

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM, METEOROLÓGIAI TANSZÉK

**A Budapest feletti légoszlop sugárzásátbocsátásának
vizsgálata az 1967- 2002 időszakra különböző
napsugárzási paraméterek segítségével**



Készítette:

Márfy János

meteorológus-fizikus hallgató

Témavezető:

Tóth Zoltán, OMSz, Méréstechnikai és Módszertani Osztály

Konzulens:

Dr. Ács Ferenc, ELTE Meteorológiai Tanszék

Budapest, 2004.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Sugárzástani alapfogalmak	3
2.1. Radiometriai alapfogalmak.....	4
2.2. Sugárzási törvények.....	5
2.3. A Nap sugárzása	7
2.4. A légköri sugárzásátvitel fizikája	9
2.4.1. A sugárzás meteorológiai felosztása	10
2.4.2. A légköri gázok abszorpciója.....	11
2.4.3. Szóródás.....	12
2.4.4. A sugárzásátviteli egyenlet	13
3. A sugárzás mérése, sugárzásadatok	17
3.1. A meteorológiai sugárzástan műszerei	18
3.1.1. Pirheliometria.....	18
3.1.2. Piranometria	21
3.1.3. Spektrofotometria	22
3.2. A sugárzás mérése	27
3.2.1. Csillagászati alapismeretek	28
3.2.2. A direkt, a diffúz és a globál sugárzás mérése, felhasznált sugárzásadatok.....	31
4. A Nap sugárzásának gyengülése a légkörben	33
4.1. Adatfeldolgozási módszerek.....	34
4.1.1. Szűrések	35
4.1.2. Statisztikai módszerek	36
4.2. A légkör sugárzásátbocsátását jellemző paraméterek	41
4.2.1. A clearness index	41
4.2.2. A „ Θ ” szórási paraméter	48
4.2.3. A szélessávú optikai mélység	59
4.2.4. Az aeroszol optikai mélység	66
5. Összefoglalás	74
Köszönetnyilvánítás	75
Irodalomjegyzék	76

1. Bevezetés

A XIX. század közepétől kezdve napjainkig tartó nagymértékű iparosodás során az emberiség nagy mennyiségű szennyezőanyagot juttatott a légkörbe, s ez valószínűleg az elkövetkezendő évtizedeken, esetleg évszázadokon át mit sem fog változni a Föld lakosságának főleg a fejlődő országokban tapasztalható nagymértékű növekedésével együtt járó egyre nagyobb energiaigény miatt.

A légkörben felhalmozódó szennyezőanyagok (aeroszolok, szén-dioxid, egyéb üvegházgázok) jelentős befolyást gyakorolnak a sugárzási térre, megváltoztatva ezzel a Föld- légkör rendszer sugárzási egyenlegét ill. albedóját, mely maga után vonja az éghajlat megváltozását nem csak a légszennyezési források közvetlen környezetében, hanem esetleg globálisan is. Mindez azt jelenti, hogy a légköri sugárzási folyamatok tanulmányozása a fizikai meteorológia legfontosabb feladatai közé tartozik.

Dolgozatunkban is ezt az irányelvet tartottuk szemünk előtt: a sugárzási térben bekövetkező változásokból a szennyezőanyagok mennyiségében bekövetkező változásokra próbáltunk következtetni. Hogy a szennyezőanyagok mennyiségében végbemennő esetleges változásokért milyen mértékig felelős az antropogén tevékenység, vagyis maga az ember, erre vonatkozó ismeretanyag híján sajnos nem áll módunkban megválaszolni. Megjegyezzük, hogy a témával foglalkozó oly sok kutató fáradozásai ellenére sem tisztázott, hogy a XX. század második felére eső kisebb mértékű globális felmelegedés mennyiben róható az emberi tevékenység számlájára, vagy esetleg az ettől függetlenül is bekövetkezett volna.

A dolgozat felépítésében egyfajta heurisztikus tárgyalásmódot igyekeztünk követni: a 2. és 3. fejezetben összefoglaljuk a nélkülözhetetlen sugárzástani alapfogalmakat, tapasztalatokat és mérési eljárásokat, majd ebből kiindulva meghatározzuk a Budapest feletti légoszlop sugárzásátbocsátására jellemző négy paraméter idősorait 1967-től 2002-ig. Ezen paraméterek különböző mértékben érzékenyek a sugárzás-áteresztés egyes tulajdonságaira, ezért a légkörben bekövetkező szennyezőanyag-változásra is másképpen reagálnak. Célul tűztük ki a sugárzási paraméterek közös tulajdonságainak, illetve a paraméterek idősoraiban megmutatkozó szignifikáns változások felderítését, valamint, hogy ebből következtetünk a szennyezőanyagok mennyiségében végbement változásokra.

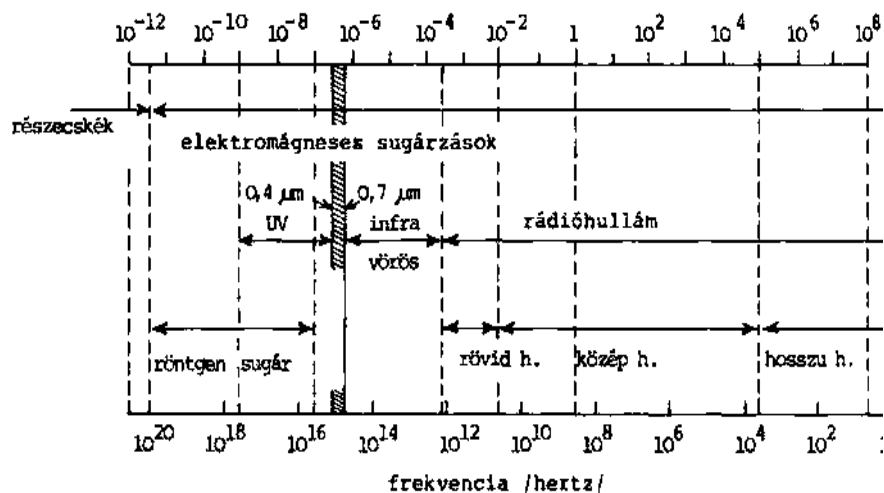
2. Sugárzástani alapfogalmak

A sugárzás számos formája (fény sugárzás, hő sugárzás, stb.) mindennapos jelenség, azonban meglehetősen bonyolult folyamatokról van szó, amelyek elméletéről és fogalomrendszeréről e dolgozat keretei között csak egészen vázlatos áttekintés adható.

Mindenekelőtt meg kell különböztetnünk az ún. részecskesugárzást és a légkörben sokkal nagyobb gyakorlati szerepet játszó ún. elektromágneses sugárzást. A részecskesugárzás a korpuszkuláris anyag gyorsan mozgó részecskéinek árama. E részecskék lehetnek ionok és lehetnek töltés nélküli neutronok. Az elektromágneses sugárzás ezzel szemben a zérus nyugalmi tömegű részecskék (fotonok) árama. E sugárzás terjedését döntően az határozza meg, hogy „hullámtermészete” van és a fotonok energiája fordítottan arányos a sugárzás hullámhosszával.

A terjedési sebesség független a hullámhossztól és a sugárzást kibocsátó test tulajdonságaitól, viszont függ annak a közegnek a sűrűségétől, amelyen a sugárzás áthalad. Légüres térben a terjedési sebesség mindenféle elektromágneses sugárzásra vonatkozóan egyforma (a fény terjedési sebessége): $c=2.998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$.

A természetes elektromágneses sugárzás különböző hullámhosszak együtteséből áll és bizonyos hullámsávokra terjed ki. Ha a különféle elektromágneses sugárzásokat hullámhosszuk, ill. frekvenciájuk szerint rendezzük a 2.1. ábrán látható frekvenciasávokat kapjuk.



2.1. ábra. Az elektromágneses sugárzás frekvenciasávjai.

2.1. Radiometriai alapfogalmak

A sugárzás fontos tulajdonsága a sugárzás erőssége, amelyet a sugárzási áram-sűrűséggel (fluxussal) és a radianciával szokás jellemezni.

Sugárzásfluxuson (Φ) az időegység alatt kibocsátott, vagy kapott energia mennyiségét értjük ($W=Js^{-1}$). A radiancia az egységnyi felület által, egységnyi térszögbe kibocsátott vagy egységnyi térszögből kapott sugárzásfluxust fejezi ki. Tehát L értékét úgy számíthatjuk ki, ha a teljes sugárzásfluxust a felület (A) és a térszög (Ω) szerint deriváljuk (Czelnai, 1996).

Mivel a kibocsátó ill. a felfogó felület normálisa nem feltétlenül esik egybe az éppen vizsgált sugárnyaláb terjedésének irányával, hanem általában azzal valamilyen ϑ szöget zár be, ezért a radiancia értékét végül is úgy kapjuk meg, ha a dA egységfelületet még megszorozzuk ezen szög (zenittávolság) koszinuszával:

$$L = \frac{d^2\Phi}{dA \cdot d\Omega \cdot \cos \vartheta} \quad [Wm^{-2}sr^{-1}] \quad (2.1)$$

A teljesség igénye nélkül a 2.1 táblázatban felsoroljuk a nemzetközileg ajánlott sugárzási fogalmakat, neveket és jelöléseket (Bencze et al., 1982).

név	Mértékegység	jel	összefüggés
Sugárzási energia	J	Q	
Sugárzásáram	W	Φ	$\Phi = \frac{dQ}{dt}$
Sugárzási áramsűrűség	Wm^{-2}	M	$\frac{d\Phi}{dA} = \frac{d^2Q}{dAdt}$
Kilépő sugárzás	Wm^{-2}	M	$M = \frac{d\Phi}{dA}$
Belépő sugárzás (irradiancia)	Wm^{-2}	E	$E = \frac{d\Phi}{dA}$
Radiancia	$Wm^{-2}sr^{-1}$	L	$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA \cos \vartheta}$
Besugárzás	Jm^{-2}	H	$H = \frac{dQ}{dA} = \int_{t_1}^{t_2} E dt$

2.1. táblázat. Sugárzástani alapfogalmak.

A sugárzási energia a sugárzással transzportált energiával egyenlő. A sugárzási áram teljesítmény dimenziójú mennyiség, akármekkora térfogatra vagy felületre vonatkozhat. A sugárzási áramsűrűség a felületegységre érkező, onnan távozó vagy azon áthaladó sugárzási teljesítmény.

A belépő ill. kilépő sugárzás a felületre érkező ill. a felülettől távozó sugárzási áramsűrűség.

A besugárzás valamilyen időtartam alatt a felületegységre belépő összes sugárzási energia.

Ezeket a mennyiségeket szokták alkalmazni a mindennapi gyakorlatban és a továbbiakban előkerülő vizsgálatokhoz nélkülözhetetlenek.

2.2. Sugárzási törvények

A sugárzás az energiacsere egyik módja, ezért a sugárzási alaptörvényeket termodinamikai ill. kvantummechanikai megfontolásokkal kaphatjuk. A termodinamikai egyensúly állapotában kialakuló sugárzási teret a Kirchoff- törvény jellemzi (Nagy, 1991). Egyensúlyban a monokromatikus sugárzás radianciája homogén és izotrop, értéke csak a hőmérséklettől függ, a közeg és a határoló falak méreteitől és anyagi minőségétől független. A törvény következménye, hogy termodinamikai egyensúlyban valamely közeg vagy felszín emissziója és abszorpciója megegyezik. Az emisszió egy dimenziótlan szám, mely megmutatja, hogy egy felületről kilépő hőmérsékleti sugárzás hányszorosa az ugyanolyan hőmérsékletű egyensúlyi sugárzásnak. Az abszorpció pedig megadja, hogy anyagrétegben vagy felületen elnyelt sugárzás áram hányszorosa a belépő sugárzásnak.

Fekete testnek nevezzük azt a testet, amely abszorpciója 1. A fekete test több sugárzást emittál mint a vele azonos hőmérsékletű nem- fekete testek. A gyakorlati problémáknál – ha csak lehet – a sugárforrást fekete testként kezelik.

Adott T hőmérséklethez tartozó egyensúlyi sugárzás radianciájának spektrális sűrűségét leíró formula (Károlyházi et al., 1965), a Planck- féle sugárzási törvény:

$$L_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (2.2)$$

amelyben h a Planck- állandó, k a Boltzmann- állandó.

A Planck- képlettel leírt függvénynek adott hullámhossznál maximuma van (2.2 ábra). Ezt a hullámhosszat a Wien- féle eltolódási törvény segítségével számítjuk ki (Kiss *et al.*, 1998):

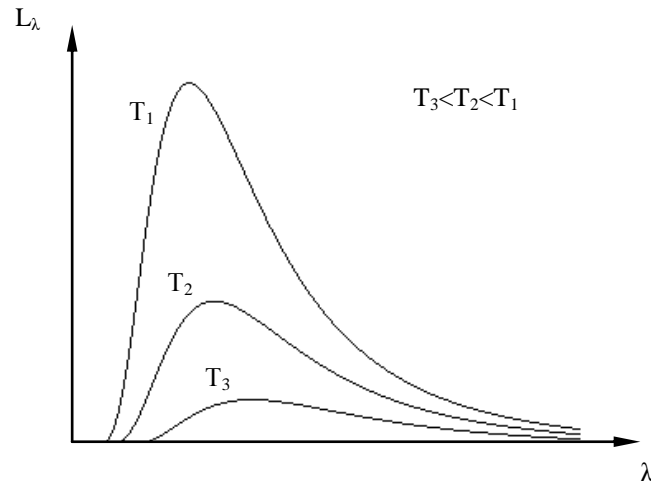
$$\lambda_m T = 2898 \quad (2.3)$$

amennyiben a hullámhosszat μm - ben és a hőmérsékletet K- ben mérjük.

A teljes spektrumtartományra vonatkozó sugárzási áramsűrűséget a Stefan-Boltzmann- törvény adja meg:

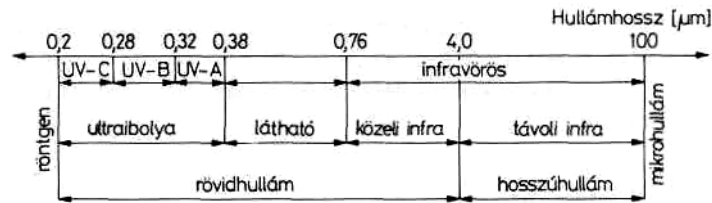
$$L = \sigma \cdot T^4 \quad (2.4)$$

ahol σ a Stefan- Boltzmann- állandó, értéke: $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.



2.2. ábra. A hőmérsékleti sugárzás energiaeloszlása hullámhosszak szerint három különböző hőmérsékletre ($T_1 > T_2 > T_3$) vonatkozóan.

A teljes spektrumtartományban kisugárzott energia egy százalékánál kevesebb energia jut a $\lambda < 0.5\lambda_m$ és a $\lambda > 8\lambda_m$ hullámhossztartományok bármelyikére (Bencze *et al.*, 1982). Így tehát a napsugárzás esetén (a Nap felszíni hőmérséklete nagyjából 6000 K), a beérkező fluxus energiájának több mint 99%- a a $0.2\mu\text{m} < \lambda < 4\mu\text{m}$ hullámhossztartományból való. Nem véletlen, hogy a legtöbb napsugárzásmérő műszer mérési tartománya ezen hullámhossztartományra terjed ki. Az elektromágneses sugárzás spektrumának a meteorológia szempontjából fontos felosztását (2.3. ábra) ez teszi indokolttá.



2. 3 ábra. Az elektromágneses spektrum meteorológiai felosztása.

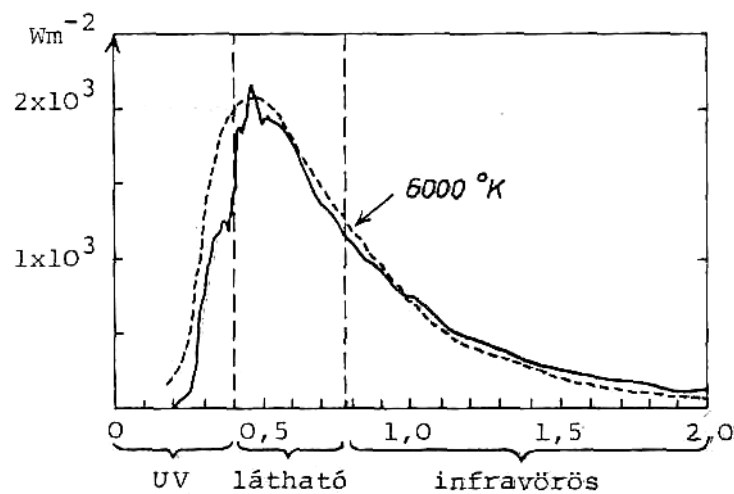
2.3. A Nap sugárzása

E fejezetben nem a különböző napfizikai folyamatokra, hanem vizsgálataink szempontjából fontos tényekre hívjuk fel a figyelmet.

A Nap elektromágneses sugárzásának 99%-át a 0.2 és 4.0 μm közötti hullámhossztartomány adja. Amint az a 2.4. ábrán látható, a napsugárzás számított (és a Planck-törvény alapján idealizált) legnagyobb intenzitású szakasza 0.474 μm körül helyezkedik el, amiből a Wien-féle eltolódási törvény alapján kiszámítható a Nap színhőmérséklete:

$$\lambda_{\text{max}} = 0.474 \mu\text{m}$$

$$T_C = 2898 / 0.474 \approx 6100 \text{ K}$$



2.4. ábra. A napsugárzás számított (szaggatott vonal) és empirikus energiaspektruma.

A Nap sugárzása révén a Föld légkörének külső határára közepes Nap- Föld távolság esetén egységnyi felületre egységnyi idő alatt

$$S = 1367 \text{ Wm}^{-2}$$

sugárzási energia érkezik (sugárzási áramsűrűség). S értéke az utóbbi száz évben 1.5 %- nál nagyobb változást nem szenvedett, ezért ezt az értéket *napállandónak* nevezik. Mindazonáltal valószínűnek kell tartanunk, hogy hosszabb (10^3 - 10^8 éves) időskálán a napállandó jelentősen változhat, például azért, mert a Naprendszer kb. 250 millió éves keringése közben különböző sűrűségű kozmikus porfelhőkön halad át (*Czelnai, 1996*). Vizsgálataink 36 éves idősort ölelnek át, ezért a továbbiakban a napállandó lehetséges változásaitól eltekintettünk.

A szoláris állandó lehetőséget nyújt a Nap felszínhőmérsékletének újabb irányból való becslésére. Az ún. színhőmérsékletre vonatkozó becslést a Wien- törvény szolgáltatta. Az újabb becsléshez, amely a napfelszín effektív hőmérsékletét adja, a Stefan- Boltzmann- törvényt használhatjuk fel.

Ha a Nap gömbjének sugarát R_N , a napfelszín effektív hőmérsékletét T_{eff} jelöli, akkor a teljes napfelszín ($4\pi R_N^2$) által kisugárzott összenergia fluxusa:

$$\Phi_N = 4\pi R_N^2 \sigma T_{eff}^4$$

Az energiafluxus megmaradásának követelménye értelmében ugyanez a Φ_N fluxus halad át a Nap körül elképzelhető további koncentrikus gömbhéjakon is. Így ugyanez az energiafluxus halad át azon a gömbhéjon is, amelynek sugara éppen az átlagos Nap- Föld távolságnak felel meg (r_m). Így a teljes Φ_N fluxusra kapunk egy másik kifejezést:

$$\Phi_N = 4\pi r_m^2 S$$

Így az effektív hőmérséklet:

$$T_{eff}^4 = \left(\frac{r_m}{R_N} \right)^2 \frac{S}{\sigma} .$$

Az értékek behelyettesítése után:

$$T_{eff} \cong 5800 \text{ K} .$$

A két érték (T_C és T_{eff}) közötti különbség azzal magyarázható, hogy a Nap fotoszférája által kisugárzott energiafluxus áthaladva a külső rétegeken veszteségeket szenved, azaz a Nap nem tökéletes fekete test (Czelnai, 1996).

A vizsgálatainkhoz a napfelszín effektív hőmérsékletét mi is 5800 K- nek vettük. Ezt az értéket vettük alapul a Planck- képletben szereplő hőmérsékletre is.

2.4. A légköri sugárzásátvitel fizikája

Az eddigiek során arról kaphattunk képet, hogy mekkora sugárzási energia érkezne a Föld felszínére, ha a légkör akadálytalanul engedné át ezeket a sugárzásokat. Most áttekintjük, hogy milyen veszteségeket szenved a Nap sugárzása, miközben a légkörön áthalad. A különböző okokból bekövetkező veszteségeket légköri extinkciónak nevezzük.

Minden hullámhosszon fellépnek ugyan veszteségek a légkörön való áthaladás közben, de ezek nem egyformák, hanem egyes sávokban különösen erősek. A nap-sugárzásban (a meteorológiai szakzsargonban csak rövidhullámú sugárzásnak említik) a következő fontosabb gyengülések következnek be (Czelnai, 1996):

- Az ózonpajzson való áthaladáskor a spektrumból szelektív elnyelés (abszorpció) folytán kiszűrődik az ultraibolya sugárzás 0.29 μm - nél rövidebb hullámhosszú része és emellett a 0.5- 0.7 μm - es sávban is fellép egy kisebb veszteség.
- A sugárzás hullámhosszához képest sokkal kisebb méretű levegőmolekulákon fellépő szóródás (ún. „Rayleigh- szóródás”) folytán bekövetkező extinkció.
- A levegőben lebegő nagyobb részecskéken (aeroszolon, vízcseppeken, stb.) fellépő szóródás (ún. „Mie- szóródás”) miatt bekövetkező gyengülés.
- Vízgőz által okozott szelektív elnyelés.

2.4.1. A sugárzás meteorológiai felosztása

A meteorológiában általában a fizika sugárzástani (radiometriai) fogalmai használatosak, a leggyakrabban előforduló speciális eseteiknek azonban külön nevük van.

Napsugárzás (szoláris sugárzás) vagy rövidhullámú sugárzás: A Nap által kibocsátott sugárzás. A Föld felszínére leérkező napsugárzás energiájának több mint 99%-a a 0.286- 4.000 μm közötti tartományba esik.

Földi sugárzás (terresztriális) vagy hosszúhullámú sugárzás: az a sugárzás, amelynek forrása a Föld felszíne vagy a légköre vagy mind a kettő. Energiájának mintegy 99%-a a 4- 80 μm -es spektrális tartományba esik.

Teljes sugárzás: a rövidhullámú és a hosszúhullámú sugárzás együtt.

Lefelé haladó sugárzás: amely a vízszintes sík feletti féltér egészéből vagy valamelyik részéből érkezik.

Felfelé haladó sugárzás: amely a vízszintes sík alatti féltér egészéből vagy valamelyik részéből érkezik.

Sugárzási egyenleg: a lefelé és felfelé haladó sugárzásáramok különbsége.

Az iménti fogalmak a sugárzást hullámhossza (eredete) és haladási iránya szerint osztályozzák. A kétféle osztályozás együttes alkalmazása szolgáltatja a meteorológiában használatos sugárzási paramétereket. Számunkra csak a legfontosabbakat említjük.

Globálsugárzás: a vízszintes síkra a felette levő 2π térszögből belépő napsugárzás.

Diffúz vagy szórt sugárzás: a vízszintes síkra a felette levő 2π térszögből érkező napsugárzás, kivéve a Nap korongjának térszögét.

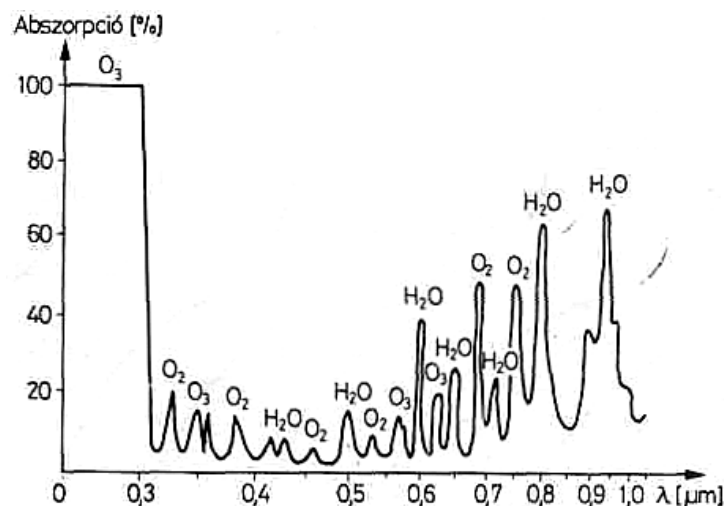
Direkt vagy közvetlen sugárzás: a Nap korongjának térszögéből a Nap irányára merőleges felületre belépő napsugárzás. A napállandó az a direkt sugárzás, amelyet átlagos Nap- Föld távolságnál a légkörön kívül mérhetünk (korábban S -sel jelöltük, és értéke: $S = 1367 \text{ Wm}^{-2}$).

2.4.2. A légköri gázok abszorpciója

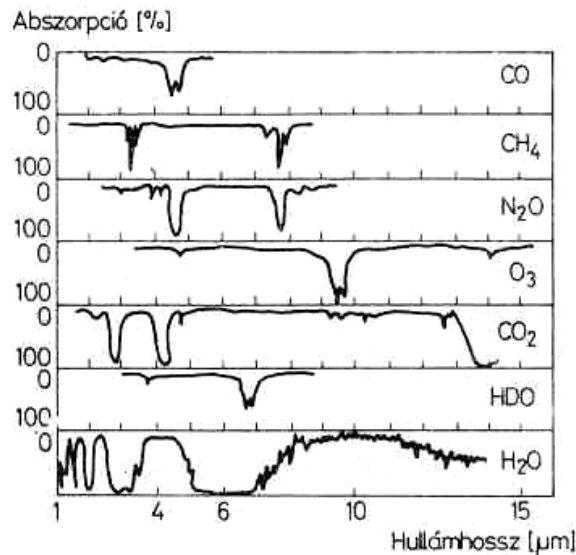
Az elnyelés (abszorpció) olyan fizikai folyamat, amelynek során az atomok és molekulák energiakvantumokat vonnak ki a sugárzásfluxusból. Az elnyelő atomok elektronjai gerjesztődnek. Ugyanezek az atomok és molekulák később újra kisugározhatják az elnyelt energiát.

Az első jelentős abszorpciós veszteség, amely a légkörbe jutó napsugárzást éri az ózonpajzson való áthaladáskor következik be. Főként ennek köszönhető, hogy az ultraibolya sugárzás földi élet szempontjából rendkívül veszélyes 0.29 μm -nél rövidebb hullámú része már nem jut le a földfelszínre. Pontosabban, az ózon csak az ultraibolya sugárzás 0.29 μm -től 0.22 μm -ig terjedő sávját nyeli el, s az ennél még rövidebb hullámhosszú sugarak az oxigén, nitrogén és más gázok molekuláin, ill. atomjain akadnak fenn (Czelnai, 1996).

Bár a vízgőz abszorpciós sávjai főként a hosszuhullámú infravörös tartományba esnek, néhány kisebb jelentőségű abszorpciós sávot találunk a látható tartományban is. A légköri gázok 0.3 μm -nél hosszabb hullámhosszúságú tartományban lévő abszorpciójának mértékét a 2.5. és 2.6. ábrák szemléltetik. Az abszorpciós sávok között nagy átbocsátású spektrumszakaszokat találunk, ezek neve: légköri ablak. Felhívjuk a figyelmet a vízgőz szerepére: a meteorológiában számbaveendő teljes spektrumot átszövik az abszorpciós sávjai. Igen jelentős a szén-dioxid és az ózon abszorpciója is. Energetikai szempontból az összes többi gáz szerepe elhanyagolható (Bencze et al., 1982).



2.5. ábra. A légköri gázok abszorpciója 0.3 és 1 μm között (Brichambaut, 1996 nyomán).



2.6. ábra. A légköri gázok abszorpciója 1 és 16 μm között.

2.4.3. Szóródás

A szóródás egészen más természetű folyamat, mint az abszorpció. Szóródás során nem történik olyan energiaátalakulás, mint az elnyelés esetében. Itt a sugárzási energia mennyisége változatlan marad, változik viszont a sugárzás terjedésének iránya. A bonyolult fizikai folyamatok kvantitatív vizsgálatát mellőzük, csak a folyamat lényegére kívánunk rávilágítani.

A fellépő irányváltoztatások természete és erőssége attól függ, hogy milyen a sugárzás hullámhossza annak részecskének a méretéhez képest, amelybe éppen beleütközik. A levegőt alkotó részecskék a molekulák, aeroszolok és felhőcseppek. A levegő molekulái közül bármelyik sokkal kisebb, mint a napsugárzásban előforduló hullámhosszak. A hullámhosszhoz képest kisméretű részecskék által okozott szórást Rayleigh- szórásnak, vagy molekuláris szórásnak nevezzük.

A molekulákon történő Rayleigh- szóródás mértéke fordítottan arányos a hullámhossz negyedik hatványával (*Jackson, 2004*). Az ég kék színe pl. annak eredménye, hogy a rövidebb hullámhosszú sugarak erősebb szóródása folytán az égboltot megvilágító szórt sugárzásban a kék szín dominál.

A Rayleigh- szóródás, bár általa a sugárzás mennyisége nem változik, a Föld energiabevétele szempontjából mégis okoz veszteséget, ugyanis a levegőmolekulákon szóródó fénysugarak egy része távozik a légkörből a világűr felé.

A nagyobb méretű részecskéken fellépő ún. Mie-szóródás (vagy részecske-szórás) esetében a hullámhosszfüggés sokkal kisebb, mint a molekuláris szórásnál. A levegőben lebegő vízcseppek, jégkristályok és szilárd szennyeződések (aeroszolok) már abba a mérettartományba esnek, ahol a szóródás mértéke csak kismértékben függ a hullámhossztól. Ez a közeg nem „bontja” a sugarakat a különféle hullámhosszak szerint, hanem „majdnem” egyformán szórja azokat. A „nagy” részecskéken való szóródás után a fénysugár színe változatlan marad. Ezért az égbolt fehéres színe szennyezésről, ill. vízcseppek vagy jégkristályok jelenlétéről árulkodik (Czelnai, 1996).

2.4.4. A sugárzásátviteli egyenlet

Ha egy monokromatikus sugárnyaláb közegben halad, akkor a sugárzás radianciájának megváltozása, az elnyelés és a szórás (extinkció) következtében, arányos a sugárzás radianciájával és a megtett úthosszal:

$$dL_\lambda = -\sigma_\lambda L_\lambda ds \quad (2.5)$$

ahol σ_λ (m^{-1}) az ún. spektrális extinkciós együttható, s az úthossz, L_λ a λ hullámhosszú monokromatikus sugárnyaláb radianciája. Mint arra már utaltunk, az extinkció (sugárzás gyengülése) az abszorpciós és a szórási folyamatok együttes eredménye, ezért:

$$\sigma_\lambda = \sigma_\lambda^a + \sigma_\lambda^s,$$

ahol σ_λ^a ill. σ_λ^s abszorpciós ill. szórási együtthatók. (2.5) szerint az extinkciós, szórási- és abszorpciós együtthatók mértékegysége [m^{-1}], ami a kölcsönhatás valószínűségét kifejező hatáskeresztmetszet [m^2] egységnyi térfogatra [m^{-3}] vonatkoztatott értéke.

(2.5) egyenletet, mint szétválasztható típusú, elsőrendű közönséges differenciál-egyenletet megoldva:

$$L_\lambda(s) = L_\lambda(0) \cdot \exp \left[- \int_0^s \sigma_\lambda(s') ds' \right] \quad (2.6)$$

ahol s a közegben megtett út. A (2.6) egyenlet által leírt, a sugárzás gyengülésére vonatkozó törvényt Beer- Bougert- Lambert törvénynek nevezik és minden sugárzás-átviteli probléma kiindulópontja.

Bevezetjük az optikai úthosszat, mely egy dimenzió nélküli szám:

$$\delta_{\lambda}(s) = \int_0^s \sigma_{\lambda}(s') ds' . \quad (2.7)$$

Egy közeg rétegének átbocsátása és a sugárzás optikai úthossza közötti összefüggés a következő:

$$\left(\frac{L_{\lambda}(s)}{L_{\lambda}(0)} \right) = \tau_{\lambda} = \exp(-\delta_{\lambda}) . \quad (2.8)$$

Ha a közegben sugárforrás is van, akkor az általános sugárzásátviteli egyenlet a következő alakot ölti:

$$-\frac{1}{\sigma_{\lambda}} \frac{dL_{\lambda}}{ds} = L_{\lambda} - L_{\lambda f} , \quad (2.9)$$

ahol $L_{\lambda f}$ a forrás radianciája. Az általános sugárzásátviteli egyenlet formális megoldása:

$$L_{\lambda}(s) = L_{\lambda}(0) \exp(-\delta_{\lambda}(s)) + \int_0^s L_{\lambda f}(s') \exp(-\delta_{\lambda}(s')) \sigma_{\lambda}(s') ds' . \quad (2.10)$$

Amelyből kiolvasható, hogy a közegben az s távolságban lévő pontban a sugárzás radianciája két részből tevődik össze: az optikai úthossz által meghatározott mértékben gyengített belépő radianciából és az út mentén a közeg által emittált radianciából.

Az optikai úthosszat a közeg két olyan pontjára definiáltuk, amelyek egymáshoz képest tetszőlegesen helyezkednek el. Az optikai mélységet függőleges sugárzási pályára vonatkoztatjuk úgy, hogy a kezdőpont a légkör felső határa legyen:

$$\delta_{\lambda}(z) = \int_z^{\infty} \sigma_{\lambda}(z') dz' , \quad (2.11)$$

tehát az optikai mélység azt jellemzi, hogy függőleges pályán haladó λ hullámhosszúságú sugárzás milyen mértékben gyengül, ha a világútból z magassáig vagy a z magasságú helyről a világútba jut. Az optikai vastagság egy légrétegre vonatkozik:

$$\delta_{\lambda}(z_1, z_2) = \delta_{\lambda}(z_1) - \delta_{\lambda}(z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \sigma_{\lambda}(z') dz' . \quad (2.12)$$

Az optikai légtömeg a légkör valamely pontjából tetszőleges zenittávolságon kiinduló, a légkör felső határát elérő sugárzás optikai úthosszának és az adott ponthoz tartozó optikai mélységnek a hányadosa:

$$m = \frac{\int_{\infty}^z \sigma_{\lambda}(s) ds}{\int_z^{\infty} \sigma_{\lambda}(z') dz'} \quad (2.13)$$

Ha feltételezzük, hogy a sugárzás elnyelése a térfogatban lévő tömeggel arányos (*Beer-* törvény), akkor

$$\sigma_v = \sigma_m \cdot \rho$$

ahol ρ a közeg sűrűsége, σ_m az egységnyi tömeggel vonatkozó abszorpciós együttható, σ_v pedig a térfogati abszorpciós együttható (amit mi eddig csak abszorpciós együtthatónak nevezünk).

(2.13)- ban áttérve a tömegegységre vonatkozó extinkciós együtthatóra és az elemi úthosszat a magasságváltozással és a zenittávolsággal kifejezve kapjuk, hogy

$$m = \frac{\int_z^{\infty} \rho(z') \frac{dz'}{\cos \vartheta}}{\int_z^{\infty} \rho(z') dz'} , \quad (2.14)$$

ahol ρ az extinkciót okozó anyag sűrűsége. Láthatjuk, hogy az optikai légtömeg nem függ a hullámhossztól, értékét elsősorban a sugárzási pálya zenittávolsága és az anyag sűrűségének magasság szerinti eloszlása határozza meg. Az optikai légtömeg az

$1/\cos \vartheta$ -nak súlyozott középértéke. Mivel a légkör optikailag számottevő sűrűsége 50 km-ig terjed, a refrakció (elhajlás) pedig 65° zenittávolságig meteorológiai szempontból elhanyagolható, ezért a 65° -nál kisebb zenittávolságokra a légkör bármely pontjában az optikai légtömeg a következő módon írható fel:

$$m = \frac{1}{\cos \vartheta}.$$

65° -nál nagyobb zenittávolságoknál a Föld görbülete és a refrakció nagyobb szerephez jut. A legtöbb légkört alkotó anyag sűrűsége exponenciálisan csökken a függőleges mentén. Kivételt a légkör egy keskeny tartományára koncentrálódó sztratoszférikus ózon- és aeroszolrétegek képeznek. Az exponenciálisan csökkenő sűrűségű anyagokra Bemporad által kiszámított optikai légtömegeket alkalmazhatjuk. A Bemporad-függvényt közelítő formulák (Bencze *et al.*, 1982):

$$m(h) = \begin{cases} 39.7 \exp(-0.315h), & \text{ha } 0^\circ < h \leq 3^\circ \\ \frac{1}{\sin h} - 66.6h^{-2.58}, & \text{ha } 3^\circ < h < 8^\circ \\ \frac{1}{\sin h} - 161.8h^{-3.02}, & \text{ha } 8^\circ \leq h < 35^\circ \end{cases} \quad (2.15)$$

ahol h a napmagasság, amelynek a ϑ zenittávolsággal való viszonya: $\vartheta = \pi/2 - h$.

3. A sugárzás mérése, sugárzásadatok

A sugárzás mérése elektromágneses hullámok által szállított energia mérését jelenti, erre közvetlen lehetőségünk nincs, sugárzást csak hatásai révén tudunk mérni. A sugárzásérzékelők vagy a fotonhatást (kvantumos hatást) vagy a hőhatást használják a sugárzás mérésére. A fotonhatásnál a sugárzás kvantumai, a fotonok, kölcsönhatásba lépnek az érzékelő anyagának elektronjaival és megváltoztatják az érzékelő elektromos jellemzőit. A hőhatásnál az elnyelt elektromágneses hullám energiája az érzékelő belső energiáját, azaz hőmérsékletét növeli és az ily módon létrejövő változások szolgálnak a sugárzás mennyiségének mértékéül.

A fotonhatáson alapuló érzékelők a következők: fényelem, fotocella, foton-elektron-sokszorozó, fotodióda, fotoellenállás, fototranzisztor. Ezeket megfelelő áramkörbe kapcsolva a sugárzás mérését elektromos áram vagy feszültség mérésére vezetjük vissza. A fotoérzékelők fő jellemzője a nagyfokú szelektivitás (hullámhosszfüggés) és hőmérsékletfüggés.

A szelektivitás miatt csak viszonylag keskeny spektrumsávokban tudunk velük sugárzást mérni. A hőmérsékletfüggés kiküszöbölésére az érzékelőket elektromos áram segítségével termosztáljuk általában olyan hőmérsékleten, amelyet a környezet hőmérséklete soha nem ér el (pl. 320 K).

A hőhatáson alapuló érzékelők két fő csoportra oszlanak: kalorimetrikus érzékelőkre és termikus érzékelőkre, ez utóbbiak kétféleképpen lehetnek: termomechanikusak és termoelektromosak. A kalorimetrikus sugárzásmérőknél az érzékelő belső energiája növekszik az elnyelt sugárzás hatására, ezt a növekedést vagy közvetlenül, vagy összehasonlítás (kompenzáció) révén mérjük. A termomechanikus érzékelőknél a hőmérsékletváltozás hatására a mechanikai jellemzők változását, a termoelektromos érzékelőknél pedig az elektromos jellemzők változását mérjük. Ha a hőhatáson alapuló érzékelők sugárzást felfogó felületét jó optikai fekete festékekkel vonjuk be, akkor ezek az érzékelők tetszőleges szélességű spektrumtartományra vonatkozó sugárzás mérésére alkalmasak, azaz nem szelektívek. Szükséges azonban gondoskodnunk arról, hogy az érzékelő környezetének hőmérséklete az érzékelő tehetetlenségéhez képest igen lassan változzon, tehát az érzékelőnek kvázisztatikus hőmérsékleti környezetben kell lennie, mert csak így tudjuk szétválasztani a sugárzás hatására és a környezet hatására létrejövő változásokat az érzékelő belső energiájában.

A spektrális sugárzási paraméterek mérésekor gondoskodni kell arról, hogy az érzékelőre csak azok a hullámhosszak érkezenek amelyeket mérni akarunk. Ezt a célt szolgálják a sugárzás-szűrők. Legismertebb szűrő a megfelelő minőségű üveg, amely csaknem a teljes rövidhullámú spektrumtartományban egyenletesen átteresztő és teljesen elnyelő a hosszuhullámú spektrumtartományban, így napsugárzásmérőkben alkal-

mazzák. A spektrális napsugárzási paraméterek mérésére a meteorológiában kétféle szűrőt használunk: az elvágó szűrőket (ezek olyan színezett üvegek, amelyek a napsugárzás spektrumában egy bizonyos hullámhossznál rövidebbeket nem engedik át csak a hosszabbakat) és az áteresztő szűrőket (ezek egy keskeny spektrumsávban át-eresztők, másutt nem, többnyire interferencia-szűrők).

A sugárzásmérők az érzékelőn és a szűrőn kívül még az úgynevezett műszer-testből állnak, amely mechanikailag összetartja az előbb megnevezett fő alkotórészeket; biztosítja, hogy a megfelelő irányú sugárzás érkezzék az érzékelőre; véd a nem kívánt környezeti hatásoktól, és lehetővé teszi a leolvasó vagy regisztráló berendezés csatlakoztatását.

3.1. A meteorológiai sugárzástan műszerei

Az alábbiakban ismertetjük a meteorológiában használatos sugárzástan műszerek elnevezéseit és definícióit.

Pirheliométer: a direkt sugárzás mérésére szolgáló műszer.

Piranométer: a teljes féltérből érkező napsugárzás mérésére szolgáló műszer.

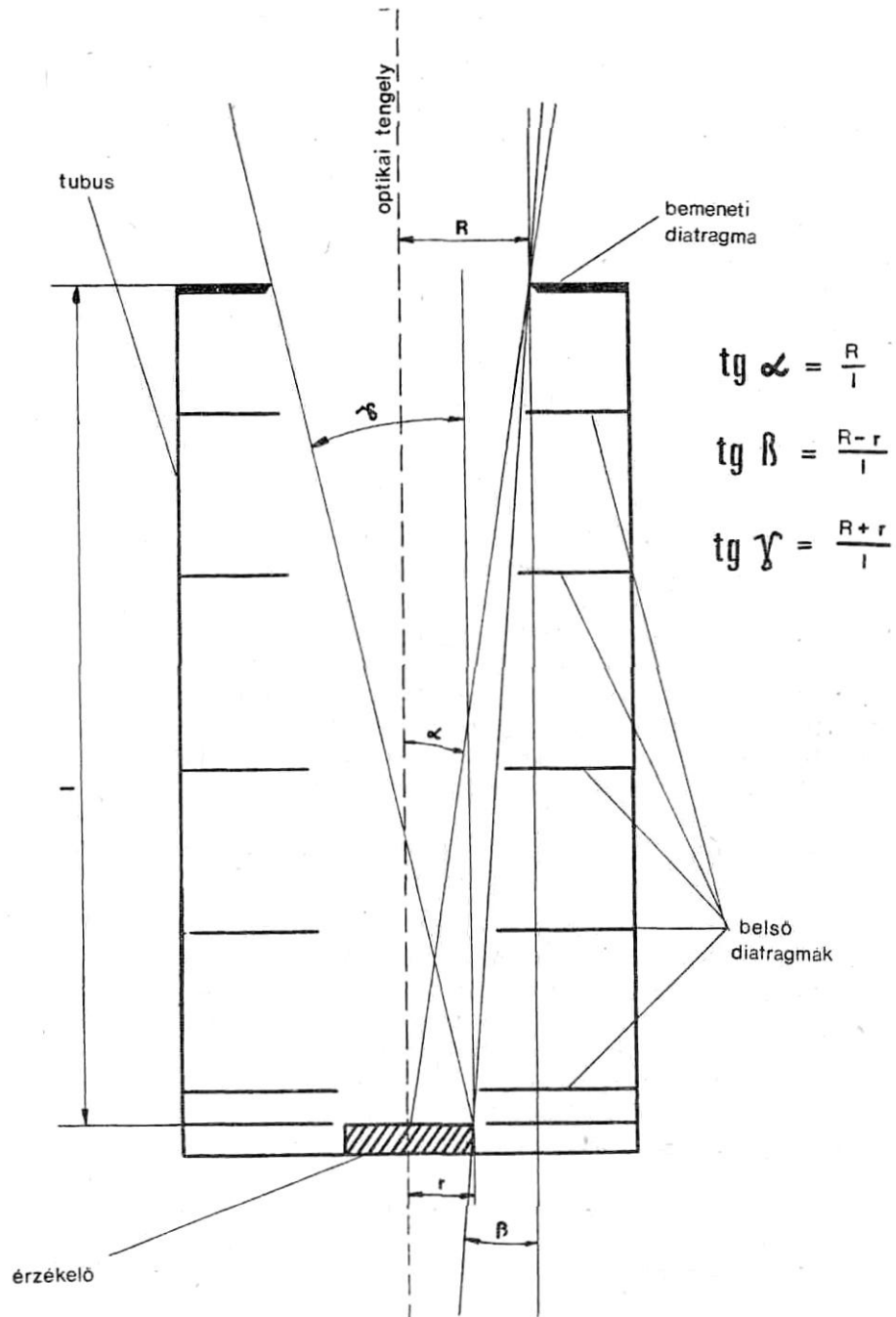
Spektroradiométer: spektrális napsugárzás (direkt vagy diffúz) mérésére szolgáló műszer.

3.1.1. Pirheliometria

Definíció szerint a pirheliométer a napkorong irányából érkező sugárzási áram-sűrűséget méri. A többi irányból érkező napsugárzás elől az érzékelőt a pirheliométer tubusa és diafragmái árnyékolják el. A 3.1. ábrán egy pirheliométer sematikus metszete látható. Ha az érzékelő pontszerű lenne a bemeneti diafragmához képest, akkor a nyílásszögnek elvben akkorának kellene lenni, amekkora a napkorong sugarának a látószöge. Mivel az érzékelő sugara ugyanolyan nagyságrendű mint a bemeneti diafragma sugara, ezért a határszög, nyílásszög és lejtésszög nem azonos értékű, tehát szükségképpen három zóna jön létre (*Major, 1980*). A bementi diafragmán át belépő sugárzásból azon irányúak, amelyek az optikai tengellyel

- (i) a lejtésszögnél kisebb szöget zárnak be, az érzékelő teljes felületét érik,

- (ii) a lejtésszög és a határszög közé eső szöget zárnak be, az érzékelő felületének egy részét érik (ez a félárnnyékzóna),
- (iii) a határszögnél nagyobb szöget zárnak be, nem jutnak az érzékelőre (a tubus faláról történő visszaverést a belső diafragmák megakadályozzák).



3.1. ábra. A pirheliométer metszetének sematikus rajza.

l: tubushossz, α : nyílásszög, β : lejtésszög, γ : határszög.

Mekkorák legyenek a pirheliométer jellemző szögei? Ha a határszöget vesszük egyenlőnek a napkorong sugarának látószögével, akkor elérjük, hogy az érzékelőre csak a napkorong irányából érkező sugarak jussanak, de az érzékelő felületének lesznek olyan részei, amelyeket nem a teljes napkorong sugároz be.

A Nap felől érkező sugárzási áramsűrűség meghatározásához ekkor olyan korrekcióra lenne szükség, amelynek kiszámításához ismernünk kellene a radianciának a napkorong menti eloszlását. Ha a lejtésszöget vesszük egyenlőnek a napkorong sugarának látószögével, akkor a félárnyék zóna a napkorongot közvetlenül körülvevő égboltról érkező szórt sugárzás egy részét juttatja az érzékelőre.

Az eddigiek abban összegezhetők, hogy optikai leképezés nélkül nem készíthető olyan műszer, amely a teljes direkt sugárzást és csak a direkt sugárzást méri.

A pirheliométereknek nem csak a határszöge, hanem a lejtésszöge is nagyobb a napkorong sugarának a látószögénél, ugyanis így az a probléma is megoldódik, amelyet a Nap követése okoz. A Nap látszólagos mozgása következtében percenként saját korongjának a felével elmozdul, és ha a lejtésszög nagyobb a napkorong látószögénél, nem szükséges folyamatosan követnünk azt a mozgást. A nagyobb látómező miatt a pirheliométerek a direkt sugárzással együtt mérnek bizonyos mennyiségű szórt sugárzást is, ennek sugárzási áramsűrűsége azonban több nagyságrenddel kisebb a direktnél, így nem okoz hibát a mérési eredményekben.

A sugárzásérzékelők felületének különböző pontjai különböző érzékenységek lehetnek, a kimenő jelnek a belépő sugárzással való egyenes arányossága azonban minden pontra teljesül, tehát a kimenő jel (V) (Major, 1980):

$$V = \int_S k(x, y) \cdot E(x, y) ds ,$$

ahol $k(x, y)$: az érzékelő (x, y) pontjának érzékenysége

$E(x, y)$: az (x, y) pont elemi környezetére belépő sugárzás,

S : az érzékelő felületének nagysága.

A kimenő jelhez tehát elegendő a felület menti relatív érzékenység- eloszlás ismerete.

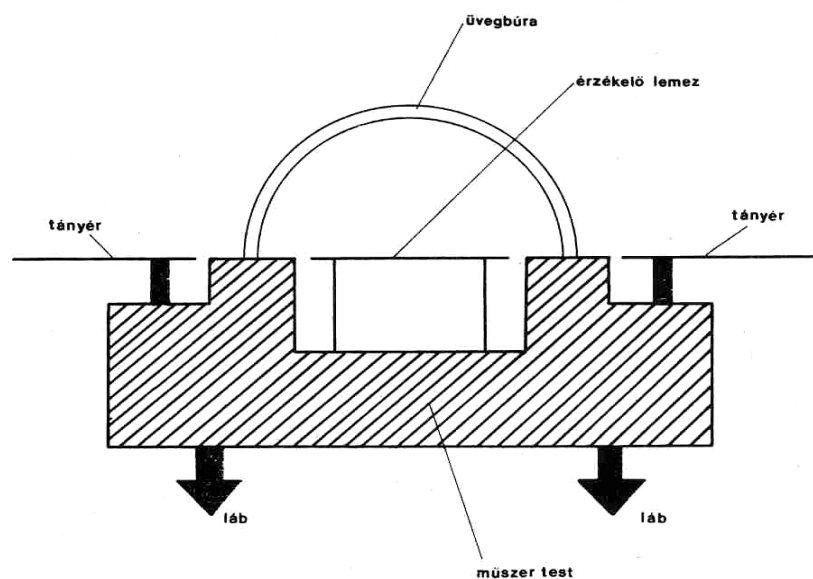
A pirheliométereknek több típusa létezik, ezek, illetve a használathoz szükséges részismeretek és az ehhez kapcsolódó fizikai összefüggések ismertetése a jelen dolgozat kereteit meghaladná, ezért csak a meteorológiai gyakorlatban leginkább alkalmazott típust, az ún. termoelektromos pirheliométer működési elvét vázoljuk.

A termoelektromos pirheliométerek érzékelőjének fő alkotóeleme a termoszlop. A direkt sugárzás a feketére festett felfogó felületre jut. A felfogó felület és a műszertest közötti hőmérsékletkülönbség hatására a termoszlopban a sugárzással arányos elektromotoros erő lép fel, amely feszültség vagy árammérővel mérhető. A

termoelektromos pirheliométerek folyamatosan üzemeltethetők (nincs szükség árnyékolásra, mint néhány más pirheliométer típusnál), ezért napkövetővel egybeépítve és elektromos regisztráló berendezéssel egybekötve pirheliográfként is alkalmazható. Tehetetlenségük nem nagy, pontosságuk kielégítő, ezért a mindennapi meteorológiai gyakorlatban alkalmazott pirheliométerek legnagyobb része termoelektromos pirheliométer.

3.1.2. Piranometria

A piranométerek az érzékelőjük által meghatározott sík egyik oldaláról érkező, belépő napsugárzás mérésére szolgálnak. A műszer felépítése (3.2 ábra) jól hangsúlyozza ezt a síkot: a tányér megakadályozza, hogy a sík másik oldaláról érkező sugárzás az üvegbúra alá jusson, mert annak belső felületéről valamennyi az érzékelőre reflektálódna. Az üvegbúra szerepe kettős: egyrészt szétválasztja a rövidhullámú és hosszuhullámú sugárzást, másrészt megakadályozza, hogy a termikus érzékelő egyensúlyát a légáramlás, kondenzáció stb. megzavarja. A folyamatos működésre legalkalmasabb sugárzásérzékelők a termooszlopok, ezért a korszerű piranométerek döntő többsége termoelektromos műszer. A termoelektromos piranométereknek igen sok fajtáját gyártják. Termooszlopos érzékelőket a mérési elv alapján két csoportba soroljuk: a mindenütt fekete felfogó lemezű és a fekete- fehér részekből álló felfogó lemezű érzékelők.



3.2. ábra. A piranométer sematikus metszete.

Az egyenletesen fekete érzékelőknél a termooszlop az érzékelő és a műszertest közötti hőmérsékletkülönbséggel arányos elektromotoros erőt fejleszt.

Fekete- fehér érzékelők esetén a termooszlop aktív forrasztási pontjai az érzékelő fekete részeihez, az inaktív pontok a fehér részekhez csatlakoznak. A napsugárzás hatására az érzékelő fekete részei jobban felmelegsznek, mint a fehér részek és az így létrejövő hőmérsékletkülönbség hatására a termooszlop a sugárzással arányos elektromotoros erőt ad.

A piranométereknek a teljes féltérből érkező napsugárzást kell mérni. Ehhez szükséges, hogy a felfogó felület abszorpciója független legyen a beesési szögtől. Ilyen ideális felületet a gyakorlatban csak az abszolút fekete testet közelítő üreg nyílása képez, a sík felfogó lemez, bármilyen matt fekete abszorberrel festjük is be, a nagy beesési szögekből belépő sugárzásnak kisebb részét nyeli el, mint a kis szögből beesőnek. Ez a tény a fő forrása a piranométerek ún. koszinusz- hibájának (*Major, 1980*). Ha a piranométer érzékelőjére párhuzamos sugárnyaláb lép be, akkor a kimenő jel nagyságának a beesési szög koszinuszával kellene arányosnak lennie ideális esetben. A koszinusz függéstől való eltérés mértéke adja a koszinusz- hibát. Nagy beesési szögeknél az üvegbúra (ill. üvegburák) belső felületéről a sugárzás egy kis része az érzékelőre reflektálódik, a mérhető koszinusz- hibában ez az érték is benne van, nemcsak a felfogó festék anizotrópiája.

Igen sokfajta piranométert gyártanak és használnak (többek közt az egyik legismertebb típus az ún. Kipp and Zonen- féle), ezek ismertetését azonban mellőzzük.

3.1.3. Spektrofotometria

A spektrofotometria a spektrálisan felbontott sugárzások intenzitásának meghatározásával, mérésével foglalkozik, és így a spektroszkópiának, az atom- és molekulaszpektrumok meghatározásának is fontos része. Ha a vizsgált elektromágneses sugárzás forrása a Nap, akkor napspektrofotometriáról beszélünk. A különböző spektrofotométerek a működési elvet tekintve hasonlóak az említett sugázmérőkkel, azonban a nagyobb spektrális felbontás elérése érdekében valamilyen monokromátor használata szükséges.

Feltétlen szükséges megjegyezni, hogy igazából a legszűkebb tartományban végzett spektrális sugázmérés is csak kvázi-monokromatikusnak tekinthető, hiszen monokromatikus sugárzás magától értetődően csak elméletileg létezik. A kvázimonokromatikus intenzitás a következőképpen értelmezhető:

$$I_{\lambda}^q = \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} I_{\lambda} d\lambda,$$

ahol I_{λ}^q a kvázi- monokromatikus intenzitás, I_{λ} az elméleti monokromatikus intenzitás, λ a spektrális sáv közepének hullámhossza, $\Delta\lambda$ a spektrális sáv félszélessége.

Napspektrofotometria alkalmazásával kiszámítható egy gáz adott légszlopban található összmenyisége, ha ismerjük a légkör „felső határára” érkező napsugárzás spektrális eloszlását (Tóth, 2000). A módszer az, hogy megmérjük a napsugárzás kvázi- monokromatikus intenzitását valamely hullámhosszon, ahol az illető gáz abszorbeál és az extraterresztriális intenzitás, valamint a gáznak az adott hullámhosszra vonatkozó abszorpciós koefficiense ismeretében, illetőleg – amennyiben szükséges – egyéb tényezők figyelembevételével (pl. több hullámhosszon való mérésekből számított relatív intenzitások használatával az aeroszol hatásának kiszűrésére), megfelelő számítási algoritmussal meghatározható a szóban forgó gáz összmenyisége.

A spektrális sugárzás intenzitásokból meghatározhatóak az aeroszol különböző aktuális jellemzői, az ún. aeroszol optikai mélység, különböző homályossági együtt-hatók, illetőleg a méreteloszlásra jellemző durvább paraméter (hullámhossz-kitevő). A különböző hullámhosszakra meghatározott aeroszol optikai mélység értékek alapján a méreteloszlás ismeretében – ha rendelkezésre állnak erre vonatkozó információk – kiszámítható az aeroszol összmenyisége a mérés időpontjában. A méreteloszlásra jellemző durvább paraméter viszont már a spektrális intenzitásokból közvetlenül meghatározható. Az aeroszol optikai mélység meghatározásához szükséges elméleti háttérrel a 4.4. fejezetben közöljük, itt csak a fontosabb mérés-technikai elvekre szeretnénk rávilágítani.

Az aeroszol optikai mélység meghatározása az Országos Meteorológiai Szolgálat (OMSz) Marcell György Főobszervatóriumában LI-1800 típusú spektrométerrel végzett spektrális napsugárzásmérésekkel történik. A berendezés operatív használatban van, az obszervatórium 5 m magas napsugárzási mérőtornyán van installálva, így apertúrája kb. 6.5 m- rel van a földfelszín felett. A műszer (3.3 ábra) egy ekvatoriális irányítású csillagászati távcsőmechanikára van szerelve, amely egy stabil, a torony platformjához rögzített állványra van erősítve. A napkövetést egy távcső- óragép biztosítja. A spektrumok felvétele is előreprogramozható.

A LI-1800 (gyártó: LI-COR, inc., Nebraska, USA) mikroprocesszor- vezérelt berendezés, amely automatikusan szkenneli végig az elektromágneses spektrumot 300 nm-től 1100 nm-ig 1 nm-es spektrális felbontással. Eredeti gyári kiépítésben a berendezés a globálsugárzás mérésére szolgál, azonban egy, a berendezés apertúrájához rögzíthető, megfelelő geometriával tervezett diafragmás csővel módosították, alkalmassá téve ezáltal a direkt irradiancia mérésére is, amelyből az aeroszol optikai mély-

ség értékek meghatározhatóak (valójában a berendezés a napkorong térszögénél egy kicsivel nagyobb területet „lát”, de a napkorong körüli térrészből a detektorba érkező cirkumszoláris sugárzás négy nagyságrenddel kisebb a napkorongból érkezőnél, így nem okoz hibát a mért adatokban).

Optikai rendszere a bemeneti optikából (koszinusz receptor), a szűrőkerékből, a monokromátorból, és a detektorból áll (*LI-1800, 1989, a műszer leírása*).



3.3. ábra. Az LI- 1800 spektroradiométer.

Bemeneti optika

A bemeneti optika egy spektrofotométerekben bemeneti optikaként szokásosan használt fényáteresztő anyagból készült koszinusz receptor. Ez egyenletesen, és a be-esési szög koszinuszának megfelelően szórja a különböző irányból érkező fotonokat a LI-1800 optikai rendszerébe (a *Lambert-féle koszinusztörvény* szerint (*Budó et al., 1980*)).

Szűrőkerék

A receptor által összegyűjtött fotonok először egy szűrőkeréken haladnak át, mielőtt belépnének a monokromátorba. A szűrőkerék arra szolgál, hogy kiszűrje a nem

az éppen mért spektrumtartományba tartozó fotonokat, az ún. „kóborfény”-t, megátolva ezzel, hogy a detektorra jussanak.

A szűrőkerék ún. „sötétreferencia”-ként is funkcionál. A szűrőn lévő nyílások egyikét egy sötét felszín takarja el. Amikor a szűrőkerék ebben a pozícióban van, akkor egyetlen foton sem tud a detektorra jutni, és így ekkor bármely a detektortól származó output, azaz az ebben az esetben történő mérés, az ún. dark reading eredményét tekintjük zérusnak. Minden egyes spektrumfelvétel előtt és után megtörténik a sötétreferencia ellenőrzése, a dark reading. Ha a dark readingek közötti különbség nagyobb egy meghatározott feszültségértéknél, akkor egyből egy figyelmeztető üzenetet küld a belső computer.

Monokromátor

A LI-1800-ba épített monokromátor egy holografikus optikai rács, amelyet egy motor vezérel. Ez osztja szét a filterkeréken áthaladó polikromatikus sugárzást kvázi-monokromatikus sugárnyalábokká, szűk hullámhossz- sávokra, amelyek mindegyike a detektorra kerül. Fontos része a monokromátornak a belépő- és kilépőnyílás.

Ahogy a sugárzás a belépőnyílásról a rácsra jut, eltérül a kilépőnyílás felé. Ezen diffrakció eredményeként a különböző hullámhosszok egy picit eltérő szögben haladnak a kilépőnyílás felé. A rács síkja és a belépőnyílás közti szög változtatásával (ami a rács forgatásával történik, amelyet egy kalibrált meghajtómechanizmus végez) a sugárzás kiválasztott hullámhosszai haladnak csak át a kilépőnyíláson, a többi a monokromátor belsejének fekete felülete abszorbeálja.

A kilépőnyílás feladata pontosan definiálni a detektorra juttatandó hullámhossz-sávot. Mivel a kilépőnyílásra irányított sugárzást a rács spektrálisan szétválogatja, a kilépőnyílás szélessége határozza meg közvetlenül a detektorra jutó hullámhossz- sáv spektrális szélességét.

Általában a belépő- és kilépőnyílások ugyanolyan méretűek. Szűkebb réssel nagyobb felbontás érhető el, de ezzel együtt csökken a detektort érő fotonok száma, azaz a sugárzás összmenyisége.

Detektor

A monokromátorból a sugárzás a detektorba jut, amely a monokromátor kilépőnyílásánál van elhelyezve, és a sugárzás intenzitásával arányos áramot hoz létre. Ez az áram erősítésre kerül, majd feszültséggé konvertálódik, és máris feldolgozásra kerül a LI-1800 belső computerén.

A LI-1800 detektora egy szilícium fotodióda. A szilíciumnak nagyon jó a hőmérsékleti és a hosszútávú stabilitása mechanikai tulajdonságai miatt. A detektor zaja minden sávban kisebb mint 0.5 %, a 400 és 900 nm hullámhosszok között pedig 0.05 %.

Kalibráció és visszakövethetőség

A LI-1800 gyári kalibrációját a LI-COR végezte. A kalibrációt ismert spektrális eloszlású standard lámpával végezték, és így állapították meg a berendezés válaszfüggvényét. Ezek az ún. munka standardek 1000 W- os kvarc wolframszálas halogénlámpák, amelyek színhőmérséklete 3150 K. A munka standardek által mért spektrális irradiancia maximális bizonytalansága 4 % (350 nm-nél). A gyári kalibrációs állapot megőrzése érdekében az eszközt kéthavonta újrakalibrálják a gyári optikai sugárzási kalibrátorral.

Egy ismeretlen sugárforrásból származó spektrális irradiancia ($E_{u\lambda}$) meghatározása a LI-1800-zal a következő egyenlet alapján történik:

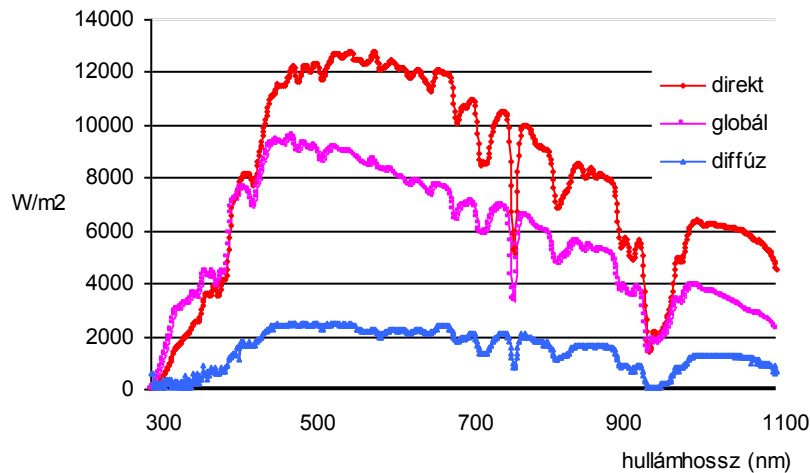
$$E_{u\lambda} = D_{u\lambda} / K_{\lambda}$$

ahol $K_{\lambda} = D_{s\lambda} / E_{s\lambda}$

- és $D_{u\lambda}$: a detektor output az ismeretlen sugárforrás mérésekor (mV)
 K_{λ} : a spektrométer válaszfüggvénye (mV m² nm W⁻¹)
 $D_{s\lambda}$: a detektor output standard sugárforrás mérése esetén (mV)
 $E_{s\lambda}$: az abszolút standard spektrális irradiancia (W m⁻² nm⁻¹).

A 3.4. ábrán azonos időpontban felvett spektrumok láthatók: egy direkt, egy globál és egy diffúz. Az ábrából jól kitűnnek a különböző típusú spektrumok jellegzetességei. A legfelső a direkt, középső a globál, a legalsó pedig a diffúz sugárzás spektruma. Jól látható, hogy a direkt sugárzás maximuma valamivel hosszabb hullámhosszra esik (általában 553-554 nm), mint a globálé (480-481 nm). Ennek oka az, hogy a globál sugárzás tartalmazza a szórt (diffúz) sugárzást is, amelyben nagyobb a rövidebb hullámhosszok részaránya az elektromágneses sugárzás szórására vonatkozó azon törvényszerűség miatt, mely szerint a sugárzás annál jobban szóródik, minél rövidebb a hullámhossza. Ezek alapján már nem meglepő az, amit a legalsó görbén látunk: a diffúz spektrum maximuma még rövidebb hullámhossznál található, mint a

globál maximuma. Az ábrából jól kivehetőek a vízgőz jellegzetes abszorpciós sávjai (vö. 2.5. ábra).



3.4. ábra. A direkt, a globál és a diffúz sugárzás spektruma az LI- 1800 spektrométerrel mért adatok alapján, átlagos napmagasság (~40°) esetén.

3.2. A sugárzás mérése

A WMO szabályzata minden ország számára előírja legalább egy sugárzási főállomás létesítését minden éghajlati övben, valamint azt, hogy a rendszeres sugárzási állomások hálózatának sűrűsége elegendőnek kell lennie az ország sugárzási éghajlatának tanulmányozásához (Major, 1980).

A sugárzási főállomás mérési programjába bele kell tartoznia:

- a) a globál sugárzás és a diffúz sugárzás folyamatos regisztrálása
- b) a direkt sugárzás rendszeres mérése
- c) a napfénytartam regisztrálása.

Minden sugárzási megfigyelésnek a valódi helyi időre (valódi szoláris idő) kell vonatkozni.

A városok, települések befolyást gyakorolnak közvetlen meteorológiai környezetükre az áramlási, hőmérsékleti és levegőszennyezettségi viszonyokon keresztül, ezért minden meteorológiai állomást ezektől lehetőleg távol kell elhelyezni, mert ellenkező esetben a megfigyelési adatok csak kis körzetre lesznek jellemzők, nem lesznek meteorológiai értelemben reprezentatívak.

3.2.1. Csillagászati alapismeretek

A meteorológiai sugárzástan fizikai ismeretekre épül, de műveléséhez bizonyos csillagászati alapok is szükségesek. Célszerűnek látszik ezért az égi pozíciók meghatározásához szükséges legfontosabb csillagászati alapismeretek vázolósa.

A Földre érkező sugárzási energia egyedül a naptávolság változása következtében ingadozik. A Föld pályájának excentricitása kicsi, a legnagyobb távolság 152 millió km, a legkisebb 147 millió km, az átlag pedig 149.5 millió km, ennek következtében a Földhöz érkező sugárzási energia napközben mintegy 3%-kal nagyobb, naptávolban pedig ugyanennyivel kisebb, mint az átlag. Numerikus számításoknál igen célszerűen használható a következő összefüggés (*Paltridge et al., 1976*):

$$\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 = 1.000110 + 0.034221 \cos u + 0.001280 \sin u + 0.000719 \cos 2u + 0.000077 \sin 2u \quad (3.1)$$

ahol r a Nap- Föld távolság, \bar{r} pedig ennek átlaga,

$$u = \frac{2\pi}{365}n,$$

n az év napjának száma: január 1- én 0, december 31- én 364.

A Föld forgásának tengelye a keringés síkjával 66.6° - os szöget zár be. Ennek következtében a Föld felszínének különböző pontjairól a nap és az év folyamán a Nap különbözőképpen látszik mozogni. A Föld valamely pontján álló megfigyelő és a Nap kölcsönös helyzetének leírására kétféle szférikus koordinátarendszert használunk: a horizontális és az ekvatoriális koordináta rendszert. Az ekvatoriális koordinátarendszer kétféle lehet, I. és II. ekvatoriális koordinátarendszer, attól függően, hogy mit választunk az alapsíkon kezdőiránynak, azaz a deklináció mellett mi lesz a másik polárkoordináta.

A gömbháromszögtan elemeiből megkaphatjuk a két koordinátarendszer közti kapcsolatot. Így a nap- pályák kiszámítására a következő összefüggéseket használjuk:

$$\begin{aligned} \sin h &= \sin \varphi \cos \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega \\ \sin a &= \frac{\cos \delta \sin \omega}{\cos h} \\ \cos a &= \frac{-\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos \omega}{\cos h} \end{aligned} \quad (3.2)$$

- ahol h a napmagasság,
 a a napazimut, déli irányban értéke 0, nyugatra pozitív, keletre negatív (keleti irány -90° , nyugati irány 90° , északié 180°),
 δ a Nap deklinációja (az ekvátor síkja feletti magassági szög, $-23.5^\circ + 23.5^\circ$ között változik az év folyamán),
 ω a Nap óraszöge, amelyet a déli iránytól nyugat felé mérünk pozitívnak, a valódi nap- deleléskor 0, délelőtt negatív, délután pozitív,
 φ a megfigyelő helyének földrajzi szélessége (speciálisan az Országos Meteorológiai Szolgálat budapesti Marcell György Főobszervatóriumára 47.44°)

Numerikus számításoknál a deklináció évi járását jól közelítő *Spencer-* formula használata célszerű, amely a deklinációt radiánban adja meg (*Paltridge et al., 1976*):

$$\delta = 0.006918 - 0.399912 \cos u + 0.070257 \sin u - 0.006758 \cos 2u + 0.000907 \sin 2u - 0.002697 \cos 3u + 0.00148 \sin 3u \quad (3.3)$$

A Nap akkor delel valamely helyen, amikor áthalad a helyhez tartozó meridiánon, tehát a hosszúsági kör mentén mindenütt ugyanakkor van dél. Két delelés közötti évi átlagos időtartam az idő egysége, a nap. Az év folyamán a Nap két egymás utáni delelése közötti idő folytonosan változik, a változás mértéke a fél órát is meghaladja. Ennek oka egyrészt az, hogy (a) a földpálya nem kör, hanem ellipszis, másrészt pedig az, hogy (b) a Föld forgástengelye nem merőleges a pályasíkra. A meteorológiában a sugárzásméréseket mindig a Nap valódi deleléséhez igazodó időhöz vagy más néven valódi szoláris időhöz viszonyítjuk. A helyi idő egy adott földrajzi hosszúság átlagos valódi ideje. A valódi idő és a helyi idő eltérését időegyenlítésnek nevezzük, meghatározásához numerikus számításoknál a *Spencer-* formulát használjuk:

$$\Delta t_e = 0.000075 + 0.001868 \cos u - 0.032077 \sin u - 0.014618 \cos 2u - 0.040849 \sin 2u \quad (3.4)$$

amely radiánban adja meg az időegyenlítést. Az órák napi számlálását a polgári életben nem deleléskor, hanem 12 órával korábban kezdjük. Így az óraszög:

$$\omega = \frac{2\pi}{24}(t - 12). \quad (3.5)$$

A fentebb elmondottak következtében a mindennapi életben a valódi idő nem használható. A mindennapi életben olyan időszámítás kell, amelyben a napok egyenlő

hosszúak. Ezt úgy lehet elérni, hogy egy olyan fiktív égitestet definiálunk, amelynek mozgása olyan, hogy abban nem jelentkeznek a két fentebb említett probléma, amelyek miatt a valódi napok hossza egyfolytában változik egy év során. Ennek az égitestnek a definiálása két lépésben történik, azaz két fiktív égitest definiálunk, az elsőt a valódi Nappól eredeztetjük, a másodikat pedig az elsőből (*Gábris et al., 1980*).

1. Fiktív Ekliptikai Középnapp: az a fiktív égi pont, amely egyenletes szögsebességgel megy körbe az ekliptikán, az ekliptikát ugyanannyi idő alatt futja be, mint a valódi Nap és a valódi Nappal a perihéliumpontban egyezik meg.

Ezzel kiküszöböltük az (a) problémát.

2. Fiktív Egyenlítői Középnapp: az a fiktív égi pont, amely egyenletes szögsebességgel megy körbe az égi egyenlítőn, az egyenlítőt ugyanannyi idő alatt futja be, mint a Fiktív Ekliptikai Középnapp az ekliptikát, és a Fiktív Ekliptikai Középnappal a tavaszpontban egyezik meg.

Ezzel a (b) problémát küszöböltük ki. A Fiktív Egyenlítői Középnapp koordinátái közvetlenül nem mérhetőek, hiszen nem létező égitest, viszont számíthatóak a definíció figyelembevételével. A Fiktív Egyenlítői Középnapp mozgásához rögzített a középideje, és két egymást követő delelése között eltelt idő a középnap. A középnapok már biztosan egyforma hosszúak az év folyamán, így a középideje alkalmas a mindennapi életben való használatra. Ez úgy történik, hogy definiálunk egy „kiinduló időt”, amit – kissé merész hasonlattal - egy koordináta-rendszer origójaként foghatunk fel. Ez az *UT* (Universal Time), ami definíció szerint a 0° hosszúsági kör középideje. A különböző időzónák középideje (*m*) pedig:

$$m = UT \pm k,$$

ahol *k* az időzóna száma. Budapest a 19° keleti hosszúsági körön, az 1. időzónában fekszik, a zónaidő a 15° hosszúsági kör helyi középideje. A *t* valódi idő és a *t_z* zónaidő percekben kifejezett különbségét a

$$t - t_z = 4(\lambda - \lambda_z) + \frac{720}{\pi} \Delta t_e \quad (3.6)$$

összefüggéssel számítjuk ki, ahol λ a hely, λ_z a zónaközép földrajzi hosszúsága. A (3.4) és (3.6) összefüggésekre akkor lesz szükségünk, amikor a zónaidőben megadott borultság adatokat a sugárzásadatok szűrésére fogjuk felhasználni (l. alább).

3.2.2. A direkt, a diffúz és a globál sugárzás mérése, felhasznált sugárzásadatok

A direkt sugárzást pirheliométerrel mérik. Ez a fajta mérés új információt nem ad a globál és diffúz sugárzás folyamatos mérése esetén, de a pirheliométeres mérések pontossága jobb mint a piranométereseké. A globál sugárzás (G) és a diffúz sugárzás (D) óraértékeiből (egy óráközre vonatkozó „integrált” érték) a direkt sugárzás óraértékeit (I) a következő összefüggés segítségével számítjuk:

$$G - D = I \overline{\sin h} \quad (3.7)$$

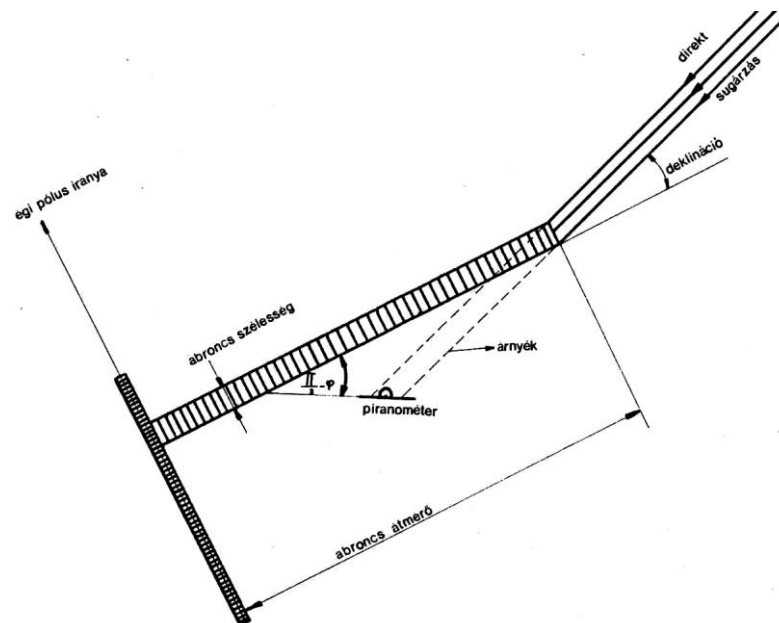
ahol $\overline{\sin h}$ a napmagasság szinuszának az adott órára vett átlaga. Általában elegendő az óráközépre számolt napmagasság, mely így jelentősen megkönnyíti a számolásokat és az algoritmus készítését.

A globál sugárzást piranométerrel mérjük. A piranométert úgy kell rögzíteni, hogy érzékelője vízszintesen álljon. A vizsgálatainkhoz felhasznált sugárzásértékekből álló adatbázisban, mely az 1967 januárjától 2002 decemberéig tartó 36 éves időszakot öleli át és azokat OMSZ Marczell György Főobszervatóriumában regisztrálták, a sugárzásadatok óraértékekben vannak megadva. 1967- től 1994- ig az adatok ilyen „integrált” értékek, 1994- től azonban a teljes automatizáltság bevezetésével a sugárzásadatok 10 perces közökre vonatkoznak. Programozási és konzisztenciális okokból azonban ezekből az adatokból átlagolással órás átlagértékeket állítottunk elő. Így az adatsor óráközökre vonatkozó globál, diffúz és származtatott, óráközre vonatkozó átlagolt direkt sugárzásadatokból állnak (vö. a 3.7 egyenlettel). Jóllehet 1994- től kezdve az obszervatóriumban egy napkövetőre felszerelt pirheliométer szolgáltatja a direkt sugárzásadatokat, azokat csak az aeroszol optikai mélység vizsgálata során használtuk fel, egyéb irányú vizsgálatainkhoz azonban a fentebb említett okokból kifolyólag nem.

A diffúz sugárzás mérése is piranométerrel történik. Azonban itt még arról is gondoskodnunk kell, hogy a direkt sugárzás ne juthasson az érzékelőkre. A direkt sugárzás kizárásának egyik módja az ún. árnyékoló korong alkalmazása (*Major, 1980*). Ezt a kerek, sík lapot olyan karon helyezzük el, amelyet óraszerkezet mozgat úgy, hogy az árnyékoló az érzékelő felől nézve mindig a Nap irányában legyen. Természetesen az árnyékoló nem csak a szűken vett direkt sugárzás elől árnyékolja el az érzékelőt, hanem a cirkumszoláris sugárzás egy része elől is. Régebben (1994 előtt) árnyékoló gyűrűt (más néven abroncsot) alkalmaztak az árnyékoló korong helyett. Az árnyékoló abroncs méreteinek legfőbb jellemzői az átmérő és az abroncs szélessége, amely nem más mint egy henger palástjának a magassága. Az abroncs szélességének

meg kell haladnia a piranométert borító üvegfélgömb sugarát, mert csak ebben az esetben biztosítható, hogy az üvegburát mindig teljesen elárnyékolja a direkt sugárzás elől.

Az abroncs síkjának párhuzamosan kell állni az egyenlítő síkjával. A Nap deklinációjának megfelelően az abroncs a síkjára merőleges tengely mentén eltolható (3.5 ábra). Az abroncs nem csak a direkt sugárzást, hanem a mérendő diffúz sugárzás egy részét is árnyékolja az érzékelő elől. Az így okozott hibát korrigálni kell. A legegyszerűbb korrekció a teljesen borult égbolt esete. Ugyanis ekkor a globál és a diffúz sugárzás egymással egyenlők: tehát az árnyékoló abroncs eltávolítása után mért sugárzás érték a helyes diffúz sugárzás, az árnyékoló abronccsal mért érték pedig korrekcióra szorul. Mivel a deklinációtól függően más-más nagyságú abroncs rész hatását kell korrigálni, ezért a méréseket az év különböző szakaszaiban meg kell ismételni, hogy megkaphassuk az abroncskorrekció évi menetét. Az adatbázisban már a korrigált értékek szerepelnek.



3.5. ábra. Árnyékoló abroncs a diffúz sugárzás méréséhez.

4. A Nap sugárzásának gyengülése a légkörben

Az utóbbi évek vizsgálatai rámutattak, hogy a légkör összetétele az emberi tevékenység hatására megváltozhat, egyebek mellett az aeroszol részecskék és a vízgőz mennyiségének változásával megváltozhat a légkör homályossága is. A légkör homályosságának mérésére aktinométereket és fotométereket alkalmaznak, azonban a kapott adatok térbeli és időbeli változékonyságának meghatározása a műszerek pontatlansága és összehasonlítási problémák miatt nehézségekbe ütközik.

A homályosság- mérés, mely a teljes, vagy a különböző hullámhosszakon leérkező közvetlen napsugárzás mérésén alapul, műszerezettségi problémák miatt tehát nem alkalmas hálózatszerű mérésre. Ezért célszerűnek látszott olyan módszerek kidolgozása, mely sugárzási hálózatban folyamatosan mért adatok felhasználásával jellemzi a légkör napsugárzás- átbocsátásának mértékét. Jelen dolgozatban a légkör ezen tulajdonságát négy paraméterrel fogjuk jellemezni:

- 1) az ún. clearness- index, mely a mért globál sugárzás és a vizsgált időszakban mért (közelebbről 1967- 1997- ig tartó időszakban), pentádokra vonatkozó („megfelelően simított”) maximális globál sugárzás aránya:

$$\frac{G}{G_{\max}}, \quad (4.1)$$

- 2) az ún. „ Θ ” szórási paraméter, mely a horizontális felületen mért szórt (D) és az globál sugárzás (G) arányának, valamint a Rayleigh- atmoszférán (csak a Rayleigh- szórással jellemzett légkör) keresztül a talajra jutó szórt (D_R) és össz sugárzás (G_R) arányának hányadosa:

$$\Theta = \frac{D/G}{D_R/G_R}, \quad (4.2)$$

- 3) az ún. szélessávú optikai mélység (δ_{WR}), mely a napsugárzásnak nem egy adott monokromatikus hullámhosszának gyengülésére jellemző, hanem a pirheliométer teljes érzékenységi tartományára ($0.3 \mu\text{m} - 3\mu\text{m}$). A szélessávú optikai mélységet a Beer- Bougert- Lambert- törvény (2.6) alakjából (2.8), (2.11) és (2.13) felhasználásával (a légkör hőmérsékleti sugárzásának, azaz a visszasugárzás elhanyagolásával) kapjuk:

$$\delta_{WR} = \frac{1}{m} \ln \frac{I_0}{I}, \quad (4.3)$$

ahol m a relatív optikai légtömeg, I_0 és I pedig a légkör tetejére érkező, illetve a földfelszínen mért sugárzási áramsűrűség az adott érzékenységi tartományban. Láttuk, hogy a beérkező fluxus energiájának kb. 99 %-a ebből a hullámhossztartományból való, vagyis I_0 -t a napállandóval azonosítjuk.

4) aeroszol optikai mélység

Dolgozatunkban látni fogjuk, hogy a légkör napsugárzás-áteresztő képességét jellemző ezen négy paraméter közül egyes paramétereknek kitüntetett szerepe van. Belátjuk, hogy a Θ -szórási paraméter és az aeroszol optikai mélység a legérzékenyebb paraméterek a légköri szennyezőanyagok megváltozására.

4.1. Adatfeldolgozási módszerek

A következőkben röviden összefoglaljuk, hogy a sugárzásátbocsátási paraméterek előállításakor felhasznált adatokon milyen szűréseket, szelekciót hajtottunk végre. Hogy minden adatot nem használhatunk fel, magától értetődik. Bizonyos, megfelelően választott feltételekkel lehetőleg azonos körülményeket kívánunk biztosítani a feldolgozásra kerülő adatok kiválasztásában.

Miután már rendelkezésre állnak az ily módon előállított paraméterek idősorai, statisztikai vizsgálatok alá vetjük. Már most előre bocsátjuk, hogy a paraméterek havi és évi átlagának 36 éves idősorát fogjuk görcső alá venni. Célunk, hogy az idősorokban mutatkozó trendekből eldöntsük, hogy a változás szignifikáns-e, vagy az adatok szóráshatárán belül van.

4.1.1. Szűrések

Ebben a fejezetben röviden ismertetjük, hogy milyen jellegű szűréseket végeztünk az adatokon.

A szűrésekkel a mérési- ill. műszerhibát és a nem azonos mérési körülményeket kívántuk elkerülni. Az előbbibe tartozik a műszerek szisztematikus hibája is, amit azonban kalibrálással (hitelesítéssel) egy észszerűen megállapított hibahatár alá lehet csökkenteni. A műszerek szisztematikus hibáját, ha még oly csekély is, természetesen nem lehet teljesen kiküszöbölni, de ez nem is befolyásolja a mérésekből előállított idősorok jellegét, tendenciáját. (Legfeljebb egy állandó nagyságú „zaj” rakódik az adatokra.) Azonkívül dimenziótlan paraméterek (sugárzásadatokból képzett viszonyszámok) idősorait vizsgáltuk, így a szisztematikus mérési hibából fakadó „jellegtorzulásoktól” eltekinthetünk.

Van azonban a mérési hibának egy másik, sokkal fontosabb fajtája. A 2. fejezetben felsoroltuk a meteorológiában használatos sugárzástani mennyiségeket (globál, diffúz sugárzás, stb.). Ezeknek a *fogalmakkal* megadott mennyiségeknek a regisztrálása a 3. fejezetben ismertetett műszerekkel történik. De vajon honnan tudjuk, hogy a műszerekkel a kívánt fizikai mennyiséget mérjük? Erre a 3. fejezetben részben már válaszoltunk, ezért most csak egy példával szeretném megvilágítani a problémát. A diffúz sugárzás mérésekor árnyékoló abroncsot (újabbán napkövetőt) alkalmaznak a direkt sugárzás kitakarására. Az abroncs azonban a diffúz sugárzás egy részét is kitakarja az érzékelő elől. Az okozott *szisztematikus* hiba az ún. abroncskorrekcióval korrigálható (az adatbázisban már ez az adat szerepel). Előfordulhat azonban, hogy az abroncs, mechanikai szerkezet lévén időnként (nyilvánvalóan nem minden nap) a Nap évi járásának megfelelően pozicionálni kell, ha csak kis mértékben is, de átengedheti a direkt sugárzás egy részét. Ekkor a piranométer már nem a diffúz sugárzást méri.

Az adatsorban fellelhető (vélt) hibás sugárzásértékek felderítése és kiszűrése az adott, előállítani kívánt paraméter jellemző tulajdonságaitól, karakterisztikájától függ, tehát paraméterspecifikus. Az egyes paraméterek előállítása során a hibás adatok kiszűrése céljából az adatokkal szemben támasztott feltételeket az egyes alfejezetekben minden egyes paraméter esetén közöljük.

A paraméterek vizsgálatakor magától értetődően figyelembe kell venni a felhőzet hatását, mely jelentősen befolyásolja a sugárzást. Ezért a légköri áteresztés hosszútávú vizsgálatának csak akkor van értelme, ha tudjuk, hogy a sugárzásadatok milyen borultságértékek mellett lettek regisztrálva. A 36 éves sugárzásadatokból álló adatbázison kívül tehát szükségünk van az ugyanezen időszakra, ugyanazon állomásra vonatkozó borultságadatokra. Ez az adatbázis zónaidőben mért borultságértékekből áll. Mivel a sugárzásadatok valódi időre vonatkoznak, zónaidőről a (3.6) összefüggés

alapján át kell térnünk valódi időre, és abban kell megadni a borultságadatokat. Fontos megjegyezni, hogy a borultságértékek adott időpontra, míg a sugárzásértékek adott órákőzre vonatkoznak. A borultságadatokkal kétféle szűrést végeztünk. Csak azokat a sugárzásadatokat használtuk fel, amelyek órákőzében a felhőzet

- 1) 0 okta,
- 2) nem haladja meg a 3 okta értéket.

Mindkét esetben a borultságadatok mérési időpontjaiból valódi időre vonatkozó időintervallumokat állítottunk elő, amelyek belsejében (ti. az intervallum) a borultságadatokat 1)- nek vagy 2)- nek eleget tesznek. Ezután csak azokat a sugárzásadatokat vettük számításba, amelyekre vonatkozó órákőz (egy óra „széles” intervallum) teljes egészében az adott feltételnek eleget tevő („0 oktás” vagy „3 oktás”) időintervallumba esik.

Még egy szűrést alkalmaztunk kivétel nélkül minden egyes paraméterre vonatkozóan. Mind a diffúz és a globál sugárzás D/G aránya, mind pedig a direkt sugárzás $I = (G - D) / \sin h$ (h a napmagasság) kifejezése szinguláris $h=0$ pontban (mindkettő $0/0$ alakú). Ezenkívül, nagy zenittávolság esetén az optikai légtömegre vonatkozó (2.15) formulák is egyre pontatlanabbak, ugyanis annak is szingularitása van $h=0$ - ban. Ezért akkor járunk el helyesen, ha ezen pont környezetébe eső sugárzásadatokat nem vesszük figyelembe. Kritériumként nem választhatunk tehát túl kicsi napmagasságot, de túl nagyot sem, mert akkor a téli hónapokban, amikor a delelési napmagasság $19-30^\circ$ közé esik, nagyon sok adatot szóránánk ki, és kevés maradna a vizsgálatok elvégzésére. Végül is önkényesen 10° - ban állapítottuk meg ezt az alsó határt.

4.1.2. Statisztikai módszerek

A sugárzásadatokból előállított, a légköri sugárzásátbocsátást jellemző paraméterek idősoraival statisztikai vizsgálatokat végzünk annak megállapítása végett, hogy a bennük mutatkozó trend lényeges változásra utal-e, avagy az idősor egy stationárius folyamatnak tekinthető.

Az adatsorokon kétféle statisztikai elemzést végzünk:

1. Bár meglehetősen plauzibilis az adatok átlagolása folytán, ennek ellenére szükségesnek tartottuk megvizsgálni, hogy a havi és évi átlagok normális eloszlásúaknak tekinthetőek-e. Szükség lesz ennek eldöntésére, hiszen a

trendvizsgálat során használt t - próbához normális eloszlású minta szükségeltetik.

2. A trendvizsgálat során eldöntjük, hogy az adott paraméter idősorában bekövetkezett változások lényegesek-e, avagy az adatok szóráshatárán belül vannak.

Mindkét feladat a matematikai statisztika hipotézisvizsgálatának feladatkörébe tartozik, ezért röviden ismertetjük az erre vonatkozó legfontosabb ismereteket.

A hipotézisvizsgálat speciális statisztikai döntési feladat: el kell dönteni, hogy az adott, a feladatra jellemző minta alapján melyik állítást fogadjuk el, melyik feltevést tartjuk igaznak. Egy ξ valószínűségi változó két osztályba eshet, és ezeket az osztályokat a paramétereik valamilyen összessége határozza meg. A paraméterek szóba jövő összességét jelölje Θ . A Θ halmazt két, diszjunkt részre bontjuk: Θ_0 és Θ_1 . Nullhipotézisnek nevezzük, és H_0 -val jelöljük azt a feltevést, hogy a minta (tényleges) \mathcal{G} paramétere a Θ_0 halmazhoz tartozik, ellenhipotézisnek (H_1) hogy a Θ_1 halmazhoz:

$$H_0: \mathcal{G} \in \Theta_0 \quad \text{és} \quad H_1: \mathcal{G} \in \Theta_1 .$$

Annak eldöntésére, hogy a nullhipotézist vagy az ellenhipotézist fogadjuk-e el, próbatasztikát alkalmazunk. A próbatasztika a minta valamilyen

$$a_n(\xi) = a_n(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n)$$

függvénye, maga is valószínűségi változó. A próbatasztika célszerű megválasztása a hipotézisvizsgálat kulcskérdése. Az $a_n(\xi)$ statisztika függ a hipotézistől és a paramétereiktől. Meg kell keresni a próbatasztikai eloszlásfüggvényét arra az esetre vonatkozóan, amikor a nullhipotézis áll fenn:

$$F_n^0(x) = F_n(x|H_0) = P(a_n(\xi) < x|H_0).$$

A próbatasztika $F_n^0(x)$ eloszlásának meghatározása igen nehéz feladat, vagy egyáltalán nem lehetséges, ezért közelítéssel élünk, és a próbatasztika pontos eloszlása helyett annak határeloszlásával dolgozunk, azaz a

$$F^0(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} F_n^0(x)$$

határeloszlást használjuk a döntések meghozatalakor.

A próbastatisztika lehetséges értékeit jelölje X . Ezt a tartományt két, diszjunkt részre osztjuk, az E elfogadási tartományra és a K kritikus tartományra. Ezzel tulajdonképpen egy döntésfüggvényt konstruáltunk, amelynek értelmében a döntés a következő:

- ha $a_n(\xi) \in E$ (azaz a próbastatisztika az elfogadási tartományba esik), akkor elfogadjuk a H_0 nullhipotézist;
- ha $a_n(\xi) \in K$ (azaz a próbastatisztika a kritikus tartományba esik), akkor elutasítjuk a H_0 nullhipotézist, vagyis a H_1 ellenhipotézist fogadjuk el.

A próba során kétféle hibát követhetünk el:

- I. Elutasítjuk a H_0 hipotézist, holott a H_0 hipotézis az igaz. Ezt elsőfajú hibának nevezzük.
- II. Elfogadjuk a H_0 hipotézist, holott a H_1 hipotézis az igaz. Ezt másodfajú hibának nevezzük.

Mindkét hibát nem tudjuk egyszerre kikerülni vagy tetszőlegesen kis valószínűségűvé tenni. Itt kompromisszumra kényszerülünk. A próba megkezdése előtt rögzítjük az elsőfajú hiba valószínűségét, a szignifikanciaszintet. Ezt α - val jelöljük, és nyilván $0 < \alpha < 1$. A matematikai statisztikában a szignifikanciaszint leggyakrabban előforduló értékei: 0.1, 0.05 és 0.01. A szignifikanciaszint azt jelenti, hogy ha valamely próbát sokszor alkalmazunk, akkor a nullhipotézis igaz volta mellett az esetek $\alpha \times 100$ százalékában tévesen vetjük el a nullhipotézist., vagyis átlagosan ennyi elsőfajú hibát követünk el.

A trendanalízis végett szükség lesz annak vizsgálatára, hogy a sugárzási paraméterek havi átlagértékei (a 12 hónap külön- külön) és az évi átlagok normális eloszlásúaknak tekinthetőek- e. A feladat hipotézisvizsgálat. El kell dönteni, hogy a ξ_t , ($t=1, \dots, 12$) havi átlagok, illetve η éves átlag normális eloszlású- e, tehát a

$$H_0 : P(\xi_t < x) = \Phi_{\xi_t}(x)$$

$$H_0 : P(\eta < x) = \Phi_{\eta}(x)$$

hipotézisben kell dönteni (ahol $\Phi_{(\cdot)}$ a (\cdot) valószínűségi változó normális eloszlásfüggvénye). A hipotézis ellenőrzésére a Kolmogorov- Szmirnov próbát használjuk.

Ha a ξ_t és η valószínűségi változókat standardizáljuk, azaz bevezetjük a

$$\xi_t^* = \frac{\xi_t - \bar{\xi}_t}{\hat{\sigma}_t} \quad \text{ill.} \quad \eta^* = \frac{\eta - \bar{\eta}}{\hat{\sigma}} \quad (4.4)$$

új valószínűségi változókat, akkor ezek $\Phi(x)$ a standard normális eloszlásfüggvényt követik (nyilván, ha $\xi_t \in N(m_t, \sigma_t)$, akkor $\xi_t^* \in N(0,1)$, ahol $\hat{\sigma}_t, \hat{\sigma}$, ill. $\bar{\xi}_t, \bar{\eta}$ az adott valószínűségi változó korrigált empirikus szórása ill. átlaga, m_t ill. σ_t a ξ_t valószínűségi változó várható értéke ill. szórása, $N(\cdot, \cdot)$ pedig a normális eloszláscsaládot jelöli). A Kolmogorov- Szmirnov próba során a

$$D_n = \sqrt{n} \cdot \sup |\Phi(x) - F_n(x)| \quad (4.5)$$

próbatasztikát alkalmazzuk (Dévényi et al., 1988), ahol

$$F_n(x) = \begin{cases} 0 & \text{ha } x \leq x_{1,n} \\ \frac{i}{n} & \text{ha } x_{i,n} < x \leq x_{i+1,n} \\ 1 & \text{ha } x_{n,n} < x \end{cases} \quad (4.6)$$

az empirikus eloszlásfüggvény, és $(x_{1,n}, x_{2,n}, \dots, x_{n,n})$ az (x_1, x_2, \dots, x_n) mintából képzett rendezett minta. Ha a H_0 hipotézis igaz, akkor a szuprémum n növekedésével a zérushoz tart, a \sqrt{n} - szerese pedig a

$$\lim P(D_n < y) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} (-1)^i \cdot e^{-2i^2 y^2} = K(y)$$

határeloszláshoz. Ezután definiálunk egy szignifikanciaszintet (α), az ehhez tartozó $(0, x_\alpha)$ elfogadási tartományt pedig a

$$K(x_\alpha) = 1 - \alpha$$

-ból származtatjuk. Ezt a leggyakoribb szignifikanciaszintekre a 4.1 táblázat tartalmazza.

α	0.1	0.05	0.01
x_α	1.23	1.36	1.63

4.1. táblázat. Elfogadási tartományok.

Így H_0 - t megtartjuk, ha $0 \leq D_n(x) < x_\alpha$ és elvetjük, ha $x_\alpha \leq D_n$.

A feladatok során igen gyakran élünk a lineáris trend feltételezésével. Ez azért igen hasznos, mert ha arra a következtetésre jutunk, hogy adott szignifikanciaszint mellett az iránytangens zérustól különbözőnek tekintendő, akkor bizonyára van trend-szerű változás, mégha nem is lineáris alakú.

Tegyük fel, hogy a havi illetve az évi közepek

$$x_t = a_0 + a_1 \cdot t \quad t = 1, \dots, n \quad (4.7)$$

lineáris összefüggéssel írhatók le (n a minta elemszáma). Az együtthatókat a legkisebb négyzetek módszerével határozzuk meg:

$$a_1 = \frac{\sum_{k=1}^n (x_k - \bar{x}) \cdot (y_k - \bar{y})}{\sum_{k=1}^n (x_k - \bar{x})^2} \quad (4.8)$$

$$a_0 = \bar{y} - a_1 \cdot \bar{x}$$

A nullhipotézis:

$$H_0 : a_1 = 0.$$

A nullhipotézis eldöntésére a következő valószínűségi változó bevezetésére lesz szükség (Matyasovszky, 2002):

$$\xi = \frac{\hat{a}_1}{\hat{\sigma} \cdot \sqrt{c}}, \quad \text{ahol}$$

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{n-2} \cdot \sum_{k=1}^n (x_k - (\hat{a}_0 + \hat{a}_1 \cdot t))^2} \quad (4.9)$$

$$c = \frac{3}{r(r+1)(2r+1)}$$

$$r = \frac{n}{2}$$

Belátható, hogy ξ $n-2$ szabadsági fokú t - eloszlást követ. Az elfogadási tartományok tehát függenek a minta elemszámától, közelebbről a felhasznált havi és évi átlagok számától, ezért az elfogadási tartományok az egyes paraméterek esetén különbözőek lehetnek.

4.2. A légkör sugárzásátbocsátását jellemző paraméterek

A klasszikus sugárzáskutatás feladatai közé tartozik a közvetlen napsugárzás, vagyis közvetve a légkör áteresztő képességének vizsgálata. Azonban a sugárzásmérő hálózatban legtöbb állomáson a horizontális felületre jutó globál sugárzást (G) mérik, lényegesen kevesebb állomáson történik a szórt sugárzás (D) mérése, és csak viszonylag kisszámú állomáson folyik a direkt napsugárzás (I) regisztrálása. Ezért célszerűnek látszik a nagyobb gyakorisággal rendelkezésre álló adatokkal jellemezni a légkör áteresztő-képességét. Ezt a tényt szeretnénk kifejezésre juttatni a paraméterek vizsgálati sorrendjével is.

A paraméterek érzékenysége a légköri szennyeződéssel szemben függ a felhasznált sugárzásadatoktól (és mennyiségüktől) és a feldolgozási módszertől, ezért az egyes paraméterek időszoraiban mutatkozó trend különbözhet egymástól.

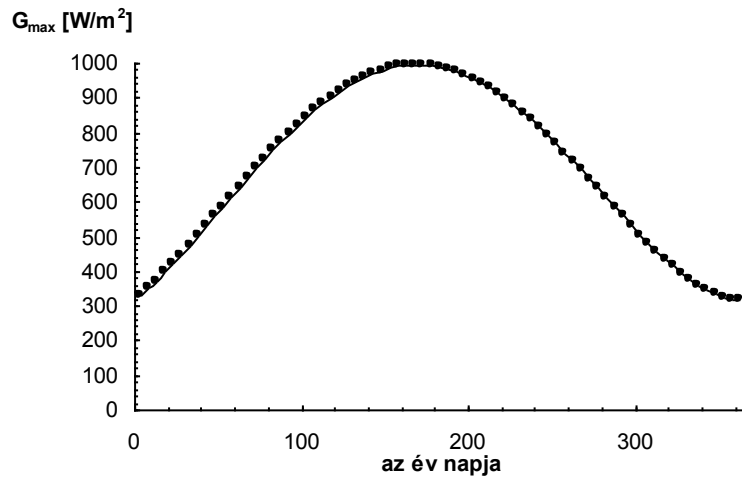
4.2.1. A clearness index

A clearness indexet a (4.1) összefüggéssel definiáltuk. Ezen paraméter előállításához csak a globál sugárzás időszora szükséges. Ebből egy előre meghatározott referenciaidőszakra előállítjuk a pentádokra vonatkozó G_{max} értékét, mely a mi esetünkben az 1967-1997- es időszakból származik.

A mérési hibák kiküszöbölésére egyedül a $G \leq G_R$ feltételt használtuk, ahol G_R a Rayleigh- atmoszférában mérhető globálsugárzás (l. következő fejezet).

G_{max} déli óraértékeinek éves menetét a szemléletesség kedvéért a 4.1. ábrán feltüntettük. A 0 és 3 oktás szűrés során a paraméter havi és évi átlagaihoz felhasznált óraközök számát a 4.2. táblázat tartalmazza. Látható, hogy a vizsgált időszak elején a felhasznált óraközök száma hasonló az időszak végén észleltekhöz, vagyis a borultság mértéke a vizsgált 36 év alatt nem változott. Itt és a továbbiakban statisztikai vizsgálatokat 0 oktás szűrés esetén csak az évi átlaggal végeztük el, mert ezzel a szűréssel

sok hónapban egyáltalán nem kaptunk felhasználható adatot vagy csak nagyon keveset, ami kérdésessé tette volna az egyéb statisztikai vizsgálatok létjogosultságát.



4.1. ábra. A G_{max} déli óraértékeinek évi menete.

év	hónapok												összesen	
	J	F	M	Á	M	J	J	A	Sz	O	N	D	0	3
1967	16	61	29	33	38	81	108	95	84	91	50	26	137	712
1968	23	25	62	79	22	84	89	39	55	86	28	21	138	613
1969	33	13	27	63	44	27	84	39	56	81	18	3	145	488
1970	14	12	8	13	29	68	67	69	59	78	7	6	93	430
1971	8	17	15	48	43	22	64	95	47	82	22	4	130	467
1972	34	34	75	17	8	28	26	71	43	53	32	25	135	446
1973	7	23	47	22	40	31	24	73	87	91	44	24	127	513
1974	5	35	63	54	23	32	48	88	67	9	14	3	71	441
1975	31	76	25	30	22	39	65	38	112	47	14	22	117	521
1976	16	64	44	79	69	47	68	36	27	23	5	15	138	493
1977	10	18	60	32	20	42	44	59	62	105	17	11	102	480
1978	13	3	37	32	5	32	52	73	43	74	4	7	76	375
1979	26	35	30	55	90	69	46	87	85	84	4	14	124	625
1980	23	32	10	34	32	31	35	71	61	30	18	9	59	386
1981	57	68	29	73	24	46	48	91	65	41	23	7	97	572
1982	16	66	79	30	59	39	66	56	119	22	27	6	152	585
1983	13	52	40	39	55	59	95	88	81	67	40	21	167	650
1984	15	16	37	30	30	36	56	84	35	43	26	17	112	425
1985	32	36	17	48	26	28	69	106	96	111	16	17	151	602
1986	21	33	15	43	83	50	45	78	85	104	58	6	160	621
1987	25	34	33	30	23	30	113	59	92	58	3	15	108	515
1988	13	18	31	55	31	0	0	92	41	94	29	30	123	434
1989	12	26	54	28	51	19	64	66	66	72	35	19	135	512
1990	17	79	59	23	38	35	81	118	32	88	14	0	184	584
1991	44	44	23	33	13	57	65	78	81	76	21	40	121	575
1992	31	32	67	57	82	25	81	136	79	30	5	11	123	636
1993	13	0	13	52	0	0	0	0	0	0	0	0	10	78
1994	0	0	27	47	24	54	83	84	48	46	17	26	39	456
1995	15	33	9	45	35	27	109	65	18	99	21	12	81	488
1996	34	59	44	61	49	78	70	57	13	60	25	10	123	560
1997	27	45	76	51	56	50	44	89	102	78	32	6	117	656
1998	25	81	68	18	46	19	50	78	22	26	36	15	83	484
1999	20	12	40	56	64	31	51	77	70	55	17	24	54	517
2000	17	50	35	66	109	123	47	127	60	86	21	5	127	746
2001	28	42	22	43	85	37	64	155	25	79	24	0	69	604
2002	11	23	73	35	55	79	61	28	11	28	2	15	59	421

4.2. táblázat. Felhasznált órák száma az egyes hónapokban (3 oktas szűréssel) és években (0 és 3 oktas szűrés esetén, utolsó két sor).

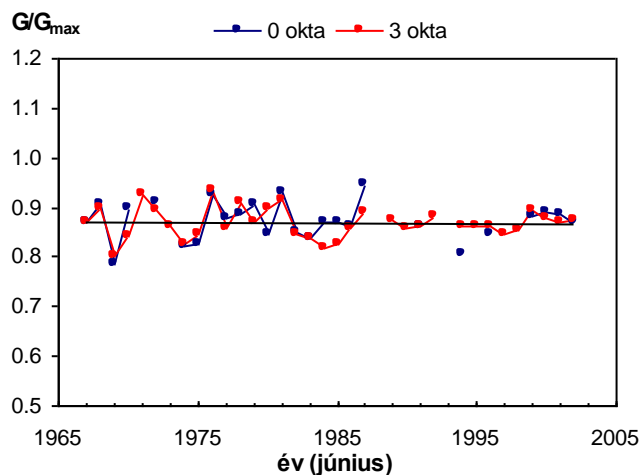
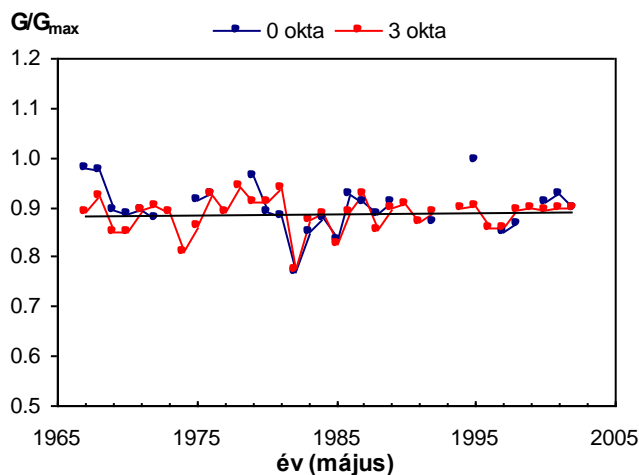
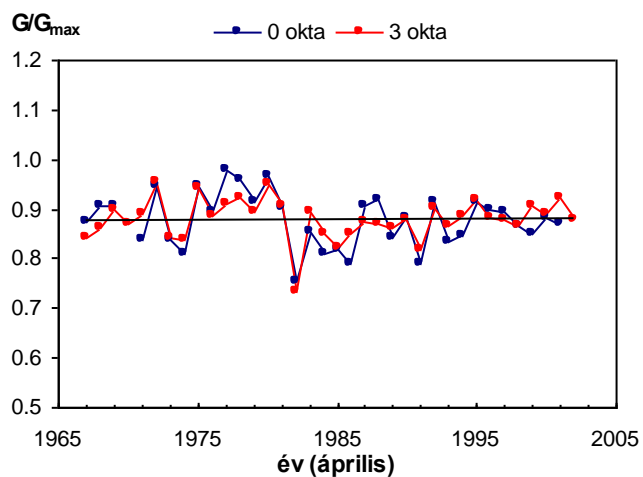
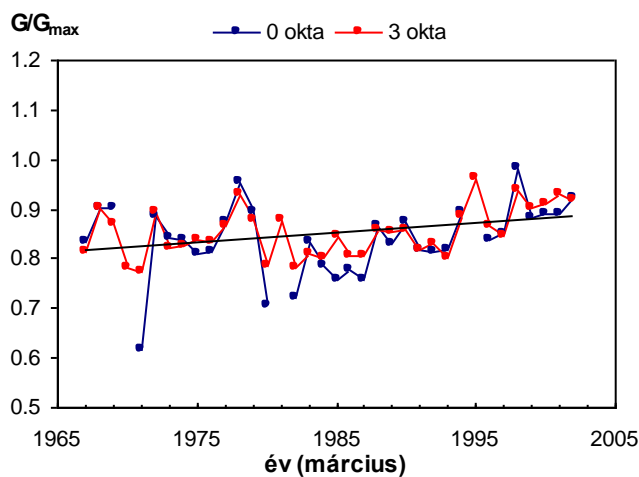
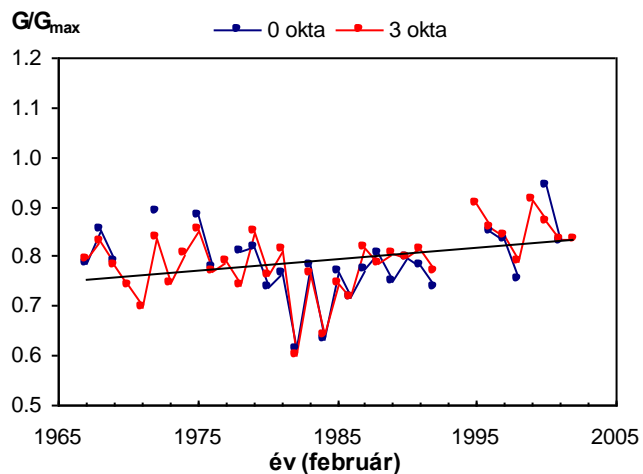
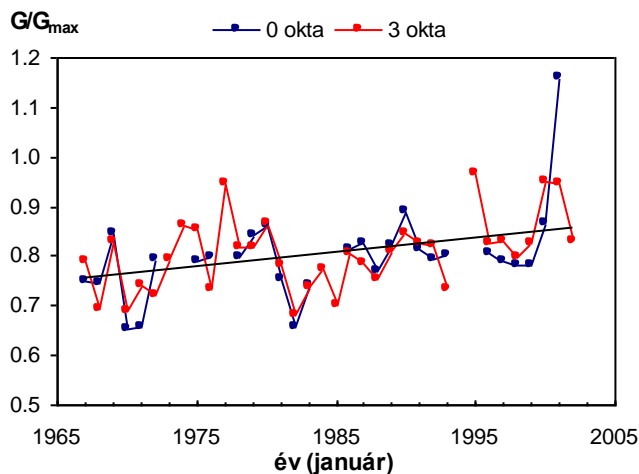
Megjegyezzük, hogy az 1988. június ill. július havából, valamint az 1993. május-1994. február időszakból nincsenek sugárzásadataink. Éppen ezért itt és a további vizsgálatok során a 1993- as év adatait nem vesszük figyelembe az éves átlagok statisztikai vizsgálata során.

A 4.2. ábraszorozatban mind a 0, mind pedig a 3 oktás szűrés alapján kapott havi átlagok időbeli változását tüntettük fel. Előjáróban annyit megjegyezhetünk, hogy néhány hónap kivételével nem tapasztalható szignifikáns változás az idősorokban, viszont jól kitűnik egy, az 1981- től 1983- ig tartó időszakra vonatkozó „kisebb” csökkenés csaknem mindegyik havi átlagban, ami az évi átlag időbeli menetében sokkal szembetűnőbb (4.2.c. ábra). Az évi átlagok menetét szemlélve feltűnő, hogy a 3 oktás szűréssel kapott clearness index átlagosan nagyobb, mint a 0 oktás szűréssel kapott. Ez csak első látásra tűnik paradoxnak, ugyanis 4 oktánál kisebb borultság esetén sokkal több adat áll rendelkezésünkre, mint a teljesen derült égbolt esetén (nagyjából 5-10- szer több!) és egyáltalán nem lehetünk biztosak abban, hogy a teljesen derült égbolt reprezentatívabb a légkör sugárzásáteresztésére vonatkozóan, mint a 4 oktánál kisebb borultsággal jellemzett légkör. Előfordulhat ugyanis, hogy teljesen derült égbolt esetén a háttérszennyezettség nagyobb, és a *kevés számításba vett eset* miatt az átlagolás ezt a hatást nem „simítja” el. A 4.3. ábra ezt a tényt támasztja alá, nevezetesen, hogy teljesen derült égbolt esetén nagyobb az adatok (a clearness index) szórása. Ezért kijelenthetjük, hogy a 3 oktás szűréssel kapott adatsor jobban jellemzi a légkör sugárzásáteresztését.

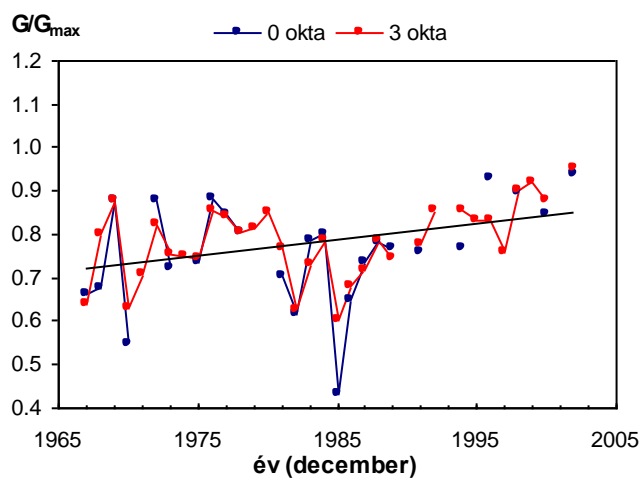
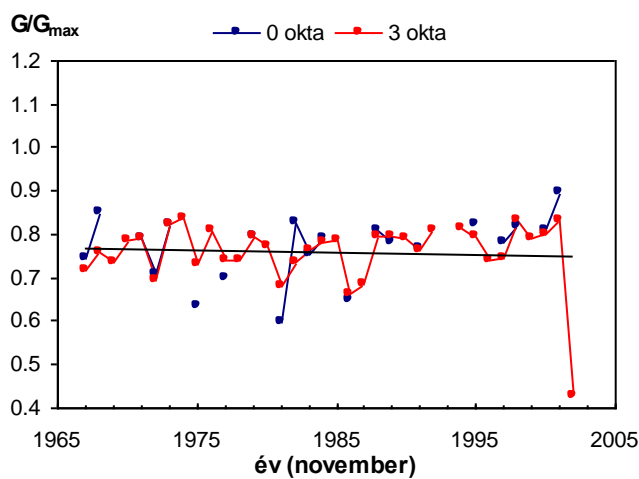
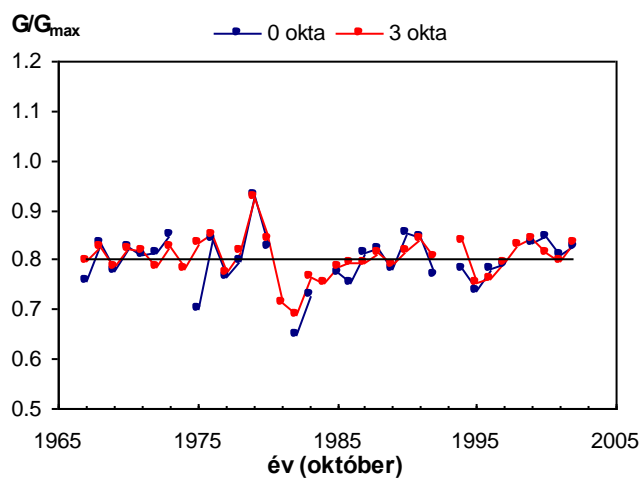
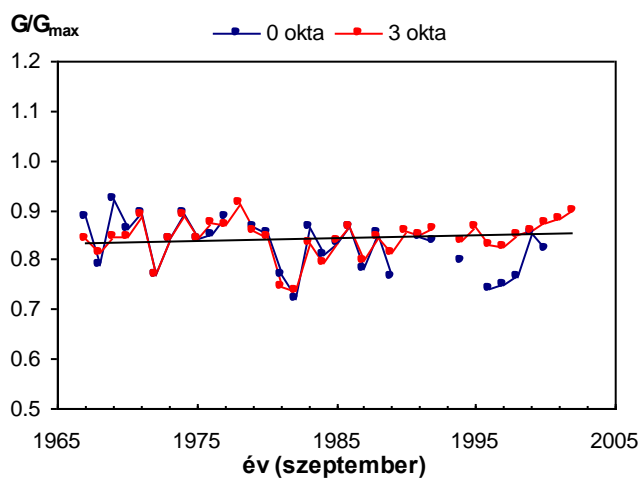
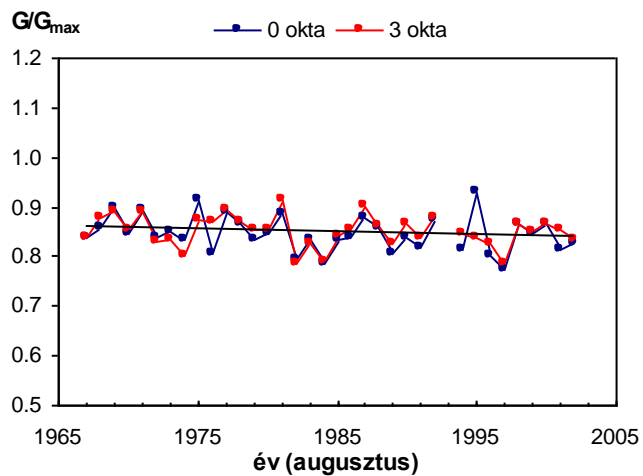
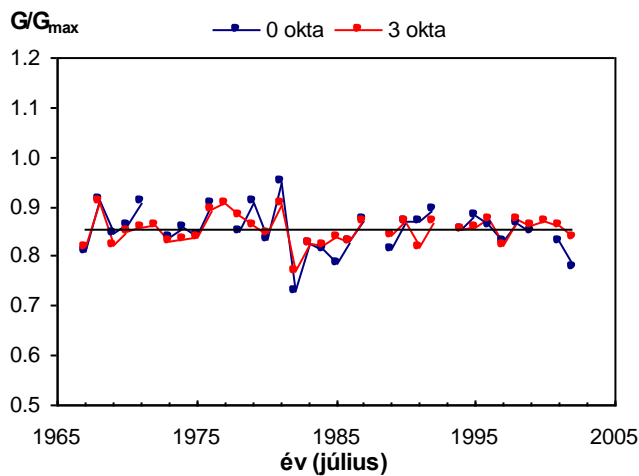
Mindkét szűréssel kapott adatsor esetén a 4.1.2. fejezetben említett próbával eldöntöttük, hogy az átlagok normális eloszlású mintából származnak- e. Az eredményt a 4.3. táblázatban tüntettük fel. A 4.1. táblázat alapján kijelenthetjük, hogy mindegyik átlagérték normális eloszlást követ (minden szignifikanciaszinten).

hónap	0 okta	3 okta
január	0.814	0.631
február	0.598	0.582
március	0.815	0.328
április	0.591	0.637
május	0.602	1.158
június	0.469	0.411
július	0.560	0.544
augusztus	0.437	0.471
szeptember	0.814	0.849
október	0.527	0.640
november	0.879	1.038
december	0.487	0.463
évi átlag	0.632	0.598

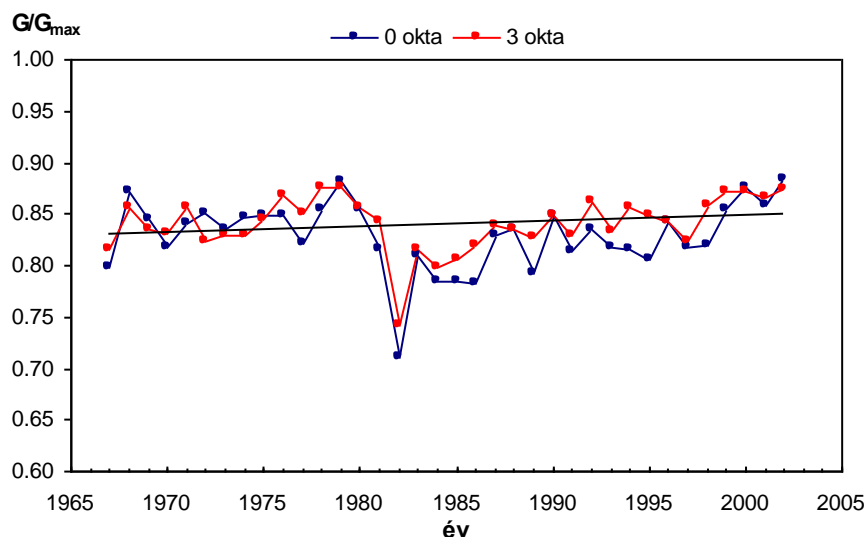
4.3. táblázat. A Kolmogorov- Szmirnov próba során számolt statisztika értékei az egyes hónapokra ill. az évi átlagra.



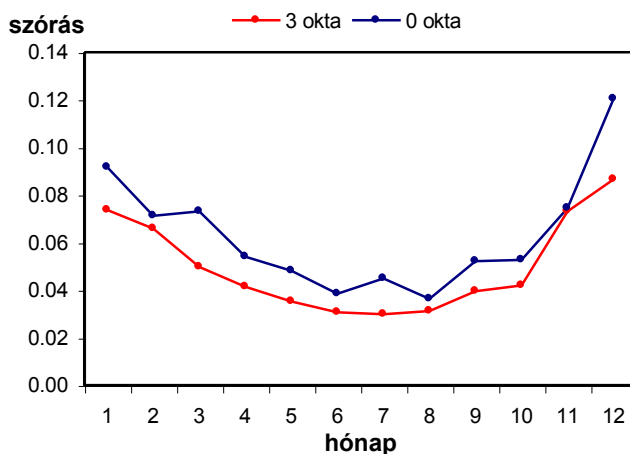
4.2.a. ábra. A clearness index 0 és 3 oktás szűréssel kapott havi átlagainak (január- június) idősorai (az egyenes a 3 oktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).



4.2.b. ábra. A clearness index 0 és 3 oktás szűréssel kapott havi átlagainak (július- december) idősorai (az egyenes a 3 oktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).



4.2.c. ábra. A clearness index 0 és 3 oktás szűréssel kapott évi átlagainak menete (az egyenes a 3 oktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).



4.3. ábra. A clearness index szórásának évi mente a két szűrés esetén.

Miután beláttuk, hogy az átlagok normális eloszlásból származnak, következhet a trendanalízis. A fentiekben említettek miatt célszerűnek látszott a teljes időszakra vonatkozó trendvizsgálat mellett szakaszolt trendvizsgálatot is végezni két időszakra, nevezetesen az 1967- 1981- es és az 1982- 2002- es időszakra. Az eredményeket a 4.4. táblázatban tüntettük fel, mely tartalmazza a havi és az évi (ez utóbbinál a 0 és a 3 oktás szűréssel kapott) átlagok idősorára vonatkozó regressziós egyenesek paramétereit (meredekség: a_1 , tengelymetszet: a_0), az iránytangensre vonatkozó próbastatisztika értékét (t), és a $p=5\%$ - os szinten a kritikus t - értéket. Mivel a havi átlagok száma, tehát a minták elemszámai, az egyes hónapokra különbözhetnek (l. 4.2. táblázat), ezért a szabadsági fokok száma – így a kritikus t - érték is – különbözhet. A tengelymetszettek 1966- ra vonatkoznak, az iránytangens 4.4. táblázatbeli értékének dimenziója

pedig 1/100 év. A „%”- kal megjelölt sor a regressziós egyenes alapján számolt, a vizsgált periódus végének az elejére vonatkozó százalékos eltérése.

időszak		Hónapok												évi átlag	
		J	F	M	Á	M	J	J	A	Sz	O	N	D	0 okta	3 okta
1967-2002	a ₁	0.29	0.23	0.20	0.01	0.02	-0.01	0.00	-0.06	0.06	0.06	0.00	0.37	0.01	0.06
	a ₀	0.753	0.750	0.817	0.878	0.882	0.870	0.852	0.862	0.833	0.803	0.767	0.720	0.827	0.830
	t	2.663	2.241	2.765	0.112	0.304	0.253	0.078	1.616	0.911	0.019	0.377	2.663	0.187	1.407
	t _{p=5%}	2.035	2.037	2.032	2.032	2.035	2.037	2.037	2.035	2.035	2.035	2.035	2.040	2.032	2.032
	%	13	11	9	0	1	0	0	-2	3	3	0	18	0	3
1967-1981	a ₁	0.76	0.12	0.19	0.42	0.33	0.28	0.29	0.15	0.00	0.06	-0.04	0.72	0.11	0.33
	a ₀	0.736	0.777	0.831	0.860	0.866	0.855	0.839	0.851	0.846	0.808	0.763	0.720	0.833	0.828
	t	2.141	0.439	0.736	2.223	1.775	1.379	1.761	0.945	0.003	0.239	0.139	1.903	0.925	2.635
	t _{p=5%}	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160	2.160
	%	14	2	3	7	5	5	5	2	0	1	-1	14	2	6
1982-2002	a ₁	0.84	0.93	0.66	0.39	0.23	0.17	0.23	0.09	0.38	0.33	-0.15	1.31	0.46	0.40
	a ₀	0.596	0.556	0.686	0.768	0.821	0.816	0.784	0.819	0.742	0.710	0.796	0.457	0.700	0.733
	t	4.138	4.448	5.991	3.404	1.996	2.470	2.580	0.815	3.820	2.845	0.451	5.896	5.421	6.417
	t _{p=5%}	2.101	2.110	2.093	2.093	2.101	2.110	2.110	2.101	2.101	2.101	2.101	2.120	2.093	2.093
	%	23	26	17	9	5	4	6	2	9	9	-4	39	12	10

4.4. táblázat. A clearness index teljes időszakra vonatkozó ill. szakaszolt trendanalízisének eredményei (magyarázat a szövegben).

Látható, hogy a teljes időszakban négy hónap (január, február, március és december) kivételével nem tapasztalható szignifikáns változás. Ebben a négy hónapban viszont egyértelmű növekedés figyelhető meg 1967 és 2002 között. Eredményesnek mondható a szakaszolt trendvizsgálat is. Az ábrákon jól látszik és a számítások is igazolták, hogy míg az 1967- 81 időszakban csak az áprilisi és az évi átlagban tapasztalható szignifikáns, ugyanakkor alig észrevehető (6-7 %- os) változás figyelhető meg. Ezzel szemben az 1982- 2002 időszakban három hónap (május, augusztus és november) kivételével mindegyik hónapban és az évi átlagban is lényeges növekedés figyelhető meg. Az éves átlagokban 10%- os, decemberben 39%- os (!) növekedés látszik 1982 és 2002 között. Az is szembetűnő, hogy a januári, februári, márciusi és a decemberi átlagokban mind a teljes, mind az 1982- 2002 időszakra vonatkozóan szignifikáns különbség van a periódus eleje és vége között, összhangban azzal a ténnyel, hogy ezekben a hónapokban nagyobb az adatok szórása.

A szakaszolt trendvizsgálatból messzemenő következtetéseket azonban mégsem vonhatunk le. Másoldalról ugyanis észrevehető, hogy az 1981- 1982- es időszakra eső

csökkenés után a paraméter a vizsgált periódus végére újból beáll a periódus elejére (1967- 80) jellemző átlagos értékre, ezért nem kaptunk szignifikáns változást az évi átlagokban a teljes időszakra vonatkozóan. Ez arra enged következtetni bennünket, hogy kontinentális léptékben a légkörben a 80- as évek elején drasztikus változások mentek végbe, hiszen a 80- as évek eleji erős visszaesés után az időszak végére az értékek visszaállnak az időszak elejére jellemző átlagos értékre. Kontinentális léptékű változás pl. a vulkáni tevékenység megváltozása. Erre még a következő fejezet végén visszatérünk és ott magyarázatot nyer az 1981- re eső csökkenés.

Továbbá a sugárzásáteresztés szempontjából nem csak és kizárólag a globál, hanem a diffúz sugárzás is mérvadó. Mindazonáltal vizsgálataink ezen részével igazoltuk, hogy a sugárzási paraméterekkel jellemzett légköri sugárzásáteresztés további vizsgálatokat kíván.

4.2.2. A „ Θ ” szórási paraméter

Ismeretes, hogy a sugárzás- intenzitás a horizontálisan homogén, gyengén szennyezett légkörben, a teljes hullámhossztartományban (*Farkasné, 1988*):

$$I(z) = \int_0^{\infty} I(\lambda, z) d\lambda = \int_0^{\infty} I_0(\lambda) \cdot P_n(\lambda, z) \cdot P_u(\lambda, z) \cdot P_w(\lambda, z) \cdot P_0(\lambda, z) d\lambda \quad (4.10)$$

ahol $I_0(\lambda)$ és $I(\lambda, z)$ a monokromatikus fény intenzitása a légkör felső határán, illetve a rétegen való áthaladás után a z - szinten; P_n , P_u , P_w , és P_0 : az ideálisan tiszta légkör, az ózon, a vízgőz és a légköri aeroszol monokromatikus át-bocsátási függvénye; $I(z)$ pedig az integrált irradiancia.

$I(z)$ értéke közvetlen jelzést ad a légkör állapotáról. A szennyező anyagok át-bocsátási együtthatói a légkörben lévő anyagok mennyiségétől, megváltozásuk a szennyeződés változásától függ.

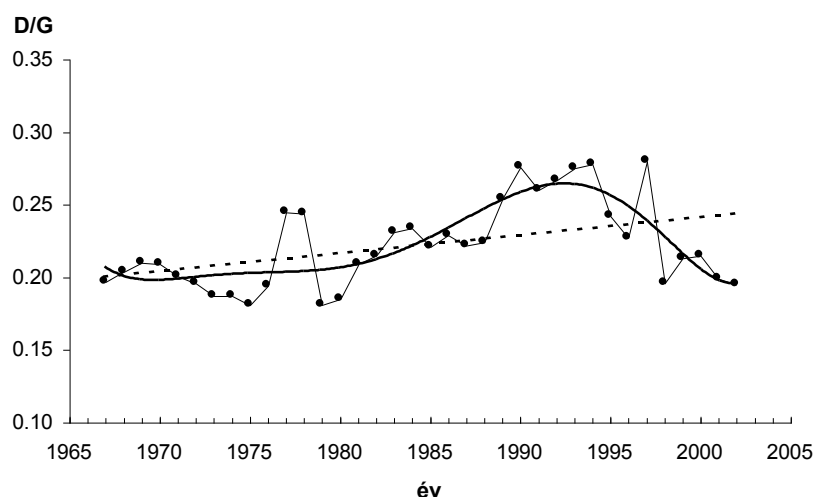
A szakirodalomban található dolgozatok azt jelzik, hogy a kutatók külön- külön foglalkoznak a légkört szennyező komponensekkel, módszert dolgoznak ki annak megállapítására, hogyan hat a vízgőz, az aeroszol és az ózon a légköri homályosság változására (*Mc. Donald, 1960*).

A napsugárzás komponensei közötti kapcsolatot leíró $G=I+D$ összefüggésben képezve a D/G arányt:

$$1 = \frac{I}{G} + \frac{D}{G}$$

mutatja, hogy adott globál sugárzás esetében a D/G arány növekedése a közvetlen nap-sugárzás csökkenésének felel meg.

A teljesen derült óráközök kiválasztásával rendelkezésünkre állt a D/G arány évi átlagainak időbeli menete 1967 és 2002 között. Az évenként átlagolt szórt és össz-sugárzás arányait grafikusán ábrázoltuk az idő függvényében (4.4. ábra). Az évi átlagok normális eloszlásból valók ugyanis a Kolmogorov- Szmirnov próba során előállított statisztika értéke 0.603, így a nullhipotézis, miszerint az átlagok normális eloszlást követnek, elfogadható minden szinten. Az iránytangensre irányuló statisztikai vizsgálat kimutatta, hogy a tendencia 5%-os szinten szignifikáns ($t=2.229$; $t_{p=5\%}=2.032$).



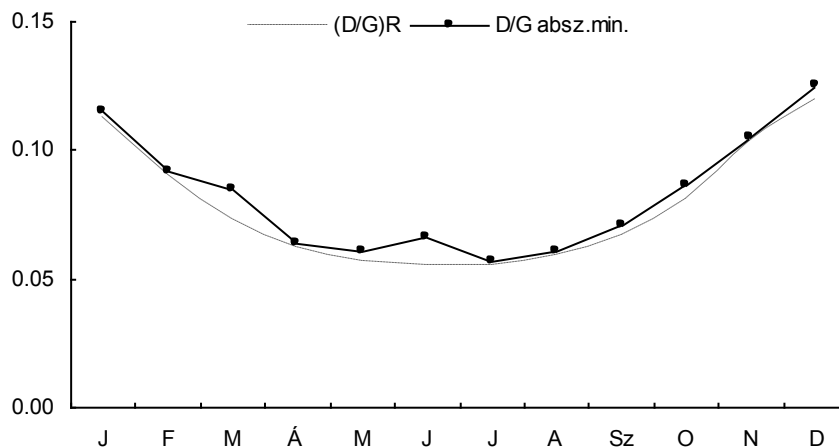
4.4. ábra. A derült (0 okta) óráközökre vonatkozó D/G időbeli változása Budapesten (folytonos vonal: polinomiális illesztés, szaggatott vonal: a lineáris regressziós egyenes).

Látható, hogy az idő előrehaladtával a pontok egyre nagyobb amplitúdóval szórnak a regressziós egyenes körül, melynek egyenlete:

$$\frac{D}{G} = 0.0011t + 0.199 \quad (4.11)$$

t az időt jelöli években ($t=1$ 1967- ben és $t=36$ 2002- ben). Ez 20 %-os növekedést jelez a periódus eleje és vége között.

Az a tény, hogy a D/G arányok hosszú sorában tapasztalt változás szignifikáns, lehetővé teszi ennek a változásnak számszerű vizsgálatát. A vizsgálat eddigi eredményei azt igazolták, hogy a D/G arány egy érzékeny paraméter, mely alkalmazható a légkör szórási tulajdonságainak jellemzésére. Ahhoz azonban, hogy térbeli és időbeli változása megfigyelhető legyen, egy összehasonlítási alaphoz kell vonatkoztatni. Ilyen alap lehet például a sokéves adatsorból minden hónap legalacsonyabb értéke (havi abszolút minimum), melynek – ha kellő hosszúságú a sor – szabályos évi menete van és az adott földrajzi hely háttérszennyezettségét reprezentálja (Farkasné, 1988). Budapest- KLFÍ (jelenlegi nevén az OMSZ Marcell György Főobszervatóriuma) 36 éves adatsorából nyert D/G abszolút minimumainak évi menetét a 4.5. ábrán folytonos vonal jelzi. Ez az abszolút minimum csak az adott földrajzi helyre jellemző és előállításához megfelelő hosszúságú adatsort igényel, ezért összehasonlítási alapként a Rayleigh- szórással gyengített szórt és összszugárzás arányát (D_R/G_R) használtuk fel, amelyet a vizsgálatához felhasznált minden órák közepére állítottunk elő.



4.5. ábra. A mért D/G arányok havi abszolút minimum értékeinek (folytonos vonal) és a Rayleigh-szórással gyengített szórt- és összszugárzás arányainak (D_R/G_R) évi menete (szaggatott vonal).

Kiindulási alapképletünk a Beer- Bougert- Lambert törvény

$$I_{\lambda} = I_{\lambda\infty} \cdot e^{-m \cdot \delta_R} \quad (4.12)$$

alakja, ahol m az optikai légtömeg (általunk használt alakját a Bemporad formulák szolgáltatják), mely függ a napmagasságtól, és

$$\delta_R(p) = 0.009 \frac{p}{p_0} \lambda^{(-4.15+0.2 \cdot \lambda)} \quad (4.13)$$

a Rayleigh- szórás optikai mélysége (*Van de Hulst, 1957*). Mivel átlagértékekkel dolgozunk, δ_R nyomásfüggését elhanyagolhatjuk, $p/p_0 \approx 1$ - nek vehető. (4.13)- ban $I_{\lambda\infty}$ a légkör tetején mérhető, a napsugárzás spektrális radianciája. A 2. fejezetben említettek szerint a Nap hőmérsékleti sugárzását egy ~ 5800 K hőmérsékletű fekete test sugárzása közelíti meg legjobban. A légkör tetején a spektrális irradiancia általunk használt alakja így a Planck- törvény értelmében:

$$I_{\lambda\infty} = \frac{1.19 \cdot 10^8 \pi}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{14388}{\lambda \cdot 5800}\right) - 1} \cdot \left(\frac{R_N}{\bar{r}}\right)^2 \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2. \quad (4.14)$$

ahol R_N ($\sim 6 \cdot 10^5$ km) a Nap sugara, \bar{r} az átlagos Nap- Föld távolság, r a tényleges Nap- Föld távolság, λ - át pedig mikrométerekben mérjük. I_λ a spektrális radiancia a z (ill. a p nyomási) szinten. A talajon vízszintes felületre jutó, Rayleigh- szórással gyengített direkt sugárzás:

$$I_R = \sin h \cdot \int_{0.3}^3 I_{\lambda\infty} \exp(-m \cdot \delta_R(\lambda)) d\lambda \quad (4.15)$$

ahol h a napmagasság.

Az integrálást a 0.3- 3 μm - es tartományra kell kiterjeszteni, mert a mérőműszerek (pirheliométer, piranométer) érzékenységi tartománya ebbe az intervallumba esik.

A következő lépés a Rayleigh- légkör diffúz sugárzásának meghatározása. A Rayleigh- szórás egyik fő sajátossága, hogy az ún. előreszórás és a hátraszórás szimmetrikus (*Bencze et al., 1982*). Ezt figyelembe véve:

$$D_R = \frac{I_0 - I_R}{2} \quad (4.16)$$

ahol

$$I_0 = \sin h \int_{0.3}^3 I_{\lambda\infty} d\lambda \quad (4.17)$$

a légkör tetején „vízszintes” felületen mérhető sugárzási áramsűrűség, mely 1%- os hiba erejéig (vö. 2.4.1. fejezettel) a napállandónak illetve annak vízszintes felületen

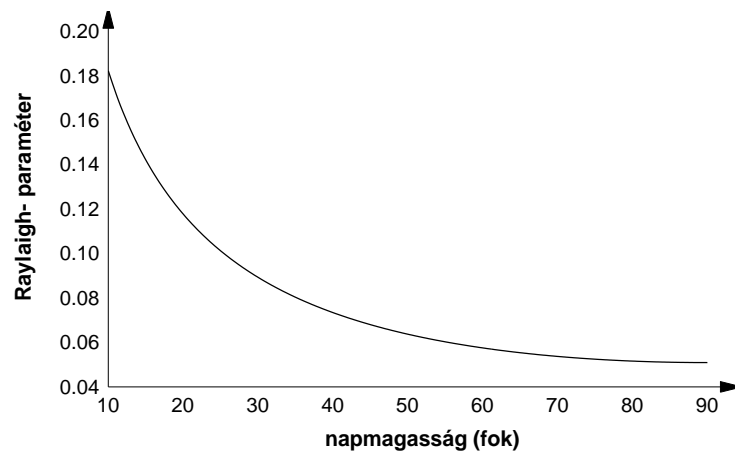
mérhető értéke ($S \cdot \sin h$). Így a Rayleigh -szórással gyengített légkörben a talajon mérhető szórt- és összszugárzás aránya (továbbiakban Rayleigh- paraméter):

$$\frac{D_R}{G_R} = \frac{D_R}{I_R + D_R} = \frac{1}{1 + \frac{I_R}{D_R}} \quad (4.18)$$

ahol a fentiek értelmében:

$$\frac{I_R}{D_R} = 2 \cdot \frac{\int_{0.3}^3 I_{\lambda\infty} \exp(-m \cdot \delta_R) d\lambda}{\int_{0.3}^3 I_{\lambda\infty} (1 - \exp(-m \cdot \delta_R)) d\lambda} \quad (4.19)$$

A Rayleigh- paraméter előállításához numerikus integrálásra van szükség, viszont csak a napmagasságtól függ (4.6. ábra). A 4.5. ábrán jól látszik, hogy a D/G arányok havi abszolút minimumai jól megközelítik a D_R/G_R értékeit, a két görbe egymással közel párhuzamosan helyezkedik el, a közöttük lévő különbség a Budapest feletti „tisza” légtömeg napsugárzást csökkentő hatását fejezi ki a Rayleigh- atmoszférához viszonyítva.



4.6. ábra. A Rayleigh- paraméter (D_R/G_R) függése a napmagasságtól.

Végül előállítottuk Θ értékeit minden olyan óráközre, ahol $D/G > D_R/G_R$, azaz ahol $\Theta > 1$, hiszen az ideálisan tiszta légkörben a molekulák (oxigén, nitrogén, stb.) összmenyisége változatlan. Ezen óráközökre vonatkozó Θ értékeiből előállítottuk a

havi és évi átlagait 3 oktás szűréssel, az évi átlagokat még a 0 oktás szűréssel is. A felhasznált órák számát a 4.5. táblázatban foglaltuk össze.

év	hónapok												összesen	
	J	F	M	Á	M	J	J	A	Sz	O	N	D	0	3
1967	18	59	38	47	71	140	174	150	118	109	59	26	188	1009
1968	12	30	89	123	45	160	157	58	76	105	34	26	209	915
1969	7	1	33	104	92	47	141	74	75	97	24	1	170	696
1970	6	6	11	16	50	112	124	110	87	101	8	9	129	640
1971	5	20	11	77	86	38	129	172	72	95	20	9	165	734
1972	45	47	100	27	15	59	47	114	57	57	36	40	183	644
1973	10	26	60	32	67	68	44	128	134	106	48	12	157	735
1974	8	37	85	77	41	50	86	147	100	10	23	3	105	667
1975	42	90	31	51	41	72	98	63	141	55	21	41	161	746
1976	19	80	57	119	122	102	122	56	37	30	5	20	192	769
1977	0	14	78	45	44	82	84	99	85	127	27	17	134	702
1978	19	1	51	47	17	56	97	118	54	95	7	10	106	572
1979	7	48	35	83	165	112	77	153	124	97	5	17	153	923
1980	0	32	12	53	62	63	51	122	90	32	23	10	66	550
1981	52	82	33	105	46	90	86	155	91	53	29	0	138	822
1982	12	81	104	47	119	72	111	93	176	34	39	9	216	897
1983	17	64	50	57	95	108	168	132	115	86	53	32	241	977
1984	22	20	52	43	44	71	107	142	55	53	38	22	177	669
1985	14	10	22	73	50	54	139	184	139	132	21	25	193	863
1986	27	0	18	56	143	85	91	134	122	130	75	8	195	889
1987	14	32	43	53	38	60	213	95	135	65	4	25	139	777
1988	3	3	4	17	12	0	0	50	9	21	6	3	14	128
1989	0	3	8	13	20	7	49	57	36	10	3	4	25	210
1990	0	13	29	21	16	36	30	26	11	18	4	0	24	204
1991	0	41	18	23	4	30	58	53	14	2	0	5	13	248
1992	1	13	42	26	59	24	61	77	29	10	14	27	64	383
1993	9	0	22	53	0	0	0	0	0	0	0	0	7	84
1994	0	0	7	12	11	22	57	65	15	1	1	0	6	191
1995	7	29	10	57	50	41	160	90	16	86	22	10	83	578
1996	27	67	56	66	73	123	93	92	17	62	14	18	152	708
1997	25	26	79	79	99	76	71	125	133	45	37	8	106	803
1998	16	36	29	22	6	49	94	151	34	39	47	4	84	527
1999	28	12	57	92	122	72	110	125	104	62	18	28	90	830
2000	20	61	42	109	210	245	97	211	87	99	26	9	202	1216
2001	36	47	26	67	155	88	126	254	29	90	24	0	109	942
2002	13	22	98	56	102	151	103	43	13	27	4	0	86	632

4.5. táblázat. Felhasznált órák száma az egyes hónapokban (3 oktás szűréssel) és években (0 és 3 oktás szűrés esetén, utolsó két sor).

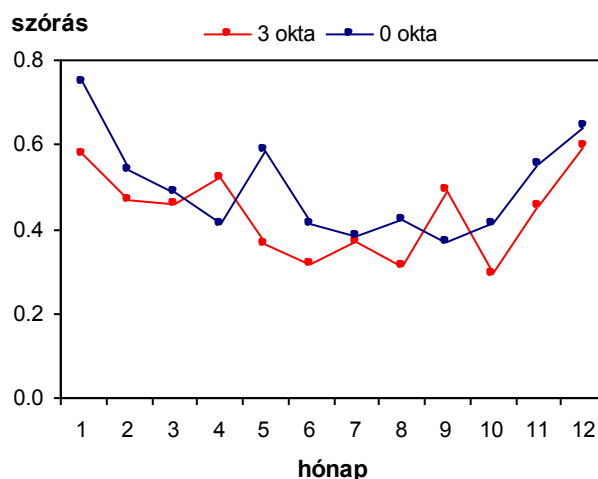
1988- tól 1994- ig tapasztalataink szerint túl sok hibás diffúz sugárzásérték került az adatbázisba, ezeket a fenti módon sikerült kiszűrni azon áron, hogy ezen időszakban az adatfeldolgozáshoz jóval kevesebb adat állt rendelkezésünkre.

Mindkét szűréssel kapott adatsorral a 4.2.1. fejezetben említettek alapján eldöntöttük, hogy az átlagok normális eloszlású mintából származnak- e. Az eredményt a 4.6. táblázatban tüntettük fel. A próbastatisztika értékeit a 4.1. táblázat kritikus értékeivel összevetve kijelenthetjük, hogy mindegyik átlagérték normális eloszlást követ (minden szignifikanciaszinten).

hónap	0 okta	3 okta
január	0.861	0.727
február	0.549	0.549
március	0.581	0.778
április	0.504	0.664
május	0.646	0.600
június	0.481	0.543
július	0.546	1.065
augusztus	0.869	1.192
szeptember	0.645	0.681
október	0.663	0.391
november	1.026	0.931
december	0.865	0.877
évi átlag	0.557	0.477

4.6. táblázat. A Kolmogorov- Szmirnov próba során számolt statisztika értékei az egyes hónapokra ill. az évi átlagra.

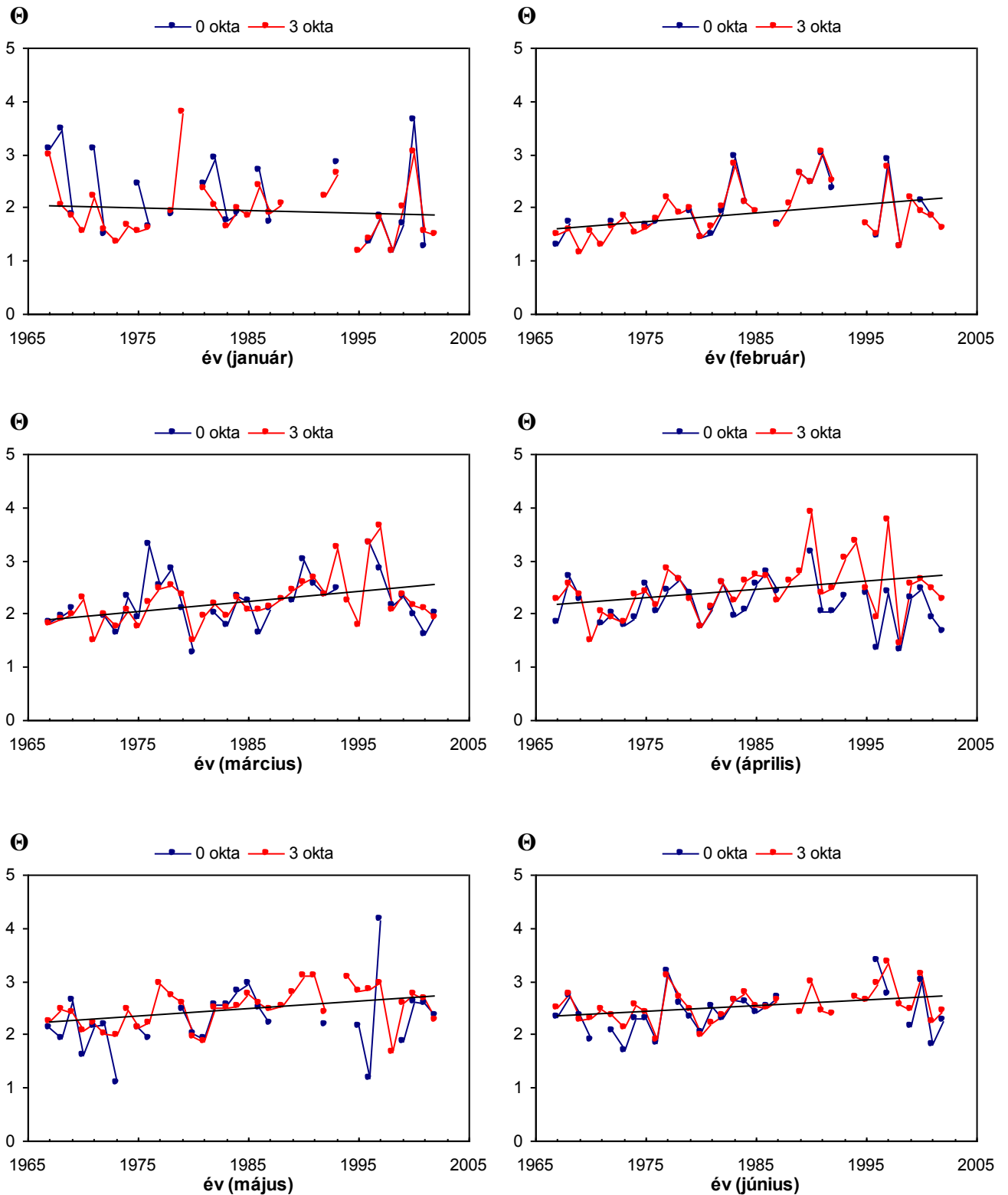
A 4.8. ábraszorozatban mind a 0 mind pedig a 3 oktás szűrés alapján kapott havi és évi átlagok időbeli változását tüntettük fel. Az ábrákon jól látszik, hogy Θ értékei különösen a téli és tavaszi hónapokban erősen szóródnak (4.7. ábra) és itt látszik trendszerű változás, ugyanakkor a nyári hónapokban az adatok kevésbé szóródnak és itt nem látszik lényeges változás az idősorokban. Ahhoz azonban, hogy bármit is kijelentsünk a változásokról az idősorokat előbb trendvizsgálat alá kell vetni.



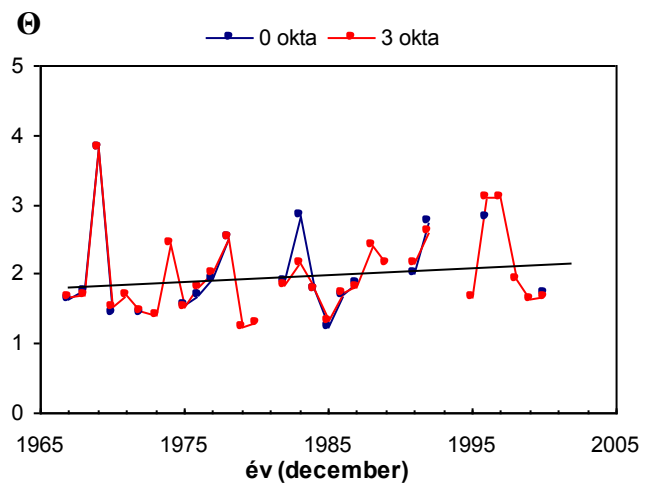
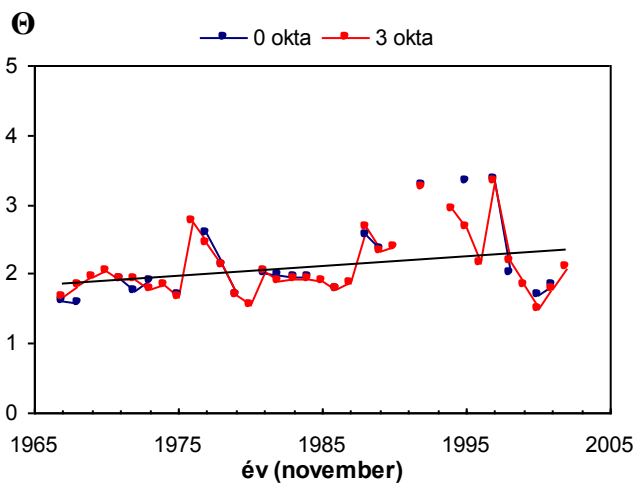
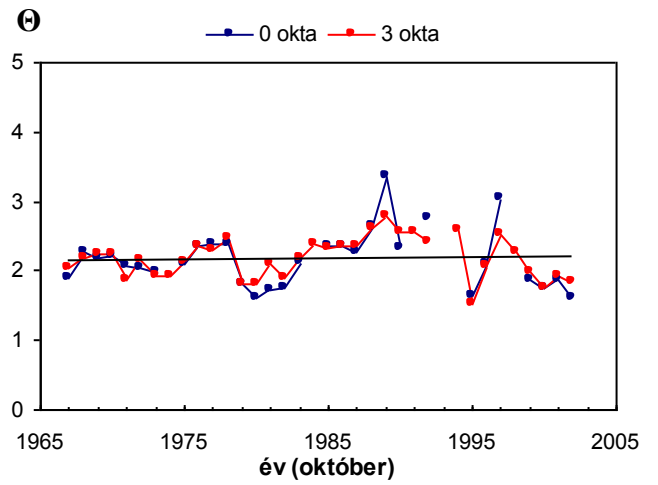
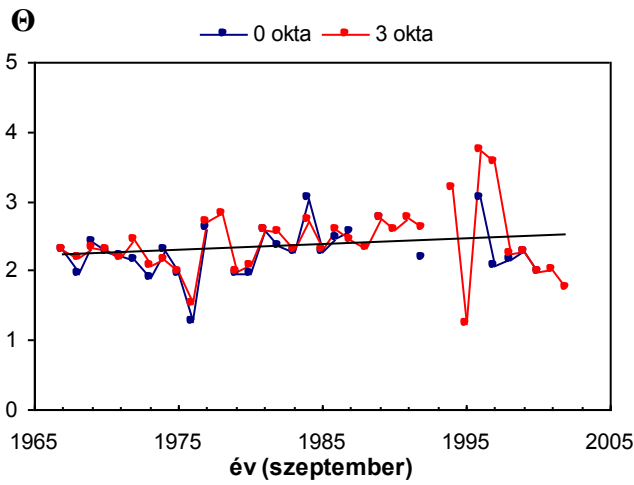
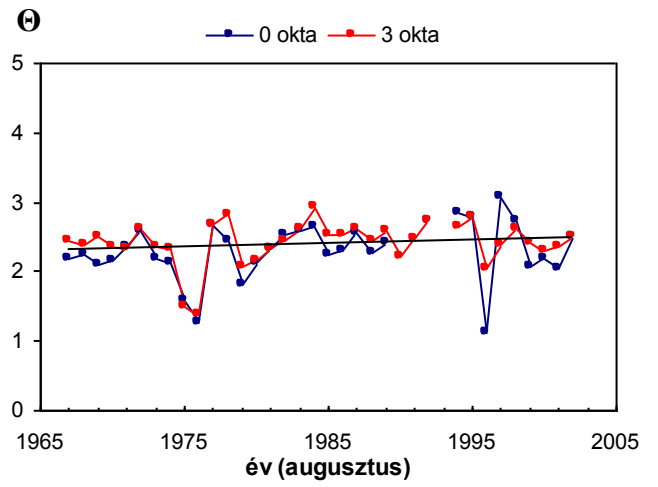
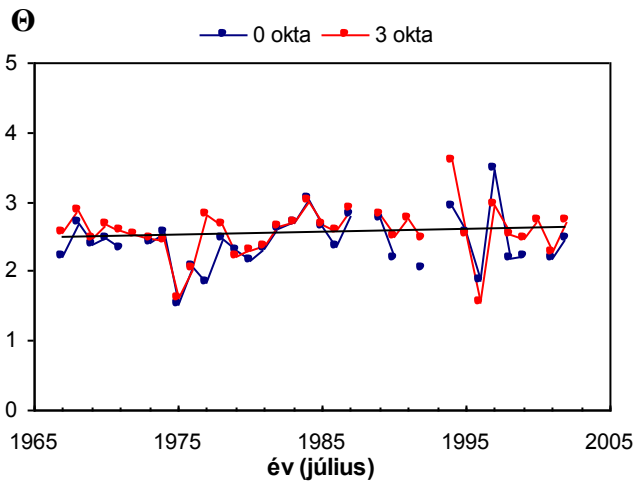
4.7. ábra. A Θ paraméter szórásának évi mente a két szűrés esetén.

A trendanalízis során a számításokat csak a teljes időszakra végeztük el, mert nem lehet egyértelmű időszakokat megállapítani Θ változásának alapján. A vizsgálatokat a 0 oktás szűréssel kapott adatsor esetén most is csak az évi átlagok idő-

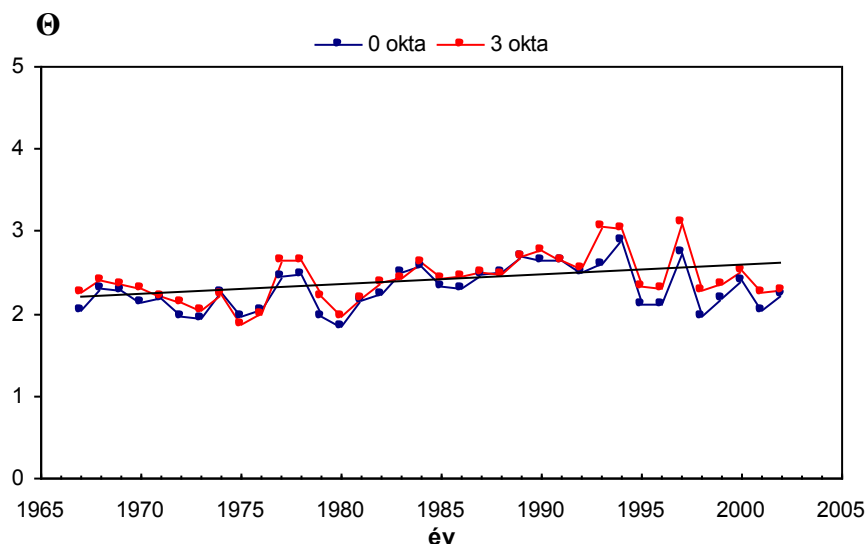
sorával végezzük el. Az eredményeket a 4.7. táblázatban foglaltuk össze (a sorok és oszlopok jelentése ugyanaz, mint a 4.4. táblázat megfelelő oszlopainak ill. sorainak jelentése).



4.8.a. ábra. A Θ paraméter 0 és 3 oktás szűréssel kapott havi átlagainak (január- június) idősorai (az egyenes a 3 oktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).



4.8.b. ábra. A θ paraméter 0 és 3 oktás szűréssel kapott havi átlagainak (július- december) idősorai (az egyenes a 3 oktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).



4.8.c. ábra. A Θ paraméter 0 és 3 óktás szűréssel kapott évi átlagainak időbeli menete (az egyenes a 3 óktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).

időszak	Hónapok												évi átlag		
	J	F	M	Á	M	J	J	A	Sz	O	N	D	0 okta	3 okta	
1967-2002	A_1	-0.54	1.61	1.90	1.58	1.40	1.00	0.39	0.56	0.76	0.10	1.42	0.99	0.82	1.18
	A_0	2.057	1.607	1.865	2.159	2.241	2.357	2.489	2.308	2.247	2.168	1.851	1.808	2.145	2.194
	t	0.458	2.084	2.948	2.051	2.568	1.964	0.634	1.124	0.960	0.202	1.942	0.827	2.112	2.889
	$t_{p=1\%}$	2.763	2.744	2.728	2.728	2.733	2.738	2.738	2.733	2.733	2.733	2.738	2.763	2.728	2.728
	$t_{p=5\%}$	2.048	2.040	2.032	2.032	2.035	2.037	2.037	2.035	2.035	2.035	2.037	2.048	2.032	2.032
	$t_{p=10\%}$	1.701	1.696	1.691	1.691	1.692	1.694	1.694	1.692	1.692	1.692	1.694	1.701	1.691	1.691
	%	-9	35	35	25	22	15	5	8	12	2	27	19	13	19

4.7. táblázat. A Θ paraméter teljes időszakra vonatkozó trendanalízisének eredményei (iránytangens dimenziója 1/100 év) és a kritikus t - értékek három szignifikanciaszinten.

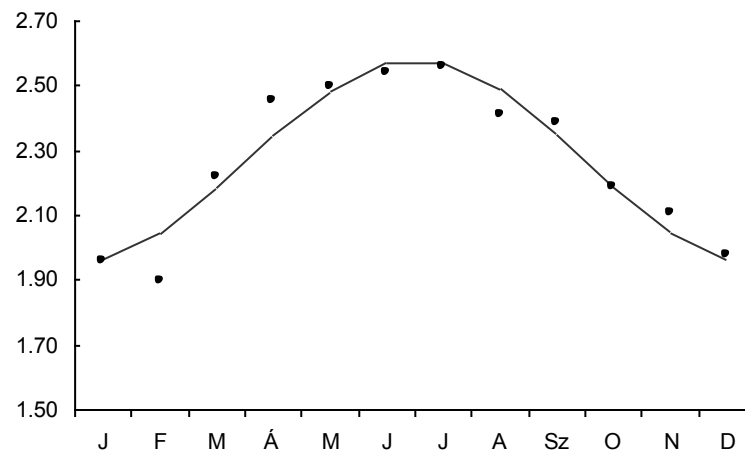
Sejtésünk beigazolódni látszott: január kivételével minden hónapban növekedett Θ értéke. Ez a növekedés négy hónapban (február- május) 5%- os szinten (márciusban még az 1%- os szinten is) szignifikáns, további két hónapban (június, november) 10%- os szinten szignifikáns. Az évi átlagokban mutatkozó változás mindkét szűrés esetén szignifikáns az 5%- os szinten ellentétben a clearness indexszel, mely az évi átlagok tekintetében a teljes időszakban nem mutatott különösebb változást.

Most röviden áttekintjük más szerzők (*Farkasné, 1990*) munkáját a Θ paraméter kontinentális léptékű területi eloszlásának szempontjából. *Farkasné* vizsgálatai 21 (európai, közel- és távol- keleti) állomásra terjedt ki és megállapította, hogy a 21 állomáson az 1965- 87 (sajnos más, erre vonatkozó vizsgálatokat a szakirodalomban nem találtunk) között mért sugárzási adatokból előállított Θ idősorokban az évi menetekon kívül az állomások többségében jelentős változást figyelhető meg. Az idősorokra számított lineáris regressziós egyenesek iránytangense 18 állomáson pozitív volt, és csak

három állomáson negatív, ezen belül 13 állomáson a növekedés mértéke 20-37 % között volt.

A szerző a Θ évi menetei szerint az állomásokat három csoportba sorolta:

- Észak- európai állomásokra jellemző (Szentpétervár, Bergen, Arhangelszk) a nagyon gyenge évi menet, vagyis az állomások feletti tiszta légkör megközelítőleg egyenletes.
- A következő csoportba tartoznak az európai nagyvárosok (Hamburg, Kaunasz, Budapest, Odessza). Ezekre jellemző a télen alacsonyabb, nyáron magasabb Θ - érték (4.9. ábra).
- A harmadik csoportba sorolhatók a távol- keleti állomások (pl. Vladivosz-tok), amelyeket a télen magasabb, nyáron alacsonyabb Θ jellemez.



4.9. ábra. A Θ paraméter átlagos évi menete Budapesten.

Az összképet vizsgálva, szembeűnő az 1980 körül kezdűdű növekedés és 1984-től Θ csökkenése (4.8.c. ábra). Ez a jelleg annyira egységes (kivétel nélkül minden állomásra), hogy kiváltó oka is kontinentális hatású kell legyen. Legkézenfekvűbb oknak tűnik a vulkántevékenység. Egy 1988- ban megjelent cikk (*Bradley, 1988*) kronológiai sorrendben közli a 4, vagy annál erősebb VEI- megjelölésű vulkánkitöréseket. (VEI=vulkántevékenységi index; 4- es erősségű vulkánkitörések legalább 10^8 m³ kilövetelt anyagot produkálnak, az oszlop magassága 10-25 km. „Az osztályozás nem veszi számba a vulkáni vegyületek összetevűit, nem támaszkodik a hőmérséklet csökkenésének értékelésére, a légköri hatásokra, vagy a sugárzásbevételben mutakozű csökkenésre, és nincs megterhelve klímamegfigyelésekkel. Ez ily módon egy éghajlatilag független értékelése a kitörésnek.”- így a szerző.). *Bradley* szerint 1964- 82 között az alábbi vulkánkitöréseket regisztrálták az északi félgűmbűn: 1964-Kamcsatka; 1966-Indonézia; 1973-Kurili szigetek; 1974-Guatemala; 1975- Kamcsatka; 1976-Alaszka; 1980-W.U.S. (*Mt. St. Helen, 5-ös erősség!*); 1981-Kurili szk; 1981-Mariana szigetek;

1982-Mexikó. Meg kell jegyeznünk, hogy a vulkánkitörések időpontja és Θ értékének változása (mely nem oly szembetűnő, mint a clearness index erre az időszakra eső változása) között összetett a kapcsolat, mert egy vulkánkitöréssel a sztratoszférába kerülő vulkáni anyag többszörös körforgás után időben meghatározhatatlanul ülepedik le.

Összefoglalva a vizsgálatainkat: előállítottuk Θ értékeit a vizsgált időszak D/G értékeiből. A szórási együtthatónak (Θ) jellegzetes évi menete van: télen kisebb, nyáron nagyobb (viszont a szórása nyáron kisebb és télen nagyobb). Ezen a periodikus változáson kívül Θ hosszú sora változik az idővel. A változást lineárisnak feltételezve megkaptuk az egyenlet konstansait (a_0, a_1), mely szerint az évi átlagok tekintetében a vizsgált periódus elején átlagban 2.19- szer nagyobb volt a légkörben a napsugárzás szóródása, mint a Rayleigh- atmoszférában. A növekedés minden szinten szignifikáns. A Θ szórási paraméter értéke az idővel nő: a vizsgált periódus végén nagyjából 20%-kal magasabb, mint az időszak elején. A légkör szórását alapvetően a természetes részecskék határozzák meg: erre utal Θ évi menete. Erre a tulajdonságra tevődik rá a nem természetes anyagok szórást növelő hatása, és ez tükröződik Θ hosszú sorának időbeli megnövekedésében.

4.2.3. A szélessávú optikai mélység

Mint azt az előző fejezetben említettük, a direkt sugárzás (az $I(z)$ integrált napsugárzás) értéke közvetlen jelzést ad a légkör állapotáról. A globál és a diffúz sugárzás értéke egyben megadja a direkt sugárzás értékét is az

$$I = \frac{G - D}{\sin h} \quad (4.20)$$

összefüggés alapján ($\overline{\sin h}$ a napmagasság szinuszának az adott órára vett átlaga, melyet az óráközépre számolt napmagasság szinuszával helyettesítettünk).

A Beer- Bougert- Lambert törvény (4.12) alakjából kiindulva:

$$I_\lambda = I_{\lambda\infty} \cdot e^{-m \cdot \delta_\lambda} \quad (4.21)$$

ahol m az optikai légtömeg, δ_λ a λ hullámhosszú monokromatikus sugárzás optikai mélysége, $I_{\lambda\infty}$ ill. I_λ a napsugárzás spektrális radianciája a légkör felső határán ill. a z szinten (esetünkben a talajon). Ez alapján könnyen definiálhatjuk a pirheliométer teljes

érzékenységi tartományára (0.3-3 μm) vonatkozó ún. szélessávú optikai mélységet (Németh *et al.*, 1996):

$$\delta_{WR} = -\frac{1}{m} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (4.22)$$

ahol I -t természetesen a változó Nap- Föld távolság miatt (3.1) kifejezéssel korigálni kell. Így az adott óráközre vonatkozó direkt sugárzást az adatbázisból az

$$I = \frac{G - D}{\sin h} \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \quad (4.23)$$

képlettel állítottuk elő.

Azon kívül, hogy δ_{WR} értéke közvetlen információt ad a légköri sugárzását-eresztésről, igen fontos mennyiségnek bizonyul az aeroszol optikai mélység származtatásakor, amelyet a következő fejezetben részletesen tárgyalunk.

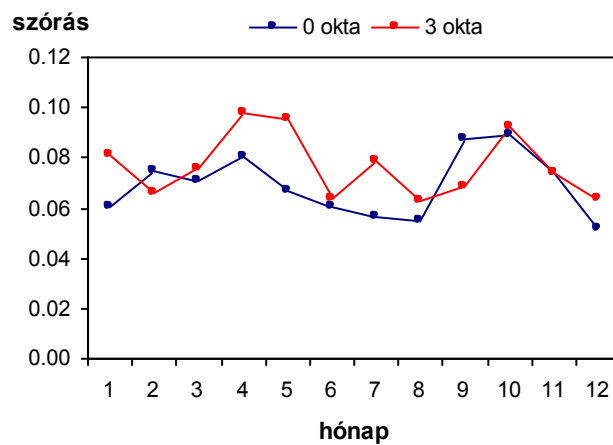
Foglalkozunk most az adatbázisból előállított szélessávú optikai mélység hosszú idősorával. Az hibás adatok kiszűrésére (előszűrésére) ugyanazt a szűrőfeltételt alkalmaztuk mint Θ idősorának előállításakor, nevezetesen a $\Theta > 1$ szűrőfeltételt a $D/G < 1$ feltétellel kiegészítve, mely (4.23) alapján biztosítja az $I > 0$ egyenlőtlenséget, ami elengedhetetlen a szélessávú optikai mélység (4.22)-beli számolása során. Ezáltal a felhasznált óráközök száma ugyanannyi mint a Θ előállítása során felhasznált óráközök száma (l. 4.5. táblázat).

A 4.8. táblázat mind a 0 mind a 3 oktás szűréssel kapott havi és évi átlagokra vonatkozó illeszkedésvizsgálat próbastatisztikáinak értékeit tartalmazza, amelyeket a 4.1. táblázatbeli kritikus értékekkel összehasonlítva láthatjuk, hogy mindegyik minta normális eloszlásból származik.

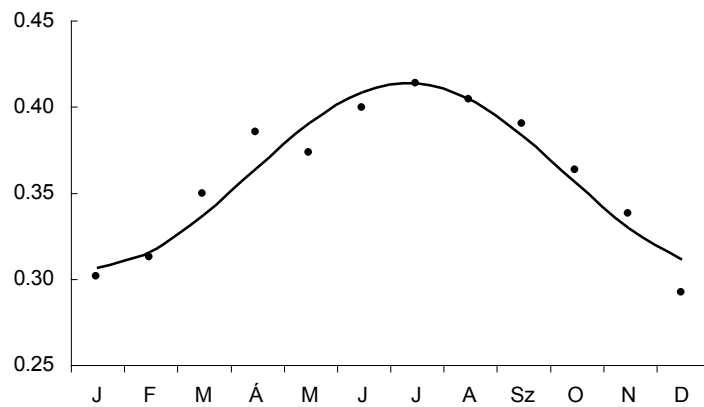
A paraméterek szórásának évi menete a 4.10. ábrán látható. A 3 oktás szűréssel kapott idősor ez esetben is kevésbé „szór” mint a „teljesen” derült (0 okta) időre vonatkozó adatsor, igaz nincs jellegzetes évi menetük. A 4.11. ábrán látható, hogy a 3 oktás szűréssel kapott szélessávú optikai mélység a Θ szórási paraméterhez hasonlóan viszont évi menettel rendelkezik: télen kisebb, nyáron nagyobb, ami valószínűleg az évszakokra jellemző különböző típusú légtömegekre, a nyáron gyakoribb anticiklonális télen gyakoribb ciklonális szinoptikus helyzetre, s ezáltal a szórást előidéző anyagok (aeroszol, por) évi menetére utal.

hónap	0 okta	3 okta
január	0.451	0.685
február	0.761	0.595
március	0.822	0.658
április	0.607	0.767
május	0.446	0.510
június	0.386	0.762
július	0.422	0.866
augusztus	0.573	0.659
szeptember	0.502	1.199
október	0.500	0.963
november	0.546	0.705
december	0.455	0.395
évi átlag	0.841	1.114

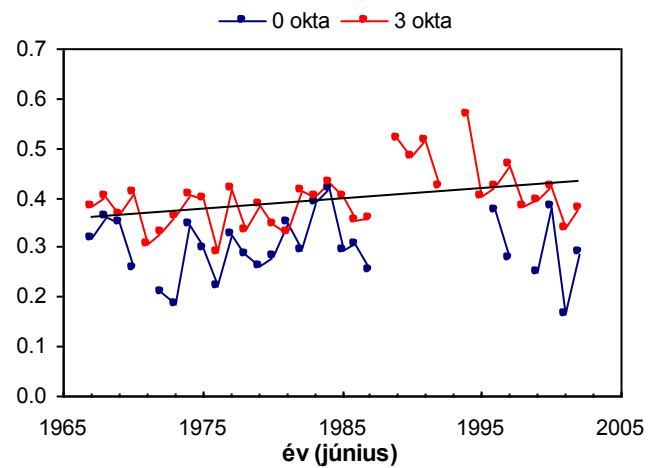
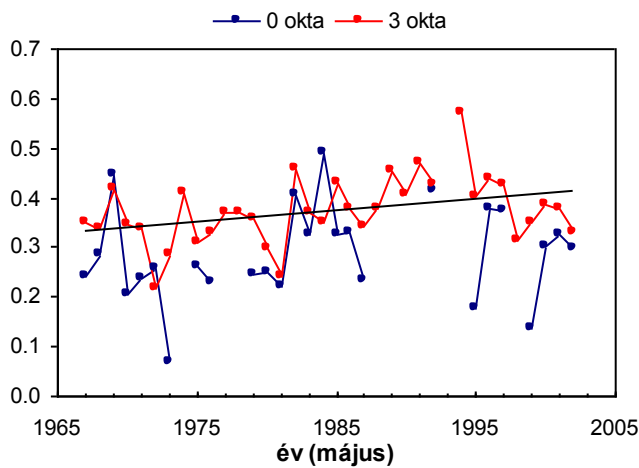
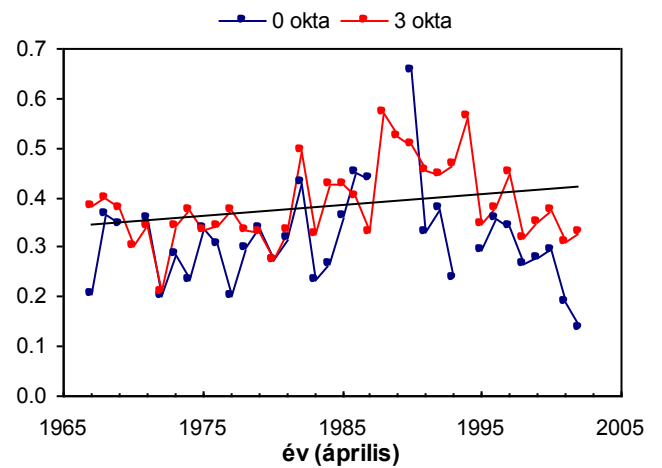
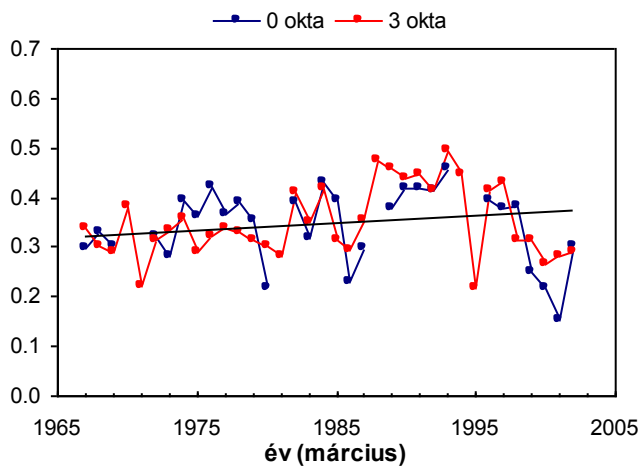
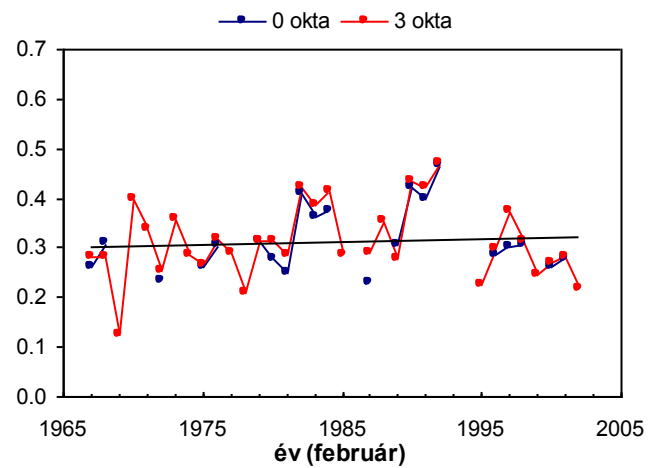
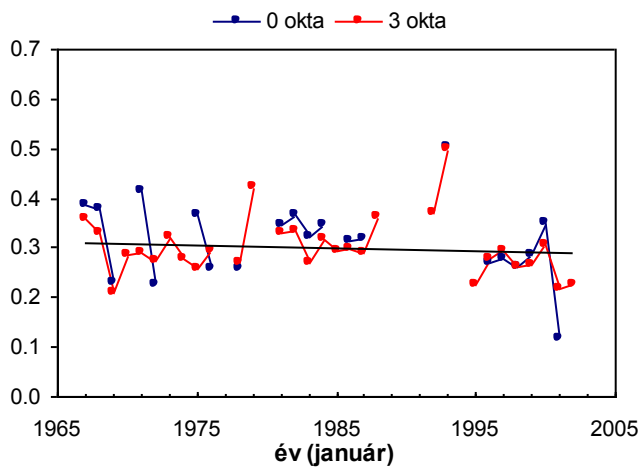
4.8. táblázat. A Kolmogorov- Szmirnov próba során számolt statisztika értékei az egyes hónapokra ill. az évi átlagra.



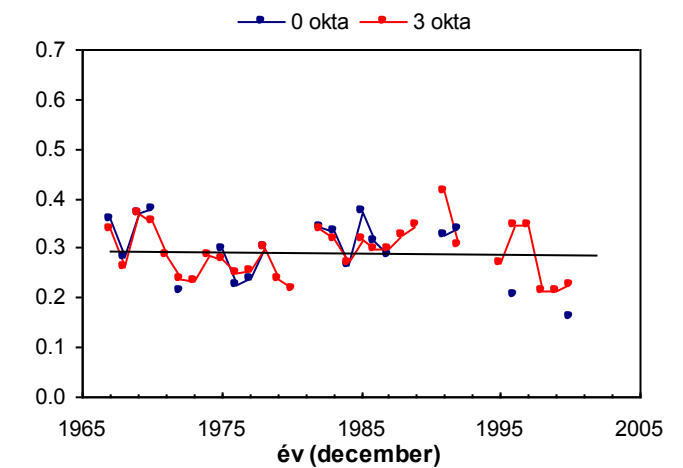
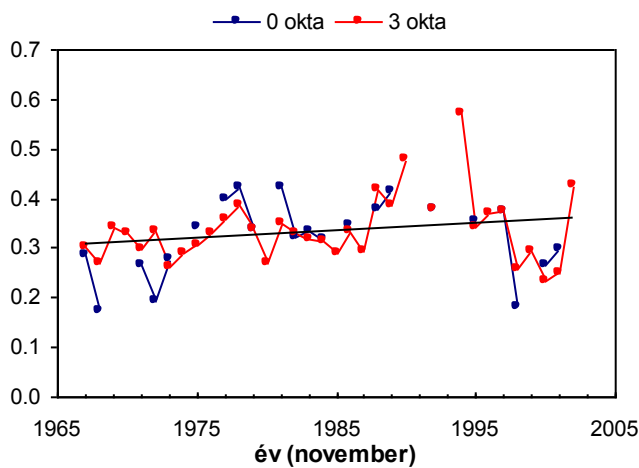
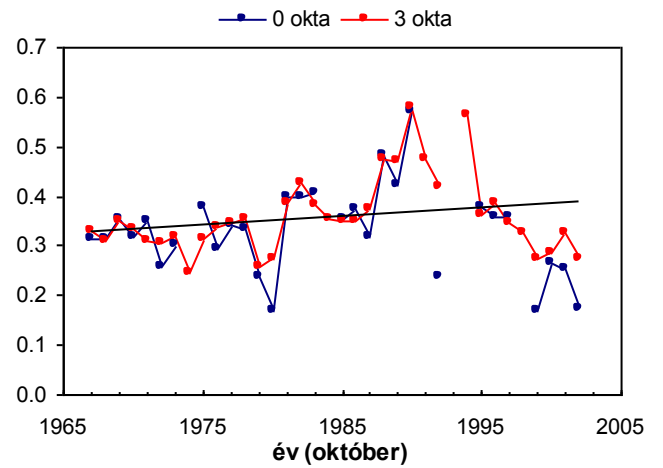
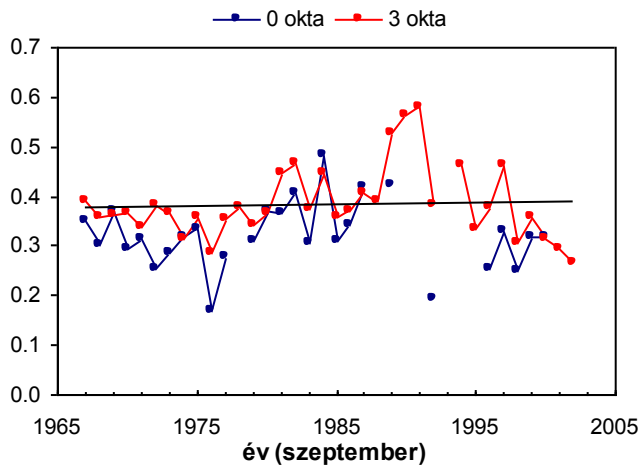
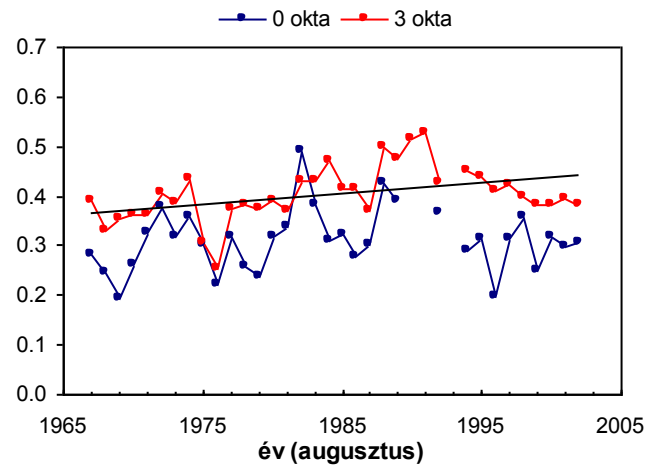
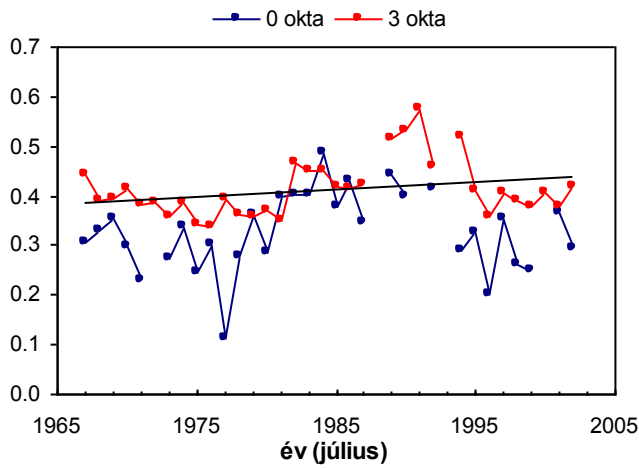
4.10. ábra. δ_{WR} szórásának évi menete a két szűrés esetén.



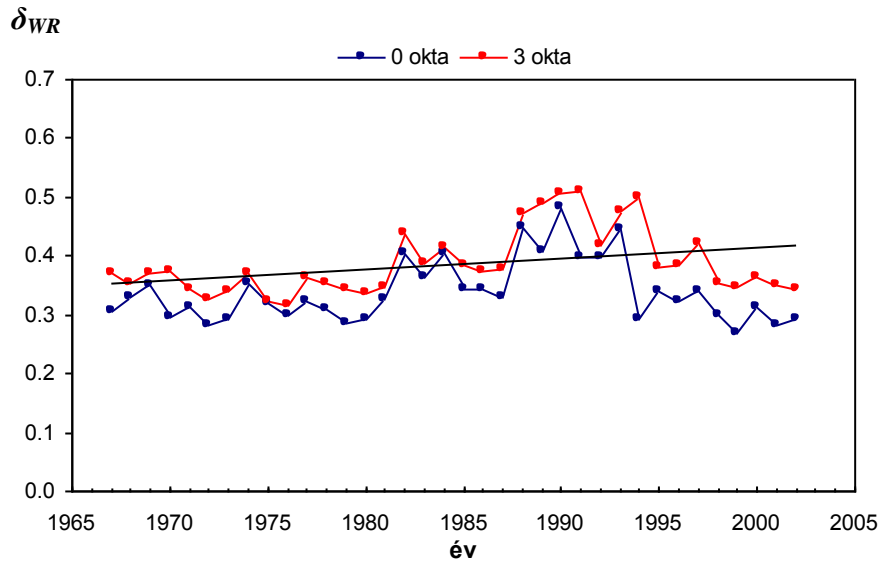
4.11. ábra. A δ_{WR} paraméter átlagos évi menete Budapesten.



4.12.a. ábra. A szélessávú optikai mélység 0 és 3 okta's szűréssel kapott havi átlagainak (január- június) idősorai (az egyenes a 3 okta's szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).



4.12.b. ábra. A szélessávú optikai mélység 0 és 3 oktás szűréssel kapott havi átlagainak (július-december) idősorai (az egyenes a 3 oktás szűréssel kapott adatsor regressziós egyenese).

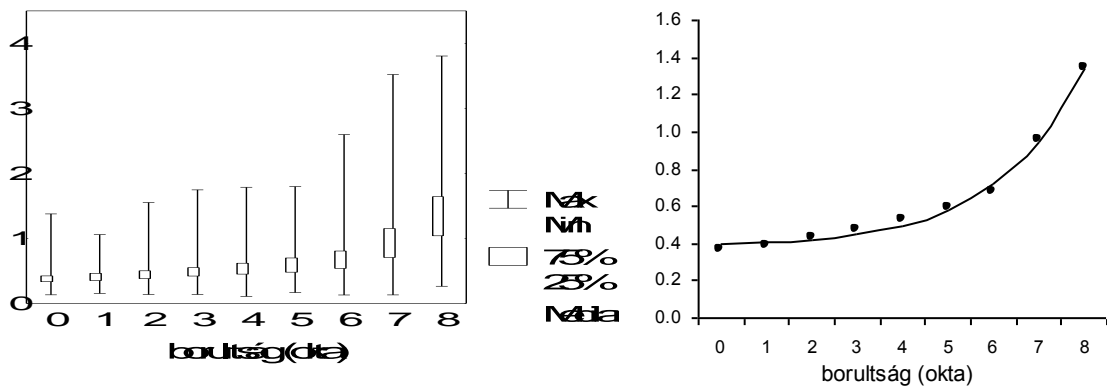


4.12.c. ábra. A szélessávú optikai mélység 0 és 3 oktás szűrővel kapott évi átlagainak időbeli menete (az egyenes a 3 oktás szűrővel kapott adatsor regressziós egyenese).

A 4.12. ábrásorozat a szélessávú optikai mélység havi és évi átlagainak időbeli menetét jeleníti meg. Az eddig vizsgált, a légkör sugárzásátbocsátását jellemző paraméterek közül a kétfajta szűrővel kapott δ_{WR} évi átlagainak menete jól elkülönül egymástól. Ez az optikai mélység értelmezése alapján egyértelmű: a két érték közti különbség a légköri vízgőz abszorpciójából fakad. Ugyanakkor tekintettel kell lennünk arra, hogy ha a napkorongot felhőzet takarja, a szélessávú optikai mélység a légkör sugárzásátbocsátásra vonatkozóan nem lesz reprezentatív, hiszen ebben az esetben az már *nem* a megfigyelő feletti légkör, hanem *csak* a direkt sugárnyalábokra merőleges légoszlop, azaz a direkt sugárzás útjába eső közeg extinkciójára lesz jellemző. Felhő esetén ugyanis nem homogén módon, vagy legalábbis nem folytonosan változnak a közeg sugárzásátviteli tulajdonságai. Ebben az értelemben az optikai mélység használatának csak akkor van létjogosultsága, ha a napkorongot nem fedi felhő. Ebben az esetben viszont – ahogy azt már korábban említettük – csak kevés érték állna rendelkezésünkre a vizsgálatokhoz, ezzel megkérdőjelezve azok eredményét. Ezért most röviden szeretnénk megindokolni, hogy miért van mégis létjogosultsága a 3 oktás szűrésnek.

Vizsgáljuk meg, milyen kapcsolatban áll egymással a borultság és a direkt sugárzás útjába eső közeg optikai mélysége (ez most nem a korrekt módon, azaz derült égbolt esetére definiált szélessávú optikai mélység). A különböző borultságértékekhez tartozó optikai mélységek alapvető statisztikai tulajdonságai az ún. „Box-Whisker” diagramokat tartalmazó 4.13. ábrán látható, mely a minta terjedelmét (vonal), mediánját (belső négyzet) és a minta felét tartalmazó sávot (külső négyzet) ábrázolja. Ezenkívül mellette az adott borultsághoz tartozó átlagértékeket és az arra illesztett exponenciális függvényt is ábrázoltuk. Látható, hogy az értékek nagyjából a 4 oktával jellem-

zett borultságig egy viszonylag szűk intervallumból származnak (külső négyzet) és a minta terjedelme – így a szórása – 5 okta felett hirtelen megnő, mely elsősorban annak köszönhető, hogy a borultságadatok önmagukban kevés információt hordoznak a légköri víz abszorpciójáról, hiszen ahhoz tudni kellene a felhőzet fajtáját, vastagságát és az égbolton elfoglalt helyét a napkoronghoz viszonyítva. Mídenesetre láthatjuk, hogy a direkt sugárzás útjába eső közeg optikai mélységének alapvető statisztikai tulajdonságai – így feltehetően a szélessávúé is – 3 oktáig alig változik. Mivel átlagértékekkel dolgozunk, nem követünk el nagy hibát, ha az előbbit az utóbbival, vagyis a szélessávú optikai mélységgel helyettesítjük.



4.13. ábra. A direkt sugárzás útjába eső közeg optikai mélységének „box- whisker” diagramjai (bal oldali ábra) és az átlagértékek függése a borultságtól (jobb oldali ábra).

A 4.12. ábrásorozaton jól látszik, hogy a paraméter értéke (mindegyik hónapban) a 90'-es évek közepéig növekszik és nagyjából az utolsó 5-7 évben csökken, ezért most is célszerűnek látszik a teljes időszakra vonatkozó trendvizsgálat mellett az 1967- 94 időszakra vonatkozó szakaszolt analízist is elvégezni. A vizsgálatok eredményeit a 4.9. táblázatban foglaltuk össze.

időszak		Hónapok											évi átlag		
		J	F	M	Á	M	J	J	A	Sz	O	N	D	0 okta	3 okta
1967-2002	a_1	-0.05	0.05	0.14	0.22	0.23	0.21	0.15	0.21	0.07	0.20	0.15	-0.02	0.07	0.19
	a_0	0.310	0.302	0.322	0.345	0.330	0.360	0.386	0.365	0.377	0.326	0.309	0.295	0.326	0.352
	t	0.427	0.415	1.338	1.784	2.303	2.230	1.611	2.605	0.497	1.429	1.268	0.207	0.855	2.285
	$t_{p=5\%}$	2.048	2.040	2.032	2.032	2.035	2.037	2.037	2.035	2.035	2.035	2.037	2.048	2.032	2.032
	%	-6	6	15	22	24	20	14	20	6	21	17	-2	7	19
1967-1994	a_1	0.37	0.53	0.59	0.69	0.51	0.50	0.52	0.52	0.65	0.85	0.58	0.16	0.41	0.56
	a_0	0.268	0.252	0.273	0.292	0.299	0.329	0.347	0.331	0.313	0.255	0.264	0.276	0.288	0.311
	t	2.149	2.987	5.298	4.625	3.558	3.720	4.413	4.684	3.771	5.293	3.821	1.235	4.134	6.290
	$t_{p=5\%}$	2.086	2.069	2.056	2.056	2.060	2.064	2.064	2.060	2.060	2.060	2.064	2.074	2.056	2.056
	%	19	29	30	32	23	21	21	22	28	45	30	8	20	25

4.9. táblázat. A szélessávú optikai mélység teljes időszakra vonatkozó ill. szakaszolt trendanalízisének eredményei.

A teljes időszakban két hónap kivételével (január, december) mindegyik hónapban növekedett a szélessávú optikai mélység értéke, s ez a növekedés három hónapban (május, június, augusztus) és az évi átlag esetén az 5 %-os szinten szignifikáns. Az 1967-94 időszakra vonatkozó trendvizsgálat alapján csupán a decemberi átlagok sorában nem mutatkozik szignifikáns növekedés, a többi idősorban viszont jelentős növekedés tapasztalható, s ez a növekedés az időszak eleje és vége között (a regressziós egyenes alapján) január kivételével 20 %-nál nagyobb! Összehasonlítva a teljes és a szakaszolt trendvizsgálat eredményeit, következik, hogy 1995-től kezdve a paraméter értéke csökkent, azaz a légköri áteresztés a 90-es évek közepére jellemző értékhez képest növekedett, melyet mind a clearness index (4.2.c. ábra), mind a D/G arányok (4.4. ábra), mind a Θ szórási paraméter (4.8.c. ábra) idősorában az utolsó 5-7 évre eső változások alátámasztanak.

4.2.4. Az aeroszol optikai mélység

Ismeretes, hogy a levegő diszperz állapotban számos szilárd, ill. cseppfolyós részecskét tartalmaz. Ezek alkotják a légköri aeroszolt, valamint a ködöket és felhőket. Az aeroszol részecskék, illetve köd- és felhőcseppek között nincs elvi különbség, a gyakorlatban mégis célszerű megkülönböztetni őket. Telítetlen levegő esetén aeroszol részecskéről, telített levegő esetén köd vagy felhőcseppekről beszélünk. A légköri aeroszol, a köd és a felhő ún. polidiszperz rendszert alkot. Ez azt jelenti, hogy a részecskék sugara nem azonos, hanem széles határok között változik, szemben a monodiszperz rendszerrel, amelyben minden részecske sugara azonos. Az aeroszol részecskék sugárzási tulajdonságait tovább bonyolítja, hogy kémiai összetételük és geometriai formájuk is igen különböző lehet.

A sugárzási tér és a részecskék kölcsönhatásának leírására általában a Mie-elméletet használjuk. Ez az elmélet azonban csak akkor alkalmazható, ha a részecskék homogén gömbök, tehát az ettől eltérő alakú és szerkezetű részecskékre a Mie-elmélet csak közelítő eredményeket ad. Polidiszperz rendszerekre vonatkozó extinkció, szórás vagy abszorpció térfogati együtthatójának meghatározásához ismerni kellene a részecskék méreteloszlását és a megfelelő hatáskeresztmetszeteket, amely általában nem ismert, vagy csak nehezen modellezhető és hasznosíthatóságuk is korlátozott.

A légkörfizikai gyakorlatban a kérdést gyakran megfordítjuk és a mért sugárzási adatokból következtetünk a légköri aeroszol mennyiségére és tulajdonságaira. A direkt napsugárzásra vonatkozó spektrális irradiancia adataiból az aeroszol részecskék mennyisége és néhány jellemzője kiszámítható. Ha a spektrális irradiancia mérését

olyan hullámhosszon végezzük, amelyen mind a vízgőz, mind az ózon elnyelése elhanyagolható, akkor az optikai mélység a molekuláris és az aeroszol szórás extinkciójából tevődik össze. A molekuláris szórás optikai mélysége a légnyomás ismeretében kiszámítható (l. (4.13)), így különbségként megkaphatjuk az aeroszol optikai mélységét. A molekuláris szórás hullámhosszfüggésének alakjából kiindulva A. Angström feltételezte, hogy a légoszlop aeroszoltartalmának optikai mélysége a hullámhosszal a következőképpen változik:

$$\delta_M(\lambda) = \beta\lambda^{-\alpha}, \quad (4.24)$$

ahol β az 1 μm -hez tartozó optikai mélység, vagy a gyakorlatban sűrűbben használt néven: az Angström-féle homályossági együttható, α pedig a hullámhossz kitevő.

A direkt spektrumok legfontosabb felhasználási területe a már említett optikai aeroszol-jellemzők meghatározása. Az OMSZ Marczell György Főobszervatóriumában 1996 óta minden spektrumból kiszámításra kerülnek az ún. aeroszol optikai mélység értékei. Az aeroszol optikai mélység a légoszlop össz- aeroszoltartalmát jellemzi. Az aeroszol optikai mélységet a következőképpen számítjuk (Tóth, 2000):

$$\delta_A(\lambda) = \frac{1}{M} \ln \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)S} \left(\frac{P}{P_0} \delta_R(\lambda) + \delta_0(\lambda) \right) \quad (4.25)$$

ahol $\delta_A(\lambda)$ az aeroszol optikai mélység, $I_0(\lambda)$ az extraterresztriális irradiancia közepes naptávolságnál, $I(\lambda)$ az irradiancia az észlelési pontban, S a naptávolságra vonatkozó korrekciós faktor (a 3.1. kifejezés), M a relatív optikai légtömeg, $\delta_R(\lambda)$ a légköri molekulák Rayleigh-szórásának optikai mélysége (vö. 4.13), $\delta_0(\lambda)$ az ózon-abszorpció optikai mélysége ($\delta_0(\lambda) = a_0(\lambda)\eta$, ahol $a_0(\lambda)$ az ózon abszorpciós koefficiens és η az össz- ózontartalom), P és P_0 az aktuális nyomás és standard tengerfelszíni nyomás.

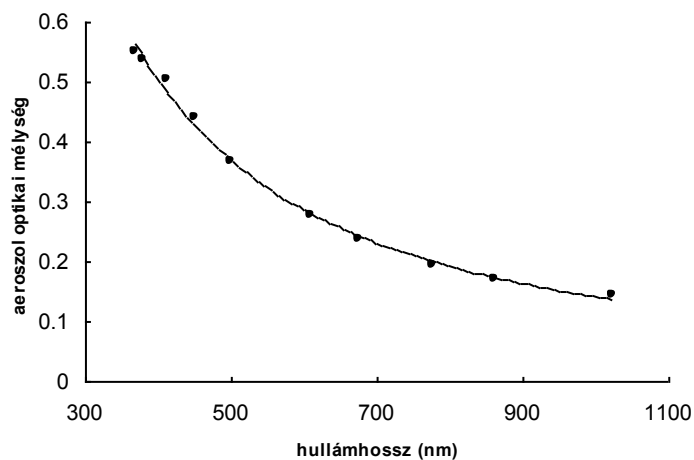
Az aeroszol optikai mélység meghatározásához olyan hullámhosszokat kell használni, amelyeken nincs számottevő gázabszorpció, csak esetleg az ózoné, amelynek összmenyisége a mérésekből pontosan ismert és az ebből meghatározott ózon optikai mélység így a számításakor figyelembe vehető. Természetesen más hullámhosszokra is meg lehet határozni az aeroszol optikai mélységeket az adott hullámhosszon abszorbeáló gázoknak a mérés időpontjára eső mennyiségének és abszorpciós koefficiensének ismeretében, azonban az ily módon kapott értékek pontossága és megbízhatósága változó (Giavis et al., 2003)

Ezek a standard hullámhosszok a következők (nm-ben): 368, 380, 412, 450, 500, 610, 675, 778, 862, 1024. A különböző vizsgálatokhoz minden egyes spektrumra meghatározzák az ún. hullámhossz kitevőt. α ugyan nem konkrét méreteloszlást jelent,

de jellemző az aeroszolt alkotó részecskék méreteloszlására, s a következőképpen számítjuk:

$$\alpha = \frac{\ln(\delta(380) / \delta(500))}{\ln(0.5 / 0.38)}.$$

α átlagos értéke 1.3, nagyobb értékei a kis részecskék relatíve nagyobb gyakoriságát jelentik a $0.5 \mu\text{m} < r$ sugarú nagy részecskékhez képest (Tóth, 1997). A 4.14. ábrán egy az LI-1800-zal végzett mérésből származó aeroszol optikai mélység hullámhossz-függése látható.



4.14. ábra. Az aeroszol optikai mélység hullámhossz-függése.

Az 500 nm-es aeroszol optikai mélységgel többféle vizsgálatot végzünk. Schüepp szerint célszerűbb a homályossági együtthatót az 500 nm-hez tartozó optikai mélységgel jellemezni, mert itt a legerősebb a napsugárzás intenzitása és itt a legérzékenyebb az emberi szem, továbbá a modellekben is ezt használják. Egyrészt megvizsgáltuk az aeroszol optikai mélység (továbbiakban ezen az 500 nm-hez tartozót értjük) és a szélessávú optikai mélység kapcsolatát az 1996-2001 időszakra vonatkozóan (4.15. ábra). Összesen 422, azonos időpontra vonatkozó értékpár állt rendelkezésünkre. Annyit már most is érdemes megjegyezni, hogy amennyiben ilyen irányú vizsgálatokat végzünk, ezt a kapcsolatot mindenképpen meg kell vizsgálni, mert ha valamely helyen nincs lehetőség spektrofotometriás mérésekre, akkor a légkör átbecsátását legjellemzőbb mennyiség a pirheliométeres mérésekből meghatározott szélessávú optikai mélység. Ugyanis feltételezhetjük, hogy a spektrális optikai mélység és a pirheliométeres mérésekből számított szélessávú optikai mélység között szoros kap-

csolatnak kell lennie (ez a Beer- Bougert- Lambert törvényből és a szélessávú optikai mélység (4.3) definíciójából következik) (Tóth, 1998).

Ha vesszük az azonos időpontban keletkezett mért aeroszol optikai mélység és szélessávú optikai mélység értékeket, és utóbbit az előbbi függvényében ábrázoljuk, akkor feltehetjük, hogy az egy adott aeroszol optikai mélység értékhez tartozó szélessávú optikai mélység értékek szórását az adja, hogy utóbbi paraméter a nedvességtartalomra is érzékeny, így a szórást túlnyomórészt a nedvességtartalombeli különbségek okozzák. Azaz, ha megvizsgáljuk a reziduumok nedvességtartalom- függését, akkor számíthatunk egy korrekciót, amelynek figyelembevételével javítható a kétféle optikai mélység közötti összefüggés. Ez azt jelenti, hogy a szélessávú optikai mélység értékekből a nedvességtartalom figyelembevételével kreálhatunk aeroszol optikai mélység értékeket.



4.15. ábra. A szélessávú optikai mélység és az 500 nm- es aeroszol optikai mélység kapcsolata.

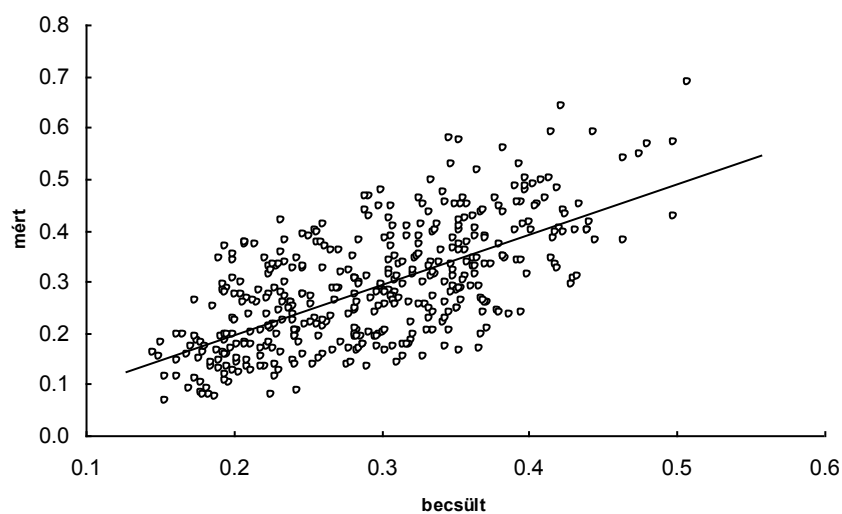
Még mielőtt ezen vizsgálatokat elvégeznénk, egy fontos megállapításra szeretnénk felhívni a figyelmet. A szélessávú optikai mélységből a Beer- Bougert- Lambert törvény felhasználásával a légoszlop vízgőz- és ózontartalmának, valamint ezek térfogati extinkciós együtthatójának ismeretében az aeroszol optikai mélység – legalábbis elvben – meghatározható. Pontosabban szólva, csak az ún. szélessávú, azaz a pirhelió-méter teljes érzékenységi tartományára vonatkozó átlagos aeroszol optikai mélység határozható meg, mely (4.24) alapján – α ismeretében – egyértelműen megadja a homályossági együtthatót. A hullámhossz kitevőt viszont csak spektrális mérésekből határozhatjuk meg. Ha nem akarunk kilátástalan számításokba bonyolódni, fel kell hagynunk az aeroszol optikai mélység ezen egzakt módon való meghatározásával. A teljes spektrumtartományra vonatkozó vízgőz- és aeroszol- abszorpció arányos a lég-

oszlopban található mennyiségükkel. Parametrizáljuk ezért az aeroszol optikai mélységet a következő módon:

$$\delta = a_0 \delta_{WR} - a_1 D_1 - a_2 D_2 + a_3. \quad (4.26)$$

Ahol δ_{WR} a szélessávú optikai mélység, D_1 ill. D_2 a légoszlop vízgőz- és ózontartalma. Az előbbieket rádiószondás mérésekből – tehát nem sugárzásmérésekből – származnak, és mm egységekben vannak kifejezve (ez a kihullható víz), az utóbbiak pedig az ózon abszorpciós sávjaiban történő spektrofotometriás mérésekből származnak és Dobson- egységekben vannak kifejezve, azaz annak az oszlopnak a magasságával melyet az ózon normál állapotban a tengerszinten kitöltene. a_i -k meghatározásra váró konstansok. A vízgőz és ózon értékeket a sugárzásmérések időpontjaira interpoláltuk. (rádiószondás méréseket 1990- ig naponta négyszer, azóta naponta kétszer hajtanak végre az OMSZ Marczell György Főobszervatóriumában.).

Ha (4.26)- ban csak az első tagot tartjuk meg, akkor a nedvességkorrekció nélkül számított és a mért aeroszol optikai mélység értékek közötti korreláció 0.404 (4.15. ábra), a nedvességkorrekció alkalmazásával ((4.26)- ban a második tagot is figyelembe vesszük) ez az érték 0.528- ra nő (4.16. ábra). Ha tekintettel vagyunk az ózon abszorpciójára is, azaz az aeroszol optikai mélységet a (4.26)- tal parametrizáljuk, a korreláció értéke már nem változik jelentősen (0.530), összhangban azzal a ténnyel, hogy az ózon abszorpciója a pirheliométer érzékenységi tartományának csak a 0.3 μm körüli keskeny sávjában jelentős. Ezért az aeroszol optikai mélységek idősorának előállítása során csak a nedvességkorrekcióra leszünk tekintettel.



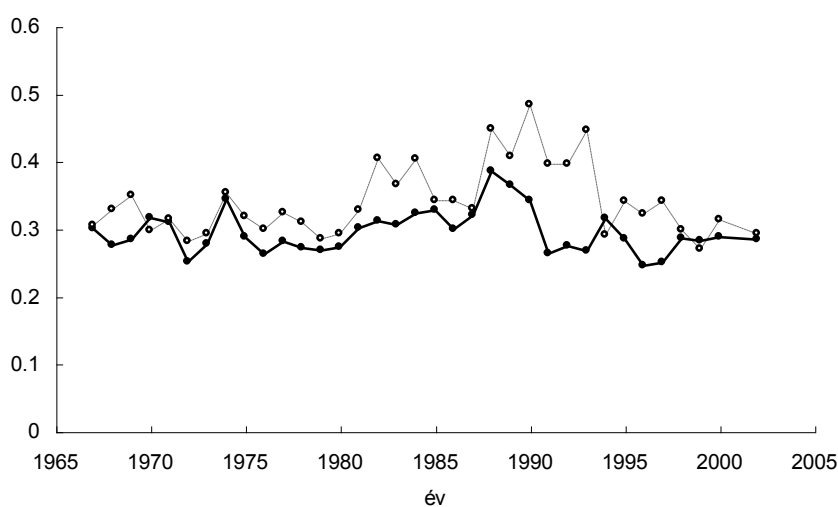
4.16. ábra. A vízgőzkorrekcióval becsült és a mért aeroszol optikai mélység.

Meghatároztuk a (4.26)- ban szereplő együtthatók értékeit (az ózonkorrekciót továbbiakban nem vesszük figyelembe):

$$a_0 = 0.30396, \quad a_1 = -0.00701 \text{ mm}^{-1}, \quad a_3 = 0.07386$$

Ezek szerint az aeroszol optikai mélység a légköri vízgőztartalommal gyorsabban növekszik (mivel a_1 negatív szám) mint a szélessávú optikai mélység, ami nem abból fakad, hogy a mérési hullámhosszon – jelesül az 500 nm- en – vízgőzabszorpció lép fel, hiszen itt az elhanyagolható, hanem az aeroszoloknak a vízgőz kondenzációjában betöltött fontos szerepéből. Tehát nagyobb aeroszoltartalmú légtömegek több vízgőzt tartalmaznak.

Végül a szélessávú optikai mélység és a vízgőztartalom értékeiből (ez utóbbit a sugárzásmérések időpontjaira interpoláltuk) előállítottuk az aeroszol optikai mélység idősorát az 1967- 2002 időszakra derült égboltra vonatkozóan, ugyanis spektrális napsugárzásméréseket csak akkor végeznek, ha a napkorongot nem takarja felhő, így a referenciaidőszakból (1996-2001) származó aeroszol optikai mélységek (4.26) becslése is csak derült égbolt esetén alkalmazható. A felhasznált óráközök száma tehát egyenlő a szélessávú optikai mélység 0 oktás szűrés során felhasználtakéval. A 4.17. ábrán az aeroszol optikai mélység évi átlagainak menete látható 1967 és 2002 között, emellett feltüntettük a szélessávú optikai mélység időbeli menetét is. Ahogy azt már korábban említettük, a havi átlagokkal nem végzünk statisztikai vizsgálatokat, ezért azok időbeli menetét nem ábrázoljuk (meglehetősen sok hónapban nem kaptunk felhasználható óráközöket).

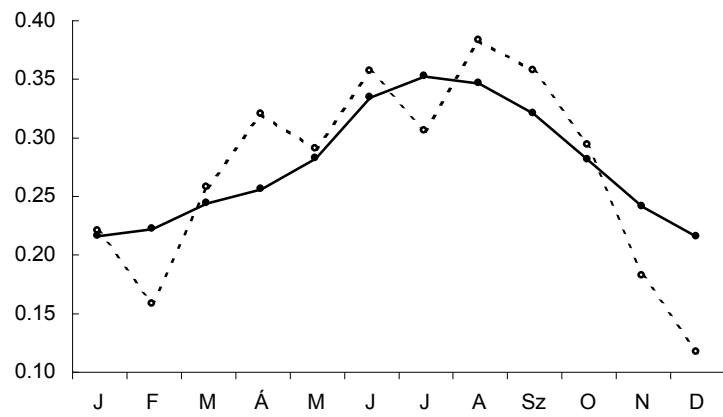


4.17. ábra. Az aeroszol (folytonos vonal) és a szélessávú optikai mélység (szaggatott vonal) időbeli menete.

Látható, hogy az aeroszol optikai mélységének menete sokkal „simább” mint a szélessávúé, amelyben fellelhető nagyobb mértékű ingadozásokat így most már bizonyítottan a vízgőz- abszorpció számlájára róhatjuk. A 4.2. fejezetben említettük, hogy a légkör sugárzásáteresztését az antropogén eredetű szennyezőanyagok mellett a természetes eredetű aeroszol részecskék és por határozza meg. Globális méretekben a természetes eredetű szennyezőanyagok elsősorban vulkáni tevékenység útján kerülnek a légkörbe. Azt is említettük, hogy a 80'- as évek első felére eső sugárzásáteresztés csökkenése valószínűleg ugyancsak a 80'- as évek elejére eső erős – a teljes időszakra (1967-2002) vonatkozóan a legerősebb – vulkáni aktivitásnak köszönhető. Ez az aeroszol optikai mélység idősorában is megmutatkozik. Összehasonlítva a 80'- as évek első felében az aeroszol optikai mélységben bekövetkező növekedést a teljes időszakra vonatkozó egyéb változásokkal arra a megállapításra juthatunk, hogy az antropogén eredetű szennyezés nagyobb hatással van a homályosságra, mint a természetes eredetű aeroszol részecskék. Ez utóbbi megállapítást azonban az antropogén és a természetes eredetű aeroszolok számszerű mennyiségének hiányában kellő fenntartással kell kezelnünk. Mindazonáltal az már bizonyított (*Major, 1976*), hogy az antropogén eredetű részecskék törésmutatójának képzetes része (amely az extinkciós együtthatóval arányos) jóval nagyobb, mint a természetes részecskéké.

Elvégeztük az évi átlagok statisztikai elemzését. Az évi átlagok a 4.1. táblázat minden szignifikanciaszintjén normális eloszlásúnak tekinthető, mivel a Kolmogorov-Szmirnov- próba során kapott statisztika értéke 0.751. A teljes időszakra vonatkozó trendvizsgálat mellett most is végeztünk szakaszolt analízist az 1967- 90 időszakra vonatkozóan. A teljes időszakra vonatkozóan az iránytangens értéke -0.01 (1/100 év), amely egyik szinten sem tekinthető szignifikánsnak. Az 1967- 90 időszakra vonatkozó iránytangens 0.27 (1/100 év), amelyből képzett statisztika értéke $t=3.47$, mely szerint erre az időszakra vonatkozó trend még az 1 %- os szinten is szignifikáns ($t_{p=1\%}=2.82$). Láthatjuk tehát, hogy az aeroszol optikai mélység értéke 1967- től a 80'- as évek végéig jelentősen növekedett, míg az utóbbi 10-12 évben a 90'- es évek eleji sinthez képest jelentősen csökkent.

Végezetül a referenciaidőszakból származó és a teljes időszakra számított aeroszol optikai mélység értékeiből előállítottuk az évi meneteket (4.18. ábra). A többi paraméterhez hasonlóan az aeroszol optikai mélység is – derült égbolt esetén – jól meghatározott évi menettel rendelkezik: nyáron nagyobb, télen kisebb, ami azzal függ össze, hogy nyáron gyakoribbak az anticiklonális helyzetek, így több aeroszol halmozódik fel a Budapest feletti légoszlopban.



4.18. ábra. A referenciaidőszaktól származó (szaggatott vonal) és a teljes időszakra számított (folytonos vonal) aeroszol optikai mélység évi menete.

5. Összefoglalás

Dolgozatunkban a Budapest feletti légoszlop sugárzásáteresztését négy paraméterrel jellemeztük: a clearness indexszel, a Θ szórési paraméterrel, a szélessávú optikai mélységgel és az aeroszol optikai mélységgel. A globál és a diffúz sugárzási adatok segítségével előállítottuk a paraméterek idősorait az 1967- 2002 időszakra vonatkozóan. Ezen sugárzási paraméterek a napsugárzás átbecsítésének más- más oldalát fedik fel: a clearness index a teljes 2π féltérből érkező globál sugárzás gyengülésére, a Θ paraméter kifejezetten a légköri napsugárzás szórására, a szélessávú optikai mélység a direkt sugárzás gyengülésére, míg az aeroszol optikai mélység (500 nm- es) kvázi-monokromatikus direkt sugárzásnak az aeroszokok szórása és abszorpciója folytán bekövetkező extinkciójára jellemző, ezért a légköri szennyezőanyagok fajtajának és mennyiségének megváltozására is másként „válaszolnak”.

Különbözőségük ellenére idősorokban közös vonások is fellelhetők. A Budapest feletti légkör sugárzásátbecsítése a 90'- es évek elejéig csökkent, majd napjainkig nőtt. Ez a kép annyira egységes mindegyik paraméter esetében, hogy az idősorokban bekövetkező – szignifikáns – változások kiváltó oka *csak* a légkört szennyező anyagok mennyiségének a vizsgált időszakra eső *nagymértékű* megváltozása lehet. Ennél kissé merészebb következtetést is levonhatunk. Figyelembe véve, hogy a vizsgált időszakban a legerősebb vulkáni tevékenység a 80'- as évek elejére esett, mely a háttérszennyezettség elsődleges forrása legalábbis *globális* léptékben (vagyis ennek a hatásnak a helyi adottságoktól függően (városhatás, földrajzi elhelyezkedés) fellelhetőnek kell lennie az idősorokban), és ez a változás annyira eltörpül az időszakban tapasztalható többi változáshoz képest, hogy kijelenthetjük: a sugárzási paraméterek hosszútávú változásáért elsősorban a légkörbe emittált antropogén eredetű szennyezőanyagok mennyiségének megváltozása felelős. Azonban tekintettel kell lennünk arra, hogy ez utóbbi kijelentésünk csak több állomás sugárzási adatsorának feldolgozásával igazolható, de nem is ennek igazolása volt az elsődleges célunk.

Dolgozatunkkal – a Budapest feletti légkör sugárzásáteresztésének példáján keresztül – elsősorban azt kívántuk megmutatni, miként kezelhető viszonylag egyszerűen a légkör és a sugárzási tér meglehetősen bonyolult kölcsönhatása a légköri sugárzásátbecsítés szempontjából.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Tóth Zoltánnak és tanszéki konzulensemnek, Dr. Ács Ferencnek a sok értékes szakmai és formai tanácsokért, észrevételekért. Továbbá köszönettel tartozom az Országos Meteorológiai Szolgálatnak, hogy rendelkezésemre bocsátották az adatokat, valamint Lakatosné Fanta Mártának, akinek igen nagy érdemei vannak az adatbázis összeállításában.

Irodalomjegyzék

- Bencze P., Major Gy., Mészáros E.*, 1982: Fizikai meteorológia. Akadémiai Kiadó, Budapest.
- Bradley, R. S.*, 1988: The explosive vulcanic eruption signal in Northern Hemisphere continental temperature records. *Climatic Change* 12, 221- 243.
- Brichambaut, Ch. P.*, 1966: Szolnyecsnoje izlucsenyije i ragyiacionnij obmen v atmoszfere. Mir, Moszkva.
- Budó Á., Mátrai T.*, 1980: Kísérleti fizika III. Tankönyvkiadó, Budapest.
- Czelnai R.*, 1996: Bevezetés a meteorológiába I. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest.
- Dévényi D., Gulyás O.*, 1988: Matematikai statisztikai módszerek a meteorológiában. Tankönyvkiadó, Budapest.
- Farkasné- Takács O.*, 1988: A Nap sugárzó energiájának gyengülése a légkörben. *Időjárás* 92, 365- 371.
- Farkasné- Takács O.*, 1990: A diffúz- és globálsugárzás közötti arány kontinentális léptékű területi eloszlása és trendje derült időben. *Időjárás* 94, 54- 61.
- Gábris Gy., Marik M.*, 1980: Csillagászati földrajz. Tankönyvkiadó, Budapest.
- Giavis, G. M., Kambezidis, H. D., Sifakis, N., Tóth, Z., Adamopoulos, A. D., Zevgolis, D.*, 2003: Variability of aerosol optical depth in the ultraviolet, visible, and near-infrared spectral regions in Athens, Greece. *Proceedings of the Fifth General Conference of the Balkan Physical Union. Vrnjacka Banja, Serbia and Montenegro, August 25 – 29, 2003* (1371 – 1376).
- Jackson, J. D.*, 2004: Klasszikus elektrodinamika. Typotex, Budapest.
- Károlyházi F., Marx Gy., Nagy K.*, 1965: Statisztikus mechanika. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.
- LI-1800*, 1989: Portable spectroradiometer. Instruction manual. LI-COR, Inc.

- Kiss D., Horváth Á., Kiss Á., 1998: Kísérleti atomfizika. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest.*
- Major, G., 1976: Absorption of short- wave solar radiation in the atmosphere. OMSZ kisebb kiadványai, 40. sz., Budapest.*
- Major Gy., 1980: A meteorológia sugárzástan gyakorlata. Tankönyvkiadó, Budapest*
- Matyasovszky I., 2002: Statisztikus klimatológia, idősorok elemzése. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest.*
- Mc. Donald, J. E., 1960: Direct absorption of solar radiation by atmospheric water vapour. J. Meteorology 17, 319- 328.*
- Nagy K., 1991: Termodinamika és statisztikus mechanika. Tankönyvkiadó, Budapest.*
- Németh, P., Tóth, Z., Nagy, Z., 1996: Effect of weather conditions on UV-B radiation reaching the earth's surface. Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology 32, 177-181.*
- Paltridge, G. W., Platt, C. M. R., 1976: Radiative processes in meteorology and climatology. Elsevier, Amsterdam, Oxford and New York.*
- Tóth Z., 2000: Spektrális napsugárzás-mérések. Beszámolók az 1999. évi tevékenységről. OMSZ kiadványai, Budapest.*
- Tóth, Z., 1997: Preliminary study of aerosol optical depth in Hungary. Proceedings of Workshop on Monitoring of UV-B Radiation and Total Atmospheric Ozone, Poprad-Ganovce, 1996.*
- Tóth Z., 1998: A szélessávú optikai mélység használhatóságának vizsgálata a spektrális aeroszol optikai mélység meghatározására. IV. Magyar Aeroszol Konferencia. MTA.*
- van de Hulst, H. C., 1981: Light scattering by small particels. New York: Dover.*