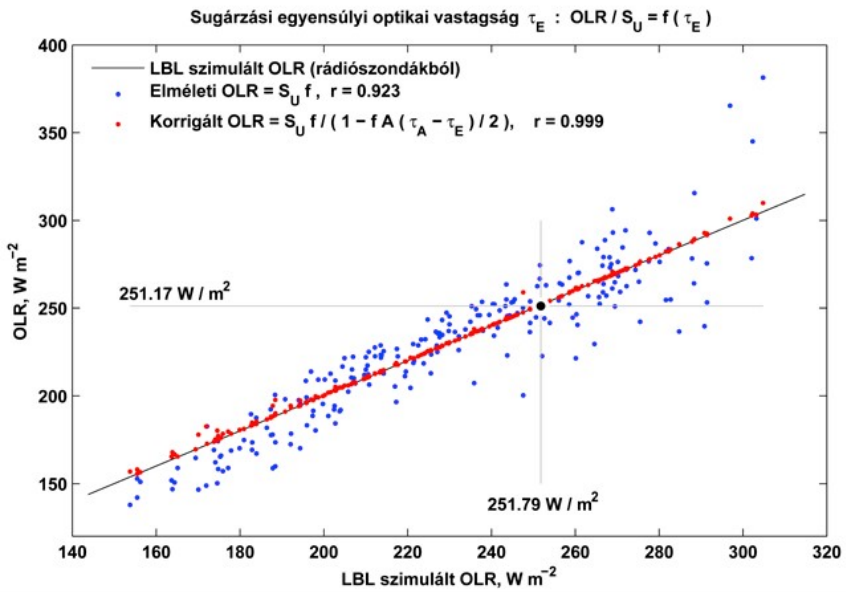
41. ábra Légrétegek szén-dioxid és vízgőz tartalmának változásai a globális átlagos felhőzet felett és alatt. A felhőtető átlagos magassága 1,92755 *km*, a vizsgált 61 év alatt 0,3557 *m*/év tempóval 21.7 métert emelkedett.



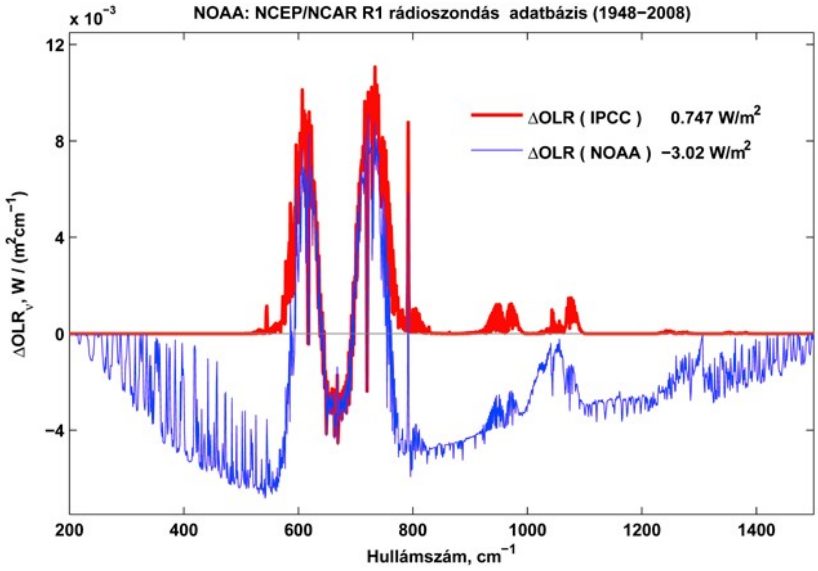
42. ábra A T transzmisszió, A abszorpció, f transzfer, g üvegház, E emisszió és V viriál függvények a τ fluxus optikai vastagság analitikus függvényei. Az ábrán $f^G = OLR^G / S_U^G$ és $g^G = (S_U^G - OLR^G) / S_U^G$ a TIGR2 adatbázisból számított globális átlagos transzfer-, és üvegházfüggvény.



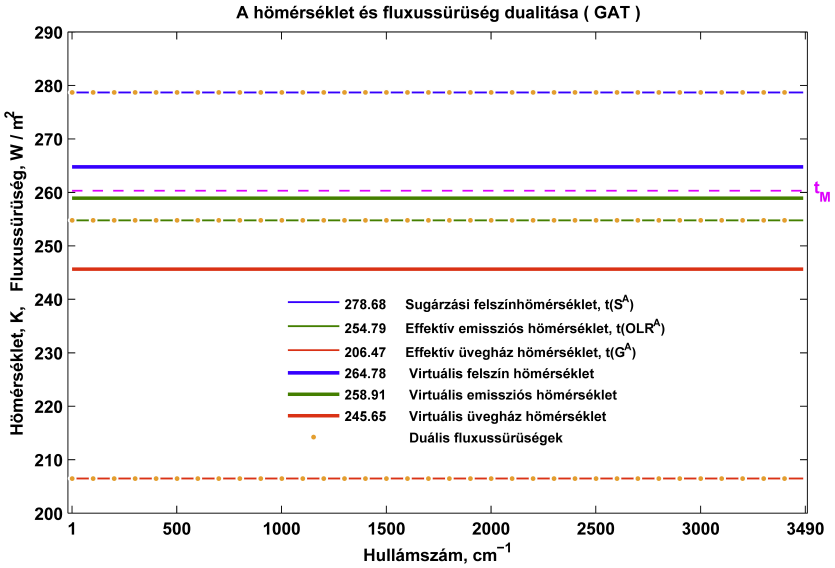
43. ábra Felső troposzférikus nedvesség globális eloszlása műholdas megfigyelések alapján. A globális átlagos infravörös emissziót a felsőlégköri vízgőztartalom terbeli és időbeli kaotikus eloszlása szabályozza.



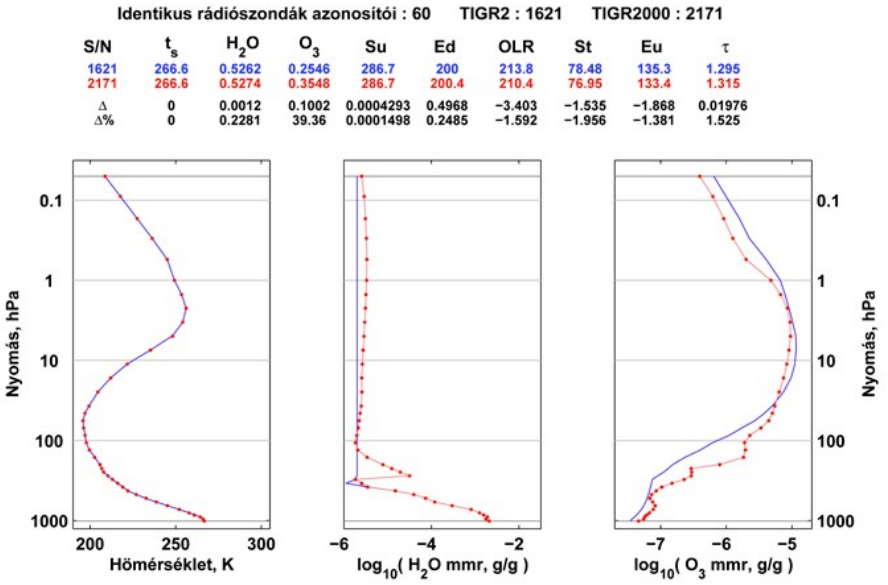
44. ábra Az elméleti $OLR = S_U f$ összefüggés (kék pontok) nem reprezentálják tökéletesen a LBL számításokból kapott szimulált OLR -okat (fekete vonal). Az egzakt lokális sugárzási egyensúly fennállása nem kötelező érvényű, így szoros összefüggés nem is várható.



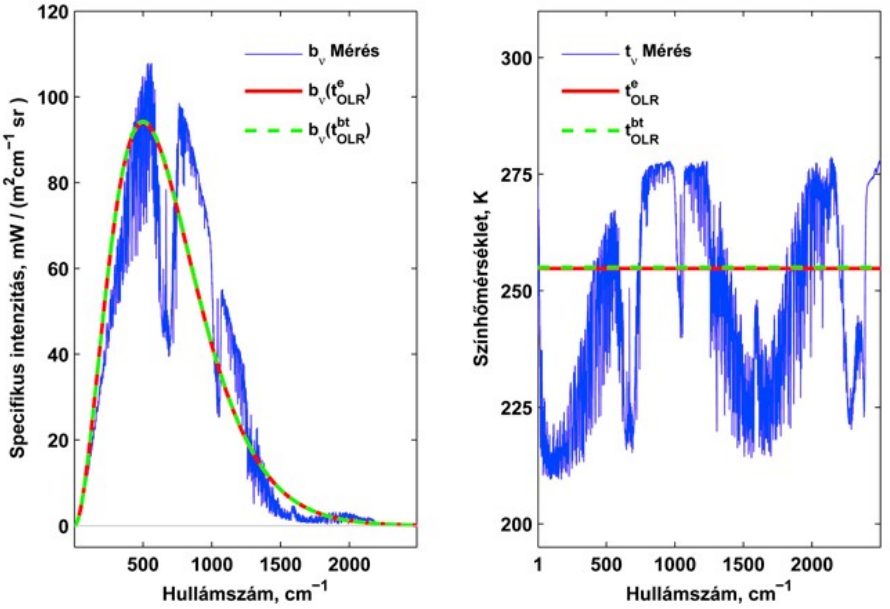
45. ábra A NOAA rádiószondás adatok alapján 1947 és 2008 között a megfigyelt derült integrális OLR 3,02 Wm^{-2}-el növekedett . Az IPCC szerint a 61 év alatti ~ 23%-os CO_2 növekedésének az OLR 0,747 Wm^{-2} csökkenésével kellett volna párosulnia.



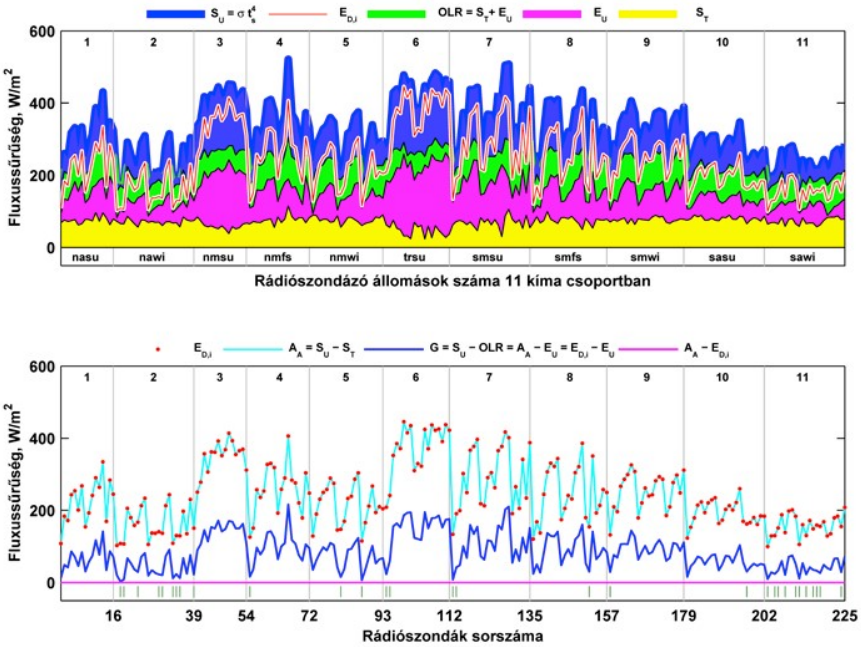
46. ábra Néhány különböző karakterisztikus hőmérséklet, a hozzájuk tartozó aktuális hőmérsékletek és duális fluxussűrűségek. $t_M = \sigma^{-1/3} = 260,3\,K$, Wm^{-2}.



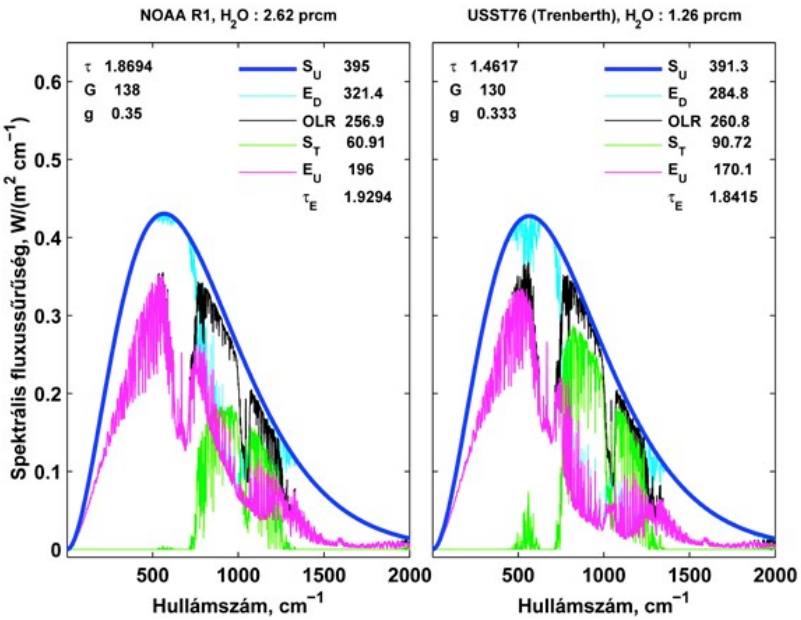
47. ábra Az eredeti rádiószondás adatok meghamisítása két adatbázisban. A kék számok és vonalak a TIGR2 a pirosak az újabb TGR2000 archívum adatai. Példánkban a hamisított s/n TIGR2000-2171 vízgőz és ózoneloszlás a CO_2 megduplázódásával majdnem azonos mértékű változást eredményez az *OLR* és τ értékeiben.



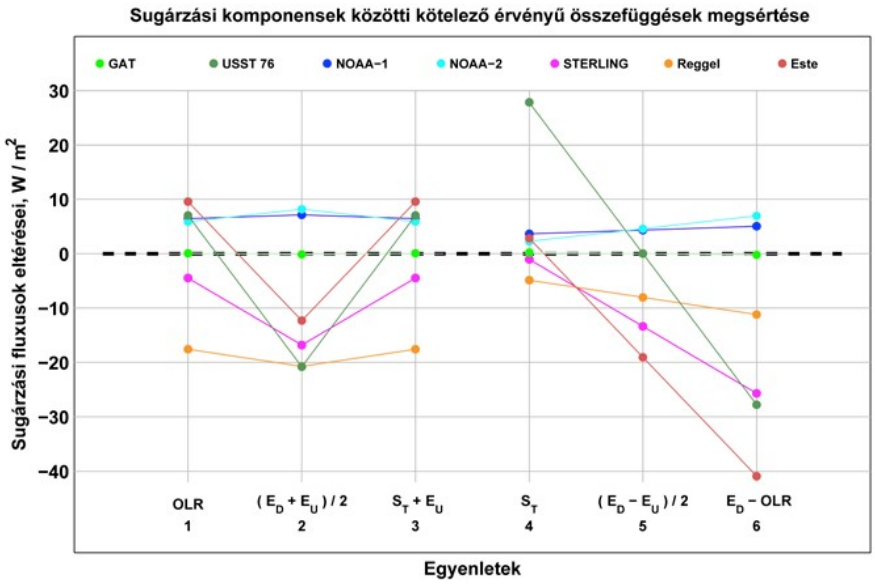
48. ábra A GAT légkör színhőmérsékletének és effektív hőmérsékletének összehasonlítása.



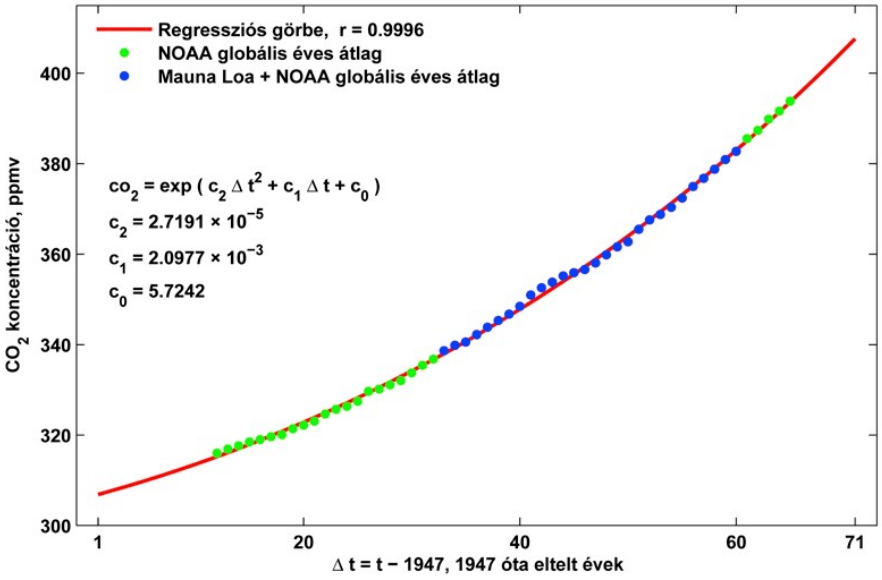
49. ábra 225 TIGR2 légkör sugárzási fluxus komponensei. Az alsó ábra a t_S hőmérsékletű izotróp légkör $E_{D,I}$ lesugárzásának és az A_A (abszorbeált felszíni felsugárzás) egyenlőségét mutatja.



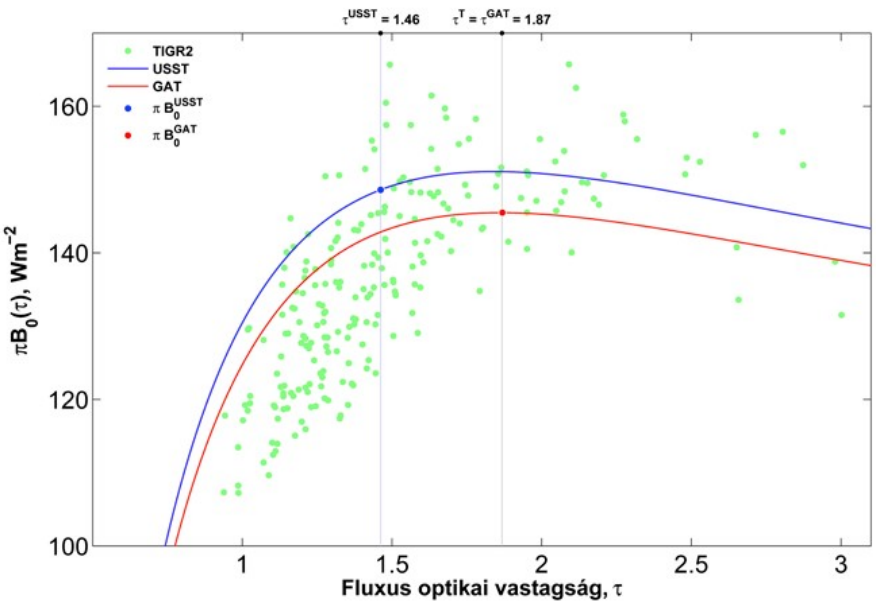
50. ábra Sugárzási energiamérlegek készítésénél gyakran használt NOAA-R1 és USST76 globális légköri fluxusszerkezetek.



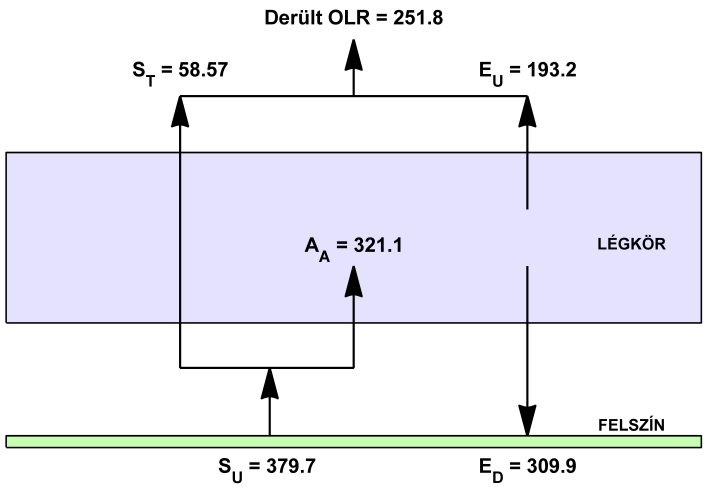
51. ábra Általános sugárzásátviteli törvények megkövetelik a derült globális átlagos sugárzási fluxusokra fennálló, az ábra alján feltüntetett, 1-6 számozott egyenletek fennállását. A pontok a GAT légkör fluxusitól való eltérések.



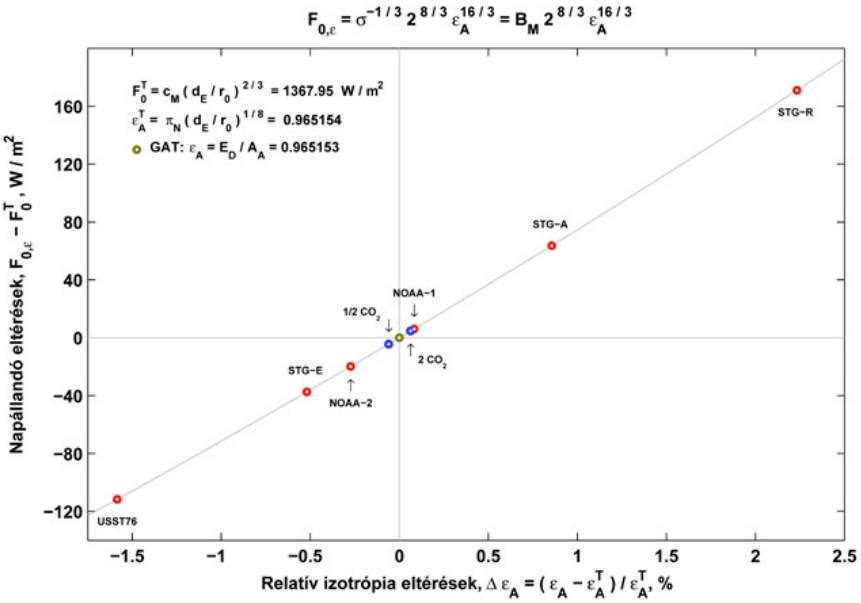
52. ábra A légköri CO_2 koncentrációjának növekedése 1948 és 2018 között. Az 1947 óta eltelt 71 év alatt a CO_2 (nem lineárisan) ~ 33% -ot növekedett, *NOAA* **[38]** .



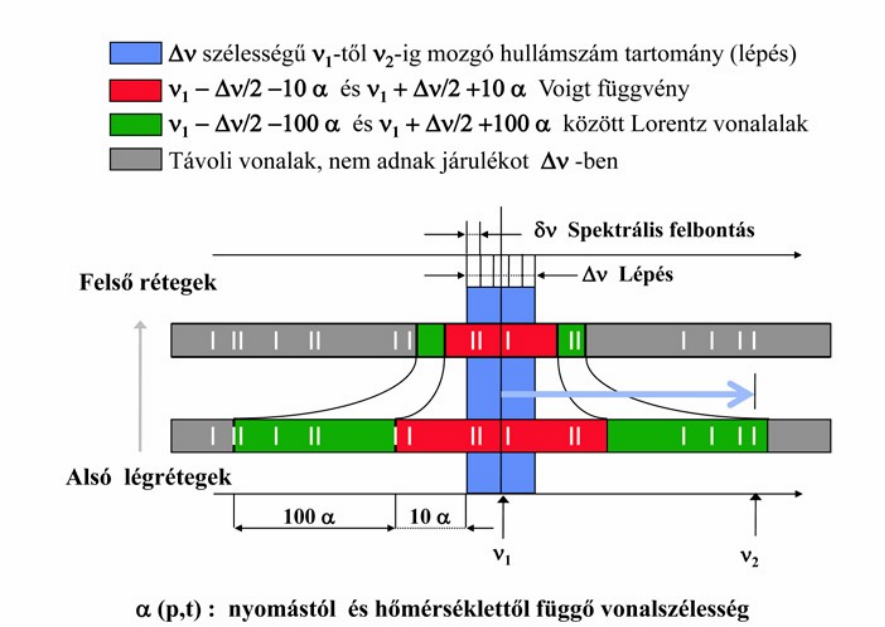
53. ábra Különböző légköri szerkezeteket reprezentáló πB_0 értékek: 228 TIGR2 (zöld), USST76 (kék) és GAT (piros). A GAT πB_0 (a TIGR2 pontokból számított globális átlag) kielégíti a $\pi B_0 = OLR(1+T)/2$ és $\tau = \tau^T$ elméleti kritériumokat. A USST76 légkör nem alkalmas az üvegházhatás kvantitatív tanulmányozására.



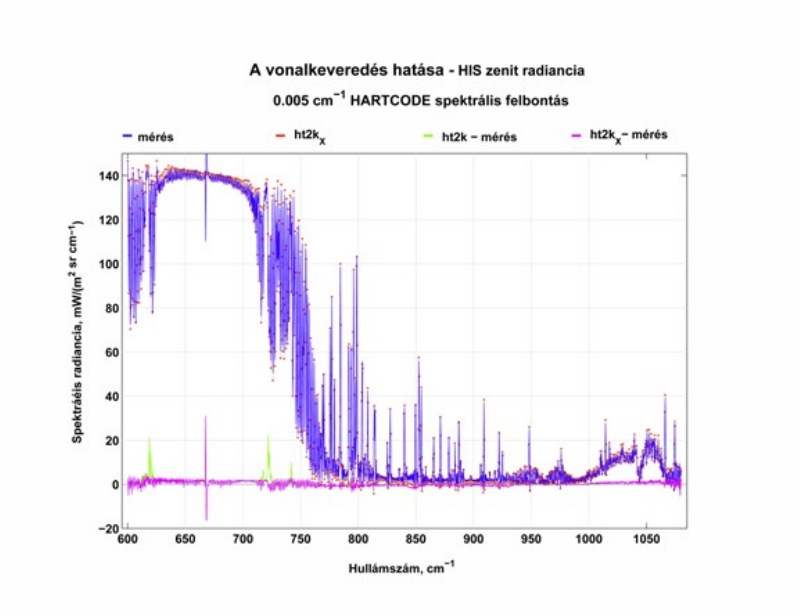
54. ábra A GAT légkör felszínre vonatkoztatott derült sugárzási fluxusai, Wm^{-2}.



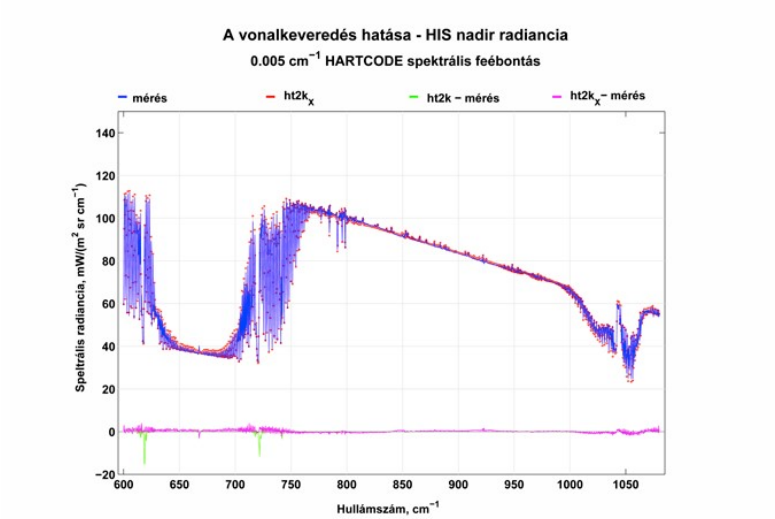
55. ábra Az $F_{0,\varepsilon} - F_0^T$ napállandók és $(\varepsilon_A - \varepsilon_A^T) / \varepsilon_A^T$ relatív eltérések kapcsolata lineáris. Látható, hogy az ε_A izotrópia faktorokkal konzisztens $F_{0,\varepsilon}$ napállandók és az F_0^T elméleti napállandó − a légkör szerkezetétől függően − jelentősen különbözhet egymástól.



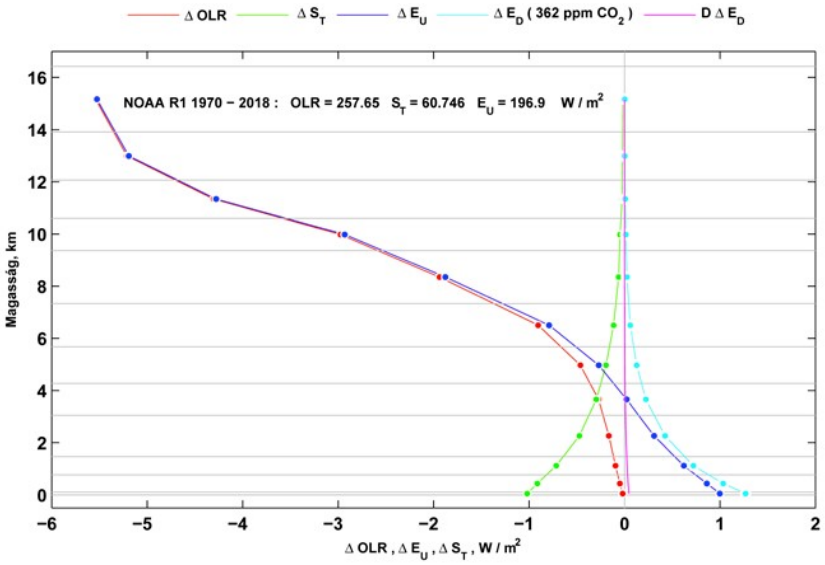
56. ábra A HARTCODE hullámszám felbontása. A fehér rövid függőleges vonalak az abszorpciós vonalak spektrális eloszlását szemléltetik.



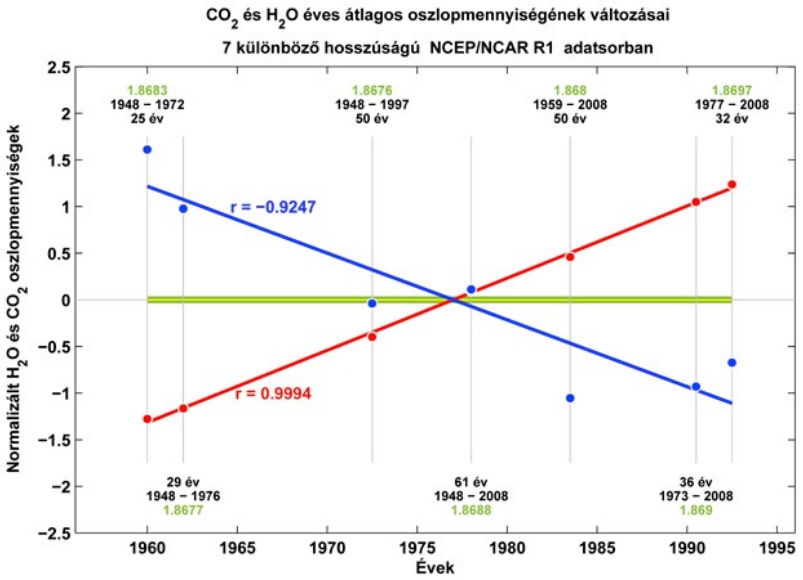
57. ábra Földfelszíni interferométeres mérések (kék vonal) és HARTCODE szimulációk (piros pontok) összehasonlítása. **ht2kx** a vonalkeveredést figyelembevevő szimulációk. Egyes hullámszámoknál a vonalkeveredés elhanyagolása (**ht2k)** jelentősen túlbecsüli a mérést (zöld vonalak).



58. ábra Repülőgépes interferométeres mérések (kék vonal) és HARTCODE szimulációk (piros pontok) összehasonlítása. **ht2kx** a vonalkeveredést figyelembevevő szimulációk. Egyes hullámszámoknál a vonalkeveredés elhanyagolása (**ht2k)** jelentősen alulbecsüli a mérést (zöld vonalak).



59. ábra H_2O additív perturbációs vizsgálatok. A pontokkal jelölt magasságoknál a GAT légkör rétegeinek vízgőztalmát 0,03 *prcm*-el megnövelve vizsgáltuk a megnövekedett abszorpció hatását fluxus komponensekre. OLR (piros), S_T (zöld), E_U (kék) és E_D (világoskék). A lila $D\Delta E_D$ vonal az E_D fluxus megváltozását mutatja a CO_2 megduplázása esetén. A ΔOLR a CO_2 tartalomtól függetlenül a magassággal rohamosan növekszik .



60. ábra CO_2 és H_2O oszlopmennyiségeinek változása hét különböző hosszúságú rádiószondás adatsoron, *NOAA* **[38, 155]**. A CO_2 növekedés egyértelműen H_2O csökkenéssel párosul.

7. Melléklet

Táblázatok

1. Táblázat

Univerzális állandók

Jelölés Egység	Referenciák és numerikus értékek			
	Mohr et al. **[61]**	*NIST* **[62]**	*NIST* **[73]**	*Weizel* **[74]**
$N_A \times 10^{23}$ mol^{-1}	6,02214179	6,022140857	6,022169	6,02486
R $Jmol^{-1}K^{-1}$	8,314472	8,3144598	8,314339	8,31696
$c \times 10^{8}$ ms^{-1}	2,99792458	2,99792458	2,997925	2,99793
$h \times 10^{-34}$ Js	6,62606896	6,62607004	6,626196	6,62517
$L_0 \times 10^{19}$ cm^{-3}	2,6867774	2,6867811	2,6867936	2,6871864
$V_0 \times 10^{3}$ cm^3mol^{-1}	22,413996	22,413962	22,413962	22,4207
$u_0 \times 10^{-27}$ kg	1,660538782	1,660539	1,660539	1,660539

Az L_0 és V_0 állandók a $t_0 = 273{,}15$ K hőmérséklethez és $p_0 = 1013{,}25$ hPa nyomáshoz tartoznak

2. Táblázat

Gyakrabban használt matematikai állandók

Jelölés	Definíció	Jelölés	Definíció	Jelölés	Definíció
π_A	$\pi^4/90$	π_I	$(4/3)\pi_H$	κ_2	2×10^{11}
π_B	$2\pi^5/15$	π_J	$15\times10^{9/4}\pi^{-19/4}$	κ_3	2×10^{5}
π_C	$2\times10^{-4}\pi^5/3$	π_K	$\eta_4\times10^{11}/\pi_C$	κ_4	2×10^{-4}
π_D	$\pi/1000$	π_L	$15\pi^{-4}\eta_2\eta_1$	η_1	$\eta_1=3(1-\exp(-\eta_1))$
π_E	$2\times10^6\pi$	π_M	$\pi_L\pi_D^{-1}/\eta_2$	η_2	$\eta_1^3/(\exp(\eta_1)-1)$
π_F	$8\pi_A/\eta_2$	π_N	$(\pi_D/256)^{1/16}$	η_3	$\eta_3=5(1-\exp(-\eta_3))$
π_G	$1/(24\pi_E\pi_A)$	π_P	$\pi^{1/12}40^{-1/4}$	η_4	$\eta_3^5/(\exp(\eta_3)-1)$
π_H	$\pi_D^{1/4}$	κ_1	10^2	η_5	$\kappa_4\eta_2\eta_4$

η_1 és η_3 állandók a definíció alatt szereplő transzcendens egyenletek megoldásai: $\eta_1 = 2,82143937212208$, $\eta_3 = 4,96511423174428$.

π_I megegyezik a Napból a légkör felső határára érkező higított entrópia fluxussal: $\pi_I = (4/3)d_F\sigma t_{SUN}^3$.

3. Táblázat

Származtatott mennyiségeket definiáló összefüggések

n	Jelölés	Egyenletek	Állandók
1	k	$N_A = a\,c_{1,\nu}^3 / (24\pi_E \pi_A) = a c_{1,\nu}^3 \pi_G$	Boltzmann
2	σ	$\sigma = 10^4 \times \pi_B k^4 c^{-2} h^{-3} = c_{2,\nu} c_{1,\nu}^{-4} \pi_C$	SB fluxussűrűség
3	a	$a = 4\sigma/c = 4\pi_B k^4 c^{-3} h^{-3} = \pi_C c_{2,\nu} / (c\, c_{1,\nu}^4)$	SB energiasűrűség
4	$c_{2,\nu}$	$c_{2,\nu} = \kappa_2 h c^2$	második sugárzási
5	$c_{1,\nu}$	$c_{1,\nu} = \kappa_1 c h k^{-1} = \kappa_1 c h N_A R^{-1}$	első sugárzási
6	W_f	$W_f = \eta_1 k h^{-1} = \kappa_1 \eta_1 c c_{1,\nu}^{-1}$	Wien frekvencia
7	W_λ	$W_\lambda = \kappa_1 \eta_3^{-1} c k^{-1} = \eta_3^{-1} c_{1,\nu}$	Wien hullámhossz
8	W_ν	$W_\nu = \kappa_1 \eta_1^{-1} c h k^{-1} = \eta_1^{-1} c_{1,\nu}$	Wien hullámszám
9	$W_{b,\nu}$	$W_{b,\nu} = \kappa_3 \eta_2 c^{-1} h^{-2} k^3$	Wien radiancia
10	$c_{e,\nu}$	$c_{e,\nu} = \mathrm{c}_{1,\nu}^{-1} \pi_F$	Planck entrópia
11	c_E	$c_E = \pi_E k c = R N_A^{-1} c \pi_E$	spektrális entrópia
12	c_M	$c_M = (\pi_D / \sigma)^{1/3}$	duális entrópia
13	c_D	$c_D = (\ln(4) k / u_0)^{1/2} / c$	Doppler

4. Táblázat

Származtatott mennyiségek

Jelö-lés	Referenciák és numerikus értékek				Egység **Szorzó faktor**
	Mohr et al. **[61]**	*NIST* **[62]**	*PARC* **[73]**	*Weizel* **[74]**	
k	1,3806503	1,3806485	1,3806220	1,3804403	JK^{-1} $\times\mathbf{10^{-23}}$
σ	5,6704005	5,6703668	5,6696062	5,6692314	$Wm^{-2}K^{-4}$ $\times\mathbf{10^{-8}}$
a	7,5657680	7,5657231	7,5647072	7,5641945	$Jm^{-3}K^{-4}$ $\times\mathbf{10^{-16}}$
$c_{2,\nu}$	1,1910428	1,1910429	1,1910659	1,1908855	$mWm^{-2}cm^{-4}sr^{-1}$ $\times\mathbf{10^{-5}}$
$c_{1,\nu}$	1,4387752	1,4387773	1,4388325	1,4388018	K/cm^{-1} $\times\mathbf{1}$
W_f	5,8789328	5,8789238	5,87869913	5,8788345	HzK^{-1} $\times\mathbf{10^{-10}}$
W_λ	2,8977685	2,8977729	2,8978841	2,8978221	cmK $\times\mathbf{10^{-1}}$
W_ν	5,0994367	5,0994445	5,0996401	5,0995312	Kcm^{-1} $\times\mathbf{10^{-1}}$
$W_{b,\nu}$	5,6842832	5,6842581	5,6837137	5,6832166	$Wm^{-2}/cm^{-1}/K^3$ $\times\mathbf{10^{-6}}$
$c_{e,\nu}$	4,2337664	4,2337599	4,23359751	4,2336879	$cm^{-1}K^{-1}$ $\times\mathbf{1}$
c_E	2,6006643	2,6006607	2,6006112	2,6002727	$Wm^{-2}K^{-1}/cm^3$ $\times\mathbf{10^{-8}}$
c_M	3,8122266	3,8122341	3,8124047	3,8124887	Wm^{-2}, K $\times\mathbf{10}$
c_D	3,5811650	3,5811651	3,5811278	3,5808863	$K^{-1/2}$ $\times\mathbf{10^{-7}}$

5. Táblázat

Sugárzási és termodinamikai hőmérsékletekhez tartozó alternatív üvegház paraméterek összehasonlítása.

Referencia	Üvegház hatás ÜH, K		Üvegház faktor ÜF, W/m^2		Normalizált ÜF ÜN	
t_S 286,0647 K S_U 379,688 Wm^{-2}	$\Delta t_{E,S}$	7,38194	$G_{E,S}$	37,7006	$g_{E,S}$	0,099293
	$\Delta t_{A,S}$	31,2736	$G_{A,S}$	140,738	$g_{A,S}$	0,370667
	$\Delta t_{R,S}$	79,5949	$G_{R,S}$	276,650	$g_{R,S}$	0,728625
t_G 288,6125 K S_G 393,397 Wm^{-2}	$\Delta t_{E,G}$	9,92977	$G_{E,G}$	51,4091	$g_{E,G}$	0,13068
	$\Delta t_{A,G}$	33,8214	$G_{A,G}$	154,447	$g_{A,G}$	0,392598
	$\Delta t_{R,G}$	82,1427	$G_{R,G}$	290,359	$g_{R,G}$	0,738082

6. Táblázat

A Nap ekvivalens feketetest- és színhőmérsékletéhez tartozó néhány karakterisztikus sugárzási paraméter összehasonlítása. $B(\hat{t})$ egy *virtuális* $\hat{t} = (\overline{t}_\nu / \sigma)^{1/4}$ K hőmérsékletből számított integrális fluxussűrűség. Az 5. és 6. sorban levő $t = \overline{t}_\nu$ K és a $B(\hat{t})$ Wm^{-2} numerikus egyenlősége a $B(\hat{t}) \equiv t$ hőmérséklet és fluxussűrűség dualitását mutatja. A *virtuális* jelző arra utal, hogy a $\hat{t}$ hőmérsékletben szereplő $\overline{t}_\nu$ (átlagos színhőmérséklet) formálisan viselkedhet fluxussűrűségként is.

n	Effektív hőmérséklet	Szín hőmérséklet	Egység	Paraméterek
1	5778,075	5485,36	K	t
2	5778,0623	5485,3524	K	$W_\nu \nu_{\max}$
3	63197970	51332316	Wm^{-2}	σt^4
4	63197967	51332316	Wm^{-2}	$B(t)$
5	5778,0754	5485,36	K	$\overline{t}_\nu$
6	5778,0754	5485,36	Wm^{-2}	$B(\hat{t})$
7	3444,5702	2947,1405	Wm^{-2}/cm^{-1}	$B_{\nu,\max}$
8	11330,7	10756,7	cm^{-1}	$\nu_{\max}$
9	14583,396	12477,41	Wm^{-2}/K	$c_{e,\nu} B_{\max,\nu}$
10	14583,395	12477,41	Wm^{-2}/K	J^P
11	0,81071116	0,73065106	$Wm^{-2}/K/cm^{-1}$	$J^P_{\nu,\max}$
12	10193,4	9677	cm^{-1}	$\nu^P_{\max}$

7. Táblázat

A fuxussűrűség és hőmérséklet dualitása. Ki kell hangsúlyozni, hogy a táblázatban szereplő egyenletek a $d_F = (r_0 / d_E)^2$ hígítási faktorban szereplő d_E Nap- Föld távolság miatt kizárólag a Földre érvényesek, amely ismét a Föld asztronómiailag kiválasztott helyzetére utal. Ennek nyilvánvaló oka az, hogy a naprendszerben E_0 állandósága mellett a dualitások a d_F hígítási faktor bonyolult hatványfüggvényei.

n	Definíció	Egység	Számérték	Dualitások	
1	F_0	Wm^{-2}	1367,9514	$\pi_D^{1/4}\, t_{SUN}$	$c_M\, d_F^{-1/3}$
2	$\sigma F_0^{\ 4}$	Wm^{-2}	198542,27	$\pi_D E_0$	$c_M\, \pi_D\, d_F^{-4/3}$
3	$(F_0 / \sigma)^{1/4}$	K	394,11693	$((\pi_D E_0 / \sigma)^{1/4} / \sigma)^{1/4}$	$c_M\, \pi_D^{-1/4} d_F^{-1/12}$
4	E_0	Wm^{-2}	63197969	$d_F^{-5/4} (\pi_D F_0 / \sigma)^{1/4}$	$c_M\, d_F^{-4/3}$
5	$(E_0 / \sigma)^{1/4}$	K	5778,075	$((\pi_D E_0/\sigma)^{1/4}/\sigma/d_F)^{1/4}$	$c_M\, \pi_D^{-1/4}\, d_F^{-1/3}$
6	σE_0^4	K	$9{,}044464\times10^{23}$	$d_F^{-5} \pi_D F_0$	$c_M\, \pi_D\, d_F^{-16/3}$
7	F_E	Wm^{-2}	341,98785	$(\pi_D E_0 / 256 / \sigma)^{1/4}$	$c_M\, d_F^{-1/3} / 4$
8	$(F_E/\sigma)^{1/4}$	K	278,68275	$(4\pi_D)^{-1/4} (\pi_D F_0 / \sigma)^{1/4}$	$c_M 2^{-1/2} \pi_D^{-1/4} d_F^{-1/12}$

8. Táblázat

Bolygók néhány asztronómiai adata, *NASA*[156] , *Willman*[154]. A különböző forrásokból származó adatok nem teljesen konzisztensek egymással, pontosságuk jelentősen különbözhet. Az általunk adoptált, elfogadott és definiált numerikus értékeket a könyv megfelelő helyein részletezzük.

Paraméter	Merkúr	Vénusz	Föld	Mars	Jupiter
$d \;\; m \times 10^{11}$	0,5791	1,0821	1,4960	2,2792	7,7857
α_B	0,068	0,9	0,306	0,25	0,343
$d_F \times 10^{-7}$	1444,5	413,6982	216,45	93,22953	7,9914
F_0 , Wm^{-2}	9126,6	2613,9	1367,6	589,2	50,50049
t_E , K	440,1	184,2	254,3	210,1	109,9

$d_F = (r_0 / d)^2$ hígítási faktor, $r_0 = 6,96 \times 10^8 \; m$ a Nap sugara.

9. Táblázat

Globális átlagos légkörök ε_A szférikus emisszivitásához (izotrópia faktorához) tartozó (5.6) $F_{0,\varepsilon}$ napállandók összehasonlítása az $\varepsilon_A^T = \pi_N(\bar{d}_E / \bar{r}_0)^{1/16}$-vel konzisztens F_0^T elméleti napállandóval, és a globális átlagos felhőzet meghatározásánál kapott $\alpha_B^T = 0{,}30129$ elméleti Bond albedóval.

n	Légkör	$\Delta\varepsilon_A = \varepsilon_A - \varepsilon_A^T$ %	$F_{0,\varepsilon} - F_0^T$ Wm^{-2}	$\Delta\alpha_B = \alpha_{B,\varepsilon} - \alpha_B^T$ %	$\alpha_{B,\varepsilon} = g^{A,\varepsilon}$
1	GAT	$-1{,}11\times10^{-5}$	$-0{,}811\times10^{-3}$	$-5{,}93\times10^{-5}$	0,30129
2	USST76	1,58	-111,72	-8,16	0,27668
3	NOAA-1	0,0823	6,0170	0,44	0,30262
4	NOAA-2	-0,274	-19,843	-1,45	0,29692
5	STG-A	0,856	63,612	4,65	0,31530
6	STG-R	2,233	171,00	12,5	0,33895
7	STG-E	-0,519	-37,45	-2,74	0,29304
8	2 × CO_2	0,0633	4,627	0,338	0,30231
9	1/2 × CO_2	-0,0599	-4,363	-0,319	0,30033

1 GAT CO_2 263,3 *atm-cm*$_{STP}$ 1976-1989
2 USST-76 CO_2 293,4 *atm-cm*$_{STP}$
3 NOAA-1 1948-2008
4 NOAA-2 1970-2019
5 STG-A Sterling VA, 689 szonda éves átlaga, 1992-1993
6 STG-R Sterling VA, 350 reggeli 6^h-ás szondák átlaga
7 STG-E Sterling VA, 339 estei 18^h-ás szondák átlaga
8 GAT 2×CO_2 CO_2 526,6 *atm-cm*$_{STP}$
9 GAT 1/2×CO_2 CO_2 131,6 *atm-cm*$_{STP}$

10. Táblázat

GAT globális átlagos RTF-ek összehasonlítása elméleti értékekkel. A második és harmadik oszlop a definiáló egyenletek, a negyedik oszlop a változók és τ_D között fennálló egzakt matematikai összefüggések. Az utolsó két oszlop a T^T, τ^T, τ_D^T, és f_E^T elméleti értékei, és az azoktól való relatív eltérések.

RTF	Egyenletek			GAT	Elmélet	Δ%
T	$\frac{S_T}{S_U}$	$\exp(-\tau)$	$\frac{f_E(\tau_D - 1)}{2\tau_D}$	0,15426	0,15450	-0,2
τ	$\ln\left(\frac{S_U}{S_T}\right)$	$-\ln(T)$	$\ln\left(\frac{2\tau_D}{f_E(\tau_D - 1)}\right)$	1,86913	1,8676	0,1
τ_D	$\frac{OLR}{E_U - S_T}$	$-\ln(T_D)$	$\frac{f_E}{f_E - 2T}$	1,8699	1,8714	-0,1
f_E	$\frac{OLR}{S_U}$	$\frac{E_U}{S_U} + T$	$\frac{2\tau_D T}{\tau_D - 1}$	0,66316	0,6618	0,2

11. Táblázat

Elméleti sugárzásátviteli függvények (RTF^T) és a megfigyelt GAT RTF planetáris sugárzási egyensúlyi paraméterek. Az RTF^T első sorában τ^T a definíció alatt szereplő egyenlet numerikus megoldása, lásd (59). Az összes többi RTF^T a τ^T -ból a definíció szerint számított pontos matematikai állandó. Az 5. oszlop a GAT légkörre (41) alapján számított empirikus értékek. Az utolsó két oszlop a GAT és a USST76-hoz tartozó HARTCODE szimulációk, és az elméleti értékek százalékos eltérései.

n	RTF^T	Definíció	Elmélet	GAT	Δ_{GAT}%	Δ_{USST}%
1	τ^T	$f^T = V^T$	1,8676	1,8691	-0,084	-19,
2	T^T	$\exp(-\tau^T)$	0,1545	0,1543	-0,156	43,
3	A^T	$1 - T^T$	0,8455	0,8457	-0,029	-7,8
4	f^T	$2/(1+\tau^T + T^T)$	0,6618	0,6615	-0,044	10
5	g^T	$1 - f^T$	0,3382	0,3385	0,086	-21
6	E^T	$f^T - T^T$	0,5073	0,5072	-0,014	0,81
7	V^T	$(3 + 2T^T)/5$	0,6618	0,6617	-0,015	4,0
8	β^T	$\beta^T = f^T$	0,6618	0,6618	0,001	9,5
9	w^T	$1/(1 - 4T^T)$	2,6178	2,6112	-0,25	230

12. Táblázat

Különböző empirikus F_i napállandók függése a σ_j SB állandóktól. Az $r_{i,j} = F_i / ((\pi_D F_i / d_F) / \sigma_j)^{1/4}$ $Wm^{-2}K^{-1}$ arányok 1.0-hez igen közeli értékek. A táblázatban az $r_{i,j}$ ötödik decimális jegyre kerekített értékei szerepelnek. Az F_0^T elméleti napállandót a σ_6 SB állandóval és a fluxussűrüség és hőmérséklet dualitását kifejező egyenlettel definiáltuk: $F_0^T / ((\pi_D F_0^T / d_F) / \sigma_6)^{1/4} = \pi_D^{-1/4} F_0^T / t_{SUN} = 1$.

F_i napállandók, Wm^{-2}						σ_j $Wm^{-2}K^{-4}$
1360,8	1367,6	1368,0	1367,91	1367,95	1367,9514	
[29]	**[9]**	**[90,123]**	F_0^{OBS}	F_0	F_0^T	
$r_{i,j} = F_i / ((\pi_D F_i / d_F) / \sigma_j)^{1/4}$, $Wm^{-2}K^{-1}$						
0,9961	0,99983	1,0001	1	1	1	σ_1 **[114]**
0,9961	0,99983	1,0001	1	1	1	σ_2 **[61]**
0,9961	0,99983	1,0001	1	1	1	σ_3 **[62]**
,99607	0,9998	1	0,99997	0,99998	0,99999	σ_4 **[73]**
0,99605	0,99978	1	0,99995	0,99997	0,99997	σ_5 **[74]**
0,99608	0,99981	1	0,99998	0,99999	1	σ_6 **[25]**

A σ_6 értéke a **[25]** hivatkozásban: $\sigma_6 = 5,6698337 \times 10^{-8}$ $Wm^{-2}K^{-4}$.

13. Táblázat

A USST76 és GAT légkörök derült E_D, OLR , S_T, E_U, és S_U Wm^{-2} fluxusai, és T fluxus transzmissziói. A GAT légkörrel összehasonlítva, az OLR és S_U kivételével a USST76 összes többi paramétere jelentős eltéréseket mutat . A 4. sorban levő S_T és T különösen nagy (~45 %) relatív eltéréseinek magyarázata a USST76 légkör irreálisan alacsony vízgőztartalma.

n	Légkör	E_D	OLR	S_T	E_U	S_U	T
1	USST76	289,2	258,9	86,47	172,4	391,1	0,2211
2	GAT	309,9	251,8	58,57	193,2	379,7	0,1543
3	Δ	20,74	-7,08	-27,90	20,82	-11,45	-0,0668
4	Δ %	6,692	-2,812	-47,64	10,78	-3,017	-43,32

14. Táblázat

Néhány sugárzási paraméter közötti egzakt matematikai összefüggés. A táblázatban vizsgált paraméterek definíciói:

$$T = \exp(-\tau)\,, \quad \tau = -\ln(T)\,, \quad OLR = E_U + S_T\,, \quad f = 2/(1+\tau+T)\,,$$
$$\varepsilon_A = E_D / A_A\,, \quad f_E = OLR / S_U\,, \quad E_U = OLR - S_T\,, \quad \tau_D = 1/(1 - 2\,S_T/OLR)\,.$$

A matematikai konzisztencia megköveteli a 2, 3, 4, és 5 oszlopok egyenleteinek az 1. oszlopban levő paraméterekkel való egzakt egyezést. A HARTCODE eredményeit feldolgozó rutin ellenőrző programokban, 8 byte (dupla pontos) reprezentációban a sorokban levő egyenletek maximális relatív eltérése 1.1×10^{-13} %. Egyszeres pontosság esetén a relatív eltérések $\sim10^{-5}$ %-ra növekednek. A táblázat első oszlopának 8 változóján kívül egyenleteinkben szerepelnek még az S_T, S_U, E_D, ε_0, ε_B, τ_E, T_E és g sugárzási paraméterek.

1	2	3	4	5
T	$\frac{S_U - E_D/\varepsilon_A}{S_U}$	$\frac{2}{f} - 1 - \tau$	$\frac{f_E(\tau_D - 1)}{2\tau_D}$	$\frac{\varepsilon_B(1-\varepsilon_A)}{\varepsilon_A(1-\varepsilon_B)}$
τ	$\ln\left(\frac{S_U}{S_T}\right)$	$\ln\left(\frac{2\tau_D}{f_E(\tau_D - 1)}\right)$	$\ln\left(\frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_B(1-\varepsilon_0)}\right)$	$\frac{2 - f(1+T)}{f}$
τ_D	$\frac{1}{1 - 2e^{-\tau}/f_E}$	$\frac{f_E}{f_E - 2T}$	$\frac{E_U + S_T}{E_U - S_T}$	$\frac{1}{1 - T(1 + \tau_E + T_E)}$
f_E	$\frac{E_U}{S_U} + T$	$\frac{2\tau_D T}{\tau_D - 1}$	$\frac{2}{1 + \tau_E + T_E}$	$\frac{2\tau_D S_T}{S_U(\tau_D - 1)}$
f	$\frac{2}{1 + \tau + S_T/S_U}$	$\frac{2}{1 - \ln(T) + T}$	$\frac{2}{1 - \ln(\varepsilon_B/\varepsilon_A - \varepsilon_B A) + e^{-\tau}}$	$1 - g$
OLR	$S_U f_E$	$\tau_D(E_U - S_T)$	$S_U \tau_D(f_E - 2T)$	$S_U \tau_D(f_E - 2e^{-\tau})$
E_U	$S_U(f_E - T)$	$\frac{OLR(1 + \tau_D^{-1})}{2}$	$\frac{S_U f_E(1 + \tau_D)}{(2\tau_D)}$	$S_T(2/(1 - \tau_D^{-1}) - 1)$
ε_A	$\frac{E_D}{S_U A}$	$\frac{\varepsilon_0}{A}$	$\frac{\varepsilon_B(1-\varepsilon_0)}{T}$	$\frac{1}{A + T/\varepsilon_B}$

15. Táblázat

CO_2 megduplázásának és felére csökkentésének hatása az alapvető sugárzási paraméterekre derült GAT (**A**), és a USST76 (**B**) légkörökben. Az első sor a perturbálatlan eredeti állapot, a második és negyedik sorok a megduplázott és megfelezett CO_2-höz tartozó paraméterek. A vastagbetűs sorok a perturbált és eredeti állapotára vonatkozó adatok különbsége. Az második oszlop a CO_2 oszlopmennyisége *atm-cm*$_{STP}$ egységben. A fluxusok egysége Wm^{-2}, a T, τ, f és V RT függvények dimenziónélküli mennyiségek.

A TIGR-2 globális átlagos (GAT) légkör, $S_U = 379{,}69$ Wm^{-2}									
n	CO_2	E_D	OLR	S_T	E_U	T	τ	f	V
1	263,3	309,93	251,79	58,56	193,22	0,1543	1,869	0,6615	0,6617
2	526,6	311,48	249,35	57,16	192,19	0,1506	1,893	0,6570	0,6602
3	**263**	**1,55**	**-2,438**	**-1,401**	**-1,037**	**-0,0037**	**0,024**	**-0,0045**	**-0,0015**
4	131,6	308,61	254,25	59,74	194,5	0,1573	1,849	0,6652	0,6629
5	**-131,6**	**-1,319**	**2,455**	**1,1753**	**1,28**	**0,0031**	**-0,020**	**0,0037**	**0,0012**

B US Standard Atmosphere 1976 (USST76), $S_U = 391{,}14$ Wm^{-2}									
n	CO_2	E_D	OLR	S_T	E_U	T	τ	f	V
1	293,4	289,2	258,9	86,5	172,4	0,2211	1,5092	0,6615	0,6884
2	586,7	292,1	256,2	83,89	172,3	0,2144	1,539	0,7262	0,6858
3	**293,4**	**2,9**	**-2,7**	**-2,61**	**-0,1**	**-0,0067**	**0,0298**	**0,0647**	**-0,0026**
4	146,7	286,52	261,54	88,85	172,7	0,23204	1,4608	0,7427	0,6928
5	**-146,7**	**-2,68**	**2,64**	**2,35**	**0,3**	**0,0109**	**-0,0484**	**0,0812**	**0,0044**

16. Táblázat

Sugárzási klíma-paraméterek közötti néhány RT összefüggés HATRCODE GAT szimulációk alapján. A $\Delta\%$ oszlop a balra levő paraméter-négyzetekben levő bal és jobb oldali mennyiségek százalékos eltérése. A 24 vizsgált összefüggés átlagos abszolút eltérés 0,141 %.

Paraméterek	$\Delta\%$	Paraméterek	$\Delta\%$
$OLR - S_U f$	0,249	$OLR - (E_U + E_D)/2$	0,086
$OLR - A_A^C$	0,2676	$S_T - (E_D - E_U)/2$	0,3718
$OLR - \beta S_U$	0,2051	$OLR - S_U(3+2T)/5$	0,2197
$A_A^{Cu} - sc\,E_D$	0,0287	$E_D - (A_A - \beta(A_A - A_A^{Cu}))$	0,1555
$S_U - E_U(1+\varepsilon_A)$	-0,007	$S_U^A - (\pi/\sigma)^{1/3} r_{E0}{}^{2/3}/40$	-0,0017
$A_A - \sigma^{-1/3}/\varepsilon_B$	-0,033	$A_A^{Cu} - ((1-\beta)E_D + \beta E_D^C)$	0,0703
$OLR - \sigma^{-1/3}\varepsilon_A$	0,223	$E_U - (3S_T/\varepsilon_A + E_D - A_A)$	-0,0101
$E_D - \sigma^{-1/3}\varepsilon_A/\varepsilon_B$	-0,033	$\beta - (S_U - F_E)/(S_U - S_U^C)$	0,063
$OLR^C - E_D^C$	-0,0015	$G^A - \alpha_B(\pi/\sigma)^{1/3} r_{E0}{}^{2/3}/40$	0,0039
$E_U^C - E_D(1-\beta)/\beta$	-0,598	$OLR^A - (1-\alpha_B)(\pi/\sigma)^{1/3} r_{E0}{}^{2/3}/40$	-0,0041
$\beta - 2/(1+\tau+T)$	0,043	$S_U^C - (A + \beta(A_A^C + A_A^{Cu} + A_A^{Cd}))/(2sc)$	-0,0405

8. Melléklet

Jelölések jegyzéke

A_A	Derült légkörben abszorbeálódott felszín sugárzás
A^C	Felhős területek felett abszorbeálódott felhőtető sugárzás
A^{Cu}	Felhős területek alatt abszorbeálódott felszín sugárzás
A^{Cd}	Felhős területek alatt abszorbeálódott felhőalap sugárzás
A_{TOT}	A légkörben abszorbeálódott felszínről és felhőzetről kiinduló összes IR sugárzás
A	Derült légoszlop fluxus abszorpciója
A_E	Derült légoszlop sugárzási egyensúlyi abszorpciója
A^T	Elméleti planetáris sugárzási egyensúlyi abszorpció
$B_\nu(t)$	Spektrális fluxussűrűség
$B(t)$	Spektrálisan integrált fluxussűrüség
$B_{\max,\nu}$	Maximális spektrális fluxussűrüség
B_0	Integrációs állandó
B_M	Keveredési fluxussűrüség
E_{UL}	Perem sugárzás (fluxussűrüség)
$E_{D,i}$	Derült lefelé haladó izotróp radiancia
E_D	Derült lefelé haladó fluxussűrüség a felszínen
E	Emisszivitás függvény, $E = f - T$
E_D^{Cd}	Felhőzet alatt lefelé haladó sugárzás a felszínen
E_U^{Cu}	Felhőzet alatt felfelé haladó légkör sugárzás a felhőalapnál
E_D^C	Felhőzet felett lefelé haladó légkör sugárzás a felhőtetőn
$E_{D,I}$	t_S hőmérsékletű izotróp lesugárzás (fluxussűrüség) a felszínen
E_U^C	Felhőzet felett felfelé haladó légkör sugárzás légkör tetején
E^T	Planetáris elméleti egyensúlyi emisszivitás, $E^T = f^T - T^T$
E_E	Planetáris empirikus egyensúlyi emisszivitás, $E_E = f_E - T_E$
E_0	A Nap empirikus felszíni emissziója $E_0 = F_0 / d_F$
E_0^T	A Nap elméleti felszíni emissziója $E_0^T = F_0^T / d_F$

E_U	Derült felfelé haladó légkör sugárzás a légkör tetején
$\mathrm{F}(p)$	Nettó IR sugárzási fluxus
F_A	Föld-légkör rendszerben abszorbeált napsugárzás
$F_{A,\nu}$	Föld-légkör rendszerben abszorbeált spektrális napsugárzás
F_0	Adoptált empirikus napállandó $F_0 = (F_0^{\min} + F_0^{\max})/2$
$F_{E,0}$	Egységnyi földfelszínen rendelkezésre álló napsugárzás $F_{E,0} = F_0/4$
F_R	Föld-légkör rendszerből reflektálódott napsugárzás
$F_0^{\min}$	Minimális napállandó
$F_0^{\max}$	Maximális napállandó
$F_{E,0}^T$	Elméleti egységnyi földfelszínen rendelkezésre álló napsugárzás, $F_{E,0}^T = F_0^T/4$
F_0^{obs}	Napállandó rádiószondás felszállásokból $F_0^{obs} = 2(S_U^A + OLR^A/(1-g^A))$
F_i	Irodalmi hivatkozásokban előforduló napállandók
F_0^T	Elméleti napállandó $F_0^T = c_M d_F^{-1/3}$
$F(d)$	Napállandó távolság függése $F(d) = c_M d_E^{8/3} r_0^{-2/3} d^{-2}$
F_0^{ε}	Izotrópia faktorból számított napállandó, $F_0^{\varepsilon} = 2^{8/3}\sigma^{-1/3}\varepsilon_A^{16/3}$
G_{APF}	Aktív planetáris felszínre vonatkoztatott üvegházfaktor
G	Derült üvegházfaktor $G = S_U - OLR = 127.89\ Wm^{-2}$
G_R	Derült üvegházfaktor (Ramanathan, 38. ábra)
G^C	Felhőzet feletti üvegházfaktor $G^C = S_U^C - OLR^C$
H_ν	Monokromatikus Eddington fluxus
H	Eddington fluxus
I, I_ν	Monokromatikus radiancia
J_ν^P, J^P	Planck spektrális és integrális entrópiafluxusok
J	Sugárzási entrópiafluxus
J_{e}	$t_{\mathrm{e},S}$ entrópia-hőmérséklethez tartozó hígított entrópiafluxus
J_0	Napból a légkör tetejére érkező sugárzési entrópiafluxus
L_0^T	Elméleti luminozitás $L_0 = E_0^T 4r_0^2\pi$

L_0	Nap adoptált luminozitása $L_0 = E_0 4r_0^2\pi$
OLR^A	A Földet elhagyó összes hosszú hullámű sugárzás
OLR	Derült területektől származó kimenő hosszú hullámű sugárzás
OLR^C	Felhős területektől származó kimenő hosszú hullámű sugárzás
OLR^{Cu}	Felszínről és légkörből a felhőalapra érkező összes IR sugárzás
OLR^{Cd}	Felhőalapról és légkörből a felszínre érkező összes IR sugárzás
P, P_E	Bolygók és a Föld keringési ideje
R_E	Föld sugara
S_U^A	Derült felszínről és a felhőtetőről felfelé kiinduló összes hosszú hullámú sugárzás
S_T	Légkörön abszorpció nélkül áthaladó felszín sugárzás
S_U	Földfelszínről kiinduló hosszú hullámú sugárzás
S_G	Sugárzási egyensúlyi felszínsugárzás $S_G = S_U / \varepsilon_A$
S_a	Félig végtelen légkör forrásfüggvénye $S_a(\overline{\tau}) = OLR(1+\overline{\tau})/2$
S_g	Félig végtelen légkör felszíni felsugárzása $S_g(\overline{\tau}) = OLR(2+\overline{\tau})/2$
E_d	Félig végtelen légkör lesugárzása $E_d(\overline{\tau}) = OLR\,\overline{\tau} / 2$
S_{TOT}^C	Felhőtetőről és felhőalapról kiinduló összes IR sugárzás
S_T^A	Derült felszínről és a felhőtetőről kiinduló, légkörön átengedett összes IR sugárzás
S_U^C	Felhőtető kisugárzása
S_T^C	Felhőtető kisugárzásának világűrbe tévozó része
S_T^{Cu}	Felszín kisugárzásának felhőalapra érkező része
S_T^{Cd}	Felhőalap kisugárzásának felszínre érkező része
S_D^C	Felhőalapról kiinduló lefelé haladó összes IR sugárzás
T	Teljes légoszlop fluxustranszmissziója
T_E	Teljes légoszlop sugárzási egyensúlyi fluxustranszmissziója
T^T	Elméleti planetáris sugárzási egyensúlyi fluxustranszmisszió
T_R	Fluxustranszmisszió regressziós egyenletből $T_R = \exp(-\tau_R)$
U	Térfogati sugárzási energiasűrűség
V	Viriál függvény
V_E	Teljes légoszlop sugárzási egyensúlyi viriál függvénye

V^T	Elméleti planetáris sugárzási egyensúlyi viriál függvény
$b_\nu(t)$	Planck spektrális radiancia
$b(t)$	Hullámszám szerint integrált spektrális radiancia
c_p	Fajhő állandó nyomáson
$c^{i,l}$	LBL kontinum abszorpciós állandó
d	Naprendszeren belüli asztronómiai távolság
d_E	Földpálya fél nagytengelye
d_F	Hígítási faktor $d_F = (r_0 / d_E)^2$
e	Kiegészítő emisszivitás függvény $\mathrm{e} = 1 - E$
f	Transzferfüggvény $f = 2/(1+\tau+T)$
f_E	Sugárzási egyensúlyi transzferfüggvény $f_E = OLR / \mathrm{S}_U$
f^T	Planetáris elméleti sugárzási egyensúlyi transzferfüggvény
g	Üvegház függvény $g = 1 - f$
g_E	Egyensúlyi normalizált üvegház függvény $g_E = 1 - OLR / S_U$
g^T	Planetáris elméleti derült sugárzási egyensúlyi üvegház függvény $g^T = 1 - f^T$
g^A	Aktív planetáris felszínre vonatkozó normalizált üvegházfaktor $g^A = G^A / S^A$
g^C	Empirikus felhőzet feletti üvegház függvény $g^C = 1 - f^C$
g_r	Nehézségi gyorsulás
h^C	Felhőtető magasság
j_ν	Monokromatikus forrásfüggvény
k'	Monokromatikus extinkciós állandó
k'_a	Monokromatikus térfogati abszorpciós állandó
k'_s	Monokromatikus térfogati szórási állandó
k_ν , $k_\nu^{j,i,l}$	Monokromatikus LBL abszorpciós állandó
$\overline{k}$	Hullámszám tartományra átlagolt szürke abszorpciós állandó
$\tilde{p}$	Szórási fázisfüggvény
p	Légköri nyomás
p_T	Nyomás a légoszlop felső határán
p_G	Nyomás a földfelszínen

r_0	Nap sugara
$r_{i,j}$	Napállandók és a Nap virtuális felszíni hőmérsékleteinek aránya $r_{i,j} = F_i / (\pi_D E_i / \sigma_j)^{1/4}$
$\tilde{s}$	Sugárzási pályaszegmens hossza
sc	Magasságtól függő szférikus korrekciós faktor
t	Hőmérséklet
t_S	Földfelszín sugárzási hőmérséklete
t_G	Földfelszín sugárzási egyensúlyi hőmérséklete $t_G = (S_U/\varepsilon_A/\sigma)^{1/4}$
t_ν	Színhőmérséklet
$\overline{t_\nu}$	Átlagos színhőmérséklet
$t^{A,B}$	Rádiószondás effektív emissziós hőmérséklet $t^{A,B} = (OLR^A/\sigma)^{1/4}$
t_A	SW abszorpciós hőmérséklet $t_A = (F_A / \sigma)^{1/4}$
t_E	SW effektív hőmérséklet $t_E = (F_E / \sigma)^{1/4}$
t_R	SW reflexiós hőmérséklet $t_R = (F_R / \sigma)^{1/4}$
$t_{S,GAT}$	TIGR2 globális átlagos felszíni sugárzási hőmérséklet
$t_{S,US}$	USST76 légkör felszíni sugárzási hőmérséklete
t_0^T	Elméleti feketetest hőmérséklet $t_0^T = (F_0^T/\sigma)^{1/4}$
t_0^{obs}	Rádiószondás ekvivalens feketetest hőmérséklet $t_0^{obs} = (F_0^{obs} / \sigma)^{1/4}$
$t_{S,APS}$	Aktív planetáris felszín feketetest hőmérséklete $t_{S,APS} = (S^A/\sigma)^{1/4}$
$t_{E,0}$	Asztrofizikai effektív hőmérséklet $t_{E,0} = (16\pi\sigma d_E^2 / L_0)^{-1/4}$
t_E^T	Elméleti effektív hőmérséklet $t_E^T = (F_0^T / 4 / \sigma)^{1/4} = (F_E^T / \sigma)^{1/4}$
$t_{\mathrm{e},S}$	Nap entrópia hőmérséklete $t_{\mathrm{e},S} = (c_M^3 E_0)^{1/4}$
$\hat{t}$	Virtuális hőmérséklet $\hat{t} = (\overline{t_\nu} / \sigma)^{1/4}$
$t_{víz}$	Víz hármaspontjának hőmérséklete
t_M	Keveredési hőmérséklet $t_M = \sigma^{-1/3}$
$t_{0,S}$	A Nap ekvialens feketetest hőmérséklete $t_{0,S} = (F_0 / d_F / \sigma)^{1/4}$
$t_{0,S}^T$	A Nap elméleti feketetest hőmérséklete $t_{0,S}^T = (E_0^T / \sigma)^{1/4}$
$t_{0,S}^B$	Nap átlagos színhőmérséklete
t_0	Bolygók effektív hőmérséklete $t_0(d) = 2^{-1/2} t(d)$

$t_{E,0}^{\varepsilon}$	Izotrópia faktortól függő effektív hőmérséklet $t_{E,0}^{\varepsilon} = 2^{1/16}\sigma^{-1/3}\varepsilon_A^{4/3}$
t_{e}^{bt}	Föld átlagos emissziós színhőmérséklete
$u^{i,l}$	LBL pályaszegmensek üvegházgáz oszlopsűrűsége
v	Kiegészítő virial függvény $\mathrm{v} = 1 - V = 2A/5$
w_X	Relatív vízgőztartalom függvény $w_X = w / w^T - T$
w_Y	Relatív vízgőztartalom függvény $w_Y = (1 - w^U / w) / 4$
w^T	Elméleti egyensúlyi vízgőztartalom
w^U	Egységnyi vízgőz oszlopmennyiség
w_{GAT}	Globális átlagos légkör vízgőztartalma
w_{US}	USST76 légkör vízgőztartalma
w	Vízgőz oszlopmennyisége
z	Vertikális távolság, magasság
z_T	Légkör tetejének a magassága
z_G	Földfelszín magassága
α_B	Bond albedó $\alpha_B = F_R / F_E$
α_B^{obs}	Empirikus Bond albedó $\alpha_B^{obs} = g^A$
β^T	Elméleti felhőfedettség $\beta^T = f^T$
β	Empirikus felhőfedettség rádiószondás szimulációkból $\beta = f$
β_a	A légkör felső határára vonatkozó felhőfedettség függvény
β_e	Aktív planetáris felszínre vonatkozó felhőfedettség függvény
ε , ε_A	Szférikus emisszivitás, izotrópia faktor $\varepsilon_A = E_D / E_{D,I} = E_D / A_A$
ε_A^T	Elméleti izotrópia faktor $\varepsilon_A^T = \pi_N\, d_F^{-1/16}$
ε_B	Sugárzási energiacserétől független emisszivitás $\varepsilon_B = \varepsilon_A T/(1-\varepsilon_0)$
ε_0	Derült égbolt emisszivitás $\varepsilon_0 = E_D / S_U = \varepsilon_A A$
θ	Zenit (nadir) szög
ϕ	Azimut szög
μ	$\mu = \cos(\theta)$
$\tilde{\mu}$	Lokális relatív optikai pálya $\tilde{\mu} = d\tilde{s} / dz$
ν	Wavenumber
τ_ν	Monokromatikus optikai vastagság
$\tau_{\nu,G}$	Légoszlop monokromatikus optikai vastagsága $\tau_{\nu,G} = \tau_\nu(z_G)$

$\tau_{\nu,T}$	Optikai vastagsága a légoszlop tetején $\tau_{\nu,T} = \tau_\nu(z_T) = 0$
$\overline{\tau}$	Szürke, spektrálisan átlagolt optikai vastagság
τ	Légoszlop empirikus fluxus optikai vastagsága $\tau = -\ln(T)$
τ_{GAT}	Empirikus globális átlagos fluxus optikai vastagság
τ_E	Empirikus globális átlagos egyensúlyi fluxus optikai vastagság
τ_R	Regressziós függvény $\tau_R = \tau_R(u) = \tau_R(\ln(w))$
τ^T	Elméleti planetáris egyensúlyi fluxus optikai vastagság
τ^S	Fluxus optikai vastagság szingularitás $\tau^S = \ln(4)$
τ_D	Légoszlop dinamikus optikai vastagsága
τ_D^T	Légoszlop elméleti egyensúlyi dinamikus optikai vastagsága
τ_X	Fluxus és dinamikus optikai vastagok különbsége $\tau_X = \tau - \tau_D$
τ_m	Fluxus és dinamikus optikai vastagok átlaga $\tau_m = (\tau + \tau_D)/2$
τ_m^T	Elméleti egyensúlyi optikai vastagok átlaga $\tau_m^T = (\tau^T + \tau_D^T)/2$
ω	Abszorbens tömeg keverési aránya
ω_0	Egyszeres szórási albedó
ρ	Levegő tömegsűrűsége
ρ_a	Abszorbens tömegsűrűsége
ψ	Szférikus integrálási súlyok

Újságból, rádióból, TV-ből naponta hallhatunk híreket klímakatasztrófáról, klíma vészhelyzetről, és arról, hogy mindezért mi vagyunk felelősek, mi emberek, főleg azzal, hogy túl sok széndioxidot bocsátunk ki.

A könyv Miskolczi Ferenc kutatási eredményeit mutatja be, aki a NASA volt légkörfizikus munkatársaként hat évtized mérési adatai alapján dolgozta ki a klímaelméletét, és megállapította, hogy a széndioxid nem képes befolyásolni a Föld hőmérsékletét, az ember nem képes befolyásolni az éghajlatot. Az értelmetlen és hatástalan „klímavédelemre" kidobott dollár milliárdokat ezért célszerűbb lenne hasznosabb célokra használni.

A könyv első része ismeretterjesztő céllal, képletek nélkül, mindenki számára közérthetően összefoglalja Miskolczi klímaelméletének a lényegét, és a könyv terjedelmesebb második része ismerteti részletesen az elméletet, lehetőséget nyújtva a sugárzásfizikában otthonosabban mozgó kutatóknak a bemutatott eredmények számszerű ellenőrzésére.

A könyv röviden kitér azokra a csúsztatásokra, a mérési eredmények manipulálására, ahogyan világméretű média propaganda segítségével igyekeznek az embereket meggyőzni arról a tudománytalan állításról, hogy tényleg klíma vészhelyzet van.

www.puskikiado.hu

9 789633 023280