I L L   M Á R T O N
a fizikai tudományok kandidátusa

A FELSŐLÉGKÖR SZERKEZETE A MÜHOLDAK FÉKEZŐDÉSE ÉS FEDÉLZETI MÉRÉSEK ALAPJÁN

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

B A J A, 1 9 8 2.

TARTALOMJEGYZÉK

B E V E Z E T É S

Egy doktori értekezésnek többek között azt kell bemutatnia, hogy a szerző a saját szakterületét kellő szinvonalon müveli, és mások által is értékelt eredményeket ért el. Látszólag tehát az lenne a legegyszerübb, ha az értekezés szerzője felsorolná munkásságának főbb állomásait és eredményeit, valamint utóbbiak tudományos visszhangját. Igy a disszertáció nagyon rövid lehetne ugyan, de kétségtelen, hogy az opponensek számára annál nehezebb volna a felsorolt eredmények sulyának, valódi értékének igazságos elbirálása. Igy alakult ki az a gyakorlat, hogy a szerzők először bemutatják az érintett szakterületet, majd utána ismertetik saját eredményeiket.

Helyzetemet az neheziti, hogy Almár Iván "A felsőlégköri geomágneses effektus összintenzitásának vizsgálata" cimü, a közelmultban megvédett értekezésében több, mint száz oldalon, nagy hozzáértéssel ismerteti és foglalja össze a müholdak fékeződésén alapuló módszer problémáit és eredményeit. Nehéz és céltalan volna tehát egy teljességre törekvő összefoglalóban "ujat" adni, az bizonyára sikertelen vállalkozás volna. Éppen ezért jelen értekezésemben azt az utat követem, hogy képet adok a szakterület impozáns épületének egy-egy részletéről, és eközben mutatom meg azt a néhány téglát, amelynek elhelyezésében nekem is részem volt.

Az értekezés témájának gyökerei visszanyulnak 1958-ba, amikor a Bajai Csillagvizsgáló első, és akkor még egyedüli munkatársaként megszerveztem a bajai müholdmegfigyelést. Akinek nem volt része benne, nehezen tudja igazán elképzelni, hogy mennyi munka, segitség, no meg: szerencse is kellett ahhoz, hogy vidéken, egy korábbi istállóban /!/ kicsirázzék egy uj hazai kutatási ág /a felsőlégkör-kutatás/ magja, amelynek eredményei végülis helyet kaptak nemzetközi konferenciákon, a külföldi szakirodalomban.

Az értekezés anyagát 6 fejezetben foglaltam össze. Először azt mutatom be, hogy milyen nehézségek akadályozzák a tisztán elméleti felsőlégköri modellek készitését. Ez a fejezet tehát indokolja az empirikus és szemi-empirikus modellek készitését-javitását, vagyis azt a területet, amelyre munkásságom javarésze vonatkozik.

A második fejezetben részletesen ismertetem azokat az elvi alapokat, amelyek lehetővé teszik a légköri sürüség meghatározását müholdak fékeződése alapján. Ezután megismerkedünk a sürüségmeghatározás módszereivel, gyakorlati vonatkozásaival. A negyedik fejezetben sorra vesszük az eddig megismert, modellekbe foglalt légsürüségváltozásokat, a velük kapcsolatos nehézségeket. Az ötödik fejezetben kapnak helyet egyéb felsőlégköri vizsgálataim, amelyek meghaladják a mai modellek kereteit. A hatodik fejezetben néhány mai felsőlégköri modell ismertetésével és összehasonlitásával bemutatom a modellkészités mai problémáit és eredményeit.

Értekezésemben vannak olyan anyagrészek, amelyeknek az ad sulyt, hogy matematikailag kellően megalapozottak. Azonban ennek megmutatása megszakitaná a tárgyalás gondolatmenetét és néha terjedelmességhez vezetne. Ezért az ilyen, formulákkal zsufoltabb részeket /levezetés, bizonyitás/ a függelékben adtam meg. Ugyanugy függelékben mutatom meg néhány közhasználatu formula vagy egyenlet levezetését is, saját levezetésem alapján.

Amint az értekezésből majd kiderül, munkásságom nem hozott világmegváltó eredményeket, inkább kisebb sikerek viszonylag hosszu sorával jellemezhető. Ezek közül emlitésre méltó: uj müholdészlelési módszerek kidolgozása és elterjesztése, az INTEROBS-program elméletének kidolgozása, az INTEROBS-program megszervezése és müködtetése /a szocialista országokban ez volt az első eredményes sürüségmeghatározási program/, különböző adatfeldolgozási módszerek kidolgozása, különböző felsőlégköri effektusok /27 napos, 11 éves, féléves, napszakos, geomágneses/ vizsgálata, teljesen ujfajta sürüségi skálameghatározási módszer kidolgozása, a skálamagasság széleskörü vizsgálata /e paraméter használhatóságának bemutatása/, éjszakai transzvektoriális szelek létezésének, felsőlégköri aszimmetriák létezésének, egy éjszakai másodlagos hőmérsékleti maximum létezésének kimutatása.

Az opponensek /nem is könnyü!/ feladata annak eldöntése, hogy az értekezésben felsoroltak különálló morzsák maradtak-e, vagy pedig valamilyen nagyobb egésszé álltak össze ...

1. §. ELMÉLETI FELSŐLÉGKÖRI MODELLEK KÉSZITÉSÉNEK NEHÉZSÉGEI

Az aeronómiai kutatások egyik fő célja mindazon fizikai paramétereknek modellszerü ismerete, amelyek szerepet játszanak a felsőlégkör szerkezetének kialakitásában, változásaiban. Ez indokolja olyan felsőlégköri modellek készitését, amelyek minél pontosabban reprezentálják a lejátszódó fizikai-kémiai folyamatokat. Egy ideális modell lehetővé tenné a felsőlégkör fizikai sajátosságainak, változásainak előterjesztését, mint a modell logikai következményeit. Valljuk be gyorsan, hogy ma még igen messze vagyunk attól, hogy ezt a - bizonyos értelemben - végső célt elérjük.

A fizika mai fejlettségi fokán a kivülálló joggal elvárhatná, hogy az emlitett ideális modellt jól ismert törvényszerüségek alapján, elméleti uton le lehessen vezetni. Sajnos, ez igen sok és nagy nehézségbe ütközik. Éppen ezért, az alábbiakban foglalkozunk az elméleti felsőlégköri modellek készitésének néhány alapvető kérdésével, hogy ennek kapcsán a felmerülő nehézségekre konkrétan is rámutathassunk.

1.1. Alapvető összefüggések

Mivel a légkör gázelegy, a Boltzmann-egyenletből viszonylag könnyen le lehet vezetni a rá vonatkozó általános érvényü megmaradási tételeket. Ezek a gázelegy koncentrációjára /tömegére/, impulzusára és energiájára vonatkoznak. Bár az egyenleteket már sokan levezették [32], [157], tárgyalásukat itt sem kerülhetjük el. Az egyértelmü tárgyalásmód miatt előbb néhány fogalmat kell bevezetnünk

Egy i tipusu részecske $\vec{v}_i$ lineáris sebességéből annak $\bar{\vec{v}}_i$ átlagsebességét a

$$\bar{\vec{v}}_i = (1/n_i)\int \vec{v}_i f_i(\vec{v},\vec{r},t)d\vec{v} \qquad (1.1)$$

összefüggés adja meg. Ebben n_i az i tipusu részecskék koncentrációja, és $f_i(\vec{v},\vec{r},t)$ a sebesség eloszlásfüggvénye, amely esetleg függ a részecske t időpontbeli $\vec{r}$ helyzetétől. A v_o átlagos tömeg-sebességét /makroszkópikus sebességét/ a

$$\vec{v}_o = (1/\rho)\sum_i n_i m_i \bar{\vec{v}}_i \qquad (1.2)$$

adja meg, ahol $\rho = \Sigma_i n_i m_i$ jelenti a részecskék teljes sürüségét. A gázelegy egy i részecskéjének $\vec{V}_i$ pekuliáris sebességét a

$$\vec{V}_i = \vec{v}_i - \vec{v}_o \qquad (1.3)$$

összefüggés határozza meg, és ennek az i részecskékre vonatkozó átlagértékét nevezik $\vec{V}_i$ diffuziós sebességnek. Igy ez utóbbira felirható:

$$\vec{V}_i = \vec{v}_i - \vec{v}_o \tag{1.4}$$

Az (1.2) összefüggéssel való összevetésből látható, hogy gázelegy esetén

$$\Sigma_i n_i m_i \vec{V}_i = 0 \tag{1.5}$$

Ezek után most már felirhatjuk a levegő egyik, n_i koncentrációju összetevőjére a kontinuitási egyenletet:

$$(\partial n_i/\partial t)+\nabla\cdot[n_i(\vec{v}_o+\vec{V}_i)] = P_i - L_i \tag{1.6}$$

ahol P_i és L_i jelenti a szóbanforgó komponens keletkezésének és annihilációjának mértékét, pl. fotoionizáció, fotodisszociáció vagy más, kémiai reakciók /más komponensekkel való kölcsönhatások/ következtében. Amennyiben ilyen folyamatok kizárhatók, vagyis a rendszer össztömege változatlan, (1.6) jobb oldala természetesen zérus. Igy a fenti összefüggést mindegyik komponensre kiterjesztve ill. összegezve kapjuk:

$$(\partial n/\partial t)+\nabla\cdot(n\vec{v}_o)+\nabla(\Sigma_i n_i \vec{V}_i) = 0 \tag{1.7}$$

A ρ teljes sürüség bevezetésére szorozzuk végig az egyenletet m_i-vel, miáltal $\vec{V}_i$ is kiküszöbölődik:

$$(\partial\rho/\partial t)+\nabla\cdot(\rho\vec{v}_o) = 0 \tag{1.8}$$

Az (1.8) sürüségi kontinuitási egyenlet az egyszerüségénél fogva arra csábithat, hogy egy tetszőleges légköri komponensre alkalmazzuk. Ez azonban csak akkor jogos, ha biztos, hogy annak diffuziós sebessége nulla. Ez azonban ritka eset.

Viszkózus folyadék esetén az impulzus- és energiamegmaradást kifejező egyenletek felirása eléggé bonyolult [32], [51], [52], [157]. Ebben az esetben ui. a nyomást olyan tenzornak kell tekinteni, amely az átlagos tömegsebesség gradiens tenzorának egy nemdivergens szimmetrikus részét is tartalmazza. Ha azonban a μ viszkozitást állandónak tekintjük és a $\nabla\vec{v}_o$ gradiensét elhanyagoljuk, a gázelegy impulzusára vonatkozó következő megmaradási egyenletet irhatjuk fel:

$$\frac{D\vec{v}_o}{Dt} + \frac{1}{\rho}\nabla p - \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\vec{v}_o - \frac{1}{\rho}\Sigma_i n_i \vec{X}_i = 0 \qquad (1.9)$$

ahol p a teljes hidrosztatikai nyomás és $\vec{X}_i$ tetszőleges külső erő, amely az i tipusu részecskékre hat. A D/Dt teljes derivált operátor jelentése $(\partial/\partial t)+\vec{v}_o\cdot\nabla$.

Elhanyagolva a belső surlódás által disszipált energiát, az energiamegmaradási egyenlet a következő alakot veszi fel:

$$\partial n\,\mathcal{E}/\partial t+\nabla\cdot(n\mathcal{E}\vec{v}_o)+\nabla\cdot\vec{E}+p\nabla\cdot\vec{v}_o-\Sigma_i n_i \vec{X}_i \vec{V}_i = P-L \qquad (1.10)$$

Ahol $\vec{E}$ jelenti a hőenergia-fluxus vektorát, és $\mathcal{E}$ a részecskénti teljes transzlációs energia, a $\vec{v}_o$ sebességgel mozgó koordinátarendszerben:

$$\mathcal{E} = 1/2\cdot NkT \qquad (1.11)$$

Itt N a szabadsági fok számát jelenti, és k a Boltzmann-féle állandó. Utóbbi összefüggés segitségével (1.10) átirható a következő alakra:

$$\frac{Nk}{2}\frac{\partial nT}{\partial t} + \frac{Nk}{2}\nabla\cdot(nT\vec{v}_o) + \nabla\vec{E} + p\nabla\cdot\vec{v}_o - \Sigma_i n_i \vec{X}_i \vec{V}_i = P - L \qquad (1.12)$$

Nézzük meg közelebbről a hőenergia-fluxus $\vec{E}$ vektorát!

$$\vec{E} = -\lambda\nabla T + T\Sigma_i c_{pi}\rho_i\vec{V}_i \qquad (1.13)$$

ahol λ a hővezetési koefficiens és c_{pi} az állandó nyomáshoz tartozó fajhő. A kétféle fajhőre érvényes:

$$c_{vi} = (k/m_i)\cdot(N/2) \qquad (1.14)$$

$$c_{pi} = (k/m_i)\cdot[1+(N/2)] \qquad (1.15)$$

ahol m_i az i tipusu részecske molekulasulya. Az egész gázelegyre vonatkoztatva a c_p és c_v hasonló szerkezetü formulával adható meg, csak ekkor az m_i helyett az $m = \Sigma\rho_i/\Sigma n_i$ közepes molekulasuly szerepel.

Elemezzük kissé (1.13)-at! - Az első tag a hőmérsékleti egyenlőtlenségekből adódó szokásos hőenergia-fluxust jelenti, mig a második tag a $\Sigma_i n_i \vec{\bar{V}}_i$ molekula-áram által képviselt energiát adja meg. Ez a második tag el is tünik az egyenletből, ha a hőáramlás sebességét nem a $\vec{v}_o$ átlagos tömeg-sebességhez, hanem a molekulák átlagos sebességéhez képest mérjük. Igazság szerint még egy harmadik, az α_τ termikus diffuziós koefficienssel arányos tagnak is kellene szerepelnie az egyenletben, de légköri vizsgálatoknál ezt rendszerint elhagyják, mivel a termodiffuzió a légkör főbb komponenseinél nem játszik lényeges szerepet.

Ha az (1.13) második tagja nulla, az rendszerint azzal jár együtt, hogy $\Sigma_i n_i m_i \vec{\bar{V}}_i \neq 0$. Ekkor ezt a tagot is bele kell foglalni az (1.8) sürüségi kontinuitási egyenletbe, mig az (1.7) koncentrációs kontinuitási egyenletből kimarad a $\Sigma_i n_i \vec{\bar{V}}_i$ tag. Hasonló módositások lépnek fel az (1.12) energia-egyenletben is.

Az (1.8) sürüségi kontinuitási egyenletre támaszkodva, és c_v bevezetésével az (1.12) egyenletet még egyszerübb alakra hozhatjuk:

$$\rho(D/Dt)(c_v T) + p\nabla\cdot\vec{v}_o + \nabla\cdot\vec{E} - \Sigma_i n_i \vec{X}_i \vec{\bar{V}}_i = P - L \qquad (1.16)$$

Megjegyzendő, hogy az egyenlet bal oldalának utolsó tagja zérussá válik, ha az X_i/m_i külső gyorsitások függetlenek a részecskék természetétől /pl. gravitációs erők esetében/. Fontos az a korlátozás, hogy ez az egyenlet sem érvényes, ha egyetlen komponensre akarjuk alkalmazni.

Az eddigiekből már látható, hogy egy légköri modell felépitése hatalmas feladat. Bár a légkört ideális gáznak, vagy még inkább: enyhén ionizált plazmának tekintjük, benne rendkivül komplex fizikai és kémiai folyamatok játszódnak le. A felsőlégkör egzakt tárgyalása az emlitett egyenletek keretei között megkivánja a gázdinamika és a termodinamika alkalmazását, figyelembe véve a semleges részecskék kölcsönhatását töltött részekkel és a geomágneses térrel. De kellő pontossággal kell ismerni az energia-abszorpciós és emissziós folyamatokat is, valamint a szoláris fizikát. Külön problémát jelent, hogy a megoldás csak akkor szolgáltathat reális eredményeket, ha kellő pontossággal ismerjük a határfeltételeket, vagyis a szereplő paraméterek és az energia-fluxus változásait az alsó határnál /azaz a turbulens alsó légkör felső határánál/ és a felső határnál /az interplanetáris tér kezdeténél/.

Mindezt együttvéve matematikai nyelven roppant egyszerüen lehet kifejezni, amikor azt mondjuk, hogy egyenletrendszerként /szimultán/ kell megoldani a háromdimenziós, időben változó határfeltételekhez kötött (1.8), (1.9) és (1.16) egyenleteket, hozzácsatolva bizonyos, a $\vec{\bar{V}}_i$ diffuziós sebességeket szolgáló egyenleteket. Ugy tünik azonban, hogy ez a feladat, a ma rendelkezésre álló eszközökkel, még nem oldható meg teljességgel. Részleges megoldást adhat bizonyos egyszerüsitő feltevések bevezetése, de emellett lényeges szerepet játszanak a légkör termikus strukturáját meghatározó fizikai folyamatokra vonatkozó experimentális információk. Az egyik legjobb közelitő megoldás kapcsán a szerző [52] felhivja a figyelmet arra, hogy matematikai szempontból még bizonyitásra szorul, hogy ennek az integro-parciális differenciálegyenletekből álló rendszernek van egyértelmü megoldása. Sajnos, a fenti egyenletek egyik közelitő, háromdimenziós megoldása [51] pl. olyan eredményre vezetett, hogy 200 km feletti magasságban egy adott nap folyamán a hőmérséklet hamarabb éri el maximális értékét, mint a sürüség. Ez a megállapitás ellentmondásban van alapvető megfigyelési tényekkel. A fékeződésből levezetett sürüségi adatok szerint [117], [118] u.i. a sürüségi maximum 14h helyi idő körül lép fel, mig inkoherens szóródási megfigyelések [28, 29, 174, 201] a hőmérsékleti maximumot kb. 17h LT-re teszik.

De még az egydimenziós megoldás sem megy könnyen. Igy pl. Harris és Priester [59, 60] kénytelen volt a szoláris EUV-sugárzás abszorpciója mellett egy ismeretlen, hipotetikus hőenergiaforrást bevezetni, mert különben a sürüségi maximum időpontja 17h LT-kor lett volna, a modell szerint. Hasonló nehézséggel találta szemben magát Lagos és Mahoney. A nehézségek láttán az ujabb próbálkozásoknál az esetleges horizontális légmozgások figyelembevételére Coriolis-erőket és ion-közegellenállást vezettek be a hidrodinamikai egyenletekbe [47]. A kétdimenziós megoldás esetében az egyenletrendszer már olyan komplikálttá vált, hogy lényeges egyszerüsitéseket kellett bevezetni. Eddig kivétel nélkül mindegyik modell ugy született, hogy a megmaradási egyenleteket egyszerüsitő feltevésekkel próbálták kezelhetőbbé tenni. A nehézségeket ugy értjük meg kellően, ha végigkisérünk néhány egyszerüsitő feltevést.

1.2. Egyszerüsitő hipotézisek

Bár az általánositó megmaradási egyenleteket planetáris légkörökre még nem oldotta meg senki, széles körben bevezettek már több, különböző egyszerüsitő feltevést. Mielőtt felirnánk a szóbanforgó egyenleteket, érdemes tisztázni a légköri összetevőkre ható $\vec{X}_i$ külső erők természetét. Az összes lehetséges erő között számitásba kell venni a gravitációs erőt, a Coriolis erőt, és a különböző frikciós erőket, amelyek a semleges gáz és az ionközeg relativ mozgásával kapcsolatban lépnek fel. A gravitációs és Coriolis gyorsulások nem függnek a részecskék természetétől, ezért (1.5) értelmében ezek esetében a $\Sigma_i n_i \vec{X}_i \vec{V}_i$-tag eltünik. Ez természetesen nem áll fenn azokra a tagokra, amelyek az ion-közegellenállást reprezentálják és függnek a relativ sebességektől és a részecskék közötti ütközési frekvenciától. Az $\vec{F}_i$ erő tehát ezeket fogja reprezentálni az egyenletekben.

Célszerü a Coriolis erőt explicite megadni. Ha a Föld szögsebessége $\vec{\omega}$ = konstans, akkor egy geocentrikus $\vec{r}$ helyvektor esetében a Coriolis erő $F_c = m_i\,[2\vec{\omega}\mathrm{x}\,\vec{v}_o + \vec{\omega}\mathrm{x}(\vec{\omega}\mathrm{x}\vec{r})]$ és a megmaradási egyenletek:

$$(\partial\rho/\partial t)+\nabla\cdot(\rho\vec{v}_o) = 0 \qquad (1.17)$$

$$\frac{Dv_o}{Dt} + \frac{1}{\rho}\nabla p - \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\vec{v}_o - \vec{g} - 2\vec{\omega}\mathrm{x}\vec{v}_o - \vec{\omega}\mathrm{x}(\vec{\omega}\mathrm{x}\vec{r}) - \frac{1}{\rho}\Sigma_i n_i \vec{F}_i = 0 \qquad (1.18)$$

$$\rho(D/Dt)(c_v T)+p\nabla\cdot\vec{v}+\nabla\vec{E}-\Sigma_i n_i \vec{F}_i \vec{V}_i = P - L \qquad (1.19)$$

Látható, hogy mig az impulzus megmaradási egyenletben az összes külső erő szerepel, addig az energia megmaradási egyenletben csak a frikciós erők fordulnak elő. Az impulzus-egyenletből többen számitottak horizontális légköri szeleket [10, 34, 153], bár a számitásnál szükség van a vertikális termikus struktura ismeretére, amit viszont az (1.19)-ből lehet levezetni.

Lényeges egyszerüsités bevezetését jelenti annak feltételezése, hogy a $\vec{V}_i$ diffuziós sebességek nullák. A feltevés nem érinti ugyan az (1.17) sürüségi kontinuitási egyenletet és az (1.18) impulzusegyenletet, de az (1.7) koncentrációs kontinuitási egyenlet most már

$$(\partial n/\partial t) + \nabla\cdot(n\,\vec{v}_o) = 0 \qquad (1.20)$$

alakra egyszerüsödik. Ugyanakkor a c_v-re vonatkozó összfüggés és az (1.17), (1.20) egyenletek felhasználásával az energia-egyenlet is egyszerübb alakot vesz fel:

$$\rho c_v(D/Dt)(T) + p\nabla\cdot\vec{v}_o + \nabla\vec{E} = P - L \qquad (1.21)$$

Ebben az esetben a hőenergia-fluxus egyetlen taggal irható le:

$$\vec{E} = -\lambda\,\nabla T \qquad (1.22)$$

Ha feltételezzük, hogy $\Sigma_i n_i \vec{\bar{V}}_i = 0$, vagyis a légkörben nem lép fel diffuziós áramlás, az (1.19) energia-egyenletbe bele kell venni a $\Sigma n_i \vec{F}_i \vec{\bar{V}}_i$ -tagok hozzájárulását az energiamérleghez, mig a többi egyenletet ez nem érinti. A diffuziós transzport folyamatokból tehát olyan nehézségek adódnak, amelyeket csak ugy lehet elkerülni, ha mindegyik összetevőre feltételezzük, hogy $\vec{\bar{V}}_i = 0$. Ez más szavakkal azt jelenti, hogy a légkörnek minden hőmérsékletváltozásnál diffuz egyensulyi állapotban kell lennie. Egy ilyen feltevés azonban megkérdőjelezhető, mert ez azt is jelentené, hogy a diffuz egyensulyi állapot eléréséhez szükséges idő elhanyagolható a hővezetési időhöz képest. Ennek ellenére, fenti feltevést több szerző is alkalmazta [47, 59, 60], hogy a felső légköri dinamikai effektusok nagyságrendjét megbecsülhesse.

A légkör termikus szerkezetének elemzésénél több izben támaszkodtak az (1.21)-re. Ezért érdemes megnézni, hogy milyen kihatása van a $\vec{v}_o$ átlagos tömegsebességre vonatkozó esetleges feltevéseknek.

Legegyszerübb az az eset, amikor $\vec{v}_o$-t elhanyagolják, mert akkor az energia-egyenlet igen egyszerü alaku:

$$\rho c_v(\partial T/\partial t) + \nabla\cdot\vec{E} = P - L \tag{1.23}$$

Diffuz egyensulyi eloszlást feltételezve a légköri összetevőkre, az (1.23) egyenlet egy-dimenziós megoldása, numerikus integrálással, viszonylag könnyen megkapható.

Azonban figyelembe vehetjük az átlagos tömegsebességet olymódon is, hogy (1.17) és (1.20) felhasználásával:

$$\nabla\cdot\vec{v}_o = -\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} = -\frac{1}{n}\frac{Dn}{Dt} \tag{1.24}$$

Ez a reláció magában foglalja azt a feltevést, hogy stacionárius állapot feltételei mellett az m molekulasuly nem változik a magassággal, vagyis : $Dm/Dt=0$, ami az előző $\vec{\bar{V}}_i = 0$ feltevés egyenes következménye. Ebben az esetben viszont (1.21) a következő alakra irható át:

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} - \frac{p}{n}\frac{Dn}{Dt} + \nabla\cdot\vec{E} = P - L \tag{1.25}$$

Az ideális gáztörvény felhasználásával még egy kis átalakitás végezhető:

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} + \nabla\cdot\vec{E} = P - L \tag{1.26}$$

Az (1.25) baloldalán szereplő 3 tag kompenzálja a hőenergiát termelő és felemésztő folyamatokat. Könnyü e tagokat értelmezni: az első jelenti a belső energia változást, amely egy folyadék-cella mozgását kiséri, a második tag az adiabatikus felmelegitést vagy lehülést jelenti, mig a harmadik a vezetés által történő, lefelé irányuló hőenergia transzportot képviseli.

Matematikai szempontból nem jelent különösebb problémát az (1.17), (1.18) és (1.26) parciális differenciál egyenletekből álló rendszer megoldása a $\vec{v}_o$, ρ, p, T függő változókra, de komoly nehézséget jelentenek a határfeltételek, amelyek csak kevéssé ismertek. Az (1.26) energia-egyenletet egydimenziós esetre már többen megoldották, de ugy, hogy az átlagos tömegsebességre további egyszerüsitést vezettek be. Az egydimenziós esetben megengedhetőnek tünt a $Dp/Dt = 0$ feltevés [60]. Ez a feltétel a $\vec{v}_o$ sebesség w_o vertikális komponensére a következő következménnyel jár:

$$w_o = T \int_{z_o}^{z} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial t} dz \qquad (1.27)$$

ahol z_o az alsó határ magassága. Ha most elhanyagoljuk a horizontális áramlás hatását a vertikális nyomási gradiensre, vagyis ha $\partial p/\partial z = -\rho g$, akkor a kiinduló feltétel a

$$w_o = -H \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_o}^{z} \frac{dz}{H} \qquad (1.28)$$

összefüggéshez vezet, ahol $H=kT/mg$ jelenti a skálamagasságot. Némi átalakitás után ez az összefüggés igy is irható:

$$w_o = H \int_{z_o}^{z} \frac{1}{H^2} \frac{H}{t} dz \qquad (1.29)$$

Az (1.29) azonban magában foglalja a $Dm/Dt = 0$ relációt is, vagyis a magasságtól független molekulasulyt, ami bizony elég durva közelités! Kimutatható, hogy (1.27) vagy (1.29) nem egyéb, mint az (1.24) kontinuitási egyenlet vertikális komponensének megoldása.

Horizontális mozgások figyelembevételének szükségessége esetén felmerül az a probléma, hogy az (1.29) nem adja meg a vertikális sebességet. Pedig már 1 m/s sebességgel jellemezhető horizontális áramlás olyan adiabatikus felmelegedéshez vezethet, amely a legfőbb felsőlégköri hőforrással, a szoláris ultraibolya sugárzás fütésével összehasonlitható. Ebből tehát az következik, hogy a légköri hőegyenleg felállitásánál figyelembe kell venni a légköri mozgásokat is /szeleket/. Persze, a megmaradási egyenletek háromdimenziós szimultán megoldása lenne az ideális megoldás, mert akkor egyidejüleg kapnánk meg a légkör összetételére és szélrendszerére vonatkozó paramétereket. Az eddig vázolt nehézségek azonban nyilvánvalóvá teszik, hogy ettől még messze vagyunk.

1.3. Energiát termelő és felemésztő folyamatok

Már a kezdeti felsőlégköri sürüségmérések érdekes és elgondolkoztató eredményeket adtak. Kiderült például, hogy a 200 km feletti tartomány egyik legjellegzetesebb vonása, hogy a sürüség a magassággal csak igen lassan csökken. A hidrosztatikai egyensuly törvénye szerint ez csak ugy magyarázható, hogy a skálamagsság erősen csökken a magassággal. Ez azonban csak első közelitésben igaz. Tekintve a $H = kT/Mg$ összfüggést, belátható, hogy ha feltételezzük a molekuláris légkörröl (M=29) diffuz szeparáció következtében egy atomi összetételü légkörre (M = 14 vagy 16) való áttérést, az a H értékét csak megkétszerezi. Ez azonban még távolról sem elegendő a megfigyelt sürüségcsökkenés magyarázatára. Igy tehát fel kell tételezni a hőmérséklet jelentékeny növekedését is [179, 180]. Ez két formában is elképzelhető. Növekedhet a hőmérséklet olymódon, hogy még a legnagyobb magasságokban is létezik egy hőmérsékleti gradiens. De elképzelhető egy 200 km alatt kezdődő, igen erős hőmérsékletnövekedés, amely a hőmérsékleti gradiensnek 200 km feletti fokozatos csökkenése mellett, egy nagyobb magasságnál kezdődő izotermikus tartomány kialakulásához vezet. Elméleti megfontolások hamarosan kimutatták, hogy energetikai okok miatt csak az utóbbi elképzelés lehetséges.

Ha figyelembe vesszük, hogy 100 km magasságban a hőmérséklet általában nem éri el a 250 K-t, de 500 km magasságban már 600-2000 K értékek fordulnak elő, akkor nyilvánvaló, hogy ez csak bizonyos mannyiségü energia abszorpciója és hővé alakulása révén következhet be. Feltételezve, hogy 100 km felett a vertikális hővezetés a fő energia transzport folyamat, egy tiszta oxigénből álló légkörben - a számitások szerint - a mondott hőmérsékleti viszonyok [11]

$$dT/dz = 13.2\ T^{-0,69} \cdot E \quad K\ km^{-1}$$

vertikális hőmérsékleti gradiens mellett valósulnak meg, mig egy molekuláris oxigén-nitrogén légkörben ez az érték:

$$dT/dz = 17.8\ T^{-0,69} \cdot E \quad K\ km^{-1}$$

Ezekben az összefüggésekben E jelenti a lefelé irányuló hőenergia fluxus abszolut értékét erg $cm^{-2}s^{-1}$-ben. Igy most már nyilvánvaló, hogy ha a hőenergia fluxus akár csak 1 erg $cm^{-2}s^{-1}$ nagyságrendü, ez már eredményezhet 35 - 10 K/km-es hőmérsékleti gradienst, attól függően, hogy milyen a hőmérséklet abban a magassági tartományban, ahol a hővezetés történik.

Mindazok, akik eddig foglalkoztak a kérdéssel, egyetértettek abban, hogy a felsőlégkör legfőbb hőenergia forrását azok az abszorpciós folyamatok jelentik, amelyekben a szoláris ultraibolya sugárzás egy része alakul át hőenergiává. Természetesen, amellett létezhetnek még más, jelentékeny energiatermelő folyamatok is. Ezek közül néhányat jól ismerünk. Ilyen például az ionok és semleges részecskék kölcsönhatásából származó Joule-féle disszipáció, és a légköri hullámok, mint pl. gravitációs hullámok, árapály oszcillációk. Bár eléggé jól ismert fizikai mechanizmusról van szó, mégis nagy bizonytalanságban vagyunk az e folyamatok által a légkörben termelt energia mennyiségét illetően.

Modell készitésénél azonban a fentiek mellett az energia-egyenletben azokat a tagokat is figyelembe kell venni, amelyek tartalmazzák az átlagos tömegsebességet. Ezeket gyakran ugy szerepeltetik, mintha éjszakai kompresszsziv hőforrások lennének, nappal pedig expanziv hőelnyelő folyamatok. Kézenfekvő volna az a gondolat, hogy e tagokat nem kell reális energiaforrásoknak ill. energiát felemésztő folyamatoknak tekinteni, mivel egy 24 órás ciklusban az integrált hozzájárulásuk a légkör energiamérlegéhez éppen nulla. Ez természetesen igaz, ennek ellenére nem lehet e tagokat az energiaegyenletekből kihagyni, mivel éppen ezek befolyásolják erőteljesen a hőmérséklet eloszlását a nap folyamán. Ha viszont az impulzus- és energia-egyenleteket nem szimultán oldják meg, nehéz a kompressziv és expanziv tagok nagyságrendjét megbecsülni. Az eddigi, közelitő számitások azt mutatják, hogy az e tagokkal kapcsolatos összes energianyereség viszonylag kicsiny az ultraibolya tartományban abszorbeált összes energiához képest. Ezeket az effektusokat mégis figyelembe kell venni, mert szerepet játszanak még 200 km feletti magasságokban is, ahol már csak igen kevés ultraibolya sugárzás nyelődik el [150].

A legtöbb elméleti modell egyedül az ultraibolya sugárzás abszorpcióját veszi figyelembe. Gyakorlati okok miatt a szoláris szinképet két részre osztják: az egyik a Schumann-Runge kontinuum (175 nm alatt), és az a hullámtartomány, amely a Lyman-β-tól (102,6 nm) terjed 8 nm-ig. Hosszabb és rövidebb hullámtartományokat azért nem vesznek figyelembe, mivel 100 km felett azok a sugárzások csak nagyon kevéssé nyelődnek el. A Schumann-Runge-tartományban elnyelődött sugárzásból nyerhető energiát többen megbecsülték. Az Ackerman [2] által tabulált értékek szerint a nyerhető energia mintegy 15 erg $cm^{-2}s^{-1}$ nagyságrendü. A 102,6 nm és 8 nm közötti tartományban a teljes ultraibolya fluxus 1,7 - 4,5 erg $cm^{-2}s^{-1}$ között változhat, a naptevékenység intenzitása szerint. Nem szabad azonban elfelejtenünk, hogy a szoláris fluxus mellett ismernünk kellene a hőenergiává alakulás ε_T hatásfokát is. E téren oly nagy bizonytalanság uralkodik, hogy a szakirodalomban 0,1 és 1 közé eső bármely értéket meg lehet találni.

Nem teljesen világos az sem, hogy a légkör felfütését biztositó abszorpció hol történik. A sokoldalu vizsgálatok azonban mind azt mutatják, hogy az energia legnagyobb része a 120 km alatt abszorbeált sugárzásból származik. A 140 km feletti magasságokban az ultraibolya hőtermelés a rövidebb hullámhosszuságu sávban nagyobb, mint a Schumann-Runge tartományban. A 102,6 nm alatti sávból származó energia egyedül is elég volna ahhoz, hogy a termopauza hőmérséklete 600 K - 2000 K-re emelkedjék. Ebből viszont az következik, hogy a Schumann-Runge kontinuum által termelt hőenergia figyelembevétele megkivánja bizonyos mennyiségü hőenergia lefelé való turbulens szállitását [130], mivel a kinetikus hővezetést mint kizárólagos mechanizmust feltételezve a 100 km körüli magasságokban igen nagy hőmérsékleti gradiensek lépnének fel.

Az UV-abszorpción kivül a legjelentősebb hőforrás a felsőlégkörben az ionoszférikus áramokból származó Joule-fütés [36]. Minthogy a Joule-fütés arányos az elektronkoncentrációval és az elektromos erőtér négyzetével, az effektus főleg az aurórális vidékeken jelentős, elsősorban zavart körülmények között. Geomágneses szempontból zavart időszakban a Joule-fütés révén disszipált összes energia mennyisége ilyenkor nagyobb, mint az UV-abszorpcióból származóé. Megállapitották azt is [33], hogy a Joule-fütés mértéke éjszaka nagyobb, a nappalinak akár kétszerese is lehet. Ilyen körülmények között az egész termoszféra zavart állapotba kerül, és kialakul egy az egyenlitő felé tartó szélrendszer. A Joule-disszipáció lényegét tekintve egy csatolási mechanizmusról van szó, amely a semleges és az ionizált légkör között jön létre, mint ahogy erre az impulzus- és energiamegmaradási egyenletnél utaltunk is. Mind inkoherens radarmérések, mind elméleti számitások azt mutatják, hogy geomágneses viharok esetén a 200 m/s körüli szélsebességek közönségesek a termoszférában, de előfordulhatnak 500-1000 m/s-os szélsebességek is. Elektromos térre vonatkozó mérési adatok, valamint ionoszféra-modellből vett elektronkoncentrációk felhasználásával végzett számitások alapján feltételezhető [33], hogy a Joule-disszipáció az UV-abszorpcióhoz hasonló nagyságrendü és profilu. Bár ez a fütési mechanizmus elsősorban a magasabb szélességekre koncentrálódik, a keletkezett hőenergia eloszlik a teljes termoszférában.

Érdekes volna belevenni a Joule-fütést egy elméleti modellbe. Ehhez azonban szükség volna részletesebb információkra, elsősorban az ionokat a semleges gázon keresztül mozgató elektromos tér szerkezetére és intenzitására vonatkozóan. Minthogy a fütési mechanizmust az un. ion-közegellenállás okozza, a modellezésnél elengedhetetlen az ionoknak a semleges részecskékhez képesti sebességének pontos ismerete. Bonyolitja a helyzetet, hogy egyidejüleg viszkózus hődisszipációval is kell számolni. Mindez azt jelenti, hogy egy semleges légköri modell készitésénél a korábban vázolt nehézségek mellé még az is hozzájárul, hogy szimultán ki kellene számitani a termoszféra ionoszférikus szerkezetét is. Ez matematikailag azt jelenti, hogy az ismertetett semleges megmaradási egyenletek mindegyikéhez hozzá kellene csatolni az ionokra és elektronokra vonatkozó megfelelő egyenletet, miáltal a megoldás lényegesen komplikáltabbá válik.

A felsőlégkör hőháztartásában atmoszférikus hullámok is szerepet játszhatnak [69, 221, 160]. Hines 120 km feletti magasságnál az energiafelvételt 0,1 erg $cm^{-2}s^{-1}$-re becsülte [70]. De a feltételezett energiaforrás modellezése nehéz, mivel változásai egyáltalán nem ismeretesek. Komplikálja a helyzetet, hogy hullámdisszipáció nemcsak az alsó légkörben keletkezett, közepes méretü hullámokból származhat, hanem az aurórális vidékek felett, nagy magasságokban keletkezett makroszkópikus hullámok révén is. Igy tehát a termoszféra hullámdisszipáció révén alulról is, meg felülről is vehet fel energiát. Alapos számitások [155] szerint a geomágneses viharok idején az aurórális vidéken gerjesztett gravitációs hullámok igen jelentékeny hőmérséklet emelkedéseket okozhatnak, amelyek azonban nem haladják meg a holdak fékeződéséből levezetett empirikus formulával [115] kapott értékeket.

Ha összegezni akarjuk a kialakult helyzetet, meg kell állapitanunk, hogy eddig még nem publikáltak olyan légköri modellt, amely a fentebb felsorolt hőenergia források mindegyikét figyelembe vette volna. Ha kezdetben az volt a probléma, hogy a modell-készitásnél nem áll rendelkezésre annyi hőenergia, hogy az észlelt viszonylag magas hőmérsékletek előállithatók legyenek, ma már az okoz gondot, hogy miként lehet annyi energiát felemésztő folyamatot beiktatni a modellbe, hogy ne lépjenek fel /a modellben/ olyan magas hőmérsékletek, amelyeket a megfigyelések nem igazolnak!

Kézenfekvő egy lefelé irányuló hővezetési mechanizmus feltételezése. Ezen kivül egyedül az atomi oxigén infravörös emissziója 0,063 nm hullámhosszon az egyetlen energiavesztési folyamat, amelyet termoszférikus modellekbe beiktattak. Azonban kimutatható [149], hogy 150 km alatti magasságoknál a sugárzási energiatranszport erősen csökkenti a 0,063 mm-es emisszió értékét, ugyhogy az 100 km magasságban már elhanyagolhatónak tekintendő. Igy aztán a 100-120 km-es tartományban a molekuláris hővezetés következtében igen nagy hőmérsékleti gradiensek léphetnek fel. Ezért feltétlenül más, hőveszteséggel járó folyamatokat kell beiktatni. Valószinüleg más infravörös emissziók játszanak szerepet a felsőlégkör hőháztartásában. Vannak is erre utaló megfigyelések. Például 150 km feletti magasságokban erős infravörös emissziót észleltek a 0,006 - 0,008 mm-es sávban, bár ennek fizikai magyarázatát nem ismerjük. A 0,015 mm-nél erős emissziós sugárzást mértek /Stair/, amely a CO_2-től származik: 120 km-nél 1 erg $cm^{-2}s^{-1}$, mig 100 km-nél ennek tizszeresét! Ennek alapján elképzelhető, hogy a 100-120 km-es sávban a CO_2 játszik jelentékeny szerepet, mint hütőközeg.

1.4. Összegezés

Ugy véljük, hogy a fentiekben, ha csak vázlatosan is, de a lényeges részleteket érintve bemutattuk azokat a nehézségeket, amelyek ma még nem teszik lehetővé egy, a reális felsőlégkört reprezentáló modell készitését elméleti uton. Talán azt is sikerült érzékeltetnünk, hogy nemcsak matematikai problémákról van szó. Az alapvető nehézséget az okozza, hogy nem ismerjük kellően azokat a fizikai-kémiai folyamatokat, amelyek meghatározzák a felsőlégkör energiamérlegét. Ezek nélkül pedig nyilvánvalóan csak olyan elméleti modellek készithetők, amelyek nem kielégitő módon adnak közelitő képet a felsőlégkörről és annak változásairól.

Ezek alapján érthető, hogy miért van olyan nagy jelentősége az empirikus vagy szemi-empirikus modelleknek, amelyek fáradságos munkával, sokféle technikával összegyüjtött mérési eredményekből születnek, de lehetővé teszik, hogy viszonylag nagy pontossággal megadjuk a felsőlégkör fontosabb paramétereinek értékét egy kivánt időpontra vonatkozóan, és le tudjuk irni e paraméterek változásait, még akkor is, ha nem vagyunk teljesen tisztában azzal, hogy miként zajlanak le azok a folyamatok, amelyek e változásokat előidézik.

2.§. A FELSŐLÉGKÖR SÜRÜSÉGÉNEK MEGHATÁROZÁSA MÜHOLDAK FÉKEZŐDÉSÉBŐL

Az aktiv ürkutatás első két évtizedében alakult ki és élte virágkorát az a módszer, amely a müholdra ható közegellenállást használja a sürüség meghatározására. Bár az utóbbi években egyre több fedélzeti müszert állitottak a felsőlégkör szolgálatába [61, 212, 214], a légsürüség meghatározásának ezt a mindmáig legolcsóbb módszerét ma is több helyen rendszeresen használják /Anglia, Bulgária, Magyarország, Lengyelország, Románia, Szovjetunió/. A következőkben arról szeretnénk képet kapni, hogy ez a módszer milyen elvi alapokon nyugszik, és mi szükséges a felsőlégkör sürüségének meghatározásához.

2.1. A légköri közegellenállás hatása a mühold pályájára

Régen ismert, hogy a levegő sürüsége a magassággal rohamosan csökken. Ezért /főleg a nagy excentricitásu/ ellipszis-pályán keringő hold szinte "megmártózik" a perigeum környezetében található közegben, amely lényegesen sürübb, mint a pálya többi pontjának magasságában. Közepes naptevékenység mellett pl. a 200 km-es perigeummagassághoz tartozó légsürüség $2{,}78 \cdot 10^{-10}$ kg/m^3, mig 1000 km magasságban már csak $3{,}02 \cdot 10^{-15}$ kg/m^3, tehát a perigeumban a sürüség 10^5-szer akkora, mint 1000 km magasságban. Ez más szavakkal azt jelenti, hogy a közegellenállás is elsősorban a perigeum környezetében fejti ki hatását. A továbbiakban a közegellenállásnak ezt a hatását egyetlen pontra, a perigeumra vonatkoztatjuk, és csak a fejezet végén korrigáljuk ezt az egyszerüsitő feltevést.

A közegellenállás hatása abban nyilvánul meg, hogy a hold a perigeumon áthaladva bizonyos mennyiségü munkát végez, tehát veszit energiájából, és ennek következtében a további keringés folyamán már nem tud olyan mértékben eltávolodni a Föld középpontjától, mint az előző keringésnél. Csökken tehát az apogeum magassága, bár a perigeumé alig változik. Igy tehát a hold nem egy állandó alaku és méretü ellipszisen kering, hanem a közegellenállás hatására egy elliptikus spirális mentén halad. Ezt szabatosabban ugy fejezhetjük ki, hogy a hold pillanatonként más-más ellipszisen mozog, és ezen ellipszisek $\underline{a}$ fél nagytengelyei és $\underline{e}$ numerikus excentricitásai monoton csökkenő sort alkotnak /ha csak a közegellenállást tekintjük/. A két pályaelemnek ezeket a megváltozásait perturbációknak nevezzük és e perturbációkból lehet az őket okozó közegellenállásra, ill. légköri sürüségre következtetni.

A légkör még több száz km-es magasságban is rotál /a Földhöz viszonyitva/. Ennek hatására a hold pályasikja is elszenved bizonyos perturbációkat, ami az I inklináció és Ω csomópont megváltozásában nyilvánul meg. E hatások azonban viszonylag kis amplitudójuak, és rájuk még jelentékeny gravitációs eredetü perturbációk is szuperponálódnak. Ezért egyszerübb a sürüség meghatározására az <u>a</u> és <u>e</u> pályaelemek perturbációit használni. A következő paragrafusban az lesz a célunk, hogy az égimechanika módszereinek e problémáira való alkalmazásával e perturbációk segitségével levezessük a perturbáló közeg sürüségét megadó formulát.

2.2. Formulák a légsürüség meghatározására

Az égimechanika alapesete a kéttestprobléma, amelynek megoldása századok óta ismert. Azt is régen tudjuk már, hogy a kéttestprobléma keretében milyen hatása van a test mozgására, ha egy külső, perturbáló erő lép fel. Nagyon sok égimechanikai tankönyvben megtalálhatók az ezeket a perturbációkat leiró Lagrange- vagy Gauss-féle egyenletek [49, 94, 254].

Mivel a közegellenállás tangenciális erő, a mi esetünkben kiindulásként a Gauss-féle egyenletek kinálkoznak, mégpedig u.n. második formájukban. Ezek a perturbációs egyenletek többféleképpen is levezethetők, és a könyvek ritkán adják meg a levezetést teljes részletességgel. Ezért tartom érdemesnek saját levezetésem bemutatását. A levezetés azonban elég hosszadalmas, gondolatmenetünk szempontjából pedig csak a végeredményre van szükség, ezért a kérdéses részt a függelékben szerepeltetem /1. sz. FÜGGELÉK: Gauss-féle egyenletek levezetése; 2. sz. FÜGGELÉK: A Gauss-féle egyenletek 2. formája; 3. sz. FÜGGELÉK: A Lagrange-egyenletek levezetése/.

Induljunk ki az <u>a</u> és <u>e</u> pályaelemek perturbációs egyenleteiből /1. 2. sz. FÜGGELÉK-ban!/:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2\sqrt{1 + e^2 + 2e\cdot\cos\theta}}{n\sqrt{1 - e^2}}\,T$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{2\sqrt{1 - e^2}\,(e + \cos\theta)}{na\sqrt{1 + e^2 + 2e\cdot\cos v}}\,T$$

Az a célunk, hogy az egyenletek segitségével kifejezzük az 1 keringés folyamán fellépő perturbációk összegét.

Az első átalakitásokkal az integrálás szempontjából kényelmetlen gyökjeleket tüntetjük el, majd perturbáló T erőként bevezetjük a közegellenállási erőt. Igy a pályaelemek perturbációi és a hold mozgása közötti kapcsolat a a hold v sebességén keresztül fejeződik ki, ami integrálás szempontjából szintén nem tul kedvező. Ezért átalakitások során keresztül /részletesen l. 4. sz. FÜGGELÉK-ben!/ bevezetjük az E excentrikus anomáliát az egyenletekbe:

$$\Delta a = -a^2\delta \int_0^{2\pi} \frac{(1+e\cdot\cos E)^{3/2}}{(1-e\cdot\cos E)^{\frac{1}{2}}} \rho\cdot dE$$

$$\Delta x = -a^2\delta \int_0^{2\pi} \frac{(1+e\cdot\cos E)^{\frac{1}{2}}}{(1-e\cdot\cos E)^{\frac{1}{2}}} (\cos E + e)\cdot\rho\cdot dE$$

ahol $x = a\,e$ és δ a közegellenállást megadó egyenlet állandója, ρ pedig a közeg /légkör/ sürüsége. A ρ sürüség változását a magasság függvényében egyelőre olyan egyszerü, gömbszimmetrikus modellel irjuk le, amelyben a csökkenés exponenciális:

$$\rho = \rho_p\cdot\exp\left[(r_p - r)/H\right]$$

ahol a p index a perigeumra vonatkozik, és H = konstans a skálamagasság. Az integrálás megkönnyitésére a törteket E szerint hatványsorba fejtjük, majd a hatványokat E többszöröseivel fejezzük ki, hogy használhassuk a Bessel-függvények u.n. integrál-alakját.

$$I_n(Qx) = \frac{1}{2\pi} \int \exp\,(Qx\cdot\cos E)\cdot\cos n\cdot E\; dE$$

ahol $Q = 1/H$. A továbbiakban az $I_n(Qx) = I_n$ egyszerüsitett jalölést alkalmazva végül megkapjuk az 1 keringés folyamán fellépő perturbációkat a következő alakban:

$$\Delta a = -2\pi\delta a^2\rho_p\exp[Q(a_0-a-x_0)]\cdot[I_0+2eI_1+\frac{3}{4}e^2(I_0+I_2)+\frac{1}{4}e^3(3I_1+I_3)]$$

$$\Delta x = -2\pi\delta a^2\rho_p\exp[Q(a_0-a-x_0)]\cdot[I_1+\tfrac{1}{2}e(3I_0+I_2)+\tfrac{1}{8}e^2(11I_1+I_3) +$$

$$+ \frac{1}{16}e^3(7I_0+8I_2+I_4)]$$

Természetesen, ha nem az általunk választott, viszonylag egyszerü, szférikus sürüségi modellt fogadjuk el, akkor más alaku kifejezéseket kapunk. Azonban King-Hele [135] kimutatta, hogy megfelelő eljárással még egy, a valóságot jól megközelitő, lapult szférikus modell esetén, a magassággal változó H skálamagasság feltételezése mellett is teljesen azonos szerkezetü összefüggéseket lehet levezetni / a szférikus modelltől való eltérések csupán mint korrekciós faktorok kerülnek be a formulákba/.

A fél nagytengely Δa változása közvetlenül nem mérhető, ezért azt a $\dot{P}$ periódusváltozással fejezzük ki:

$$\dot{P} = 3\Delta a/2a$$

és ennek segitségével már megkapjuk a perigeumhoz tartozó ρ_p sürüséget kifejező formulát:

$$\rho_p = -\frac{\dot{P}}{3\pi a\delta} \cdot \frac{\exp[Q(a_o-a-x_o)]}{[I_o+2eI_1+3e^2(I_o+I_2)/4+e^3(3I_1+I_3)/4]}$$

A megfelelő Bessel-függvények felhasználásával, pontossági megfontolások figyelembevételével, különböző formulákat kaphatunk. Ezek közül legegyszerübb az, amely körpálya (e=0) esetén adja meg a sürüséget:

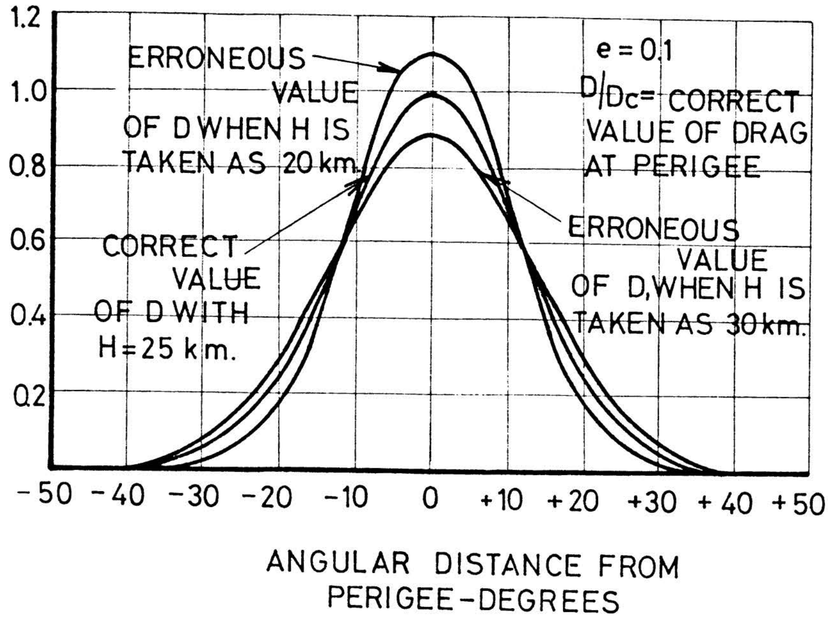
$$\rho_o = -\dot{P}/3\pi\cdot a\cdot\delta$$

Gyakorlati szempontok figyelembevételével nyilván olyan formula a legjobb, amely minél több esetben használható. Ha az esetek több, mint 90%-ában fennálló $0{,}02 < e < 0{,}2$ és $3 < ae/H < 30$ feltételeket vesszük figyelembe, és az 5.10^{-3}-nál kisebb tagokat elhanyagoljuk, kapjuk a következő formulát:

$$\rho_p = -\frac{\dot{P}}{3\delta}\left(\frac{2e}{\pi aH}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1-2e+\frac{5}{2}e^2-3e^3-\frac{H}{8ae}\left(1-10e+\frac{7H}{16ae}\right)\right] \qquad (2.25)$$

Mint hangsulyoztuk, fenti formulák szférikus sürüségi modellben érvényesek. A lapult modellben, változó H mellett levezetett formulák csak abban különböznek, hogy további tagokat is tartalmaznak, ugyanakkor az a hibájuk, hogy H hibái nagyon befolyásolják a számitás végeredményét, a sürüségértéket. Ennek azért van jelentősége, mert H értékét általában csak 10-20% pontossággal ismerjük. Kivánatos volna tehát olyan formula használata, amelyben H bizonytalansága kevéssé befolyásolja a kapott sürüségéértéket.

Tanulságos, ha kiszámitjuk a közegellenállást a perigeumtól mért szögtávolság /a valódi anomália/ függvényében, és a számitást hibásan felvett H skálamagassággal is elvégezzük. A 2.1 ábrán látható egy ilyen számolás eredménye [137] egy tipikus $e = 0{,}1$-es pálya és H = 25 km esetén. Látható, hogy



2.1 ábra

a D közegellenállás csak 20^{o}-nál nagyobb szögtávolság esetén csökken le a perigeumbeli D_p érték 20%-ára. Az ábra azt is világosan mutatja, hogy hibásan felvett H = 20 km és H = 30 km esetén a perigeumbeli D_p értékek 10%-kal eltérnak a helyes értéktől. A három görbe azonban a D/D_p = 0,62-nél metszi egymást. Kimutatható, hogy ez a szóbajöhető e értékektől és H-tól függetlenül mindig kb. itt fordul elő. Következésképpen célszerü a sürüség értékét nem a perigeum magasságára, hanem a görbék metszéspontjának megfelelő magasságra számitani. A szóbajöhető pályák esetén az optimális eset az, ha a sürüséget 0,5 · H km-rel a perigeum fölötti magasságra vonatkoztatjuk. Erre az esetre King-Hele [137] a következő formulát adja meg:

$$\rho_a = -\frac{0{,}157}{\delta}\dot{P}(e/aH)^{\frac{1}{2}}\left[1-2e+\frac{5}{2}e^2-3e^3-\frac{H}{8ae}\left(1-10e+\frac{7H}{16ae}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{0{,}00335}{e}\cdot\sin^2 i\cdot\cos 2\omega\right] \qquad (2.26)$$

A fenti formula tehát az r_p+0,5 H magasságra adja meg a sürüséget, mégpedig ha H bizonytalansága eléri a 25%-ot, ez a sürüség értékében még mindig csak 1,2%-nál kisebb hibát okoz.

Természetesen, lehet ezt a formulát teljesen általánositott alakban is felirni, vagy más szerzők által levezetett sürüségi formulákat bemutatni. Ez azonban kellő részletességgel megtalálható Almár disszertációjában [7]. Ezért csak az ott fel nem sorolt két ismertebb formulát mutatjuk be. M.Ja. Marov a következő formulát javasolja [164]:

$$\rho\sqrt{H} = -\frac{2\dot{P}}{2PC_D}\cdot\frac{1-e}{1+e}\sqrt{\frac{e}{2\pi r_p(1+e)}}$$

Hasonló szerkezetü G.V. Groves képlete is [56]:

$$\rho\sqrt{H} = -\frac{m\cdot\dot{P}}{3AC_D}\sqrt{\frac{2e}{\pi a}}\;\frac{\sqrt{1-e^2}}{1+e^2}$$

ahol : A,m = a hold felszine és tömege, C_D az aerodinamikai állandó. Látható, hogy hasonló szerkezetü képletekről van szó. Gyakorlati vonatkozásban azonban érdemes a pontossági megfontolások végeredményét megjegyezni.

A módszer megköveteli a hold pályaelemeinek ismeretét, tehát a sürüségmeghatározás csillagászati megfigyelésekből kiindulva pályameghatározást jelent. Igen lényeges azonban, hogy mig a periódusváltozást a lehető legnagyobb pontossággal kell ismerni, addig a többi pályaelem szerepe alárendelt, és ezért pontosságuk 1, esetleg 2 nagyságrenddel kisebb is lehet. Ez meghatározza jelen értekezés további gondolatmenetét is.

Ismertetjük a pályameghatározás egy közelitő módszerét, amely teljesen kielégitő eredményeket ad a mi esetünkben. Ugyanakkor részletesen megismerkedünk azokkal a módszerekkel, amelyek a periódus és változásai minél pontosabb meghatározására szolgálnak. Előbb azonban, a következő paragrafusban, megvizsgáljuk a fékeződéses módszer előnyeit-hátrányait, pontosságát.

2.3. A módszer korlátai, pontossági megfontolások

Formulánk levezetésénél feltételezzük, hogy a közegellenállás az egyetlen erő, amely a holdra hat. Ezt a feltételezést most ki kell egészitenünk.

Szerencsés dolog, hogy a földi gravitációs erőtér perturbációi éppen a sürüségmeghatározás alapvető paraméterét, a periódust /vizuális észlelések pontossága mellett/ csak elhanyagolhatóan csekély mértékben érintik. Azonban az erőtér páratlan harmonikusai, valamint a luniszoláris hatások jelentős mértékben perturbálják az $\underline{e}$ excentricitást és ezen keresztül a perigeummagasságot, amelynek környezetére vonatkoztatjuk a kiszámitott sürüséget.

A megvilágitott holdat érő sugárnyomás adott körülmények között komolyan perturbálhatja a félnagytengelyt, ill. a periódust. Az alábbi táblázat áttekintést ad arról, hogy átlagos naptevékenységi viszonyok mellett a sugárnyomás és a közegellenállás F_R/F_D aránya hogyan növekszik a magassággal:

Magasság (km)	200	300	400	500	600	700	800
F_R / F_D	0,0002	0,003	0,018	0,08	0,27	0,8	2,1

Látható, hogy nem játszik szerepet a sugárnyomás kb. 400 km magasságig, de növekvő magassággal a $\dot{P}$ egyre nagyobb hányada a sugárnyomás következménye. Mig 500 km magasságban a sugárnyomás egy korrekciós fektor szerepét játssza, addig 750 km felett már a sürüséget meghatározó közegellenállás a kisebbik erő. Ehhez járul, hogy különböző okoknál fogva a sugárnyomás értékét csak 5-10%-os hibával tudjuk meghatározni. Igy nagyobb magasságokban, ahol pl. $\dot{T}$-nek 95%-a a sugárnyomás következménye, a közegellenállást /és vele a sürüséget/ csak ± 100 %-os hibával tudjuk megbecsülni. Ez a magyarázata annak, hogy az 1000 km-nél nagyobb magasságokból oly kevés megbizható sürüségadat áll rendelkezésre.

Nem kivánom megismételni azokat a nehézségeket, amelyeket Almár Iván a doktori disszertációjában /162-167. old./[7] részletesen kifejtett a levezetésnél használt modell tulzott egyszerüségével kapcsolatban. Inkább megemlitem azt a további nehézséget, hogy a fékeződésen alapuló mérések térbeli és időbeli felbontása elég csekély. Amint a 2.1 ábrából látható, az e = 0,1 esetben a közegellenállás 90%-a egy tekintélyes, mintegy 50° hosszu iven akkumulálódik, de az az iv még az igen nagy e = 0,2 mellett is kitesz 30°-ot. Tehát, még nagy excentricitásu pályán is, egy nem elhanyagolható magassági intervallumban speciálisan átlagolt sürüségértéket kapunk. Ezért az ezzel a módszerrel kapott sürüségekkel nem lehet lokális jelenségeket tanulmányozni, csak globálisakat.

Nem jobb a helyzet az időbeli felbontással sem. Bár elvileg a felbontás 100 perc nagyságrendü, gyakorlatilag csak igen sürün végzett, pontos mérésekkel érhető el 6 órás felbontás /az is a pontosság rovására/. Igy tehát pl. ha a sürüség egy korpuszkuláris felhő átvonulása következtében a perigeum környezetében egy félórányi időre a normális értéknek akár az ezerszeresére növekednék, amikor a hold az apogeum környékén van, akkor a fékeződési adatokban ennek a tranziens jelenségnek semmi nyoma sem volna.

Végezetül, vegyük sorra a (2.26) formula egyes paramétereit olyan szempontból, hogy milyen mértékben terhelik hibával a meghatározandó sürüséget.

A $\delta = F_R S C_D/m$ tényező jelentékeny hibák forrása lehet. Az m tömeg ismertnek vehető ugyan /rendszerint megadják a fellövési adatok között/, de az S hatáskeresztmetszet csak gömb esetén /vagy hozzá hasonló szabályos testnél/ tekinthető kellő pontossággal ismertnek. A C_D aeronomiai tényező Cook [37,38] alapján 170-800 km között viszonylag pontosan ismert. Pl. 200-400 km között a legvalószinübb érték $C_D = 2,25$ és ismereteink szerint itt még szélsőséges viszonyok mellett is aligha csökkenhet 2,07-re vagy növekedhet 2,4-re. Mindezek alapján King-Hele az $S.C_D$ standard hibáját 7-10%-osnak veszi [137].

A $\dot{P}$ meghatározása általában nagy pontossággal történik, hibája még közepes pontosság mellett sem nagyobb 1%-nál. Hasonlóan a légköri rotáció F_R faktorának hibája becslés szerint maximálisan 1%-ot tesz ki [135].

Az $\underline{e}$ excentricitás hibája közepes pontosságu pályameghatározásnál $\pm 0,0003$, ami egy átlagos hold esetében 0,5%-os hibát eredményez a sürüség értékében. De ugyanez a bizonytalanság a perigeum magasságának meghatározásánál mintegy 2 km-es hibát ad, ami a sürüségre /max. 400 km magasságig/ mintegy 7%-os hibával hat vissza.

Korábbi megfontolásaink szerint H hibája sem terheli a sürüséget 1%-nál nagyobb hibával. King-Hele ugy véli, hogy modelljének leegyszerüsitett volta a sürüséget legfeljebb 2%-ban érinti [135]. Ha mindezeket a hibákat összegezzük, az adódik, hogy a legjobb esetben /pontos pályaelemek, gömb alaku hold/ a sürüség standard hibája 7,6%. Átlagos pályameghatározás és hengeralaku hold esetén ugyanez a hiba 12.5%.

Saját tapasztalataink szerint ez a becslés eléggé optimális. Sok, különböző forrásból származó vizuális méréseken alapuló sürüségadat elemzése azt mutatta, hogy az adatok alapzajának amplitudója eléri a 20%-ot, pedig ez még nem ad képet az esetleges szisztematikus hibák nagyságáról. Mindez indokolja, hogy a felsőlégkör kutatásában a vizuális észlelések mellett lehetőleg minél nagyobb számban kerüljenek felhasználásra nagyobb pontosságu mérések is, mint pl. a fotografikus /AFU-75/ vagy DVT-rendszerü észlelések [147].

3.§. A SÜRÜSÉGMEGHATÁROZÁS GYAKORLATI KÉRDÉSEI

Ebben a fejezetben képet szeretnénk adni arról, hogy a sürüségmeghatározás milyen konkrét kérdéseket vet fel, és azokat hogyan lehet megoldani. Először rövid áttekintést adunk a hazai észlelési módszerekről, majd bemutatjuk a pályaszámitásnak egy általunk javasolt módszerét, végül részletesen elemezzük azokat az eljárásokat, amelyek a sürüség meghatározására /elsősorban a szocialista országokban/ elterjedtek.

3.1. Müholdak észlelésének technikai kérdései

A hazai felsőlégkör-kutatások kezdetben kizárólag müholdak vizuális észleléseire alapoztak. Tekintve, hogy hosszu éveken keresztül végeztem észleléseket, és jelentékeny erőfeszitéseket tettem az észlelési technika javitására, röviden összefoglalom az észleléssel kapcsolatos főbb kérdéseket és a technika fejlődésének főbb állomásait [82].

A müholdak észlelésének kezdeti szakaszában nagy nehézséget jelentett, hogy a holdak 250-500-szor nagyobb látszólagos sebességgel mozognak, mint a csillagok. Hasonló sebességü objektumok észlelésében senkinek sem volt gyakorlata, vagy akár csak némi tapasztalata. Az észlelés célja az 1-2 $^{\circ}$/s sebességgel haladó objektum pozicióját valamilyen koordinátarendszerben minél nagyobb pontossággal meghatározni, a mérés időpontjával együtt. Fokozza a nehézséget, hogy többnyire halvány, szabad szemmel nem látható objektumokról van szó. Igy az előrejelzések pontatlansága miatt, már ahhoz is némi ügyesség kell, hogy az észlelő az objektumot megtalálja.

Ilyen körülmények között a SzUTA által javasolt "optikai barrier" /sorompó/-módszer látszott a legjobbnak. Lényege az, hogy a hold egy adott vonulásánál 8-15 észlelő ugy állitja fel távcsövét, hogy egymás látómezejét részben fedve, megfigyelés alatt tarthassák a meridián meglehetősen nagy /30°-40°-os/ ivét. Igy biztositva van, hogy az észlelők valamelyike észlelni fogja a holdat, ha az elég fényes. A meridiánbeli észlelés nagyon leegyszerüsiti a poziciómeghatározást: az észlelés időpontjából magkapjuk a rektaszcenziót is, és a szálkeresztnek a hold által metszett pontját megjegyezve, az átvonuló csillagok azonositásával, meg lehet becsülni a deklinációt. Az ilyen módszerrel elérhető pontosság viszonylag csekély volt: az időmérésnél csak igen gyakorlott észlelő hibája volt kisebb 0,2 s-nál, mig a koordináták hibája 0,1°-0,2° körül volt.

A módszernek az volt a hátránya, hogy a sok észlelő közül vonulásonként csak 1-2-nek sikerült egyetlen mérést végeznie, a többiek látómezején a hold nem haladt keresztül. Éppen ezért hamarosan áttértünk a meridiánon kivüli észlelésre, vagyis az az észlelő, aki megpillantotta a holdat, bemondással adta meg, hogy a többieknek mennyivel feljebb-lejjebb kell keresniük a holdat, hogy azt megpillanthassák. Természetesen, a meridiánon kivüli észlelés a pontosság némi csökkenésével járt együtt. Hiszen az észlelőnek előbb fel kellett vázolnia a látómező képét a mühold poziciójával együtt /az észlelés pillanatában/, majd ezt a csillagok azonositása után átvinni egy csillagtérképre, hogy arról le lehessen olvasni a mühold koordinátáit. Ezzel a módszerrel vonulásonként egész sor poziciót tudtunk meghatározni, és sikeres észleléseinkért a moszkvai Kozmosz-központtól több izben elismerést /oklevelet/ is kaptunk.

Az időmérést stopperórákkal végeztük. Csakhamar tapasztaltuk hátrányaikat: minden egyes stoppernek más a járása, amit külön-külön meg kellett határozni és nyilvántartani, az órák nehézkesen kezelhetők, sőt észlelés közben össze is keverhetők. Igy jutottam arra a gondolatra, hogy az időmérést másként kellene megoldani. Egy postamüszaki technikus /Huszár Tibor/ segitségével sikerült szereznünk egy régi postai távirógépet, amelyre a meglevő első irókorong mellé egy másodikat szereltünk /1958./. Az első irókorongra adtuk egy kronométer másodperces jeleit, mig a második az észlelés pillanatait regisztrálta. Igy tehát a táviròszalagon folyamatosan megjelenő másodperces jelek /vonalszakaszok/ kezdetéhez képest kellett kimérni az észlelés időpontját adó jel kezdetét. Mivel a szalagtovábbitás sebessége kb 20 mm/s volt, garantálni tudtuk a tizedmásodperces leolvasási pontosságot. Ennek ellenére, amikor az általunk kronográfnak nevezett berendezés már bevált, ill. amikor az észlelési technikát tovább tökéletesitettük, a távíró mozgató rugóját kicseréltem egy változtatható sebességü elektromotorra. Ezzel lehetővé vált, hogy az észlelés viszonylag rövid időtartamára a szalagmozgatási sebességet megnöveljem pl. 10 cm/s-ra, miáltal a leolvasás hibája kisebb lett, mint 0,01 s. Ez abban az időben minden igényt kielégitett /1959./.

Időszolgálatunkat egy kronométer biztositotta. Ennek állását és járását naponta határoztuk meg. Időetalonunk stabilitását akkor sikerült megjavitanunk, amikor egy higanykompenzációs ingaórát szereztünk be. Ezt egy hőszigetelt telefonfülkében helyeztük el, amelyet felfütöttünk és termoregulátorral állandó, 40°C-os hőmérsékleten tartottuk /1961./. Igy az óra járását sikerült napi 0,01- 0,02 s alá szoritanunk. Gondjaink csak 1966-ban oldódtak meg, amikor sikerült végre egy kvarcórát beszereznünk.

Észlelési technikánkban változást hoztak a honvédségtől kapott TZK-tipusu binokuláris távcsövek /1960./. Ekkor tértünk át a horizontális koordinátarendszerben való észlelésre. Ilyenkor az észlelő egy ideig követte a holdat, majd leállva a távcsővel, a kronográf gombját abban a pillanatban nyomta meg, amikor a hold áthaladt a fonálkereszt középpontján. Ezalatt társa leolvasta és feljegyezte az osztott körök helyzetét, vagyis a hold pozicióját. Ezután az észlelő ismét igyekezett megkeresni a müholdat, amely időközben már elhagyta a távcső látómezejét, és kezdődött elölről az egész. A vázolt módszerrel két, jól összeszokott észlelő egy vonulás folyamán akár 5-10 poziciót is mérhetett, ha az objektumok az egész látható iv mentén követhetők voltak.

Az első időkben a müholdak észlelése még szenzációszámba ment. Következésképpen bőven voltak vállalkozók, akik éjszakájuk egy részét az észlelésre áldozták. Később azonban egyre többször maradtam egyedül. Ekkor jutottam arra a gondolatra, hogy a TZK-nál a második észlelőt /aki a feljegyzéseket készitette/ egy fényképezőgéppel is lehetne pótolni. Abban az időben még müszerészünk sem volt, igy elképzelésemet magamnak kellett megvalósitanom /1961./. Egy fényképezőgépet /később egy filmfelvevő kamerát/ szereltem a TZK-távcső mellé, és alkalmasan elhelyezett apró tükrökkel a két osztott kör képét az objektivbe vetitettem, a fényképezőgép szinkrokontaktusát pedig a kronográfhoz csatlakoztattam. Igy az észlelőnek csak az lett a feladata, hogy megnyomjon egy gombot, amikor a hold áthalad a fonálkereszt metszéspontján, s ezzel kis /és ismert/ tehetetlenségü relék segitségével lefényképezte az osztott köröket, ill. rögzitette az észlelés időpillanatát. Ezzel a módszerrel egyetlen észlelő vonulásonként 36 poziciót regisztrálhatott /filmfelvevőnél akárhányat!/, ami több mint amire szükség van. Gyakorlatilag ui. nem érdemes vonulásonként 10-15 poziciónál többet észlelni. A mérések pontossága is javult, átlagosan 3'-6' volt. A módszer használhatóságát mutatja, hogy más állomások is átvették az alapötletet, t.i. az osztott körök fényképezését /pl. a budapesti, miskolci, a bautzeni állomások/.

Észlelési technikánkban alapvető változás állt be, amikor intézetünkben felállitásra került egy AFU-75 tipusu müholdkövető kamera /1968./. A kamera lehetővé teszi, hogy a filmet a felvétel alatt bizonyos ideig azzal a sebességgel mozgassuk, amellyel a hold képe a film sikjában mozog, vagyis igy elérhető, hogy a hold képe huzamosabb ideig essen a filmnek ugyanarra a pontjára. Ennek következtében az AFU-kamerával halvány holdak is fényképezhetők. Legfőbb előnye azonban az, hogy a felvételekkel elérhető poziciós pontosság néhány ivmásodperc, tehát lényegesen jobb, mint a vizuális észleléseké. Ezzel szemben meg kell emliteni, hogy egy felvétel kimérése többórás munkát jelent, és a film költsége is jelentékeny. Éppen ezek az utóbbi szempontok késztettek bennünket más megoldás keresésére.

Ezt az uj megoldást egy digitális-vizuális távcső /DVT/ kifejlesztése jelentette. Elvi müködését sok tapasztalat alapján Horváth Andrással közösen terveztem meg, a müszert a Müszeripari Kutató Intézet készitette el, a költségeket az MTA Interkozmosz Tanács Kozmikus Fizikai Szakbizottsága biztositotta. Bár a müszer még nem a végleges formájában készült el, leirását a következőkben tudom megadni.

A DVT egy villás szerelésü, távcsővel felszerelt müszer, amely lehetővé teszi egy égi pont /objektum/ horizontális koordinátáinak megmérését. A koordinátákat szög-kódtárcsák adják meg 0,001° pontossággal, digitális formában: részben kiirás utján papiron, részben lyukszalagon, ill. mágnesszalagon. Ezzel lehetővé válik a mérések gyors, számitógépi feldolgozása, adatok felesleges másolása nélkül.

Bár a müszerrel hagyományos módon is lehet észlelni, legfőbb előnye abban áll, hogy a saját időrendszere által vezérelt automatika az észlelő által nem észlelt, szabályos időközökben végzi a mérést. Éppen ezért ennél a megoldásnál az észlelő egyetlen feladata, hogy a távcső szabad mozgatásával, vagy elektromotorok segitségével a megfigyelés alatt álló holdat lehetőleg állandóan a fonálkereszt metszétpontjában tartsa. Ilymódon az észlelési hibák közül a legnagyobbat, a személyi hibát, gyakorlatilag ki lehet küszöbölni. A müszerrel már eddig is elért 0,01°-os pontosság a légkörkutatási célokra teljesen megfelel.

Az észlelés a müszer végső változatánál lesz a legkönnyebb és legpontosabb. Ekkor ui. a távcső mozgását a két tengely körül egy mikroprocesszor vezérli, és az észlelőnek csak a fellépő kisebb eltéréseket kell korrigálnia. Várható, hogy ezzel a módszerrel az észlelés pontossága jobb lesz 1'-nél, ami légkörkutatási célokra ideális. Ugyanakkor a müszer lehetővé teszi a tömeges észlelést, miközben müködtetése legalább százszor kevesebbe kerül, mint pl. egy fotokamerával való észlelés.

A fentiekben nagy vonalakban vázoltuk az észlelési technikának azt a fejlődését, amely nálunk az utóbbi 25 évben megvalósult, és amelynek mi magunk is részesei voltunk [82]. Azonban lényegében hasonló fejlődés történt világszerte is, a többi észlelőhelyeken /itt nem emlitem a geodéziai célra történő észleléseket, amelyeknél a pontossági követelmények miatt a fejlődés egészen más irányu/.

A vázolt észlelési technika felhasználásával az évek folyamán világszerte felhalmozódtak olyan mérések százezrei, amelyeknek pontossága pozicióban kb. $0{,}1^{\circ}$, időben kb 0,1 s nagyságrendbe esik. Ez a pontosság nagyon sok légkörkutatási célra elegendő, kár lett volna tehát ezt a lehetőséget kihagyni. A következőkben azzal a kérdéssel foglalkozunk, hogy ezeket az észleléseket miként lehet a felsőlégkör vizsgálatára felhasználni.

3.2. Közelitő pálya meghatározása és javitása

Mint láttuk, mühold ak vizuális észlelésekor a kapott poziciók pontossága általában $0{,}1^{\circ}$ körül mozog. Ilyen esetben nincs értelme preciz pályameghatározást végezni, hanem ehelyett közelitő pályát számitanak, amelynek elemeit később a szükség és a lehetőség szerint meg kell javitani. Sok pályameghatározási módszer ismeretes, ezek közül Laplace-módszerét alakitottuk át a mi esetünkre. A módszert azért részesitettük előnyben, mert lehetővé teszi, hogy egyetlen észlelési helyen végzett, egyetlen észlelési adatsorból közelitő pályaelemeket határozzunk meg. Ezt a módszeremet [94]-ben publikáltam és részletesen ismertetem az 5.sz. FÜGGELÉK-ben, itt csak a gondolatmenetet vázoljuk.

Ha felirjuk egy $M(X_o,Y_o,Z_o)$ észlelőhely és egy mühold $P(x,y,z)$ geocentrikus koordinátái, valamint a mühold M-hez kötött, topocentrikus rendszerbeli $P_o(x_o,y_o,z_o)$ koordinátái közötti vektoriális összefüggést, olyan kifejezéseket kapunk, amelyekben a $\Delta = MP$ /megfigyelő mühold/ vektor (l,m,n) iránykoszinuszait a hold észlelt (α_o,δ_o) koordinátáival lehet kifejezni:

$$l = \frac{x_o}{\Delta} = \cos\delta_o \cdot \cos\alpha_o$$

$$m = \frac{y_o}{\Delta} = \cos\delta_o \cdot \sin\alpha_o$$

$$n = \frac{z_o}{\Delta} = \sin\delta_o$$

Kétszeres deriválás és átrendezések után a hold mozgásegyenletei már csak az l,m,n iránykoszinuszokat és deriváltjaikat, valamint az r, Δ vektorokat tartalmazzák ismeretlenként. Az egyenletrendszert Danjon jól bevált iterációs módszerével célszerü megoldani [94] mert igen gyorsan konvergál és igy kevés számolással kapjuk meg a hold x,y,z koordinátáit és $\dot{x},\dot{y},\dot{z}$ sebességkomponenseit.

Ezzel a feladatot tkp. meg is oldottuk a kéttestprobléma keretében, hiszen ott egy pozició és a sebesség együttesen és egyértelmüen meghatározza a /kepleri/ pályát. Mivel azonban legtöbbször klasszikus pályaelemekkel szokás számolni, az 5. sz. FÜGGELÉK-ben megmutatjuk, hogy azok a kapott adatokból hogyan számithatók ki.

Az eddigieket ugy összegezhetjük, hogy a mühold megfigyelt pozicióiból viszonylag egyszerü módon meghatározhatók a pályaelemek. A kapott pályaelemek pontossága függ az észlelés módjától és egyéb körülményektől. Az első pályameghatározást, függetlenül az elért pontosságtól, mindig közelitőnek szokás tekinteni, és a továbbiakban meg szokták kisérelni a pályaelemek javitását. Az alábbiakban a pályajavitás módszerével foglalkozunk.

Teljes általánosságban elfogadhatjuk, hogy a megfigyelések során megmértünk egy olyan W mennyiséget, amely a hold poziciójától és sebességétől függ /a hold mozgáselméletével összefüggő, és az észlelési technikával kapcsolatos paramétereket ismertnek tekintjük/. A mühold pozicióját és sebességét megadó minden egyes összetartozó érték egy oszkulációs pályaelem-rendszert reprezentál, igy a W mennyiség az oszkulációs pályaelemek /és a t idő/ valamilyen függvénye:

$$W = [a(t),\ e(t),\ I(t),\ \Omega(t),\ \omega(t),\ M(t),\ t].$$

Nevezzük "közepes"-nek azt a pályaelemrendszert, amely a mühold szóbanforgó vonulására vonatkozó megfigyeléseket a legjobban reprezentálná, akkor mondhatjuk, hogy W a közepes pályaelemeknek is /egy másik!/ függvénye:

$$W = g(a_o, e_o, I_o, \Omega_o, \omega_o, M_o, t)$$

A közelitő pályameghatározásnál a pályaelemek egy közelitő sorozatát kaptuk meg: a_1, e_1, I_1, Ω_1, ω_1, M_1. Ezek mindegyikéhez egy bizonyos δa, δe,... ...δM korrekciót kellene hozzáadnunk, hogy a valódi /közepes/ a_o, e_o, ..., M_o pályaelemeket megkapjuk, vagyis fennáll a következő reláció:

$$a_o = a_1 + \delta a, \qquad e_o = e_1 + \delta e, \ldots, M_o = M_1 + \delta M \qquad (3.1)$$

A pályajavitás célja éppen ezeknek a δa, δe,..., δM korrekcióknak a meghatározása. Ehhez álljon rendelkezésünkre N számu megfigyelés, igy N db., az alábbiakban ismertetett tipusu egyenletet irhatunk fel:

$$W_i = g(a_1 + \delta a,\ e_1 + \delta e,\ \ldots,\ M_1 + \delta M,\ t) \quad (3.2)$$

Célszerü a W_i-ket Taylor-sorba fejteni. Feltételezve, hogy az a_1,

e_1, ..., M_1 közelitő pályaelemek eléggé jók, vagyis a δa, δe, ..., δM korrekciók elég kicsinyek, a növekményekhez képest másodrendü tagok elhanyagolhatók, és igy N db. alábbi tipusu feltételi egyenlethez jutunk:

$$W_i = W(a_1, e_1, \ldots, M_1, t_i) + \delta a \frac{\partial W_i}{\partial a_1} + \delta e \frac{\partial W_i}{\partial e_1} + \ldots + \delta M \frac{\partial W_i}{\partial M_1}$$

$$(1 \le i \le N) \qquad (3.3)$$

Az egyenletekben mindig a t_i-re vonatkozó deriváltakat kell venni. Ilyen, (3.3) tipusu egyenleteket kaphatunk a megfigyelésekből, ezért ezekre a W_O jelölést alkalmazzuk. Könnyen belátható, hogy ha egy tökéletes elmélet alapján számitanánk a W_i-ket, akkor semmiféle korrekció nem szerepelne, vagyis:

$$W_i = W(a_1, e_1, \ldots, M_1, t_1) + 0 = W_C \qquad (3.4)$$

lenne, és ezt W_C-vel jelöljük. Igy egy ujabb egyenlet-sorozatot kapunk:

$$W_C - W_O = \delta a \frac{\partial W_i}{\partial a_1} + \delta e \frac{\partial W_i}{\partial e_1} + \ldots + \delta M \frac{\partial W_i}{\partial M_1} \qquad (3.5)$$

A pályajavitás folyamatában a (3.5) egyenlet az alapvető. Az elmélet és a megfigyelés szolgáltatja a W_C-W_O-kat, mig a $\partial W_i/\partial \sigma$ parciális deriváltak az együtthatók szerepét játszák(σ egy tetszőleges pályaelem). Ha valamilyen módon kiszámitjuk e deriváltak értékét, akkor (3.5) egy N számu lineáris egyenletből álló rendszert alkot, ahol a 6 ismeretlen δa, δe, ... , δM értékét a legkisebb négyzetek módszerével határozzuk meg.

Megállapitható tehát, hogy a pályajavitásnál az alapvető probléma tkp. a $\partial W_i/\partial \sigma$ deriváltak kiszámitása, amit vagy numerikus, vagy analitikus módszerekkel lehet elvégezni.

A numerikus eljárást, amely a derivált definicióján alapszik a "növekmények módszeré"-nek szokták nevezni. Lényegét megérthetjük egy konkrét példán, pl. $\partial W_i/\partial a_1$ kiszámitása kapcsán.

Számitsuk ki W_i értékét az $(a_1+\Delta a, e_1, I_1, \Omega_1, \omega_1, M_1)$ pályaelemek felhasználásával, amikor Δa egy ismert, kicsiny, önkényesen felvett növekmény. Ekkor az uj W_i-vel kapcsolatban nyilván felirhatjuk a következő összefüggést:

$$W_i\ (a_1+\Delta a, e, \ldots M, t_i) = W_i(a_1, e_1, \ldots, M_1, t_i) + \Delta a \frac{\partial W_i}{\partial a_1} \tag{3.6}$$

és ebből:

$$\frac{\partial W_i}{\partial a} = \frac{W_i(a_1+\Delta a, e_1, \ldots, M_1, t_i) - W_i(a_1, e_1, \ldots, M_1, t_i)}{\Delta a} \tag{3.7}$$

Minthogy minden t_i megfigyelési időpontra kiszámithatjuk (3.7) értékét, végül is N db. $\partial W_i/\partial a_1$ parciális deriváltat kapunk.

Analóg módon megkapható a többi derivált is, és igy megoldhatjuk a (3.5) egyenletrendszert, hogy megkapjuk a keresett δa, δe, ... , δM értékeket. Ezzel befejeződik egy iterációs folyamat első szakasza. Természetesen, ezt a megoldást nem lehet legjobbnak, tehát véglegesnek tekinteni, hiszen pl. a növekményeknél elhanyagoltuk a másodrendü tagokat, és a deriváltak számitásánál kerekitési hibák is fellépnek. Éppen ezért az első megoldásnál kapott $a_1+\delta a$, $e_1+\delta e$, ..., $M_1+\delta M$ pályaelemrendszert szintén csak "közelitőnek" minősitjük, és ujrakezdjük az eljárást, mindaddig, amig a megoldás nem stabilizálódik. E folyamatban általában nem szükséges a deriváltak minden ciklusban való ujraszámolása, de mód nyilik olyan korrekciók figyelembevételére, amelyek a hold helyzetével kapcsolatosak /refrakció, aberráció, stb./.

Mint emlitettük, a parciális deriváltakat lehet analitikusan is meghatározni. Ez az eljárás azonban még legegyszerübb formájában is eléggé terjedelmes, ezért azt csak a 6. sz. FÜGGELÉK-ben ismertetem.

3.3. Vizuális észlelések feldolgozási módszerei

A szocialista országokban a müholdmegfigyelő állomásokat azzal a céllal hozták létre, hogy azok megfelelő adatbázissal lássák el az előrejelző központokat. Más szavakkal: biztositani kellett a müholdak folytonos nyomonkövetését, nehogy azok "elvesszenek". Ez a tevékenység természetesen fontos volt, de nem elégitett ki mindenkit. Igy jutottam én is arra a gondolatra, hogy a már rutinszerüen végrehajtott észleléseket más célok szolgálatába is lehetne állitani, pl. a felsőlégkör tanulmányozására. Ekkortájt folyóiratokban már olvasni lehetett arról, hogy egyes nyugati országok komoly apparátussal álltak neki ennek a kérdésnek, és számitógépeik ontották az eredményeket. Csakhamar kiderült, hogy a felsőlégkör "aer incognitus", amelyről még szinte semmit sem tudunk, mert az a sztatikus kép, amelyet az alsólégkör ismeretéből extrapolálva fel lehetett vázolni, teljesen hamis: a felsőlégkört elsősorban nagyamplitudóju, dinamikus változásokkal lehet jellemezni.

Ilyen körülmények között kezdtem neki a légkörkutatás kérdéseinek tanulmányozásához. Hamarosan /1960!/ kiderült, hogy számitógépek hiánya miatt szóba sem jöhet az amerikai módszerek átvétele, utánzása. Nekünk teljesen más, sokkal korlátozottabb technikai lehetőségekre támaszkodó utat kellett választanunk.Hosszas megfontolás után jutottam arra a felismerésre, hogy a földmérésnél használt trianguláció elvének térbeli változata lehetővé teszi a mühold pályaelemeinek meghatározását [76], és azok változásaiból megkaphatjuk a légsürüséget. Azonban e módszer alkalmazása több helyről történő szinkron észleléseket kiván. Ugyanakkor a müholdak többszáz km-es repülési magassága miatt csak hasonló nagyságrendü bázisvonal jöhet számitásba, vagyis nemzetközi összefogásra volt szükség. Igy érthető, hogy a fenti célkitüzéssel általam 1961-ben megszervezett kooperációnak az INTEROBS-program elnevezést adtam /az INTERnational OBServation szavakból/. Megjegyzem, hogy a szocialista országokban az INTEROBS-program volt az első kezdeményezés, amely célul tüzte ki és meg is valósitotta a müholdészlelések geofizikai célra történő felhasználását.

Az INTEROBS-hálózat létrehozása jelentékeny szervező munkát igényelt, de végülis 27 megfigyelőállomás csatlakozott a programhoz a következő országokból: Bulgária, Csehszlovákia, Finnország, Franciaország, Hollandia, Lengyelország, NDK, Olaszország, Románia, Svédország, Szovjetunió /és természetesen Magyarország/. Legelőször kidolgoztam az észlelési módszert, és azt nemzetközi konferenciákon és körlevelekben ismertettem, majd évente 6-8 alkalommal un. kooperációs heteket szerveztem, amikor a résztvevők meghatározott terv szerint egyes objektumok észlelésére koncentráltak. Utólagis megállapitható, hogy az észlelési kampányok igen sikeresek voltak: 1962-68. között több, mint 100.000 pozicióméréstkaptam a résztvevőktől. A terjedelmes adatsorokból kiválasztottuk a szimultán vonulásokat, és azokat az évek folyamán 7 kötetben publikáltam [77], hogy azokat mások is felhasználhassák. Az első hazai felsőlégköri kutatások elsősorban ezekre az INTEROBS-észlelésekre támaszkodtak, és a rákövetkező években 3 kandidátusi disszertáció született e témakörrel kapcsolatban.

Az INTEROBS-módszer alapgondolata az [76, 77], hogy egy adott pillanatban 2 földi pont és egy mühold olyan háromszöget alkot, amelynek egyik oldala /a két észlelőhely távolsága/ ismert, és annak végpontjaiból végzett szögmérések /a hold magassági szöge/ lehetővé teszik a háromszög megoldását. Ha a két megfigyelőhely geocentrikus koordinátái ismertek, akkor egyuttal meghatározható a hold geocentrikus rádiuszvektora is. Ezek után már csak azt kellett tisztáznom, hogy néhány rádiuszvektorból hogyan lehet meghatározni a hold pályaelemrendszerét ill. milyen módon lehet legpontosabban megkapni a periódust és annak változásait.

A módszer tehát kizárólag szinkron észlelésekből, vagyis egy t időpillanatban legalább két különböző helyről ugyanarra a müholdra végzett iránymérésekből tud kiindulni. A szinkronészlelések megvalósitása messze tul volt az akkori technikai lehetőségeken, ezért bevezettem a kváziszinkron észlelések fogalmát. Lényegében arról van szó, hogy a mérések 0,1 s-os pontossága mellett megengedhető, hogy nem-szinkron észlelésekből jól megválasztott interpolációs eljárással szinkron-párokat vezessünk le. Ennek feltételeit ugy biztositottuk, hogy a megfelelő technikai felszereltségü állomások un. bázisméréseket végeztek, vagyis a hold látható pályaivét oly sürün fedték le észlelésekkel, hogy az észlelés időtartamának bármely pillanatára kellő pontosságu poziciókat lehessen levezetni /ez a hold látszólagos sebességének függvényében percenként 10-20 poziciómérést jelent/. Ezekből a bázismérésekből a más állomások által végzett szporadikus mérések időpontjaihoz tartozó "szinkron" poziciókat interpolációval lehet megkapni. Az ilyen, két vagy több helyről végzett, de ugyanarra az időpillanatra redukált topocentrikus pozició-párokat neveztük kváziszinkronnak. Az INTEROBS-módszernél tehát ilyen értelemben vett kváziszinkron észleléseket használtunk.

A kváziszinkron poziciópárok meghatározására a közönséges interpoláció a mérések /időnként/ tekintélyes szórása miatt nem bizonyult jónak. Több próbálkozás után kiderült, hogy az adatok grafikus kiegyenlitése gyors és eredményes eljárás. Később, amikor már számitógéppel is dolgozhattunk, az észleléseket harmadfoku polinommal közelitettük [9], és annak segitségével határoztuk meg a szinkron-poziciót:

$$\alpha = A_0 + A_1 (t-t_1) + A_2(t-t_1)^2 + A_3(t-t_1)^3$$

$$\delta = D_0 + D_1 (t-t_1) + D_2(t-t_1)^2 + D_3(t-t_1)^3$$

A szinkronpárok meghatározásánál rendszerint a legkisebb négyzetek módszerét használtuk.

Ezután már semmi akadálya a pályameghatározásnak. A számitások első szakaszában megkapjuk a kváziszinkron időpillanathoz tartozó rádiuszvektort, és a szubszatellitapont geocentrikus koordinátáit /a rádiuszvektor irányával együtt/. A számitás menete a 7. sz. FÜGGELÉK-ben található, itt csak annyit említünk meg, hogy a kváziszinkron azimutokkal és az állomások ismert koordinátáival gömbi háromszögeket oldunk meg, minek eredményeként megkapjuk a szubszatellitapont geocentrikus szélességét és hosszuságát. A vizuális észlelések pontossága mellett a feladat gömb felszinén teljesértéküen megoldható. Ezután a magassági szögek felhasználásával /ujabb háromszögből/ kiszámitható a hold rádiuszvektora. Mindezeket az adatokat 2 megfigyelési hely esetén 2-2 különböző háromszögből lehet kiszámitani, ami jó ellenőrzési lehetőséget biztosit. Azonban gyakran szerepel 3-as, 4-es szinkronitás, ami már a számitások pontosságát is képes javitani.

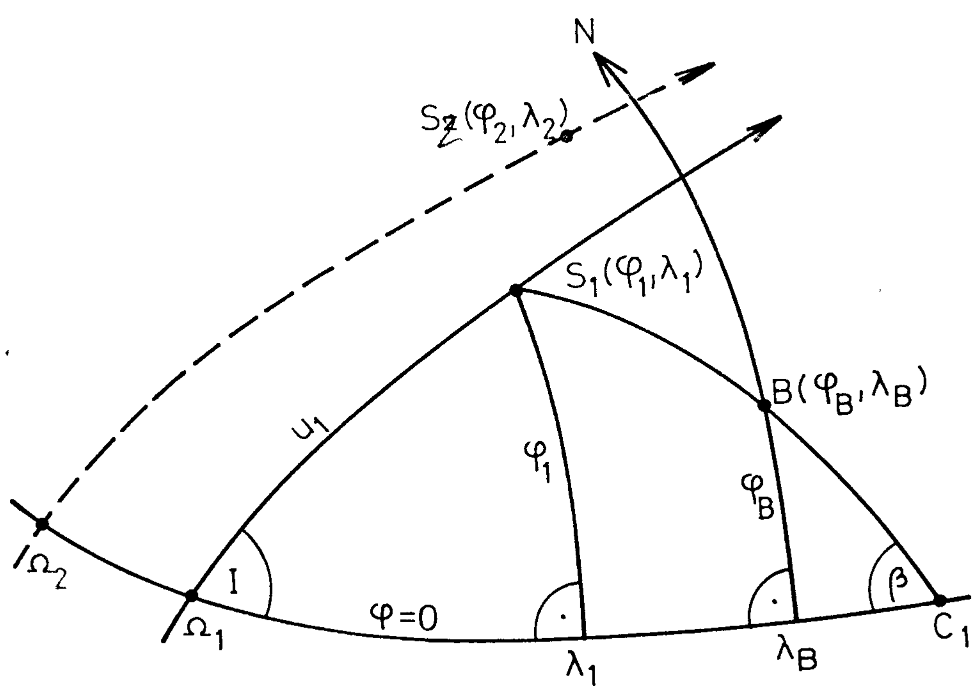
Amennyiben a hold pályaelemeit akarjuk meghatározni, hosszabb számitások következnek. A müholdnak egy kiszemelt égi körön való áthaladásának konszekutiv időpillanatai segitségével, bizonyos megfontolások alapján /l. később/ kiszámitható a hold kvázidrakonikus vagy sziderikus keringésideje, ill. a pálya fél nagytengelye, továbbá a pálya inklinációja, precessziója és a felszálló csomó rektaszcenziója. Három /vagy legalább két/ rádiuszvektor hosszából megkapjuk a valódi anomáliát, majd ennek segitségével a numerikus excentricitást. Ezek után már nem okoz problémát a perigeum argumentumának és a perigeumon való áthaladás időpontjának meghatározása sem. Ezzel be is fejeződött a pályaelemeknek az INTEROBS-módszer szerinti meghatározása. A számitás részletes menetét a 7. sz. FÜGGELÉK-ben mutatjuk be.

Bár eddig az általam kidolgozott INTEROBS-módszert ismertettem, nem akarom elhallgatni, hogy természetszerüleg más intézetek is bekapcsolódtak az észlelési anyag feldolgozásába, és ennek eredményeként ujabb és ujabb feldolgozási módszerek születtek. Igy pl. Usztyinov által a kozmikus triangulációra levezetett formuláknak [215] kváziszinkron észlelések feldolgozására való felhasználását Illés és Almár javasolta [108], ekvatoriális koordinátarendszerben végzett megfigyelések esetére. Hasonlóan, voltak akik ekvatoriális koordináták esetén alkalmazták Zsongolovics módszerét, amelyet kozmikus geodéziai célokra vezetett le. Azonban a korrekt /egyszerüsitő feltevések nélküli/ tárgyalás miatt ennél a módszernél pl. 3-as szinkronpárok esetén végül 27 normálegyenletből álló rendszert kell megoldani, ami számitógép nélkül rendkivül nehézkes. A módszerekre vonatkozó felsorolást nem folytatom, az megtalálható Almár disszertációjában [7]. Összefoglalóan azonban megállapithatjuk, hogy bár egész sor módszert javasoltak a feldolgozásra, azok rendszerint számitógépek felhasználását igényelték, ami a hatvanas évek közepén a résztvevők többségénél komoly akadályt jelentett. A továbbiakban mi is inkább azokat a módszereket vagy eljárásokat tárgyaljuk, amelyek számunkra is járható utat jelentettek, és amelyeket éppen ezért a gyakorlatban is használtunk.

Az INTEROBS-programban kapott kváziszinkron észlelések feldolgozása folyamán nyertük azt a tapasztalatot, hogy különböző okoknál fogva az észlelések jelentékeny része /30-50%-a/ nem volt kváziszinkron, vagyis egy-egy vonulást az adott földrajzi körzet egyetlen megfigyelőhelyén észlelték csupán. Igy tehát nagyon sok észlelés elveszett a feldolgozás számára, mivel azokból nem tudtunk meghatározni szubszatellitapontokat, amelyek a további feldolgozás alapját képezték az INTEROBS-módszernél. Ezért az ilyen nem-kváziszinkron észlelések hasznositására dolgoztam ki az alábbi, SUBSAT elnevezésü módszert [86].

A alapgondolata az, hogy bár az előrejelzések céljaira használt, és a számitóközpontok által rendszeresen publikált pályaelemek nem tul pontosak, azért ezek közül az I inklináció, a felszálló csomó Ω hossza és az $\dot{\Omega}$ precesszió pontossága lényegesen jobb, mint a vizuális észleléseké. Éppen ezért a felsorolt pályaelemek a vizuális észlelések feldolgozása szempontjából kielégitő pontosságuak, és a feldolgozás során ismert pályaelemként használhatók. A SUBSAT-módszernél tehát az I, Ω, $\dot{\Omega}$ pályaelemeket, vagyis a pályasik helyzetét, ismertnek tekintjük, és segitségükkel meghatározzuk a szubszatellita pontok koordinátáit az alábbi gondolatmenet alapján.

Egyetlen megfigyelőhelyen végzett, tehát nem kváziszinkron észlelés t_1 időpontja és A_1 azimutja lehetővé teszi a szubszatellita pont koordinátáinak kiszámitását. A 3.1 ábra gömbre vetitve mutatja a holdpálya $\Omega_1 S_1$ nyomvonalát



3.1 ábra

a t_1 időpillanatban. Mivel az állomás koordinátái ismertek a $BC_1\lambda_B$ gömbháromszögből φ_B és A_1 ismeretében meghatározhatjuk a $\Delta\lambda_1 = \lambda_B C_1$ befogót és a β szöget. Ezután az $\Omega_1 S_1 C_1$ háromszögből meghatározzuk az $u_1 = \Omega_1 S_1$ befogót, hiszen ismert az I, β, és $\Omega_1 C_1 = \Delta\lambda_1 + \Omega_1\lambda_B$. Utóbbit Ω és $\dot{\Omega}$ segitségével lehet kiszámitani. Végül az $\Omega_1 S_1 \lambda_1$ háromszögből u_1 és I ismeretében megkapjuk a szubszatellitapont φ_1, λ_1 koordinátáit.

Ha most a második észlelés t_2, A_2 méréseiből egy második szubszatellitapont koordinátáit akarjuk kiszámitani, nyilván figyelembe kell venni, hogy a $t_2 - t_1$ idő alatt a csomó helyzete megváltozott. A csomópont eltolódását a Föld rotációja, keringése és a holdpálya precessziója okozza, és mértékét a következő közelitő formula adja meg elegendő pontossággal:

$$\Omega_i - \Omega_1 = [0^\circ\!\!.250684 + \dot{\Omega} \cdot (t_i - t_1)] \qquad (i = 2,3,\ldots)$$

Ha a csomópont Ω_2 helyzetét ismerjük, a számitás a kialakult uj háromszögekkel ugyanolyan sorrendben elvégezhető, mint előző esetben. Igy tehát az észlelés minden egyes poziciójából egy-egy szubszatellitapontot kapunk, és ezek egyenértéküek a kváziszonkron észlelésekből kapottakkal, mivel a SUBSAT-módszer is ugyanugy, mint az INTEROBS-módszer, mintegy 1' pontossággal adja meg a szubszatellitapontok koordinátáit. A SUBSAT-módszer eredményes kipróbálása után levezettem egy grafikus eljárást is, amely ezt a feladatot egy gnomonikus vetület segitségével ugyanolyan pontosan oldja meg /a csomópont helyzetét itt is számitással kell meghatározni/. Ez a grafikus módszer számitógép hiányában lehetővé tette nagymennyiségü adat igen gyors feldolgozását.

A SUBSAT-módszer jelentősége azért volt nagy, mert lehetővé tette, hogy bármely megfigyelőhelyen, egyedül a saját észlelésekre támaszkodva határozzanak meg légsürüségértékeket, még pedig igen egyszerü módszerekkel. Ennek következménye az lett, hogy a viszonylag sok szervező munkát igénylő, kváziszinkron észleléseket hasznositó, INTEROBS-program befejeződött /1968./. Később, a SUBSAT-módszer hatékonysága arra késztette Horváth Andrást, hogy kidolgozza e módszer térbeli variánsát SPACECOOR néven [73, 74]. Elfogadva a SUBSAT-nál tett feltevést, hogy I, Ω és $\dot{\Omega}$ révén ismert a pályasik helyzete. Horváth meghatározza az észlelés irányvektorának a pályasikkal közös pontját, majd abból kiszámitja a perigeumáthaladás időpontját. A módszer tehát csak kiindulásában azonos a SUBSAT-tal. A módszert fotografikus észlelésekre alkalmazva, Horváth a perigeumáthaladás időpontjait általában néhány század mp. pontossággal tudta meghatározni.

Összegezve az eddigieket megállapitjuk, hogy akár kvázisziknron, akár közönséges észlelésekből szubszatellitapontokat lehet meghatározni. Ezekből pályaelemek is meghatározhatók, de ez nem feltétlenül mindig szükséges, mert a számitóközpontok pályaelemeinek a pontossága általában kielégitő ahhoz, hogy a sürüség kiszámitásánál felhasználjuk őket [83]. Egyedül a periódus az, amit mindenképpen /saját/ észlelésekből célszerü meghatározni, a lehető legnagyobb pontossággal. A mi esetünkben a klasszikus módszerek nem adnának jó eredményeket, uj utakat kellett tehát keresni.

Nyilvánvaló, hogy a kvázidrakonikus periódust igen könnyen meg lehet határozni, ha ismertek azok az időpillanatok, amikor egy hold konszekutiv vonulások folyamán egy kiválasztott szélességi körön áthaladt. Ha egy vonulásnál a kiszemelt égi kör két oldalán ismerünk két szubszatellitapontot, interpolációval megkaphatjuk, hogy mely pillanatban metszette a hold a kört. Két ilyen metszési idő meghatározza a hold drakonikus keringésidejét, vagy annak többszörösét.

Szerencsére, egy adott vonulásnál általában a szubszatellita pontok egész sorát tudjuk kiszámitani, igy érdemes olyan módszert keresni, amely az égi körön való áthaladás pillanatát pontosabban adja meg, mint a sima interpoláció. Elvileg jó az a megoldás, hogy a szubszatellita pontokhoz tartozó időpillanatokat mint a geocentrikus szélesség vagy hosszuság függvényeit irjuk fel, pl. harmadfoku polinom alakjában, és a legkisebb négyzetek módszere szerint meg - kapjuk a keresett metszési időpontot [9]. Ekkor azonban nem használjuk ki eléggé azt a tényt, hogy nagyszámu, a szükségesnél jóval több /akár 5-10-szer annyi!/ észleléssel van dolgunk, és azt, hogy a kiszemelt égi kör közelébe eső pontoknak nem ugyanaz a sulya, mint a távolabbiaknak.

Ezt a hiányt küszöböli ki Zsongolovics módszere [231], amelyet az INTEROBS-észlelések feldolgozására javasolt. Szerinte célszerü a szélességi kör metszésének időpontját minden egyes pontból kiindulva külön-külön kiszámitani, és a kapott időpontok középértékét, mint legvalószinübbet elfogadni. A javasolt eljárás igen egyszerü:

$$T_\varphi = \Sigma T_i / n \qquad (i=2,3,4,\dots,n)$$

$$T_i = t_i + \Delta t_i$$

$$\Delta t_i = \frac{\bar{R}^2}{K\sqrt{a(1-e^2)}} (\mu_0 - \mu_\varphi) \tag{3.8}$$

ahol: a,e,I = a hold pályaelemei,

$K = 631{,}35\ \mathrm{km}^{3/2}\mathrm{s}^{-1}$

$\bar{R}$ = a hold közepes rádiuszvektora a 0^{o}-φ intervallumban

μ_{φ} = a szubszatellita-nyomvonal 0^{o}-tól φ-ig terjedő hossza.

A (3.8) formula levezetésének csak a gondolatmenetét közölte a szerző, ezért a 8. sz. FÜGGELÉK-ben saját levezetésem alapján bemutatom a formula helyességét. Zsongolovics módszerének nagy jelentősége abban volt, hogy ráirányitotta a figyelmet arra a tényre, hogy a számitást minden egyes szubszatellita pontból külön-külön elvégezve, a metszési időpont meghatározásának pontossága jelentékenyen megnövekedhet.

Szinte teljesen uj lehetőségre hivta fel a figyelmet Lozinszki [161], aki azt javasolta, hogy célszerü a holdnak a topocentrikus égi egyenlitőn való áthaladását észlelni, mivel ilyen észlelésekből egyszerüen adódik a drakonikus keringésidő. Tehát ennél az eljárásnál, ugyanugy mint a SUBSAT-nál, nem volt szükség kváziszinkron észlelésekre, vagyis egyetlen állomás a saját méréseiből meghatározhatja a keringésidőt, majd a légsürüséget. Az égi egyenlitőn való áthaladás pillanatát itt is minél pontosabban kell meghatározni, erre Almár javasolta a következő formulát [5]:

$$\Delta t = \frac{r}{v}\,\frac{Q_1\sin^2\delta \pm \sin\delta\sqrt{Q_1{}^2\sin^2\delta + 4P^2Q_0}}{2P^2} \tag{3.9}$$

ahol Δt jelenti azt az időintervallumot, amely a holdnak az egyenlitőn és a /elég kicsinek feltételezett/ δ deklináción való áthaladása között eltelik. A formulában szereplő P, Q_o, Q_1, r, v a hold pályaelemei, ill. azok kombinációiból számithatók.

Emlitett nagy előnye mellett a Lozinszki-módszer nem vált általánossá, mert csak speciális esetben alkalmazható. Visszamenőleg átvizsgálva több év észlelési anyagát, annak csupán harmada volt ilyen módon feldolgozható, és a gondosan megtervezett későbbi észleléseknél is csak a vonulásoknak mintegy a fele metszette az égi egyenlitőt. Ehhez járult, hogy az árnyékviszonyok miatt egy-egy hold akár hetekig nem volt észlelhető az egyenlitő környékén. Igy egyedül erre a módszerre támaszkodva nem lehetett tudományos programot épiteni.

Uj utakat keresve, számba kellett vennünk azokat a fogyatékosságokat, amelyeknek kiküszöbölése célszerünek látszott.

Az INTEROBS-észleléseknek Zsongolovics módszerével történő feldolgozása folyamán észrevettük, hogy a közepes inklinációju holdak nagy családjánál ($I \approx 49^{\circ}$) az állomások földrajzi helyzete miatt nagyon sok észlelés esik a pálya apexének közelébe. Ilyenkor a szubszatellita nyomvonal igen kis szöget zár be a szélességi körrel, következésképpen a metszési időpont meghatározása csak viszonylag nagy hibával lehetséges. Ezért kezdtem el foglalkozni azzal a kérdéssel, hogy miként lehetne kiküszöbölni az alapvetően jó módszernek ezt a fogyatékosságát.

Nyilvánvaló, hogy a szubszatellita nyomvonalnak azon a szakaszán, ahol a pontok geocentrikus szélessége lassan változik, gyorsan változik a hosszuság. Igy kinálkozik megoldásként, hogy felcseréljük a két égikört, vagyis ilyen esetben célszerü a holdnak egy kiszemelt hosszusági körön való áthaladását kiszámitani [89]. Erre az esetre az alábbi formulát vezettem le:

$$t_2 - t_1 = \frac{\bar{R}^2}{K\sqrt{a(1-e^2)}} (u_2 - u_1) \qquad (3.10)$$

ahol:

$$\operatorname{ctg} u_1 = \cos I \cdot \operatorname{ctg} (\alpha_1 - \Omega)$$

$$\operatorname{ctg} u_2 = \cos I \cdot \operatorname{ctg} (\alpha_2 - \Omega)$$

A formula levezetését a 9. sz. FÜGGELÉK-ben közlöm.

Ilymódon, a (3.10) formulával kiterjesztettem Zsongolovics módszerét hosszusági körök metszési pontjaira, de ezzel együtt szükséges azt is tisztázni, hogy mikor melyik referenciakört célszerü használni. A felelet igen egyszerü: ha egyéb szempontok nem merülnek fel, azokat a koordinátákat érdemes választani, amelyek gyorsabban változnak. Vagyis a meridiánon való áthaladás időpontját akkor célszerü meghatározni, ha $d\lambda/dt > d\varphi/dt$.
Mivel:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{\cos \;\cdot du}{\cos^2\varphi \; dt} \quad \text{és} \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}}{\cos\varphi} \frac{du}{dt}$$

egyszerü átalakitásokkal az adódik, hogy előnyösebb a meridiánmetszés választása, ha:

$$\cos^2 \varphi_0 = \frac{\cos^2 I + \sqrt{\cos^4 I + 4 \cdot \cos^2 I}}{2} \qquad (3.11)$$

A (3.11) formula levezetését a 10. sz. FÜGGELÉK-ben közlöm. A kapott összefüggésekből következik, hogy az $I = 49^\circ$ inklinációju holdak esetében minden $\varphi_0 \geq 19^\circ$ esetre előnyösebb a meridiánmetszés, mint a szélességi körön való áthaladás időpontjának meghatározása. De még az $I = 65^\circ$-os holdaknál is ezzel az eljárással kapunk kisebb hibát, ha a szubszatellitapontok szélessége $\varphi_0 \geq 44^\circ$. A kérdést ugy lehet lezárni, hogy mivel a szubszatellitapontok mindkét koordinátája rendelkezésre áll, legjobb mindkét eljárást alkalmazni, de célszerü a $d\lambda/dt$ és $d\varphi/dt$ sebességeket sulyozásra használni.

Áttekintve az eddigieket, megállapitható, hogy a (3.8), (3.9) és (3.10) formulák esetében pályaelemeket kell használni a metszési időpont kiszámitásához. Bár a pályaelemek pontossága itt nem játszik domináns szerepet, elvileg idegenkedni kell attól, hogy a formulák éppen a meghatározandó keringésidőt ismertnek tekintik. Köztudott, hogy a keringésidő irreguláris és nagyamplitudóju fluktuációkat mutat, ezért egy adott pályaelemrendszer használata ugyanolyan szisztematikus hibát vihet a feldolgozásba, mint pl. az időszolgálat hibája. Bár nem akarom ezt az elvi hibát eltulozni, mégis kialakult bennem a törekvés, hogy a feldolgozásnál a pályaelemek használatát mellőzzem. Az emlitett indokhoz még az is hozzájárult, hogy azokban az időkben néha csak hónapokig tartó levelezés utján lehetett megszerezni a megfelelő epochához tartozó pályaelemeket /főleg szovjet holdak esetén/. Fenti szempontok alapján dolgoztam ki az alábbi eljárást, amely akár szélességi, akár hosszusági körök esetén alkalmazható /bemutatását szélességi körrel kapcsolatban végzem/ [89, 84].

Tegyük fel, hogy rendelkezésre áll a következő szubszatellita pontsor:

$$S_1(\varphi_1,\lambda_1,t_1), \qquad S_2(\varphi_2,\lambda_2,t_2), \ \ldots, \qquad S_i(\varphi_i,\lambda_i,t_i)$$

és ezek között nem szerepel $S(\varphi_0,\lambda_0,t_0)$ ahol $\varphi_1 \gtrless \varphi_0 \gtrless \varphi_i$. Keressük azt az időpillanatot, amikor a szubszatellitapont koordinátái éppen (φ_0,λ_0). Az alábbiakban csak a φ_0 szélességi körön való áthaladásra szoritkozunk.

Először azt vizsgáljuk, hogyan változik a szubszatellitapont átlagos sebessége, az 1. pontból kiinduló és folyamatosan növekvő ivhossz függvényében, vagyis a $\varphi_1-\varphi_2$, $\varphi_1-\varphi_3$, ..., $\varphi_1-\varphi_i$ intervallumokban.

Nyilván általánosságban felirható:

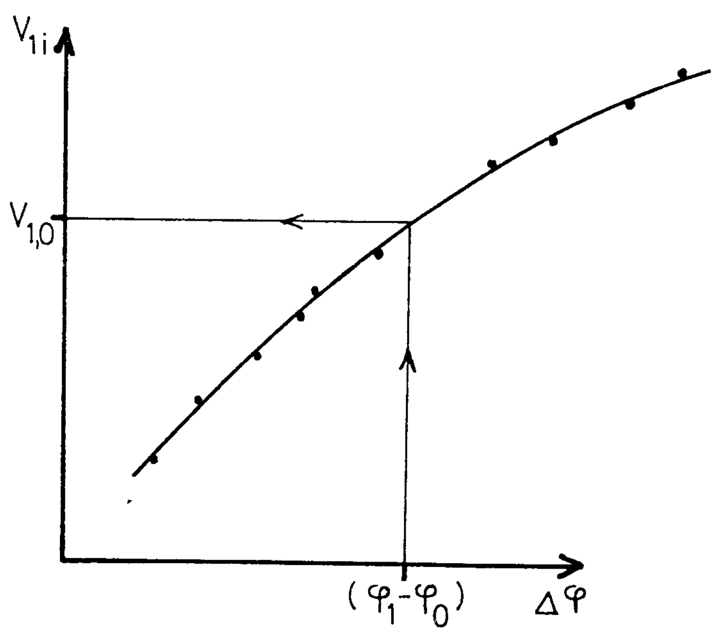
$$v_{1,2} = \frac{|\varphi_1-\varphi_2|}{|t_1-t_2|}\ ,\quad v_{1,3} = \frac{|\varphi_1-\varphi_3|}{|t_1-t_3|}\ ,\ \ldots\ ,\quad v_{1,i} = \frac{|\varphi_1-\varphi_i|}{|t_1-t_i|}$$

Ezekből az átlagsebességekből kivánjuk meghatározni azt a $v_{1,o}$ sebességet, amely éppen a $\varphi_1 - \varphi_o$ intervallumhoz tartozik. Ez történhet ugy, hogy pl. az átlagsebességet kifejezzük, mint 2. vagy 3. foku polinomot:

$$V = V_o+V_1(\varphi_k-\varphi_1)+V_2(\varphi_k-\varphi_1)^2+V_3(\varphi_k-\varphi_1)^3$$

$$(k = 2,3,\ \ldots,\ i)$$

és a legkisebb négyzetek módszerével megkapjuk az együtthatókat, amelyek lehetővé teszik a keresett $v_{1,o}$ sebesség meghatározását. Ez az eljárás a nagyszámu adat mellett csak számitógéppel jelent járható utat, ezért az első időkben az alábbi, jól bevált grafikus eljárást alkalmaztuk [84]:



3.2 ábra

A fentebb kapott $v_{1,i}$ sebességeket a $\Delta\varphi = \varphi_1-\varphi_i$ szélességi intervallum függvényében is lehet ábrázolni. A pontokat görbével egyenlitjük ki, majd erről a görbéről olvassuk le a $\Delta\varphi = \varphi_1-\varphi_o$ abszcisszához tartozó $v_{1,o}$ sebességet. Tekintve, hogy a szubszatellitapontok átlagsebessége a szélességi intervallum függvényében igen lassan változik, ezzel az eljárással is igen pontos eredményeket lehet kapni, ha a pontok száma elég nagy (n>10).

A vázolt eljárást elvileg minden egyes szubszatellitapontból kiindulva megismételhetjük, és igy a $v_{i,0}$ sebességek sorozatát kapjuk, amelyek mindegyikével külön-külön meghatározható a szélességi körön való áthaladás pillanata:

$$T_0 = t_i + \Delta t_i \qquad \text{ahol:} \quad \Delta t_i = (\varphi_i - \varphi_0)/v_{i,0}$$

Az igy kapott T_0-értékek sulyozott közepét tekintjük a metszés legvalószinübb időpontjának. Most ismeretetett interpolációs eljárásom a tesztelések folyamán kivétel nélkül mindig lényegesen kisebb hibával adta meg a metszési időpontokat, mint ha a Zsongolovics-módszert alkalmaztuk ugyanazokra az adatsorokra. Mivel ez az interpolációs eljárás független a választott koordinátarendszertől, minden más, hasonló esetben is alkalmazható, pl. az észleléseknek a Lozinszki-módszer szerinti [161] feldolgozásánál is.

Tudomásul kell azonban vennünk a módszer két fő fogyatékosságát is. Extrapoláció esetén a pontosság kedvezőtlen esetben gyorsan csökken. Ezt főleg apexkörnyéki észleléseknél kell figyelembe venni, ahol csak rövid extrapolációs iveknél ($\Delta\varphi \leq 4^0$) várható megfelelő pontosság. A másik fogyatékosság az, hogy a módszer nem fedi fel az észlelések esetleges szisztematikus hibáit, pl. a távcsőszintezésből adódó pozíciós hibákat, vagy az időszolgálat nem is ritkán előforduló hibáit. Éppen azért célszerü elfogadni azt a jól bevált elvet, hogy mivel minden módszernek megvannak a maga szinguláris esetei, a feldolgozásnál egyidejüleg 2-3 különböző módszert alkalmazunk, a maximális pontosság biztositására és a hibák kiszürésére. Erre jó példa Almár I. doktori értekezésében [7] részletesen ismertetett PERLO-program /195. old./. Ugyanott oly részletesen kerül ismertetésre a periódusmeghatározás is, hogy teljesen feleslegesnek látszik jelen értekezésben e kérdésre kitérni. Csupán a teljesség kedvéért emlitem meg, hogy az ott leirt O-C-módszernek [109] egy ott meg nem emlitett variánsát én is kidolgoztam és publikáltam [80].

De nem szeretném emlités nélkül hagyni azt sem, hogy a még oly primitivnek tünő grafikus módszerek is igen jól beváltak a keringésidő és változásainak meghatározásánál. Legegyszerübb az az eljárás, amikor a fentebb ismertetett módszerek valamelyikével meghatározott két-két metszési időpont által meghatározott időintervallumokat elosztjuk az időközben történt keringések n számával, és az igy kapott P periódusokat az intervallum közepéhez rendelve, az n függvényében ábrázoljuk. A pontokat grafikusan kiegyenlitve, a görbéről pl.

egyenlő időközökben leolvasható a periódus megváltozása [131].

Lehet ugy is eljárni [9], hogy a T metszési időket, vagy azoknak egy hipotetikus P_o periódus n-szeresével redukált értékeit ábrázoljuk a t idő vagy az n fordulatszám függvényében. Ilyenkor a keresett periódust a görbéről pl. 10 keringésenként leolvasott T-értékekkel kapjuk:

$$P = P_o + (T_{i+10} - T_i)/10$$

Hangsulyozni szeretném, hogy az utóbb vázolt grafikus módszereket csak a saját idejükben betöltött szerepük miatt emlitettem. Ma a számitógépek sokkal elegánsabb, és részben pontosabb módszereket tesznek lehetővé. Ezekre azonban fentiek értelmében nem térek ki.

4. §. A FELSŐLÉGKÖRBEN FELISMERT VÁLTOZÁSOK

Ebben a fejezetben foglaljuk össze azokat a főbb eredményeket, amelyekkel a szaktudomány a felsőlégkörre vonatkozóan az elmult 25 év alatt gazdagodott. Természetesen, az értekezés nem térhet ki minden kérdésre /terjedelmi okoknál fogva sem/, ezért főleg azokat az effektusokat és felismeréseket részletezzük, amelyekhez saját munkásságunk is kapcsolódott. Mint látni fogjuk, az eredmények elsősorban a fékeződéses módszerhez füződnek, de az egyéb módszerek szerepe az utóbbi években olymértékben megnövekedett, hogy csonka és félrevezető képet kapnánk, ha a tárgyalásnál kizárólag a fékeződéses módszerrel elért eredményekre támaszkodnánk.

Először egy vázlatos képet adunk a felsőlégkör általános jellemzőiről. Ezután az egyes felsőlégköri effektusokról, lényegében a sürüség, a hőmérséklet és egyéb paraméterek időbeli változásairól számolunk be. A fejezet befejező részében foglalkozunk a felsőlégkörben tapasztalható aszimmetriával, a skálamagasság változásaival és a felsőlégköri szelekkel.

4.1. A felsőlégkör általános jellemzői

Nehéz minden tudományág számára elfogadhatóan meghatározni a semleges felsőlégkör alsó határát. A mesterséges holdakkal foglalkozó tudományágak számára a felsőlégkör mintegy 120-150 km magasságban kezdődik, mivel ennél alacsonyabb magasságokban egy mühold általában nem képes huzamosabb ideig keringeni. Az aeronómia azonban egyre inkább a homopauzát, vagyis a homoszféra és a heteroszféra közötti réteget tekinti a felsőlégkör alsó határának. Más fogalmazás szerint a felsőlégkör a termoszférát és az exoszférát foglalja magában. Ezt a felosztást azért lehet szerencsésnek tekinteni, mert fizikai jelenségek alapján választjuk ketté a légkört. Ismeretes ui., hogy a földfelszintől távolodva a levegő hőmérséklete fokozatosan csökken, és a troposzféra határánál, a tropopauzánál, már csak -50°C. Ballon-felszállások alkalmával és rakéták segitségével végzett mérések alapján tudjuk, hogy kb. 50 km magasságban a levegő hőmérséklete már ismét 0°C körül van, vagyis a sztratoszférában a magassággal együtt nő a hőmérséklet. Ennek oka, hogy a 25 km feletti magasságokban az ultraibolya sugárzás hatására az oxigén disszociál, és a keletkező oxigénatomok ózonná alakulnak a molekuláris oxigénnel. Az igy létrejött ózonréteg a 200-300 nm hosszuságu sugárzást elnyeli, és ennek hatására a légkör felmelegszik. Bár a folyamat általában 25 km feletti magasságokon történik, és igy az ózonkoncentráció a relativ maximumát 35 km környékén éri el, a hőmérsékleti maximum, vagyis a sztratopauza, 50 km körül van. Ennek oka, hogy az extrém ultraibolya sugárzás a magasabb rétegekben is elnyelődik.

Még nagyobb magasságokba emelkedve, a mezoszférában, a levegő hőmérséklete ismét a normális csökkenést mutatja, egész a mezopauzáig. A mezopauza után ismét elkezdődik egy felmelegedési folyamat, de ez minőségileg különbözik az eddigi, néhányszor tiz fokos hőmérséklet ingadozásoktól. Itt ui., a termoszférában, a napszinkép azon vonalainak sugárzása nyelődik el, amelyek a napkorong aktiv vidékei fölött keletkeztek /a kromoszférában és a napkorona alsóbb rétegeiben/, vagyis itt a napsugárzásnak az a része abszorbeálódik, amely a naptevékenységgel kapcsolatos. Igy tehát a termoszférában olyan hőmérsékletingadozások lépnek fel, amelyek egyrészt a naptevékenységet tükrözik, másrészt az alsóbb légrétegekben fellépő hőmérséklet ingadozásoknál mintegy százszor nagyobbak, vagyis ezer fok nagyságrendüek. Fizikailag elfogadható tehát a felsőlégkört attól a magasságtól számitani, ahol megkezdődik ez a nagymérvü felfütés, amely a naptevékenység mértékétől függően 200-500 km magasságban fejeződik be. Az efeletti magasságokban, az exoszférában, a felsőlégkör hőmérséklete gyakorlatilag független a magasságtól, és elsősorban a naptevékenységtől függ. Az itteni, a magasságtól független hőmérsékletet nevezik exoszférikusnak, vagy aszimptotikusnak. Az exoszférikus hőmérséklet alacsony naptevékenység esetén 500-600 K, erős naptevékenységnél 1000-1500 K, de pl. geomágneses vihar esetén elérheti a 2000 K értéket is. Amint látni fogjuk, az exoszférikus hőmérséklet, amelynek fogalmát Nicolet vezette be [180, 181], a sürüség mellett a felsőlégkör legalapvetőbb paramétere. Segitségével a felsőlégköri jelenségek tekintélyes része leirható.

Amint láttuk, a felsőlégkör elsősorban a vertikális hőmérsékleti profil alapján választható el könnyen az alsóbb légkörtől. De ugyanakkor mélyebb összefüggések is ehhez a szétválasztáshoz vezetnek. Ismeretes, hogy tengerszinten a levegő összetétele, ha a nedvességtartalomtól elvonatkoztatunk, az intenziv turbulens keveredés következtében nagy pontossággal állandónak mutatkozik. Térfogatszázalékban a levegő összetevői: 78,10% N_2, 20,95% O_2, 0,93% Ar. A maradék 0,02%-ot a nyomelemek és szennyeződések teszik ki. A közepes molekulasuly 28,96. A magasság növekedésével a levegő összetétele változatlan marad mintegy 90 km magasságig. Ennek oka az, hogy ebben a tartományban a légkör sürüsége még elég nagy ahhoz, hogy a részecskék gyakori ütközései következtében állandó turbulens keveredés lépjen fel. Ezért a légkör alsó 90 km-ét a fentebb ismertetett elnevezés mellett még homoszférának is nevezik, mivel itt az összetétel nagymértékben homogén.

90 km felett ez a homogenitás megbomlik, mégpedig az oxigéndisszociáció és a diffuzió következtében. Az O_2 molekulák ui. erőteljesen elnyelik a 100-200 nm hullámhosszuságu, un. Schumann-Runge-sávot. Ezért abban a magasságban, ahol a levegő már elég ritka ahhoz, hogy a sugárzást átengedje, az O_2 molekulák azt abszorbeálják, és ennek folytán energiájuk annyira megnövekszik, hogy képesek O-atomokra disszociálni. A kis sürüség miatt a rekombinációk száma meglehetősen alacsony, igy az O/O_2 arány 90 km magasságban eléri a 0,02 értéket, de 10 km-rel feljebb az értéke megtizszereződik: 100 km magasságban már 0,22.

Itt, kb. 100 km magasságban, a sürüséggel együtt a részecskék közötti ütközések gyakorisága is olyan mértékben csökken, hogy már nem beszélhetünk állandó turbulens keveredésről, mint az alsóbb rétegeknél, hanem egyre inkább a gravitációs hatások jutnak tulsulyba. Ez azt jelenti, hogy megkezdődik a felsőlégkör egyes komponenseinek gravitációs szeparálódása, ami azt eredményezi, hogy a felsőlégkör alján helyezkednek el a nehezebb részecskék, a könnyebbek pedig feljebb szorulnak, keveredve a nehezebbekkel. Az egyes komponensek mint különálló gázok viselkednek, amelyek a gravitációs vonzás következtében egymásba diffundáltak, és mindegyik komponensre érvényes a barometrikus formula, a hidrosztatikai törvény és a diffuziós egyenlet. Ezt az állapotot nevezzük diffuziós egyensulyi állapotnak, és ez jellemző a 90 km feletti rétegekre, vagyis a felsőlégkörre.

A diffuziós egyensulyi állapotban az egyes komponensek koncentrációja a magassággal csökken ugyan, de - azonos hőmérsékleti viszonyok mellett - a koncentrációcsökkenés mértéke arányos a gázrészecske tömegével. Ez azt jelenti, hogy pl. a 40-es tömegszámu argon koncentrációja tizszer gyorsabban csökken a magassággal, mint a 4-es tömegszámu héliumé. Könnyen érthető tehát, hogy most már a légkör összetétele nem homogén, hanem igen nagy mértékben függ a magasságtól. Azt a réteget, ahol ez a döntő átmenet történik, homopauzának nevezik, és ez kb. 100 km magasságban helyezkedik el. A légkörnek e fölötti részét joggal nevezik heteroszférának, hiszen minden magasságban más és más a domináló légköri komponens. Pl. 600 K° exoszférikus hőmérséklet mellett 110 km magasságban már több az atomi O, mint a molekuláris O_2. Ugyanakkor az O-nál nehezebb N_2 koncentrációja a magassággal gyorsabban csökken, minek következtében 160 km-nél már több az O, mint a N_2, és 350 km-nél már kimondottan uralkodó komponenssé lép elő az O, hiszen térfogatszázalékban ott már 90%-ot tesz ki. A hélium, amely a homoszférában még csak 0,0005 %-kal képviselteti magát, 450 km-től kezdve domináló komponenssé válik. Végül, 700 km-től kezdve /az exoszférikus hőmérséklet növekedésével a megadott magasságok jelentékenyen feljebb tolódnak!/ legnagyobb a koncentrációja a hidrogénnek, amely azonban nincs diffuziós egyensulyi állapotban. A vizgőz disszociációja ui. állandóan pótolja az ürbe elszökő hidrogénatomokat, igy a koncentráció nagyon függ az exoszférikus hőmérséklettől. Ez utóbbin, természetesen, a részecskék kinetikus hőmérsékletét kell érteni, és a már emlitett magas hőmérséklet nyilván igen nagy szabad uthosszakat is jelent. Mig egy légköri részecske szabad uthossza tengerszinten 10^{-8}m rendü, addig 100 km magasságban 0,15 m, 250 km magasságban km nagyságrendü, 500 km-nél már 100 km, és 1000 km magasságban a részecske szabad uthossza már összehasonlitható a földsugárral. Ezért az sem ritka eset, hogy egy-egy részecske felgyorsul a szökési sebességre, és elhagyja a Föld vonzási körét.

Az eddigiekben vázolt általános leiráson tulmenően ma már részletekbe menő ismereteink vannak a felsőlégkörben lejátszódó változásokról. Tudjuk, hogy ezek egy része a naptevékenységgel, ill. az EUV-abszorpcióval függ össze, és 11 éves, 27 napos, valamint egynapos periodicitást mutat. Ismerünk ezen felül egy kb. féléves periódussal történő globális sürüségingadozást is, amelynek eredete még nem kellően tisztázott. A Nap korpuszkuláris sugárzására vezethető vissza az un. geomágneses effektus, de ennek mechanizmusát szintén nem ismerjük kellő részletességgel. Végül megemlitünk az évszaktól és szélességtől függő, kisebb jelentőségü változásokat, mint pl. az a jelenség, hogy a mindenkori téli pólus felett a könnyebb gázok /a hélium, az atomi oxigén/ koncentrációja nagyobb, mint a nyári pólus felett. Értekezésünk a további paragrafusokban a felsorolt effektusokat tárgyalja kisebb-nagyobb részletességgel.

4.2. Naptevékenységi hatások a felsőlégkörben

Először Jacchia és Briggs mutatott ki naptevékenységi hatást a felsőlégkörben [111], amikor 1958-ban megállapitotta, hogy a megfigyelt, rejtélyes, kb. 27 napos periódusu sürüségváltozások szoros korrelációt mutatnak a naptevékenységgel. Ez a ma már természetesnek tünő felfedezés akkoriban nagy feltünést keltett, s egyuttal felvetett egész sor érdekes kérdést: vajon a felsőlégköri változásokhoz szükséges energia tényleg a Nap elektromágneses sugárzásából származik-e, vagy pedig korpuszkuláris eredetü? Hol történik az abszorpció? Melyek az energiát adó főbb vonalak, ill. szinképi tartományok? Elegendő-e az igy felszabaduló energia a felsőlégkör felfütésére, vagy pedig más energiaforrások is szerepet játszanak?

Mindezekkel a kérdésekkel kapcsolatban intenziv kutatások kezdődtek, amelyeknek eredményei külön értekezést érdemelnének. Itt csak annyit jegyzünk meg, hogy végeredményben pozitiv válaszok születtek, de nem szabad eltitkolnunk, hogy még ma sem tudjuk kvantitative leirni azt a mechanizmust, amit a szakirodalom "EUV-fütés" kifejezéssel jelöl. Az eddigi vizsgálatok annyit azonban kétségtelenül bebizonyitottak, hogy a Napból származó elektromágneses energia domináns szerepet játszik a felsőlégkör felfütésében, de nem lehet kizárni más energiaforrások létezését és hozzájárulását sem [70].

A légkör felfütésében szerepet játszó sugárzás hullámhossza az un. extrém-ultraibolya tartományba esik /a továbbiakban : EUV/. Banks és Kockarts szerint [11] a számitásba jöhető szinképi tartományok közül első a Lyman kontinuum /91,0-79,6 nm/, amelyet elsősorban az O_2 és O nyel el. Jelentős szerepe van az F-rétegben, az N_2, O és O_2 által abszorbeált 79,6-27,5 nm közötti sugárzásnak is. Az eddig számitásba vett szinképi tartomány maximálisan 2,13 $erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ energiát biztosithat, ami aeronomiai számitások szerint bőségesen fedezné a felsőlégkör hőháztartásához szükséges energiát. Bizonyos azonban, hogy a 27,5-15,0 nm közötti sáv is, legalább bizonyos mértékig abszorbeálódik, ami ujabb 2 $erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ energiát jelent [149]. Az elméleti megfontolások tehát azt mutatják, hogy amennyiben az abszorpció effektivitása nem tul kicsiny, akkor egyedül az EUV-tartományból származó energia is elegendő a megfigyelt felsőlégköri változások biztositására.

Az emlitett EUV-sugárzás azonban emisszió szempontjából két komponensre bontható. A sugárzás egy része a teljes napkorongról emittálódik, másik része azonban csak az aktiv területekből származik. Előbbi elsősorban kevésbé, utóbbi azonban igen erősen ionizált atomok vonalaiból tevődik össze. A korong-komponens jellemzője, hogy intenzitása csak lassan változik, mig az aktivitási komponens változásainak karakterisztikus ideje 1 nap.

Tekintve, hogy az EUV-sugárzás a Föld felszinén nem észlelhető, és annak légkörön kivüli folyamatos észlelését még nem sikerült megvalósitani, olyan fizikai paramétert kellett keresni, amely alkalmas az EUV-sugárzás változásainak kvantitativ indikálására. Erre legalkalmasabbnak bizonyult a Nap 2800 MHz-es /= 10,7 cm/ sugárzása, amely az EUV-sugárzáshoz hasonlóan korong-komponensből és aktiv gócokból származó komponensből áll. Bár a korong-komponens nem választható le egyszerüen a teljes fluxusból, Jacchia kimutatta [124], hogy az gyakorlatilag jól indukálható a napi $F_{10,7}$ fluxusnak több naprotációra vett átlagértékével, $\bar{F}_{10,7}$-gal. /A továbbiakban, a gépelési munka egyszerüsitésére, a 10,7 cm-es rádiófluxus röviditett jelzésére, a szokásos $F_{10,7}$ jelölés helyett, egyszerüen az F, ill. $\bar{F}$ jelölést fogjuk alkalmazni, amiért a tisztelt olvasó elnézését kérjük. Ugyanakkor F mellett általában nem tüntetjük fel annak mértékegységét, mert azt mindenütt a szokásos $10^{-22} W\ m^{-2}\ Hz^{-1}$ egységekben fogjuk megadni/.

Hamarosan kialakult az a gyakorlat, hogy a felsőlégköri számitásokban az EUV-sugárzás hatására bekövetkező hőmérsékletváltozásokat az F és $\bar{F}$ változásai alapján számitják ki. Nem győzzük azonban eléggé hangsulyozni, hogy még pontos F és $\bar{F}$ értékek birtokában is csak abban az esetben várhatók jó eredmények, ha e fluxusváltozás hőmérsékleti egyenértékét kellő pontossággal ismerjük. Az effektus modellezésének ez a legalapvetőbb problémája /egyéb tényezőkkel később foglalkozunk/.

Az első néhány év fékeződési adatainak feldolgozása után kialakult az a szemlélet, amely a modell készitésénél egy éjszakai minimális hőmérsékletből indul ki, és erre szuperponálódik a többi effektus hatása. A kezdeti modellek /az EUV-fütés domináns szerepét elfogadva/ a következő alaku összefüggést feltételezték az éjszakai minimális hőmérséklet és az F-fluxus között:

$$T_{min} = T_o + a\cdot\bar{F} + b\cdot(F-\bar{F}) \qquad (4.1)$$

Vagyis az un. éjszakai minimális hőmérséklet egyrészt $\bar{F}$-től, vagyis a naptevékenység hosszuperiódusu /11 éves/ komponensétől, másrészt a pillanatnyi naptevékenység 27 napos komponensétől függ.

A 60-as években előtérbe került 3 legismertebb modell összhangban volt egymással, bár különböző módszerekkel, és nem teljesen azonos észlelési anyag alapján készültek. Konstansaikat a következő táblázatban adjuk meg:

M O D E L L	T_{min}	a	b
Harris-Priester [60], ill. Roemer által javas.vált.[193]	465°	3,46	1,9
CIRA-65 [232]	460°	3,40	1,9
Jacchia-65 [113]	418°	3,60	1,8

Megállapitható, hogy a naptevékenységi effektust a modellek 6%-nál kisebb egymástól való eltéréssel irják le /a számitásba vehető paraméterértékek mellett/.

Mindegyik modell szerint a korong-komponens hatása majdnem kétszer akkora, mint az aktiv gócokhoz tartozó komponensé. Ugyanakkor hallgatólag kimondják a modellek azt is, hogy az éjszakai minimális hőmérséklet sosem lehet kevesebb 670 K^o-nál /figyelembe véve, hogy $\bar{F}$ az elmult 25 év folyamán sohasem csökkent $\bar{F}$ = 70 alá/.

Ha feltételezzük, hogy az elnyelődő szinképi tartományokban a szinképi vonalak relativ intenzitása nem marad változatlan pl. egy 11 éves naptevékenységi ciklus folyamán, várható, hogy más összefüggést kapunk az EUV-intenzitás és a légköri fütés között, ha aztegyszer pl. egy 27 napos rotációs periódusra, máskor pedig a teljes 11 éves ciklusra kiterjedő anyagból vezetjük le. Ilyen jelenséget már a 60-as évek elején tapasztalt Jacchia [112]. Először egy Nap-rotációra terjedő anyagból a fluxusváltozás hőmérsékleti egyenértéke /vagyis az egységnyi fluxusváltozásra bekövetkező hőmérsékletváltozás/ $\Delta T1$ = 2,5^o-nak adódott, mig egy több évre terjedő anyagból, ugyanazon módszerrel $\Delta T1$ = 4,5^o éjszakai, és $\Delta T1$ = 6,0^o nappali értéket vezetett le, azzal a kiegészitéssel, hogy nagy F-értékek mellett a hőmérséklet a lineárisnál gyorsabban növekszik. Ugyanebben a publikációban azt is közli, hogy legfrissebb, 1 rotációra terjedő anyagból éjszakára $\Delta T1$ = 1,9^o-ot, nappalra pedig $\Delta T1$ = 2,4^o-ot kapott, ami az előzőknek csupán mintegy 40%-a! Ez a magyarázata annak, hogy a J-65 modellben [113] a szerző szerint bizonyos jelek arra utalnak, hogy a b = 1,8 koefficiens a naptevékenységgel együtt változik. Minden magyarázat nélkül kijelenti, hogy minimum táján b = 1,5 lehetséges, mig maximumkor <u>b</u> megnövekedhet b = 2,4-re is. Ez azonban azt jelenti, hogy b-nél 60%-os ingadozást enged meg, anélkül, hogy ennek kihatásaival is foglalkoznék.

Ennek a feltételezett ingadozásnak hatását a 27-napos komponens esetében egy konkrét példán felmérhetjük. Igy pl. /F-$\bar{F}$/ = 80 esetében b két szélső értéke $\Delta T27$ = 120^o-ot, ill. $\Delta T27$ = 192^o-ot eredményez. Ez teljesen átlagos, T = 900 K^o exoszférikus hőmérséklet mellett, z = 600 km magasságban azt jelenti, hogy az első esetben a sürüségváltozás kétszeres, mig a másodikban kb. 3,6-szeres. Könnyü belátni, hogy ekkora eltérés szükségessé tesz egy részletesebb vizsgálatot.

Pedig időközben kiderült, hogy Jacchia sem tartotta megfelelőnek saját modelljét: ujabbakat publikált. Igy pl. az 1970-ben közzétett modelljében [119] nem változtatta meg <u>b</u> értékét, de megnövelte a T_o bázishőmérsékletet és csökkentette a 11 éves effektus együtthatóját:

$$T_{min} = 383^{o} + 3{,}32 \cdot \bar{F} + 1{,}8 \cdot (F-\bar{F}) \qquad (4.2)$$

Már a következő esztendőben, a J-71 modellben [122], amely azonosnak tekinthető a CIRA-72-ben szereplő, 110-2000 km-ig terjedő modellel [35], ismét lényeges változásokat találunk:

$$T_{min} = 379^{o} + 3{,}24 \cdot \bar{F} + 1{,}3 \cdot (F-\bar{F}) \qquad (4.3)$$

Szembetünő a nagy változás b értékében: 1,8-ról 1,3-ra csökkent. Jacchia ezt a lépést azzal indokolta, hogy a korábbi elemzéseket eltorzitotta az a későn észrevett tény, hogy a geomágneses effektus és a 27 napos effektus maximumai gyakran igen közel esnek egymáshoz, igy az előbbi leválasztása az utóbbiról nem mindig sikerült megfelelően, és ez torzitotta el az együttható értékét.

Mindezek a megmutatkozó nagy bizonytalanságok a naptevékenységi effektus modellezésében minket is arra késztettek, hogy foglalkozzunk a kérdéssel. Még az utoljára emlitett két modell publikálása előtt felfigyeltünk arra, hogy több publikációban, ahol a szerzők a sürüségadatokkal a J-65 modell segitségével eliminálták a 27 napos effektust, olyan maximumok jelentkeztek, amelyek egybeesni látszottak az F görbék megfelelő maximumaival. A sejtés igazolására - számitógép hiányában francia kollégákkal közösen - elvégeztünk egy Fourier-analizist, amely egyértelmüen igazolta, hogy az adatsorokban jelentékeny amplitudóval szerepel a 27, 54 és 81 napos periódus, mégpedig F-fel azonos fázisben [13]. Ez az eredmény arra utalt, hogy a 27 napos effektus konstansa (b) a modellben nem megfelelő értékkel szerepel. Az indirekt bizonyitás után a saját birtokunkban lévő észlelési anyagot is elemezni kezdtük. Nagyobb megfigyelési anyagunk volt 1961-62-ből, vagyis csökkenő naptevékenységi fázis mellett ($\bar{F} \sim 100$). Mivel a keresett hiba nagy $(F-\bar{F})$ mellett feltünőbb, kiválasztottunk 13 olyan intervallumot, amelyben F egymást követő maximumai legalább az F = 100 értéket elérték. Kiderült, hogy a 13 eset közül 12-ben az észlelt sürüségérték, 750 km magasságban legalább 50%-kal volt nagyobb a J-65 által megadott értéknél [95], ugyanakkor 1200 km magasságban ez az arány már 2,5-re növekedett, ami világosan mutatta, hogy a J-65 modell nagyobb magasságokban egyáltalán nem használható.

Következő kérdés volt, hogy vajon a J-65 modell mindig alábecsüli-e a naptevékenységi effektust, ill. annak 27 napos komponensét? Célszerünek látszott a vizsgálatot más naptevékenységi fázisban végezni. Az elsősorban francia kollégáktól kapott gazdag észlelési anyag az 1967-69-es évekre vonatkozott, amikor növekvő naptevékenység mellett $\bar{F} \sim 150$ volt. A 19 hold fékeződési adatai a 200-1000 km-es intervallumot teljesen átfogták. Kiválasztottunk 12 olyan időintervallumot, amelyben F maximuma meghaladta az F = 180-at.

Az adatok elemzése egyértelmüen kimutatta, hogy a vizsgált időintervallumokban a modell minden egyes maximumhoz a megfigyeltnél lényegesen nagyobb hőmérsékletet, ill. sürüséget ír elő. Az is megállapitható volt, hogy ez a hiba /a sürüség tulbecsülése/ magasságfüggő: 200 km-nél még csak kb. 30%-ot tesz ki, de 1000 km-nél már eléri a 100%-ot [95].

Az eddigi eredmények egyértelmüvé tették, hogy b időbeli változást mutat, mégpedig - kiegészitő vizsgálatok szerint - ez a változás sem az idővel, sem $\bar{F}$-fel nem arányos. Éppen ezért szükségesnek mutatkozott a kérdés tüzetesebb vizsgálata, amit a 19 hold gazdag anyaga lehetővé is tett. Erre a célra a következő gondolatmenetet alkalmaztuk [91, 158].

Az észlelt sürüség, a hozzátartozó magasság ismeretében, egy T_{obs} hőmérséklettel ekvivalens, amit a J-65 modell szerint a következő komponensekkel állithatunk elő:

$$T_{obs} = 357^{o} + 3{,}6 \cdot \bar{F} + \Delta T_1 + b \cdot (F - \bar{F}) + C + \Delta T_2 \qquad (4.4)$$

ahol:

- ΔT_1 : a 11 éves komponens együtthatójának (3,6) hibáját és változásait reprezentálja
- b : a 27 napos komponens meghatározandó hőmérsékleti egyenértéke
- C : a modell által adott napszakos, féléves és geomágneses effektusok összege
- ΔT_2 : C hibája és időbeli változásai

A modell és az észlelt T_{obs} segitségével azonban nyilván kiszámitható a következő kifejezés:

$$\Delta T = T_{obs} - 3{,}6 \cdot \bar{F} - C \qquad (4.5)$$

Ezután a $T_{min} = 357 + \Delta T_1 + \Delta T_2$ jelölés felhasználásával fenti összefüggés a következő alakban irható:

$$\Delta T = T_{min} + b\cdot(F-\bar{F}) \tag{4.6}$$

Ez az összefüggés lehetővé tette annak vizsgálatát, hogy vajon T_{min} és b értéke állandó -e . A modell segitségével kapott T értékeket $(F-\bar{F})$ függvényében ábrázolva ui. olyan egyenest kapunk /a legkisebb négyzetek módszerével/, amelynek iránytangense b, tengelymetszete pedig T_{min}.

A kapott eredmények szerint az időrendi sorrendben következő pontok valóban egyenesen helyezkednek el, de ennek mind hajlásszöge, mind tengelymetszete az év folyamán jelentékeny változásokat mutat, amint azt várni is lehetett /az előzők alapján/. E változásokból megállapitható volt, hogy T_{min} változásai az év folyamán egy 150-200^{o}-os amplitudót határoztak meg, és nyáron a hőmérséklet a legalacsonyabb. Mivel a három év adatait vegyesen /keverve/ ábrázolva a hőmérséklet változását egyetlen görbével lehet leirni, az a következtetés adódik, hogy a változások évi menete mindegyik esztendőben hasonló volt. Ennek ellenére nehéz T_{min} változásaiból hasznos következtetést levonni,hiszen azok nemcsak T_o hosszuperiódusu változásait, de a modellnek C-ben összegyüjtött hibáit is tartalmazzák. Még akkor is, ha feltételezzük, hogy $\Delta T_2 = 0$, nem tudunk egyértelmü magyarázatot adni a tapasztalt változásokra: azok éppugy lehetnek tényleges változások az exoszférikus hőmérsékletben, mint ahogy származhatnak a 120 km magasságban felvett határfeltételekben bekövetkezett évi változásokból.

A b szinuszhoz hasonló változásokat mutat az év folyamán, maximummal március-áprilisban és októberben. A 3 év anyaga itt már nagyobb szórást mutat, de azért az összes adat egy mintegy $\Delta b \sim 1$ szélességü sávban helyezkedik el, és e szalag középvonala $b \sim 1,5$. A szalag közepe maximum táján $b \sim 2,0$, mig a minimum környékén $b \sim 0,5$. Ez a sok holdnak több évre terjedő anyagán alapuló elemzés tehát kimutatta, hogy b változásai az év folyamán /mialatt a naptevékenység alig változott/ lényegesen nagyobbak, mint a Jacchia által feltételezett, a naptevékenységgel párhuzamosan bekövetkező változások.

A b változásaival kapcsolatban 4 hipotézis is felmerülhet:

a/ A szoláris EUV-fluxus spektrális összetétele az év folyamán változik /ezt az OSO-holdak mérései azóta már igazolták/. Amennyiben F változásai ezt nem követik ugyanolyan mértékben, ez feltétlenül maga után vonja b értékének megváltozását.

b/ Több szerző vizsgálatai szerint [140, 233] irreguláris napciklusok idején kimutatható, hogy F változásai nem arányosak a légköri fűtéssel. Ez azonban akkor is igaz lehet, amikor a cilus szabályossága miatt az nem mutatható ki egyszerü eszközökkel [234].

c/ A C-tagban összefoglalt modellbeli effektusok nem eléggé pontosak, és a hibák összegének van éves menete.

d/ Lehetnek még olyan évszaktól független effektusok, amelyeket a modell nem vett számitásba.

Nehéz eldönteni, hogy az emlitett lehetőségek milyen mértékben felelősek a tapasztalt változásokért. Biztos, hogy a féléves effektus modellbeli hibája jelentékeny, sőt maga az effektus is több problémát vet fel /l. később/. De ugyanugy a többi effektus is hozzájárulhat a maga hibájával. Ennek ellenére a modell szerzője, de mások is feltételezték, hogy a mintegy 150-200^{o}-os amplitudó nem irható egyedül a modell rovására. Másrészt bebizonyosodott, hogy a fütési mechanizmus változik azzal a magassággal, ahol az abszorpció történik, és függ az abszorbeáló közeg kémiai összetételétől is, ami szintén a magasság függvénye. Sajnos azonban, mind a mai napig nincs kvantitativ képünk arról, hogy a fütési mechanizmus hogyan zajlik le a valóságban.

Közben természetesen, mások is foglalkoztak a naptevékenység hatásával. Érdekes módon Jacchia J-71 modelljében észrevétlenül elejti azt a korábbi megállapitását, hogy nagyobb $\bar{F}$-nál a hőmérséklet a lineárisnál gyorsabban nő, helyette bemutatja, hogy az összefüggés a szóbajöhető teljes tartományban /$\bar{F}$ = 250-ig!/ lineáris [122]. Ezen tulmenően ugyanabban az évben Waldteufel inkoheres szóródási mérésekből kimutatja, hogy [224] az exoszférikus hőmérséklet növekedése $\bar{F}$ = 130-tól kezdve elmarad a linearitástól.

Az általunk tapasztalt eltérések a J-65 modelltől végeredményben a modellt kritizálták, és meg kell vallani, hogy ebben kezdeményezők voltunk.

Kiderült azonban, hogy velünk egyidőben, inkoherens szóródási mérésekből, más kutatók szintén jelentékeny eltéréseket kaptak a J-65-hez képest. Igy Schwartz [209] általában alacsonyabb exoszférikus hőmérsékleteket kapott, és az eltérések átlagosan elérték a 200 K°-ot /l. a mi fentebbi eredményeinket/. A szerzők az eltérések okát abban látták, hogy 120-150 km között a hőmérsékleti gradiens nagy változásokat szenved el [48]. Ez a magasság a fékeződési módszer számára akkor még szinte hozzáférhetetlen volt, igy nem állt módunkban az állitást ellenőrizni.

1973-ban már maga Jacchia is beszámol b változásairól [124]. Egy 10 holdra kiterjedő, 30.000 fékezési adatot tartalmazó anyag alapján a napszakos effektust az előzőktől eltérő módon adja meg. Mivel viszgálatai szerint a hőmérséklet napi szélsőértékei a magasságtól is függnek, azok számtani közepe azonban nem, igy a $T_{1/2} = (T_0+T_M)/2$ középhőmérsékletet a következő formulával fejezi ki:

$$T_{1/2} = c_1 + c_2 \cdot \bar{F} + c_3 \cdot (F-\bar{F}) + c_4 \cdot \bar{F}^2 + c_5 \cdot (F-\bar{F})^2 \qquad (4.7)$$

és az együtthatók:

$$\begin{aligned}
c_1 &= 350{,}9 \pm 4{,}8 \\
c_2 &= 5{,}163 \pm 0{,}081 \\
c_3 &= 1{,}954 \pm 0{,}036 \\
c_4 &= -\,0{,}00492 \pm 0{,}00032 \\
c_5 &= -\,0{,}00783 \pm 0{,}00098
\end{aligned}$$

Látható, hogy a korábbi jelölés szerinti b-nek most c_3 felel meg. Ennek azonban Jacchia kimutatja napszakos változásait:

2 h 20 m	táján	c_3	= 1,776
8 h 20 m	"	c_3	= 1,970
14 h 20 m	"	c_3	= 1,802
20 h 20 m	"	c_3	= 1,884

Az itt közölt napi változás nem indokolja, hogy a modellbeli középérték miért éppen $c_3 = 1{,}954$. Megjegyezzük, c_3-nak az itt közölteknél lényegesen nagyobb napi változásairól számol be más kutató is [199]. Figyelemreméltó az is, hogy most már a négyzetes tagok szignifikánsak és negativok: itt Jacchia már figyelembe vette az inkoherens szóródási mérésekből kapott hőmérsékleteket is [225].

A fenti formula nem volt hosszu életü. Jacchia következő, J-77 modelljében [128] ismét a régi szerkezetü összefüggést javasolja, más kitevővel:

$$T_{1/2} = 5{,}48 \cdot \bar{F}^{0,8} + 101{,}8 \cdot F^{0,4} \qquad (4.8)$$

ahol $\bar{F}$ a 3 naprotációra, vagyis 71 napra átlagolt F-érték, amelynek kiszámitására javasolja a következő összefüggést:

$$\bar{F} = \frac{\Sigma w \cdot F}{\Sigma w} \quad \text{és itt:} \quad w = \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{71}\right)^2\right] \qquad (4.9)$$

Ugy véljük, az eddigiek megmutatták, hogy végeredményben a 70-es években minden modell lényegében az effektus kifejezésében szereplő együtthatókat igyekezett megjavitani. A legtöbb modell szerzője a naptevéknységi hőmérsékletváltozásra a következő formulát tartja célszerünek:

$$T = \text{konst.} + a \cdot \bar{F} + b \cdot (F-\bar{F}) + c \cdot (F-\bar{F})^2 \qquad (4.10)$$

A részletek mellőzésével alábbi táblázatunkban összevetjük néhány modell együtthatóit:

M O D E L L		a	b	c
Harris-Priester-Roemer	[193],1963.	3,46	1,9	0
CIRA-65	[232],1965.	3,40	1,9	0
Jacchia-65	[113],1965.	3,60	1,8	0
Jacchia-71 = CIRA-72	[35],1971.	3,24	1,3	0
Jacchia-73	[124],1973.	1,954	5,163	-0,0078
Salah et al.	[202],1974.	2,8	1,4	0
Hedin et al.	[61],1974.	2,935	1,185	-0,0056
Hedin et al.	[62],1975.	3,328	1,247	-0,0056
Thuillier et al.	[211],1976.	2,726	1,486	-0,0092
Thuillier et al.	[212],1977.	2,531	1,325	-0,0056

Az időrendi felsorolás világosan mutatja, hogy bár nagy vonásokban egyezés van a modellek között, a részletekben mutatkozó eltérések még jelentékenyek. Mivel az experimentális modellek a méréstől függően más és másfajta hőmérsékletet mérnek, az azokból levezetett exoszférikus hőmérsékletek nem is mutathatnak teljes egyezést. Nagyságrendi javulás csak a fütési mechanizmus elméleti tisztázása után várható.

A kérdés lezárására még megemlitjük a naptevékenységi effektus egyik lényeges kérdését. Nem tisztázott ui., hogy a sürüség /hőmérséklet/ változás mekkora késéssel követi az F változásait. Mivel ezt a jelenséget csak kiterjedt anyagon lehet vizsgálni, viszonylag kevés szerző publikált erre vonatkozó adatokat.

Már a CIRA-65 publikálása idején ismertek voltak a kérdésre vonatkozó adatok [25, 112]: a vizsgálatok szerint a késés $0^d{,}5$ és $2^d{,}1$ között változik ($\pm 0^d{,}3$). Jacchia ezt az eredményt $1^d{,}0 \pm 0^d{,}12$-ra finomitotta [122]. Hasonló eredményt kapott Roemer is: $1^d{,}06 \pm 0^d{,}12$. Később Jacchia et al. [124, 125] egy részletes vizsgálatban kimutatta, hogy a késés értéke függ a napszaktól a következő formula szerint:

$$\begin{array}{lllll} \Delta t & = & 1^d{,}26 & + \; 0^d{,}37 \cdot \sin(H-92^\circ) & \\ & & \pm 0{,}12 & \;\; \pm 0{,}17 \qquad \pm 25^\circ & \end{array} \tag{4.11}$$

ahol H a Nap óraszöge, vagyis H = LST + 12h.

Szintén egy részletes analizis alapján Paul et al. [186] a késésre a következő formulát adja meg:

$$\Delta t \;=\; 1^d{,}26 \cdot \cos H + 1^d{,}74 \tag{4.12}$$

Jacchia szerint a két formula összhangban van egymással. Valójában a két összefüggésnél csak a fázis egyezik meg. Mig a (4.11)-nél a késés maximális értéke $1^d{,}63$, minimális értéke $0^d{,}89$, addig a (4.12) alapján $2^d{,}0$ maximális és $1^d{,}48$ minimális késést kapunk. Igy tehát az eltérések a kisebb értékre vonatkoztatva kitesznek 25% ill. 60%-ot, ami már semmiképpen nem mondható jó egyezésnek. Azonban sajnos tudomásul kell vennünk, hogy ennél nagyobb pontosságot még egyetlen más analizisnél sem tudtak elérni.

Ennek ellenére megállapitható az eredményekből, hogy a légkör napsütötte oldala kitüntetett helyzetben van, mint ahogy annak lennie is kell, hiszen a fütés alapvető folyamata, az EUV-abszorpció, csak ott következhet be. A késés mért szélső értékei közötti különbség viszont az energia terjedési sebességéről adnak képet, ami egy majdani elméleti modell számára lesz igen fontos adat.

4.3. A napszakos effektus

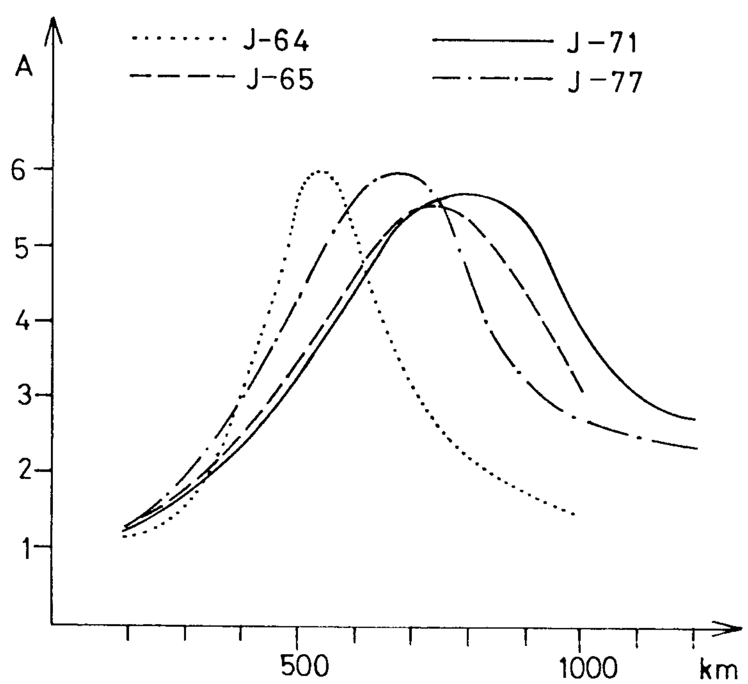
Már a legelső, fékeződésből meghatározott sürüségadatok elemzése világosan mutatta, hogy egy adott magasságban az éjszakai sürüségértékek mindig alcsonyabbak, mint a nappaliak. Elméleti megfontolások alapján ekkor már bizonyosnak tünt /és később teljes mértékben igazolódott/, hogy diffuziós egyensulyi állapot mellett a termoszféra aljától kezdve a nagyobb sürüség egyuttal magasabb hőmérsékletet is jelent. Igy tehát kinálkozott az a magyarázat, hogy a felsőlégkör napi hőmérsékletváltozások kisérik, és ezt a jelenséget nevezték el napszakos effektusnak. Elfogadva a Nap hőmérsékletet meghatározó szerepét /EUV abszorpció/, a napszakos effektus leirásánál a legmegfelelőbb fizikai paraméter a helyi szoláris idő /LST/.

A napszakos effektus a felsőlégkör egyszerünek tünő, de mindmáig nem kielégitő módon ismert jelensége. Áttekintésénél induljunk ki abból a felismerésből, hogy a sürüség napi változásainak menetében a hajnali órákban, 4h LST körül találjuk a legkisebb sürüségértéket, mig a legnagyobbat kora délután, 14h LST táján. Hamar nyilvánvalóvá vált az is, hogy az effektus A sürüségi amplitudója $(A = \rho_{max}/\rho_{min})$ változik a magassággal és függ a naptevékenységtől is. Priester et al. [188] szerint 1958-ban /naptevékenységi maximumkor/ az amplitudó 200 km magasságban mintegy A=1,15 volt, de a következő évben 562 km magasságban már A=5, mig 660 km magasságban A=8 értéket figyeltek meg. Ha ezt összevetjük azzal, hogy az ECHO-1 fékeződéséből 1960-61-ben, 1200 km magasságra A=4 adódott [194], azt lehet mondani, hogy az A sürüségi amplitudó a magassággal növekszik ugyan, de valahol 600-800 km táján eléri maximumát, majd ismét csökken.

Számos mérés mutatta azt is, hogy A függ a naptevékenységtől. King-Hele szerint [136] 200 km magasságban a fenti A=1,15 a naptevékenységi minimum táján /1963-ban/ már A=1,7-re növekedett, sőt Marov 5 Kozmosz-hold fékeződéséből erre a magasságra A=1,9 értéket vezetett le [165, 166].

Ezekkel összhangban Slowey kimutatta [204], hogy az 1958-59-ben 270 km-re kapott A=1,5 amplitudó a naptevékenység jelentős csökkenése mellett 1963-ban már A=2,1-re növekedett. Igy ellentmondásnak tünt Cook megállapitása [39], amely szerint 1200 km magasságban az amplitudó a naptevékenységgel párhuzamosan csökkenő tendenciát mutatott: az 1960-61-ben mért A=2-re csökkent!

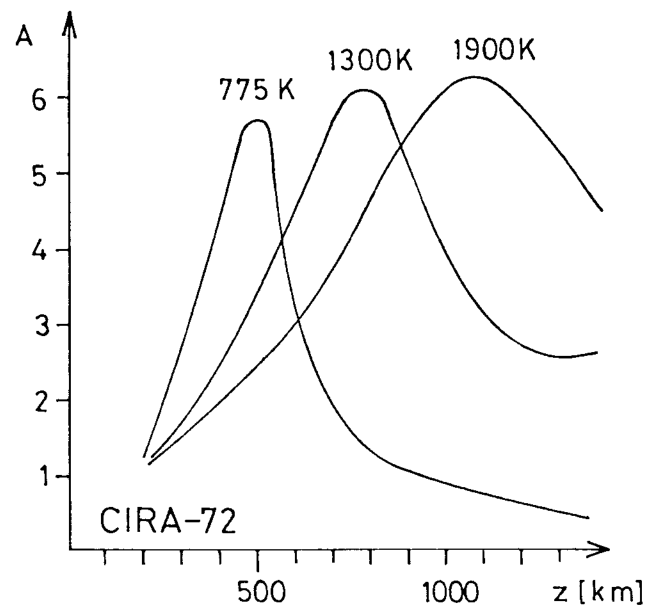
Mindezeket a megállapitásokat, természetesen, a modelleknek is tükrözniük kellene. Mivel azonban a modellek a napszakos effektus amplitudóját nem adják meg explicit formában, érdemes megtekinteni a 4.1. ábrát, amelyen azt mutatjuk be, hogy Jacchia 4 modelljében hogyan változik az amplitudó magasságfüggése /gyenge naptevékenység mellett/ az ujabb és ujabb észlelések és felismerések hatására. Látható, hogy a maximális amplitudó valamivel kisebb az észleltnél. Ugyanakkor feltünő, hogy még a két utolsó modell /J-71 és J-77/ közötti különbség is jelentékeny, főleg abból kifolyólag, hogy nem tudni biztosan, mely magasságnál maximális a sürüségi amplitudó. E modellek alapján csak annyit mondhatunk, hogy valahol 500-800 km között, vagyis a helium-övezetnél, az amplitudó csökkenni kezd. A jelenség magyarázatát azonban a modell szerzője nem adja meg.



4.1. ábra

A sürüségi amplitudó magasságfüggése különböző modellekben

A napszakos effektus amplitudójával kapcsolatos kérdések azért is bonyolultak, mert az nemcsak a magasságnak, de az exoszférikus hőmérsékletnek, vagyis a naptevékenységnek is függvénye. A 4.2. ábrán a CIRA-72 modell napszakos effektusának magasságfüggését mutatjuk be 775 K°, 1300 K° és 1900 K° nappali maximális hőmérséklet mellett. Mindegyik görbe közös vonása, hogy az amplitudó eleinte a magassággal nő, majd egy maximális érték után csökken. Az amplitudó maximális értéke alig függ a naptevékenységtől, és nem éri el az idézett legnagyobb megfigyelt értékeket. Lényeges, hogy növekvő hőmérséklet mellett az amplitudó egyre nagyobb magasságoknál éri el maximális értékét. Ez a jelenség okozza azt, hogy mig pl. 500 km magasságban a gyenge naptevékenységhez tartozó A=5,7 amplitudó magasabb exoszférikus hőmérséklet mellett *lecsökken* a felére, addig pl. 1000 km magasságban az A=1 amplitudó a naptevékenység erősödésével *megnövekszik* a hatszorosára.



4.2. ábra

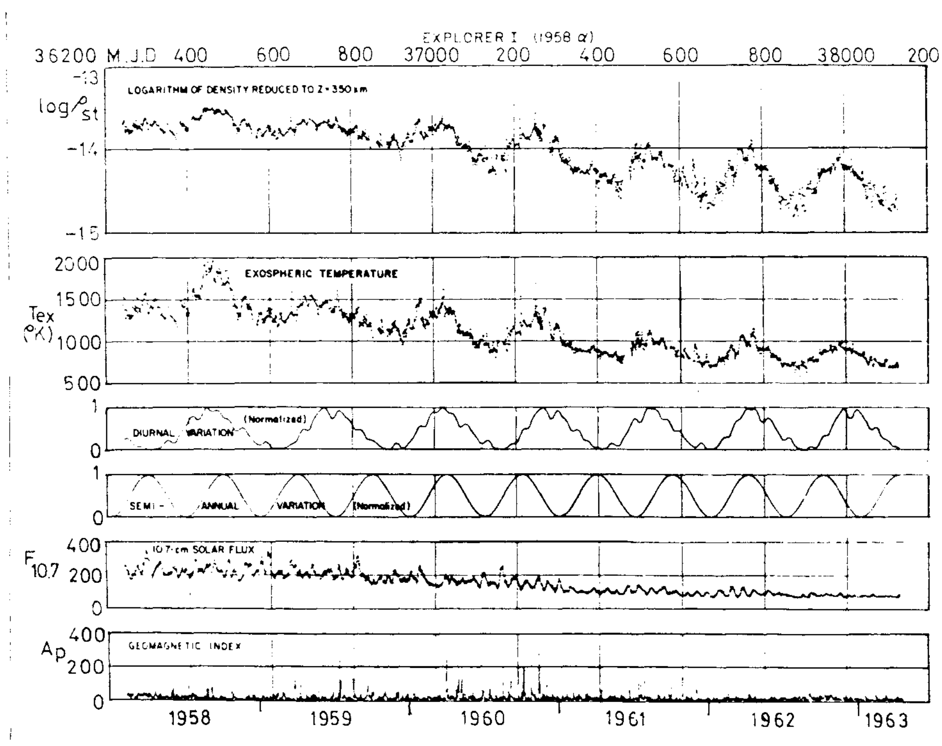
Az amplitudó függése a naptevékenységtől

Igy tehát Cook emlitett, ellentmondásnak tünő megfigyelése nem téves, sőt nagyon is helyes!

A görbék azt is mutatják, hogy 200 km magasságban az amplitudó igen kevéssé függ a naptevékenységtől. Igen érdekes, hogy a görbék a felsőlégkör szerkezetének egyes vonásait is tükrözik. Mint emlitettük, a diffuz egyensulyi állapot mellett, növekvő magassággal az egyes komponensek koncentrációja molekulasulyukkal arányosan csökken. Ennek az a következménye, hogy a felsőlégkörben az egyes komponensek szinte "rétegszerüen" helyezkednek el, vagyis adott magasságon van egy domináns komponens. Igy pl. 200 km felett a domináns komponens az atomi oxigén, feljebb a hélium, majd még feljebb a hidrogén. Adott hőmérsékleten, növekvő magasság mellett, az oxigén koncentrációja gyorsabban csökken, mint a héliumé, ezért bizonyos magasságban a két komponens koncentrációja már egyenlő, sőtt ennél nagyobb magasságokban már a hélium a domináns komponens. Ezért nagyon érdekes, hogy az a magasság, ahol a két koncentráció már kb. egyenlő, pontosan megegyezik a 4.2. ábrán látható amplitudó-görbék maximumainak helyével. Igy tehát a napszakos effektus tanulmányozása még azt is elárulja, hogy mely magasságban vált szerepet az oxigén és a hélium. A görbék maximum utáni szakaszai viszont azt is világosan mutatják, hogy az EUV-fütés mechanizmusa a hélium esetében nem effektiv.

A 775 K°-hez tartozó görbe egy másik érdekességre is utal. Ismeretes, hogy a hőmérséklet növekedésével egy adott magasságon a légköri komponensek koncentrációja, és velük együtt a sürüség is, növekszik. Ez alól kivétel az 500 km feletti magasságokon már szerepet játszó hidrogén, amelynek koncentrációja a hőmérséklet növekedésével csökken. Ennek az a következménye, hogy bizonyos nagyobb magasságban, ahol a hidrogén hatása már érvényesülni tud, a sürüség értéke a hőmérséklet növekedése ellenére csökken. Pl. 1000 km magasságban a CIRA-72 szerint a sürüség $1{,}36 \cdot 10^{-15}$-ről $1{,}04 \cdot 10^{-15}$-re csökken, mialatt a hőmérséklet 600 K°-ről 700 K°-re emelkedik. Ez más szavakkal azt jelenti, hogy a "hidrogén-zónában" a napszakos effektus pont a forditottja az eddig tárgyaltaknak: az amplitudó kisebb 1-nél. Ez a jelenség a 775 K°-es görbén szépen látszik /a többi görbénél ez természetesen szintén látható volna, de nagyobb magasságokon/.

Látjuk tehát, hogy a napszakos effektus sürüségi amplitudójának változásai ilymódon formailag leirhatók egy modell keretében. Nyitott marad azonban pl. az a kérdés, hogy a 200-600 km-es magassági tartományban a hőmérséklet növekedésével az amplitudó miért csökken? Erre akkor kaptunk némi magyarázatot, amikor a napszakos effektusra vonatkozó vizsgálatainkat kiterjesztettük egy másik érdekes jelenségre is [107], amelyet a 4.3. ábra kapcsán tudtunk megvilágitani. Az ábra Jacchia által az Explorer 1 hold fékeződéséből

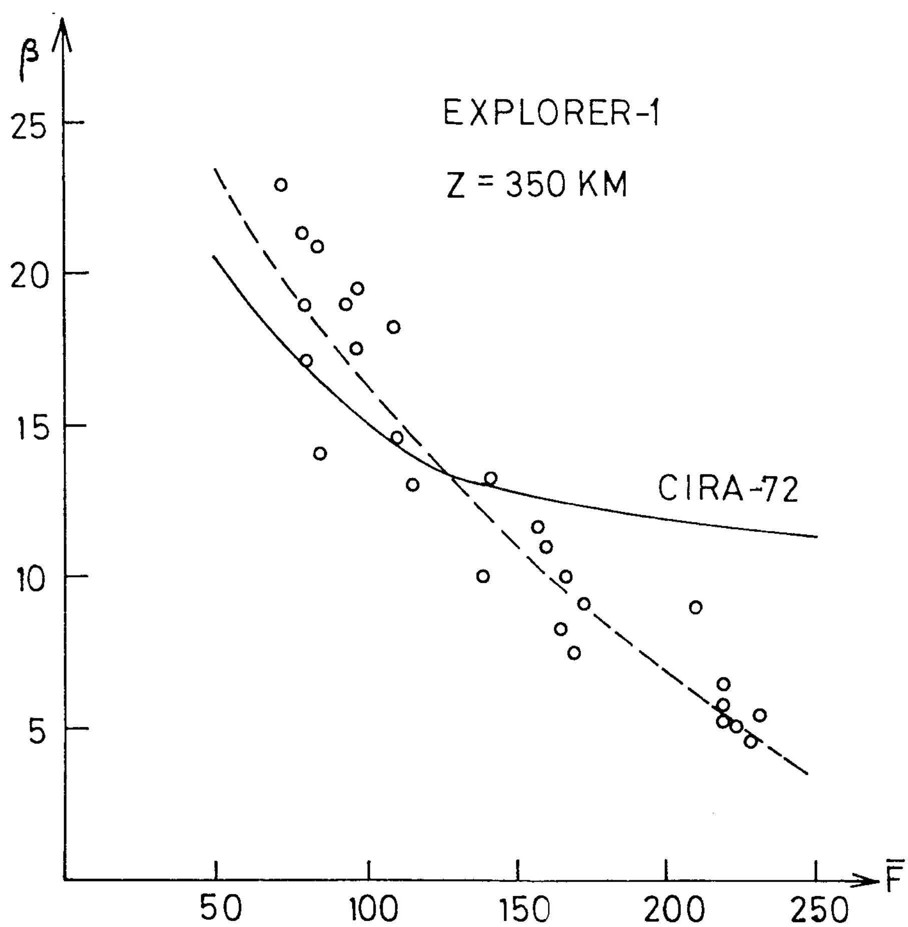


4.3. ábra

Az Explorer 1 fékeződéséből levezetett sürüségváltozások

levezetett sürüségváltozásokat mutat [121], amelyek az 1958-63-as évekre és 350 km magasságra vonatkoznak. Az ábrán található egyéb görbék mutatják a megfelelő hőmérsékletváltozásokat, a napszakos és a féléves effektust, valamint az F szoláris fluxus és az A_p geomágneses index változásit.
A napszakos változások görbéjét a sürüségváltozásokkal összehasonlitva könnyen megállapithatjuk, hogy a sürüség nagy oszcillációi valójában a napszakos effektust mutatják, és gyenge modulációként a sürüségváltozásokban felismerhető a féléves effektus is.

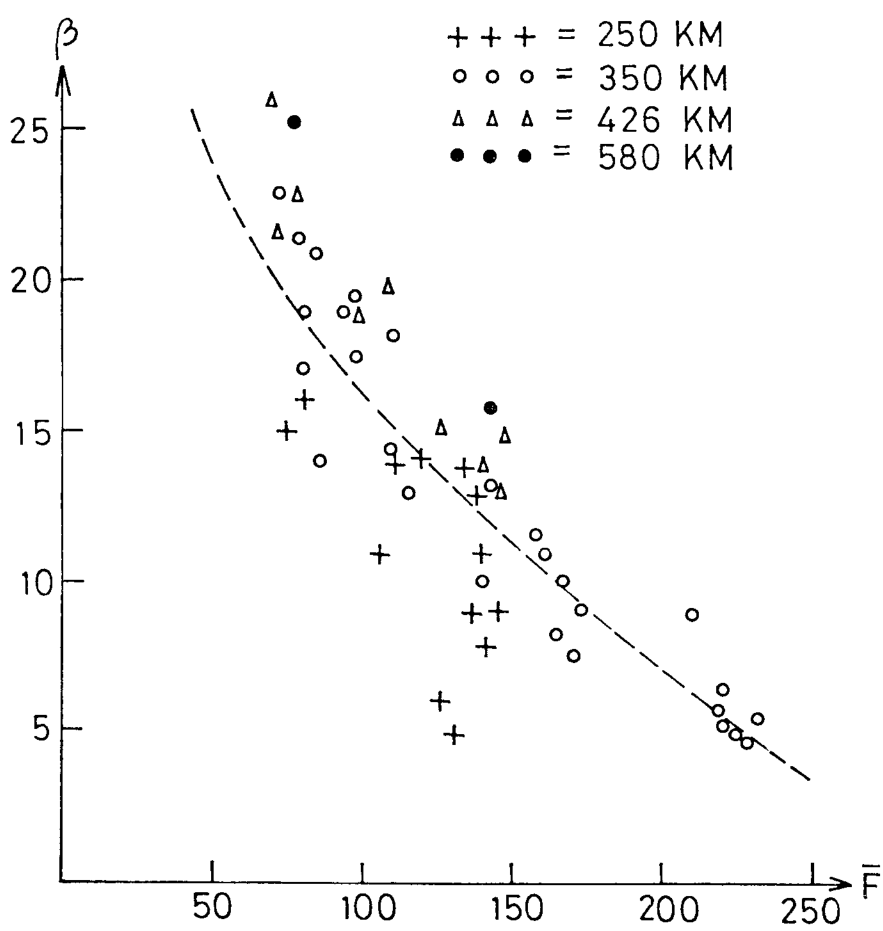
A sürüséggörbét elemezve rögtön feltünik, hogy az egységnyi hőmérsékletváltozás hatására bekövetkező relativ sürüségváltozás, vagyis a $\beta = \Delta\log\rho/\Delta T$ mennyiség, a 11 éves naptevékenységi ciklus folyamán nem állandó. Igy pl. 1958-ban /naptevékenységi maximum/ mintegy 700 K° hatására a sürüség 2,2-szeresére nőtt, mig 1962-ben /közel a minimumhoz/ már 300 K° hatására is 5-szörösére növekedett a sürüség. Ez más szavakkal azt jelenti hogy β értéke a hőmérséklet csökkenése mellett jelentékenyen megnövekedett. A kérdést a SAO által publikált adatok [121,123] segitségével megvizsgáltuk, a kapott eredmények a 4.4. ábrán láthatók. Látható, hogy β valóban igen erősen függ a hőmérséklettől, és erősebb naptevékenység mellett a CIRA-72 erősen eltér a mérési eredményektől



4.4. ábra

β változás a naptevékenység függvényében

A felsőlégkör szerkezetéről alkotott képünk alapján elképzelhetetlen, hogy ennek az effektusnak ne lenne magasságfüggése. Nehogy a várható eredményeket észlelési vagy redukálási hibának lehessen tulajdonitani, a kérdést ismét nem saját, hanem mások által publikált sürüségadatokkal vizsgáltuk meg, 4 különböző magasságban keringő holddal [121, 123, 126, 195]. A felhasználásra kerülő sürüségadatok ellenőrzése azt mutatta, hogy azok közepes minőségüek, igy a kapott eredmények viszonylag nagy szórása miatt β magasságfüggésével kapcsolatban csak kvalitativ megállapitásokat lehet tenni /4.5. ábra/. Ugy tünik, hogy β értéke 250 km-en általában alacsonyabb, 426 km-en pedig magasabb, mint 350 km-en. Talán még azt is lehet állitani /2 pontból?/, hogy β értéke 580 km-en sem alacsonyabb, mint 350 km-en.



4.5. ábra

β *magasságfüggése*

E vizsgálataink folyamán az is kiderült, hogy β változása egy adott hőmérsékleten ugyanolyan menetet mutat, és maximumai is ugyanazoknál a magasságoknál lépnek fel, mint a 4.2. ábrán bemutatott amplitudóváltozásoknál. A görbék összevetése tehát arra utal, hogy a napszakos effektus sürüségi amplitudója azért változik a magassággal, mert β értéke specifikus egy-egy gázra. Ahogy tehát változik a felsőlégkör összetétele a magassággal, ugy változik az egységnyi hőmérsékletváltozás hatására bekövetkező sürüségváltozás is.

Eddigi megállapitásainkban az amplitudókat hallgatólag az egyenlitőre vonatkoztattuk. Nem lényegtelen azonban az sem, hogy a napszakos effektus hogyan függ a földrajzi szélességtől. Ennek leirása jól elvégezhető Jacchia geometriai megfogalmazásával [112], amely abból indul ki, hogy a napszakos effektus végeredményben egy maximális hőmérsékletü vagy sürüségü ponttal /kidudorodással/ és azt körülvevő izotermikus vagy izopiknikus /azonos sürüségü/ vonalakkal jellemezhető.

Jacchia modelljeiben a napszakos effektust, a sürüség konvertálhatósága miatt, hőmérséklettel fejezi ~~fejezi~~ ki. Egy φ földrajzi szélességü pont feletti exoszférikus hőmérsékletet a következő összefüggés adja meg:

$$T = T_o(1+R\cdot\sin^m\theta)\cdot\left(1+R\,\frac{\cos^m\eta-\sin^m\theta}{1+R\cdot\sin^m\theta}\cos^n\tfrac{1}{2}\tau\right) \qquad (4.13)$$

ahol: $\eta = \frac{1}{2}|\varphi-\delta_\odot|$; $\theta = \frac{1}{2}|\varphi+\delta_\odot|$; $\tau = H+\omega+p\cdot\sin(H+\gamma)$

Ezekben az összefüggésekben T_o az éjszakai minimális hőmérséklet, $R = (T_{max}-T_o)/T_o$ az effektus relativ hőmérsékleti amplitudója, $\delta_\odot$ és H a Nap deklinációja és óraszöge. Az ω állandó határozza meg a hőmérsékleti maximum szögtávolságát /késését/ a Nap kulminációjához képest, mig p a görbe napi menetében egy olyan aszimmetriát biztosit, amelynek helye éppen γ. Az m és n paraméterek az izotermák észak-déli, ill. kelet-nyugati kiterjedését adják meg.

A megadott formalizmussal szinte tetszőleges hőmérsékleti eloszlás reprezentálható. Példaként megemlitjük a J-65 modell egyik hőmérsékleti eloszlását, amelyet a következő paraméterek határoznak meg:

$R = 0{,}28$; $m=n=2{,}5$; $\omega = -45^\circ$; $p = 12^\circ$; $\gamma = 45^\circ$ és az éjszakai minimális hőmérséklet $T_o = 1000$ K. Az eloszlás jellemzői: a maximum 14h LST táján van, mig a minimális hőmérséklet 4h LST-nél található, a maximum földrajzi szélessége megegyezik a szubszoláris pontéval, és az izotermák szélességi és hosszusági kiterjedése azonos arányu.

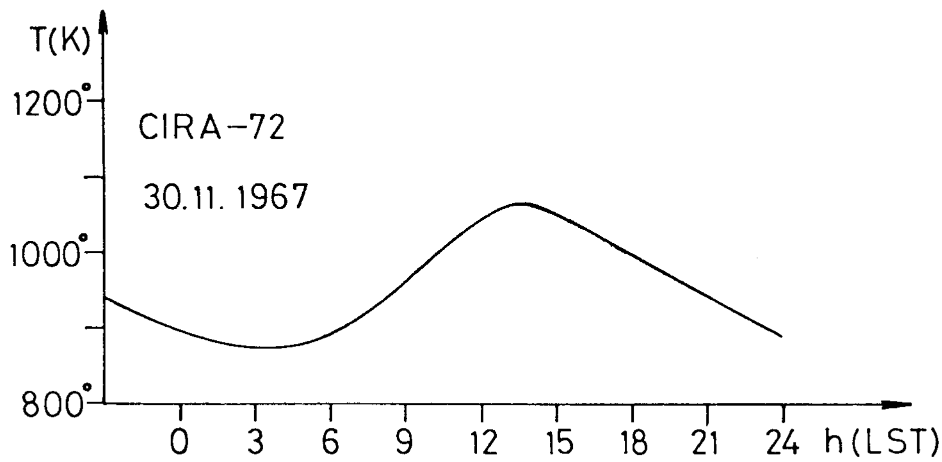
Jacchia a későbbi modellekben a javitásokat elsősorban a paraméterek változtatásával próbálta elérni. Amikor pl. nagy inklinációju holdak adatainak elemzéséből kiderült [114], hogy az izotermák észak-déli kiterjedése jóval nagyobb, mint a kelet-nyugati irányu, ezt a modell az m = 1,0 és n = 2,5 paraméterekkel tudta kifejezésre juttatni.

A további elemzések előtt azonban meg kell emlitenünk, hogy fékeződési adatokkal a napszakos effektusnak csak hosszabb pályaivre "átlagolt", és szuperponálódott hatásoktól torzitott változatát lehet tanulmányozni. Hiszen a kapott sürüségadatok mindig csak a perigeum környezetére vonatkoznak, és átlagos müholdak esetében a perigeum 200-300 nap alatt fordul el 360^{o}-ot, vagyis huszonnégy órányit. Igy, ha pl. a hőmérséklet napi menetét ábrázoló görbe az év folyamán változó alaku lenne, azt fékeződéses adatokból nehezen lehetne részleteiben rekonstruálni, mivel a mért sürüségek tartalmaznak egész sor egyéb változást is /szélességi, naptevékenységi, geomágneses effektusok/. Ennek ellenére érdemes áttekinteni azokat a fontosabb megállapitásokat, amelyek az effektussal kapcsolatosak.

Mint fentebb bemutattuk, a sürüségi amplitudó a magasság és a naptevékenység függvényében változik. Ezt most kiegészitjük azzal, hogy az R hőmérsékleti amplitudó első közelitésben állandó. A 60-as évek vége felé Jacchia feltételezte, hogy R a naptevékenységgel együtt, kb. 2 éves fáziskéséssel, változik [120]. E hipotézis azért feltünő, mert a felsőlégköri fütés korpuszkuláris komponensének létezését bizonyitotta volna. Részletes elemzések azonban nem igazolták ezt a feltevést.

Pontos vizsgálatok azt mutatják, hogy R kissé függ a magasságtól. Az R = 0,3 érték a 200-400 km-es tartományban érvényes, de 600 km magasságban csak akkor kapjuk a megfigyelt sürüségváltozásokat, ha R = 0,35 /kissé csökkentett T_o mellett/, mig 900 km magasságban már R = 0,4 ad helyes értékeket. Az 1100 km feletti magasságoknál már ismét R = 0,3 mellett kaphatók a megfelelő sürüségváltozások. Ilyen átfogó vizsgálatok, sajnos, csak igen gazdag, és megfelelő eloszlásu észlelési anyaggal végezhetők. Ezért nem is csoda, hogy erre vonatkozóan szinte csak a Jacchia által publikált eredmények ismeretesek [122].

A napszakos effektussal kapcsolatban a legfőbb nehézségnek a maximum időpontja látszik. Mindaddig, amig csak fékeződéses adatokból levezetett hőmérsékletek voltak ismeretesek, a közfelfogás elfogadta Jacchiának azt a többször megismételt megállapitását, hogy mind a sürüség, mind a hőmérséklet 14h LST körül éri el maximális értékét a nap folyamán /bár pl. Marov publikált olyan méréseket [167, 168], amelyek szerint a sürüség csak a késő délutáni órákban kulminál/. Szemléltetésként a 4.6. ábrán bemutatjuk a CIRA-72

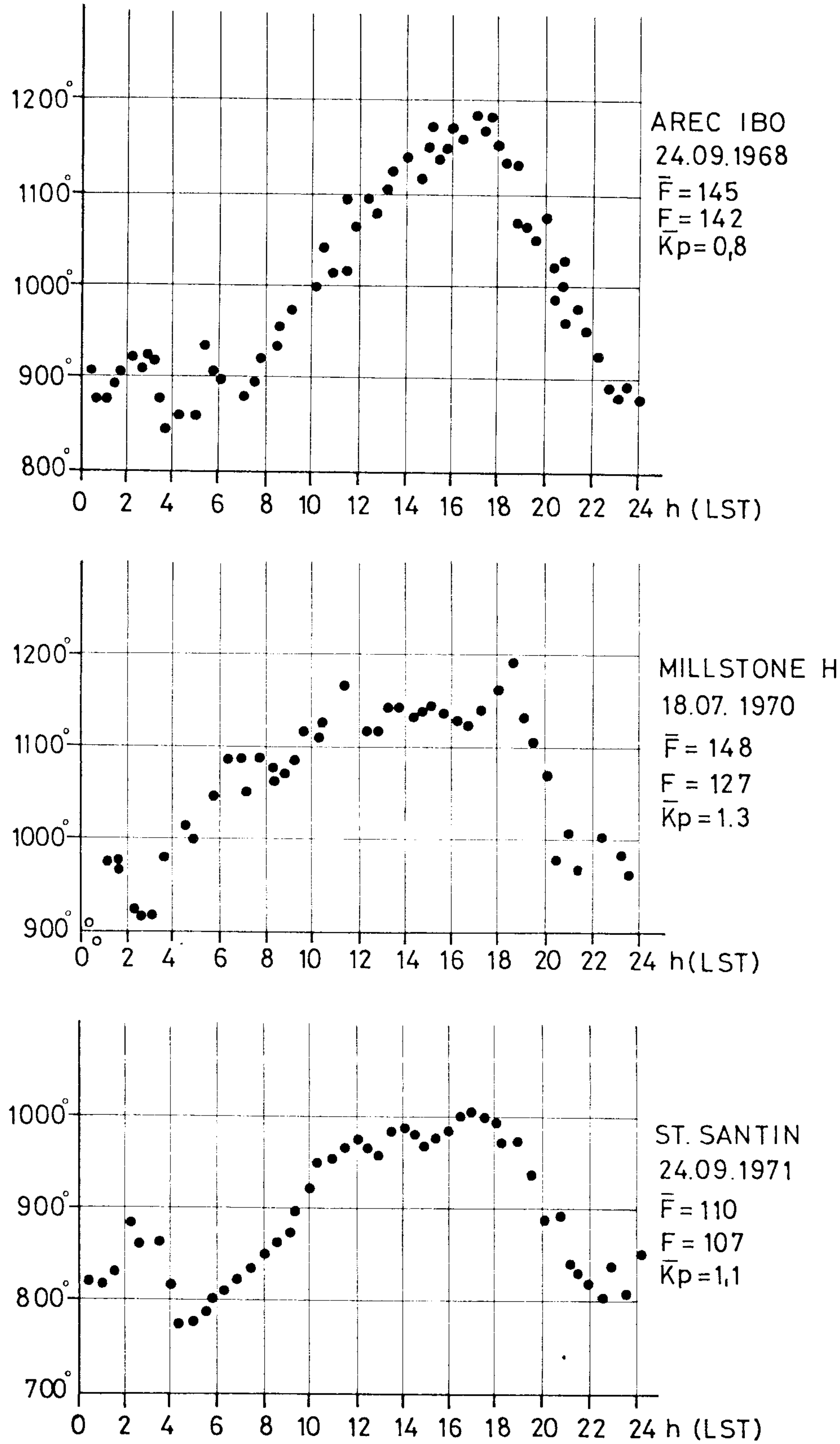


4.6. ábra *A hőmérséklet napi menete*

modell alapján a hőmérséklet napi menetét az egyenlitőn, T_{max} = 1300 K° mellett. A 14h LST körüli kulminációt Jacchia az effektus olyan jellegzetességének tartja, amely független a naptevékenységtől vagy az évszaktól.

Azonban a hatvanas évektől kezdve egyre több közvetett eljárást kezdtek el használni a felsőlégkör hőmérsékletének meghatározására, igy pl. a Thomson-féle un. inkoherens szóródást. Az egyre sokasodó publikációkból kiderült, hogy a hőmérséklet napi menetében a maximum igen gyakran eltolódik a későbbi órákra [28, 29, 57, 174, 178, 205, 210]. Ennek szemléltetésére a 4.7. ábrán bemutatunk olyan hőmérsékleti görbéket, amelyeket 3 különböző kuattócsoport nyert inkoherens szóródásból [61, 201, 224]. Mindegyik görbén jól látható, hogy a legnagyobb hőmérséklet 16-18h LST táján lép fel.

Amikor aztán a 70-es években az OGO-6 holddal kapcsolatban nyert N_2-koncentrációkból, valamint Doppler-mérésekből levezetett hőmérsékletek ugyanugy a késő délutáni órákban mutatták a hőmérséklet kulminációját [63, 64], Jacchia is megkisérelte modelljének ezt a komoly fogyatékosságát kijavitani. Több, mint 30.000 ujabb fékeződési adat elemzéséből /kezdeti feltételek megváltoztatása mellett/ a napszakos effektus hőmérsékleti maximuma 16,8h LST-re került, mig a hajnali minimum is eltolódott 5,4h LST-re.



4.7. ábra

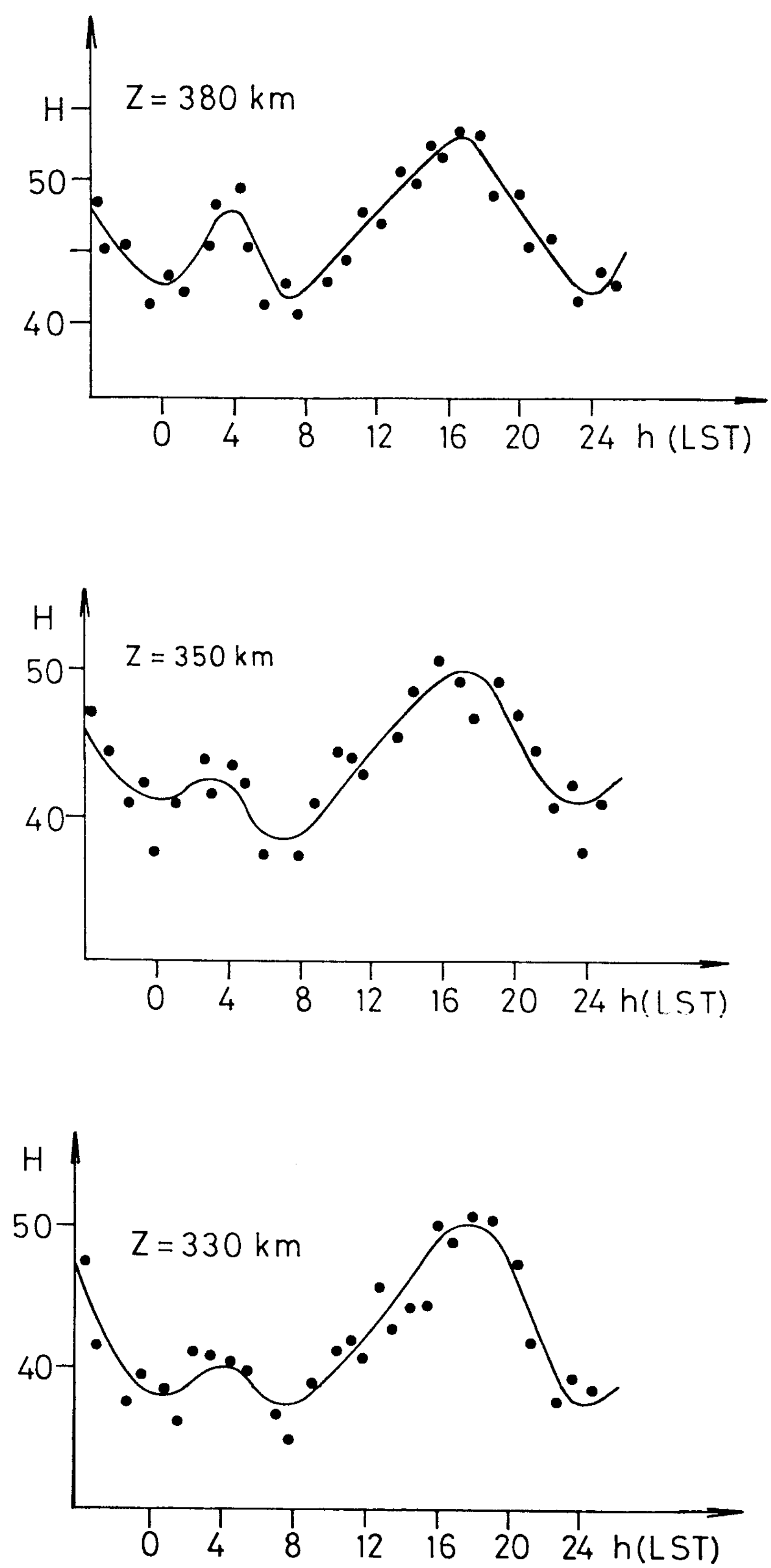
A hőmérséklet napi menete inkoherens szórásból

Sajnos a napszakos effektus modellezése még igy sem mondható kielégitőnek. Jacchia ugyanis váltig hangoztatja, hogy a sürüségi maximum időpontja még legutóbbi elemzései szerint is általában jóval korábban van, mint a hőmérsékletié. Igy tehát egy olyan fáziseltérés jelentkezik, amelynek éppen a forditottja lenne könnyebben magyarázható /megfelelő hőterjedési mechanizmussal/. De még igy sem áthidalhatatlanok a ténylegesen tapasztalt fáziseltérésekből támadó nehézségek. Risberth szerint [191] felléphet a tapasztalt értelmü fáziskülönbség pl. egy horizontális szélrendszer eredményeként, ha ez a szél a növekvő EUV-abszorpció óráiban, tehát a délelőtt folyamán, levegőt szállit a termoszféra alacsonyabb régióiba. Ilyenkor ui. a sürüség a termoszféra nagyobb magasságaiban még növekvőben van, de ez a tendencia a maximális hőmérséklet elérése előtt leáll, ill. megváltozik. A tendenciaváltozást a szél által elszállitott légtömegek okozzák.

Tény, hogy már számos szerző tudott tekintélyes 100-200 m/s sebességü szeleket kimutatni 200-300 km magasságban [8, 31, 55, 98, 143, 152]. Abban, hogy az elvégzett szélszámitásoknál milyen szélmező alakul ki, nagy szerepe van az ion-közegellenállásnak. Mindemellett a publikált eredmények szerint általában kelet-nyugati irányu szelek uralkodnak a délelőtti órákban, mig ellenkező irányuak az estiekben. Az elemzések szerint [23] egy ilyen szélrendszer létrehozhat ugyan fáziseltolódást a sürüségi és hőmérsékleti maximum között, de a fáziskésés mértéke nem éri el a kivánt értéket, ugyanakkor a sürüségváltozás napi menete ilyen körülmények között kissé eltér a megfigyelttől. Éppen ezért a feltételezett szélrendszer a fáziseltolódás magyarázatában betöltheti az egyik komponens szerepét, de mellette még más tényezőket is figyelembe kellene venni. A kérdés még további részletes vizsgálatokat igényel. Legegyszerübb megoldás az volna, ha egy akcelerométeres holdon egyuttal olyan müszert is elhelyeznének, amely valamelyik ismert módszerrel lehetővé tenné a hőmérséklet közvetett mérését is. A szimultán végzett sürüség- és hőmérsékletmérések egyszerü módon megoldanák ezt a sokakat foglalkoztató, nehéz problémát.

A végére hagytuk a hőmérséklet napszakos változásával kapcsolatos saját eredményeink megemlitését. Ismeretes, hogy nagy adatbázis nélkül ezt az effektust átfogóan nem elehet elemezni, legfeljebb egy-egy részletkérdés vizsgálatát lehet elvégezni.

A 4.8. pontban részletezendő skálamagassági vizsgálatunk [104, 105] során jöttünk rá, hogy a H skálamagasság révén képet kaphatunk a hőmérséklet napi menetéről is. Adott magasságban ui. a H skálamagasság változásai csak



4.8. ábra *A H napi menete*

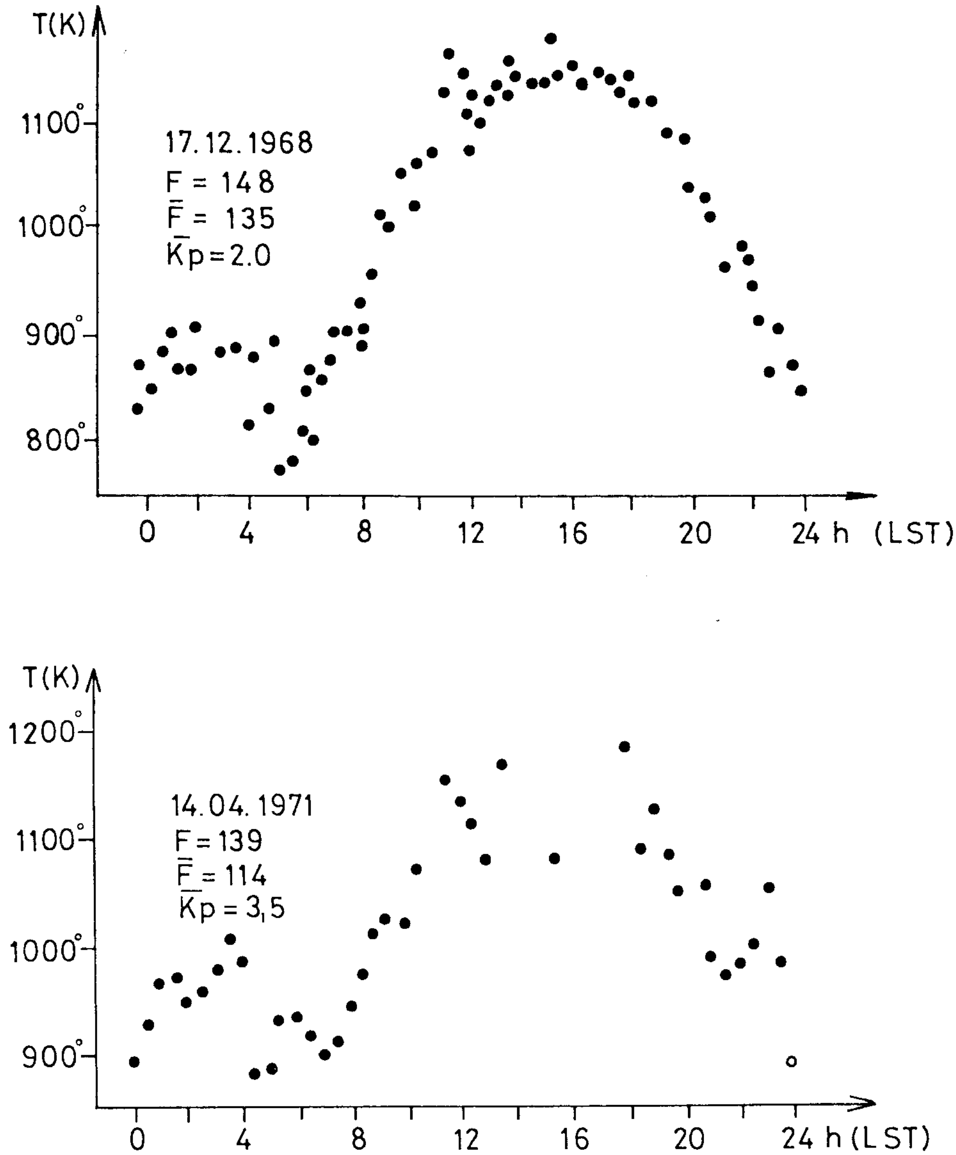
az M molekulasuly és a T hőmérséklet változásaiból adódnak. Mivel azonban T változásai a termoszféra alsó tartományaiban egy nagyságrenddel nagyobbak, mint M-é, igy H változásai elsősorban hőmérsékletváltozásokat reprezentálnak. Ez még fokozottabban érvényes, ha csak a relativ változásokat tekintjük.

A 4.8. ábrán bemutatjuk 3 különböző magasságra kapott görbéinket [104]. A görbék egyértelmüen mutatják, hogy a maximum valóban a késő délutáni órákra tolódik, mint azt többen, más módszerekkel kimutatták.

Ennél azonban sokkal érdekesebb, hogy mindhárom görbén felismerhető egy másodlagos maximum a hajnali órákban. A mérések nagy szórása ellenére is ugy tünik, hogy e másodlagos maximum amplitudója kissé függ a magasságtól. A másodlagos maximum mintegy 50-80 K° hőmérsékletváltozásnak felel meg, vagyis a napi hőmérsékletváltozás mellett már nem hanyagolható el /annak 20%-ával egyenlő/.

Ez a másodlagos maximum eddig egyetlen modellben sem szerepel. Realitása joggal kétségbe vonható volna, ha csak saját analizisünkben lenne kimutatható. Szerencsére nem ez a helyzet. Már rövid keresés után kiderült, hogy több más szerző által publikált görbéken is szerepel a hajnali másodlagos maximum, anélkül azonban, hogy az illetők erre a szövegben utaltak volna, igy pl. Carru és Waldteufel [29], Wachtel [223], Salah et al. [201], Hedin et al. [61, 62] publikációiban, sőt hivatkozunk fentebbi 4.7. ábrára, ahol az emlitett maximumok szintén kivehetők. Szemléltetésként a két utóbbi publikációból mutatunk be 1-1 görbét, amelyen szintén megtalálható a hajnali maximum /4.9. ábra/.

Mindezek alapján joggal állitjuk tehát, hogy a hőmérséklet napi menetében a hajnali órákban /időnként/ mutatkozik egy másodlagos maximum. Bár ezt több szerző görbéin ki lehet mutatni, sehol sem történik emlités róla, és eddig még egyetlen modellbe sem épitették be. Ennek oka nyilván az interpretáció nehézségében van. A jelenség magyarázata ui. megkivánja egy másodlagos, mégpedig éjszakai energiaforrás létezését. Ismeretes ugyan olyan hipotézis, amely más légköri jelenség kapcsán feltételez másodlagos energiaforrást [234], de a feltevés nincs még igazolva. A jelenség magyarázatánál a legnagyobb problémát az okozza, hogy nem ismeretesek eléggé azok a kölcsönhatások, amelyek révén az ionoszféra biztosithatná a szükséges energiát. A szakirodalom áttanulmányozása után feltételezzük, hogy a hajnali hőmérsékleti maximum kapcsolatban lehet azzal az ismert jelenséggel [20], hogy kb 200 km magasságban az atomi oxigén koncentrációja a hajnali órákban mutat egy másodlagos maximumot.



4.9. ábra *A hőmérséklet napi menete*

Az ezzel kapcsolatos sürüségnövekedés nagyságrendben megfelelne egy olyan kisebb hőmérsékletemelkedésnek, amelyet görbéink mutatnak. Természetesen ezzel még mindig csak a jelenség realitásának alátámasztását adjuk, és nem az áhitott energetikai magyarázatot.

A napszakos effektussal kapcsolatos vizsgálatainkban foglalkoztunk a maximális sürüségü pont helyzetével, ill. annak évi vándorlásával is. A Jacchia-modellekben, és a hozzá hasonló többi modellben is, a maximális sürüségü pont földrajzi szélessége megegyezik a Nap deklinációjával, vagyis az év folyamán a helyzete $\varphi = \pm 23{,}5^{\circ}$ között vándorol. A napszakos effektus kulminációjával kapcsolatos nehézségek megszüntetésére Jacchia kénytelen volt bizonyos átalakitásokat végezni modelljében, de ezek azt is eredményezték, hogy a J-77 modellben a maximális sürüségü pont már lényegesen nagyobb intervallumban, kb. $\varphi = \pm\ 50^{\circ}$ között vándorol az év folyamán. Ezzel szemben francia kollegákkal irt közös cikkünkben [14] már 1972-ben felhivtuk a figyelmet arra, hogy 12.000 sürüségadat gondos elemzése alapján a maximális sürüségü pont szélességi mozgásának amplitudója biztosan kisebb, mint a szubszoláris ponté, amellett pedig elhelyezkedése az egyenlitőhöz képest határozottan aszimmetrikus. Ugyanakkor a minimális sürüségü pont évi vándorlása legalább kétszer akkora amplitudóju, mint a modellben. Ennek kapcsán azt is kimutattuk, hogy a maximális sürüségü vidék /egy adott magasságban/ sokkal kiterjedtebb /laposabb/, mint azt a J-77 modell alőirja.

Igy tehát azt kell mondani, hogy a J-77 modell a napszakos effektus vonatkozásában nem jelent komoly javitást. Igaz, az általunk emlitett eltérések abszolut értékben nem nagyok /10%/, de szignifikánsak. Egy-egy mérésnek a modellel való összehasonlitásakor nem lehetne az eltéréseket kimutatni. Mégis fontosnak tartjuk ezeket a megállapitásokat, mert a jelenség lényegét érintik. Csak szerkezetének, térbeli kiterjedésének jobb megismerésével juthatunk el odáig, hogy helyesen, a fizikai folyamatok figyelembevételével irhassuk le a napszakos effektust. Ehhez azonban még az ilyen kisamplitudóju jelenségeket is fel kell tárni.

4.4. A féléves effektus

Az első holdak fékeződési adatainak elemzéséből Paetzold és Tschörner 1960-ban kimutatta, hogy a napszakos, a 11 éves és a 27 napos periódusu sürüségváltozás mellett fellép egy kb. féléves periódusu sürüségingadozás is [184, 185]. Ezt a jelenséget a szakirodalom mint féléves effektust tartja nyilván, bár már az első elemzések alapján könnyü volt felismerni, hogy valójában egy egyéves, és egy nála nagyobb amplitudóju féléves komponens szuperponálódásáról van szó. A megfigyelések szerint ui. az év folyamán október folyamán jelentkező maximum általában magasabb az áprilisinál, mig a juliusi minimum mélyebb a januárinál.

A féléves effektus megismerésével kapcsolatban először azt vizsgálták, hogy az milyen magasságokban lép fel. Hamarosan kiderült, hogy az effektus minden eddig vizsgált magasságban kisebb-nagyobb amplitudóval kimutatható. Ebben az az érdekes, hogy nemcsak a tipikus müholdtartományban 200-1200 km között, de annál kisebb és nagyobb magasságokban is megerősitették az effektus létezését. Igy pl. King-Hele és Hingston [138] a Secor-6 fékeződéséből 190 km magasságban, King-Hele és Walker [141] a 68-059-001 adataiból 150 km magasságban mutatta ki az effektust, míg Cook [42] rakétás mérésekre hivatkozva állitotta, hogy még 90 km magasságban is mintegy 30%-os amplitudóval jelentkezik a féléves periódusu sürüségváltozás. Utóbbi megállapitás azért is érdekes, mert ebben a magasságban egyéb sürüségváltozások nemigen mutathatók ki, vagyis ott /a turbopauza határán/ egy csaknem izopiknikus réteg helyezkedik el. Más szerzők viszont igen nagy magasságokban mutatták ki a féléves effektus létezését, igy pl. Rousseau [200] a 63-30-004 hold adatainak elemzéséből azt kapta, hogy a féléves effektus 2300 km magasságban is jelentkezik, és itt a maximális sürüség a minimálisnak 4-5-szöröse.

A vizsgálatok összegezéséből adódik az a következtetés is, hogy a féléves effektus a szó legtágabb értelmében globális jelenség: a maximális és minimális sürüségértékek a földrajzi szélességtől függetlenül, minden magasságban szimultán jelennek meg. Éppen ezért ugy tünt, hogy a féléves effektus könnyen modellezhető a többi effektus mintájára, vagyis a sürüségváltozás kifejezhető az exoszférikus hőmérsékletnek egy adekvát változásával. Igy pl. a CIRA-65 modell a féléves effektust a következő hőmérsékleti korrekcióval fejezi ki:

$$\Delta T = \{[0,39+0,15\cdot\sin(2\pi\,\frac{d-172}{365})]\cdot\sin(4\pi\,\frac{d-80}{365})-0,30\}\cdot\bar{F} \qquad (4.14)$$

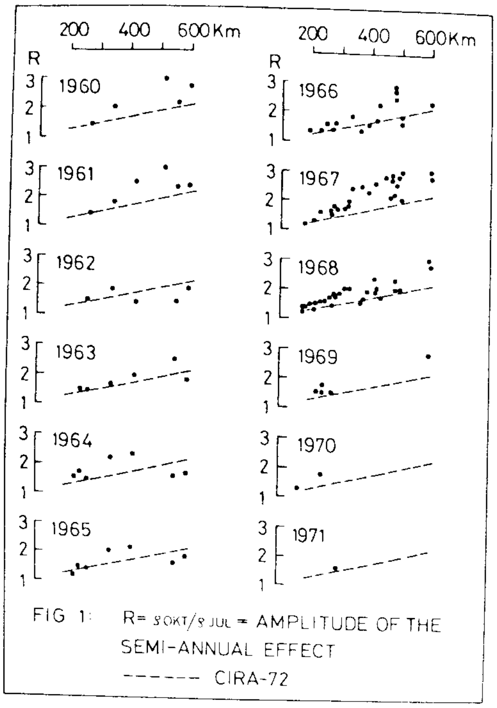
ahol $\underline{d}$ jelenti a nap sorszámát az év folyamán.

A J-65, J-70 modellekben az effektust azonos szerkezetü formula irja le, csupán az amplitudók és fázistagok mutatnak kisebb eltéréseket. Ennek kapcsán kinálkozik két megállapitás. Az egyik az, hogy a modellek az effektus amplitudóját $\bar{F}$-fel, tehát az exoszférikus hőmérséklettel arányosnak tekintik. Mivel azonban az EUV-sugárzásnak nincs féléves periódusu komponense, a modellek a sürüség féléves változását végeredményben egy ismeretlen /de a naptevékenységgel kapcsolatos/ energiaforrás ill. fütési mechanizmus számlájára irják /erre a kérdésre később visszatérünk/.

A másik megállapitás az, hogy a modellek szerint a féléves effektus egy tiszta szinuszos változás. Nyilvánvaló, hogy ennek nagy jelentősége lehet az effektus eredetének magyarázatában, éppen ezért fontosnak tartottuk a kérdés megvizsgálását. Erre a célra előbb 2 holdnak saját feldolgozásból származó adatait, majd több szerzőnek különböző magasságokban keringő 14 holdra vonatkozó sürüségértékeit használtuk. Ezek részletes elemzésével és korrelációszámitásokkal sikerült egyértelmüen kimutatnunk, hogy a féléves effektus tavaszi maximumát minden vizsgált évben /1959., 1960., 1966., 1967., 1968./ un. szekunder minimumok csipkézik /a számitógépi munkákat francia kollégákkal közösen végeztük/[12, 92]. E minimumok mélysége 100-200 K°-nek felel meg, ami oly nagy érték, hogy kizárja annak feltételezését, hogy a naptevékenységi effektus szokásos redukálásánál használt b koefficiens hibás értéke okozná a kimutatott szekunder minimumokat. Ugyanakkor figyelemreméltó az is, hogy a másodlagos minimumok a 350-650 km-es, ill. az 1000-1200 km-es magassági tertományban szimultán lépnek fel /más magasságokra vonatkozó adatok nem álltak rendelkezésre!/. A kapott eredmények fényében nyilvánvalóvá vált tehát, hogy a féléves effektus csak nagyon közelitőleg irható le valamely "sima" szinusz-függvénnyel, hiszen francia kollégákkal közösen feldolgozott, 85 /!/ hold fékeződéséből levezetett 12.000 sürüségadat alapján 1967-70-re kapott görbéink sem simák, hanem nagyon is csipkézettek [14]. A Cook [40] és King-Hele [138, 140] által publikált hasonló másodlagos minimumokat is figyelembe véve az derül ki, hogy a féléves effektus csipkézettsége minden évben ismétlődik. Bár ez a megállapitás a COSPAR-on tartott előadásunk idején némi megrökönyödést váltott ki, később Jacchia [116] és Walker szintén ugyanezt állitotta.

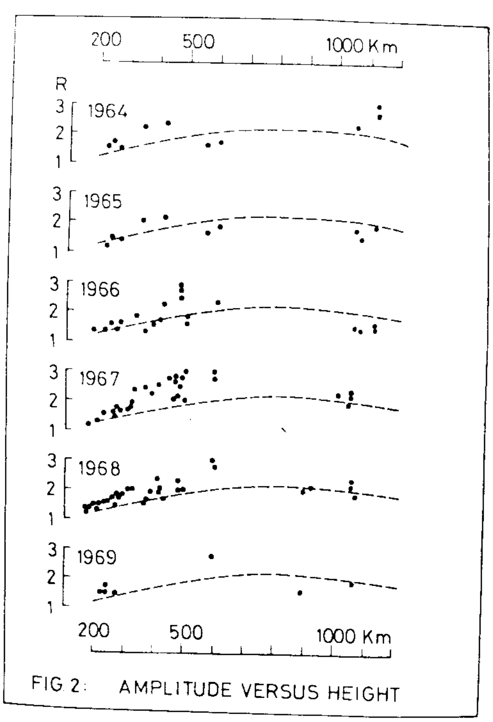
Az első évek fékeződési adatainak feldolgozása egyértelmüvé tette, hogy a féléves effektust leiró görbe alakja évről-évre, sőt néha holdról-holdra is változik. Igy a féléves effektus megismerésében fontos kérdéssé vált, hogy mekkora annak amplitudója, az hogyan függ a magasságtól, és milyen időbeli változást mutat. (A szakirodalom amplitudónak értelmezi az októberi főmaximum és a juliusi főminimum idején mért sürüségek arányát : $R = \rho_{okt}/\rho_{jul}$).

Az R amplitudó változásairól a publikált adatok alapján nem kapunk egyértelmü képet. Kezdetben tartotta magát az a modellekben tükrözött felfogás, hogy a féléves effektus R amplitudója $\bar{F}$-fel arányos [116, 118, 189]. De már 1969-ben Cook felfigyelt arra [43], hogy 1100 km magasságban az amplitudó R = 2,5-ről /1964/ három év alatt R = 1,8-ra csökkent /1966./, noha időközben a szoláris fluxus $\bar{F}$ = 70-ről $\bar{F}$ = 120-ra növekedett. Emellett különböző szerzők eredményei lényegesen eltértek egymástól R magasságfüggésére vonatkozóan. Ezért a kérdés tüzetesebb vizsgálatára összegyüjtöttük és közös elemzésnek vetettük alá [235] a legfontosabb publikált adatokat.



4.10. ábra

R változásai a magasság és idő függvényében 200-600 km között



4.11. ábra

R változásai a magasság és idő függvényében 200-1200 km között

Ezek 65 holdra és a 200-1200 km-es magassági tartományra, valamint az 1960-71. évekre vonatkoznak [26, 27, 39-45, 50, 116, 136, 138-142, 164-169, 175, 198, 218, 226-228]. Feltételezve, hogy R időben változik, és hogy van magasságfüggése is, az észlelt amplitudókat évenként külön-külön ábrázoltuk a magasság függvényében /4.10. ábra/.

A görbék egyszerü szemrevételezése is mutatja, hogy a pontok szórása igen nagy. Ennek két fő oka van. Az általában 15-20%-os hibával terhelt sürüségadatokból készült, meglehetősen nagy alapzaju görbékről sokszor igen nehéz megállapitani, hogy mely érték tekinthető maximumnak vagy minimumnak. Ehhez a bizonytalansághoz jelentékenyen hozzájárul még az a redukáló eljárás is, amelyet általában alkalmaznak a féléves effektus láthatóvá tételére: a bruttó sürüségértékekből levonják az összes ismert effektusnak valamely modell felhasználásával számitott sürüségjárulékát, és a maradékot tekintik a féléves effektusnak, noha az magában foglalja a modell hibáit és az egyéb szisztematikus hibák összegét is. Mindez jelentékenyen meghamisithatja a féléves effektust reprezentáló görbét, hiszen pl. a tekintélyes amplitudóval számitásba vett napszakos effektus év közbeni változásai kevéssé ismertek, de nem lehet tökéletesnek tekinteni a többi effektus modellezését sem. Érthető tehát az időnként zavaróan nagy szórás, ha figyelembe vesszük, hogy nem minden szerző használta ugyanazt a modellt a redukálásnál.

A 4.10. ábra görbéiről megállapitható, hogy az 1962-65. években a CIRA-72 elfogadhatóan jól adja vissza a megfigyeléseket. Azonban 1960-61-ben és az 1966-69. években az észlelt értékek általában a CIRA-72 görbéje felett helyezkednek el. Részletesebb elemzés szerint R évi változása a 200-300 km-es tartományban kisebb 10%-nál, és a vizsgált 12 év folyamán mindvégig elfogadható 200 km-en az $R = 1,4 \pm 0,1$ és 250 km-en az $R = 1,6 \pm 0,1$ érték. Azonban a 300 km-nél nagyobb magasságokra csak azt állithatjuk, hogy ott az amplitudó általában nagyobb, mint a CIRA-72 által adott érték.

Ha vizsgálatunkat nagyobb magasságokra is kiterjesztjük /4.12. ábra/, szembetünő, hogy 600-1200 km között alig van információnk. Az is látható, hogy 1966-68-ban, amikor 500 km-en a megfigyelt értékek lényegesen nagyobbak, ugyanakkor 1100 km-en valamivel kisebbek, mint a CIRA-72 által adott amplitudók. Figyelembe véve, hogy a naptevékenységnek 1958-ban volt maximuma, 1964-ben pedig minimuma a 4.10. ábrának 1960-64-hez tartozó görbéi a feltételezett, $\bar{F}$-fel való arányosságnak nem mondanak ellen /a 600 km-ig terjedő tartományban/. Azonban az 1968-as amplitudók visszaesése 1967-hez képest már nem hozható kapcsolatba az időközben megnövekedett naptevékenységgel. Még inkább el kell vetni a naptevékenységgel való összefüggést, ha a 4.11. ábrán az 1100 km-hez tartozó amplitudók változását tekintjük: éppen 1964-ban találjuk a legnagyobb értékeket. Mindezeket összegezve megállapitható, hogy az észlelt amplitudóváltozások nincsenek korrelációban a naptevékenységgel. De a megfigyelések hosszabb távon nem igazolják King-Helenek azt a feltevését sem [140], hogy az effektus amplitudója mintegy 3 éves /33 hónapos/ periodicitással változik.

A publikált adatok szerint a féléves effektusnak nemcsak az amplitudója de a fázisa is változó: az extrémumok nem mindig ugyanarra a naptári napra esnek. Az egyik legjelentősebb munkában [116] a szerzők megállapitják, hogy az 1958-66 közötti időszakban volt olyan év, amikor az un. januári minimum már december 17-én bekövetkezett, de volt olyan is, hogy február 7-re esett, vagyis a fázis 52 napos ingadozást mutatott. Hasonlóan, ugyanabban az időszakban, az áprilisi maximum ingadozása 45 nap volt, a juliusi minimumé 23 nap, az októberi maximumé pedig 30 nap. Nem jobb a kép akkor sem, ha más szerzők eredményeit tekintjük.

A dolog lényegére utal, hogy némely szerző ugyanannak a maximumnak vagy minimumnak az időpontjára 10-15 napos eltéréseket kap, különböző holdak fékeződési adataiból. Ez nyilván összefügg azzal a ténnyel, hogy az adatok időfelbontása hasonló nagyságrendü, igy nem is várható ennél jobb eredmény.

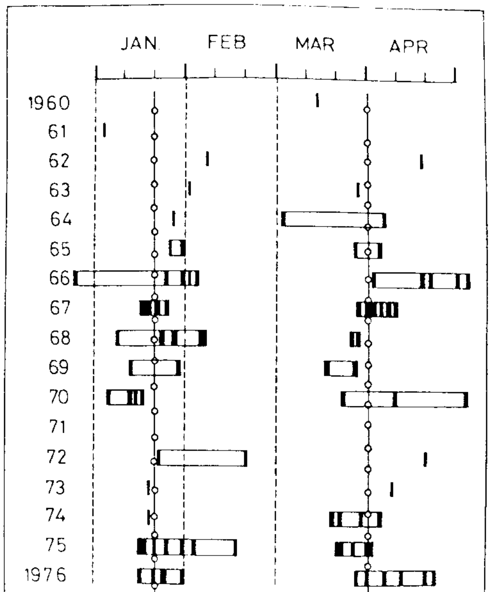


FIG.3 DATES OF MAX.II AND MIN II (PUBLISHED BY DIFFERENT AUTHORS)

4.12. ábra

A féléves effektus másodlagos extrémumainak időpontjai

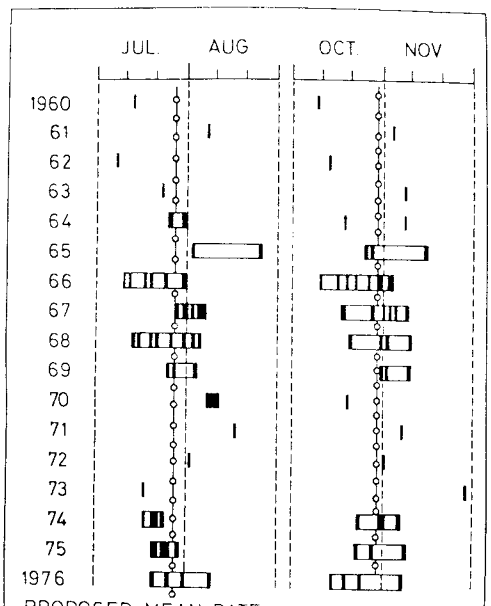


FIG.4 DATES OF MAX.-I AND MIN-I (PUBLISHED BY DIFFERENT AUTHORS)

4.13. ábra

A féléves effektus extrémumainak időpontjai

Szerettük volna megállapitani, hogy a féléves effektus extrémumainak időpontjai hogyan változnak az évek folyamán. Ezért készitettük el a 4.12. és 4.13. ábrákat, amelyeken az extrémumoknak különböző szerzők által publikált időpontjait mutatjuk be, évek szerinti bontásban, hogy az egy-egy extrémumra vonatkozó adatoknak milyen nagy a szórása /1964. előtt csak 1-1 adat állt rendelkezésre/. A publikált adatok alapján nehéz volna megadni azt a szabályt, amely szerint az időpontok évről-évre változnak. De, figyelembe véve a publikált időpontok nyilvánvalóan nagy bizonytalanságát, nem kell feltétlenül elfogadnunk azt az elterjedt felfogást, hogy a féléves effektus fázisa évről-évre változik. Ebben az esetben a publikált adatok alapján a négy extrémum átlagos időpontjaként elfogadhatók a következő dátumok:

Min.-II : január 20 $\pm$ 8
Max.-II : március 31$\pm$ 8
Min.- I : julius 26 $\pm$ 8
Max.- I : október 28$\pm$ 8

Megjegyezzük, hogy az időpontok néhány napos ingadozása tékeződéses adatokból a legtöbb esetben nem volna kimutatható, a kis időbeli felbontás és a jelentékeny alapzaj miatt. Ha azonban az extrémumok időpontjainak állandósága tényleg reális, akkor ez támpontot adhat olyan hipotézisnek, amely a féléves effektust kapcsolatba kivánja hozni a Föld keringésével. Azonban ekkor is számolni lehet bizonyos nehézségekkel. A megadott dátumok ui. nincsenek azonos fázisban a földpálya nevezetes pontjaihoz /napéjegyenlőségekhez és napfordulókhoz/ képest. Igy tehát ezesetben a fellépő aszimmetriát is meg kellene magyarázni.

A féléves effektus formai elemzése után, most térjünk ismét vissza a modellezés kérdéséhez. Mint emlitettük, az első modellekben /1970-ig/ a féléves effektus, a többi effektushoz hasonlóan, mint hőmérsékletváltozás szerepel. A hatvanas években rendelkezésre álló, a 250-650 km-es tartományra vonatkozó adatok reprezentálására ez a felfogás meg is felelt. Nehézségek csak akkor támadtak, amikor Cook [39, 44] 1000 km feletti magasságokban elemezte a féléves effektust, még pedig gyenge naptevékenység, azaz alacsony exoszférikus hőmérséklet mellett. Ekkor ui. a modellek szerint, ebben a magasságban, egy adott hőmérsékletváltozásnak csak jelentéktelen sürüségváltozás felel meg, mivel a hélium és a hidrogén koncentrációja ellenkező értelemben reagál, vagyis egymás hatását nagyrészt kompenzálják. Igy pl. a CIRA-65 ill. a J-65 modell ilyen körülmények között az effektus sürüségi amplitudójára R = 1,1 maximális értéket ad meg, ugyanakkor a megfigyelések R = 2 és R = 3 értékek közé estek. Ilyen nagy sürüségváltozást a modell szerint csak egy valószinütlenül nagy, 300-500 $^{\circ}$K-es hőmérsékletváltozás tudna létrehozni.

Kritikussá vált a helyzet, amikor /főleg King-Hele munkássága nyomán/ nyilvánvalóvá vált, hogy a 200 km alatti tartományban is nagyobb az effektus sürüségi amplitudója, mint amit bármely modell pl. a J-65 megad. Jacchia feltételezte, hogy a 120 km-nél felvett, és állandónak feltételezett határfeltételeken mulik a dolog. Ezért a J-70 modellben a konstans határfeltételeket 90 km-nél vette fel, miáltal a paramétereknek 120 km-nél már volt bizonyos változási lehetősége. Azonban a modell még igy is tul kis amplitudókat adott a kérdéses magasságokon, ezért Jacchia feladta addigi koncepcióját és a J-71-ban a féléves effektust már sürüségváltozásként adta meg [122]:

$$\Delta \log \rho = f(z) \cdot g(t)$$

Ahol g(t) irja le az egységnyi amplitudóju változás éves menetét, és f(z) adja meg az amplitudó magasságfüggését. Ezt a megoldást találjuk Jacchia minden további modelljében, a függvények kisebb formai változásával. Igy pl. a J-77-ben [128] szereplő függvények:

$$f(z) = [0{,}04\ (z/200)^2 + 0{,}05]\ \exp\ (-0{,}0025 \cdot z)$$

és

$$g(t) = 0{,}0284 + 0{,}382[1 + 0{,}467 \cdot \sin(2\pi\tau + 4{,}14) \cdot \sin(4\pi\tau + 4{,}26)$$

ahol

$$\tau = \Phi + 0{,}0954\{[0{,}5+0{,}5\cdot\sin(2\pi\Phi+6{,}04)]^{1{,}65}-0{,}5\}$$

és

$$\Phi = 0{,}00274\cdot t \qquad (t = \text{a nap sorszáma az év folyamán})$$

Ezzel a formalizmussal az emlitett problémák megoldódtak, hiszen pl. 1100 km magasságban a sürüségi amplitudó akkora, mint 540 km-en /R = 2,1/ és a modell még 150 km-en is R = 1,25 amplitudót ad. Figyelemreméltó, hogy a modellben az extrémumok időpontjai nem mutatnak éves ingadozást, hasonlóan a mi fentebbi megállapitásainkhoz.

A féléves effektus eredetét sokan próbálták kvalitativ hipotézisekkel megmagyarázni. Ezek egyikét sem fogadta el a tudományos közvélemény. Mégis emlitésre méltónak tartjuk Volland et al., valamint Marov és Alperov elképzeléseit. Volland társaival együtt részletesen elemezte a féléves effektust, feltételezve, hogy az 2 komponensből áll [222]. Analizisük szerint az egyéves komponens szinte független a magasságtól, amiből következik, hogy az effektus magasságfüggése teljes egészében a féléves komponensnek tulajdonitandó. Volland a féléves effektus magyarázatát erre alapozza [219, 220]. Feltételez egy hőforrást, amely szerinte a termoszféra legalján helyezkedik el: az abszorbeált szoláris fluxus az ózonrétegben olyan termikusan gerjesztett hullámokat idéz elő, amelyeknek energiája a termoszféra alsóbb rétegeiben disszipálódik. A földpálya excentricitása miatt változó szoláris fluxus ezen a mechanizmuson keresztül biztositaná az éves komponenst. Ez a magyarázat azonban kvantitative nem fogadható el. Bár a Földet érő változó szoláris fluxust mások is megemlitik /Ching és Chiu [33] és Walker [227]/, nem szabad figyelmen kivül hagyni, hogy a januári és juliusi fluxus közti különbség csak 7%, ami a termoszféra alsó rétegeiben kb. ugyanekkora százalékos sürüségváltozást okoz. Már pedig sokéves tapasztalat szerint a januári minimum idején a sürüség általában 20-30%-kal magasabb, mint a juliusi minimumkor. A változó fluxus tehát az éves komponensnek csak egy /állandó/ összetevője lehet. Megemlitem, hogy francia kollégákkal közösen végzett elemzésünk szerint [14] az 1967-70 években a januári minimum sekélyebb volt a magszokottnál / és a J-71-ben adottnál/, és a juliusi minimum pedig mélyebb volt. Ez is megerősiti azt a feltételezésünket, hogy az éves komponensnek van változó része is.

Az effektus féléves komponensének magyarázatára Volland féltételezi, hogy az alsóbb légkörből érkező árapályhullámok energiájának disszipációja és a Joule-fütés együttesen biztositja a szükséges energiát. Ugy véli, de nem bizonyitja, hogy ennek az energiatermelő folyamatnak féléves periodicitása van. A modell szerint a mechanizmus hatására létrejövő sürüséghullámok amplitudója egy ideig a magassággal növekszik.

Cook megállapitja [45], hogy ezzel a hipotézissel meg lehet ugyan magyarázni a 150 km feletti termoszférában megfigyelt jelenségeket, de ez a mechanizmus egyedül nem eredményezheti az exoszférában tapasztalt nagy amplitudókat. Szerinte utóbbiak akkor magyarázhatók meg, ha a fentieken kivül feltételezzük, hogy a turbopauza magassága is változik féléves periódussal. Ezt arra alapitja, hogy Kockarts és Nicolet szerint a hélium rendkivül érzékenyen reagál a turbopauza magasságának változásaira. Ha pl. a turbopauza magassága 5 km-rel csökken, akkor ennek hatására az exoszférában a hélium koncentrációja a kétszeresére növekszik. Mivel ebben a tartományban a hélium a légkör domináns komponense,a jelenség megmagyarázhatja a tapasztalt nagy amplitudókat.

Sajnos sem ez, sem a többi hipotézis nem képes kvantitativ magyarázatot adni a féléves effektussal kapcsolatban tapasztalt minden egyes jelenségre. Pedig ma már nyilvánvaló, hogy elegendő, ha a hipotézis egyrészt olyan fizikai folyamatokat tud megjelölni, amelyek hatására kb. 90 km magasságban a határfeltételek a kivánt mértékben, féléves periodicitással változnak, másrészt olyan energiaátadással jár, amely a termoszférát egy tekintélyes magasságig felfüti. Az a tény, hogy a féléves effektus minden magasságban egyidejüleg jelentkezik, olyan /lehetőleg egyetlen/ mechanizmust igényel, amelynél mindegy, hogy a légkörben a molekuláris nitrogén, az atomi oxigén, vagy pedig a hélium a domináló komponens. Ezért tünik előnyösnek minden olyan hipotézis, amely globális cirkulációra, 50-200 km közötti szélrendszerekre támaszkodik. Ugyanakkor természetesnek tünik, ha feltételezzük, hogy az alsóbb légkörben lejátszódó makroszkópikus folyamatok hatással vannak a sokkal ritkább felsőlégkörre is, pl. légköri cirkuláció utján. Éppen ezért figyelemreméltó Marov és Alpherov [169] feltételezése, amely szerint a féléves effektus magyarázata a légkör alsóbb részeiben fellépő, évszakos, meridionális szélrendszerrel kapcsolatos /elképzelésüket Almár doktori disszertációjában részletesen ismerteti [7]/.

4.5. A geomágneses effektus

Almár Iván "A felsőlégköri geomágneses effektus összintenzitásának vizsgálata" cimü, a közelmultban megvédett értekezésében a lehető legnagyobb részletességgel elemezte és foglalta össze az effektussal kapcsolatos tudnivalókat. Mivel megállapitásai teljesen helytállóak, és azóta az effektussal kapcsolatban lényeges, ujabb eredmények nem váltak ismertté, nem látjuk értelmét, hogy jelen értekezésben a geomágneses effektust átfogó részletességgel tárgyaljuk. Az alábbiakban tehát csak a teljesség kedvéért térünk ki az effektussal kapcsolatos jelenségek vázlatos ismertetésére. Ennek keretében mutatjuk be, hogy a 4.8. paragrafusban ismertetendő skálamagassági vizsgálataink még a geomágneses effektus tanulmányozására is sikeresen használhatók.

Jacchia 1959-ben, a Szputnyik-3 fékeződési adatainak elemzése során vette észre, hogy a sürüség két, hirtelen megnövekedése egybeesik egy-egy nagyobb geomágneses vihar kezdetével, és a kétfajta zavar időtartama is megegyezik. Azóta ezt a párhuzamot már minden kutató tapasztalhatta, és ez a jelenség kapta a geomágneses effektus elnevezést.

Nagyon hamar kiderült, hogy a geomágneses zavarok idején fellépő sürüségnövekedés amplitudója a magasság függvénye. Az amplitudó, hasonlóan az EUV-fütéssel kapcsolatos szoláris effektusoknál tapasztaltakhoz, valahol 500-800 km magasságban /erre vonatkozóan a kutatások nem adnak egyértelmü képet!/ eléri maximumát, de még 1200 km magasságban is kimutatható marad. Ebből Jacchia arra következtetett, hogy a két effektus energiaforrásának hasonló magasságban kell lennie.

A geomágneses effektus vizsgálatát nehezíti, hogy erős naptevékenység esetén az F szoláris fluxus ingadozásait kisérő sürüségváltozások ugyanakkorák, vagy nagyobbak, mint a geomágneses effektus következtében fellépők. Ezért ilyenkor csak a nagyobb viharokat kisérő sürüségfluktuációk mutathatók ki, ill. azok, amelyek nem esnek valamely F-csucs közelébe. Naptevékenységi minimum idején viszont még kisebb mágneses zavarokat kisérő sürüségfluktuációk is jól kimutathatók.

Az effektus intenzitásának vizsgálatánál a különböző magasságokhoz tartozó reakciók könnyebb összehasonlitására a sürüségváltozásokat /valamely légköri modell segitségével/ gyakran hőmérsékletváltozásokká alakitják, és azokat elemzik. Eleinte ugy tünt, hogy a felsőlégkörnek a geomágneses zavar idején tapasztalt felmelegedése az a_p geomágneses indexszel arányos, de terjedelmesebb vizsgálatok után a legtöbb szerző általában jobb eredményt kapott a $\Delta T \sim K_p$ feltételezéssel, igy 1966-ban Jacchia et al. [115] már a következő formulát javasolja:

$$\Delta T = 28^{\circ} \cdot K_p + 0{,}03 \cdot \exp(K_p).$$

A szerzők a formulát 55°-nál kisebb szélességekre tartják érvényesnek, mivel aurorális-poláris vidékeken általában lényegesen nagyobb hőmérsékletnövekedéseket tapasztaltak, de ennek modellezéséhez nem volt elegendő adatuk. Ilyen értelemben előrelépésnek számitott Roemernek 1971-ben publikált formulája [236], amely már némi szélességfüggéssel számol az effektus kapcsán:

$$\Delta T = (21{,}^{\circ}4 \cdot \sin\varphi + 17{,}^{\circ}9) \cdot \bar{K}_p + 0{,}03 \cdot \exp(\bar{K}_p)$$

ahol $\bar{K}_p$ az index 0,4 napos átlagértékét jelenti.

A képlet alapján a sarkvidéken egy erős ($K_p = 8$) geomágneses vihar több, mint 400° felmelegedést okoz, de még az egyenlitőn is mintegy 230°-os hatás jelentkezik /tehát a hőmérsékletváltozások aránya kisebb 2-nél!/. Ez ugy is kifejezhető, hogy a fajlagos fütés a sarkokon $\Delta T/\Delta K_p = 50$, de még az egyenlitőn is eléri a $\Delta T/\Delta K_p = 29$ értéket. Bár még ma sem kellően tisztázott a geomágneses effektus hatásmechanizmusa, már kezdetben is az volt az általános vélemény, hogy a Nap korpuszkuláris sugárzásával függ össze, mint a vele párhuzamosan lezajló geomágneses vihar. Ezért feltételezték, hogy a felsőlégkör egy, a pólusok környékén ható energiaátadási folyamat révén nyeri azt az energiát, amely a megfigyelt hőmérsékletnövekedésnez szükséges. Az is valószinünek látszott, hogy ilymódon egy globális cirkulációnak is döntő szerepe lehet abban, hogy a geomágneses effektus még az egyenlitői vidékeken is kimutatható. Az ismeretlen hatásmechanizmus tisztázása szempontjából rendkivül fontosnak látszott annak vizsgálata, hogy a felsőlégköri jelenségek mekkora késéssel követik az indexekkel kifejezett geomágneses tevékenységet. Igy érthető, hogy már 1964-ben megjelent az első olyan publikáció, amely az effektus késéséről számolt be. A fékeződési adatok gyenge időfelbontása azonban óvatosságra késztette a szerzőket, igy sem a CIRA-65, sem a J-65 modell még nem foglalkozik a késés problematikájával. Később ők is, mások is, egyre terjedelmesebb anyagon és különböző módszerekkel igyekeztek meghatározni ezt az igen fontos adatot, igy a szakirodalomban számos, nem-egybehangzó eredmény található. Vázlatos ismertetésemben legcélszerübbnek látszik az idevonatkozó fontosabb eredmények időrendben való felaorolása /a táblázat időadatai órában értendők!/:

1964.	Jacchia, Slowey	[237]	5,2	óra
1966.	Roemer	[195]	5,3	"
1967.	Jacchia, Slowey, Verniani	[115]	6,7	"
1969.	Lew	[238]	7,2-12	"
1969.	Carru, Waldteufel	[29]	4,5	"
1969.	Carter et al.	[240]	6	"
1969.	Hays et al.	[241]	3	"
1970.	Broglio	[239]	6-9	"
1972.	De Vries	[242]	7,5	"
1972.	CIRA-72	[35]	6,7	"
1973.	Roemer	[236]	5,5	"
1973.	Anderson	[243]	3	"
1975.	Trinks et al.	[214]	4	"
1977.	Nisbet	[183]	1-3	"
1977.	Jacchia	[128]	2,4	"
1977.	Thuillier	[212]	3	"

A felsorolásból kiderül, hogy néhány órás késésről van szó, de annak pontos értékét nem ismerjük. A táblázat adatait néhány megjegyzéssel szeretnénk kiegésziteni. Jacchia et al. 1967-ben már azt találta, hogy az effektus időbeli késése függ a szélességtől, az alábbi összefüggés szerint:

$$\Delta t = 0,308 - 0,00066|\varphi| \qquad \text{(nap)}.$$

Eszerint a sarkokon a késés 6 óra, és ez az egyenlitőn már 7,4 órára növekszik. Ez más szavakkal azt is jelenti, hogy a felsőlégköri effektus olyan transzportmechanizmussal van kapcsolatban, amely rövid idő alatt igen nagy távolságokat képes áthidalni.

Carru és Waldteufel eredményénél megjegyzendő, hogy az nem a sürüségváltozásokra, hanem a légköri felmelegedésre vonatkozik. Broglio adatai közül a kisebbik a pólus környékére, a nagyobb az egyenlitő vidékére vonatkozik. De Vries adata az egyenlitőre vonatkozik, és gradiense igen tekintélyes: 0,1 óra/fok /szélesség/, igy az aurorális vidéken a légköri jelenség késése a geomágneses viharhoz képest már csupán 1 óra körüli érték! A CIRA-72 adata is tartalmaz szélességi függést: 25°-nál a késés 7,2 óra, és ez 65°-nál már 5,8 órára csökken. Nisbet adatai közül is a nagyobbik az egyenlitői késést jelenti, a kisebbik a poláris vidékre vonatkozik. A J-77 modellbeli 2,4 óra a sarkvidékre vonatkozik, az egyenlitői vidékekre 8 órát ad meg.

Látjuk tehát, hogy mintegy az adatok felénél az időbeli késés szélességfüggőnek mutatkozott, és ahol ezt ki tudták mutatni, mindenütt a sarki érték a kisebb, az egyenlitői érték pedig néhány órával nagyobb. Ez az alapvető megállapitás megerősiti a kezdeti felfogást a légköri geomágneses effektus keletkezésének helyére és terjedési irányára vonatkozóan. De a későbbi in situ mérések azt mutatják [183], hogy még a legjobbnak vélt modellekben is tul kicsi az időbeli késés szélességfüggése, és a felmelegedés mértéke az egyenlitői vidékeken. Nem kivánjuk végigkisérni a modellezés nehézségeit, de megemlitjük, hogy főleg Almár munkássága révén [7] az is ismertté vált, hogy a 60-as évek modelljei lényegesen alábecsülik a geomágneses effektus 200 km alatti amplitudóit. E jelenség alapján valószinünek látszik, hogy geomágneses vihar idején a hőmérsékleti profil a járulékos fütés hatására olymódon deformálódik, hogy az egységnyi hőmérsékletváltozásnak megfelelő sürüségváltozás nagyobb a modellben adottnál. Ezért Jacchia a J-71-ben már un. hibridformulát javasol, vagyis a ΔT hőmérsékletváltozás mellett egy járulékos sürüségváltozást is feltételez, amivel kompenzálni akarja a geomágneses vihar folyamán fellépő hőmérsékleti profilváltozást. Sajnos, modellje még igy sem képes minden geomágneses vihar reakcióját kielégitő módon leirni.

A geomágneses effektus számos kutatót foglalkoztatott már, és a jelenség oly komplexnek tünik, hogy nem minden esetben vagyunk képesek megmagyarázni a megfigyelteket. Néha még a véletlen is szerephez jut, mint ahogy az kiderül Trinks et al. [214] az ESRO-4 segitségével végzett megfigyelései kapcsán. Egy geomágneses vihar esetében a megszokott aurorális zavarok mellett, azoktól teljesen elkülönült N_2, O, Ar koncentrációváltozásokat figyeltek meg közepes szélességeken is. Felmerült a kérdés, hogy a zavarok előidézéséhez szükséges tekintélyes energia vajon a közepes szélességü vidékeken adódott-e le, vagy pedig valamely transzportmechanizmus szállitotta azt az aurorális vidékről a kis-közepes szélességü helyek fölé? A kérdés azért is lényeges, mert pillanatnyilag nem ismerünk olyan fizikai folyamatot, amely közepes szélességeken ilyen nagy mennyiségü energiát tudna átadni a légkörnek. Szerencsés véletlen folytán egy földi állomás /Brisbane/ ionoszféra-megfigyelései révén pontosan meg lehetett állapitani, hogy ott mikor kezdődött annak a viharnak légköri reakciója. Igy kiderült, hogy az energia transzportnak az egyenlitő felé irányuló sebességkomponense 100 m/s nagyságrendü volt. Ez a sebesség az általában feltételezett transzportmechanizmusok bármelyikénél /szelek, gravitációs hullámok, ciklonzavarok vándorlása/ normális értéknek számit.

Jó volna, ha kvantitativ magyarázatot tudnánk adni a felsőlégköri geomágneses effektus megfigyelt jelenségeire. Kézenfekvőnek tünik, hogy a jelenségek energetikai magyarázatánál alapvető szerepe van a Nap korpuszkuláris sugárzásának, amely a geomágneses vihart is előidézi. Az is bizonyos, hogy a napszél olyan energiaforrás, amely a légkör felfütéséhez szükségesnél jóval több energiát tartalmaz. Csupán azt nem tudjuk még ma sem, hogy pontosan milyen fizikai folyamatok révén alakulnak ki azok a jelenségek, amelyeknek összességét nevezzük geomágneses effektusnak.

Van azonban néhány olyan megállapitás, amit igazoltnak takinthetünk. Az utóbbi évek in situ mérései alapján például már bizonyosra vehető, hogy geomágneses viharok idején nemcsak a légkör hőmérséklete és sürüsége emelkedik meg tekintélyes mértékben, hanem igen nagy amplitudóju, makroszkópikus anyagáramlások is történnek. Számos szerző megegyezik abban [65, 173, 187], hogy a legtöbb geomágneses viharnál az aurorális zónában növekszik a N_2 és az O_2 koncentrációja, de a héliumé és az atomi oxigéné csökken. Ugyanakkor kisebb szélességeknél minden komponens koncentrációja lényegesen kisebb amplitudóval ugyan, de bizonyos mértékig növekszik. Az is egybehangzó tapasztalat, hogy a hőmérsékletnövekedés a poláris vidékeken a legnagyobb, és az egyenlitő felé csökken. Sajnos a melegedés mértéke már igen eltérő adatokat mutat: 200 K^{o}-től több, mint 1000 K^{o}-ig.

Mindezek a jelenségek azt sugallják, hogy az effektussal kapcsolatos energialeadás egy meglehetősen körülhatárolt sarki sávban történik, és valamilyen /egy vagy több/ mechanizmus révén adódik át a kisebb szélességü helyekre, de feltétlenül nagy sebességgel. Különböző szerzők szerint a számitásba jövő mechanizmusok közül nem hagyható ki a Joule-fütés, amely Cole szerint [36] a jelenségek nagy részénél játszhat szerepet. Hines [69] és Klostermeyer [155] feltételezi, hogy gravitációs hullámok disszipációja az aurorális zónában egy jelentékeny energiaforrás. Prölls és V. Zahn [190] az ESRO-4 méréseinek elemzésénél talált is ezer km nagyságrendü hullámokat egyes geomágneses viharok idején. Volland [219, 220] szerint a magnetohidrodinamikai hullámok szerepe sem elhanyagolható. A legtöbb szerző azonban valamelyik fenti mechanizmus mellett döntő szerepet juttat az aurorális zónából felfelé és meridionálisan az egyenlitő felé irányuló szeleknek. A megfigyelt koncentrécióváltozások km/s nagyságrendü, vagy ennél kisebb szélsebességekkel megmagyarázhatók.

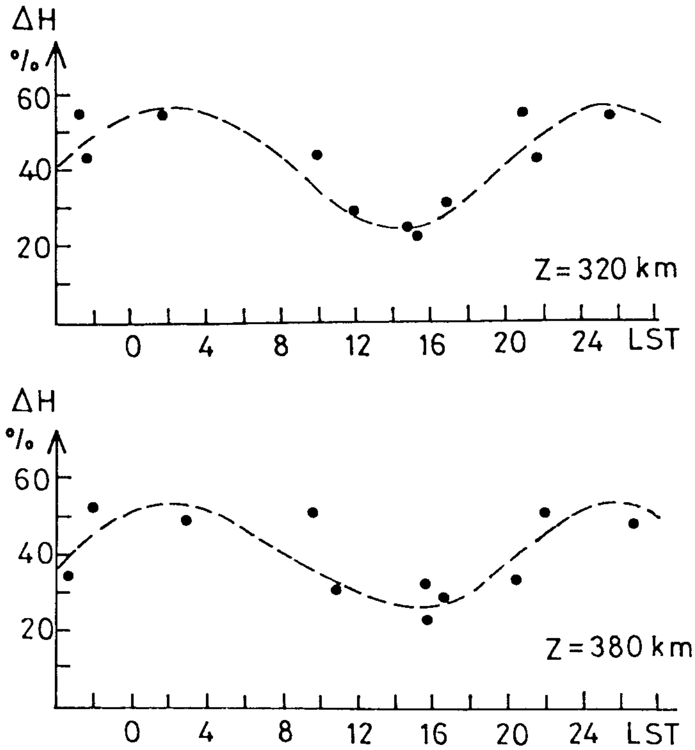
Amint láttuk, számos hipotetikus lehetőség közül kellene választani, ha a geomágneses effektust meg akarnánk magyarázni. Meg kell azonban mondanunk, hogy ma még nem ismerünk olyan egységes elméletet, amely a meglehetősen komplex jelenségcsoport valamennyi vonását kvantitative meg tudná magyarázni.

Bár a geomágneses effektussal kapcsolatban feltételezett bármelyik transzportmechanizmus elvileg lehetővé tenné, hogy a jelenség az egyenlitőn is kimutatható legyen, a szerzők tekintélyes része /főleg fékeződéses adatok alapján/ ugy véli, hogy az egyenlitői vidékeken a geomágneses effektus hatására bekövetkező hőmérsékletemelkedés már elhanyagolhatóan kicsi. Erre eklatáns példa a szakterület első számu tekintélye, Jacchia, aki még legutóbbi, J-77 modelljében is a geomágneses effektussal kapcsolatos felmelegedést $\sin^m\varphi$-vel tartja arányosnak /ahol m = 3 vagy m = 4 értéket javasolja/, vagyis szerinte az egyenlitőn nincs is felmelegedés, de a környékén is csak igen csekély.

Az alábbiakban e kérdéssel kapcsolatos saját eredményünket kivánjuk bemutatni. A 4.8. paragrafusban részletezendő skálamagassági vizsgálataink melléktermékeként ugyanis sikerült kimutatnunk, hogy nagyobb geomágneses viharok az egyenlitőhöz közeli vidékeken is nagy hőmérsékletváltozásokkal járnak együtt.

Kiválasztottunk 1975-76 folyamán történt 8 nagyobb geomágneses vihart, és megvizsgáltuk, hogy azok a sürüségi skálamagasság változásaiban kimutathatók-e. Vizsgálatainkat szimultán végeztük 300, 320, 340, 360 és 380 km magassághoz tartozó adatokon. A mintavétel a viharok idején a 18°-29° szélességi intervallumban, tehát kimondottan kis szélességeken történt. Amplitudónak a tizpontos csuszóközepeléssel kapott simitott görbéhez képest mért maximális értékeket tekintettük. Csak azokat az amplitudókat fogadtuk el, amelyek a vizsgált 5 magassági tartomány közül legalább 4-ben az alapzajnál /~ 5 km, ami kb. 10%-nak felel meg/ lényegesen nagyobbak voltak. E feltételnek mind a 8 vihar esetében kapott amplitudók eleget tettek. Első eredményeink szerint minden erősebb geomágneses vihar ($K_p \geq 5$) az egyenlitői vidékeken a skálamagasság ugrásszerü megnövekedését eredményezi, és ezek a fenti értelemben vett amplitudók a középgörbén felvett értékeknél 25-60%-kal nagyobbak.

Tüzetesen megvizsgáltuk azt is, hogy kisebb viharok esetén mekkora amplitudó lép fel. Összegező megállapitásunk az, hogy ha kisebb viharoknál ($K_p \leq 4$)



4.12. ábra

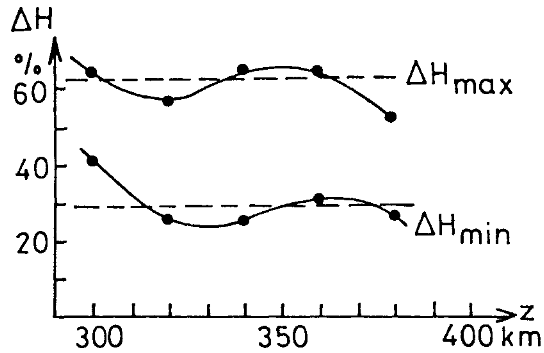
Skálamagasság változása geomágneses vihar idején

van is reakció az egyenlitői vidékeken, annak amplitudója legfeljebb olyan nagyságrendü, mint az alapzaj.

A nagyobb viharoknál kapott amplitudók meglehetősen nagy szórása /azonos K_p mellett is/ arra késztetett, hogy azokat tovább vizsgáljuk. Magfelelő adatcsoportositás után egyértelmüen kiderült, hogy az éjszakai amplitudók nagyobbak mint a nappaliak: éjjel a skálamagasság változása átlagosan kb. 50%-ot tesz ki, nappal ennek csak a fele. Ugy tünik, hogy az adatokon keresztül egy szinuszhoz hasonló görbe fektethető /4.12. ábra/. Amennyiben a görbét reálisnak tekintjük, azt lehet mondani, hogy a geomágneses vihar idején a légkör reagálása maximális hajnali 2 óra felé, és minimális 15-16 óra helyi idő táján.

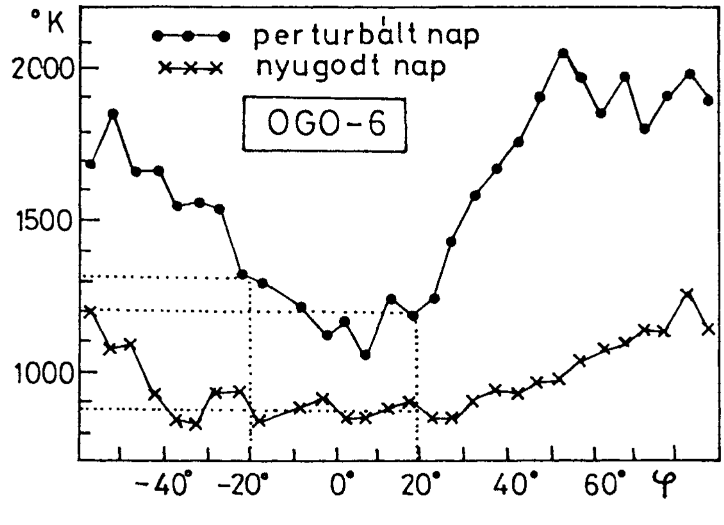
Ez az eredményünk teljes összhangban van Roemernek 1970-ben publikált megállapitásaival [197]. Szerinte ui. 6 hold anyagának finomitott módszerekkel történt elemzéséből az következik, hogy a fajlagos fütés függ a helyi időtől: a 20-8 óra közötti, vagyis éjszakai $\Delta T/\Delta K_p$ értékek mintegy 30%-kal magasabbak a nappaliaknál. Más szerzők ezt a jelenséget nem tudták kimutatni, és ez modellekben nem is szerepel. Ennek ellenére meg kell állapitanunk, hogy saját, most ismertetett eredményeink pontosan ugyanezt igazolják, hiszen /mint később bemutatjuk/ a skálamagasság változásai az adott körülmények között elsősorban /és legalább 85%-ban/ hőmérsékleti változásokat tükröznek.

A 4.12. ábra vett szélsőértékek némi magasságfüggést mutatnak, de az nem feltétlenül reális /4.13. -bra/. Inkább azt lehetne mondani, hogy a vizsgált magassági tartományban a sürüségi skálamagasság a geomágneses viharra nappal átlagosan 25-30 %-os, éjjel átlagban 50-60 %-os, ugrásszerü növekedéssel reagál.



4.13. ábra

A H szélsőértékei a magasság függvényében



4.14. ábra

A hőmérséklet változása a földrajzi szélesség függvényében

Kiséreljük meg egy nappali, pl. 35-40%-os skálamagasság-növekedés interpretálását! Ehhez a J-77 modell adataiból indulunk ki, mivel annak koncentrációit Jacchia in situ mérések figyelembevételével javitotta /az előzőkhöz képest/.

A fentebb analizált skálamagassági értékeket akcelerométeres sürüségadatokból számitottuk [103, 104] Az átfogott indőintervallumban az exoszférikus hőmérséklet általában 750-850 K° között változott /gyenge naptevékenység mellett, ezért megfontolásainkban a T = 800 K° nyugalmi hőmérsékletet vesszük alapul. Ehhez z = 350 km magasságban a J-77 szerint a következő értékek tartoznak: a sürüség $3{,}38\cdot10^{-12}\,kg\cdot m^{-3}$, a skálamagasság H = 44,2 km, és a közepes molekulasuly $\bar{M}$ = 16,10. Igy a feltételezett növekedés mellett kereken H = 60 értéket kell kapnunk. Ez azonban a J-77 szerint ebben a magasságban csak T = 1250 K°, azaz ΔT = 450 K° hőmérsékletnövekedés mellett következne be! Megjegyezzük, hogy közönséges melegités, pl. EUV-fütés mellett a skálamagasság azért nő ilyen lassan, mert fix magasság esetén a hőmérséklet növekedését a velejáró mulekulasuly-növekedés részben kompenzálja /a melegités hatására ui. a légkör tágul, és igy alulról nagyobb molekulasulyu levegő kerül a kiszemelt magasságra/.

Tekintve, hogy adataink egyenlitői vidékekre vonatkoznak, a ΔT = 450 K° tulzottnak tünik. A szakirodalomban igen kevés idevágó mérési adatot lehet találni, de Roemer [236] holdak fékeződéséből levezetett fajlagos fütési értékei az egyenlitői zónában elérik a 40-45 értéket, ami erős gaomágneses vihar esetén egyenértékü 300-350 K° felmelegedéssel. Hasonló értékez adtak az

OGO-6 méréseiből, a 630 nm-es airglow-spektrumból levezetett hőmérséklet-változások is. A 4.14. ábrán a nyugodt, ill. az erősen zavart napokhoz tartozó görbék menetéből 20° szélességnél 300 K$^{\circ}$, ill. 400 K$^{\circ}$ hőmérséklet-növekedés adódott. Az adatok elemzése alapján Nisbet [183] fajlagos fütési értékeket is levezetett, és ezek a mi esetünkben elérik a 45 értéket. Mindezek alapján további elemzésünknél a ΔT = 350 K$^{\circ}$ felmelegedést, mint reális értéket fogadjuk el. Ez azonban a J-77 szerint a skálamagasságot csak H = 57 km-re, a sürüséget pedig ρ = 1,23 10^{-11} értékre emeli. Igy a sürüség a nyugalmi értéknek csupán 3,6-szeresére növekedett, noha az eredeti akcelerométeres mérések szerint ezeknél a viharoknál a sürüség 350 km magasságban általában legalább a 4-szeresére növekedett.

Amint látjuk, egyszerü "felfütéssel" nem magyarázhatók a megfigyelt értékek. Megoldódik a probléma akkor, ha feltételezzük, hogy meridionális szelek révén az atomi oxigén koncentrációja kissé megnövekszik /az oxigén ebben a magasságban már dominál, tehát egy cirkuláció bizonyosan érintené/. A szakirodalom adatai szerint [173, 187, 214] racionálisnak, de semmiképpen nem eltulzottnak tünik egy csekély, 20%-os koncentrációnövekedés. Ez azonban azt eredményezi a J-77 szerint, hogy a sürüség $1{,}41 \cdot 10^{-11}$-re azaz a nyugalmi érték 4,2-szeresére növekszik, vele együtt a molekulasuly M = 17,41-ről M = = 17,22-re csökken, és ennek eredményeként a skálamagasság 59,9 km-re növekszik, vagyis pontosan a várt értékre.

Mindezeket tehát ugy foglalhatjuk össze, hogy erős geomágneses vihar esetén még az egyenlitői zónában is tapasztalható a sürüségi skálamagasság ugrásszerü megnövekedése. E növekedés átlagos értéke egy mintegy 350 K$^{\circ}$-es hőmérséklet-növekedés és egy 20%-os oxigén koncentráció-növekedés együttes hatásaként kvantitative is értelmezhető. Eredményeink szépen bizonyitják, hogy a skálamagasság tanulmányozása igen előnyös lehet olyan részletkérdések elemzésénél, amelyek egyedül sürüségadatokkal nem volnának elvégezhetők.

4.6. Egyéb felsőlégköri effektusok

Az eddigiekben tárgyalt effektusok többé-kevésbé jól modellezhetőnek mutatkoztak, de összességükben sem elegendőek a megfigyelt változások leírására. Ha ui. a megfigyelt sürüségértékekből az ismert effektusoknak megfelelő sürüségértékeket levonjuk, nem maradhatnának sürüségváltozások az idő függvényében ábrázolt görbéken. Már pedig már a hatvanas években azt tapasztalták, hogy az év folyamán kisebb-nagyobb amplitudóval jelentkeznek olyan légköri változások, amelyeket a modellek nem foglalnak magukban. Ezek a járulékos effektusok többnyire nemcsak az évszaktól, de a földrajzi szélességtől is függnak, ilymódon a felsőlégkörnek aszimmetrikus vonásokat kölcsönöznek.

A 4.3. §-ban tárgyalt napszakos effektusnál már emlitettük, hogy a maximális hőmérsékletü /sürüségü/ pont földrajzi szélessége az év folyamán változik. Ideális esetben ez a pont a tavaszi napéj-egyenlőség idején éppen az egyenlitőn helyezkedik el, majd lassan észak felé vándorol, s a nyári napforduló után ismét dél felé tolódik el, stb. Ennek hatására egy adott földrajzi szélességü hely fölött az exoszférikus hőmérséklet /és vele a sürüség is/ konstans helyi idő mellett is változik az év folyamán. Ez egyuttal azt is jelenti, hogy - elsősorban a skálamagasság változása révén - egy adott magasságban a légkör kémiai összetétele is megváltozik. Ezeket az emlitett változásokat a 70-es évek modelljei, pl. a J-77, a napszakos effektus éves komponenseként tartalmazzák. Azonban, ha ezt az évszakos-szélességi effektust, a többi ismert effektussal egyetemben levonjuk az észlelt sürüségértékekből, esetenként még tekintélyes sürüségváltozások jelentkeznek. Ezt a jelenséget elsőizben a héliummal kapcsolatban észlelték, amikor megállapitották, hogy a téli pólus felett a hélium sürüsége a modellben adottnak többszöröse.

Azóta sokan vizsgáltak már évszakos-szélességi jelenségeket a felsőlégkörben, de a kapott eredmények eléggé heterogének. Ennek egyik oka, hogy a valóságos szélességi-évszakos változások nehezen választhatók le a napszakos effektusról. Láttuk azonban, hogy még a napszakos effektus modellezése sem tekinthető tökéletesnek, igy ennek hibái kihatnak az évszakos-szélességi effektusok vizsgálatára. Az is neheziti a munkát, hogy csak poláris pályán és hosszabb ideig keringő holdak anyaga használható eredményesen. A továbbiakban nem vállalkozunk arra, hogy az összes idevágó kutatásról beszámoljunk, inkább néhány jellegzetes problémát és eredményt ismertetünk, közben bemutatva saját munkásságunkat e kérdéssel kapcsolatban.

Már 1967-ben számolt be Jacchia, Keating és Prior arról, hogy az Explorer 19 és 24 holdak fékeződéséből levezetett sürüségértékek a nagyobb szélességeken igen nagy eltérést mutatnak a J-65 modellhez képest. A jelenség elemzéséből az derült ki, hogy itt a hélium koncentrációjának egy nagy amplitudóju, évszakos változásáról van szó. A holdak perigeuma ui. a vizsgált időszakban 550-650 km között volt, és naptevékenységi minimum táján ebben a tartományban a hélium erősen domináló komponens. A számszerü eredmények végülis azt mutatták, hogy a téli pólus felett a hélium sürüsége ötször akkora volt, mint a modellbeli érték! A később évek anyagának elemzése azt is mutatta, hogy a naptevékenység csökkenésével ez a maximális amplitudó csökken, de még mindig legalább háromszorosa a modellbeli értéknek.

Keating az első mérések interpretálása után a héliumtöbblet leirására $\Delta\log n(He) = -0,4 \cdot \varphi \cdot \delta_o$ formulát javasolta, amely a téli és a nyári pólusok feletti héliumkoncentráció arányára 3,3-at adott. Jacchia a CIRA-72-ben szintén ad egy formulát, amely kb. 4,5-szeres arányt ad. Mindkét formula az addig rendelkezésre álló észlelések durva közelitésének tekinthető, amely nem veszi figyelembe, hogy az emlitett amplitudók évről évre változnak.

Nem szabad azt hinni, hogy a héliumnak ez az évszakos-aszimmetrikus viselkedése csupán a fékeződéses adatokban jelentkezett. A Minnesota-i egyetem rakétáin elhelyezett spektrométerek mérései is azt mutatták, hogy 1966. telén a hélium koncentrációja 2-3-szor akkora volt a poláris vidékeken, mint a modellbeli értékek. Ezek a rakétás mérések azt is mutatták, hogy nyáron a héliumkoncentráció kisebb a modellben adottnál. Más rakétás mérések /Fort Churchill/ 1966. telén ötszörös értékeket mértek. Ugyanakkor az Explorer 32 spektrométeres mérései szerint 1966. májusában a hélium koncentrációja az egyenlitőn négyszer akkora volt, mint 60^o szélességnél.

Az ESRO-4 hold fedélzetén elhelyezett gázanalizátor adatainak felhasználásával Jacchia et al. [127] vizsgálta az Ar, N_2, O és He koncentrációk évszakos szélességi változásait 280 km magasságban. Az észlelt koncentrációkból /a J-77 alapján/ levonták az összes ismert effektust és a kapott maradványértékekkel egyenlitette ki a

$$\log n_i = c_i + A_i \frac{\delta_o}{\varepsilon} \sin \Phi = c_i + A_i \cdot s$$

alaku egyenletet, külön-külön mind a négy komponensre. Itt δ_o a Nap deklinációját, ε az ekliptikai hajlásszögét, és Φ a földrajzi szélességet jelenti.

Bár az Ar és N_2 esetében kapott A_i amplitudók jelentéktelenek, a He és O esetében az amplitudó tekintélyes maximumot eredményez a téli pólus felett.

Ezek után Jacchia 7 hold 27236 fékeződési adatának elemzéséből is levezette a He és az O éves változásának amplitudóját, majd a kétféle módon kapott eredményeket összegezve arra a megállapitásra jutott, hogy az A amplitudó monoton függvénye a légköri komponens m molekulasulyának, és a kettő közötti kapcsolat az

$$A_i = 0{,}07 - 1{,}18 \exp(-0{,}1 \cdot m_i)$$

formulával fejezhető ki. Eszerint az amplitudó a kis molekulasulyu héliumnál jelentkező nagy negativ értékből kiindulva igen gyorsan csökken. Az O esetében még számottevő, de a 28-as molekulasulyu N_2-nél már gyakorlatilag nincs amplitudó és a görbe csaknem az m_i tengellyel párhuzamosan halad tovább.

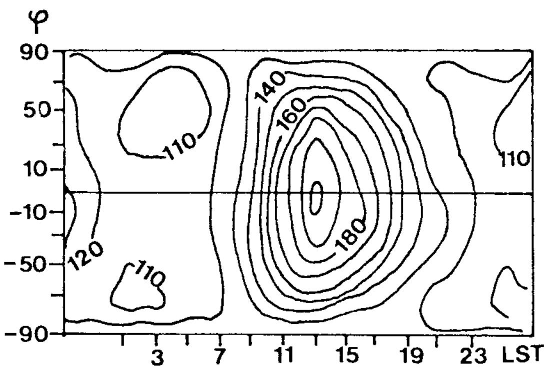
Az igy kapott amplitudók azt jelentik, hogy a maximális téli és minimális nyári koncentrációk aránya elérheti az 1:38 értéket hélium esetében, és még oxigénnél is eléri az 1:2 arányt. N_2 és Ar esetében az amplitudó jelentéktelen. Érdekes módon Köhnlein et al. [244], szintén az ESRO-4 adatainak elemzéséből, nem azonos eredményeket vezettek le. Bár a hélumnál szerintünk is 1:40 arány adódik, N_2-nél 5:1, és Ar-nál is kb. 8:1 arányt kaptak.

Már az eddigiekből is látható, hogy sok nehézség adódik az eredmények interpretálásánál, főleg, ha a szporadikus eredményeket is figyelembe veszszük. Azt azonban mindenképpen el kell fogadnunk, hogy vannak a felsőlégkörben is évszakos jelenségek, amelyek a modellekben feltételezettnél sokkal nagyobb aszimmetriákat eredményeznek. A továbbiakban ilyen aszimmetriára utaló tényeket fogunk tárgyalni.

Berger és Barlier [21] akcelerométeres sürüségi adatok részletes statisztikai elemzése során azt találta, hogy geomágneses viharok esetében bekövetkező sürüségnövekedés ($\Delta\log\rho/\Delta K_p$) nem mindig és mindenütt azonos. Legnagyobb a sürüségnövekedés az északi féltekén, a téli időszakban, és éjjel. Itt tehát olyan aszimmetriáról van szó, amelynek van szezonális és napszakos komponense is. A jelenség interpretálása messze vezet. Ha ui. abból az általánosan elfogadott feltételezésből indulunk ki, hogy geomágneses viharnál a globális cirkuláció domináns szerepet játszik, akkor fenti aszimmetria azt jelenti, hogy éjszakai transzekvatoriális szelek fujnak az északi félteke felé. Megjegyezzük, hogy ilyen szelek létezését saját szélszámitásaink alapján kimutattuk 1975-ben [98] /erre a kérdésre a 4.7. §-ban visszatérünk/.

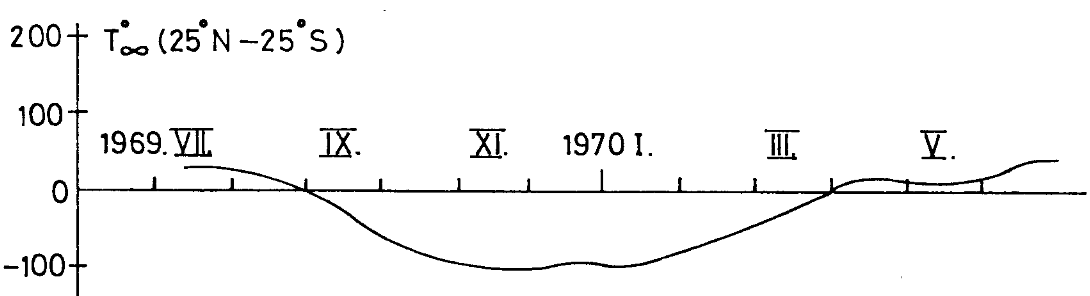
Fenti következtetés azonban azt is jelenti, hogy a déli féltekén a felsőlégkör több energiát vesz fel, mint az északin. Ettől teljesen függetlenül ugyanerre a következtetésre jutott Mayr és Trinks is [247], amikor az ESRO-4 bizonyos mérési eredményeit kellett értelmezniük.

Saját vizsgálataink révén több oldalról is sikerült az észak-déli aszimmetria létezését kimutatnunk. Az első bizonyitékot már korábban emlitett elemzésünk szolgáltatta [14], amikor 79 hold 12.000 sürüségadatának felhasználásával állapitottuk meg a sürüség globális eloszlását, pl. ekvinokciumkor. Ekkor a főbb modellek /J-71, CIRA-72/ szerint ui. a globális sürüségeloszlásnak az egyenlitőre vonatkozóan szimmetrikusnak kell lennie, vagyis a maximális és minimális sürüségü pontoknak pontosan az egyenlitő felett kell lenniük. Ezzel szemben méréseink szerint a maximális sürüségü pont szignifikánsan déli szélességek felett, kb. -10°-nál helyezkedett el. Részletes elemzés szerint is az adódott, hogy a déli félteke egy kiválasztott szélességén a sürüség nagyobb, mint az azonos északi szélességen. Diffuz egyensulyi állapot feltételezése mellett ez azt is jelenti, hogy a déli félteke napéj-egyenlőség idején melegebb, mint az északi. A pólusokon mért /modellhez képesti/ sürüségeltérések is aszimmetriát mutatnak: a téli O-C értékek mindkét póluson ugyanakkorák, de a nyári O-C értékek négyszer akkorák az északi póluson, mint a délin [14]!



4.16. ábra
Globális sürüségeloszlás ekvinokciumkor

A sürüségeloszlás elemzése tehát azt mutatja, hogy a déli féltekének melegebbnek kell lennie, mint az északinak. Ez azonban közvetlenül hőmérsékleti adatokból is kimutatható, pl. az OGO-6 interferométeres méréseiből Blamont és Luton által levezetett exoszférikus hőmérsékletek elemzéséből [22]. Ha ui.

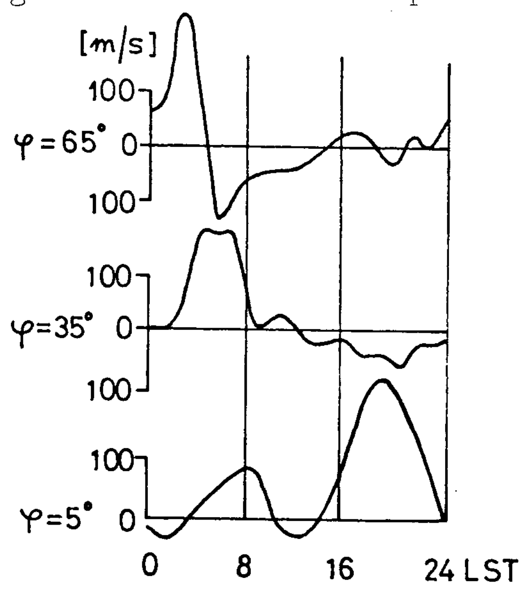


4.17. ábra *Termikus aszimmetria 1969-1970. folyamán* képezzük az év folyamán a 25°N és 25°S szélességekhez tartozó hőmérsékletek különbségét, akkor ezekben az adatokban már nem tükröződnek olyan globális jelenségek, mint a szoláris fluxus és a geomágneses effektus termikus hatásai. Nyilvánvaló, hogy amennyiben a felsőlégkörben is létezik egy évszakos effektus, akkor a hőmérsékletkülönbségek az év folyamán egy szinuszhoz hasonló görbét adnak, és ha a két félteke termikus egyensulyban van, akkor a görbe tengelye éppen 0°C magasságában helyezkedik el. A 4.17. ábrán látható görbe tengelyének eltolódása világosan mutatja a termikus aszimmetriát: az évszakos hőmérsékletingadozás amplitudója a déli félteke javára tolódott el. Igy tehát a hőmérsékleti adatokkal éves szinten sikerült kimutatni, hogy a déli félteke melegebb az északinál, amit a sürüségeloszlásból csak speciális esetben /ekvinokciumkor/ tudunk bebizonyitani.

Itt visszatérünk Keating et al. korábban emlitett eredményeire. Ők ui. nemcsak kimutatták a helium-bulge létezését, de a későbbiekben 4 ballonhold adatait összesitve tk. erős aszimmetriát mutattak ki a héliumeloszlásban. Megállapitották, hogy mig a déli tél folyamán a hélium koncentrációja kb. ugyanolyan mértékben változik, mint az északi tél folyamán, addik a déli féltekén sokkal nagyobb az évszakos változás, és ennek következtében a déli féltekén nyáron sokkal kisebbek a koncentrációk, mint az északi félteke nyarán [132].

Hasonló eredményt adott francia kutatók vizsgálata is [20], amely szerint az atomi oxigén eloszlása 200 km magasságban nincs egyensulyban a két féltekén. A déli féltekén mért oxigénkoncentrációk általában nagyobbak, de nem kisebbek, mint az északi féltekén mértek.

A felsőlégkörben előforduló aszimmetrikus jelenségek között megemlitjük a 4.7.§-ban részletezendő szélszámitásaink idevonatkozó részét [98]. A számitásokban kapott szélmező határozott észak-déli aszimmetriát mutat 300 km magasságban. Ennek elemzésére képeztük az azonos északi és déli szélességeken kapott szélsebességek különbségét ekvinokciumkor. Kiderült, hogy a mutatkozó erős aszimmetriát főleg a meridionális komponens okozza.



4.18. ábra

A meridionális szélkomponens aszimmetriája

A 4.18. ábrán 3 különböző szélességen mutatjuk be az aszimmetriát, még pedig a helyi idő függvényében, mivel az aszimmetria a nap folyamán változó jelleget mutat (v_N = észak felé, v_S = dél felé fujó szél). Mindezek az eredmények arra késztettek bennünket, hogy megkiséreljük az észak-déli aszimmetria létezésének kimutatását, közvetlenül a sürüségadatokkal is. Ezt elvileg ugy lehetne elérni, ha azonos évszakhoz tartozó, azonos magasságból, és a két félteke azonos szélességéről származó adatokat hasonlitanánk össze. Érthető, hogy ilyen speciális feltételeknek eleget tevő pályákon keringő holdpárok szinte nem is léteznek, megfelelő adatok tehát nem álltak rendelkezésünkre. Éppen ezért módositottuk célkitüzésünket: egy viszonylag szimmetrikus modellhez képest fellépő aszimmetriákat kerestünk. Választásunk a J-71 modellre esett, és elemzéseinknél a Smithsonian Astrophysical Observatory által publikált, fotografikus észlelésekből levezetett sürüségértékeket használtuk /saját észlelési anyag használata esetén ki lettünk volna téve annak a feltételezésnek, hogy egy esetleges effektus az észlelések helytelen redukálásának a következménye/.

Módszerünk abban állt, hogy az egyik féltekéről származó sürüségértékeknek a modelltől való eltéréseit, a másik félteke azonos évszakából származó sürüségeinek modelltől való eltéréseivel hasonlitottuk össze. Igy tehát a két féltekéről származó adatok epochája között mindig féléves eltérés volt. A kapott O-C értékek abszolut értékét természetesen csak a nagyságrend erejéig szabadott komolyan venni, de a relativ változások tanulmányozására a módszer megfelelő volt. Több ezer adat szisztematikus elemzése azt mutatta [101], [102], hogy a modelltől való O-C eltérések egyrészt erősen függnek a szélességtől, másrészt erős észak-déli aszimmetriáról tanuskodnak. Minthogy a szakirodalomban gyakran vitatott kérdés, hogy 200 km feletti magasságokban van-e évszakos-szélességi effektus, érdemes megjegyezni, hogy megállapitásaink a 300--1200 km közötti teljes tartományra, és mind a négy évszakra vonatkoznak. Elemzésünk azt is kimutatta, hogy az aszimmetria mértéke nem minden évben ugyanakkora, és az év folyamán is változik. Ez egyuttal nagyon megneheziti az effektus majdani modellezését is.

E paragrafus lezárása előtt még ki kell térnünk két olyan jelenségre, amelyet nem kivánunk részletezni. Az egyik a termoszféra alsó határánál fellépő változások, amelyek a hőmérsékletet, sürüséget és a koncentrációt egyaránt, de nem egyenlő mértékben értik. E változásokról már régóta tudunk, de az erre vonatkozó adatok érthető okoknál fogva csak nagyon szporadikusak. Szakmai körökben nyilvánvalónak tünik, hogy itt a mezoszféra és a termoszféra közötti csatolásról van szó, és ezért csak az a modellezés lehet sikeres, amely a mezoszférát és a termoszférát együttesen tárgyalja.

Az ezzel kapcsolatos számos nehézség miatt azonban ma még ilyen modell nem létezik. Az emlitett változásokat a legtöbb modell csak durva közelitésben irja le. Különösebb probléma azért nem adódik ebből, mivel a változások amplitudója 100 km felett rohamosan csökken, és a 150 km feletti magasságokban már nyoma sics /ma legalábbis ezt hisszük!/.

A mésik kérdés a hidrogén koncentrációja a légkörben. Mivel biztosan nincs diffuz egyensulyi állapotban, rá mindazok a meggondolások, amelyeket a többi komponensre alkalmaztunk, nem érvényesek. Szerencsére, szerepe csak jóval 1000 km feletti magasságokban válik jelentőssé, tehát a klasszikus mühold-tartománynál magasabban. Bár történtek kisérletek a hidrogénkoncentráció experimentális modellezésére, mégis általában a Kockarts-Nicolet elméleti modell alapján levezetett hidrogénkoncentrációkat használják, vagy azoknak az éppen felmerült szempontok szerinti módositott értékeit. Értekezésünkben ezt a kérdést azért sem kivánjuk részletezni, mert saját munkásságunk nem terjedt ki e területre.

4.7. Felsőlégköri szelek

Ma már bizonyitott tény, hogy a felsőlégkörben is léteznek szelek, sőt, ezek a földfelszini szelekhez képest jóval nagyobb sebességüek, és ahogy a geomágneses effektus tárgyalásánál is láttuk, esetenként lényeges szerepet is játszanak a felsőlégkör szerkezetében. Azonban ezekhez a felismerésekhez még csak a legutóbbi néhány évtizedben jutottunk el. Igy pl. a II. világháboru után rendszeresen végzett rakétás mérésekből vált először nyilvánvalóvá, hogy a mezoszférában, még 80-90 km magasságban is, nagy sebességü szelek lépnek fel. Ez a tény azt sugallta, hogy nagyobb magasságokban is, a termoszférában, ahol a légnyomás szintén erős ingadozásokat mutat, valószinüleg ugyanugy megtalálhatók a magaslégköri szelek, mint a mezoszférában. Később, rakétákkal, 220 km magasságban tényleg ki lehetett mutatni változó irányu,100 m/s nagyságrendü sebességü szeleket. Ugyanakkor sarki fényjelenségek tanulmányozása és ionoszférikus módszerekkel elért eredmények [8, 134] szintén erős, több száz m/s sebességü szelek jelenlétére utaltak.

A felsőlégköri szelekkel kapcsolatos elméleti megfontolások, éppen hiányos légköri ismereteink miatt, egymással egybevetve sokszor ellentmondásokhoz vezettek. Azonban már kezdettől fogva elfogadott volt az a nézet, hogy 200-500 km magasságban a szeleket fenntartó erő a légköri nyomás gradienséből származik, amit a kb. 15 h helyi idő táján fellépő, erős sürüségi és nyomásx maximum okoz. Következésképpen ez a gradiensérő a szélirány alakulásában egy napszakos effektust eredményezhet, ami - bizonyos megfontolások szerint - abban nyilvánul meg, hogy kisebb szélességeken a reggeli órákban egy kelet-nyugati, az esti órákban pedig egy ellenkező irányu szélrendszer alakul ki [10, 34]. Az is valószinünek látszott, hogy az esti szelek erősebbek, mivel az ionkoncentráció, amely a széllel szemben ható közegellenállást okoz, kisebb éjjel, mint nappal [134]. Az elméletileg várható szélsebesség értékekre a különböző szerzők nagyon eltérő adatokat fogadtak el, vagy tartottak valószinünek.

A 200 km-nél nagyobb magasságokra vonatkozó rakétás mérések száma viszonylag kevés, de ezek nincsenek ellentmondásban fenti feltevésekkel. Igy pl. 3 különböző helyen végzett 8 rakétafellövésből a reggeli órákban 30-120 m/s-os, kelet-nyugat irányu szeleket tudtak levezetni. Másik 8 fellövésből az esti órákban hasonló nagyságrendü, de ellenkező irányu szelet kaptak. Későbbi rakétás mérések is hasonló eredményeket szolgáltattak. Mégis kialakult az a vélemény, hogy rakétás mérésekből nem kaptunk helyes képet a felsőlégköri szelekről, a mérések szporadikus jellege miatt. Ilyenkor ui. olyan pillanatképet kapunk a szelekről, amely lokális jelenségeket is tartalmaz, és ez megneheziti az általános jellegzetességek felismerését.

Az előzőek miatt nagy jelentőségü King-Hele-nek az a felismerése, amely lehetővé tette az uralkodó felsőlégköri szélsebesség meghatározását. Ő ui. észrevette, hogy egy-egy mühold inklinációja a hold élettartama folyamán nagyobb mértékben csökken, mint azt az elmélet szerint várni lehetne /a csökkenés a hold teljes élettartama folyamán mindössze néhány század fokot tesz ki!/. Szerinte ezt a rendellenes inklináció csökkenést egy felsőlégköri szélből származó, a hold pályasikjára merőleges erőkomponens okozza. Feltevése tehát azt jelenti, hogy a légkör nem a Földdel együtt, hanem annál gyorsabban vagy lassabban rotál. A két rotáció arányát λ-val jelölve, nyugat-kelet irányu szél esetén $\lambda > 1$, és forditva.

Először Cook és Plimer [246] alkalmazta az inklináció rendhagyó csökkenését szélsebesség meghatározására, gömbszimmetrikus légkör feltételezése mellett. Később King-Hele [135], majd ő és Walker együttesen aprólékosan kidolgozta az elméletet lapult légkörre, változó skálamagasság mellett, és a napszakos effektus figyelembevételével [144, 145], sőt, még nagy excentricitásu pályák esetére is [146]. Ez az általánositott elmélet tehát lehetővé teszi a hold perigeumának magasságában uralkodó szél kelet-nyugat irányu, azaz zonális komponensének meghatározását, bizonyos fenntartások mellett [68].

A módszer bemutatására kis excentricitásu elliptikus pálya esetére közöljük King-Hele-nek azt a formuláját, amely kapcsolatot létesit az inklináció és a periódus változása, valamint a szélsebességet jellemző λ között [135]:

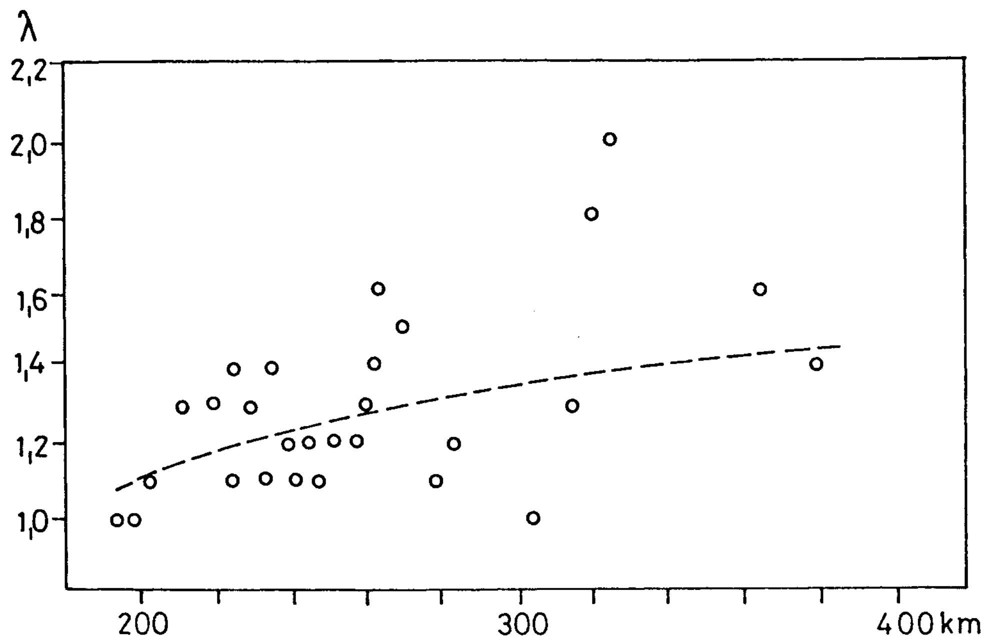
$$\frac{\Delta i}{\Delta P} = \frac{\lambda \sin i}{3\sqrt{F}}\left[\frac{H}{ae} + (1-4e-2\frac{H}{ae})\cos^2\omega + O(e, \frac{H^2}{a^2e^2})\right]$$

ahol λ a légkör szögsebességének és a Föld rotációs sebességének aránya, F egy a pályától függő konstans, és P,a,e,i,ω pályaelemek, H a sürüségi skálamagasság.

Számszerü elemzések azt mutatják, hogy a légköri rotáció inklináció csökkentő hatása akkor a legnagyobb, amikor a pálya perigeuma az egyenlitő közelében van, és caknem nullára csökken a maximális szélességü helyeken. Igy pl. a teljes inklináció-csökkenés 75%-a azalatt következik be, mig a perigeum szélessége $0{,}5 \cdot i$-nél kisebb. Kivánatos tehát, hogy az ilyen vizsgálatokra kiszemelt hold inklinációja legyen minél nagyobb. Legjobbak a poláris pályán keringő holdak, mivel az információszerzés igy terjed ki a legnagyobb szélességi tartományra /még igy is igaz, hogy a közepesnél nagyobb szélességekről ezzel a módszerrel nem kapunk információt a szélsebességekre vonatkozóan/.

A λ meghatározása gyakorlatilag ugy történik, hogy hosszabb időintervallumon keresztül többször meghatározzuk a pályaelemeket, köztük az inklinációt is. Ezután King-Hele elmélete alapján, numerikus integrálással, különböző λ értékek feltételezése mellett kiszámitjuk az $\underline{i}$ változásának menetét. A sorozatból azt a λ értéket fogadjuk el, amelyhez tartozó görbe legjobban reprezentálja a megfigyelt inklináció-változást. Egy reális kiválasztáshoz azonban a görbének elég hosszunak kell lennie. A módszernek lényeges vonása tehát az, hogy csak hosszabb időintervallumra alkalmazható, s igy csak az átlagos szélviszonyokra, pontosabban a szél átlagos zonális komponenséről ad felvilágositást.

King-Hele sok hold inklináció-változásából vezetett le szélsebesség értékeket. Egy 28 hold adataiból készitett összesitést mutatunk be a 4.19. ábrán. Amint látható, a λ-értékek nagy szórást mutatnak /a becsült belső pontosság $\pm 0{,}2$!/, de ennek ellenére kivehető, hogy 200 km-től kezdve fokozatosan nő a szél sebessége. Feltünő, hogy mindenütt $\lambda \geq 1$, vagyis az uralkodó szélirány nyugat-keleti. King-Hele a későbbiekben, pontosabb mérések



4.19. ábra

Inklináció-változásból levezetett szélsebesség a magasság függvényében

felhasználásával, már rövidebb időintervallumokra is tudott λ értékeket meghatározni. Ekkor adódtak 1-nél kisebb értékek, vagyis kelet-nyugati irányu szelek is.

Az ismertetett módszert többen sikerrel használták /Hiller [67], Sehnal [203], Brookes, Winterbottom/. Bár nem lehet eléggé méltatni King-Hele és Walker érdemeit a szélsebességszámitás uj módszerének kidolgozásáért, a módszer alapvető fogyatékosságait sem szabad elhallgatni. Ezzel a módszerrel ui. csak zonális szélkomponenseket lehet meghatározni, meridionálisakat nem. Igy a tényleges szélirányról csak hiányos képet kaphatunk, hiszen egy erős észak-dél irányu szél esetében is a zonális komponens lehet nulla is. A módszer másik gyenge pontja a csekély időbeli fenbontás, ami miatt a szélrendszernek még napszakos változásai sem tanulmányozhatók.

Nem csodálható tehát, hogy szakmai körökben egyre gyakrabban végeztek elméleti szélszámitásokat, és a hatvanas években a szélszámitások eredményeként megszülettek a termoszféra első szélmodelljei. Ez kétségtelen előrelépés volt, bár ez azzal járt, hogy problémák is jelentkeztek, ha megfigyelt szeleket a modellekkel hasonlitották össze. Igy pl. Thuillier [245] 300 km magasságban, egyenlitői vidékeken, ekvinokcium idején azt találta, hogy helyi éjfél táján észak felé irányuló meridionális szelek indulnak ki a déli féltekéről. Ezt az egyenlitőre vonatkozó aszimmetrikus viselkedést Harper is megerősitette [58].

Felkeltette figyelmünket, hogy e megfigyelésekkel szemben az ismertebb modellek [24, 31, 54] ekvinokcium idején szigorúan szimmetrikusak az egyenlitőre, és nem ismernek transzekvatoriális szeleket. Ennek feltehetően az a magyarázata, hogy a modellek szerzői a hőmérséklet napi menetének számitásánál olyan szimmetrikus sürüségmodelleket használtak, amelyekben a hőmérsékletváltozások a sürüségváltozásokkal fázisban történnek. Minthogy korábbi munkáinkból biztosak voltunk abban, hogy a sürüségeloszlás még ekvinokciumkor is mutat észak-déli aszimmetriát [14, 101, 102], elhatároztuk egy szélmező kiszámitását, de nem modellbeli, hanem megfigyelt sürüségértékek felhasználásával. Minthogy szélszámitásokat egész sor szerző már előttünk is végzett [10, 30, 31, 34, 54], célszerünek látszott az ő tapasztalataikat felhasználni. A mi esetünkben legcélszerübbnek tünt Challinor módszere [31], amelyet kissé módositott formában alkalmaztunk is.

A feladat lényegében a gyakran használt Navier-Stokes egyenlet alkalmazásával oldható meg:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + (\bar{U}\cdot\nabla)\bar{U} + 2\bar{\Omega}\times\bar{U} = \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\bar{U} + \frac{N_i}{N_n}\nu_{in}(\bar{V}-\bar{U}) - \frac{1}{\rho}\nabla\bar{p} + \bar{g}$$

ahol $\bar{U}$ a semleges szél sebessége, t az idő , $\bar{\Omega}$ a Föld rotációs sebessége, μ a molekuláris viszkozitási koefficiens, ρ a semleges sürüség, N_i az ionok és N_n a semleges részecskék koncentrációja, ν_{in} a semleges-ion részecskék közötti ütközések frekvenciája, $\bar{V}$ az ionsebesség, $\bar{g}$ a gravitációs gyorsulás, $\bar{p}$ a légköri nyomás.

Az egyenlet korrekt, elhanyagolások nélküli megoldása különböző nehézségeket támasztott volna. Ezért követtük a szerzők többségének eljárását [31, 54, 152, 191, 217] és az $(\bar{U}\nabla)\bar{U}$ inerciális tagot, valamint a viszkozitási közegellenállást elhanyagoltuk. Az idézett szerzők némelyike kimutatta, hogy ezek az elhanyagolások jogosak, mert ezek az erők a számitásba vetteknek csak néhány százalékát teszik ki.

Számitásainknál egy (R,Θ,Φ) geocentrikus szférikus koordinátarendszert használtunk, az origóval az északi sarkon, és déli ill. keleti tengelyirányitással. Ebben a rendszerben a két sebességkomponensre a következő egyenleteket kapjuk:

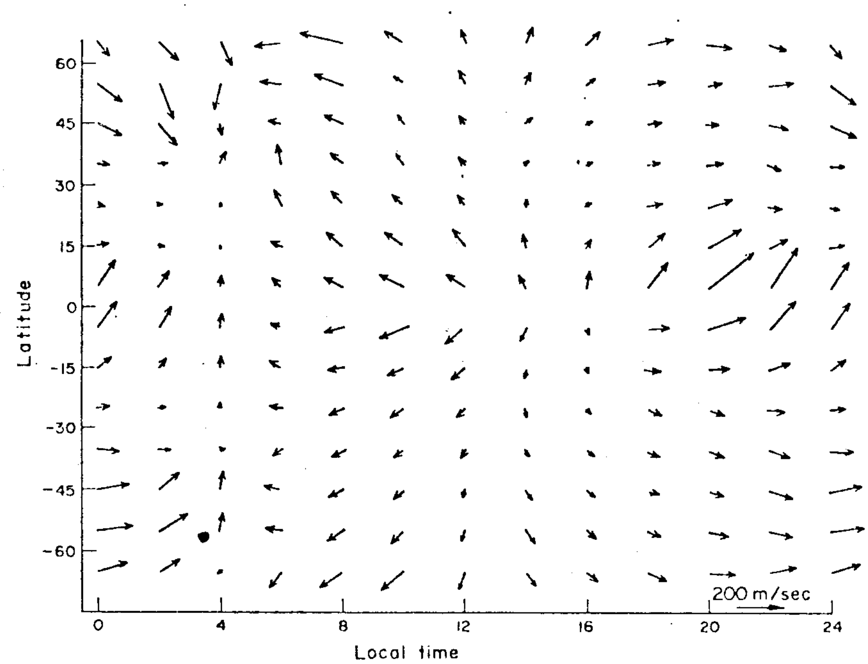
$$\Omega \frac{\partial U_\Theta}{\partial \Phi} = -\frac{1}{R}\frac{\partial p}{\partial \Theta} + 2\Omega U_\Phi \cos\Theta - (U_\Theta \sin^2 I - V_\Theta)/\tau$$

$$\Omega \frac{\partial U_\Phi}{\partial \Phi} = -\frac{1}{R\sin\Theta} \cdot \frac{\partial p}{\partial \Phi} + 2\Omega U_\Theta \cos\Theta - (U_\Phi - V_\Phi)/\tau$$

ahol Θ a pólustávolság, Φ a hosszuság, U_Θ és U_Φ a szélsebesség meghatározandó komponensei, V_Θ és V_Φ az ionsebesség komponensei, R a geocentrikus távolság, I a mágneses lehajlás szöge, τ egy időkonstans, amelyet Stubbe alapján [208] a $\tau = 1{,}74 \cdot 10^9/N_i$ összefüggés felhasználásával számitottunk, Nisbetnek a Penn State Ionospheric Modellben megadott elektronkoncentrációival [182]. A szükséges hőmérsékleti értékeket Waldteufel inkoherens szóródásból levezetett, tehát sürüségi modelltől független modelljéből [225] vettük. Végül a szükséges sürüségértékeket a megfigyelésből levezetett 12.000 saját adatunk közül választottuk ki [14].

Az egyenletrendszer megoldását egy kiválasztott szélességi kör mentén haladva végeztük, a Runge-Kutta-féle iterációs eljárással. A lépéshossz helyi időben 0,5 perc volt, és az első iterációk folyamán az $U = U = 0$ kezdőértékeket alkalmaztuk. Egy megoldást akkor tekintettünk kielégitőnek, ha egy adott pontra kapott sebességértékek két egymásutáni iterációnál kevesebbel tértek el egymástól, mint 1%. Ezt általában 3-6 iteráció után értük el, ekkor áttértünk a következő szélességi körre. Ilymódon $+65^\circ$-tól 10°-onként haladva -65°-ig, vagyis 12 szélességi körre elvégezve a számitásokat, egy globális szélmezőt nyertünk. A 65°-nál nagyobb szélességeket ki kellett hagynunk, mert sem az ionozsféra modell, sem a Waldteufel-féle hőmérsékleti modell nem érvényes nagyobb szélességeken, és a poláris vidékekhez tartozó sürüségértékeink is pontatlanabbak. A 4.20. ábrán bemutatjuk a kapott szélmezőt, amelynek legjellemzőbb vonásait a következőkben részletezzük.

A szélsebességek éjjel általában nagyobbak, mint nappal. A legnagyobb értékeket az egyenlitő közelében 19-24h helyi idő között, és a nagyobb szélességeken az éjszaka második felében találjuk, 250 m/s maximális értékekkel.



4.20. ábra

Szélmező ekvinokciumkor, 300 km magasságban

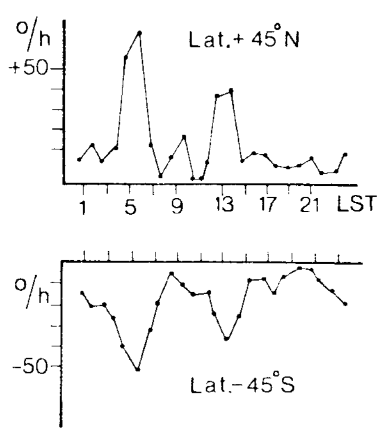
Ezzel szemben a legkisebb sebességeket a kisebb szélességeken találjuk, mégpedig az éjszaka második felében és 13-15h között.

A zonális komponens érdekes tulajdonsága, hogy minden szélességi körön naponta kétszer előjelet vált. Igy általában 4h és 13h között a zonális komponens iránya kelet-nyugati, a nap többi részében pedig forditott irányu. Ez részben magyarázhatja is, hogy King-Hele méréseiben mért teng tul a nyugat-kelet irányu szél.

A meridionális komponens viselkedését nem lehet egyszerüen jellemezni, de általánosságban igaz, hogy nappal /6h és 18h között/ mindegyik féltekén a saját pólusa felé irányul. Éjjel a kép bonyolultabb. Ekkor ui. a szél az északi féltekén a 2h - 5h és 35^{O}-40^{O}N koordináták által meghatározott terület felé irányul, mig a déli féltekéről egy erős, észak felé irányuló, transzekvatoriális szél jelentkezik, 150 m/s-ig terjedő sebességgel. Ez egyuttal az előző paragrafusban tárgyalt aszimmetria egyik jellegzetes megnyilvánulása. A szélmező még több, más vonatkozásban is aszimmetrikus. Igy pl. kereshetjük azokat a szélességeket, ahol a szél eltünik (sebessége 0 m/s). Azt találjuk, hogy ez az északi féltekén 20^{O}-nál, mig a délin 35^{O}-nál következik be /kb. 4h-nál/, ami 15^{O}-os szélességi aszimmetriát jelent.

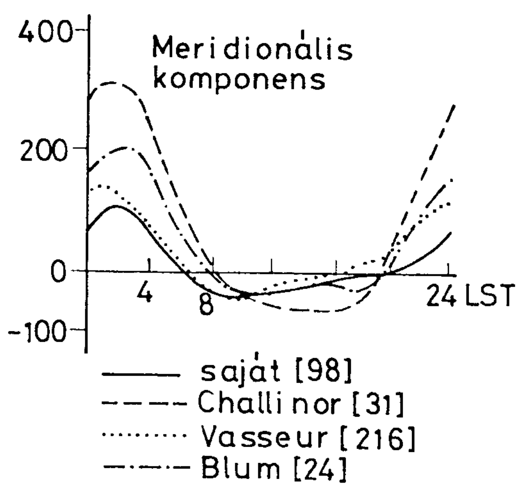
Nagyfoku aszimmetriát mutatnak az azonos északi és déli szélességeken kapott szélsebességek is, ami nyilván valamelyik, vagy mindkét komponens aszimmetriájának következménye. A komponensek viselkedését külön-külön tanulmányozva azt kaptuk, hogy 45° szélességig a zonális komponens /egy 20h körül mutatkozó csekély aszimmetriától eltekintve/ mindvégig szimmetrikus, tehát az aszimmetria ebben a szélességi tartományban a meridionális komponenstől származik. Nagyobb szélességeken az aszimmetria elsősorban az éjszaka második felében jelentkezik, de akkor mindkét komponensben jól kimutatható.

A nap folyamán a szélvektor iránya egy adott szélességen nem állandó. A szélvektor az északi féltekén /általában/ az óramutató járásával megegyező irányban rotál, a déli féltekén forditva. Tipikus esetként a 4.21. ábrán bemutatjuk a 45°-hoz tartozó rotációs sebesség alakulását a nap folyamán. Érdekes, hogy a szélvektor átlagos rotációs sebessége 10°/h, de éppen kis szélsebességek idején /napfelkelte és napnyugta előtt/ a vektor mintegy ötször gyorsabban rotál. Megjegyezzük, hogy kisebb északi szélességeken zavarok mutatkoznak a rotáció irányában : 0h - 9h között a rotációs sebesség abszolut értéke normális ugyan, de iránya az óramutató járásával ellentétes. Erre sem magyarázatot, sem az aszimmetriával összefüggő korrelációt nem találtunk.



4.21. ábra
A szélvektor rotációs sebessége

Szélmezőnk jellegzetességeinek ismertetése után eredményeinket más szerzőkével hasonlitjuk össze. Lényegesnek tartjuk, hogy a kapott széliranyok megfelelnek az elméletileg várhatóknak. Meridionális komponensünk pregnáns aszimmetriája teljes összhangban van Thuillier megfigyeléseivel: szélmezőnk konvergencia pontjának koordinátái /20°N és 4h/ megegyeznek a megfigyeltekkel [245]. Igy tehát szélmezőnk az elsők egyike, amely transzekvatoriális szelek kimutatásával egyezésbe került az egyenlitő környéki megfigyelésekkel. Eredményeinket megerősiti Harper megfigyelése is [58], amely szerint az éjszaka második felében a szélrendszer aszimmetrikus.



4.22. ábra

A meridionális komponens napi menete

A szélsebességek abszolut értékeinek összehasonlitása már sokkal nehezebb, mivel a módszertől függő elhanyagolások, szisztematikus hibák inkább az abszolut értékeket érintik, és nem az irányokat. Igy tehát az összehasonlitásnál gyakorlatilag csak nagyságrendi egyezések várhatók. De további nehézséget jelent az is, hogy nem ismertek nagy számban, vagy kiterjedten végzett megfigyelések, amelyek hasonló feltételek mellett történtek volna /ekvinokcium, 300 km/. Ennek ellenére megállapithattuk, hogy számitott szélsebességeink jó összhangban vannak Vasseur méréseivel [216, 217].

Modellekkel való összehasonlitásnak természetesen nincs akadálya, ezért a 4.22. ábrán példaképpen bemutatjuk a meridionális komponens napi menetét saját számitásaink és 3 másik modell alapján. Látható, hogy eredményeink elfogadható összhangban vannak más modellekkel. Eltérés főleg az éjszakai órákban mutatkozik, mint ahogy az fentiekből következik is. Az éjszakai eltérések egyik magyarázata kereshető a használt elektron-sürüség modellben is. Az eddigi megfigyelések alapján azonban nehezen lehetne eldönteni, hogy a kisebb vagy a nagyobb éjszakai értékek a helyesebbek-e.

Az eddig végzett szélszámitások azt mutatják, hogy a felsőlégköri szelek igen jelentékenyek, azokat a felsőlégkör dinamikájánál feltétlenül figyelembe kell venni. Sajnos, ezideig csak kevés, és főleg csak szporadikus megfigyelési anyag áll rendelkezésre, ami illuzórikussá teszi a modellezési kisérleteket. Ujabb szélmező számitások elvégzésének akkor lesz értelme, ha már bőségesen állnak rendelkezésre megfigyelt, és összehasonlitásra alkalmas adatok. Sajnos ma ettől még elég messze vagyunk.

4.8. A sürüségi skálamagasság

Láttuk a korábbiakban, hogy a felsőlégkör egyik alapvető paramétere a H sürüségi skálamagasság. A légkör fizikai tulajdonságait nem lehet kielégitően leirni a skálamagasság nélkül. Számos formulában szerepel, mint el nem hanyagolható paraméter.

Marov pl. nem értett egyet azzal a széles körben elterjedt gyakorlattal, hogy a sürüségnek megfigyelt fékeződésből való meghatározásánál olyan formula kerüljön használatra, amely az ismeretlen H skálamagasságot is tartalmazza. Ő ehelyett inkább Lidov egyszerüsitett formulájával dolgozott [167], amely ρ helyett annak $\sqrt{H}$ -szorosát adja meg:

$$\rho\sqrt{H} = -\frac{2}{3H}\,\frac{1-e}{1+e}\sqrt{\frac{e}{2\pi r_p(1+e)}}\;\frac{1}{P}\,\frac{dP}{dN} \quad .$$

ahol a korábban alkalmazott jelölések szerepelnek. A kapott $\rho\sqrt{H}$ értékeket Marov a helyi idő függvényében ábrázolta és a perigeumcsökkenésből, valamint a napszakos effektus maximális és minimális sürüségének arányából meghatározta H értékét:

$$H = \frac{\Delta h}{\rho_1\sqrt{H}/\rho_2\sqrt{H}}$$

A módszer kissé nehézkes és pontatlan, nem is terjedt el. Bár az is igaz, hogy eddig nagyon kevés publikáció foglalkozott H meghatározásával, ami bizonyára összefügg az ezzel kapcsolatos nehézségekkel [53].

Hosszu éveken keresztül H meghatározása szinte kizárólag King-Hele és Walker [248] formulája alapján történt [170]. Ők ui. levezették, hogy a légköri fékeződés hatására bekövetkező perigeumcsökkenés a következő alakban irható fel:

$$\dot{Q} = -\frac{H_1}{3e}\cdot\frac{\dot{n}}{n}\,\left(1-2e + \frac{H_1}{4ae} - \frac{0{,}0067}{e}\sin^2 i\cos\cdot 2\omega\right)$$

ahol $Q = a(1-e)$ a perigeum rádiuszvektora, és $a, e, i, \omega, n, \dot{n}$ pályaelemek. H_1 a sürüségi skálamagasság, amely azonban nem a perigeum magasságára, hanem a $z = h_p + 1{,}5\ H_p$ magasságra vonatkozik. Itt h_p a perigeummagasság, és H_p a hozzátartozó skálamagasság értéke.

King-Hele gyakran használta ezt a formulát H-értékek meghatározására, de módszerét nem publikálta, csupán felhivta a figyelmet arra, hogy a megadott összefüggés kizárólag a közegellenállás hatására bekövetkező perigeumcsökkenést tartalmazza, tehát a geopotenciál zonális harmonikusainak hatását és a luniszoláris perturbációkat Q-ból először redukálni kell. A fenti formula alapján H meghatározására kifejlesztett saját módszerünk [97] a következőkből áll. Kifejezve a meghatározandó H_1-et, a következő összefüggést kapjuk:

$$H_1 = P \pm \sqrt{P^2-D}$$

ahol:

$$P = 2ae \left(2e + \frac{0{,}0067}{e} \sin^2 i \cdot \cos 2\omega - 1\right)$$

$$D = 12\, ae^2 \dot{r}\, \frac{n}{\dot{n}}$$

A feladat megoldása nyilván a pályaelemek meghatározásával kezdődik, majd az emlitett perturbációk redukálásával folytatódik /numerikus integrálással/. A perturbációk a pályától függően 5-15 km-t is kitehetnek, tehát általában nem hanyagolhatók el.

Probléma jelentkezik $\dot{Q}$ kiszámitásánál, hiszen azt kénytelenek vagyunk mint differenciahányadost meghatározni. Mivel azonban Q meghatározásának pontossága a pályától és a megfigyelésektől függően km nagyságrendü, a differenciahányadost olyan nagy időintervallumból kell kiszámitani, amely alatt a perigeum magassága legalább néhány km-t változott. Ez gyakorlatilag átlagosan több hetes intervallumokat jelenthet. Ezalatt azonban a többi pályaelem is jelentékenyen változik, ezért célszerü a pályaelemeknek a szóbanforgó intervallumhoz tartozó közepes értékeit venni, és ezeket az intervallum közepéhez, mint epochához rendelni.

Az eddig vázolt eljárással tehát általában néhány H értéket kapunk egy hosszabb időintervallum alatt. Még meghatározandó az a z magasság, amelyhez az egyes értékek tartoznak. Általánosságban:

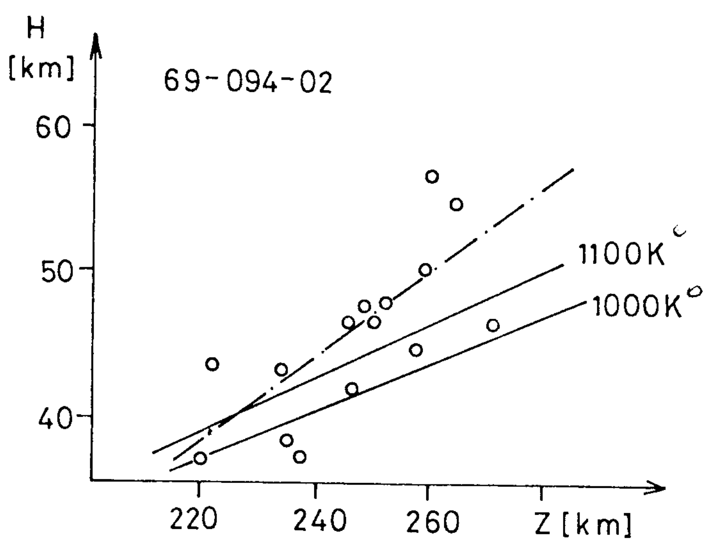
$$z = h_p + 1{,}5 \cdot H_p$$

ahol H_p értékét nem ismerjük. Fennáll azonban: $H_1 = (1 + 1{,}5 \cdot dH/dz)$. Feltételezve, hogy legalább két H értékünk van a sorozatban, az ismeretlen dH/dz gradiens helyett az ismert dH/dQ-val kapunk kezdőértéket H_p-re, amelylyel egy második itarációban, most már dH/dz értékkel számolva, megkapjuk a

H_1-hez tartozó z értéket. Megjegyezzük, hogy dH/dz átlagos viszonyok mellett 0,05-0,25 km/km és kvázilineárisan változik a magassággal, ugyanakkor időben is csak lassan változik /a naptevékenység 11 éves komponensével/. Igy egy sorozat feldolgozása során nem minden esetben kell külön-külön dH/dz értékeket meghatározni.

Az eddigiekből nyilvénvaló, hogy a perigeummagasság csökkenéséből meghatározott H értékek hosszabb időintervallumok középértékének tekinthetők. Segitségükkel képet kaphatunk a skálamagasság magasságfüggéséről, de időbeli változások csak hosszabb távon vezethetők le. Ennek ellenére King-Hele és csoportja, minden olyan esetben, amikor az lehetséges volt, a perigeumcsökkenésből H értékeket vezettek le, és igy tettünk mi magunk is.

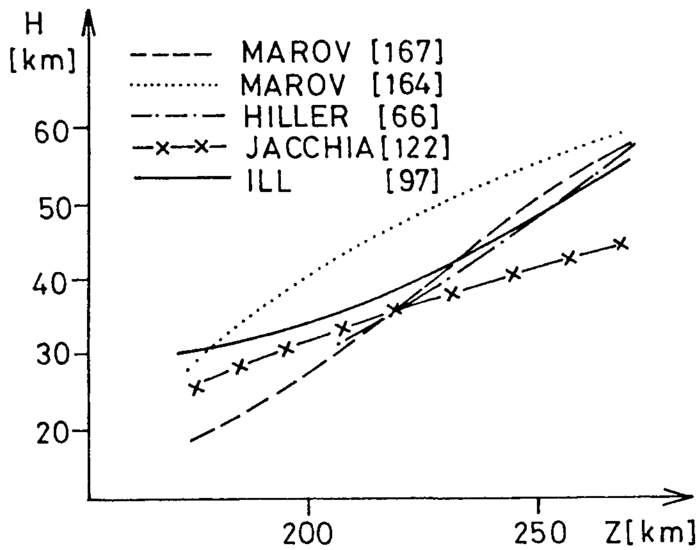
Szemléltetésként a 4.23. ábrán bemutatjuk a 69-094-02 hold fékeződési adataiból általunk levezetett skálamagasságokat [104]. A többhónapos intervallumot átfogó anyagból összesen 15 skálamagasságot sikerült kiszámitanunk. Ezalatt az exoszférikus hőmérséklet 1000-1200 K között ingadozott. Összehasonlításképpen e két hőmérséklethez tartozó, a J-71 modell által adott magasságfüggést is bemutatjuk. Kapott pontjainkat a legkisebb négyzetek módszere szerint egyenlitettük ki. Látható, hogy az adatok szórása az egyeneshez képest általában kisebb 10%-nál / két kivétellel/. Ugy tünik, hogy a J-71-től való eltérés 200-240 km között elfogadható. Azonban, mig a modellbeli gradiens dH/dz = 0,19, addig saját méréseinkből 0,26 adódik, s ennek következtében pl. 300 km-nél az eltérések már tekintélyesek.



4.23. ábra

A skálamagasság magasságfüggése

Éppen emiatt több, különböző magasságban keringő hold fékeződési adatai alapján előállitottuk H magassági profilját a 160-300 km-es tartományban, és a kapott eredményeket más szerzők adataival hasonlitottuk össze /4.24. ábra/ Jól látható, hogy mig saját méréseink kisebb magasságban jó összhangban vannak



4.24. ábra

H magassági profilja

a J-71 modellel, addig 230 km-től felfelé ismét jelentkezik a modellbelinél lényegesen nagyobb gradiens, ezuttal azonban Hiller [66] és Marov [167] eredményei is a mi megállapitásunkat igazolják. Ezek alapján várható, hogy 300-400 km között a megfigyelésekből számitandó skálamagasságok esetleg komoly mértékben el fognak térni a modelltől. Még megjegyezzük, hogy Marov egyik görbéje 1958-ból [164], a másik 1962-64-ből származik, igy a jól észrevehető különbség egyik oka minden bizonnyal a megváltozott naptevékenység ($H = kT/Mg$ alapján).

Páratlan, és alapjaiban más lehetőség adódott számunkra, amikor a francia C.E.R.G.A. lehetővé tette, hogy a D-5B francia mühold fedélzetén elhelyezett CACTUS akcelerométer méréseiből kapott sokszázezer sürüségadatot elemezzem, ill. megkiséreljem azokból sürüségi skálamagasságok számitását. Minthogy a fedélzeti mérések 2,8 s-ként történtek, az akcelerométeres adatoknak igen jó az időbeli és térbeli felbontása, igy már eleve tudni lehetett, hogy az anyag kiválóan alkalmas időbeli változások tanulmányozására.

Pontossági megfonotolások alapján célszrünek látszott, hogy az elemzéseknél a perigeum /kb. 270 km/ és 400 km közötti magassági intervallumhoz tartozó adatokat használjuk. A sürüségi adatok pontossága ui. a magassággal csökken, de 400 km-nél még jobb 3%-nál [17].

Természetesen itt teljesen más volt a helyzet, mint a fékeződésből kapott adatoknál, hiszen itt nem iránymérésekből, hanem sürüségekből /és hozzájuk tartozó pályaelemekből/ kellett kiindulni, vagyis teljesen uj eljárást kellett kidolgoznom. Bizonyos megfontolások alapján kinálkozott a lehetőség, hogy H egyik definiciója szolgáljon értékének meghatározására:

$$H = -(z_1-z_2)/\ln(\rho_1/\rho_2)$$

vagyis elvileg két magasságból és a hozzátartozó sürüségekből meghatározható H értéke. Az uj módszer kialakitásánál figyelembe kellett venni, hogy az egyes adatoknak időnként jelentékeny szórása is lehet, és a kiválasztott két adat ellentétes értelmü szórása igen kedvezőtlenül hathat H értékére. Ezért egyrészt a gép a relativ hiba korlátozására a majd részletezendő számitást csak akkor végezte el, ha a $|z_1-z_2|>8$ km és a $|\rho_1-\rho_2|>0{,}4\cdot\rho_1$ feltételek teljesültek. Másrészt célszerünek látszott olyan eljárást kidolgozni, a mely a végleges számitás előtt /a szórás csökkentésére/ kissé simitja az adatokat egy iterációs eljárás folyamán. Végül, a módszer kialakitásánál azt is figyelembe kellett venni, hogy H a magassággal változik, igy egyetlen H érték kiszámitása nem történhet tul nagy magassági intervallumból származó adatokkal. Mindezek alapján a CDC-7600 gépre készült programunk a feladatot a következőképpen oldja meg [103]. Álljon rendelkezésünkre a mikroakcelerométer által mért $\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_j$ adatsor, a hozzátartozó z_1, z_2, ... z_j magasságokkal. A kiválasztott intervallumban a hold egy átlagos vonulásánál $j > 100$. Az első hat adatból meghatározzuk H-nak a z_1-z_2, z_1-z_3, ..., z_1-z_6 intervallumokhoz tartozó kezdőértékeit. Ezek még viszonylag pontatlanok, és mivel a z_1-z_6 intervallum elég kicsiny, megelégszünk a kapott skálamagasságok átlagértékével. Ezt azonban az esetleges nagyobb szórás miatt nem számtani középként, hanem a legkisebb négyzetek módszerével határozzuk meg, a $\Delta z = H(1)\cdot(\ln\rho_1/\rho_2)$ összefüggés kiegyenlitésével, az egyenes iránytangenseként.

Az igy kapott H(1) segitségével, a megfigyelt ρ_1 sürüség és a $z_1, z_2, \ldots, z_6$ magasságok felhasználásával "elméleti" sürüségértékeket számithatunk. A szereplő kis magassági intervallumban a legegyszerübb, szférikus légköri modell teljesen megfelel, ekkor a következő formula használható:

$$\rho(1)_i = \rho_1\cdot\exp(z_1-z_i)/H(1) \qquad (i = 1, \ldots, 6)$$

Ha a számitásnál használt skálamagasság jó lett volna, akkor az észlelt sürüségértékeket kellett volna visszakapnunk /a szórástól eltekintve/. Igy azonban az észleléshez képest O-C-különbségek lépnek fel:

$$\Delta\rho(1)_1 = \rho_1-\rho(1)_1, \quad \Delta\rho(1)_2 = \rho_2-\rho(1)_2, \quad \ldots, \quad \Delta\rho(1)_6 = \rho_6-\rho(1)_6.$$

Ezekez az O-C-értékeket egy egyenessel kiegyenlitjük /bár a programban megtörténik a másodfoku görbével való kiegyenlités is, de a gép kivétel nélkül mindig az elsőfoku kiegyenlitést választotta, mint jobbat/. A kiegyenlitésből olyan, viszonylag kicsiny $\Delta\rho(2)_i$ korrekciókat nyerünk, amelyeket az eredeti ρ_i sürüségértékekhez adunk. Az igy javitott $\rho(2)_i$ sürüségértékekkel minden z_1-z_2, z_1-z_3, ..., z_1-z_6 intervallumhoz uj skálamagasságot számitunk: $H(2)_1$, $H(2)_2$, ..., $H(2)_5$.Ezeket már nem közepeljük a teljes intervallumon, hanem értéküket egy lineáris kiegyenlitéssel finomitjuk, majd ellenőrzésképpen az igy nyert $H(3)_i$ értékekkel ismét kiszámitjuk az "elméleti" sürüségértékeket: $\rho(3)_1$, $\rho(3)_2$, ..., $\rho(3)_6$. Ha a kapott $\rho(3)_i$ értékek eltérése az eredeti ρ_i sürüségértékektől kisebb 1%-nál, akkor az utoljára kapott $H(3)_i$ skálamagasságokat elfogadjuk. Amennyiben az eltérés nagyobb, a skálamagasságokat még javitani kell. Ez ugy történik, hogy a $\rho(3)_i-\rho_i$ különbségeket lineárisan kiegyenlitjük és a kapott /általában igem csekély/ korrekciók figyelembevételével számitjuk ki a végső $H(4)_i$ értékeket. Ellenőrzésképpen természetesen a $H(4)_i$ értékekkel is kiszámitjuk a sürüségeket, bár a második iteráció után az esetek 99,5%-ában ezek a $\rho(4)_i$ sürüségek 1%-nál kevesebbel térnek el az észlelt ρ_i sürüségektől. Ezért a programot ugy készitettük, hogy itt befejezettnek tekintjük az első 6 adatból történt számitást.

A továbbiakban elhagyjuk az első 2 sürüség /+magasság/ adatot, és a soronkövetkezőkből hozzáveszünk 2 ujabbat, majd elölről kezdjük a számitás menetét. Ilymódon vonulásonként a 290-400 km-es intervallumban általában 80-120 skálamagassági értéket kaphatunk. Modellbeli értékekkel végzett számitásaink azt mutatják, hogy egy-egy H-érték a kiszámitásánál szereplő magassági intervallum közepéhez rendelhető /0,5 km-nél kisebb hibával/.

Mivel a sokezer vonulásból számitható H-értékek egyedileg elég nehezen kezelhetők, a kapott skálamagasságokból vonulásonként egy-egy vertikális profilt készitettünk. Gyakorlati okok miatt profiljaink 290 km-nél kezdődnek és 5 km-ként megadott 21 értékkel 390 km-en végződnek. Azonban, ha profiljainkat a leirt módon számitottuk volna, ugy azok csak pszeudo-vertikális profilok lennének, ami használhatóságukat kedvezőtlenül befolyásolná. A mühold ui. mérés közben nemcsak magasságát változtatta, de minden egyen mérés más-más helyi idejü pontról származik. Két mérési pont közötti helyi idő-különbség csak 1-2 percet tesz ki, ami a sürüségértékeket általában csak tized százalékokkal voltoztatja meg. Azonban olyan esetekben, amikor a napszakos effektus hőmérsékleti gradiense nagy /délelőtt, és főleg délután/, az eltérés több százalékot is kitehet.

Éppen ezért, fenti számitások elvégzése előtt egy-egy vonulás minden sürüségadatát a 340 km-hez /a profil közepéhez/ tartozó helyi időre redukáltuk a CIRA-72 modell felhasználásával /a korrekció oly csekély, hogy bármely modell megfelelt volna/. A sürüség korrekciója nyilván legnagyobb a profil két végénél /290 km-nél és 390 km-nél/, és a közepéhez közeledve egyre kisebbé válik. Maga a korrekció inkább elvi, mint gyakorlati jelentőségü, segitségével azonban elértük, hogy profiljaink valóban vertikális profiloknak tekinthetők.

A fentiekben vázolt módon feldolgoztuk a D-5B teljes anyagát, amely 1975. nyarától 1978. tavaszáig terjed. Mivel félévenként általában kb. 2000 profilt készitettünk, igy összesen mintegy 10.000 skálamagassági profil áll rendelkezésünkre. Elemzésünk megkönnyitésére minden profilt a számitógéppel fel is rajzoltattunk, feltüntetve a DTM-modell által [16] ugyanazokra a viszonyokra adott "elméleti" profilt is. Ezek a profilok az adott viszonyok között /geomágneses szempontból nyugodt napokon/ kvázi-egyenesek, igen csekély görbülettel. Statisztikai vizsgálataink szerint a nyugodt napokon kapott profiljainknak mintegy 30%-ánál az elméleti profiloktól való eltérés kisebb volt 10%-nál. Ezen kivül gyakran kaptunk olyan profilokat is, amelyek az elméletihez hasonló "görbitett-egyenesszakasz" alakot mutatták ugyan, de hajlásszögük az elméletinél kisebb, vagy nagyobb volt. A laposabb profil fizikai szempontból azt jelenti, hogy a felsőlégkör izopiknikus rétegei sürübben /egymáshoz közelebb/ helyezkednek el, mint ahogy azt a modell előirná; a meredekebb profil az ellenkezőjét jelenti. Az ilyen profilok viszonylag ritkán figyelhetők meg két egymásutáni vonulás folyamán, igy valószinüleg nem tul stabil képződmények. Általában az alább részletezendő profildeformációk "bevezetéseként" jelentkeznek ezek az eltérő hajlásszögü, de még normális alakul profilok /l. a 4.25. ábra legelső profilját/.

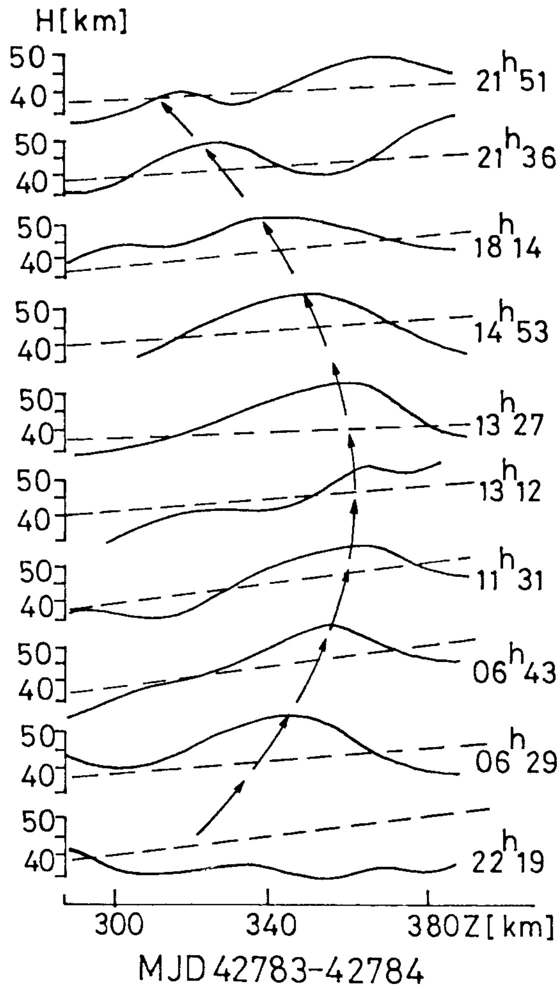
Kétségtelen, hogy skálamagassági profiljaink egyik legfőbb értéke a kiváló időbeli felbontás. A számitásoknál használt közepelési eljárás következtében a felbontás romlott ugyan, de még igy is a profil egy adott pontjának időfelbontása kb. percrendü, vagyis mintegy 1000-szer jobb, mint a perigeumcsökkenésből levezetett adatoknál. Igy tehát profiljaink kiválóan alkalmasak a skálamagasság időbeli változásainak tanulmányozására is.

Legtöbb profilunknak érdekes vonása, hogy lényegesen eltér a modellbeli "egyenes"-től: helyi maximumok és minimumok jelentkeznek, amelyeket profildeformációknak fogunk nevezni [103], igen gyakori eset, hogy a profildeformációk több egymásutáni vonulás profiljain felismerhetők, követhetők. Ebből következik, hogy lényegében globális jelenségről van szó, hiszen az egymást követő vonulások mérései mindig más és más földrajzi hosszuság fölött történtek; ha tehát a jelenség több hosszuságon is mutatkozik, akkor kiterjedt, globális. A profildeformációk általában vándorolnak a profil mentén, vagyis a zavarok magassága időben változik. Néha azonban egy adott profildeformáció hosszabb időn keresztül /10-20 óra hosszat!/ megmarad, ugyanabban a magasságban, lassan növekvő, majd az eltünésig csökkenő amplitudóval.

A 4.25. ábrán bemutatunk egy példát a lefelé terjedő profildeformációkra /szaggatott vonallal adjuk meg a DTM-modell segitségével ugyanazokra a körülményekre számitott profilt/. Amint látjuk /legalul/, 22h tájban profilunk csaknem egyenes, enyhe hullámzással, de feltünő, hogy meredeksége lényegesen kisebb, mint a modellbeli profilé. Következő reggel fél hét tájban már van egy lokális maximumunk, kb. 335 km magasságban. Ez a maximum lassan eltolódik a nagyobb magasságok felé, 13h tájban már 355 km magasságban van, ahonnan lassan elkezd lefelé vándorolni, mialatt amplitudója fokozatosan csökken. Este fél tizkor már 320 km-en van, fél óra mulva pedig már szinte nyoma veszett.

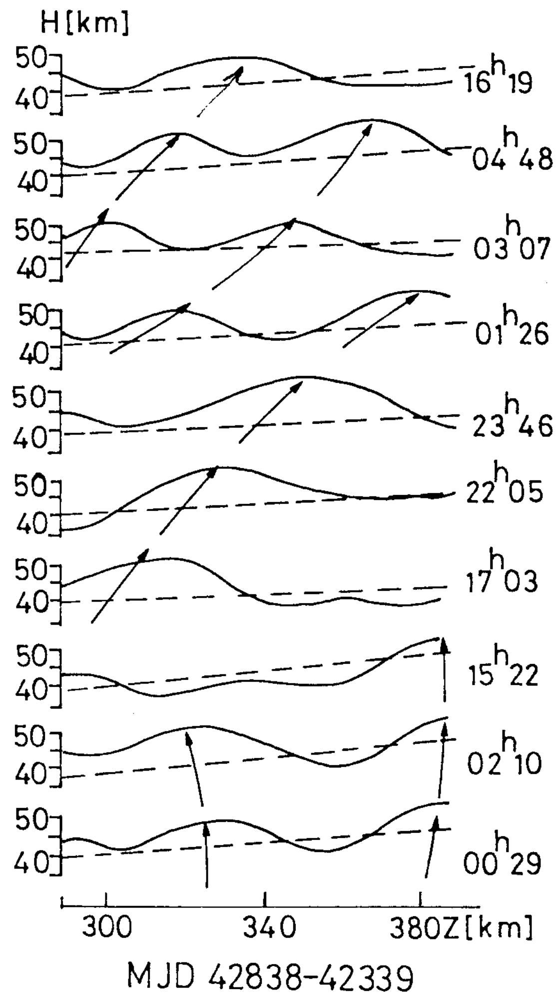
Egy másik példát mutatunk be a 4.26. ábrán, ahol az első profilokon /az éjfél utáni órákban/ 330 km és 385 km magasságban látunk egy-egy deformációt. Ezek azonban a délutáni órákra eltünnek, de 17 órakor feltünik 310 km-en egy ujabb deformáció, amely fokozatosan vándorol a nagyobb magasságok felé: hajnal felé már magasabban lehet, mint profiljaink határa /390 km/. De ezzel párhuzamosan ujabb és ujabb profildeformációk lépnek fel, amelyek szintén felfelé terjednek.

A profildeformációk létezésének realizálását igazolja az a tény is, hogy minden egyes profil független az összes többitől /a számitás módját is figyelembe véve/, és ennek ellenére profilok egymásutáni sorozatán megtalálhatók a deformációk. Ha figyelembe vesszük, hogy a deformációk nem a bemutatott két esetben, hanem profilok ezrein /!/ jelentkeznek, akkor a profildeformációkat



4.25. ábra

Lefelé terjedő profildeformáció

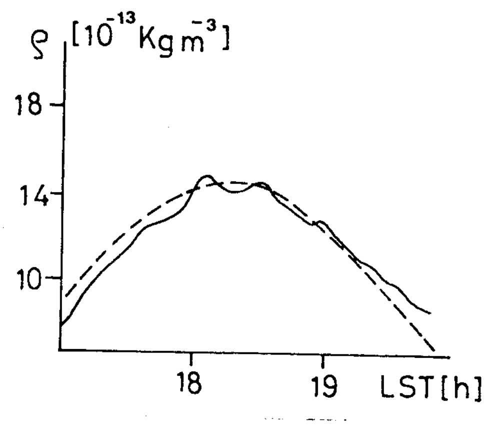


4.26. ábra

Felfelé terjedő profildeformáció

a felsőlégkör jellegzetes vonásának kell tartanunk. Ugy is lehetne mondani, hogy a pontosabb mérésekkel /pl. akcelerométerekkel/ többizben kimutatott légköri perturbációk, a "gravity waves" skálamagassági megfelelőjéről van szó [162, 163].

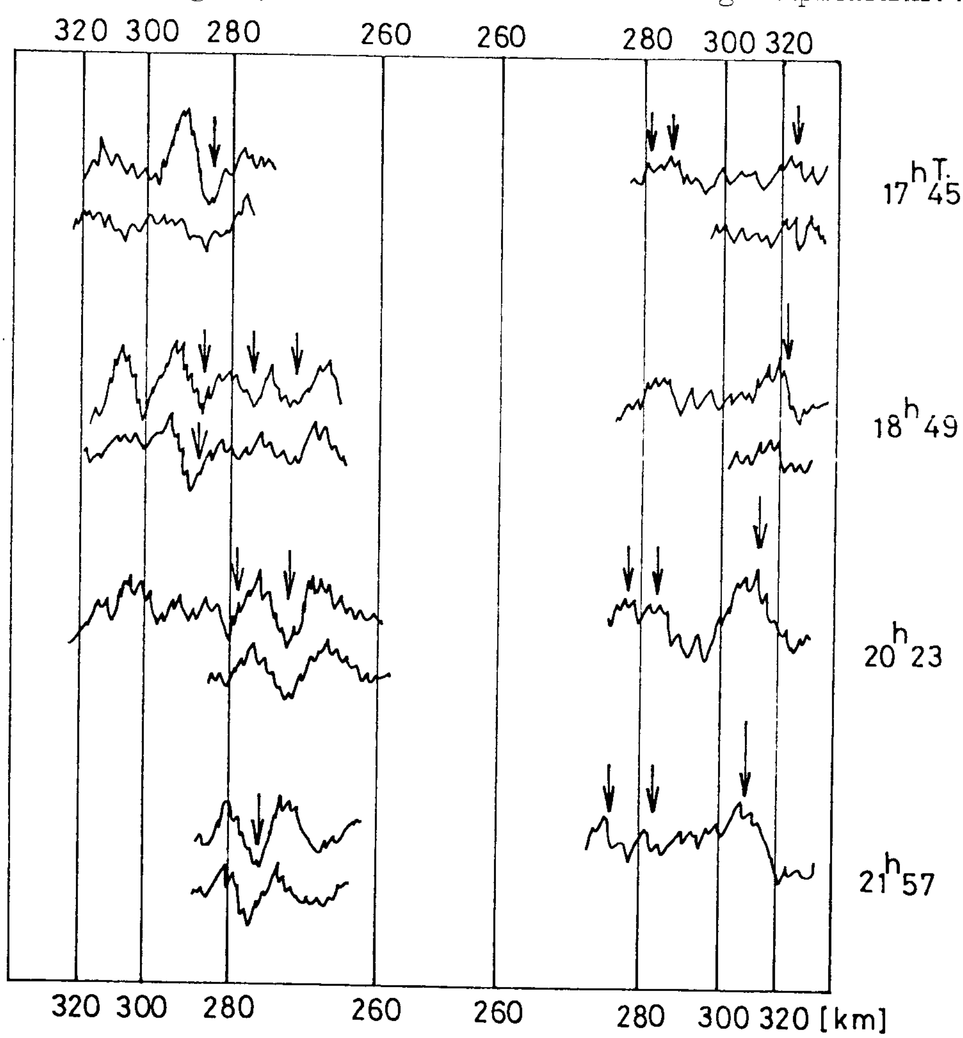
Megemlitjük, hogy tőlünk függetlenül egy francia kutató is felfigyelt arra, hogy a nagypontosságu akcelerométeres sürüség-adatsoroknak gyakran van hullámzó jellege. Villian [249] számos példája közül a 4.27. ábrán bemutatunk egyet /szaggatott vonal jelzi a sürüség menetét a DTM-modell szerint/. Jól látható az is, hogy a sürüségi görbe meredeksége hol nagyobb, hol kisebb a modellbelinél, ahogy ezt a profiljainkkal kapcsolatban is jeleztük.



4.27. ábra

A sürüség hullámszerü változása

Sajnos, szerzők ritkán közölnek hosszabb adatsorokat, amelyből az általunk bemutatotthoz hasonló légköri jelenségek kimutathatók volnának. Mégis sikerült egy kétségbevonhatatlan esetet találnom Prölls és von Zahn egyik adatsorában [250]. Az ESRO-4 in situ méréseinél (N_2,O) olyan helyi maximumok-minimumok jelentkeznek, amelyek az egymásutáni vonulások folyamán magasságban vándorolnak, és amelyeket a szerzők is mint "travelling atmospheric disturbances" azonositanak. A 4.28. ábrán fentről lefelé haladva következnek 4 egymásutáni vonulás mérési eredményei /a felső görbe mindig N_2, az alsó O/. Az eltolódás megállapitásának megkönnyitésére az ábrán végig meghuztuk a magassági vonalakat, és nyilakkal jeleztük azokat az alakzatokat, amelyeknek eltolódása felismerhető.

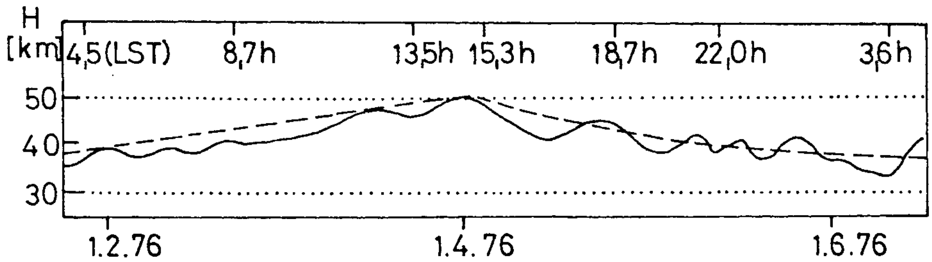


4.28. ábra

Magasságban eltolódó légköri perturbációk

Ugy véljük, hogy az általunk kimutatott profildeformációk azért is lényegesek, mert hozzájárulnak a modellek által sugallt stacionárius kép megváltoztatásához, ugyanugy, mint a geomágneses effektus kapcsán a globális cirkulációhoz kapcsolódó jelenségek.

A gazdag skálamagassági anyagunk lehetővé tette azt is, hogy vizsgáljuk a H időbeli változását egy kiválasztott magasságban [105]. Az azonos vonások felderitése érdekében szimultán öt különböző magasságban végeztük vizsgálatainkat. Szemléltetésként bemutatjuk H változását 320 km magasságban kb. egy fél év folyamán, ami helyi időben mintegy 24 órának felelt meg /4.29. ábra/. Az ábrán a mért értékek 20 ponton át csuszó közepeléssel kapott görbéit mutatjuk be a CIRA-72 modellel való összehasonlithatóság érdekében.

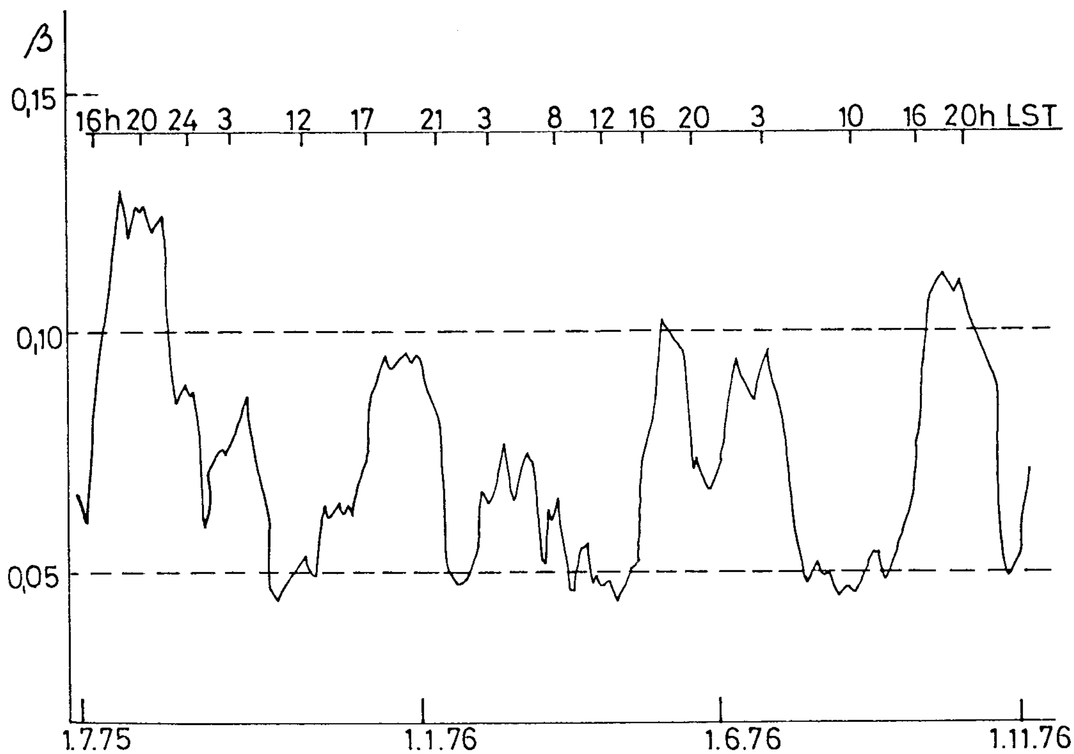


4.29. ábra

A H változása a helyi idő függvényében

Általánosságban megállapitható, hogy meglehetősen jó a modellel való egyezés. Az eltérések általában nem haladják meg a 20%-ot. A görbék legjellemzőbb vonása egy hosszuperiódusu változás, amely könnyen azonositható a napszakos effektussal. A görbéken a maximum/minimum arányok 1,28-1,52 között változnak, vagyis mintegy 15%-kal magasabbak a modellbelieknél. Jellegzetessége a görbéknek az is, hogy naplemente táján kezdődik egy erős unduláció, amely csak éjfél után ér véget. Ehhez járul még hozzá az az éjszakai másodlagos maximum is, amelyet a napszakos effektussal kapcsolatban már emlitettünk. Sajnos jelenlegi modelljeink az energiaviszonyok éjszakai alakulásáról /geomágnesesen nyugodt időszakban!/ szinte semmit sem mondanak, igy az emlitett jelenségek magyarázatával is még várnunk kell. Mindezek a vizsgálatok azonban kétségtelenné teszik, hogy az EUV-sugárzás nem lehet az egyetlen energiaforrás, amelyből a felsőlégkör táplálkozik.

Az eddigi vizsgálatokból nyilvánvalóvá vált, hogy a sürüségi skálamagasság nagy mértékben változó. Éppen ezért érdekes és főleg hasznos volna gradiensének viselkedését ismerni. Sajnos, erre vonatkozó irodalom szinte nem is létezik. A $\beta = dH/dz$ tanulmányozása akkor lenne könnyü, ha volna analitikus kifejezésünk a hőmérséklet vertikális eloszlására a termoszférában. Ennek hiányában a gradienst mint differenciahányadost vizsgáltuk. A 340 km magasságra kapott eredményeinket a 4.30. ábrán mutatjuk be.



4.30. ábra *A skálamagassági gradiens változásai*

Mások elméleti számitásai szerint [11, 148] csak annyit tudtunk megállapitani, hogy a mi adott viszonyaink között a gradiens átlagos értéke 0,05-0,09 és a nappali értékek nagyobbak az éjszakaiaknál.

Az ábránkról megállapitható, hogy a helyzet ennél komplikáltabb. Bár a modellbeli átlagérték tényleg jó egyezésben van a megfigyelttel, a napi változás távolról sem adható meg egy szinuszos görbével. Amint látható, 17-21 h helyi idő között mindig található egy fő-maximum, mig a főminimum 10-14 h óra között jelentkezik. Szélsőértékek szempontjából β tehát éppen ellenkezőleg viselkedik, mint ahogy a modell szerint kellene. Érdekes, hogy 3 h tájban mindig jelentkezik egy másodlagos maximum is.

Skálamagassági vizsgálataink lezárásaképpen még megemlitjük, hogy ezzel a paraméterrel kiterjedten lehet hőmérsékletváltozásokat is vizsgálni /mint ahogy mi is tettük/, és a geomágneses effektus jelenségei is elemezhetők vele. Az sem utolsó szempont, hogy a számos formulában szereplő H skálamagasság értékét éppen az ilyen vizsgálatokkal lehet pontositani.

5. §. A TERMOSZFÉRA UJABB MODELLJEI

Értekezésünk befejező részében szeretnénk azzal a kérdéssel foglalkozni, hogy a felsőlégköri kutatások eredményei hogyan tükröződnek az utóbbi évek modelljeiben. Egy évtizeddel ezelőtt könnyü lett volna egy részletes helyzetképet rajzolni, hiszen a 70-es évekig - egy kis tulzással - a Jacchia-modellek hierarchiájáról lehetett beszélni, főleg, ha figyelembe vesszük, hogy végeredményben a CIRA-modellek /és bizonyos fokig az U.S. Standard Atomosphere modellek is/ nagyrészt az ő eredményeit és koncepcióját tükrözték.

Azóta megváltozott a helyzet. A felsőlégkör, ezen belül főleg a termoszféra kutatása nagyon fellendült azáltal, hogy a holdak fékeződési adatai mellett nagy mennyiségben váltak hozzáférhetővé a legkülönbözőbb technikával végzett in situ mérések eredményei és az inkoherens szóródásból nyert /elsősorban hőmérsékleti/ adatok. Ugyanakkor a számitástechnika már annyira kifejlődött és elterjedt, hogy még kisebb kutatóhelyeken is kialakultak a nagytömegü adatfeldolgozáshoz szükséges feltételek. Mindez azt eredményezte, hogy ma már a termoszféra modelljeinek részletes ismertetése külön tanulmányt igényelne. Igy értekezésünkben terjedelmi okok miatt sem vállalkozhatunk minden modell ismertetésére, és csupán az utolsó évtizednek azokkal a modelljeivel foglalkozunk, amelyek alkalmasak az eredmények és problémák jelenlegi helyzetének bemutatására.

A ma létező modellek számáról és jellegéről legkönnyebben egy táblázatos felsorolás keretében kaphatunk képet. A Jacchia-tipusu modelleket nagy részletességgel ismertette Almár Iván a doktori disszertációjában [7], igy azokat - noha ma is használatban vannak - nem vesszük be a felsorolásba. Felsorolásunkban /egy kivétellel/ olyan modelleket szerepeltetünk, amelyeknél a modellezéshez azonos matematikai apparátust, szférikus harmonikusok sorozatát használták /a módszert később ismertetjük/. A szereplő modellek másik jellegzetessége, hogy általában nem, vagy nem csupán fékeződéses adatokat használtak készitésüknél. Ez utóbbi szempont miatt kapott helyet a J-77 modell is, noha nem gömbfüggvényeket használ.

Az in situ méréseket az alábbi holdakon elhelyezett müszerekkel nyerték: OGO-6, ESRO-4, San-Marco-3, Aeros-A, Aeros-B, AE-B, AE-C, AE-E, Ariel-3. A modellekhez használt inkoherens szóródási méréseket 4 földi állomáson végezték: Arecibo, Jicamarca, Millstone Hill, St. Santin. E mérésekre történő utalásoknál az IS röviditést használjuk, fékeződéses adatoknál: DR, interferométeres méréseknél: IF. A táblázatban a T_{ex} röviditès mellett zárójelben jelezzük, hogy az exoszférikus hőmérsékletet mely légköri komponens profiljából, vagy milyen technikával határozták meg. Minden modellnél csak az elsőnek feltüntetett szerző nevét adjuk meg, a publikálás évével és saját irodalmi jegyzékünk hivatkozási számával. Ezen kivül utalunk rá, hogy milyen eredetü paraméterekből kiindulva, a modell milyen paramétereket ad meg, vagy hogy a modell milyen változást tartalmaz egy korábbi modellhez képest.

Fentiek alapján az alábbi modelleket kivánjuk megemliteni:

1. OGO-6 modell Hedin et al., 1974, [61] semleges tömegspektrométeres adatokból: $T_{ex}(N_2)$, N_2, O, He
2. J-77 modell /Jacchia, 1977, [128]/ holdak fékeződéséből és spektrométeres adatokból: T_{ex}(DR), Ar, N_2, O_2, O, N, He, H. Hosszusági effektus bevezetése a geomágneses effektusnál.
3. MSIS modell Hedin et al., 1977, [63] semleges és ion tömegspektrométeres adatokból, IS-mérésekből: $T_{ex}(N_2)$, T_{ex}(IS), Ar, N_2, O_2, O, He, H.
4. M-1 modell Thuillier et al., 1977, [212] fedélzeti Fabry-Perot interferométeres mérésekből : T_{ex} (IF)
5. M-2 modell Thuillier et al., 1977, [211] az M-1-nél használt adatokat IS-mérésekkel kombinálva: T_{ex}(IS,IF).
6. ESRO-4 modell von Zahn et al., 1977, [230] fedélzeti gázanalizátor adataiból: T_{ex}(Ar), $T_{ex}(N_2)$, Ar, N_2, O, He.
7. DTM modell Barlier et al., 1978, [18] holdak fékeződési adatait az M-2 hőmérsékleteivel és MSIS H-koncentrációival kombinálva: T_{ex}(DR), N_2, O, He.
8. TO-TE modell Blum et al., 1978, [251] tömegspekrtométeres koncentrációváltozásokból: T_{ex} és a turbopauza magasságának változásait adja meg.
9. MSIS-2 modell Hedin et al., 1979, [252] az MSIS-nél használt adatokból de földrajzi szélességektől-hosszuságoktól függő tagok hozzáadásával.

10. AEROS modell Köhnlein et al., 1979, [253] semleges és ion tömegspektrométeres adatokból $T_{ex}(N_2)$, Ar, N_2, O, N, He (4h és 16h helyi időre)

11. ESRO-4/2 modell Laux et al., 1979, [254] az ESRO-4-nél használt adatokból, de földrajzi szélességtől/hosszuságtól függő korrekciós tagok beiktatásával.

12. M-3 modell Thuillier et al., 1979, [255] az M-2-nél használt adatok, de hosszusági effektus bevezetésével a geomágneses effektusnál.

13. C modell Köhnlein, 1980, [256] semleges és ion tömegspektrométeres adatokból, interferométeres mérésekből, IS-adatokból: T_{ex}, Ar, O_2, N_2, O, He, H.

14. OGO-6/2 modell Stehle et al., 1982, [257] az OGO-6 adataival, de mágneses effektus finomitásával.

Ismételten szeretnénk hangsulyozni, hogy felsorolásunk csak a fontosabb, bizonyos tudományos visszhangot elért modelleket tartalmazza. A még igy is bőséges felsorolás indokolja eklektikus szempontjaink érvényesülését.

Ugy véljük, további tárgyalásunkat célszerü lesz két részre bontani. A csak fékeződéses adatokon alapuló modellekben a hőmérséklet még csupán egy formális paraméter szerepét töltötte be, viszont ma már a modellek egyik legfontosabb, teljes értékü fizikai változója. Ezért külön foglalkozunk majd a hőmérsékleti modellekkel. Nagy számuk miatt egyet részletesen ismertetünk, majd ennek eredményeit más modellbeli adatokkal összehasonlitva igyekszünk megfelelő következtetéseket levonni.

Ezután a totális /semleges/ sürüség, ill. egyes légköri komponensek globális eloszlásáról és változásairól adunk képet, amikor összehasonlitjuk, hogy ugyanazt az effektust milyennek irja le egy-egy modell. Végül, az összehasonlitásokból nyert tapasztalatok alapján összefoglaljuk, hogy véleményünk szerint hol tart a felsőlégkör kutatás, és milyen irányban lenne azt célszerü folytatni.

5.1. Hőmérsékleti modellek

Ma már sokféle hőmérsékleti modellt ismerünk. Ezeket lehet ugyan teoretikus, empirikus vagy szemiempirikus modelleknek nevezni, de az első két esetben az elnevezés formális. Hiszen, mint ahogy nem létezik tisztán elméleti modell, ugyanugy az empirikus modellek sem nélkülözhetnek bizonyos elméleti részeket. Igy tehát a legtöbb modell a szemiempirikus csoportba tartozik.

Még az utóbbi évtizedben született hőmérsékleti modellek jelentékeny része is valójában Jacchia módszerén alapul. Ő ui. bizonyos, /a turbopauza környékén felvett/ alsó határfeltételekből kiindulva /próbálgatással/ megkereste azt a hőmérsékleti profilt, amelynek hőmérsékleti adatait sürüségértékek kiszámitására használva, optimálisan tudta reprodukálni a megfigyelt /fékeződésből levezetett/ sürüségeket. Ezt a módszert alkalmazták többen az in situ méréseknél a légkör egyes komponenseire külön-külön kapott parciális sürüségekre.

A módszer alkalmazása nyilván csak olyan légköri komponens esetében lehet sikeres, amelynek alsó határfeltételei jól ismertek. Ezt az általunk kevéssé ismert dinamikai folyamatokra nagyon érzékeny O és He esetében nem állithatjuk, de többen használták a hőmérséklet indikátorául az N_2 parciális sürüségét, néhányan pedig az Ar- ét /l. a modellek felsorolásánál!/. Kiderült, hogy főleg az N_2 horizontális és vertikális eloszlása jobban tükrözi a hőmérséklet globális eloszlásait, mint a semleges totális sürüség. Bár az N_2 és az Ar izopiknikus görbéi nagyon hasonlitanak egymásra, von Zahn kimutatta [230], hogy az Ar-ból levezetett exoszférikus hőmérsékletek szisztematikusan magasabbak, a hőmérsékleti gradiensek pedig kisebbek, mint az N_2 esetében. Hasonló eredményeket kapott Keating is, amikor az ESRO-4 gázanalizátorának Ar, N_2 és O koncentrációit használta. A kapott exoszférikus hőmérsékletek rendre 1029K°, 754K° és 730K°. Az ellenőrzésképpen a skálamagasságból számitott hőmérsékletek N_2 és O esetében hasonló értékeket adtak /780K° és 685K°/.

Nagyobb megbizhatósággal, jó elméleti megalapozottsággal lehet meghatározni a termoszféra hőmérsékletét un. radarmódszerekkel. Nagy teljesitményü, földi radarberendezések, amelyek az 0,1-1 m-es sávban müködnek, képesek arra, hogy detektálják azokat a kis amplitudóju fluktuációkat, amelyek az ionoszférában észlelhetők, az elektronok és ionok véletlenszerü termikus mozgása következtében. Ez a hullámvisszaverődési jelenség kapta az "inkoherens szóródás" vagy "Thomson-szóródás" elnevezést. A módszert az alapozta meg, hogy sikerült tisztázni, hogy milyen a spektruma egy plazma elektronjai által szórt elektromágneses hullámcsomagnak. Gyakorlatilag a kivánt magasságban történő szóródást ugy lehet vizsgálni, hogy az előre kiszámitott késéssel jelentkező visszaverődéseket kapuzzák /mivel a terjedési sebesség ismert/. A vett visszavert teljesitmény az elektronok koncentrációjától függ, mig a visszavert jelek Doppler-kiszélesedése az elektronok hőmérsékletén mulik. A reflektált jelspektrum egyéb tényezői mind az elektronhőmérséklettől, mind az ionhőmérséklettől és az alapvető ionok relativ gyakoriságától függ. Fenti paraméterekből, jól megalapozott elméleti feltevésekkel a semleges hőmérséklet is meghatározható.

Ilyen, inkoherens szóródásból származó adatokkal többen készitettek hőmérsékleti modellt. Igy pl. Waldteufel és Cogger 1971-ben [224], Swartz et al., [209] 1972-ben. Bár az e módszerrel kapott semleges ill. exoszférikus hőmérsékleteket megbizhatónak tartják, szigoruan véve azok csak arra a szélességi tartományra vonatkoznak, ahol a mérőállomások elhelyezkednek. Mivel ilyen méréseket eddig csak egy nagyobb északi és kisebb déli szélességi sávban végeztek /50°N és 12°S között/, az ezekből levezetett modellek egyrészt szimmetrikusak az egyenlitőre, másrészt kevésbé pontosak nagyobb szélességeken. Ennek ellenére, értéküket bizonyitja, hogy pl. Hedin et al., Thuillier et al., a radarszórási mérésekkel kombinálta az in situ mérésekkel kapott adatokat, hogy hőmérsékleti modelljüket javitsák.

Több felsőlégköri hőmérsékleti modell esetében szoktak "közvetlen" mérésekről beszélni. Ezt természetesen fenntartással kell fogadni, hiszen itt is csak arról van szó, hogy olyan jelenségeket mérnek, amelyek nem áttételesen, hanem közvetlenül hozhatók kapcsolatba a hőmérséklettel. Igy pl. meghatározható a semleges hőmérséklet az N_2 molekulák sebességeloszlásából /Spencer/ vagy különböző atomok vonalainak Doppler-kiszélesedéséből; ezt a módszert többen is használták /Chanin, Biondi, Blamont etc./. E modellek sorában talán a "legközvetlenebb" az amelyet Thuillier et al., [212] a 630 nm hullámhosszuságu vonal spektrális profiljának kiméréséből kapott hőmérsékletek alapján készitettek. Ezt a modellt és készitésének módját az alábbiakban kissé részletesebben ismertetjük

Hedin et al. [61] vezette be elsőnek a modellkészitésben azt a módszert, hogy a szóbanforgó paraméter, pl. az exoszférikus hőmérséklet, a sürüség stb. globális eloszlásának leirására egy olyan G(L) függvényt használ, amely az összes feltételezhető változásnak az asszociált Legendre-féle polinomok egy sorozatával biztosit helyet a készitendő modellben. Ilymódon a modell elkészitése az a matematikai eljárás, amelynek során a rendelkezésre álló mérési adatokból, alkalmasan választott hipotézisek mellett, meghatározzuk a polinomokhoz tartozó együtthatók /harmonikusok/ értékét. Empirikus modellek készitésénél különösen előnyös, hogy ennél az eljárásnál elvileg a legfinomabb részletek is beépithetők a modellbe, pusztán a harmonikusok számának növelésével. További előny, hogy a gömbfüggvények könnyen kezelhetők és tulajdonságaik jól ismertek. Viszont az is igaz, hogy ezzel a módszerrel csak előre feltételezett effektusok mintázhatók meg, és figyelembe nem vett /de létező/ jelenségek eltorzithatják a számitásba vett hatásokkal kapcsolatos koefficiensek értékét. A módszert egy lehetséges hőmérsékleti modell elkészitésének felvázolásával ismertetjük.

Legegyszerübb esetben a hőmérsékletet a következő alakban állitjuk elő:

$$T_{ex} = A_1 \cdot G(L)$$

ahol

A_1 = konstans, a G(L)pedig tartalmazni fogja mindazokat a változó paramétereket, amelyek feltételezésünk szerint közrejátszanak a hőmérséklet kialakitásában, a termoszféra egy tetszőlegesen kiválasztott pontjában. Eddigi tapasztalataink szerint a kialakuló exoszférikus hőmérséklet függvénye a szoláris fluxusnak, a geomágneses tevékenységnek, a földrajzi szélességnek, a helyi időnek, és az évszaknak. Sajnos, nem tudjuk, hogy ezen kivül milyen egyéb paraméterek befolyásolják a hőmérsékletet, igy a modell készitésénél el kell fogadnunk, hogy fenti paraméterek egyértelmüen meg is határozzák a hőmérsékletet. Ezért a modell készitésénél a következő változókat fogjuk használni: helyi idő (t), pólustávolság (Θ), időpont az év folyamán (d), a szoláris fluxus előző napi értéke (F), a szoláris fluxus 3 naprotációra átlagolt értéke ($\bar{F}$), valamely geomágneses index (K_p).

A G(L) függvény teljes általánosságban a következő alakban irható fel:

$$G(L) = F_1 + \sum_{q=1}^{\infty} a_{qo}(\Theta) + (1+F_1) \sum_{p=1}^{\infty} b_{po}(\Theta) \cdot \cos p\Omega(d-\Phi_p) +$$

$$+(1+F_1) \cdot \{ \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{n} c_{nm} \cdot P_{nm}(\Theta) \cdot \cos m\omega t + d_{nm} \cdot P_{nm}(\Theta) \cdot \sin m\omega t \}$$

A szereplő szférikus függvények értékét a következő összefüggés adja meg:

$$P_{nm}(x) = \frac{1}{2^n \cdot n!} (1-x^2)^{m/2} \frac{d^{n+m}}{dx^{n+m}} (x^2-1)^n \; ; \qquad x = \cos\Theta = \sin(90^\circ - \Phi)$$

ezen kivül: $\Omega = 2\pi/365 \text{ nap}^{-1}$

$\omega = 2\pi/24 \text{ h}^{-1}$

Pontossági megfontolások azt mutatják, hogy a szóbajöhető effektusok leirásához esetenként az első néhány harmonikus elegendő. A sorbafejtés a mi esetünkben pl. a következő tagokat tartalmazhatja:

a/ Időtől független tagok:

$$1+A_2P_{40}+A_3P_{40}$$

ahol:

$$P_{20} = \tfrac{1}{2}(3\sin^2\Phi-1)$$

$$P_{40} = \tfrac{1}{8}(35\sin^4\Phi-30\sin^2\Phi+3)$$ és Φ a földrajzi szélesség.

b/ A hőmérséklet kialakulásában és eloszlásában, valamint időbeli változásaiban lényeges szerep jut a szoláris fluxusnak. Hatásának figyelembevételénél megengedünk egy lineáristól való eltérést, és egy /tapasztalatok alapján sejtett/ "telitési" effektust:

$$F_1 = A_4(F-\bar{F}) + A_5(F-\bar{F})^2 + A_6(\bar{F}-150)$$

c/ A geomágneses effektust tekinthetjük pl. szélességtől függő, de az egyenlitőre szimmetrikus jelenségnek, és indikálására pl. a K_p indexet használhatjuk /vagy bármely másikat/:

$$M = (A_7 + A_8P_{20})K_p$$

d/ A hőmérséklet az év folyamán változik. Feltételezésünk szerint e változásnak van legalább egy egyéves és egy féléves komponense, és mindegyiknél megengedünk az egyenlitőre vonatkoztatott aszimmetriát is. Mindegyik komponens F_1-en keresztül kapcsolatban van a naptevékenységgel is. Ekkor az egyéves szimmetrikus komponens a következő alaku lehet:

$$AN1 = (1+F_1)\cdot(A_9+A_{10}\,P_{20})\cdot\cos\Omega(d-A_{11})$$

e/ A szimmetrikus féléves komponens:

$$SAN1 = (1+F_1)\cdot(A_{12} + A_{13}\,P_{20})\cdot\cos 2\Omega(d-A_{14})$$

f/ Az egyéves aszimmetrikus komponens:

$$AN2 = (1+F_1)\cdot(A_{15}\,P_{10} + A_{16}\,P_{30} + A_{17}\,P_{50})\cdot\cos\Omega(d-A_{18})$$

ahol:

$$P_{10} = \sin\Phi$$
$$P_{30} = \tfrac{1}{2}(5\sin^2\Phi-3)\sin\Phi$$
$$P_{50} = \tfrac{1}{8}(63\sin^4\Phi-70\sin^2\Phi+15)\sin\Phi$$

g/ A féléves aszimmetrikus komponens:

$$SAN2 = (1+F_1)\cdot A_{19}\,P_{10}\cdot\cos 2\Omega(d-A_{20})$$

Amint látható, modellünkben megengedjük, hogy a szimmetrikus és aszimmetrikus komponensek mindegyike különböző fázisu legyen.

h/ A hőmérséklet napi változásánál az árapály hatást figyelembe véve fél- és harmadnapos komponenst is célszerü a modellbe épiteni. Az egynapos periódusu komponensnek is viszonylag összetettnek kell lennie:

$$D1 = (1+F_1)\{[A_{21}\,P_{11} + A_{22}\,P_{31} + A_{23}\,P_{51} +$$
$$+(A_{24}\,P_{11} + A_{25}\,P_{21})\cdot\cos\Omega(d-A_{18})]\cos\omega t + [A_{26}\,P_{11} + A_{27}\,P_{31} +$$
$$+ A_{28}\,P_{51} + (A_{29}\,P_{11} + A_{30}\,P_{21})\cdot\cos\Omega(d-A_{18})]\cdot\sin\omega t\}$$

ahol:

$$P_{11} = \cos\Phi$$
$$P_{21} = \frac{3}{2}\sin 2\Phi$$
$$P_{31} = \frac{3}{2}(5\sin^2\Phi-1)\cos\Phi$$
$$P_{51} = \tfrac{1}{8}(315\sin^4\Phi-210\sin^2\Phi+15)\cos\Phi$$

Látható, hogy a napszakos effektus tartalmaz a szélesség előjelétől független, tehát szimmetrikus komponenst (P_{11}, P_{31}, P_{51}). Ugyanakkor egyik komponense /d miatt/ az év folyamán változó mértékben járul hozzá a hőmérséklethez, és ennek egyik része független a szélesség előjelétől (P_{11}), másik része azonban aszimmetrikus az egyenlítőre nézve.

i/ A félnapos tag:

$$D2 = (1+F_1)\{[A_{31}P_{22} + A_{32}P_{32}\cdot\cos\Omega(d-A_{18})]\cdot\cos 2\omega t + \\ +[A_{33}P_{22} + A_{34}P_{32}\cdot\cos\Omega(d-A_{18})]\cdot\sin 2\omega t\}$$

ahol: $P_{22} = 3\cos^2\Phi$ és

$P_{32} = 15\cdot\sin\Phi\cos^2\Phi$

j/ A harmadnapos tag:

$$D3 = (1+F_1)\cdot(A_{35}P_{33}\cdot\cos 3\omega t + A_{36}P_{33}\cdot\sin 3\omega t)$$

ahol: $P = 15\cdot\cos^3\Phi$

Ha más effektusokat nem kivánunk szerepeltetni a modellben, akkor a modell elkészitése fentiek szerint 36 db. A_i koefficiens meghatározását jelenti. A modell elkészülése után az exoszférikus hőmérséklet mindössze egyszerü összegezéssel kapható meg:

$$T_{ex} = A_1\cdot(\text{konst.} + F_1+M+AN1+SAN1+AN2+SAN2+D1+D2+D3)$$

Thuillier és társai ezt a fentebb vázolt modellt készitették el. A méréseket az OGO-6 holdon elhelyezett Fabry-Perot-féle interferométerrel, 15 hónapon keresztül nyert adatsor szolgáltatta. Igen alapos hibaelemzéssel állapitották meg azokat a kritériumokat, amelyeknek teljesülése szavatolta a mérések használhatóságát. Igy a modell készitésénél végülis a rendelkezésre álló adatoknak csupán mintegy 20%-át /47.331 adatot!/ használták fel, és ezek a 240-290 km-es magassági tartományra vonatkoztak. Külön gondot forditottak arra, hogy a felhasznált adatok a hőmérséklet kialakitásában szereplő valamennyi paraméter szerint lehetőleg egyenletes eloszlást mutassanak.

Az igy kiválasztott adatok segitségével a modell 36 db. A_i koefficiensét a legkisebb négyzetek módszerének egyik változatával határozták meg. Modelljük főbb vonásait elemezve néhány megállapitást lehet tenni.

A modell által adott hosszuperiódusu változásokat IS-hőmérsékletekkel összehasonlitva általában jó egyezés adódik. Igy pl. 45° szélességen egy hosszabb időintervallumban a modell az IS-hőmérsékleteket ± 20 K° maximális eltéréssel tudta reprodukálni [212].

Globálisan a modell hőmérséklete átlagosan 40-100 K°-nel alacsonyabb mint az ESRO-4 megfelelő adatai, ugyanakkor a pólusokra kapott hőmérsékletek 100-140 K°-nel magasabbak, mint a J-71-ben. Ehhez járul még egy erős észak-déli aszimmetria. Ennek egyik karakterisztikus vonása, hogy a napszakos dudor /bulge/ hőmérséklete 35 K°-nel magasabb, ha a déli félteke felett van /összhangban az észak-déli aszimmetriával kapcsolatos saját, fentebb emlitett eredményeinkkel!/. Az is érdekes, hogy az aszimmetria a szélességgel nő: 60°-nál már 83K°!.

A napszakos effektus maximuma a modellben 17-18 h LST között változik az év folyamán. Ez lényeges eltérés pl. a J-71 modellhez képest, de teljes összhangban van az IS-mérésekből kapott időpontokkal. Bár az összehasonlitások szerint a napszakos effektus modellezése jól sikerült, az IS-mérésekhez képest szisztematikus eltérések jelentkeztek. Egyrészt az effektus $A = T_{max}/T_{min}$ amplitudója szisztematikusan kisebb, és az eltérés a szélességgel nő a maximális kb. 10 % értékig. Ezek az eltérések a J-71-hez és az ESRO-4-hez képest is fennállnak. Másrészt, a decemberi napforduló idején a napi maximális hőmérséklet, valamint a helyi nyár idején a reggeli hőmérséklet is kb. 50 K°-nel kisebb, mint az IS-méréseknél.

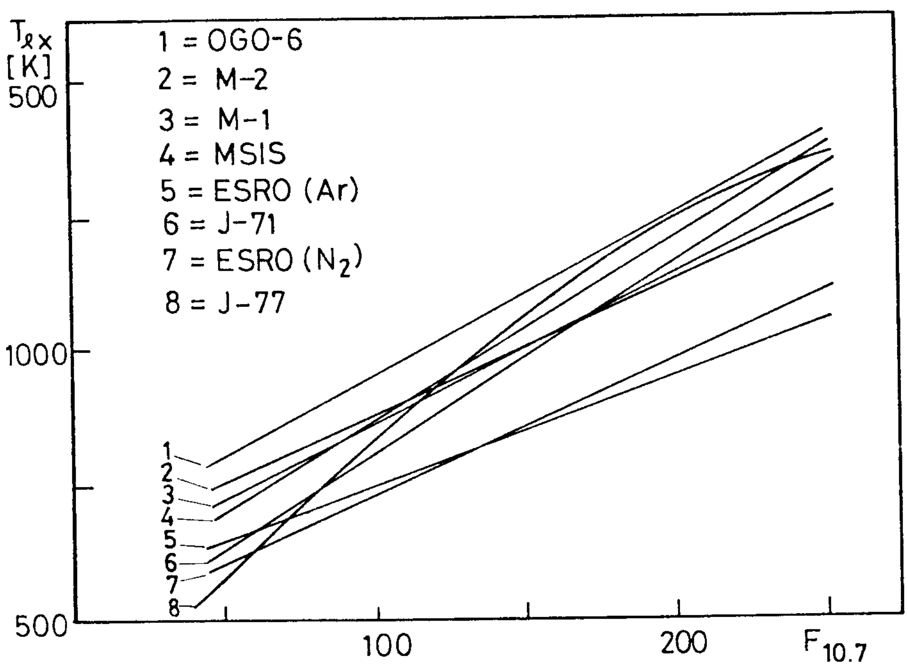
Ezek a szisztematikus eltérések késztették a szerzőket arra, hogy egy ujabb, javitott modellt készitsenek [211]. Az uj modell /M-2/ készitésénél az eredetileg használt 47.331 IF-adatot kiegészitették 11.339 IS-méréssel, mivel ezek időbeli felbontása helyi időben lényegesen jobb. Az uj modellben tényleg sikerült megnövelni a T_{max}/T_{min} amplitudót, ha nem is a kivánt mértékben, és az emlitett hőmérsékleti eltérések is lényegesen csökkentek.

A továbbiakban már nem foglalkozunk a modellkészitéssel, hiszen a bemutatott matematikai apparátus használata esetén lényegében ugyanazok a lehetőségek és nehézségek adódnak, mint a bemutatott esetben. Érdemes azonban néhány modell eredményét összehasonlitani. Tekintve, hogy jelenlegi ismereteink szerint az exoszférikus hőmérséklet legfőbb meghatározója a szoláris EUV-sugárzás, igen fontos annak vizsgálata, hogy az egyes hőmérsékleti modellek szerint miképpen függ a T_{ex} exoszférikus hőmérséklet a /jobb hiján/ egységes indikátorként használt F deciméteres fluxustól. Ezt a relációt mutatjuk be az 5.1. ábrán, egyenlitői vidékre, $F=\bar{F}$ és K_p = 2 esetre. Ekkor a G(L) függvény idevonatkozó tagjai közül:

$$1 + A_2P_{20} + A_3P_{40} + A_4(F-\bar{F}) + A_5(F-\bar{F})^2 + A_6(\bar{F}-150)$$

szerepel elvileg, de a 4. és 5. /valamint $\bar{F}$ = 150 esetén a 6. tag is/ nullázódik.

Első megállapitásunk, hogy a J-77 lényegesen eltér az összes többitől: jóval nagyobb a görbe kezdeti meredeksége, amely $\bar{F}$ növekedésével csökken /a többi modell a négyzetes tag 10^{-3} rendü/. Mivel nincs objektiv kritériumunk valamely modell preferálására, célszerü azt vizsgálni, hogy legkedvezőtlenebb esetben két modell mekkora maximális eltéréssel adja meg a T_{ex} exoszférikus hőmérsékletet. Az ábráról leolvasható, hogy $\bar{F}$ = 50 esetén az (1) és (8) modell



5.1. ábra

Az exoszférikus hőmérséklet $\bar{F}$ függvényében, különböző modellek szerint

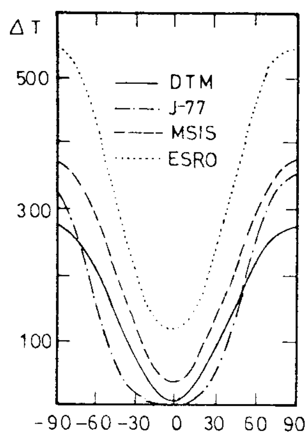
közötti különbség 200 K°, de $\bar{F}$ = 250-nél ez már 300 K°-re növekszik! Lényegesen javul a helyzet, ha az ESRO-4 méréseiből az Ar és N_2 profilok alapján levezetett hőmérsékletektől eltekintünk. Ekkor két modell között, $\bar{F} \geq 80$ esetén, a maximális eltérés kb. 120 K°. Bár ez már szépnek tünő eredmény, kénytelenek vagyunk rámutatni, hogy ez a pontosság még nem tekinthető kielégitőnek. Ha ui. pl. a CIRA-72 modell alapján az átlagosnak tekinthető T_{ex} = 800 K°-ből indulunk ki, akkor a ΔT = 100 K° hőmérsékletnövekedés 300 km, 500 km, 700 km magasságban rendre 44%, 112%, 108% sürüségnövekedést eredményezne, vagyis a hőmérsékleti modellek közötti eltérések ekkora bizonytalanságot adnának a sürüségértékekben. Már pedig ismeretes, hogy pl. az akcelerométeres sürüségértékek hibája kisebb 3%-nál, de még a fékeződésből levezetett sürüségértékek is ma már általában 10%-ra pontosak.

Áttérve a legnagyobb amplitudóju változásra, a napszakos effektusra, a fentiekhez hasonló megállapitásokat tehetünk. Az egyes modellek közötti eltérések 100-200 K° körüli értékeket is elérnek. Ez érthető, ha figyelembe vesszük egyrészt a holdakkal /in situ mérések esetén is!/ elérhető gyenge felbontást helyi időben, másrészt azt a tényt, hogy a hőmérséklet napi menete az év folyamán jelentékenyen változik /utalunk a 4. fejezetben, a napszakos effektussal kapcsolatos ábráinkra!/. Meg kell azonban emlitenünk, hogy az in situ mérések segitségével sikerült először kimutatni a félnapos és a harmadnapos periódusu változások realitását, az első harmonikus 20%-át ill. 15%-át kitevő amplitudóval. Ugyanakkor kiderült az is, hogy a napszakos effektus fázisa szélességfüggő. Igy pl. a "déli" hőmérsékleti maximum előbb jelentkezik nagyobb szélességeken, és csak 1 - 1,5 óra mulva az egyenlitőn. Sajnos, a minimális és maximális hőmérséklet időpontjában az egyes modellek eléggé eltérnek egymástól. Példaképpen megemlitjük, hogy a szeptemberi napéjegyenlőségkor, egyenlitői vidékeken az extremális hőmérsékletek időpontja /órában, helyi időben/ a különböző modellek szerint az alábbiak szerint adódik:

	J-71	OGO-6	K-75	MSIS	J-77	M - 1
T_{min}	2,9	4,5	3,0	3,1	5,4	5,5
T_{max}	14,1	16,4	15,0	16,0	16,8	17,6

A bemutatott példán látható, hogy az extrémumok időpontjának megadásában legalább 2 óra bizonytalansággal kell számolnunk, és ez oly nagy érték, hogy a további részletezésnek nincs értelme.

Nagy hőmérsékletváltozások léphetnek fel geomágneses viharok kapcsán, ezért érdemes megvizsgálni, hogy ezt különböző modellek hogyan irják le. Az 5.2. ábrán bemutatjuk, hogy 4 jólismert modell szerint egy ΔK_p = 5-tel jellemezhető geomágneses vihar 400 km magasságban mekkora hőmérsékletváltozást eredményez különböző szélességeken, őszi ekvinokciumkor, ha $F = \bar{F} = 150$.

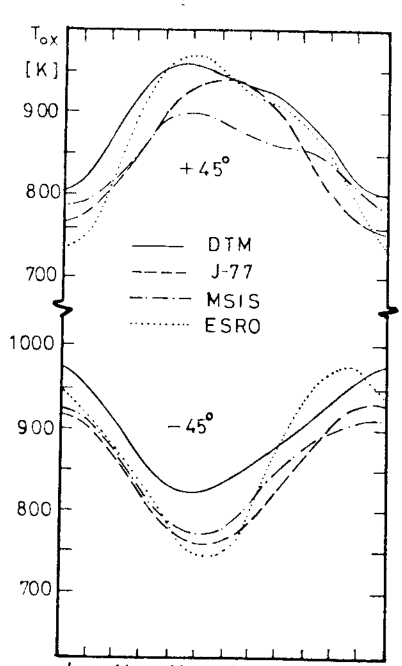


5.2. ábra

Geomágneses effektus a szélesség függvényében

Látható, hogy mindegyik modell szerint a felmelegedés mértéke erősen függ a szélességtől. Azonban, mig J-77 szerint az egyenlitői vidéken $\varphi = 20^o$-ig nincs felmelegedés, addig a többi modell kisebb-nagyobb hőmérsékletnövekedést ad, ami az ESRO-4 szerint eléri a 160 K-t! Utóbbi modell "kilóg" a sorból, de ha csak a másik hármat tekintjük is, a szélső értékek között általában 100 K eltérés léphet fel, ami a sürüségváltozások szempontjából igen nagy bizonytalansági tényező /mint fentebb bemutattuk!/. Megjegyezzük még, hogy a hőmérsékleti geomágneses effektus a legtöbb modellnél mutat némi aszimmetriát, és a pólusok környékén egy "telitődést".

Befejezésül a napi átlaghőmérséklet éves menetét tekintjük, amely szintén a modell alapvető paraméterei közé sorolható. Jellemző példaként [19] alapján, az 5.3. ábrán ismét ugyanazon 4 modell görbéit mutatjuk be, átlagos körülményekre, vagyis $F = \bar{F} = 92$ és $K_p = 2$ esetre, 400 km megességban, +45° és -45° szélességre.



Érdekes megfigyelni, hogy a görbéken egy esetleges féléves komponens nyomai csak igen gyengén mutatkoznak, ami ismételten igazolja, hogy a sürüségi féléves effektus nem magyarázható az exoszférikus hőmérséklet változásával. A meteorológiai /alsólégköri/ viszonyoktól való eltérést jelent, hogy az északi féltekén az évi maximális hőmérséklet április végén jelentkezik /csak J-77-nél van junius végén/, mig a déli féltekén a napforduló táján. Az észak-déli aszimmetria további megnyilvánulása, hogy a 45°N és 45°S szélességekhez tartozó hőmérsékletek különbsége nagyobb a decemberi napfordulókor, mint a juniusi szolszticium idején. Ehhez járul, hogy az átlagos hőmérséklet

5.3. ábra *A napi átlagos hőmérséklet évi menete* a napfordulók táján magasabb a déli féltekén, mint az északi félteke azonos szélességein /l. erre vonatkozó saját megállapitásainkat/. Végül azt is meg lehet állapitani, hogy az 5.3. ábra tanusága szerint az átlaghőmérséklet leirásánál a korábbinál nagyobb az összhang a modellek között, az eltérések általában nem nagyobbak 50 K°-nél.

Ugy véljük, hogy a legfontosabb paraméterek vonatkozásában áttekinthető képet adtunk a hőmérsékleti modellekről. Összefoglaló, kritikai-magyarázó megjegyzéseinket a sürüségi modellek hasonló ismertetése után tesszük meg.

5.2. A felsőlégkör komponenseinek modellezése

Mint fentebb már emlitettük, a felsőlégköri modellek készitésénél alapvető hipotézis, hogy kb. a turbopauzától kezdve a légköri komponensek diffuziós egyensulyi állapotban vannak, igy a hőmérséklet vertikális profilja meghatározza mind a totális /semleges/ sürüséget, mind a légköri komponensek koncentrációját /sürüségét/ egy adott magasságban. Ha tehát ismerjük azt az exoszférikus hőmérsékletet, amely ismert alsó határfeltételekből kiinduló számitásnál z magasságban az észlelt sürüséget adja, akkor nemcsak a hőmérsékleti, de egyuttal a sürüségi profilt is meghatároztuk. A most már fixált sürüségadatokkal, szintén ismert határfeltételeből /koncentrációkból/ kiindulva az elfogadott hőmérsékleti profil megadja az egyes légköri komponensek koncentrációját, illetve azok vertikális profilját.

A fékeződési adatokból készült modellek általában a fenti eljárással készültek, és igy elég sok hipotetikus elemet tartalmaznak. Biztos, hogy nagyobb magasságokban a légköri komponensek nagymértékben diffuziós egyensulyi állapotban vannak, de kétséges, hogy ez minden komponensre pont a turbopauzától volna érvényes. Legtöbben egyetértenek abban, hogy 200 km-től kezdve ezek az aggályok nem indokoltak.

Az alsó határfeltételek megválasztásának is igen nagy jelentősége van. Tekintve, hogy 90-120 km magasságban, ahol a határfeltételeket fel szokták venni, müholdak tartósan nem keringhetnek, általában szporadikus mérésekkel vagy extrapolált adatokkal kell dolgozni. Bár IS-mérések arra utalnak, hogy pl. 120 km magasságban a hőmérséklet és gradiense is mutat kisebb évszakos változásokat, eddig kevés modell /pl. MSIS/ tért el a fix határfeltételek használatától.

Végül hipotetikusnak kell tekintenünk a modellhez a fentvázolt módon hozzárendelt hőmérsékleti profilt is, amely ideális feltételekre lenne érvényes. Azonban IS-mérésekből kapott hőmérsékletek szerint pl. a fékeződési adatokból kapott hőmérsékletek gyakran nem tekinthetők reálisnak. Ez azonban azt is jelenti, hogy a profil sem jó.

Kezdetben komoly eredménynek számitott, hogy az emlitett bizonytalansági faktorok ellenére egyáltalán születtek légköri modellek, és ezek kisebb-nagyobb pontossággal képesek voltak leirni a felsőlégköri változásokat. Javulást eleinte ugy lehetett elérni, hogy a modelleket pontosabb, nagyobb mennyiségü és változatosabb geofizikai körülmények között gyüjtött adatokból szerkesztették meg. Azonban lényegi változás ~~már~~ csak akkor állt be, amikor a 70-es évek tömegspektrométeres mérései nem a totális sürüséget, hanem az egyes légköri komponensek koncentrációit különkülön is megadták. Ugyanakkor, mint az 5.1-ben láttuk, az IS-mérések más módszerektől független hőméréskleti adatai felbecsülhetetlen szolgálatokat tettek mind a modellek hibáinak feltárásában, mind azok kijavitásában.

A fejezet elején adott felsorolásban szereplő modellek tulnyomó többsége azzal az eljárással készült, amelyet az 5.1-ben részletezett hőmérsékleti modell kapcsán ismertettünk, ezért ezek készitési módjára nem térünk ki. Azonban érdemes foglalkoznunk a DTM-modell készitésével, mert a többitől eltérően a szerzők ennek készitésénél nem használtak in situ méréseket, de nem is fogadták el a többiek által alkalmazott eljárást az exoszférikus hőmérséklet meghatározására.

Modellszámitásoknál meghonosodott az a szokás, hogy ha szükségünk van a $\underline{z}$ magassághoz tartozó /nem exoszférikus!/ hőmérsékletre, és el akarjuk kerülni a megfelelő egyenletek numerikus integrálását, akkor azt valamely bevált analitikus hőmérsékleti profil segitségével számitjuk ki. Többféle profil ismeretes, a DTM készitésénél az un. Walker-félét használták:

$$T(z) = T_{ex} - (T_{ex} - T_{120}) \cdot \exp(-S.Z)$$

ahol: $S = s + (R + 120)^{-1}$

$Z = (z - 120) \cdot (R + 120)/(R + z)$ és $R = 6356{,}77$ km

Látható, hogy a profil használatához először is szükség van a T_{ex} exoszférikus hőmérsékletre. A DTM készitésének egyik ujszerü vonása éppen az, hogy T_{ex}-et nem a fékeződéses adatokból vezették le, hanem az M-2 modell [211] hőmérsékleteit fogadták el.

Az alsó határfeltételként szereplő T_{120} az IS-mérések szerint az év folyamán 365 K° és 390 K° között, az s un. alakparaméter pedig 0,019 és 0,025 között változik. Ezek a változások azonban kevéssé ismertek, és elég kicsik, igy a DTM a T_{120} = 380 K° és s = 0,02 fix határfeltételeket fogadta el a hőmérsékleti profilnál.

Amint láttuk, 3 adat segitségével tetszőleges /120 km-nél nagyobb/ magassághoz tartozó hőmérséklet kiszámitható. Azonban külön probléma az egyes komponensek részarányának megállapitása. Ezt a müveletet megkönnyitette az, hogy igen nagy adatbázis állt rendelkezésre a modell készitésénél: összesen több, mint 100 holdnak, 12 évre terjedő, mintegy 70.000 fékeződési adatából lehetett a mindenkori szempontok szerint válogatni. Erre a gazdag adathalmazra támaszkodva célul tüzték ki, hogy az ismertetett módon, gömbfüggvények harmonikusainak sorozatával fejezzék ki nemcsak a teljes /semleges/ sürüség időbeli és térbeli eloszlását, hanem a He, O, N_2 parciális sürüségét is. Más szavakkal: a modell készitésénél 4 x 36 db. A_i együtthatót kell meghatározni.

Szellemes megoldás, hogy az iterációs folyamat kezdő értékeinek meghatározásánál a sok vonatkozásban jónak tartott MSIS-re, mint referenciamodellre támaszkodtak. Első lépésként a referenciamodell alapján választották ki az adatbázisból azokat a sürüségértékeket, amelyeknél /a modell szerint/ a He teszi ki a teljes sürüségnek legalább a 70%-át. E sürüségadatokból levonták az O és N_2 MSIS szerinti parciális sürüségeit, valamint az O_2 és H töredék-hozzájárulását, és az igy kapott maradványsürüségek képezték a He kezdőértékeit abban az iterációs folyamatban, amelyben a legkisebb négyzetek módszerével meghatározták az első 36 db. A_i együtthatót.

A heliumra igy kapott első sorbafejtésből és az MSIS-ből vett N_2-sürüségekkel az adatbázisból most már azokat a sürüségértékeket lehetett kiválogatni, amelyeknél az atomi O hozzájárulása a teljes sürüséghez legalább 70%-ot tesz ki. Ezekből levonva a többi komponens modellbeli parciális sürüségeit, a maradványsürüségekből meghatározható az A_i együtthatók második, O-ra vonatkozó kezdőértékeinek sorozata. Hasonló eljárással kiválasztották azokat a sürüségértékeket is, amelyekben az N_2 hozzájárulása legalább 50%-ot tesz ki, és igy megkapták az annak megfelelő koefficienseket is.

Az ilymódon meghatározott 3 x 36 db. A_i koefficienssel, mint kezdőértékkel azután elkezdtek egy - most már az MSIS-től független! - iterációs eljárást, amely 3 iteráció után stabilizálódott.

Az eljárás ismertetéséből nyilvánvaló, hogy a modell készitésénél minden egyes komponens esetében az adatoknak csak egy töredékét használták. Igy pl. a He koefficienseinek meghatározásánál 8.000 adatot használtak, az atomi O esetében 24.000-et, mig az N_2-nél 4.000-et, vagyis összesen az adatbázisnak mintegy 50%-a került felhasználásra. Ez módot adott a készitett modell pontosságának becslésére. A $\varrho_{obs}/\varrho_{modell}$ hányadosokat különböző paraméterek függvényében ábrázolva látszik, hogy azok 10%-nál kevesebbel térnek el az egységtől. Hasonlóan, a modell készitésénél használt 36.000 adatból képezve a hányadost, annak értéke 0,99, mig a teljes adatbázissal a hányados 0,975-re módosul. Az eredmény igen jónak mondható!

A modellt a későbbiekben más modellekkel fogjuk összehasonlitani, igy most csak néhány jellegzetes vonását ismertetjük. Emlitésre méltó pl. a modell geomágneses effektusa. Közepes geomágneses vihar esetén (ΔK_p=5) mindhárom modellezett komponens igen erős, de egymástól eltérő szélességi effektust mutat. A N_2 koncentrációja egyenlitői vidékeken szinte nem is változik, de a szélességgel fokozatosan nő, és poláris vidéken már kétszerese a nyugalmi értéknek. Ugyanez a tendencia érvényesül nagyobb magasságban is, de 400 km-en a poláris érték már 10-szerese a nyugalminak, 600 km-en 13-szorosa, és 800 km-en több, mint 100-szorosa! Ezzel egyidőben az atomi O koncentrációja az egyenlitői vidéken 1,5-szeresére növekszik a vihar hatására, de ez a növekedés a szélességgel egyre csökken, és a póluson már csak a nyugalmi érték 0,4-szeresét kapjuk. Hasonló tendencia mellett 400 km-en a póluson a koncentráció éppen a nyugalmi értékre csökken, de ennél nagyobb magasságokban már megváltozik a kép: az O koncentrációja a szélességgel nő, és 600 km-en a póluson az arány 2,5, mig 800 km-en 5,8-szeres. A hélium viselkedése egyértelmü: az egyenlitői vidéken a magasságtól függetlenül 1,7-szeresére növekedett koncentráció minden magasságban a szélességgel csökken, pl. 200 km-en a póluson a nyugalminek 0,4-ére, 800 km-en a 0,7-ére.

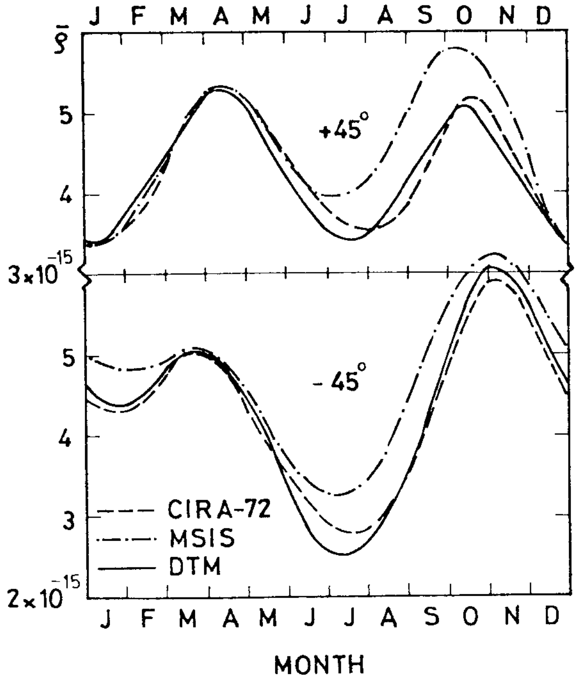
A fentieket ugy foglalhatjuk össze, hogy az N_2 koncentrációja minden magasságban a szélességgel erősen növekszik, a hélium viselkedése pont a forditottja, bár kisebb amplitudóval, mig az O 500 km felett a N_2-hez hasonlóan, 500 km alatt pedig a héliumhoz hasonlóan viselkedik.

Mindezek után igen érdekesnek mondható, hogy a totális sürüségekben az eredő hatás sokkal mérsékeltebb: az egyenlitői vidéken tapasztalható egy néhányszor 10%-os sürüségnövekedés, amely kis szélességfüggést mutatva a pólusokig még növekszik. A növekedés maximális 600 km-en ahol az arány eléri a 2,2 értéket.

Áttérve a napszakos effektusra, kétségtelenül a legfontosabb kérdés, hogy a sürüség a nap folyamán mikor éri el maximális értékét. A totális sürüség maximuma- ahogy ezt Jacchia mindig is állitotta! - 14 h körül következik be, függetlenül a magasságtól, kis eltérésekkel az év folyamán. Azonban a DTM szerint az egyes komponensek koncentrációja más-más időpontban kulminál, és az időpont a magasság függvénye is. Igy pl. a N_2 maximuma az év folyamán 16-19 h LST körül van, az oxigéné 13-14 h táján, mig a héliumé 10 h körül jelentkezik /utóbbi két adat jól egyezik a J-77-tel, de ott N_2 maximuma 17 körül van/. Olyan magasságban, ahol pl. az atomi oxigén dominál, 400 km-en a totális sürüség $\bar{F}$ = 150 mellett 14 h körül éri el maximumát, és ez az időpont $\bar{F}$ = 92 esetén eltolódik 15 h-ra. Ugyanakkor az N_2 kulminációja változatlanul marad 17 h táján, a héliumé is 10 h körül stagnál, de az oxigén maximuma 14 h-ról eltolódik 15 h-ra /ezt tükrözi a totális sürüség is/. A napszakos effektus amplitudójában szépen megmutatkozik az exoszférikus hőmérséklet hatása is, ahogy azt a megfelelő helyen már emlitettük is /4.3-ban/. A DTM szerint 400 km magasságban, mialatt az $\bar{F}$ fluxus 150-ről 92-re változott a totális sürüség amplitudója 2,7-ről 3,1-re növekedett /mig a CIRA-72-ben 2,9-ről 4,0-ra/. Érdekes megjegyezni, hogy ebben a magasságban az N_2 amplitudója alig függ az exoszférikus hőmérséklettől, de igen nagy: kb. 5!

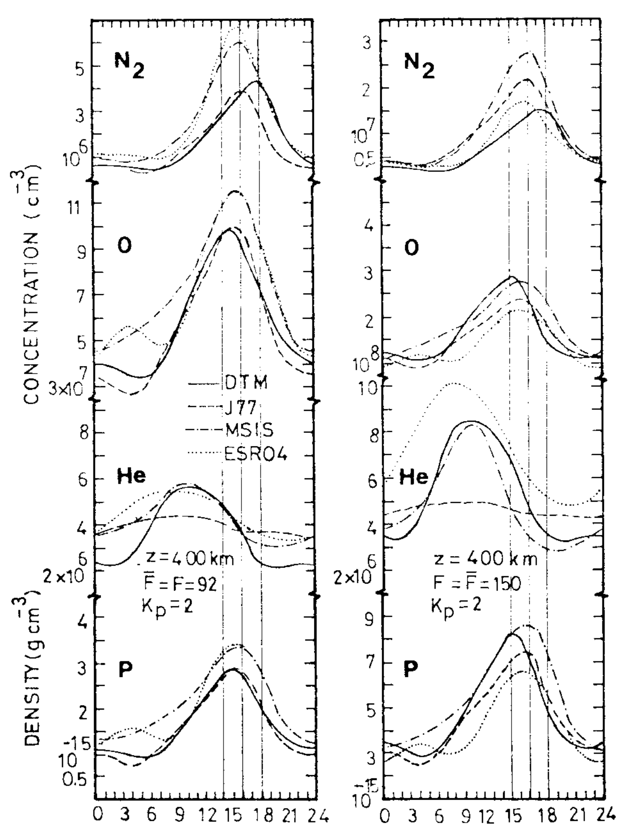
Végezetül érdemes megtekinteni, hogyan adja vissza a DTM a napi átlagos sürüség éves menetét, pl. 400 km magasságban, a 45°N és 45°S szélességeken. Ezt az 5.4. ábrán mutatjuk be, az F = $\bar{F}$ = 150 és K_p = 2 esetre. Összehasonlitásul szerepeltetjük az MSIS és a CIRA-72 megfelelő görbéit is. Ezek segitségével rögtön meg is állapitható, hogy a DTM jó egyezést mutat a CIRA-72-vel, és az első félévben az MSIS-szel is. A második félévben fellépő eltérések feltünőek ugyan, de általában 20% alatt maradnak, ami még éppen elfogadható.

Az is rögtön szembetünik, hogy bár a féléves effektus mindkét szélességen pregnáns jelenség, a déli féltekén nagy eltérések mutatkoznak az északihoz képest. Ha figyelembe vesszük, hogy a görbéknek végeredményben az évszakos változásokat is tükrözniük kell /és azt, hogy nagyobb sürüség magasabb hőmérsékletet jelent/, akkor a déli féltekén jobban érvényesülnek bizonyos földfelszini évszakos jelenségek. Igy pl. mig az északi féltekén nincs különbség a téli /jan./ és nyári /jul./ értékek között, addig a délin a nyári sürüség /hőmér-



5.4. ábra

A napi átlagsürüség éves menete



5.5. ábra

A napszakos effektus 4 modell szerint

séklet/ jóval nagyobb a nyárinál De az észak-déli aszimmetria pl. abban is megmutatkozik, hogy a telet követő tavaszi felmelegedés a déli féltekén lényegesen nagyobb, mint az északin. Mindezek a jelenségek erőteljesen támasztják alá az aszimmetriával kapcsolatban /a 4.6-ban tárgyalt/ saját eredményeinket is.

A DTM modell néhány jellegzetességének bemutatása után azt vizsgáljuk, hogy néhány ismertebb modell hogyan ir le bizonyos légköri jelenségeket, és az összehasonlitásokból igyekszünk következtetéseket levonni.

Az összehasonlitásnál az ábrák zsufoltságának elkerülésére csak 4 modellt fogunk használni, de ezek a legismertebbek közül valók : DTM, ESRO-4, J-77 és MSIS. Az 5.5. ábrán bemutatjuk, hogy a modellek hogyan adják vissza a ρ, N_2, O, He napszakos változásait, két különböző exoszférikus hőmérséklet mellett, egyenlitői vidéken, ekvinokciumkor.

A totális sürüség változásánál a modellek közötti egyezés jónak mondható, főleg a kisebb hőmérsékletü esetben. A modellek közötti eltérések nappal kisebbek 20%-nál, éjjel azonban a legnagyobb érték a legkisebbnek kétszerese! Felmerül a kérdés, hogy az általunk kimutatott hajnali másodlagos maximum /l. 4.3-ban!/, amely igen jól látható az ESRO-4 görbéjén, miért nem mutatkozik a másik 3 modellben is?

A maximális sürüség időpontjában mintegy 2 órás bizonytalanság mutatkozik. Az időpont egyedül a DTM-ben változik az exoszférikus hőmérséklettel.

Feltünő, hogy az ESRO-4 görbéi, az $\bar{F}$ = 150-nél általában szélső helyzetet foglalnak el. Ennek magyarázata lehet, hogy az ESRO-4 adatbázisa olyan időszakból származik, amikor $\bar{F}$ = 90 volt, vagyis ilyen értelemben a jobboldali ábra ESRO-görbéi extrapoláltak. Általános tapasztalat /más modelleknél is/, hogy egy adott modell csak a készitéséhez használt adatok által reprezentált geofizikai paraméterek keretein belül képes megfelelő pontossággal leirni a légkör változásait, és extrapolációknál igen nagy hibák léphetnek fel.

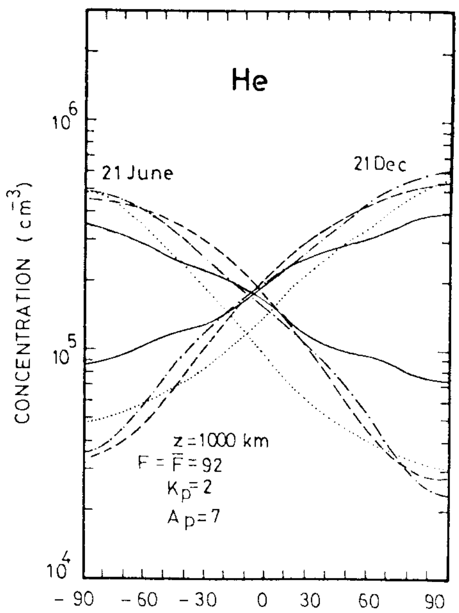
Áttérve N_2-re megállapitható, hogy a napszakos maximum időpontját illetően már 3 órás bizonytalanság mutatkozik a 4 modell között! Mig az éjszakai minimális sürüségre mindegyik modell kb. ugyanazt az értéket adja, addig a maximális értékek nagyon eltérnek egymástól: a legnagyobb maximum a legkisebbiknek 1,8-szerese. Ez a modellezés tehát még nem tekinthető kielégitőnek.

Forditott a helyzet az atomi O esetében, ahol éppen az éjszakai órákban nagy a bizonytalanság /egy 2,1-es faktor!/. Az éjszakai másodlagos maximum itt is /ugyanugy, mint a totális sürüségnél/ megjelenik, ami összhangban van azzal, hogy e magasságban az O domináns komponens.

Legrosszabb a modellek közti egyezés a He esetében, ahol a J-77 szerint szinte nincs is napszakos effektus, mig pl. a DTM és MSIS szerint ennek amplitudója 2,8. De nagy eltérések jelentkeznek a nap folyamán az egyes modellek között is, ami bizonyára azzal függ össze, hogy ebben a magasságban a He csekély koncentrációval szerepel, amit a spektrométerek eléggé pontatlanul mérnek. Ez lehet a magyarázata a He évszakos-szélességi változásainak leirásánál tapasztalható igen nagy eltéréseknek is, amit az 5.6. ábrán mutatunk be.

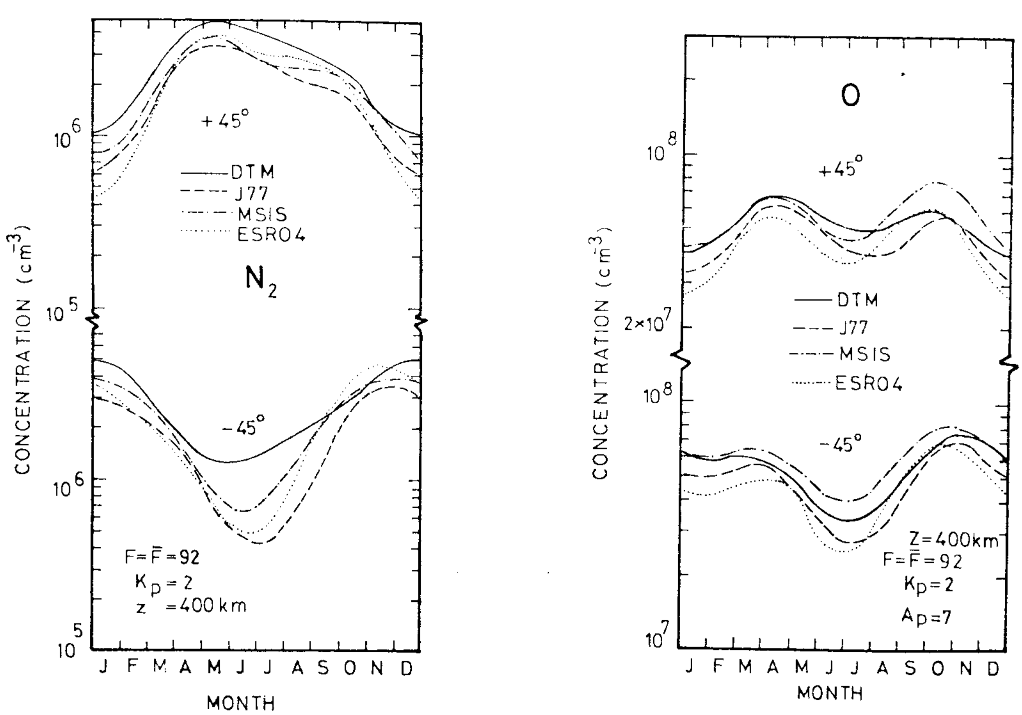
Jól látható, hogy egyenlitői vidéken a He koncentrációja télen és nyáron azonos, de a pólusokon télen sokkal nagyobb, mint nyáron. Sajnos, egy adott póluson a modellek igen nagy eltéréssel adják meg a koncentrációkat. A modellek által adott szélső értékek aránya az északi nyári póluson 5, a déli nyári póluson 3,5. De az un. téli hélium-bulge mértékére is nagyon különböző értéket adnak az egyes modellek. Igy pl. mig az ESRO-4 szerint a déli féltekén a téli és nyári pólus koncentrációinak aránya 40:1, addig MSIS és J-77 szerint 15:1, és DTM szerint csupán 4:1; ugyanezek a számok az északi féltekénél 80:1, 25:1 és 6:1. Látjuk tehát, hogy a He évszakos-szélességi változásainak leirásánál a modellek közötti eltérések még nagyobbak, mint a napszakos effektusnál.

A modellek összehasonlításának lezárásaképpen az 5.7. ábrán bemutatjuk az N_2 és O napi átlagértékeinek évi menetét. A modellek közötti egyezés általában jobb 20%-nál, de a déli félteke telén az N_2 változásainak leirásában nagy eltérés van a modellek között / a szélső értékek aránya 2,8!/. Az O görbék évi menetében pregnánsan jelentkezik a totális sürüségnél már megismert féléves effektus, de az N_2 görbéken ennek csak a J-77 és az MSIS esetében látszik némi nyoma. Mindkét komponens feltünő észak-déli aszimmetriát mutat. Kiemeljük, hogy mig a féléves effektus téli és nyári minimuma között az északi féltekén alig van különbség, addig az a délin egy 2-es faktort tesz ki. Ez a jelenség azzal jár, hogy a déli féltekén nagyobb az O cirkulációja, mint az északin.



5.6. ábra

A hélium évszakos szélességi változásai különböző modellek szerint



5.7. ábra *Az N_2 és O napi átlagértékének évi menete*

A modellek összehasonlitására bemutatott görbék elemzését még lehetne részletekbe menően folytatni, de azt terjedelmi okok miatt sem tehetjük. Azonban az eddigiek is lehetővé teszik néhány tanulság levonását, ha figyelembe vesszük, hogy más modellek összehasonlitása [151] ugyanazt a képet adja, mint amit a fentiekben bemutattunk: a nagy vonásokban mutatkozó igen jó egyezés mellett, a részletekben meghökkentő és elfogadhatatlan eltérések jelentkeznek.

Egy tökéletes modellnek meg kell adnia a felsőlégkör minden fontosabb paraméterét, de nemcsak a multban, vagy a jelenben, hanem a jövőben is. Ha figyelembe vesszük, hogy mindegyik modellről a készitői azt állitják, hogy a ténylegesen megfigyelt adatokat reprodukálják "racionálisan elvárható pontossággal", akkor az összehasonlitások tükrében nyilvánvaló, hogy a mai szemi-empirikus modellek nem képesek a légkör kellő pontosságu leirására tetszőleges, a készitésükhöz használt adatoktól lényegesen eltérő geofizikai viszonyok között. Ezen nem is szabad csodálkoznunk, ha azt tekintjük, hogy egy mai modellből megkapjuk a kivánt légköri paramétereket, ha 6 adatot fixálunk: F, K_p, a magasságot, a helyi időt, a földrajzi szélességet és a nap sorszámát az év folyamán. Azonban az utolsó 4 adat csak azt mutatja, hogy az első kettő által már meghatározott felsőlégköri szerkezet mely t'r-idő pontjából kivánjuk a keresett paramétereket. Véleményünk szerint nagyon meglepő volna, ha összesen 2 geofizikai paraméter, a szoláris fluxus és a geomágneses tevékenység indexei kellő pontossággal meghatároznák a felsőlégkör szerkezetét, minden változásával egyetemben.

Modellek egymásközti összehasonlitásánál, sajnos, csak eltéréseket tudunk megállapitani, de ezek alapján még nem választható ki a legjobb modell. Előfordulhat, hogy pl. 5 modell közül 4 nagyjából azonos értéket ad egy paraméterre, és mégis az attól lényegesen eltérő értéket adó ötödik modell jobb /erre volt már példa!/. Megfigyelt /mért/ értékekkel való való összehasonlitásnál is kellő körültekintés után lehet csak következtetést levonni. Szolgáljon erre példaként az alábbi eset [151]. Dickinson et al. rakétás mérésekből, optikai technikát alkalmazva /feltételezhetően!/ megbizható O-koncentrációkat határozott meg a 60-140 km-es magassági tartományban. Hasonlitsuk össze e nagyon fontos paraméternek 120 km magasságban mért adatait az egyes modellek megfelelő értékeivel /a koncentráció $10^{11}cm^{-3}$-ben/!

IDŐPONT U.T.	1974. IV.1. 22.37	1974. XI.29. 11.53	1975. IX.8. 23.55	1975. XI.28. 12.56	1977. II.7. 23.09	1977. II.11. 13.59
Dickinson et al.	1,67	0,88	1,04	1,26	2,00	2,12
DTM	0,45	0,81	0,58	0,83	0,52	0,66
J-77	0,53	0,84	0,78	1,06	0,64	0,72
MSIS	0,73	0,92	0,77	0,87	0,83	0,77
ESRO-4	0,41	0,90	0,59	0,93	0,58	0,77
AEROS	0,53	1,12	0,72	1,25	0,68	0,79

Ha valaki véletlenül csak az 1974. XI.29-i adatokat hasonlitotta volna össze, joggal állapithatta volna meg, hogy "jó egyezés mutatkozik a modellek által adott és a rakétával mért értékek között". Látjuk azonban, hogy éppen a forditottja igaz: mai szemi-empirikus modelljeink fogyatékosságainak egyik forrása éppen abban van, hogy nincs megfelelő képünk az alsó határfeltételeiről, amelyek azonban a felsőbb rétegek szerkezetét és változásait meghatározzák.

5.3. Befejezés

Elérkeztünk értekezésünk végére. Megakartuk mutatni saját, szerény eredményeinket, amelyekkel hozzájárultunk a felsőlégkör szerkezetének megismeréséhez, ezt azonban csak a szaktudomány megfelelő vonatkozásainak ismertetése mellett tehettük. Szeretnénk tehát hangsulyozni, hogy nem törekedtünk egy tudományág teljes bemutatására, ami egy értekezés korlátolt terjedelme mellett, ilyen részletességgel nem is volna lehetséges. Reméljük azonban, hogy sikerült érzékeltetnünk azt a lényeges szerepet, amit a felsőlégkör megismerésében a szemi-empirikus modellek mind a mai napig betöltenek, másrészt azt, hogy e területen még mindig sok probléma és tennivaló akad.

A modellek készitésénél két fizikai jelenség kap alapvető szerepet: a szoláris EUV-fluxus és a geomágneses tevékenység. Eddig minden modell a 10,7 cm-es szoláris fluxus intenzitását használja az EUV-sugárzás indikálására. Azonban minden hozzáértő szakember egyetért abban, hogy ez csak jobb hiján fogadható el, és lényeges javulás várható a felsőlégkör modellezésében, ha sikerül jobb naptevékenységi indexet találni. Hasonló megállapitás érvényes a széles körben használt K_p geomágneses indexre is: ugy tünik, hogy pl. az AE-index használata sok esetben jobban indikálja a megfigyelt sürüségváltozásokat.

Fenti megállapitások végeredményben a felsőlégkör energiaháztartásának kérdését érintik. Sajnos, meg kell vallanunk, hogy e vonatkozásban a modellek, 25 évvel az első mühold fellövése után is, kizárólag empirikus adatokra támaszkodtak. Pedig, ha ismernénk a felsőlégkör energiaháztartását, tisztán elméleti modellek is képesek lennének kielégitő pontossággal leirni a felsőlégkör jelenségeit. Ujabb vizsgálatok /Kockarts, Gordijec/ azt mutatják, hogy nyomelemek, mint pl. a NO, lényeges szerepet játszanak 120-200 km között mint /energianyelő/ hütőközeg. Ez azt jelenti, hogy a jövőbeni modellekben a nyomelemek is szerephez jutnak majd. Ugyanakkor ma már egyre több jel utal arra, hogy a termoszféra és exoszféra energetikai szempontból egyáltalán nincs ugy elszigetelve a mezoszférától, mint ahogy azt korábban hittük. Figyelembe kell tehát majd venni a légkör egyes részei közötti csatolásokat, energiacseréket is. Igy bizonyára megoldódnak azok a kérdések is, amelyek a mai modellekben mint "az alsó határfeltételek bizonytalanságai" jelentkeznek.

Végül megemlitjük, hogy véleményünk szerint a felsőlégköri dinamikai folyamatok a jövőbeni modellekben lényeges szerepet fognak kapni /ma még semmi szerepet nem kaptak!/. Eddig elsősorban a geomágneses effektus kapcsán voltunk kénytelenek észrevenni a meridionális-globális cirkuláció létezését és szerepét. Sok jel /pl. szélszámitások eredményei/ azonban arra utal, hogy a szelek figyelembe vétele nélkül modelljeink sosem lesznek eléggé pontosak.

Befejezésül azt szeretnénk megjegyezni, hogy bár a modellek javitása érdekében további és pontosabb mérésekre van szükség, azért meg kell őrizni /adatbankokban/ és a további modellek készitésénél is fel kell használni az ürkorszak első két évtizedében gyüjtött /elsősorban fékeződéses/ méréseit, ugyanakkor megfelelő arányban továbbra is folytatni kell a müholdak fékeződésén alapuló sürüségadatok gyüjtését.

FELHASZNÁLT IRODALOM

[1] Abele, M.K., Ill, M. et al.: Iszpolzoványije optyicseszkich nabljugyényij I.Sz.Z. dljy celej geofiziki i geodezii. In: Po programme Interkozmosz, pp. 174-201, Moszkva, 1976.

[2] Ackerman, M.: Mesospheric models and related experiments. p.149, Reidel Publ., Dortrecht, 1971.

[3] Alcaydé, D.: An analitical static model of temperature and composition from 20 to 2000 km altitude. Ann.Géogphys.Vol. 37, pp. 515-528, 1981.

[4] Almár, I., Ill, M.: An international cooperation for determining some geophysical data by means of observations of artifical earth satellites. Nabl. I.Sz.Z.Vol. 1, pp. 46-51, 1962.

[5] Almár, I.: Nyekotorüe problemü obrabotki vizualnüch nabljugyenyij I.Sz.Z. sz pomoscsu metoda A.M. Lozinszkogo. Nabl. I.Sz.Z. Vol. 7, pp. 111-115,1967.

[6] Almár, I., Illés-Almár, E.: An "Equivalent Duration" to characterire atmospheric disturbances connected with geomagnetic storms. Space Res. XI,pp. 975-979, 1971.

[7] Almár,I.: A felsőlégköri geomágneses effektus összintenzitásának vizsgálata. Doktori értekezés, Budapest, 1979.

[8] Ameyenc, P., Vasseur, G.: Neutral winds deduced from incoherent scatter observations and their theoretical interpretation. J. Atm. Terr. Phys., Vol. 34, pp. 351-364, 1972.

[9] Amelin, V.M.: Vozmoshnaja metogyika obrabotki vizualnüh kvaziszinchronnüh nabljugyényij I.Sz.Z. Nabl. I.Sz.Z. Vol.4, pp. 89-104, 1965.

[10] Bailey, G.J., Moffett, R.J., Risbeth, H.: Solution of the coupledon and neutral air equation of the midd-latitude ionospheric F_2 layer. J.Atm.Terr.Phys.,Vol. 31, pp. 253-270, 1969.

[11] Banks, P.M., Kockarts, G.: Aeronomy, Acad.Press, N.Y., 1973.

[12] Barlier, F., Ill, M., Kohler, P.: Die Untersuchung der gegenüber Atmospharenmodellen abweichenden Luftdichtewerte. Nabl. I.Sz.Z., Vol. 9, pp. 263-275, 1969.

[13] Barlier, F., Ill, M., Lespes, J.P.: Analyse systematique des écarts des densités de la haute atmosphere par rapport á des modéls de référence. C.R. Acad.Sci., Paris, t. 268, pp. 437-440, 1969.

[14] Barlier, F., Falin, J.K., Ill, M., Jacek, C.: Structure of the neutral atmosphere between 150 and 500 km. Space Res. XIII, pp. 349-355, 1972.

[15] Barlier, F. et al.: North-south asymmetry in the thermosphere during the last maximum of the solar cycle. J. Geophys.Res.,Vol.79,pp.5273-5285,1974.

[16] Barlier, F. et al.: A thermospheric model based on satellite drag data. Aeronomica Acta, A, No 185, 1977.

[17] Barlier, F. et al.: Preliminary results obtained from the low-g accelerometer CACTUS. Space Res. XVII, pp. 341-345, 1977.

[18] Barlier, F. et al.: A new three-dimensional thermospheric model based on satellite drag data. Space Res. XVIII, pp. 207-210, 1978.

[19] Barlier, F. et al.: Comparisons between various semi-ampirical thermospheric models of the terrestrial atmosphere. J.Atm.Terr.Phys., Vol.41.pp.527-542, 1979.

[20] Berger, C.: Analyse et modélisation statistique de différents parametres de l'atmosphere neutre-Asymetries hémishériques. These de doctorat d'état, Paris, 1976.

[21] Berger, V., Barlier, F.: Response of the equatorial thermosphere to magnetic activity analysed with accelerometer total density data. Asymmetrical structure. J.Atm.Terr.Phys. Vol. 43, pp. 121-134, 1981.

[22] Blamont, J.E., Luton, J.M.: Geomagnetic effect on the neutral temperature of the F-region during the magnetic storm of September 1969. J. Geophys. Res. Vol. 77, pp. 3534-3548, 1969.

[23] Blum, P., Harris, I., Priester, W.: The physics of the neutral upper atmosphere. In: CIRA-72, pp. 339-450, 1972.

[24] Blum, P.W., Harris, I.: The global wind system in the thermosphere. Space Res. XIII., pp.369-382, 1973.

[25] Bourdeau, R.E., Chandra, S., Neupert, W.M.: Time correlation of extreme ultraviolet radiation and thermospheric temperature. J.Geophys.Res., Vol. 69, pp. 4531-4535, 1964.

[26] Brookes, C.J., Moore, P.: Air density at heights near 300 km,from analysis of the orbit of China 2 rocket. Planet.Space Sc.,Vol.25,pp.1011-1020,1977.

[27] Brookes, C.J., Moore,P.: Air density at heights near 435 km from the orbit of Skylab-1. Planet.Space Sc.,Vol. 26, pp. 913-924, 1978.

[28] Carru, H., Petit, M., Waldteufel, P.: On the diurnal variation of the thermopause temperature. Planet.Space Sc., Vol.15, pp. 944-945, 1967.

[29] Carru, H., Waldteufel, P.: Étude par diffusion de Thomson des variations de la température exosphérique. Ann. Géophys. Vol. 25, pp. 485-494,1969.

[30] Challinor, R.A.: The apparent rotation of the upper atmosphere. Planet. Space Sc., Vol. 16, pp. 1557-1563, 1968.

[31] Challinor, R.A.: Neutral winds in the F-region. Planet.Space Sc., Vol. 18, pp. 1485-1493, 1970.

[32] Chapman, S., Cowling, T.G.: The mathematical Theory of non-uniform gases. Cambridge, Univ.Press, London, 1970.

[33] Ching, B.K., Chiu, Y.T.: Global distribution of thermospheric heat sources. Planet. Space Sc., Vol. 21, pp. 1633-1646, 1973.

[34] Cho, H.R., Jeh, K.I.: Neutral winds and the behaviour of the ionospheric F_2 region. Radio Sc., Vol. 5, pp. 881-894, 1970.

[35] CIRA-72 COSPAR International Reference Atmosphere 1972. Akademie Verlag, Berlin, 1972.

[36] Cole, K.D.: Electrodynamic heating and movement of the thermosphere. Planet. Space Sc., Vol. 19, pp. 59-75, 1971.

[37] Cook, G.E.: Satellite drag coefficients. Planet. Space Sc., Vol. 13, pp. 929-946, 1965.

[38] Cook, G.E.: Drag coefficients of spherical satellites. Ann.Géophys., Vol. 22, pp. 53-64, 1966.

[39] Cook, G.E., Scott, D.W.: Exospheric densities near solar minimum from the orbit of ECHO-2. Planet. Space Sc., Vol. 14, pp. 1149-1165, 1966.

[40] Cook, G.E.: Variations in air density at heights near 500 km from 1965 to 1967. Planet. Space Sc., Vol. 16, pp. 1161-1176, 1968.

[41] Cook, G.E.: The semi-annual Variation in the upper atmosphere: a review. Ann.Géophys., Vol. 25, pp. 451-468, 1969.

[42] Cook, G.E.: Semi-annual variation in density at a height of 90 km. Nature, Vol. 222, pp. 969-972, 1969.

[43] Cook, G.E., Scott, D.W.: The semi-annual variation in air density at a height of 1100 km from 1964. to 1967. Planet.Space Sc., Vol.pp.107-119,1969.

[44] Cook, G.E.: Variations in exospheric density during 1967-68, as revealed by ECHO-2. Planet. Space Sc., Vol.18, pp.387-394, 1970.

[45] Cook, G.E.: The semi-annual variation in the upper atmosphere during 1967 and 1968. Planet. Space Sc., Vol.18, pp. 1573-1584, 1970.

[46] Cook, G.E.: Density variations in the exosphere from June 1968 to December 1970. Planet. Space Sc., Vol. 20, pp. 473-482, 1972.

[47] Dickinson, R.R., Lagos, C.P., Newell, R.E.: Dynamics of the neutral gas in the thermosphere for small Rossly Numbers. J. Geophys.Res. Vol. 73, pp. 4299-4313, 1968.

[48] Donahue, T.M., Carignan, G.R.: The temperature gradient between 100 and 120 km. J. Geophys.Res. Vol 80, 4565-4569, 1975.

[49] Érdi, B.: Égimechanika, Tankönyvkiadó, Budapest, 1973.

[50] Eisner, A., Yionoulis, S.M.: The semi-annual variation in the upper atmosphere /900-1200 km/ at solar minimum. Paper presented at the XX. COSPAR Meeting, 1977.

[51] Friedman, M.P.: A three-dimensional model of the upper atmosphere. SAO Spec. Rep. No. 250, 1967.

[52] Friedman, M.P.: Upper atmosphere dynamics.SAO Spec.Rep.No. 316, 1970.

[53] Galperin, Yu.I., Temny, V.V.: Atmospheric scale height in the 200-400 km range according to radiation belt data. Paper presented at Florence, COSPAR Meeting, 1964.

[54] Geisler, J.E.: Atmospheric winds in the middle latitude F-region. J.Atm.Terr.Phys., Vol. 28, pp. 703-720, 1966.

[55] Geisler, J.E.: A numerical study of the wind system in the middle thermosphere. J.Atm.Terr.Phys.,Vol.29,pp.1469-1476, 1967.

[56] Groves, G.V.: Effect of the Earth's equatorial bulge on the lifetime of artificial satellites.Nature, Vol.181, pp. 1055-1056, 1968.

[57] Hall, L.A., Chagnon, C.W., Hintergegger, H.E.: Daytime variations in the composition of the upper atmosphere. J.Geophys.Res.,Vol.72. pp. 3425-3427, 1967.

[58] Harper, R.M.: Night-time meridional neutral winds near 350 km at low to mid-latitudes.J.Atm.Terr.Phys., Vol.35,pp. 2023-2038, 1972.

[59] Harris, I., Priester, W.: Time-dependent structure of the upper atmosphere. J.Atm.Sc., Vol. 19, pp. 286-301, 1962.

[60] Harris, I., Priester, W.: Theoretical models for the solar cycle variation of the upper atmosphere. J.Geophys.Res.Vol.67, pp. 4585-4591, 1962.

[61] Hedin, A.E. et. al.: Empirical model of global thermospheric temperature and composition based on data from the OGO-6 quadrupole mass spectrometer. J.Geophys.Res.Vol. 79, pp. 215-225, 1974.

[62] Hedin, A.E. et al.: Global model of thermosphere temperatures based on incoherent scatter and in-situ N_2 density measurements. AGU Winter Meeting. EOS 1030, 1975.

[63] Hedin, A.E. et al.: A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data. MSIS 1. J.Geophys.Res.Vol.82,pp.2139-2147,1977.

[64] Hedin, A.E., et al.: A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data.MSIS 2. Composition.J. Geophys.Res.,Vol. 82, pp. 2148-2156, 1977.

[65] Hedin, A.E.: Observations of neutral composition and related ionospheric variations during a magnetic storm in February 1974. J,Geophys.Res.,Vol. 82, pp. 3183-3189, 1977.

[66] Hiller,H.: The orbit of 1972-05B in its final phase, with geophysical inferences. Planet. Space Sc.,Vol. 29, pp. 579-588, 1981.

[67] Hiller,H.: Determination of the orbit of Cosmos 307 and its use in atmospheric research. Royal Aircr. Ast., Techn.Rep. 71151, 1971.

[68] Hines, C.O.: Comments on "The rotational speed of the upper atmosphere etc." by D.G. King-Hele. Planet.Space Sc.,Vol.13,pp.169-172,1965.

[69] Hines, C.O.: Dynamyc heating of the upper atmosphere.J.G.R. Vol.70, pp. 177-183, 1965.

[70] Hines, C.O.: On the diurnal heat budget of the thermosphere.Planet. Space Sc., Vol. 21, p. 2238-2239, 1973.

[71] Hirschfelder, J.O., Curtiss, C.F., Bird, R.B.: Molecular theory of gases and liquids. Wiley, p. 1249 N.Y., 1964.

[72] Horváth, A., Ill, M. et al.: Vergleich von nach zwei versciedenen Methoden berechneten Umlaufszeiten. Nabl.I.Sz.Z., Vol.9.pp.301-308, 1969.

[73] Horváth, A.: Metodü opregyelényija kvazidrakonicseszkih periodov obrascsényija I.Sz.Z. Kand.dissz., Moszkva, 1972.

[74] Horváth, A.: Metodopregyelényija polozsenyija szputnyika dlja iszledovanyija ego perioda obrascsényija. Nauchüe Inform. Asztroszov. No 25, p. 30, 1972.

[75] Höhne, W., Nitschmann, H.J.: Bestimmung v. Flughöhen künstlicher Erdsatelliten im Programm Interobs. Mitt.d.Sternwarte Bautzen,No.1.,1963.

[76] Ill, M.: Bahnbestimmung von künstlichen Erdsatelliten auf Grund visueller Beobachtungen. Mitt.d.Städtischen Sternwarte, Baja,No.1.pp.1-18, 1962.

[77] Ill, M. /szerkesztő/: Ergebnisse d. im Rahmen d. Interobs. Programms abgehaltenen Kooperationswochen. Folge 1,2,3,4,5,6,7, Baja, 1963-1968.

[78] Ill, M.: Opregyelényije plotnosztyi vozducha na osznovanyii izmenyenyii elementov orbit I.SZ.Z. Nabl.I.Sz.Z.,Vol.2, pp. 58-64, 1963.

[79] Ill, M.: Programma Interobs v 1964 godu. Nabl.I.SZ.Z. Vol.3,pp.91-99,1965.

[80] Ill, M.: K raszcsotu izmenyenyij perioda szputnyika iz odnovremennüh nabljugyényij. Nabl.I.SZ.Z.,Vol.4pp.104-112, 1965.

[81] Ill, M., Almár, I.: Preliminary analysis of Interobs-programme observations In: Trajektories of artificial celestial bodies pp. 6-14, Springer,1966.

[82] Ill, M.: A magyarországi szputnyikmegfigyelő hálózat munkájáról. Magyar Tudomány, pp. 297-306, 1966.

[83] Ill, M.: Opregyelényije kratkovremennüh i nyeperiogyicseszkih izmenyényij plotnosztyi vozducha. Kand.disszertáció, Leningrád, 1967.

[84] Ill, M., Kaszimenko, T.V.: Opregyelényije szkoroszty odnoj podszputnyikovoj tocski. Nabl.I.SZ.Z.,Vol,7,pp.87-96, 1967.

[85] Ill, M.: O naucsnom primenyényii rezultátov nabljugyényij. I.SZ.Z. Nab.I.Sz.Z., Vol.6, pp. 14-22, 1967.

[86] Ill, M.: Über die Möglichkeit einer Methode zur Bestimmung der Umlaufszeit eines Satelliten. Nabl.I.SZ.Z.Vol.8,pp.197-205, 1968.

[87] Ill, M., Barlier, F., Jaeck, C.: Vergleich von zwei verschiedenen Methoden zur Luftdichtebestimmung. Nabl.I.SZ.Z.Vol.8.pp.207-219,1968.

[88] Ill, M.: Opregyelényije kratkovremennüh izmenyényij plotnosztyi atmoszférü iz kvaziszinchronnüch nablugyenyij I.Sz.Z.Bull.St.Opt. Nabl.No 53/1/, pp. 9-22, 1969.

[89] Ill, M.: O vücsiszlényije momentov prohozsgyényija I.SZ.Z. cserez opregyelennüj nyebesznüj krug. Bull.St.Opt.Nabl.No 53/1/,pp.23-26,1969.

[90] Ill, M.: Nyekotorüje problemü atmoszférnüh iszledoványij. Bull.St. Opt.Nabl. No 57, pp. 34-38, 1970.

[91] Ill, M.: Nem-periódikus sürüségváltozások 200-400 km között. Felsőfoku Földm.Techn.Tud.Közl.,Vol. 1, pp.64-77,1970.

[92] Ill, M., Barlier, F., Kohler, P.: Remark on the semi-annual variation of air density. Space Res.,XI.,pp. 584-592, 1970.

[93] Ill, M., Almár, I.: A felsőlégkör sürüségének meghatározása az ürkutatás eszközeivel. Fizikai Szemle,No.2.,pp.46-52 és No.3,pp.70-77, 1970.

[94] Ill, M.: Dynamique des satellites artificiels. Univ. de Besancon, p.370, 1971.

[95] Ill, M. et al.: Bemerkungen über den Zusammenhang zwischen Dezimeter-wellenstrahlung und Luftdichteänderun. Nabl.I.SZ.Z.Vol.10, pp.231-256,1971.

[96] Ill, M.: A magaslégköri szelekről. Asztronaut.Tud.Ülésszak előad.pp.79--86, 1971. KASZ, Budapest.

[97] Ill, M.: Opregyelényije odnorodnoj vüszotü atmoszferü. Nabl.I.SZ.Z. Vol. 14, pp. 403-412, 1974.

[98] Ill, M., Clairemidi, J., Falin, I.L.: Neutral winds in the F-region. Planet.Space Sc., Vol. 23, pp, 401-408, 1975.

[99] Ill, M.: A gravitációs erőtér meghatározása mesterséges holdakkal. In: Fizika '75, pp. 83-98, 1975, Budapest

[100] Ill, M.: A pályameghatározás problémái mesterséges holdak megfigyelései alapján. Kozmikus geodéziai szemináriumok válogatott anyagai, pp,135-163, 1976, KASZ, Budapest.

[101] Ill, M.: A felsőlégkör aszimmetriájáról. Ionoszféra és magnetoszféra fizika IV., pp. 9-16, 1977, KASZ, Budapest.

[102] Ill, M.: Über die Nord-Süd Asymmetrie der hohen Atmosphäre. In: 3rd Int.Symp.:Geodesy and Physics of th Earth, pp.695-717,1977,Potsdam,Adw d.DDR

[103] Ill, M.: Determination of density scale height profiles. Space Res. XIX, pp. 235-238, 1979.

[104] Ill, M.: On the variation of density scale height.Nabl.I.SZ.Z.,Vol. 18, pp. 477-490, 1979.

[105] Ill, M.: Variations of density scale height between 300 and 400 km. Adv.Space Res., Vol.1., pp. 227-230, 1981.

[106] Ill, M.: Semleges felsőlégkör-kutatás hazánkban. A magyar ürkutatás 10 éve, pp, 19-27, 1981.Interkozmosz Tanács

[107] Ill, M.: Density variations connected with the 11-year solar cycle. Publikálásra leadva: Nabl.I.SZ.Z. Vol.21.számára,1982.

[108] Illés,E., Almár, I.: O vücsiszlényije elementov orbitü I.SZ.Z. po bazisznüm nablugyényijam.Nabl.I.SZ.Z.Vol.3,pp.104-109, 1965.

[109] Illés-Almár, E., Almár, I.: Period changes of the satellite 1960 Epsilon 3 in 1963/64 as deduced from observations within the Interobs-programme. Mitt.Sternw.Ung.Akad.Wiss.,No.59, 1965, Budapest.

[110] Izakov, M.N.: Comprisom of structure and dynamics of the Earth's Mars and Venus thermospheres. J.Atm.Terr.Phys.,Vol.38, pp.847-863,1976.

[111] Jacchia, L.G., Briggs, R.E.: Orbital acceleration of satellite 1958 beta 2. SAO Spac.Rep. No 18, 1958.

[112] Jacchia, J.G.: The temperature above the thermopause. SAO Spec.Rep. No 150, 1964.

[113] Jacchia, L.G.: Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical temperature profiles. SAO Spec. Rep. No 170, 1965.

[114] Jacchia, L.G., Slowey, J.: The shape and location of the diurnal bulge in the upper atmosphere. SAO Spec.Rep., No 207, 1966.

[115] Jacchia, L.G., Slowey, J., Verniani, F.: Geomagnetic perturbations and upper atmospheric heating. J.Geophys.Res.,Vol.72,pp.1423-1434,1967.

[116] Jacchia, L.G., Slowey, J., Campbell, I.: Semi-annual density variations in the upper atmosphere, 1958 to 1966. SAO Spec.Rep. No 265, 1968.

[117] Jacchia, L.G.: Recent advances in upper atmospheric structure. Space Res., Vol. X. pp. 367-388, 1970.

[118] Jacchia, L.G.: New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles. SAO Spec.Rep. No 313, 1970./I./

[119] Jacchia, L.G.: New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles. SAO Spec.Rep. No 313, 1970./II./

[120] Jacchia, L.G.: Solar wind dependence of the diurnal temperature variation in the thermosphere. J.Geop.Res.Vol.75, pp.4347-4349, 1970.

[121] Jacchia, L.G., Slowey, J.: Atmospheric densities from drag on five satellites. SAO Spec.Rep.No 326, 1970.

[122] Jacchia, L.G.: Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles.SAO SPec.Rep. No 332, 1971.

[123] Jacchia, L.G., Slowey, J.: A supplemental catalog of atmospheric densities from satellite drag analysis. SAO Spec.Rep. No 348, 1972.

[124] Jacchia, L.G., Slowey, J., Campbell, I.G.: An analysis of the solar-activity effects in the upper atmosphere. Planet.Space Sc.,Vol.21,pp. 1835-1842, 1973.

[125] Jacchia, L.G., Slowey, J.: A study of the variations in the thermosphere related to solar activity. Space Res.XIII.,pp.343-348,1973.

[126] Jacchia, L.G., Slowey, J.: A catalog of atmospheric densitiec from the drag of five balloon satellites. SAO Spec.Rep.No 368, 1975.

[127] Jacchia, L.G., Slowey, J., v.Zahn,I.: Thermospheric seasonal-latitudinal variation of four major atmospheric constituents from ESRO 4 gas-analyzer measurements. Paper presented at Tel Aviv, COSPAR Meeting, 1977.

[128] Jacchia, L.G.: Thermospheric temperature, density, and composition: new models. SAO Spec.Rep.No 375, 1977.

[129] Jaeck-Berger, C.: Modéle statistique de densité globale entre 150 et 500 km. Ann.Geop.,Vol. 29, pp. 547-552, 1973.

[130] Johnson, F.S., Gottlieb, B.: Eddy mixing and circulation at ionospheric levels. Planet Space Sc. Vol. 18, pp. 1707-1718, 1970.

[131] Kaszimenko, T.V., Szlovochotova, N.P.: Izmenyényija drakonyicseszkogo perioda nyekotorüh szovjetszkih szputnyikov i kolebányija atmoszfernoj plotnosztyi. Nabl. I.SZ.Z. Vol. 5, pp. 137-159, 1966.

[132] Keating, G.M. et al.: North-asymmetry of the neutral atmosphere. Space Res.XIII.,pp.327-339, 1973.

[133] Keating, G.M. et al.: A critifal evaluation of the OGO-6 helium model. Paper presented at Sao Paulo, COSPAR Meeting, 1974.

[134] Kent, G.S., Wright, R.W.: Movements of ionospheric irregularities and atmospheric winds. J.ATm.Terr.Phys.,Vol. 30. pp, 657-691, 1968.

[135] King-Hele, D,G.: Theory of satellite orbits in an atmosphere.Butterworths, London, 1964.

[136] Kin-Hele, D.G., Quinn. E.: Air density at heights of 150-300 km in the years 1962-64. Planet.Space Sc., Vol.13, pp. 693-705, 1965.

[137] King-Hele, D.G.: Metods of determining air density from satellite orbits. Ann.Geop.,Vol.22,No 1. pp.40-52, 1966.

[138] King-Hele, D.G., Hingston, J.: Air density at heights near 190 km in 1966-67, from the orbit of Secor-6. Planet.Space Sc.,Vol.16,pp.675-691,1968.

[139] King-Hele, D.G., Hingston, J.: Variations in air density at 480 km, from the orbit of Midas 2. Planet.Space Sc.,Vol. 16, pp.937-949, 1968.

[140] King-Hele, D.G., Walker, M.C.: Air density at a height of 470 km between January 1967 and May 1968. Planet.Space Sc., Vol.17,pp.197-215, 1969.

[141] King-Hele, D.G.,Walker, D.M.: Air density at heights of 140-180 km, from analysis of the orbit of 1968-59A.Planet.Space Sc.,Vol.17,pp.1539-1556,1969.

[142] King-Hele, D.G., Walker, D.M.: Air density at heights near 180 km in 1968 and 1969, from the orbit of 1967-31A.Planet.Space Sc.Vol.19,pp.297-311,1971.

[143] King-Hele, D.G.: Upper atmospheric zonal winds. Nature, Vol.237.,pp. 451-452, 1972.

[144] King-Hele, D.G., Walker, D.M.: The change in satellite orbital inclination by a rotating atmosphere with day-to-night variation.Celest.Mech.,Vol.5., pp. 41-54, 1972.

[145] King-Hele, D.G., Walker, D.M.: Upper atmosphere zonal winds: variation with height and local time.Planet.Sapce Sc., Vol.25,pp.313-336, 1977.

[146] King-Hele, D.G., Walker, D.M.: The effect of atmospheric winds on satellites orbits of hight eccentricity.Proc.R.Soc.London A, Vol. 350, pp. 281-298, 1976.

[147] King-Hele, D.G.: The value of photographic observations in improving the accuracy of satellite orbits. J.Brit.Interplan.Soc.,Vol.35, pp.355-362, 1982.

[148] Kockarts, G.: Mean molecular mass and scale heights of the upper atmosphere Ann.Géophys.Vol.22, pp. 161-174, 1966.

[149] Kockarts, G., Peetermans, W.: Atomic oxygen infrared emission in the Earth's upper atmosphere. Planet.Space Sc., Vol.18, pp.271-285, 1970.

[150] Kockarts, G.: Neutral atmosphere modelling. Aeronomica Acta, A No 137, pp. 1-15, 1974.

[151] Kockarts, G.: Some recent advances in the thermospheric models.Paper C.3.3.2 at COSPAR-conference, Budapest, 1980.

[152] Kohl, H., King, J.W.: Atnospheric winds between 100 and 700 km. J.Atm. Terr.Phys., Vol. 29, pp. 1045-1058, 1967.

[153] Kohl, H., King, J.W., Eccles, D.: Some effecties of neutral air winds in the ionospheric F-layer. J.Atm.Terr.Phys. Vol. 30, pp.1733-1744,1968.

[154] Kovalevsky, J.: Introduction á la mécanique céleste. Coll. A. Colin, No 370, Sect.Math., Paris, 1963.

[155] Klostermeyer, J.: Thermospheric heating by atmospheric gravity waves. J.Atm.Terr.Phys.Vol. 35, pp. 2267-2275, 1973.

[156] Lagos, C.P. , Mahoney, J.R.: Numerical studies of seasonal and latitudinal variability in a model thermosphere. J.Atm.Sci.Vol. 24, pp. 88-94, 1967.

[157] Landau, J.D., Lifshitz, E.M.: Fluid mechanics. Pergamon Press,Oxford,1959.

[158] Lespes, J.L., Falin, J.L., Ill, M.: Variation of density in the upper atmosphere correlated with the instantaneous solar flux during 1967-69. Space Res.XI., pp. 659-963, 1971.

[159] Levallois, J.J., Kovalevsky, J.: Géodésie générale, Tom 3,4. Eyrolles, Paris, 1971.

[160] Lindzen, R.S., Blake, D.: Mean heating of the thermosphere by tides. J.Geoph.Res.,Vol. 75, pp. 6868-6871, 1970.

[161] Lozinszki, A.M.: Metod opregyelényija bolsoj oszi orbitü I.SZ.Z. iz nyemnogich nabljugyényij.Bull.St.Opt. Nabl. No 43, pp. 6-7, 1965.

[162] Marcos, F.A. et al.: More accelerometer and orbital drag results from the Spades and Conon Ball 1 satellites. Space Res.Xi.,pp.940-948,1971.

[163] Marcos, F.A., Champion,K.s.W.: Gravitiy wawes observed in high latitude neutral density profiles.Space Res.XII,pp.791-798, 1972.

[164] Marov, M.Ya.: O plotnosztyi verchnyej atmosferü.Koszm.Iszled.Vol.2, No 6, pp. 909-915, 1964.

[165] Marov, M.Ya.: Density of the upper atmosphere from data of soviet satellite drag.Space Res.Vol.pp.1140-1149,1965.

[166] Marov, M.Ya.: The density of the upper atmosphere. Ann.Géophys.,Vol. 22, pp. 65-74, 1966.

[167] Marov, M.Ya.: O tyemperature i plotnosztyi termoszferü v period glubokogo minyimuma szolnyecsnoj aktyivnosztyi.Koszmics.Istl.Vol.6,pp.110-118,1968.

[168] Marov, M.Ya., Alpherov, A.M.: Density and temperature variations in the atmosphere at altitudes of 200-600 km. Space Res.X.,pp. 419-428, 1970.

[169] Marov, M.Ya., Alpherov, A.M.: Semi-annual density variations of the atmosphere at heights of 200-300 km.Space Res.XII.pp.803-810, 1972.

[170] Mayr, B.R.: The estimation of atmospheric scale heights from the contraction of satellite orbits. Planet.Space Sc.,Vol.11, pp. 633-637, 1963.

[171] Mayr, H.G., Volland, H.: Magnetic storm effects in the neutral composition. Planet.Space Sc.,Vol.20, pp. 379-393, 1972.

[172] Mayr, H.G. et al.:Global characteristics in the diurnal variation of thermospheric temperature and composition.J.Geop.Res.Vol.79,pp.619-628,1974.

[173] Mayr, H.G., Hedin, A.E.: Significance of large-scale circulation in magnetic storm characteristics with application to AE-C neutral composition data. J.Geop.Res.,Vol.82, pp. 1227-1234, 1977.

[174] McClure, J.P.: Diurnal variation of neutral and charged particle tamperatures in the equatorial F-region.J.Geop.Res. Vol. 74, pp. 279-291, 1969.

[175] Moore, P.: The effect of the diurnal variation in temperature on densities derived from near-circular satellite orbits.Planet.Space Sc.,Vol.27,pp. 1361-1370, 1979.

[176] Nagel, E., Reigber, Ch.: Verwendung d. Atmosphärenmodelle CIRA-65 und CIRA-72 in d. Bahnbestimmung geidätischer Satelliten. BMFT-FB W 73-11, 1973, München.

[177] Neupert, W.M., Behring, W.E., Lindsay, J.C.: The solar spectrum from 50 angströms to 400 angströms. Space Res.IV.pp.719-729,1964.

[178] Newton, G.P.:Resolution of the difference between atmospheric density measurements from Explorer 17 density gage and drag techniquee. J.Geop. Res., Vol. 74, pp. 6409-6414, 1969.

[179] Nicolet, M.: The Earth as planet,p. 644, Univ.Chicago Press 1954.

[180] Nicolet, M.: Density of the heterosphere related to temperature. SAO Spec.Rep. No 75, 1961.

[181] Nikolet, M.: Solar radio flux and temperature of the upper atmosphere. J.Geophys.Res.Vol.68, pp. 6121-6135, 1963.

[182] Nisbet, J.S.: Tables from the Penn State Mark Ionospheric Model. Ionospheric Res.Sc.Rep.No 362 /E/.

[183] Nisbet, J.S. et al.: Global exospheric temperatures and densities under active solar conditions.Planet.Space Sc.,Vol.25,pp.59-69, 1977.

[184] Paetzold, H.K., Zschörner, H.: Bearings of Sputnik III and the Variable acceleration of satellites. Space Res.I.,pp.24-36, 1960.

[185] Paetzold, H.K., Zschörner, H.: The structure of the upper atmosphere and its variations after satellite observations.Space Res.,II.pp.958-973.

[186] Paul, G., Volland, H.,Roemer, M.: A study of the time lag between the 27-day variations of thermospheric density and 10,7 cm solar radiation. Space Res.,XIV,pp.189-193, 1974.

[187] Potter, W.E.,Kayser,D.C., Nier, A.O.: Thermospheric variation.Space Res.XIX, pp. 259-262, 1979.

[188] Priester, W., Martin, H.A., Kramp, K.: Diurnal and seasonal density variations in the upper atmosphere. Nature,Vol.188,pp.202-204,1960.

[189] Priester, W., Roemer, M., Volland, H.: The physical behaviour of the upper atmosphere deduced from satellite drag data.Space Sc.Rev.,Vol.6 pp.707-780.

[190] Prölss, G.W.: Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere etc.Rev.Geop.Space Phys.Vol.18, pp.183-202, 1980.

[191] Rieshbeth, H.: Thermospheric winds and the F-region. A rewiew.J.Atm.Terr. Phys.,Vol. 34,pp.128, 1972.

[192] Roble, G.R. et al.: Diurnal variation of the neutral thermospheric winds determined from incoherent scatter radar data. J.Geop.Res.,Vol.79,pp. 2868-2876, 1974.

[193] Roemer, M.: Die Dichte der Hochatmosphäre und ihre Variationen wärend der Phase abklingender Sonnenaktivität 1958-1962. Veröff.Univ.Sternearte, Bonn, No 68, p.146, 1963.

[194] Roemer, M.: Exospheric densities deduced from satellite drag data. Space Res.IV.pp.244-256, 1964.

[195] Roemer, M.: Atnospheric densities and temperatures from precisely reduced observations of the Explorer IX satellite. SAO Spec.Rep.No 199, 1966.

[196] Roemer, M.: Geomagnetic activity effect and 27-day variation: response time of the thermosphere and lower exosphere.Space Res.,VII.pp.1091-99,1966.

[197] Roemer, M.: Geomagnetic aktivity effect in the 250 to 800 km altitude region. Paper presented at Leningrad, COSPAR Meeting, 1970.

[198] Roemer, M.: Recent observational results on the thermosphere. In: CIRA-72, pp. 341-396, 1972.

[199] Rohrbaugh, J.L., Swartz, W.E., Nisbet, J.: Comparison of the correlation of inkoherent scatter and ionosond measurements. J.Geophys.Res.,Vol.78, pp. 281-287, 1973.

[200] Rousseau, M.: Densities deduced from perturbations at high altitudes. Planet.Space Sc.,Vol.21, pp. 1705-1712, 1973.

[201] Salah, J.E., Evans, J.V.: Measurements of thermospheric temperatures by inkoherent scatter radar. Space.Res.XIII, pp. 267-286, 1973.

[202] Salah, J.E., Evans, J.V., Wand, R.H.: Seasonal Variations in the thermosphere above Millstone Hill. Radio Sc., Vol. 9, pp. 231-238, 1974.

[203] Sehnal, L.: The radional speed of the upper atmosphere determined from orbital inclinations of Interkosmos satellites.Bull.Astr.Inst.Czechoslovakia, Vol. 26, pp. 300-306, 1975.

[204] Slowey, J.: Atmospheric densities and temperatures from the drag analysis of the Explorer 17 satellite. SAO Spec.Rep.No 157, 1964.

[205] Spencer, N.W., Taeusch, D.R., Carignan, G.A.: N_2 temperature and density data for the 150 to 300 km region and their implications. Ann.Géoph.,Vol. 22, pp. 151-160, 1966.

[206] Sterne, T.E.: An atmospheric model and some remarks on the interference of the density from the orbit of a close eart satellite.Astr.J.Vol.63.pp. 81-87, 1958.

[207] Sterne, T.E.: Formula for inferring atmospheric density from the motion of artifical earth satellites. Science, Vol. 127, p. 1245, 1958.

[208] Stubbe, P.: Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases. J.Atm.Terr.Phys.,Vol.30,pp.125-139, 1965.

[209] Swartz, W.E., Nisbet, J.S.: Diurnal variation of the neutral temperature profile at Arecibo from inhoherent scatter measurements. J.Geoph.Res., Vol, 76, pp. 185-196, 1971.

[210] Taeusch, D.R. et al.: Diurnal survey of the thermosphere:neutral particle results. Space Res.VIII, pp. 930-939, 1968.

[211] Thuillier, G., Falin, J.L., Barlier, F.: Global exospheric model of the exospheric temperature using optical and incoherent scatter measurements. Service d' Aeronomie, No 65-A-76, pp. 1-25, 1976.

[212] Thuillier, G., Falin, J.L., Wachtel, C.: Experimental global model of the exospheric temperature based on measurements from the Fabry-Perot interferometer on board of OGO-6. J.Atm.Terr.Phys., Vol. 39, pp. 399-414, 1977.

[213] Trinks, H. et al.: Esro 4 gas analyzer results. 3./ Spatial and temporal structure during a geomagnetic storm. J.Geoph.Res.,Vol.80, pp. 4571-76,1975.

[214] Trinks, H. et al.: Intercomparison of neutral composition measurements from the satellites ESRO 4, AEROS A, AEROS B and AE C.J. Geophys. Res., Vol. 82, pp. 1261-1265, 1977.

[215] Usztyinov, G.A.: Uravnyiványie prosztransztvennoj kozmicseszkoj trianguljácii. Nabl.I.SZ.Z.Vol. 2., pp. 19-25, 1963.

[216] Vasseur, G.: Vents dans la thermosphere. Not Techn.C.N.E.T. - GRI/NTP/43 Issy les Moulineaux.

[217] Vasseur, G.: La dynamique de l'atmosphere neutre. These de doctorat d'état Paris, 1971.

[218] Voiskovsky, M.I. et al.: SOme results of determinátion of diurnal and semi-annual variations in the upper atmosphere density. Paper presented at the COSPAR Meeting, Leningrad, 1970.

[219] Volland, H.: A theory of thermospheric Dynamics-I: Diurnal and solar cycle variations. Planet. Space Sc., Vol. 17, pp. 1581-1635, 1969.

[220] Volland, H.: A theory of thermospheric Dynamics - II: Geomagnetic activity effect, 27-day variation and semi-annual variation. Planet Space Sc., Vol. 17, pp. 1709-1735, 1969.

[221] Volland, H., Mayr, H.G.: A theory of the diurnal variations in the thermosphere Ann. Géoph.Vol. 26, pp. 907-917, 1970.

[222] Volland, H., Wulf-Mathies, C., Priester, W.: On the semi-annual variations of thermospheric density. J. Atm. Terr. Phys., Vol. 34, pp. 1053-1062, 1972.

[223] Wachtel, C.: Temperatures thermosphériques neutres déduites des mesures d'interferometrie de OGO-6. These de doctorat, 1975, Paris.

[224] Waldteufel, P., Cogger, L.: Measurements of the neutral temperature at Arecibo. J.Geophys. Res., Vol. 76, pp. 5322-5336, 1971.

[225] Waldteufel, P.: Exospheric temperatures from rockets and incoherent scatter measurements. J. Geophys.Res., Vol. 76, pp. 6990-6998, 1971.

[226] Walker, D.M.C.: Air density at heights near 200 km from the orbit of 1969-20B Planet.Space Sc., Vol. 20, pp. 2165-2173, 1972.

[227] Walker, D.M.C.: Variations in air density from January 1972 to April 1975 at heights near 200 km. Planet. Space Sc., Vol. 26, pp. 291-309, 1978.

[228] Walker, D.M.C.: The last 14 days of SKYLAB 1: orbit determination and analysis. Royal Establ., Techn. Rep. 82067, June, 1982.

[229] Wans, R.H., Perkins, F.W.: Radar Thomson scatter observations of temperature and ion-neutral collisions frequency in the E-region. J. Geophys.Res.Space Phys. Vol. 73, pp. 6370-6372, 1968.

[230] Zahn, U. von, et al.: ESRO 4 model of global thermospheric composition and temperatures during times of low solar activity. Res. Letters, Vol. 4, pp. 33-36, 1977.

[231] Zsongolovics, I.D.: Metod predvarityelnoj obrabotki, proizvodjascsihszja po programme INTEROBS. Nabl.I.SZ.Z. Vol. 4, pp. 77-88, 1965.

[232] CIRA-65, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965.

[233] Almár, I., Horváth, A., Illés, E.: Analysis of the atmospheric drag of the ECHO 1 satellite using the PERLO orbital determination programme. In: Dynamics of Satellites, Springer, Berlin, p. 244, 1970.

[234] Illés, E.: Cosmic ray intensity as a new index of density variation in the upper atmosphere. Előadás a II. Nemzetközi Felsőlégkör-kutatási Szemináriumon, Baja, 1981.

[235] Ill, M.: A revieuw of the semi-annual effect. Előadás a II. Nemzetközi Felsőlégkör-kutatási Szemináriumon, Baja, 1981.

[236] Roemer, M.: Dichteschwankunger der Hochatmosphäre wärend geomagnetischer Störungen im Höhenbereich 250 bis 800 km. Veröff. d. Astr. Inst., Bonn,No.85, 1972.

[237] Jacchia, L.G., Slowey, J. : Atmospheric heating in the auroral zones: a preliminary analysis of the drag of Injun 3. J.Geph.Res., Vol.69,pp.905-910,'64.

[238] Lew, S.K.: On the dynamic response of the thermosphere at low altitudes to geomagnetic disturbances. J.Geophys.Res.,Vol.74.,pp. 5093-5098, 1969.

[239] Broglio, L.: Diurnal minimum and geomagnetic strom effect on the density of the equatorial atmosphere obtained from San Marco II. Space Res. X., pp. 493-489, 1970.

[240] Carter, V.L. et al.: Atmospheric density above 158 km inferred from drag data from the satellite OVI-5. J.Geophys.Res., Vol. 74, pp. 5081-5091, 1969.

[241] Hays, P.B. et al.: Interferometric measurements of the 630 nm Doppler temperature during a magnetic strom. J. Geophys. Res., Vol. 74., pp.4162-4168, 1969.

[242] De Vries, L.L.: Analysis and interpretation of density data from the LOGACS-experiment. Space Res., XII., pp. 777, 1972.

[243] Anderson, A.D.: The relation between low-latitude neutral density variations near 400 km and magnetic storm activity indices. Planet, Space Sc., Vol. 21., pp. 2049, 1973.

[244] Köhnlein, W. et al.: A thermospheric model of N_2, O, Ar and He as derived from from the ESRO 4 gas analyzer. Paper presented at the COSPAR-conference, Varna, 1975.

[245] Thuillier, G.: Thése de doctorat d'état. Université Paris VI, 1973.

[246] Cook, G.E., Plimmer, R.N.A.: Evaluation of di and dT changes in a spherical atmosphere. Proc.R.Soc. A 258, pp. 516-528, 1960.

[247] Mayr, H.G., Volland, H.: Magnetic storm characteristics of the thermosphere J. Geophys.Res.Vol. 78, pp. 2251-2263, 1973.

[248] King-Hele, D.G., Walker, D.M.C.: Air density at heights near 150 km in 1970, from the orbit of Cosmos 316. Planet. Space Sc., Vol. 19, pp. 1637-1651,1971.

[249] Villian, J.P.: Traitement des données brutes de l'accéléromètre CACTUS. Ann. Géophys., Vol. 36, pp. 41-47, 1980.

[250] Prölls, G.W., von Zehn, U.: Large and small scale changes in the disturbed atmosphere. J.Atm.Terr.Phys., Vol. 38., pp. 655-659, 1976.

[251] Blum, P.W. et al.: Semi-empirical modells of the neutral atmosphere based on turbopause height and exospheric temperature variations. J.Atm.Terr. Phys., Vol. 40. pp. 1131-1136, 1978.

[252] Hedin, A.E. et al.: Global model of longitude/UT variations in thermospheric composition and temperature based on mass spectrometer data. J. Geophys. Res., Vol. 84., pp. 1-18, 1979.

[253] Köhnlein, W. et al.: A thermospheric model of the annual variations of He, N, O, N_2 and Ar from the Aeros data. J.Geophys.Res., Vol. 84.,pp.4355-4363, 1979.

[254] Laux, U., von Zahn, U.: Longitudinal variations in thermospheric composition under geomagnetically quiet conditions. J.Geophys.Res., Vol. 84, pp. 1942-1958, 1979.

[255] Thuillier, G., Falin, J.L., Barlier, F.: Magnetic activity effect on the exospheric temperatures at high latitudes. J. Atm. Terr. Phys., Vol. 42., pp. 653-665, 1980.

[256] Köhnlein, W.: A model of thermospheric temperature and somposition. Planet. Space Sc., Vol. 27, pp. 225-238, 1980.

[257] Stehle, C.G., Nisbet, J.S., Bleuer, E.: A global model of the neutral thermosphere in magnetic coordinates based on OGO 6 data. J. Geophys. Res., Vol. 87., pp. 1615-1623, 1982.

A GAUSS-FÉLE EGYENLETEK LEVEZETÉSE

a/ Az alapvető formula

Induljunk ki a klasszikus, Kepler-féle mozgásból, vagyis feltételezzük, hogy az anyagi tömegpont kizárólag egy centrális erő hatására mozog. Ekkor a mozgásegyenletek igen egyszerűek:

$$\ddot{x} = -\mu\frac{x}{r^3}$$
$$\ddot{y} = -\mu\frac{y}{r^3} \qquad \text{ahol} \quad \mu = k^2(m_a+m_b) \qquad (1)$$
$$\ddot{z} = -\mu\frac{z}{r^3}$$

Tételezzük fel, hogy a mozgó testre a centrális erőn kívül hat még egy járulékos $\bar{F}$ erő, amelynek komponensei F_x, F_y, F_z és amelyet a továbbiakban perturbáló erőnek nevezünk. Ez az erő legyen kicsi a centrális erőhöz képest, és függjön a tömegpont helyzetétől, sebességétől és az időtől. Ekkor a mozgásegyenletek a következő alakra módosulnak:

$$\ddot{x} = -\mu\frac{x}{r^3} + F_x(x,y,z,\dot{x},\dot{y},\dot{z},t) \qquad (2)$$

(a többi egyenlet hasonló alaku)

Kepler-mozgás esetén a klasszikus pályaelemek állandóak. Most, mivel a perturbáló erő a pozició és a sebesség függvénye, a pályaelemek mindegyike az időnek és a többi pályaelemnek valamilyen függvénye lesz:

$$\frac{dx}{dt} = F_a(a,e,I,\Omega,\omega,M,t)$$
$$\vdots \qquad (3)$$
$$\frac{dM}{dt} = F_M(a,e,I,\Omega,\omega,M,t)$$

Perturbált mozgás esetén tehát pillanatonként más és más pályaelemrendszerrel van dolgunk, ezért azt pillanatnyi vagy oszkulációs pályaelemrendszernek nevezzük. Oszkuláló pályaelemek esetén tehát azok epocháját is ismerni kell. Ha egy adott pillanatban a perturbáló erő megszünik, a pályaelem-rendszer sem változik tovább, vagyis ismét a kéttest-probléma kereteiben vagyunk. Ilyankor a (3) egyenletek jobb oldala nullává válik, kivéve az utolsót (amikor dM/dt = n adódik). Általános esetben (3) megoldásai a következő alakban irhatók:

$$a = a_0 + \delta a \qquad e = e_0 + \delta e \qquad I = I_0 + \delta I$$
$$\Omega = \Omega_0 + \delta\Omega \qquad \omega = \omega_0 + \delta\omega \qquad M = M_0 + \delta M \tag{4}$$

ahol δa, $\delta e, \ldots, \delta M$ kis mennyiségek, mivel a perturbáló erőt is kicsinek feltételeztük. Ezeket a kis mennyiségeket nevezzük perturbációknak.

Tegyük fel, hogy egy t pillanatban megszünik a perturbáló erő. Ekkor a matematikai leirásban vagy a kéttest-probléma egyenleteit alkalmazhatjuk, vagy pedig a perturbált mozgás egyenleteit a t pillanathoz tartozó oszkuláló pályaelemekkel. Tételezzük fel, hogy az első esetben létezik egy első integrál, amely a következő alaku:

$$f(x,y,z,\dot{x},\dot{y},\dot{z}) = \varphi(C_1,C_2,\ldots,C_j) = \text{konstans} \tag{5}$$

ahol C_j jelenti a kepleri pályaelemeket.

Ez az összefüggés érvényes marad akkor is, ha a C_j pályaelemeket a t pillanathoz tartozó oszkuláló pályaelemekkel helyettesitjük. Ekkor viszont képezhetjük azok idő szerinti deriváltjait is:

$$\sum_j \frac{\partial\varphi}{\partial C_j} \cdot \frac{dC_j}{dt} = \sum_{x,y,z} \left(\frac{\partial f}{\partial x}\dot{x} + \frac{\partial f}{\partial \dot{x}}\ddot{x}\right) \tag{6}$$

A (2) egyenletet ebbe helyettesitve kapjuk:

$$\sum_j \frac{\partial\varphi}{\partial C_j} \cdot \frac{dC_j}{dt} = \sum_{x,y,z} \left(\frac{\partial f}{\partial x}\dot{x} - \frac{\partial f}{\partial \dot{x}}\frac{\mu x}{r^3} + \frac{\partial f}{\partial \dot{x}}F_x\right) \tag{7}$$

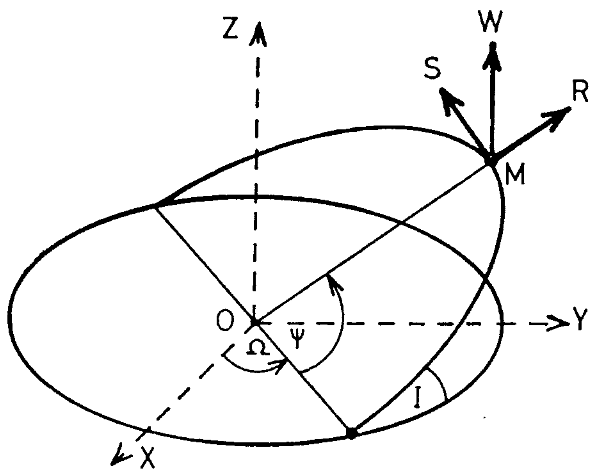
Másrészt (5) alapján tudjuk, hogy df/dt = 0, vagy részletesebben:

$$\sum_{x,y,z} \frac{\partial f}{\partial x}\dot{x} + \sum_{x,y,z} \frac{\partial f}{\partial \dot{x}}\ddot{x} = 0$$

Ez a mi esetünkben azt jelenti, hogy (7) jobb oldalán az összegezésben szereplő első két tag eltünik, vagyis:

$$\sum_j \frac{\partial\varphi}{\partial C_j} \frac{dC_j}{dt} = \frac{\partial f}{\partial \dot{x}}F_x + \frac{\partial f}{\partial \dot{y}}F_y + \frac{\partial f}{\partial \dot{z}}F_z$$

Ezzel olyan alapvető formulát kaptunk meg, amely összefüggést állapit meg a pályaelemek deriváltjai és a perturbáló erő összetevői között. Kezelhetőbbé válik a formula, ha a pályasikhoz kötött koordinátarendszerre térünk át /1. F.1. ábrát/ amelyben a perturbáló erő komponensei a következők:



F.1. ábra

R = a rádiusz vektor irányába eső komponens

S = a rádiuszvektorra merőleges, sikbeli komponens

W = a sikra merőleges komponens.

Az R,S,W alkosson jobbsodrásu rendszert. Ebben a koordinátarendszerben a sebességkomponensek rendre: $\dot{r}$, $r\dot{\psi}$, $\dot{z}$ és igy az alapvető formula uj alakja:

$$\sum_j \frac{\partial \varphi}{\partial C_j} \frac{dC_j}{dt} = \frac{\partial f}{\partial \dot{r}} R + \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial \dot{\psi}} S + \frac{\partial f}{\partial \dot{z}} W \qquad (9)$$

Ezt az alapvető formulát használjuk a továbbiakban a Gauss-egyenletek levezetésére.

b/ Az $\underline{a}$ fél nagytengely perturbációja

Alkalmazzuk a (9) formulát az energia integrál polárkoordinátás alakjára, a tagokat célszerüen szétválasztva /koordinátákat és sebességkomponenseket ill. pályaelemeket tartalmazó tagokra/:

$$\frac{1}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{2}r^2\dot{\psi}^2 - \frac{\mu}{r} = -\frac{\mu}{2a}$$

Ebben az esetben tehát a bal oldal adja az $f(x,y,\ldots,\dot{z})$ függvényt, és igy a deriváltak:

$$\partial f/\partial \dot{r} = \dot{r} \;;\quad \partial f/r\partial\dot{\psi} = r\dot{\psi} \;;\quad \partial f/\partial \dot{z} = 0$$

Másrészt $(C_1,C_2,\ldots C_j) = -\mu/2a = \varphi(a)$ alapján kapjuk:

$$\sum_j \frac{\partial \varphi}{\partial C_j}\frac{dC_j}{dt} = \frac{\partial(-\mu/2a)}{\partial a}\frac{da}{dt} = \frac{\mu}{2a^2}\frac{da}{dt}$$

Az alapformula ebben az esetben, mivel $\underline{a}$ az egyetlen C_j, a következő alaku lesz:

$$\frac{\mu}{2a^2}\,\frac{da}{dt} = \dot{r}R + r\dot{\psi}S \tag{10}$$

A polárkoordinátákat célszerü pályaelemekkel helyettesiteni. A kupszeletet definiáló egyenletet deriválva kapjuk:

$$\dot{r} = \frac{a(1-e\;)\cdot e\sin v}{(1+e\cdot\cos v)^2}\cdot\frac{dv}{dt}$$

és mivel a mi esetünkben $\Delta\psi = \Delta v$, kapjuk: $\quad \dfrac{dv}{dt} = \dfrac{C}{r^2} = \dfrac{n\,a^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}$.

Mindezeket (10)-be helyettesitve:

$$\frac{\mu}{2a^2}\,\frac{da}{dt} = \frac{a(1-e^2)\cdot e\cdot\sin v}{(1+e\cdot\cos v)^2}\cdot\frac{na^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}R + \frac{a(1-e^2)na^2\sqrt{1-e^2}}{(1+e\cdot\cos v)\cdot r^2}S$$

Egyszerüsitések után, $\mu = n^2a^3$ felhasználásával kapjuk a végeredményt:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}}\,[e\cdot\sin v\cdot R + (1+e\cdot\cos v)\cdot S] \tag{11}$$

Ezt nevezik az első Gauss-féle egyenletnek.

c/ Az $\underline{e}$ excentricitás perturbációja

Fejezzük ki a területi integrál állandóját: $C = \sqrt{\mu a(1-e^2)} = r^2\dot{\psi}$.
Most $f(x,y,z,\dot{x},\dot{y},\dot{z}) = r^2\dot{\psi}$, igy a megfelelő deriváltak:
$\partial f/\partial\dot{r} = 0$, $\partial f/r\partial\dot{\psi} = r$ és $\partial f/\partial\dot{z} = 0$. Másrészt, mivel
$\varphi(C\;,C\;,\ldots,C_j) = \sqrt{\mu a(1-e^2)} = \varphi(a,e)$, itt is deriválva:
$\partial\varphi/\partial a = \sqrt{\mu(1-e^2)}/2\sqrt{a}$ és $\partial\varphi/\partial e = -e\sqrt{\mu a}/\sqrt{(1-e^2)}$.

Ezeket az alapvető (9) formulába helyettesitve:

$$\frac{\sqrt{\mu(1-e^2)}}{2\sqrt{a}}\,\frac{da}{dt} + \frac{-e\sqrt{\mu a}}{\sqrt{1-e^2}}\,\frac{de}{dt} = r\cdot S \tag{12}$$

Az imént levezetett da/dt, valamint $r = a(1-e\cdot\cos E)$ és $\mu = n^2a^3$ felhasználásával az alábbi összefüggést kapjuk:

$$\frac{e\sqrt{n^2a^4}}{\sqrt{1-e^2}}\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{n^2a^3(1-e^2)}}{2\sqrt{a}} \cdot \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}} [e \cdot \sin v \cdot R + (1+e \cdot \cos v) \cdot S] -$$

$$-a(1-e \cdot \cos E) \cdot S \ .$$

Végül egyszerüsitések után kapjuk az e perturbációjára:

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{n \cdot a} [\ \sin v \cdot R + (\cos v + \cos E) \cdot S\ ] \qquad (13)$$

d/ Az I inklináció és a csomópont Ω hosszának perturbációja

Alkalmazzuk most a (8)-beli összefüggést a területi integrál jól ismert összefüggéseivel kapcsolatban:

$$\begin{aligned} y\dot{z} - z\dot{y} &= c_1 = C \cdot \sin I \cdot \sin\Omega \\ z\dot{x} - x\dot{z} &= c_2 = -C \cdot \sin I \cdot \cos\Omega \\ x\dot{y} - y\dot{x} &= c_3 = C \cdot \cos I \end{aligned}$$

Az előzőekben már részletesen bemutatott müveletekkel kapjuk, hogy $\varphi(a,e,I,\Omega)$ és igy:

$$\left(\frac{\partial C}{\partial a} \cdot \frac{da}{dt} + \frac{\partial C}{\partial e} \cdot \frac{de}{dt}\right) \sin I \cdot \sin\Omega + C \cdot \cos I \cdot \sin\Omega \frac{dI}{dt} + C \cdot \sin I \cdot \cos\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -z \cdot F_y + y \cdot F_z$$

$$-\left(\frac{\partial C}{\partial a} \cdot \frac{da}{dt} + \frac{\partial C}{\partial e} \frac{de}{dt}\right) \cdot \sin I \cdot \cos\Omega - C \cdot \cos I \cdot \cos\Omega \frac{dI}{dt} + C \cdot \sin I \cdot \cos\Omega \frac{d\Omega}{dt} = z \cdot F_x - x \cdot F_z \qquad (14)$$

$$\left(\frac{\partial C}{\partial a} \cdot \frac{da}{dt} + \frac{\partial C}{\partial e} \frac{de}{dt}\right) \cos I - C \cdot \sin I \frac{dI}{dt} = x \cdot F_y - y \cdot F_x \quad .$$

Összevetve (12)-vel, látható, hogy a zárójeles kifejezések értéke: $r \cdot S$. Másrészt, a (14) jobb oldalán tkp. $\vec{r} \times \vec{F}$ vektori szorzat vetületeit látjuk. A vektori szorzat értéke a MZ-tengelyre vonatkoztatva: rS, mig MY-ra vonatkoztatva: -rW. Lényeges egyszerüsitések adódnak, ha áttérünk az eredeti xyz-koordinátarendszerre. Az ehhez szükséges szukcessziv rotációk (ψ, I, Ω) elvégzése után az r.S-t tartalmazó tagok eltünnek és néhány egyszerüsités után nyerjük:

$$C \cdot \cos I \cdot \sin\Omega \frac{dI}{dt} + C \cdot \sin I \cdot \cos\Omega \frac{d\Omega}{dt} = (\sin\psi \cos\Omega + \cos\psi \sin\Omega \cos I) \cdot r \cdot W$$

$$-C\cdot\cos I\cdot\cos\Omega\frac{dI}{dt} + C\cdot\sin I\cdot\sin\Omega\frac{d\Omega}{dt} = (\sin\psi\sin\Omega-\cos\psi\cos\Omega\cos I)\cdot r\cdot W \qquad (15)$$

$$-C\cdot\sin I\,\frac{dI}{dt} = -\cos\psi\sin I\cdot r\cdot W.$$

Igy (15) 3. egyenlete, $\psi = \omega+v$ felhasználásával megadja az inklináció perturbációját:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{r\cdot\cos(\omega+v)}{na^2\sqrt{1-e^2}}\cdot W.$$

A $d\Omega/dt$ kifejezése érdekében (15) első egyenletét szorozzuk meg $\cos\Omega$-val, a másodikat $\sin\Omega$-val. Könnyü észrevenni, hogy ekkor a két egyenlet baloldali első tagjainak összege nulla, a második tagok pedig összegként $C\cdot\sin I\,d\Omega/dt$-t adnak. Hasonlóan könnyü belátni, hogy a jobb oldalon a második tagok összege nulla, igy a jobb oldal összege $\sin\psi\cdot r\cdot W$, tehát végül is együtt:

$$C\cdot\sin I\,\frac{d\Omega}{dt} = r\cdot\sin\psi\cdot W\,.$$

Innen kapjuk most már a 4. Gauss-egyenletet: $\frac{d\Omega}{dt} = \frac{r\cdot\sin(\omega+v)}{na^2\sqrt{1-e^2}\cdot\sin I}\cdot W$

Figyelemreméltó, hogy I és Ω perturbációi a perturbáló erőnek azzal a komponensével arányosak, amely merőleges a pályasikra. Ha ez nulla, I és Ω sem változik!

e/ Az M közepes anomália perturbációja

Mivel több integrál, amelyből M változásaira tudnánk következtetni, nem áll rendelkezésre, felvesszük az elemeknek egy tetszőleges $F(C_j)$ függvényét, amelyre igaz:

$$\sum_j \frac{\partial F}{\partial C_j}\frac{dC_j}{dt} = \frac{dF}{dt} \qquad (18)$$

Ilyen függvénynek választhatjuk például a rádiuszvektort megadó következő formulát: $F(C_j) = r = a(1-e\cdot\cos E)$, és akkor máris van olyan összefüggésünk, amelyben a dM/dt is szerepel:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\partial r}{\partial a}\cdot\frac{da}{dt} + \frac{\partial r}{\partial e}\cdot\frac{de}{dt} + \frac{\partial r}{\partial M}\cdot\frac{dM}{dt} \qquad (19)$$

A továbbiakban tehát a különböző parciális deriváltakat kell meghatározni. Mindjárt az alapfüggvényünkből kapjuk:

$$\frac{\partial r}{\partial a} = (1-e\cos E) = \frac{r}{a}$$

A második deriváltat egyelőre igy tudjuk felirni:

$$\frac{\partial r}{\partial e} = -a\cdot\cos E + \frac{\partial r}{\partial E}\cdot\frac{\partial E}{\partial e}$$

Szintén az alapfüggvényből nyerjük: $\frac{\partial r}{\partial E} = ae\cdot\sin E$ és az $E = M+e\cdot\sin E$ Kepler egyenletből:

$$\frac{\partial E}{\partial e} = \sin E\,\frac{\partial E}{\partial M} = \frac{\sin E}{1-e\cos E} = \frac{a}{r}\sin E$$

Ezek után nyilván: $\frac{\partial r}{\partial e} = -a\cdot\cos E + ae\cdot\sin E\,\frac{a}{r}\sin E$, ami az alapfüggvényünk felhasználásával és némi egyszerüsitéssel ilyen alaku lesz:

$$\frac{\partial r}{\partial e} = \frac{-a(\cos E - e\cdot\cos^2 E - e\cdot\sin^2 E)}{1 - e\cdot\cos E} = a\,\frac{e-\cos E}{1-e\cos E}$$

Azonban ismert, hogy $r\cdot\cos v = a(\cos E - e)$, ennek felhasználásával:

$\frac{\partial r}{\partial e} = -a\cdot\cos v$. Az utolsó derivált könnyen felirható az eddigiek alapján:

$$\frac{\partial r}{\partial M} = \frac{\partial r}{\partial E}\cdot\frac{\partial E}{\partial M} = ea\cdot\sin E\cdot\frac{1}{1-e\cos E} = \frac{a^2 e\cdot\sin E}{r}$$

A korábbiakhoz hasonlóan, gyakorlati okok miatt célszerü az E excentrikus anomáliát kiküszöbölni. Erre használható pl. az $a\sqrt{1-e^2}\,\sin E = r\cdot\sin v$ összefüggés, minek segitségével

$$\frac{\partial r}{\partial M} = \frac{ae\cdot\sin v}{\sqrt{1-e^2}} .$$

Végül (19) baloldalán szereplő deriváltat határozzuk meg:

$$\frac{dr}{dt} = ae\cdot\sin E\cdot\frac{dE}{dt} = ae\cdot\sin E\,\frac{na}{r} = n\,\frac{\partial r}{\partial M} = \frac{nae\cdot\sin v}{\sqrt{1-e^2}}$$

Eddigi eredményeinket (19)-be helyettesitve:

$$\frac{r}{a}\frac{da}{dt} - a\cdot\cos v\frac{de}{dt} + \frac{ae\cdot\sin v}{\sqrt{1-e^2}}\frac{dM}{dt} = \frac{nae\cdot\sin v}{\sqrt{1-e^2}}$$

A korábban már levezetett da/dt, de/dt egyenleteket formálisan behelyettesitve, és a tagokat az R és S komponensek szerint csoportositva kapjuk:

$$\frac{dM}{dt} = n+\left[\frac{-2r}{a^2n} + \frac{(1-e^2)\cdot\cos v}{aen}\right]R + \left[\frac{(1-e^2)\cos v\cdot(\cos v + \cos E)}{aen\cdot\sin v} - \frac{2r(1+e\cdot\cos)v}{a^2en\cdot\sin v}\right]S$$

Az egyenlet végső alakját néhány átalakitás után kapjuk:

$$\frac{dM}{dt} = n+\frac{1-e^2}{aen}\left[\left(\cos v - \frac{2e}{1+e\cos v}\right)R-\left(1+\frac{1}{1+e\cos v}\right)\sin v\cdot S\right]$$

f/ <u>A perihelium ω argumentumának perturbációja</u>

Tekintsük a $\psi = \omega + v$ pályasikbeli szöget, miközben az összes pályaelem változik. Mivel a Δv és $\Delta\omega$ változások a pályasikban történnek, nyilván abszolut értékükkel jelentkeznek $\Delta\psi$-ben. Másrészt azonban kimutatható [154], hogy r(a,e), I és Ω változásainak összege $\Delta\Omega\cdot\cos I$-vel arányos. Ezért irhatjuk:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{dv}{dt} + \frac{d\omega}{dt} + \frac{d\Omega}{dt}\cos I \; .$$

Igy aztán, figyelembe véve, hogy <u>v</u> függ <u>e</u>-től és <u>M</u>-től is, kapjuk:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{d\psi}{dt} - \left(\frac{\partial v}{\partial e}\frac{de}{dt} + \frac{\partial v}{\partial M}\frac{dM}{dt}\right) - \frac{d\Omega}{dt}\cos I \qquad (23)$$

Az első deriváltat a területi integrál adja: $\frac{d\psi}{dt} = \frac{C}{r^2} = \frac{na^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}$

A további parciális deriváltakat a $\operatorname{tg}\frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2}$ összefüggés deriválásából kapjuk:

$$\frac{\partial v}{\partial e}\cdot\frac{1}{\sin v} = \frac{\partial E}{\partial e}\cdot\frac{1}{\sin E} + \frac{1}{1-e^2}$$

és az előző egyenlet levezetésénél talált $\partial E/\partial e = (a\cdot\sin E)/r$ felhasználásával

$$\frac{\partial v}{\partial e} = \sin v\left(\frac{a}{r} + \frac{1}{1-e^2}\right) .$$

A következő parciális deriváltat szintén fenti formula deriválásából és korábbi összefüggésekből kapjuk:

$$\frac{\partial v}{\partial M} = \frac{\partial v}{\partial E}\cdot\frac{\partial E}{\partial M} = \frac{\sin v}{\sin E}\cdot\frac{a}{r} = \frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}$$

Mindezeket behelyettesitve (23)-ba:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{na^2\sqrt{1-e^2}}{r^2} - \left[\sin v\left(\frac{a}{r} + \frac{1}{1-e^2}\right)\frac{de}{dt} + \frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}\frac{dM}{dt}\right] - \frac{d\Omega}{dt}\cos I$$

A már levezetett de/dt, dM/dt és dΩ/dt Gauss-egyenleteket felhasználva:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{na^2\sqrt{1-e^2}}{r^2} - \left\{\sin v\left(\frac{a}{r} + \frac{1}{1-e^2}\right)\frac{\sqrt{1-e^2}}{na}\left[R\cdot\sin v + (\cos E + \cos v)\cdot S\right]\right\} -$$

$$- \frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}\left\{n + \frac{1-e^2}{nae}\left[R\left(\frac{-2e}{1+e\cos v} + \cos v\right) - \left(1 + \frac{1}{1+e\cos v}\right)\sin v\cdot S -\right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{r\cdot\sin(\omega + v)}{na^2\sqrt{1-e^2}}\cos I\cdot W.\right.\right.$$

A továbbiakban,a kijelölt müveleteket elvégezve, és a tagokat R,S,W szerint csoportositva, kiderül, hogy csak a harmadik komponens tekinthető véglegesnek. Igen egyszerü, de nagyon hosszadalmas /2 oldalt kitöltő/ átalakitások folyamán felhasználunk a kéttest problémából jól ismert összefüggéseket, mig eljutunk Gauss 6. egyenletének végleges alakjához:

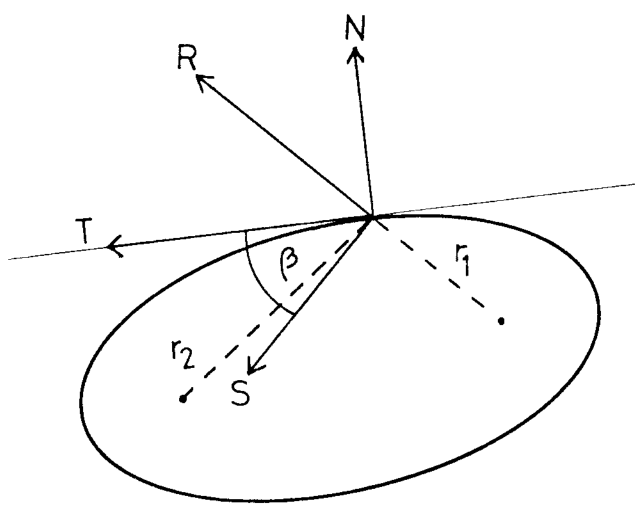
$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae}\left[-\cos v\cdot R + \left(1 + \frac{1}{1+e\cos v}\right)\sin v\cdot S\right] - \frac{r\cdot\sin(\omega+v)}{na^2\sqrt{1-e^2}}\cos I\cdot W$$

Ezzel befejeztük Gauss egyenleteinek levezetését.

2. sz. FÜGGELÉK

A GAUSS-EGYENLETEK MÁSODIK FORMÁJA

Sok esetben célszerü a perturbáló erőt más komponensekre bontani, mint ahogy azt az 1. sz. FÜGGELÉK-ben tettük. Pl. a légköri közegellenállás tangenciális erő, igy eleve egyszerübb összefüggéseket remélhetünk, ha ilyen komponenssel dolgozunk. Ezért a pályasikbeli R és S komponenseket helyettesitsük az ábra szerinti T és N komponensekkel. T irányát az r_1, r_2 rádiuszvektorok által meghatározott külső szög szögfelezője adja, mig N merőleges T-re. Az S és T közötti β szög kifejezhető a pályaelemekkel:



F.2. ábra

$$\sin\beta = \frac{1 + e\cdot\cos v}{\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos v}}$$

$$\cos\beta = \frac{e\cdot\sin v}{\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos v}}$$

Igy egy β szögü elforgatás révén kifejezhetjük a régi és uj komponensek közötti összefüggést:

$$\begin{aligned} S &= \sin\beta\cdot T + \cos\beta\cdot N \\ R &= \cos\beta\cdot T - \sin\beta\cdot N \end{aligned} \qquad (1)$$

A továbbiakban az (1) relációkat felhasználva alakitjuk át a Gauss-egyenleteket, a közegellenállás esetére alkalmazva, ahol $N = 0$ és $W = 0$. Igy az első egyenlet:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}}\, e[\sin v\, \frac{e\cdot\sin v}{\sqrt{1-e^2+2e\cdot\cos v}}\, T + (1+e\cdot\cos v)\frac{1+e\cdot\cos v}{\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos v}}\, T]$$

A megfelelő összevonások és átalakitások után: $\frac{da}{dt} = \frac{2\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos v}}{n\sqrt{1-e^2}}T$ (2)

Összehasonlitva az első formáju egyenlettel, szembetünő az egyszerüsödés.
A de/dt egyenlet az uj erőkomponenssel kifejezve:

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na}[\sin v\, \frac{e\cdot\sin v}{\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos v}}\, T + (\cos E+\cos v)\, \frac{1+e\cdot\cos v}{\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos v}}\, T]$$

Az egyszerüsitést csak a (cosE+cosv) kifejezés átalakitásával lehet elérni.
Ehhez használjuk az alábbi két kifejezést:

$$\cos E = \frac{1}{e} - \frac{r}{ae} \qquad \text{és} \qquad \cos v = -\frac{1}{e} + \frac{a(1-e^2)}{re}$$

Ezeket tagonként összegezzük és igy kapjuk:

$$\cos E + \cos v = \frac{2 \cdot \cos v + e \cdot \cos^2 v + e}{1 + e \cdot \cos v}$$. Ennek behelyettesitése után

az egyenlet végső alakja: $$\frac{de}{dt} = \frac{2\sqrt{1-e^2}(e+\cos v)}{na\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T. \qquad (3)$$

Ismét szembetünő, hogy a 2. formáju egyenlet mennyivel egyszerübb.
De kezdeti feltevéseink alapján a következő két egyenlet még egyszerübb:

$$\frac{dI}{dt} = 0 \qquad \text{és} \qquad \frac{d\Omega}{dt} = 0$$

A következő egyenlet a formális behelyettesités után igy néz ki:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left[\frac{-\cos v \cdot e \cdot \sin v}{\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T + \left(1 + \frac{1}{1+e \cdot \cos v}\right) \cdot \frac{\sin v(1+e \cdot \cos v)}{\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T \right].$$

Néhány egyszerüsités és összevonás után végülis:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{2\sqrt{1-e^2} \cdot \sin v}{nae\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T$$

Az utolsó egyenlet az uj erőkomponensre való áttérés után:

$$\frac{dM}{dt} = n + \frac{1-e^2}{nae} \left[\left(\frac{-2e}{1+e \cdot \cos v} + \cos v \right) \cdot \frac{e \cdot \sin v}{\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T - \right.$$

$$\left. - \left(1 + \frac{1}{1+e \cdot \cos v}\right) \cdot \sin v \cdot \frac{(1+e \cdot \cos v)}{\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T \right]$$

A lehetséges összevonások és egyszerüsitések elvégzése után:

$$\frac{dM}{dt} = n - \frac{2 \cdot (1-e\ ) \cdot \sin v \cdot (1+e \cdot \cos v+e^2)}{nae \cdot (1+e \cdot \cos v)\sqrt{1+e^2+2e \cdot \cos v}} T$$

Ezzel megkaptuk Gauss 6. egyenletének második formáját is.

3. sz. FÜGGELÉK

A LAGRANGE EGYENLETEK LEVEZETÉSE

Az égimechanikában rendszerint a Lagrange egyenleteket használják az egyszerübb perturbációs feladatok megoldásánál és megemlitik, hogy ezek egyenértéküek a Gauss-féle egyenletekkel. Mivel a légsürüséggel kapcsolatos problémához kedvezőbb volt a Gauss-egyenletekből kiindulnom, mégpedig azok második formájából, most megmutatom, hogy miként lehet levezetni a Gauss-egyenletekből kiindulva a Lagrange egyenleteket, amelyeket rendszerint önállóan vezetnek le.

Feltételezzük, hogy a perturbáló erő valamilyen gradiens: vagyis F = grad Q, ahol Q valamilyen perturbációs függvény /az alábbiakban a Q jelölést a gépelés egyszerüsitésére vezettük be a szokásos $\mathfrak{R}$ helyett/.Ez esetben a perturbáló erő R,S,W komponenseit mint Q megfelelő irányokban vett deriváltjait kapjuk:

$$R = \frac{\partial Q}{\partial r} \quad ; \qquad S = \frac{1}{r}\frac{\partial Q}{\partial \psi} \quad ; \qquad W = \frac{\partial Q}{\partial z} \ .$$

Legyen C_j egy tetszőleges klasszikus pályaelem, akkor irhatjuk:

$$\frac{\partial Q}{\partial C_j} = \frac{\partial Q}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial C_j} + \frac{\partial Q}{\partial \psi}\frac{\partial \psi}{\partial C_j} + \frac{\partial Q}{\partial Z}\frac{\partial Z}{\partial C_j} = R\frac{\partial r}{\partial C_j} + rS\frac{\partial \psi}{\partial C_j} + W\frac{\partial Z}{\partial C_j}$$

Az 1. és 2. sz. FÜGGELÉK-ben már kiszámitottuk a szükséges parciális deriváltak többségét:

$$\frac{\partial r}{\partial a} = \frac{r}{a} \quad ; \qquad \frac{\partial r}{\partial e} = -a\cdot\cos v \ ; \qquad \frac{\partial r}{\partial M} = \frac{ae\cdot\sin v}{\sqrt{1-e^2}}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \omega} = 1 \quad ; \qquad \frac{\partial \psi}{\partial v} = 1 \quad ; \qquad \frac{\partial \psi}{\partial \Omega} = \cos I$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial e} = \sin v\left(\frac{a}{r} + \frac{1}{1-e^2}\right) \quad ; \quad \frac{\partial \psi}{\partial M} = \frac{a^2}{r^2}\sqrt{1-e^2}$$

Hátra van még tehát a $\partial Z/\partial C_j$ deriváltak meghatározása. Egy dZ változást kaphatunk pl. egy dI elforgatással ON körül /1. ábra, az 1. sz. FÜGGELÉK-ben!/ $R_1 = r\cdot\sin(\omega+v)$ sugárral, de ugyanugy egy $d\Omega$ elforgatással OZ körül, $R_2 = r\cdot\cos(\omega+v)\cdot\sin I$ sugárral. Ennek megfelelően felirhatjuk a következő parciális deriváltakat:

$$\frac{\partial Z}{\partial I} = r\cdot\sin(\omega+v) \quad \text{és} \quad \frac{\partial Z}{\partial \Omega} = -r\cdot\cos(\omega+v)\cdot\sin I$$

Most már meghatározhatjuk a Q perturbációs függvény elemek szerinti deriváltjait:

$$\frac{\partial Q}{\partial a} = \frac{r}{a} \cdot R \tag{1}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial e} = -a \cdot \cos v \cdot R + \sin v \left(a + \frac{r}{1-e^2}\right) S \tag{2}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial I} = r \cdot \sin(\omega + v) \cdot W \tag{3}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \Omega} = r \cdot \cos I \cdot S - r \cdot \cos(\omega + v) \cdot \sin I \cdot W \tag{4}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \omega} = r \cdot S \tag{5}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial M} = \frac{ae \cdot \sin v}{\sqrt{1-e^2}} R + \frac{a}{r} \sqrt{1-e^2} \cdot S \tag{6}$$

a/ Kezdjük a sort az első Gauss-egyenlettel:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}} [e \cdot \sin v \cdot R + (1 + e \cdot \cos v) S]$$

Figyelembevéve azonban, hogy $(1+e \cdot \cos v) = a(1-e^2)/r$, és kiemelve 2/na-t a zárójelben pontosan (6)-ot találjuk, igy irhatjuk:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{na} \frac{\partial Q}{\partial M} \tag{7}$$

és ez pontosan Lagrange első egyenlete.

b/ A második egyenlet Gaussnál:

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na} [\sin v \cdot R + (\cos E + \cos v) \cdot S] \tag{8}$$

Fejezzük ki (6)-ból $\sin v \cdot R$-t, majd vegyük figyelembe, hogy

$$(\cos E + \cos v) = \frac{a(1-e^2)}{re} - \frac{r}{ae}\text{, akkor kapjuk:}$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na} \left[\frac{\sqrt{1-e^2}}{ae} \cdot \frac{\partial Q}{\partial M} - \frac{a(1-e^2)}{re} S + \frac{a(1-e^2)}{re} - \frac{r}{ae} S \right]$$

Elvégezve az egyszerüsitéseket és felhasználva (5)-öt, kapjuk:

$$\frac{de}{dt} = \frac{1-e^2}{na^2e} \frac{\partial Q}{\partial M} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial Q}{\partial \omega} \tag{9}$$

c/ Gauss 3. egyenlete:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{r\cdot\cos(\omega+v)}{na^2\sqrt{1-e^2}} W$$

A (4)-ből kapjuk: $r\cdot\cos(\omega+v)W = r\cdot\frac{\cos I}{\sin I} S - \frac{1}{\sin I}\frac{\partial Q}{\partial\Omega}$ és ismét (5) figyelembevételével kapjuk:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{-1}{na^2\sqrt{1-e^2}\cdot\sin I}\cdot\frac{\partial Q}{\partial\Omega} + \frac{\cos I}{na^2(1-e^2)\sin I}\cdot\frac{\partial Q}{\partial\omega} \qquad (10)$$

d/ A következő egyenlet:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{r\cdot\sin(\omega+v)}{na^2\sin I\sqrt{1-e^2}} W$$

Felismerve, hogy a számláló éppen (3)-mal egyenlő, irhatjuk:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\cdot\sin I}\frac{\partial Q}{\partial I} \qquad (11)$$

e/ Az ötödik egyenletet részletesen leirva látjuk, hogy:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae}\left[-\cos v\cdot R + \left(1+\frac{1}{1+e\cdot\cos v}\right)\sin v\cdot S\right] - \frac{r\cdot\cos I\cdot\sin(\omega+v)}{na^2\sqrt{1-e^2}\cdot\sin I} W$$

a szögletes zárójelben tkp. $\frac{1}{a}\frac{\partial Q}{\partial e}$ található, ami (2) alapján ellenőrizhető. Az utolsó tag pedig kifejezhető (3)-mal is, igy kapjuk:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}\cdot\frac{\partial Q}{\partial e} - \frac{\cos I}{na^2\sqrt{1-e^2}\cdot\sin I}\cdot\frac{\partial Q}{\partial I} \qquad (12)$$

f/ Az utolsó egyenlet Gauss-féle változata:

$$\frac{dM}{dt} = n + \frac{1-e^2}{aen}\left[\left(\cos v - \frac{2e}{1+e\cdot\cos v}\right)R - \left(1+\frac{1}{1+e\cdot\cos v}\right)\sin v\cdot S\right]$$

A (2) átrendezésével előállithatjuk az egyenlet utolsó tagját:

$\frac{1}{a}\frac{\partial Q}{\partial e} + \cos v\cdot R = \sin v\left(1+\frac{1}{1+e\cdot\cos v}\right)\cdot S$. Másrészt (1) alapján irhatjuk:

$\frac{1-e^2}{1+e\cdot\cos v}R = \frac{r}{a}\cdot R = \frac{\partial Q}{\partial a}$ és ezek felhasználásával végülis:

$$\frac{dM}{dt} = n - \frac{2}{na}\cdot\frac{\partial Q}{\partial a} - \frac{1-e^2}{na^2 e}\cdot\frac{\partial Q}{\partial e}$$

Ezzel befejeztük a Lagrange egyenletek levezetését, és egyuttal kimutattuk, hogy ezek teljesen azonosak Gauss egyenleteivel. Csupán matematikai formalizmusban térnek el egymástól, és a konkrét feladat dönti el, hogy melyiket célszerübb használni.

FORMULA A SÜRÜSÉG MEGHATÁROZÁSÁRA

Az alapvető formulánkat ugy vezetjük le, hogy a megszokott égimechanikai módszerekkel meghatározzuk az 1 keringés folyamán fellépő perturbáció mértékét az a és e pályaelemeknél, majd a kapott összefüggésbe bevezetjük a közegellenállási erőn keresztül a közeg /meghatározandó/ sürüségét. Utóbbit végülis explicit alakban állitjuk elő, analitikus formában, a pályaelemek és néhány egyéb paraméter függvényében.

A gondolatmenet, amelyet követni fogok, nem uj. Többen is ezt a gondolatmenetet követték, de csak vázolták a főbb lépéseket. Ezért tartom érdemesnek bemutatni saját levezetésemet teljes részletességgel, noha ugyanazt az eredményt hozom ki, mint mások.

Induljunk ki az első Gauss-egyenletből /2. sz. FÜGGELÉK/:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos\theta}}{n\sqrt{1-e^2}}\,T \qquad (1)$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{2\sqrt{1-e^2}(e+\cos\theta)}{na\sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos\theta}}\,T \qquad (2)$$

ahol: θ a valódi anomália, n a közepes mozgás, T pedig a perturbáló erő tangenciális komponense. Ezekből az összefüggésekből kivánjuk levezetni Sterne jól ismert formuláit [206], [207], amelyek integrál alakjában adják meg az egy keringés folyamán elszenvedett perturbáció mértékét.

Az integrálás szemponjából kényelmetlen gyökjelek eltüntetésére fejezzük ki a hold v sebességét, mint a radiális és tranzverzális komponensek öszszegét:

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 \qquad (3)$$

Az r rádiuszvektor a későbbiekben sok kényelmetlenséget okozhatna. Ezért előbb a transzverzális komponensből tüntetjük el, a területi integrál segitségével:

$$r\cdot\dot{\theta} = \frac{\sqrt{\mu p}}{r} = \left(\frac{\mu}{p}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot(1+e\cdot\cos\theta) \qquad (4)$$

A radiális komponens átalakitására deriváljuk az ellipszis egyenletét:

$$\frac{p}{r} = 1 + e\cdot\cos\theta$$

$$-\frac{p}{r^2}\,\dot{r} = -e\cdot\sin\theta\cdot\dot{\theta} \quad \text{és innen:} \quad \dot{r} = \left(\frac{\mu}{p}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot e\cdot\sin\theta \qquad (5)$$

Most (4)-et és (5)-öt (3)-ba helyettesitve, négyzetre emelés és átrendezés után a következő alakot kapjuk:

$$v\left(\frac{p}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{1+e^2+2e\cdot\cos\Theta} \qquad (6)$$

Ennek és az $n = \sqrt{\mu/a^3}$ összefüggés felhasználásával az (1) és (2):

$$\frac{da}{dt} = \frac{2\sqrt{a^3}}{\sqrt{\mu}\,\sqrt{1-e^2}} \cdot v\left(\frac{p}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot T = \frac{2a^2v}{\mu}\cdot T \qquad (7)$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{2\sqrt{1-e^2}(e+\cos\Theta)}{\sqrt{\frac{\mu}{a^3}}\cdot a\cdot v\cdot\sqrt{\frac{p}{\mu}}}\cdot T = \frac{2(e+\cos\Theta)}{v}\cdot T \qquad (8)$$

A formulában szereplő T a mi esetünkben a hold egységnyi tömegére ható közegellenállási erő, vagyis:

$$T = -D/m = -\rho\cdot\delta\cdot v^2/2$$

ahol ρ a közeg sürüsége, $\delta = F_R S C_D/m$. Az F_R tényező azzal kapcsolatos, hogy a légkör a Földhöz képest rotál. A légkör rotációja következtében a mért közegellenállás tartalmaz egy, a pályasikkal szöget bezáró erőhatást is. Ennek a sebességvektorral párhuzamos komponensét vesszük figyelembe a képletben, mint korrekciós tényezőt. A szóbanforgó komponens közelitő értéke [135]:

$$F_R = (1-r_p\cdot w\cdot\cos I/v_p)^2$$

ahol r_p, v_p = a hold rádiuszvektora és a Földhöz viszonyitott sebessége a perigeumban, mig w a levegő sebessége a Földhöz képest.

A fenti képletben S jelenti a hold effektiv keresztmetszetét, C_D pedig az aerodinamikai együtthatót. Helyettesitsük be T értékét (7)-be:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2a^2v}{\mu}\left(-\frac{1}{2}\rho\cdot\delta\cdot v^2\right) = -\frac{a^2\rho\cdot\delta v^3}{\mu}\;.$$

Mivel nem állnak rendelkezésre megfelelő formulák v integrálásához, célszerü azt inkább az E excentrikus anomáliával helyettesiteni. Ennek érdekében, felhasználva a jól ismert deriváltat: $\frac{dE}{dt} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{\mu}{a}}$

egy tetszőleges S_j pályaelem deriválására érvényes formulát kapunk:

$$\frac{dS_j}{dE} = \frac{dS_j}{dt}\cdot\frac{dt}{dE} = r\sqrt{\frac{a}{\mu}}\cdot\frac{dS_j}{dt} \qquad (10)$$

Alkalmazzuk (10)-et az <u>a</u> esetére:

$$\frac{da}{dE} = -r\sqrt{\frac{a}{\mu}}\cdot\frac{a^2\cdot\rho\cdot\delta v^3}{\mu} = -a^2\rho\cdot\delta\cdot\left(\frac{a}{r}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{rv^2}{\mu}\right)^{3/2} \qquad (11)$$

Azonban felhasználva az energiaintegrált, kapjuk:

$$\frac{rv^2}{\mu} = \frac{r}{\mu}\cdot\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right) = 2-\frac{r}{a} = 1+e\cdot\cos E \qquad (12)$$

Ezt behelyettesitjük (11) -be:

$$\frac{da}{dE} = -a^2\rho\cdot\delta\cdot\frac{(1+e\cdot\cos E)^{3/2}}{(1-e\cdot\cos E)^{1/2}} \qquad (13)$$

Az a perturbációit, amelyeket egy keringés folyamán szenved el, megkaphatjuk, ha a (13)-at E=0 és E=2π között integráljuk:

$$\Delta a = -a^2\delta\int_0^{2\pi}\frac{(1+e\cdot\cos E)^{3/2}}{(1-e\cdot\cos E)^{\frac{1}{2}}}\cdot\rho\cdot dE \qquad (14)$$

Teljesen hasonló módon lehet levezetni e perturbációit is. Első lépésként (8)-be vezessük be az E excentrikus anomáliát a θ valódi anomália helyett:

$$r\cdot\cos\theta = a(\cos E - e)$$
$$e+\cos\theta = \frac{a}{r}\left(\cos e - e + \frac{er}{a}\right)$$

de az r/a = (1-e•cos E) összefüggés felhasználásával:

$$e+\cos\theta = \frac{a}{r}(\cos E - e + e - e^2\cos E) = \frac{a}{r}(1-e^2)\cdot\cos E \qquad (15)$$

Ezt (8)-ba helyettesitjük, a T-re vonatkozó összefüggéssel együtt:

$$\frac{de}{dt} = -\rho\cdot\delta\cdot v\frac{a}{r}(1-e^2)\cdot\cos E \qquad (16)$$

Ezután áttérhetünk az E szerinti deriválásra, és a kapott kifejezéseket átalakitjuk ugy, hogy (12) és (15)-öt használhassuk:

$$\frac{de}{dE} = -r\sqrt{\frac{a}{\mu}}\cdot\rho\cdot\delta\cdot v\cdot\frac{a}{r}(1-e^2)\cdot\cos E = -a\rho\delta\left(\frac{a}{r}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{rv^2}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}(1-e^2)\cdot\cos E$$

Végül (12) és (15) felhasználásával:

$$\frac{de}{dE} = -a\rho\delta\cdot\left(\frac{1+e\cdot\cos E}{1-e\cdot\cos E}\right)^{\frac{1}{2}}(1-e^2)\cdot\cos E \qquad (17)$$

Sok szempontból előnyösebb, ha $\underline{e}$ helyett x = ae kerül az integrálandó egyenletbe. Ekkor a derivált alakja:

$$\frac{dx}{dE} = e\frac{da}{dE} + a\frac{de}{dE} = -ea^2\rho\delta\frac{(1+e\cos E)^{3/2}}{(1-e\cos E)^{\frac{1}{2}}} - a^2\rho\delta\left(\frac{1+e\cos E}{1-e\cos E}\right)^{\frac{1}{2}}(1-e^2)+\cos E$$

Összevonás után:

$$\frac{dx}{dE} = -a^2\rho\delta\left(\frac{1 + e\cos E}{1 - e\cos E}\right)^{\frac{1}{2}}(\cos E + e) \qquad (18)$$

Végül itt is E = 0 és E = 2π közötti integrálással kapjuk meg a keresett perturbációt:

$$\Delta x = -a^2\delta\int_0^{2\pi}\left(\frac{1+e\cdot\cos E}{1-e\cdot\cos E}\right)^{\frac{1}{2}}(\cos E + e)\cdot\rho\cdot dE \qquad (19)$$

A fentiekben kapott (14) és (19) egyenletek azok, amelyeket integrálva megkapjuk a keresett perturbációkat. Azonban az integrálást megkönnyithetjük, ha átalakitjuk az integrandusokat, vagyis az

$$\frac{(1 + e\cos E)^{3/2}}{(1 - e\cos E)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{és} \quad \left(\frac{1 + e\cos E}{1 - e\cos E}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{kifejezéseket.}$$

Tekintve, hogy $u = e\cos E \leq 1$, kinálkozik a binomiális sorba való fejtés lehetősége:

$$(1+u)^{3/2} = 1 + \frac{3}{2}u + \frac{3}{8}u^2 - \frac{3}{48}u^3 + \ldots$$

$$(1-u)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}u + \frac{3}{8}u^2 + \frac{15}{48}u^3 + \ldots$$

Tagonkénti szorzással kapjuk a következő sort:

$$(1 + u)^{3/2}(1 - u)^{-\frac{1}{2}} = 1 + 2u + \frac{12}{8}u^2 + u^3 + \ldots$$

és ezt alkalmazva az első integrandusra:

$$\frac{(1+e\cos E)^{3/2}}{(1-e\cos E)^{\frac{1}{2}}} = 1 + 2e\cdot\cos E + \frac{3}{2}e^2\cdot\cos^2 E + e^3\cos^3 E + \ldots$$

Hasonló módon, figyelembe véve, hogy:

$$(1 + u)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}u - \frac{1}{8}u^2 + \frac{3}{48}u^3 - \dots$$

tagonkénti szorzással adódik:

$$(1 + u)^{\frac{1}{2}}(1 - u)^{-\frac{1}{2}} = 1 + u + \frac{1}{2}u^2 + \frac{24}{48}u^3 + \dots$$

Igy tehát a második integrandust sorbafejtve:

$$\left(\frac{1+e\cos E}{1-e\cos E}\right)^{\frac{1}{2}}(\cos E+e) = (1+e\cos E+\frac{1}{2}e^2\cos^2 E+\frac{1}{2}e^3\cos^3 E + \dots)\cdot(\cos E+e) =$$

$$= \cos E+e(\cos^2 E+1)+e^2(\frac{1}{2}\cos^3 E+\cos E)+\frac{1}{2}e^3(\cos^4 E+\cos^2 E)\dots$$

Integrálás szempontjából egyszerűbbé válnak a kifejezések, ha E hatványai helyett annak többszörösei szerepelnek argumentumként. Ezért célszerü felhasználni az ismert összefüggéseket:

$$\cos^2 E = \frac{1}{2}(1 + \cos 2E)$$

$$\cos^3 E = \frac{1}{4}(3\cdot\cos E + \cos 3E)$$

$$\cos^4 E = \frac{1}{8}(3 + 4\cdot\cos 2E + \cos 4E)$$

E transzformációk elvégzése után már csak a ρ sürüségét kell könnyen integrálható formára hoznunk. Ez igen könnyen megy, ha a szokásos legegyszerűbb, gömbszimmetrikus modellt használjuk, amelyben a sürüség exponenciálisan csökken:

$$\rho = \rho_p \exp[(r_p - r)/H]$$

Az előzőkhöz hasonlóan, itt is célszerü E és x bevezetése:

$$r = a - x\cos E$$

$$r_p = a_o - x_o$$

képezzük a különbségüket:

$$r_p - r = a_o - a - x_o + x\cdot\cos E$$

Ekkor a sürüség, a $Q = 1/H$ jelöléssel a következő alaku lesz:

$$\rho = \rho_p \exp[Q(a_o-a-x_o) + Q\cdot x\cdot \cos E]$$

Mindezeket a (14) és (19) egyenletekbe helyettesitve megkapjuk az alapvető formulákat:

$$\Delta a \doteq -\delta a^2\rho_p \exp[Q(a_o-a-x_o)] \int_0^{2\pi} [1+2e\cdot\cos E+\frac{3}{4}e^2(1+\cos 2E)+\frac{1}{4}e^3(3\cos E+\cos 3E)]\cdot$$
$$\cdot \exp(Q\cdot x\cdot\cos E)dE$$

$$\Delta x = -\delta a^2\rho_p \exp[Q(a_o-a-x_o)]\int_0^{\pi} [\cos E+\frac{1}{2}e(3+\cos 2E)+\frac{1}{8}e^2(11\cos E+\cos 3E) +$$
$$+\frac{1}{16}e^3(7+8\cdot\cos 2E+\cos 4E)]\exp(Q\cdot x\cdot\cos E)dE$$

Természetesen a sorbafejtés e^3-nél magasabb hatványokra is kiterjeszthető lett volna, de az már meghaladná a pontossági követelményeket. Mindezeknek az átalakitásoknak az volt a célja, hogy az integrálásnál használhassuk a Bessel-függvények u.n. integrál-alakját:

$$I_n(Qx) = \frac{1}{2\pi}\int \exp(Qx\cdot\cos E)\cdot\cos\cdot n\cdot E\, dE$$

Igy az alapvető formuláink könnyen integrálhatók tagonként, és az $I_n(Qx) = I_n$ egyszerüsitett jelölést alkalmazva, végső formájukban:

$$\Delta a = -2\pi\cdot\delta a^2\cdot\rho_p\cdot\exp[Q(a_o-a-x_o)]\cdot[I_o+2eI_1+\frac{3}{4}e^2(I_0+I_2)+\frac{1}{4}e^3(3I_1+I_3)] \quad (20)$$

$$\Delta x = -2\pi\cdot\delta a^2\cdot\rho_p\cdot\exp[Q(a_o-a-x_o)]\cdot[I_1+\frac{1}{2}e(3I_0+I_2) +$$
$$+\frac{1}{8}e^2(11I_1+I_3) + \frac{1}{16}e^3(7I_0+8I_2+I_4)] \quad (21)$$

Természetesen, ha nem általunk választott legegyszerübb, szférikus sürüségi modellt alkalmazunk, akkor másalaku kifejezéseket kapunk. Azonban King-Hele kimutatta [135], hogy megfelelő eljárással még egy lapult szférikus modell esetén, a magassággal változó H skálamagasság feltételezése mellett is teljesen azonos szerkezetü összefüggéseket lehet levezetni.

Az eddigiekben összefüggést hoztunk létre a keresett ρ sürüség és a fél nagytengely Δa változása között. Ez utóbbi azonban közvetlenül nem mérhető, igy célszerü azt a vele teljesen egyenértékü $\dot{P}$ periódusváltozással kifejezni. Erre Kepler 3. törvénye ad lehetőséget, amely a hold elhanyagolható tömege miatt a következő alakban irható:

$$P = 2\pi(GM)^{-\frac{1}{2}}\cdot a^{3/2} \qquad (22)$$

Deriválás után:

$$\dot{P} = \frac{3}{2}\cdot 2\pi\cdot(GM)^{-\frac{1}{2}}\cdot a^{\frac{1}{2}}\cdot\dot{a}$$

De (22)-ből kifejezve $a^{\frac{1}{2}}$-et, és a deriváltba helyettesitve:

$$\dot{P} = 3P\cdot\dot{a}/2a$$

A lim $\Delta a/\Delta t = \dot{a}$, valamint a $\Delta t = P$ alkalmazásával kapjuk a jólismert összefüggést:

$$\dot{P} = 3\Delta a/2a$$

Utóbbi összefüggés felhasználásával (20)-ból megkapjuk a keresett sürüséget:

$$\rho_p = -\frac{\dot{P}}{3\pi a\delta}\,\frac{\exp Q(a_0-a-x_0)}{[I_0+2eI_1+3e^2(I_0+I_2)/4+e^3(3I_1+I_3)/4]}$$

Ezennel levezettünk egy formulát, amely alkalmas a sürüség kiszámitására, a hold periódusváltozása /fékeződése/ alapján. A képlet azonos King-Hele formulájával [135], amelyet nemcsak elfogadtunk, de saját levezetésünkkel helyességét is ellenőriztük.

A fenti összefüggés körpálya esetén igen egyszerüvé válik:

$$\rho_0 = -\dot{P}/3\pi\cdot a\cdot\delta \qquad (23)$$

King-Hele fenti formulából levezetett olyan variánsokat is, amelyek bizonyos feltételek mellett érvényesek. Igy pl. körpályától való csekély eltérés esetén, pontosabban: $0<e<0{,}02$ vagy a vele egyenértékü $0<ae/H<3$ feltételek mellett:

$$\rho_1 = -\dot{P}\cdot\exp(ae/H)/3\pi\cdot a\cdot\delta(I_0+2eI_1) \qquad (24)$$

Végül, az esetek zömében fennálló $0{,}02<e<0{,}2$ ill. $3<ae/H<30$ mellett a formula, a megfelelő Bessel-függvények felhasználásával, és az $5\cdot 10^{-3}$-nál kisebb tagok elhanyagolása mellett, a következő alaku lesz:

$$\rho_p = -\frac{\dot{P}}{3\delta}\left(\frac{2e}{\pi a H}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1-2e+\frac{5}{2}e^2-3e^3-\frac{H}{8ae}\left(1-10e+\frac{7}{16ae}\right)\right]$$

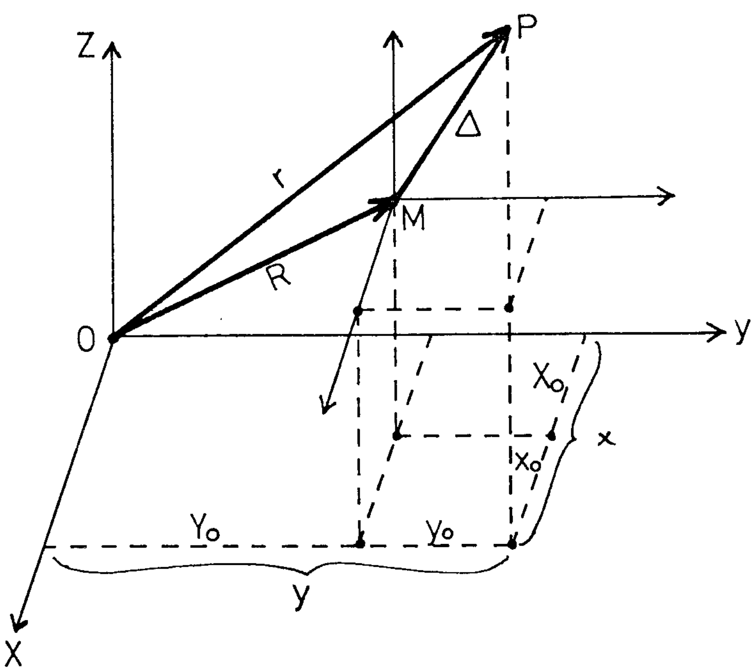
Számos más variáns is levezethető, ezek bemutatásától azonban eltekintünk.

5. sz. FÜGGELÉK

KÖZELITŐ PÁLYA MEGHATÁROZÁSA

Müholdak vizuális észlelésekor a kapott poziciók pontossága általában $0\overset{\circ}{,}1$ nagyságrendü. Ilyen esetben nincs értelme preciz pályameghatározást végezni, hanem közelitő pályát szoktak számitani, amely a későbbi pályajavitás alapjául szolgál. Sok közelitő pályameghatározási módszer ismeretes, ezek közül esetünkben Laplace módszerét érdemes előnyben részesiteni, mert ez lehetővé teszi, hogy egyetlen észlelési helyről végzett, egyetlen észlelési adatsor anyagából közelitő pályát határozzunk meg.

Az M észlelőhely geocentrikus koordinátáit jelölje $M(X_o,Y_o,Z_o)$, mig a mühold geocentrikus koordinátái egy t_o időpillanatban legyenek $P(x,y,z)$. Ha az M-hez kötött topocentrikus koordinátarendszerben a mühold koordinátáit $P_o(x_o,y_o,z_o)$ -al jelöljük, felirhatók a következő összefüggések:



F.5. ábra

$$x = x_o + X_o$$
$$y = y_o + Y_o \qquad (1)$$
$$z = z_o + Z_o$$

ezen kivül:

$$r^2 = x^2+y^2+z^2$$
$$\Delta^2 = x_o^2+y_o^2+z_o^2 \qquad (2)$$
$$R^2 = X_o^2+Y_o^2+Z_o^2$$

A Δ = MP vektor /megfigyelő mühold/ irányko-szinuszai (l,m,n) a topocentrikus rendszerben a következő alakban irhatók fel:

$$l = \frac{x_o}{\Delta} = \cos\delta_o \cdot \cos\alpha_o \; ; \; m = \frac{y_o}{\Delta} = \cos\delta_o \cdot \sin\alpha_o \; ; \; n = \frac{z_o}{\Delta} = \sin\delta_o \qquad (3)$$

Igy az (1) egyenletek átirhatók:

$$x = l\cdot\Delta+X_o \; ; \qquad y = m\cdot\Delta+Y_o \qquad ; \qquad z = n\cdot\Delta+Z_o \qquad (4)$$

Kétszeres deriválás után a következő összefüggést kapjuk:

$$
\begin{aligned}
d^2x/dt^2 &= l''\Delta + 2l'\Delta' + l\Delta'' + d^2X_o/dt^2 \\
d^2y/dt^2 &= m''\Delta + 2m'\Delta' + m\Delta'' + d^2Y_o/dt^2 \\
d^2z/dt^2 &= n''\Delta + 2n'\Delta' + n\Delta'' + d^2Z_o/dt^2
\end{aligned}
\qquad (5)
$$

Egy mühold vonulásakor az első és utolsó észlelés közt eltelt idő kicsiny, néhány perces időintervallum. Kis időintervallumra vonatkoztatva a mühold mozgását perturbálatlannak, azaz pontosan elliptikusnak tekintjük. Ezért alkalmazhatjuk rá a relativ mozgás egyenleteit:

$$
\begin{aligned}
d^2x/dt^2 &= -\mu x/r^3 = -\mu l\Delta/r^3 - \mu X_o/r^3 \\
d^2y/dt^2 &= -\mu y/r^3 = -\mu m\Delta/r^3 - \mu Y_o/r^3 \\
d^2z/dt^2 &= -\mu z/r^3 = -\mu n\Delta/r^3 - \mu Z_o/r^3
\end{aligned}
\qquad (6)
$$

Ha a kapott egyenletrendszereket a gyakorlatban akarjuk felhasználni, az ismeretlenek számát feltétlenül csökkentenünk kell. Viszonylag egyszerüen lehet megkapni az M észlelési pont gyorsulását, hiszen a Föld rotációs mozgásáról van szó, és igy: $\omega = 2\pi/T$, ahol $T = 23h\ 56m\ 56s$. A forgómozgás ismert összefüggései alapján a gyorsulás komponensei:

$$
\begin{aligned}
d^2X_o/dt^2 &= -\omega^2 X_o \\
d^2Y_o/dt^2 &= -\omega^2 Y_o \\
d^2Z_o/dt^2 &= 0
\end{aligned}
\qquad (7)
$$

Ezek felhasználásával (5) a következő alakban irható:

$$
\begin{aligned}
l''\Delta + 2l'\Delta' + l(\Delta'' + \mu\Delta/r^3) &= -\mu X_o/r^3 + \omega^2 X_o \\
m''\Delta + 2m'\Delta' + m(\Delta'' + \mu\Delta/r^3) &= -\mu Y_o/r^3 + \omega^2 Y_o \\
n''\Delta + 2n'\Delta' + n(\Delta'' + \mu\Delta/r^3) &= -\mu Z_o/r^3
\end{aligned}
\qquad (8)
$$

Az OMP háromszög alapján a mühold topocentrikus távolsága:

$$\Delta^2 = R^2 + r^2 - 2Rr\cdot\cos\alpha$$

Az utolsó tagot egy skalárszorzat kétszeresének tekintve kapjuk (4) felhasználásával :

$$\Delta^2 = R^2 + r^2 - 2[(l\Delta+X_o)X_o+(m\Delta+Y_o)Y_o+(n\Delta+Z_o)Z_o]$$

Innen a müveletek elvégzése és rendezése után kapjuk:

$$r^2 = \Delta^2 + R^2 + 2\Delta(lX_o+mY_o+nZ_o) \qquad (9)$$

A (8) + (9) egyenletrendszer megoldásához természetesen szükség van l,m,n és deriváltjaik értékére is. Ezt az észlelésekből kaphatjuk meg, pl. a következő módszerrel.

Először is az észlelt (α_i,δ_i) pozíciókból meghatározzuk a t_o időpillanathoz tartozó α_o, δ_o értékpárt. Ez igen egyszerüen ugy történhet, hogy mind az α_i rektaszcenziókat, mind a δ_i deklinációkat Taylor-sorba fejtjük.Minthogy a továbbiakban csak $\alpha_o,\alpha_o',\alpha_o'',\delta_o,\delta_o',\delta_o''$ értékeire lesz szükség, a sorbafejtésnél a 6. tag után megállhatunk. Ekkor az i-edik észlelésre felirhatjuk:

$$\alpha_i = \alpha_o+\alpha_o' t_i+\alpha_o'' t_i^2/2!+\alpha_o''' t_i^3/3!+\alpha_o^{iv} t_i^4/4!+\alpha_o^{v} t_i^5/5! \qquad (10)$$

$$\delta_i = \delta_o+\delta_o' t_i+\delta_o'' t_i^2/2!+\delta_o''' t_i^3/3!+\delta_o^{iv} t_i^4/4!+\delta_o^{v} t_i^5/5!$$

ahol $t_i = t_i-t_o$ jalölést alkalmaztuk.

A (10) egyenletrendszer megoldására célszerü a legkisebb négyzetek módszerét használni. Az igy kapott α_o,δ_o értékkel (3)-ból megkapjuk az l,m.n iránykoszinuszokat, majd kiszámitjuk deriváltjaikat:

$$l' = -\alpha_o'\cos\delta_o\sin\alpha_o-\delta_o'\sin\delta_o\cos\alpha_o \qquad (11)$$

$$l'' = -\alpha_o''\cos\delta_o\sin\alpha_o-\delta_o''\sin\delta_o\sin\alpha_o-2\alpha_o'\delta_o'\sin\delta_o\cos\alpha_o-(\alpha_o'^2+\delta_o'^2)\cos\delta_o\cos\alpha_o$$

$$m' = \alpha_o'\cos\delta_o\cos\alpha_o-\delta_o'\sin\delta_o\sin\alpha_o$$

$$m'' = \alpha_o''\cos\delta_o\cos\alpha_o-\delta_o''\sin\delta_o\sin\alpha_o-2\alpha_o'\delta_o'\sin\delta_o\cos\alpha_o-(\delta_o'^2+\delta_o'^2)\cos\delta_o\sin\alpha_o \qquad (12)$$

$$n' = \delta_o'\cos\delta_o$$

$$n'' = \delta_o''\cos\delta_o-\delta_o'^2\sin\delta_o \qquad (13)$$

A (11), (12), (13) segitségével már megoldható a (8) + (9) egyenletrendszer. A lehetséges egzakt módszerek közül bemutatjuk Danjon jól bevált módszerét /Astronomie Generale, Paris, 1959./. Az alábbi formulákból meghatározzuk Δ, Δ' és r értékét:

$$\Delta = \frac{D21}{D1}\cdot\frac{\mu}{r^3}+\frac{D22}{D1}\omega^2$$

$$2\Delta' = \frac{D31}{D1}\cdot\frac{\mu}{r^3}+\frac{D32}{D}\omega^2 \qquad (14)$$

$$r^2 = R^2+\Delta^2+2\Delta(lX_o+mY_o+nZ_o)$$

ahol a determinánsok a következő alakuak:

$$D1 = \begin{vmatrix} l'' & m'' & n'' \\ l' & m' & n' \\ l & m & n \end{vmatrix} \quad D21 = \begin{vmatrix} X_o & Y_o & Z_o \\ l' & m' & n' \\ l & m & n \end{vmatrix} \quad D22 = \begin{vmatrix} X_o & Y_o & 0 \\ l' & m' & n' \\ l & m & n \end{vmatrix}$$

$$D31 = \begin{vmatrix} X & Y & Z \\ l & m & n \\ l'' & m'' & n'' \end{vmatrix} \quad D32 = \begin{vmatrix} X & Y & 0 \\ l & m & n \\ l'' & m'' & n'' \end{vmatrix} \qquad (15)$$

Figyelembe véve az észlelések viszonylag kicsiny pontosságát és azt, hogy csak közelitő pályameghatározásról van szó, jóval egyszerübb megoldás is kinálkozik, mint (14), ha a (8)-ban elhanyagoljuk a $(\Delta''+\Delta\mu/r^3)$-es tagokat. Ekkor ugyanis a (8) és (9) egyenleteket könnyen a következő alakra hozhatjuk:

$$\Delta = Q/r^3 + P \qquad (16)$$

$$\Delta' = Q1/r^3 + P1 \qquad (17)$$

$$r^2 = \Delta^2 + R^2 + Q_2 \qquad (18)$$

ahol Q, Q1, Q2, P, P1 ismert mennyiségek.

A (16) + (18) egyenletrendszer szukcessziv approximációval megoldható. Legyen Δ közelitő értéke Δ_1, ezt (18)-ba helyettesitve kapjuk r közelitő értékét:

$$r_1 = \sqrt{\Delta_1^2 + R^2 + Q2}$$

ahol Q2 és R ismertek. Most r_1-et (16)-ba helyettesitve Δ-ra kapunk ujabb értéket:

$$\Delta_2 = Q/r^3 + P.$$

Ismét (18)-ba helyettesitve, az iteráció a megoldás stabilizálódásáig folytatható. A végleges Δ , r értékkel (17)-ből megkapjuk Δ' értékét is. Az itt vázolt iterációs megoldás, amelyet Danjon javasolt, lényegesen kevesebb számolással jár.

Miután valamilyen módon meghatároztuk r, Δ,Δ' értékét, kiszámithatjuk a mühold koordinátáit:

$$\begin{aligned} x &= l\Delta + X_o \\ y &= m\Delta + Y_o \\ z &= n\Delta + Z_o \end{aligned} \qquad (19)$$

majd deriválással megkapjuk a sebesség komponenseit:

$$
\begin{aligned}
x' &= l'\Delta + l\Delta' - Y_o\omega \\
y' &= m'\Delta + m\Delta' + X_o\omega \\
z' &= n'\Delta + n\Delta'
\end{aligned}
\qquad (20)
$$

ahol a megfigyelési pont sebességkomponensei: $-\omega Y_o$, ωX_o, 0.

Ezzel a feladatot tulajdonképpen meg is oldottuk, mivel egy pozició a hozzátartozó sebességgel együtt egyértelmüen meghatározza a /kepleri/ pályát. Általában azonban a klasszikus pályaelemekkel szoktak dolgozni, igy az alábbiakban vázoljuk a pályaelemek kiszámitásának menetét.

A kéttestprobléma ismert formulái szerint:

$$
\begin{aligned}
yz' - zy' &= \sqrt{\mu p}\cdot\sin\Omega\sin I \\
zx' - xz' &= -\sqrt{\mu p}\cdot\cos\Omega\sin I \\
xy' - yx' &= \sqrt{\mu p}\cdot\cos I
\end{aligned}
\qquad (21)
$$

Ezekből egyszerü uton meghatározható I, Ω és $p = a(1-e^2)$. Ezután az energiaintegrált irjuk fel az alábbi alakjában:

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = \mu\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right) \qquad (22)$$

és ebből meghatározható az a fél nagytengely. A következő két formula lehetővé teszi az e numerikus excentricitás és a v valódi anomália meghatározását:

$$
\begin{aligned}
e\cdot\sin v &= \sqrt{p}\cdot r'/\sqrt{\mu} \\
e\cdot\cos v &= p/r - 1
\end{aligned}
\qquad (23)
$$

Megjegyezzük, hogy ebben az esetben r' értékét célszerü skalárszorzat formájában megadni:

$$r\cdot r' = x\cdot x' + y\cdot y' + z\cdot z'$$

Most már a perigeum ω argumentuma is meghatározó a következő formula alapján:

$$
\begin{aligned}
r\cdot\sin(v+\omega) &= (y\cdot\cos\Omega - x\cdot\sin\Omega)\cdot\sec I \\
r\cdot\cos(v+\omega) &= x\cdot\cos\Omega + y\cdot\sin\Omega
\end{aligned}
$$

Végül az E excentrikus anomália közbeiktatásával az M közepes anomália is kiszámitható:

$$
\begin{aligned}
\operatorname{tg}\frac{E}{2} &= \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\cdot\operatorname{tg}\frac{v}{2} \\
M &= E - e\cdot\sin E
\end{aligned}
$$

Ezzel meghatároztuk a közelitő pálya minden elemét.

PARCIÁLIS DERIVÁLTAK MEGHATÁROZÁSA PÁLYASZÁMITÁSHOZ

A pályameghatározásnál szükség van az x,y,z koordináták és Ω', ω', n_o+M elemeknek különböző pályaelemek szerinti deriváltjaira. A deriváltak levezetése egyszerü, de terjedelmes munka, igy célszerünek látszott ezt a részt csupán a függelékben szerepeltetni.

A deriváláshoz lehet többféle kiindulást választani. Célszerüségi okokból a kéttestproblémából jól ismert alábbi összefüggéseket fogom használni:

$$x = (\cos\Omega\cos\omega - \cos I\cdot\sin\Omega\sin\omega)\cdot r\cdot\cos v + (-\cos\Omega\sin\omega - \cos I\cdot\sin\Omega\cos\omega)r\cdot\sin v \qquad (1)$$

Vagyis röviditett jelöléssel: $x = P_x\cdot r\cdot\cos v + Q_x\cdot r\cdot\sin v$

$$y = (\sin\Omega\cos\omega + \cos I\cos\Omega\sin\omega)\cdot r\cdot\cos v + (-\sin\Omega\sin\omega + \cos I\cos\Omega\cos\omega)\cdot r\cdot\sin v \qquad (2)$$

Szintén röviditett jelöléssel: $y = P_y\cdot r\cdot\cos v + Q_y\cdot r\cdot\sin v$

$$z = \sin I\sin\omega\cdot r\cdot\cos v + \sin I\cos\omega\cdot r\cdot\sin v \qquad (3)$$

Vagyis röviditve: $z = P_z\cdot r\cdot\cos v + Q_z\cdot r\cdot\sin v$

Kezdjük a $\partial x/\partial a$ parciális deriválttal, amit részletesen fejtek ki:

$$\frac{\partial x}{\partial a} = P_x\cdot\cos v\cdot\frac{1-e^2}{1+e\cdot\cos v} + Q_x\cdot\sin v\cdot\frac{1-e^2}{1+e\cdot\cos v} = \frac{x}{a}$$

Teljesen analóg módon kapjuk azt is, hogy: $\frac{\partial y}{\partial a} = \frac{y}{a}$ és $\frac{\partial z}{\partial a} = \frac{z}{a}$

Az $\underline{e}$ szerinti parciális deriváltaknál lényegében az $r\cdot\cos v$ és $r\cdot\sin v$ kifejezések deriválására lesz szükség, ezért ezt külön elvégezzük:

$$\frac{\partial}{\partial e}(r\cdot\cos v) = \frac{\partial}{\partial e}\left[\frac{a(1-e^2)-r}{e}\right] = \frac{\partial}{\partial e}\left(\frac{a}{e} - ae - \frac{r}{e}\right) = -\frac{a}{e^2} - a + \frac{ae\cdot\cos v + r}{e^2} =$$

$$= -a + \frac{r - a(1-e\cdot\cos v)}{e^2}$$

Az utolsó kifejezést kissé átalakitva kapjuk:

$$\frac{\partial(r\cdot\cos v)}{\partial e} = -a - \frac{r\cdot\sin^2 v}{1-e^2} \qquad (4)$$

És teljesen hasonló eljárással:

$$\frac{\partial(r\cdot\sin v)}{\partial e} = \frac{r\cdot\cos v\cdot\sin v}{1-e^2} \qquad (5)$$

A (4) és (5) helyett a D(cos) ill. D(sin) röviditett jelölést alkalmazva az e szerint deriváltak:

$$\frac{\partial(x,y,z)}{\partial e} = D(\cos)\cdot P_{(x,y,z)} + D(\sin)\cdot Q_{(x,y,z)}$$

ahol indexben jelöltük, hogy rendre melyik változóról van szó. Elvégezve az I szerinti deriválásokat, a következőket kapjuk:

$$\frac{\partial x}{\partial I} = \sin I \sin\Omega\sin\omega\cdot r\cdot\cos v + \sin I \sin\Omega\cos\omega\cdot r\cdot\sin v$$

$$\frac{\partial y}{\partial I} = -\sin I \cos\Omega\sin\omega\cdot r\cdot\cos v - \sin I \cos\Omega\cos\omega\cdot r\cdot\sin v$$

$$\frac{\partial z}{\partial I} = \cos I \sin\omega r\cdot\cos v + \cos I \cos\omega\cdot r\cdot\sin v$$

A három deriváltat összevetve (3)-mal, kitünik, hogy:

$$\frac{\partial x}{\partial I} = \sin\Omega\cdot z \quad , \quad \frac{\partial y}{\partial I} = -\cos\Omega\cdot z \quad , \quad \frac{\partial z}{\partial I} = \mathrm{cotg}\, I\cdot z \qquad (6)$$

Hasonlóan, Ω szerint deriválva, és (2) ill. (1)-gyel összevetve:

$$\frac{\partial x}{\partial\Omega} = -y \quad , \quad \frac{\partial y}{\partial\Omega} = x \quad , \quad \frac{\partial z}{\partial\Omega} = 0 \qquad (7)$$

Az ω szerinti deriválás, az eddigi röviditett jelzések mellett a következő eredményt adja:

$$\frac{\partial(x,y,z)}{\partial\omega} = Q_{(x,y,z)}\cdot r\cdot\cos v - P_{(x,y,z)}\cdot r\cdot\sin v \qquad (8)$$

Az M szerinti deriválásnál ismét csak az $r\cdot\cos v$ és $r\cdot\sin v$ kifejezésekre kell tekintettel lennünk, igy azt külön elvégezzük:

$$\frac{\partial(r\cdot\cos v)}{\partial M} = -\frac{a\cdot\sin v}{1-e^2} \qquad \frac{\partial(r\cdot\sin v)}{\partial M} = \frac{a(e+\cos v)}{1-e^2}$$

E két kifejezésre a röviditett M(cos) ill. M(sin) jelölést használva, a keresett deriváltak igen egyszerüen irhatók fel:

$$\frac{\partial(y,x,z)}{\partial M} = M(\cos)\cdot P_{x,y,z} + M(\sin)\cdot Q_{x,y,z} \tag{9}$$

A továbbiakban az Ω', ω', M' szerinti deriváltakat kell meghatároznunk. Ehhez azonban másik formulákat fogunk használna. A gravitációs potenciál okozta szekuláris perturbációk számitásánál első közelités gyanánt gyakran használatosak a következő formulák:

$$\bar{\Omega} = \Omega_0 + \Omega'\cdot t = \Omega_0 - \frac{3}{2}\frac{\mu^{\frac{1}{2}}R^2J_2\cdot\cos I_0}{a_0^{7/2}(1-e_0^2)^2}\cdot t$$

$$\bar{\omega} = \omega_0 + \omega'\cdot t = \frac{\mu^{\frac{1}{2}}R^2J_2}{a_0^{7/2}(1-e_0^2)^2}\left(3-\frac{15}{4}\sin^2 I_0\right)\cdot t \tag{10}$$

$$M = M_0 + M'\cdot t = M_0 + \frac{\mu^{\frac{1}{2}}}{a_0^{3/2}}\cdot t + \frac{\mu^{\frac{1}{2}}\cdot R^2\cdot J_2}{a_0^{7/2}(1-e_0^2)^2}\left(\frac{3}{2}-\frac{9}{4}\sin^2 I_0\right)\cdot t$$

Igy az $\underline{a}$ szerinti deriválás eredményei könnyen felirhatók:

$$\frac{\partial\Omega'}{\partial a} = -\frac{7}{2}\frac{\Omega'}{a}\ ; \qquad \frac{\partial\omega'}{\partial a} = -\frac{7}{2}\frac{\omega'}{a}\ ; \qquad \frac{\partial M'}{\partial a} = -\frac{3}{2}\frac{n_0}{a} - \frac{7}{2}\frac{M''}{a}$$

Az $\underline{e}$ szerinti deriválás eredményei:

$$\frac{\partial\Omega'}{\partial e} = \frac{4e\Omega'}{1-e^2}\ ; \qquad \frac{\partial\omega'}{\partial e} = \frac{4e\omega'}{1-e^2}\ ; \qquad \frac{\partial M'}{\partial e} = \frac{3eM'}{1-e^2}$$

Ezután már csak az $\underline{I}$ szerinti deriváltak vannak hátra:

$$\frac{\partial\Omega'}{\partial I_0} = -\Omega'\cdot \operatorname{tg} I_0$$

$$\frac{\partial\omega'}{\partial I_0} = -\frac{15}{2}\frac{\mu^{\frac{1}{2}}\cdot R^2\cdot J^2}{a_0^{7/2}(1-e_0^2)^2}\cdot\sin I_0\cdot\cos I_0$$

$$\frac{\partial M'}{\partial I_0} = -\frac{9}{2}\frac{\mu^{\frac{1}{2}}\cdot R^2\cdot J^2}{a_0^{7/2}(1-e_0^2)^{3/2}}\cdot\sin I_0\cdot\cos I_0\ .$$

Ezzel levezettük mindazokat a parciális deriváltakat, amelyek a közelitő pálya javitásánál szükségesek.

INTEROBS MÓDSZER

A módszer azon alapszik, hogy két, a hold repülési magasságához képest elég távoli A és B megfigyelőhelyről végzett szimultán pozicióméghatározások lehetővé teszik a pillanatnyi rádiuszvektor hosszának és irányának kiszámitását. Az alábbiakban módszert adunk a rádiuszvektor kiszámitására, majd 3 rádiuszvektor segitségével meghatározzuk a pillanatnyi pályaelemeket.

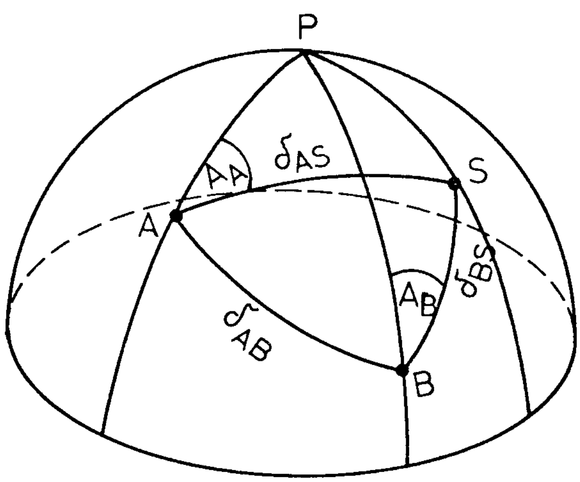
A megfigyelési pont, a Föld középpontja és a mühold pillanatnyi helyzete által meghatározott háromszögből a rádiuszvektor hossza:

$$R_V = R_B \frac{\cos h'}{\cos(h'+\delta_{BS})} \qquad \text{ahol:}$$

R_B = a megfigyelési ponthoz tartozó földsugár

h' = a holdnak a B pontról mért geocentrikus magassági szöge

δ_{BS} = a B és S pontot összekötő ortodróma hossza (F.7.1. ábra).



F.7.1. ábra

A h' geocentrikus magasságot a szintezett müszerrel horizontális koordinátarendszerben mért $z=(90^\circ-h)$ zenittávolságból és A azimutból számitjuk:

$$\sin h' = \frac{\cos\alpha \cdot \cos(z-\eta)}{\cos\eta}$$

ahol $\operatorname{tg}\eta = \operatorname{tg}\alpha \cdot \cos A$ és

$\alpha = \Phi-\varphi = 692\overset{''}{.}62 \sin 2\Phi - 1\overset{''}{.}16 \sin 4\Phi$.

A δ_{BS} ortodróma hosszának kiszámitása az F.7.1. ábra jelöléseivel a következő lépésekre bontható:

- Az ABP gömbi háromszögből meghatározzuk az A és B pontot összekötő δ_{AB} ortodróma hosszát és az α_A = BAP∢ valamint az α_B = ABP∢ szögeket.
- A mért A_A és A_B azimutokkal megkapjuk a δ_{AB} ortodrómán nyugvó BAS∢ = $\alpha_A - A_A$, valamint ABS∢ = $\alpha_B + A_B$ szögeket.
- Az ABS gömbi háromszögből meghatározzuk a δ_{BS} és δ_{AS} oldalakat, igy mindegyikből külön-külön kiszámitható az R_V rádiuszvektor.
- Meghatározzuk az S szubszatellitapont geocentrikus szélességét és az A és B pontokra vonatkozott hosszuságkülönbséget.

Az eddigi számitások eredményeként megkapjuk egy adott t időpillanatra a hold R_v rádiuszvektorát, és szubszatellita-pontjának φ,λ geocentrikus koordinátáit. Ha minden szinkron poziciópárra elvégezzük a fenti számitást, t.k. szubszatellita-pontok sorát nyerjük, amelynek pl. a szélessége folyamatosan változik. Ilyen értelemben lehet arról beszélni, hogy a szubszatellita-pont "metszi" az általunk kiválasztott szélességet. A hold U_d /kvázi/ drakonikus keringésidejét egyszerü osztással kapjuk meg a kiválasztott szélességi körön való két, nem feltétlenül egymás utáni áthaladás időpontjainak felhasználásával. Ha azonban Kepler 3. törvényéből akarjuk meghatározni az a fél nagytengelyt, az U_s sziderikus keringésidőre van szükség. Egyszerü gondolatmenettel belátható, hogy a kétféle keringésidő között fennáll a következő összefüggés:

$$U_s = \frac{360^o \cdot U_d}{360^o - U_d \cdot p}$$

ahol p a holdpálya precessziója. Ez utóbbit szintén az észlelésekből vezethetjük le az alábbi összefüggés szerint:

$$p = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{t_2 - t_1} - 0{,}250684$$

fok/perc, ahol λ_1, λ_2 a kiválasztott szélességi kör metszési pontjainak hosszusága a szereplő két vonulásnál. Ezek felhasználásával a fél negytengely értéke: $a = C \cdot U_s^{2/3}$, ahol $C = 331{,}234$ km/perc$^{-2/3}$.

Meghatározható a pálya inklinációja is, ha a leszálló ágban is megfigyeltük a kiválasztott szélességi körön való áthaladást. Ekkor érvényes a következő összefüggés:

$$\mathrm{tg}\, i = \frac{\mathrm{tg}\varphi}{\cos \Delta\lambda_R/2}$$

, ahol $\Delta\lambda_R$ a két metszéspont közötti hosszuságkülönbség /nyugvó Föld mellett/. Értékét megadja következő formulánk:

$$\Delta\lambda_R = (\lambda_2 - \lambda_1) + (0{,}250684 + p) \cdot (t_2 - t_1)$$

Amennyiben nem ugyanannak a vonulásnak két ágát észleltük, a képlet megfelelően átalakitható.

Következő lépésként az R_1, R_2, R_3 ... rádiuszvektorokhoz tartozó valódi anomáliákat számithatjuk ki. Legyen $\Delta v_1 = R_1 - R_2$ és $\Delta v_2 = R_1 - R_3$, akkor az R_1-hez tartozó v_1-re fennáll:

$$\mathrm{tg}\, v_1 = \frac{\delta(1-\cos\Delta v_2)-(1-\cos\Delta v_1)}{\sin\Delta v_1 - \delta \cdot \sin\Delta v_2}$$

ahol:

$$\delta = \frac{R_3(R_2-R_1)}{R_2(R_3-R_1)}$$

A feladat megoldható akkor is, ha csak 2 rádiuszvektor áll rendelkezésre, de akkor lényegesen bonyolultabb formulákat kapunk [76]. Az első valódi anomália kiszámitása után a többit vagy hasonló módon, vagy gömbi háromszögek megoldásával kaphatjuk meg.

Ezek után már a numerikus excentricitás is kiszámitható 2 rádiuszvektor, és a hozzátartozó anomáliák segitségével:

$$e = \frac{R_2 - R_1}{R_1 \cos v_1 - R_2 \cos v_2}$$

Természetsen, a most kapott $\underline{e}$, és a már ismert $\underline{R}$ és $\underline{v}$ felhasználásával is ki lehetett volna számitani az $\underline{a}$ fél nagytengelyt. Ez azonban nem ad olyan pontos értéket, mint a fentebb javasolt eljárás, mivel $\underline{e}$ /rendszerint kis/ értékét általában csak meglehetősan nagy hibával lehet meghatározni.

Bár nem számit pályaelemnek, fontos szerepe miatt megemlitjük, hogy most már kiszámitható a perigeum- és apogeum-magasság is: $H_p = a(1-e)-R_E$ $H_a = a(1+e)-R_E$, ahol R_E a földsugár.

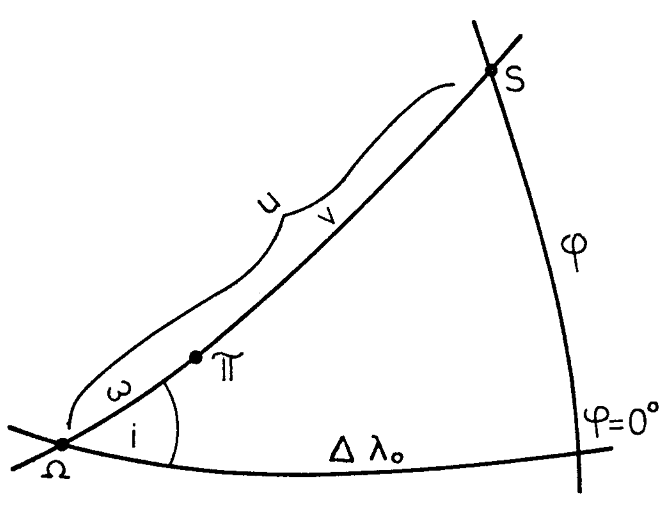
A perigeumon való áthaladás τ időpontját egy φ szélességi körön való áthaladás adataiból kapjuk:

$$\tau = t_\varphi - \frac{U_S}{2\pi}(E_\varphi - e \cdot \sin E_\varphi)$$

figyelembe véve, hogy az eddigiekből megkaphatjuk az E_φ excentrikus anomáliát is:

$$\cos E_\varphi = (a-R_\varphi)/\cdot a \cdot e \; .$$

Most már kiszámitható a perigeum ω argumentuma is: $\omega = u - v$, hiszen az $\underline{u}$ szélességi argumentum már ismert: $\sin u = \sin\varphi / \sin i$.



F.7.2. ábra

Hátra van még egy pályaelem, a felszálló csomó rektaszcenziója. Ez azonban igen egyszerüen kiszámitható, ha figyelembe vesszük, hogy λ_Ω földrajzi hosszuságára igaz: $\lambda_\Omega = \Delta\lambda_0 - (0{,}250684+p) \cdot \cdot (t_\varphi - t_0) + \lambda_s$, ahol λ_s a szubszatellitapont nyugati hosszusága. A hosszusági befogó: $\sin \Delta\lambda_0 = \operatorname{tg}\varphi / \operatorname{tg} i$.

A rektaszcenziót pedig az ismert összefüggés adja:

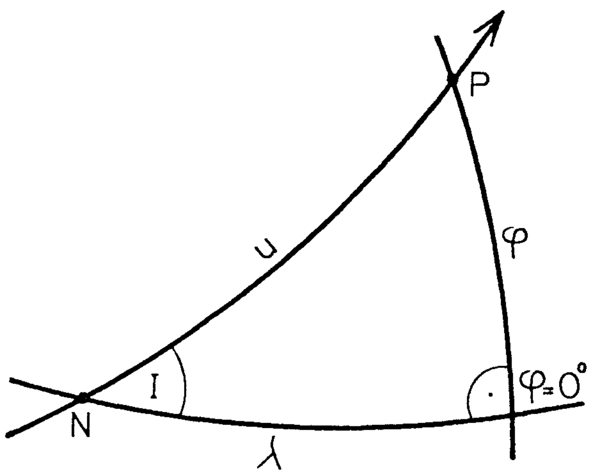
$$\lambda_\Omega = \Theta - \lambda_\Omega \; .$$

Ezzel meghatároztuk a holdpálya elemeit.

8. sz. FÜGGELÉK

ZSONGOLOVICS (2.26) FORMULÁJÁNAK LEVEZETÉSE

Tekintsük a hold mozgását perturbálatlan elliptikus mozgásnak, ami az észlelés rövid intervallumában megengedhető közelités. Vetitsük a pályát a gömbalaku Földre. Az NFP háromszögből kapjuk: $\sin\varphi = \sin I \cdot \sin u$ (1)



F.8. ábra

Deriválva:

$$\cos\varphi \frac{d\varphi}{dt} = \sin I \cdot \cos u \cdot \frac{du}{dt} \quad (2)$$

Azonban (1) felhasználásával kapjuk:

$$\cos u = \sqrt{1-\sin^2 u} = \frac{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}}{\sin I}$$

Igy (2)-ből:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}}{\cos\varphi} \frac{du}{dt} \quad (3)$$

Perturbálatlan elliptikus mozgás esetén irható:

$$\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = \frac{k\sqrt{a(1-e^2)}}{R^2} \quad (4)$$

A (4)-et (3) -ba helyettesitve és átrendezve:

$$dt = \frac{R^2}{k\sqrt{a(1-e^2)}} \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}} d\varphi \,.$$

Zsongolovics formulája csak ugy vezethető le, ha feltételezzük, hogy R = konst. Az integrálás megkönnyitésére Zsongolovics ezért a szóbanforgó intervallum közepes rádiuszvektorát használja, ami megengedhető közelitás, de szisztematikus hibát eredményez. A hiba nagysága az excentricitás függvénye, kis <u>e</u> mellett elfogadható határok között marad. Ezért $\bar{R}$-tel számolva és a (φ_1,φ_2) határok között integrálva kapjuk:

$$t_2 - t_1 = \frac{\bar{R}^2}{k\sqrt{a(1-e^2)}} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\cos\varphi \, d\varphi}{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}} = \frac{\bar{R}^2}{k\sqrt{a(1-e^2)}} \left[\arcsin\left(\frac{\sin\varphi}{\sin I}\right)\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

Végül megkapjuk Zsongolovics keresett képletét:

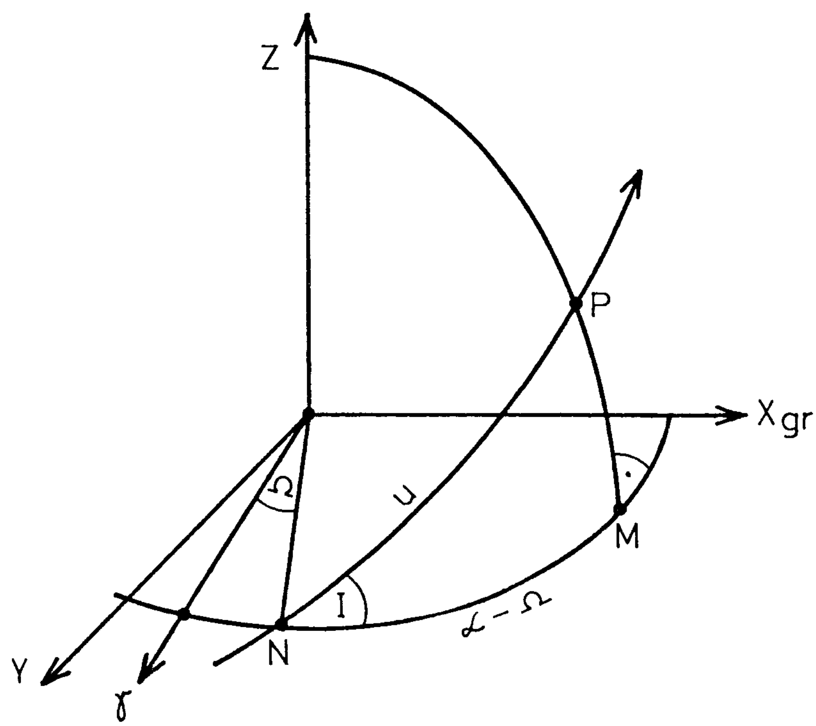
$$t_2 - t_1 = \frac{\bar{R}^2}{k\sqrt{a(1-e^2)}} (\mu_2 - \mu_1), \text{ ahol: } \mu_1 = \frac{\sin\varphi_1}{\sin I} \text{ és } \mu_2 = \frac{\sin\varphi_2}{\sin I}$$

9. sz. FÜGGELÉK

MERIDIÁNMETSZÉS IDŐPONTJÁNAK KISZÁMITÁSA

Ugyanolyan feltételek mellett, mint a 8. sz. FÜGGELÉK-ben, levezetjük két meridián metszése között eltelt t_2-t_1 időtartam kiszámitására szolgáló képletünket. A holdpálya NP nyomvonalát a gömbalaku Földre vetitve, az NPM szférikus háromszögből nyerjük:

$$\mathrm{tg}(\alpha-\Omega)=\cos I\cdot \mathrm{tg}\,u \qquad (1)$$



F.9. ábra

A kifejezés deriváltja:

$$\sec^2(\alpha-\Omega)\cdot\frac{d\alpha}{dt} =$$

$$= \cos I\cdot\sec^2 u\cdot\frac{du}{dt} \qquad (2)$$

Célszerü átalakitások:

$$\sec^2 u = 1+\mathrm{tg}^2 u =$$

$$= 1+\frac{\mathrm{tg}^2(\alpha-\Omega)}{\cos^2 I} =$$

$$= \frac{\cos^2 I+\mathrm{tg}^2(\alpha-\Omega)}{\cos^2 I} \qquad (3)$$

A (3)-at a (2)-be helyettesitve és átrendezve kapjuk:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \cos I\cdot\cos^2(\alpha-\Omega)\ \frac{\cos^2 I+\mathrm{tg}^2(\alpha-\Omega)}{\cos^2 I}\cdot\frac{du}{dt} =$$

$$= \frac{\cos^2(\alpha-\Omega)}{\cos I}[1-\sin^2 I+\mathrm{tg}^2(\alpha-\Omega)]\frac{du}{dt} =$$

$$= \frac{1-\sin^2 I\cdot\cos^2(\alpha-\Omega)}{\cos I}\ \frac{du}{dt}$$

A 8. sz. FÜGGELÉK-ben követett közelitéssel, felhasználva, hogy du/dt=dv/dt, átrendezés után kapjuk:

$$dt = \frac{\bar{R}^2}{k\sqrt{a(1-e^2)}}\ \cos I\,\frac{d\alpha}{1-\sin^2 I\cdot\cos^2(\alpha-\Omega)}$$

Végül integrálva:

$$t_2-t_1 = \frac{\bar{R}^2\cdot\cos I}{k\sqrt{p}} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{d\alpha}{1-\sin^2 I\cdot\cos^2(\alpha-\Omega)}$$

$$t_2-t_1 = \frac{\bar{R}^2\cdot\cos I}{k\sqrt{p}} \left[\sec I\cdot\mathrm{arc\ ctg}\ \frac{\cos I}{\mathrm{tg}(\alpha-\Omega)}\right]_{\alpha_1}^{\alpha_2}$$

Igy a formula végső alakjában:

$$t_2-t_1 = \frac{\bar{R}^2}{k\sqrt{p}} (u_2-u_1)$$

ahol:

$$\mathrm{ctg}\ u_1 = \cos I\cdot\mathrm{ctg}(\alpha_1-\Omega)$$

$$\mathrm{ctg}\ u_2 = \cos I\cdot\mathrm{ctg}(\alpha_2-\Omega)$$

10. sz. FÜGGELÉK

KEDVEZŐ ÉGI KÖR KIVÁLASZTÁSA

Mivel a keringési idő meghatározására a holdnak akár egy szélességi körön, akár valamely meridiánon való áthaladásait használhatjuk, célszerü a kedvezőbbet választani. Pontossági megfontolások alapján, egy adott I inklinációju hold esetén akkor célszerü a meridiánmetszést választani, ha a $d\lambda/dt > d\varphi/dt$ feltétel teljesül. Kérdés, hogy ez mikor következik be?

A 8.sz. FÜGGELÉK (3)-ban már bemutattuk, hogy:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}}{\cos\varphi} \cdot \frac{du}{dt} \qquad (1)$$

Másrészt, az ott használt ábra szerint felirhatjuk, hogy: $\operatorname{tg} u = \frac{\operatorname{tg}\lambda}{\cos I}$.
Deriválva és átrendezve:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \cos \cdot \frac{\cos^2\lambda}{\cos^2 u} \cdot \frac{du}{dt} \qquad (2)$$

Szintén az ábra felhasználásával kapjuk:

$$\frac{1}{\cos^2 u} = 1 + \operatorname{tg}^2 u = 1 + \frac{\operatorname{tg}^2\lambda}{\cos^2 I} = \frac{\cos^2 I + \operatorname{tg}^2\lambda}{\cos^2 I} \qquad (3)$$

A (3)-at a (2) -be helyettesitve, majd tovább alakitva kapjuk:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \cos I \cdot \cos^2\lambda\, \frac{\cos^2 I + \operatorname{tg}^2\lambda}{\cos^2 I} \cdot \frac{du}{dt} = \frac{\cos^2\lambda \cos^2 I + 1 - \cos^2\lambda}{\cos I} \cdot \frac{du}{dt}$$

$$= \frac{1 - \sin^2 I \cdot \cos^2\lambda}{\cos I}\, \frac{du}{dt} = \frac{\cos^2 I + \sin^2 I \cdot \sin^2\lambda}{\cos I} \cdot \frac{du}{dt}$$

Használjuk fel a $\sin^2\lambda = \operatorname{tg}^2\varphi / \operatorname{tg}^2 I$ összefüggést:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \cos I + \frac{\sin^2 I \cdot \operatorname{tg}^2\varphi}{\cos I \cdot \operatorname{tg}^2 I}\, \frac{du}{dt} = \cos I \cdot (1 + \operatorname{tg}^2\varphi) \cdot \frac{du}{dt}$$

Végülis:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{\cos I}{\cos^2\varphi}\, \frac{du}{dt} \qquad (4)$$

Most már a fenti $d\lambda/dt > d\varphi/dt$ feltételünket a következővel helyettesithetjük:

$$\frac{\cos I}{\cos^2\varphi} > \frac{\sqrt{\sin^2 I - \sin^2\varphi}}{\cos\varphi}$$

$$\frac{\cos^2 I}{\cos^2\varphi} > \sin^2 I - \sin^2\varphi = \cos^2\varphi - \cos^2 I$$

Ennek a $\cos\varphi$-ben másodfoku egyenlőtlenségnek a megoldása adja meg a keresett feltételt:

$$\cos^2\varphi_0 = \frac{\cos^2 I + \sqrt{\cos^4 I + 4\cdot\cos^2 I}}{2}$$

Vagyis akkor érdemesebb a meridiánmetszést választani a szélességi kör metszése helyett, ha a szubszatellitapont szélessége nagyobb φ_0-nál.