

Muraközy Judit, Ludmány András

Bevezetés a csillagászatba,

előadási jegyzet

Debreceni Egyetem, 2015

1. Történet, szférikus csillagászat, időszámítás

Korai történet

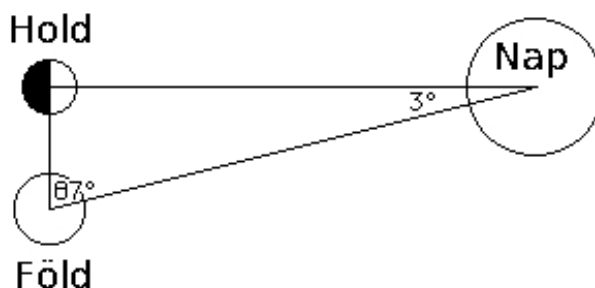
Babilon Velük kezdődik a pontos csillagászati megfigyelések története az i.e. 5 és 1 évezred között. Az egész napot 24 részre osztották, képesek voltak nap- és holdfogyatkozások előrejelzésére, ismerték a fogyatkozások szárosz -ciklusát (melynek neve is babiloni eredetű), tőlük származik a Nap látszó pályájának 12 részre osztása és az érintett csillagképek elnevezése, az első csillagkép a Bika volt, mert akkor ide esett a tavaszpont (ld. alább), felismerték, hogy a Föld forgástengelye precessziós mozgást végez. Pontos adataik voltak a naprendszer szabad szemmel látható tagjainak mozgásáról. A napokat ők nevezték el a Napról és a bolygókról. A későbabiloni időszakban Seleucus még a heliocentrikus szemléletig is eljutott. Eredményeiket, fogalmaikat, módszereiket és elnevezéseiket átvették az egyiptomiak és görögök, sőt részben máig is használatban vannak.

Egyiptom, Az ókori Egyiptom csillagászatának legfontosabb célja a mezőgazdaságnak nyújtott segítség, ugyanis mivel a Nílus áradásának kezdete pontosan a Sirius és a Nap együttes keléséhez kötődött, az erre való felkészülést kifinomult észlelési módszerek és eszközök segítették. Érdekes módon felmerült egy olyan naprendszer-elképzelés, melyben a belső bolygók a Nap körül keringenek, és az egész a Nappal együtt a Föld körül. Legnagyobb hatású csillagászaik azonban a hellenisztikus kor görögül beszélő szereplői voltak.

Kína Pontos dokumentációjuk volt a Nap és Hold látszólagos mozgásáról, képesek voltak fogyatkozás-előrejelzésre. A kört $365 \frac{1}{4}$ részre osztották és a Föld minden nap egy osztással tovább került. Az i.e. 2 században úgy tartották, hogy a Föld gömbölyű és az Univerzum végtelen.

Görögök míg a babilóniai csillagászat elsősorban numerikus szemléletű, célja leginkább a pontos naptár és előrejelzés, addig a görögök jellemzően geometrikus megközelítést alkalmaztak. Itt csak a legjelentősebb személyiségeket említjük.

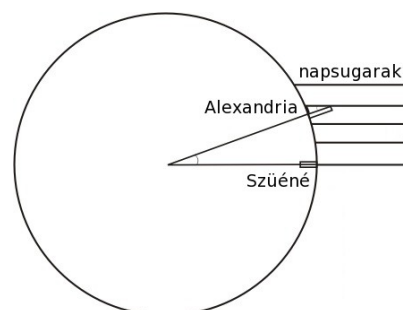
Arisztarkhosz (Számosz, i.e. 310-230) elsőként állította, hogy a Föld forog és a Nap körül kering. Szellemes módszert alkalmazott annak becslésére, hogy a Nap és a Hold Földtől való távolságai hogyan aránylanak egymáshoz. Azt mérte meg, hogy első negyedben (amikor a rajz szerint a Holdról a Föld és a Nap derékszögben látszik egymástól) milyen a Hold és a Nap szögtávolsága. Ennek a szögnek a cosinusa a Föld-Hold és Föld-Nap távolságok aránya.



1.1. ábra Arisztarkhosz módszere

Eredményül a tényleges érték kb huszadát kapta. Az eltérést a mérésnek az egyszerű eszközök miatti pontatlansága okozta, azonban a módszer mögötti megfontolás Arisztarkhoszt a leginveciózusabb ókori csillagászok közé emeli és az első komoly heliocentrikus szemléletű csillagásszá avatja.

Eratoszthenész (Küréné, i.e. 276-194) nevéhez fűződik egy másik nagy teljesítmény, a Föld átmérőjének meghatározása, vagyis neki is tudatában kellett lennie, hogy a Föld (közelítőleg) gömbölyű, valamint annak, hogy a Nap nagyon távol van ahhoz, hogy sugarait párhuzamosnak lehessen tekinteni. A méréshez azt az időpontot használta, amikor a Nílus felső folyásánál fekvő Szüénében (ma Asszuán) pontosan zenitben delelt a Nap, tehát egy függőleges oszlop nem vetett árnyékot, ugyanekkor megmérte, hogy Alexandriában egy szintén függőleges oszlop mekkora árnyékot vet.



1.2 ábra Eratoszthenész módszere

Az 1.2 ábrából látható, hogy ez az oszlop és a napsugarak olyan szöget zárnak be, mint a Föld középpontjából nézve Alexandria és Szüéné iránya. A két helység távolságából nyerte a főltség

értékét. Megmérte az ekliptika és égi egyenlítő hajlásszögét is, valamint csillagkatalógust is készített. Matematikával (prímszámokkal), valamint költéssel is foglalkozott.

Hipparkhosz (i.e.127 előtt) a Tycho Brahe előtti történelem legnagyobb észlelő csillagásza. Ő készítette az első nagy csillagkatalógust, mely 850 csillagot tartalmazott. Ennek során felismerte a csillagpozíciók eltérését az évszázaddal korábbi adatoktól és helyesen következtetett a precessió jelenségére. Tőle származik a csillagfényesség osztályozása, a magnitúdófogalom bevezetése is.

Ptolemaiosz aki a középkorig a legnagyobb tekintélynek számított, jelentős mértékben támaszkodott Hipparkhosz eredményeire. Geocentrikus szemléletű rendszerében a bolygók égi kristályszférákhoz kötődve keringtek a Föld körül. Ez a bolygók látszólagos mozgásának esetenkénti retrográd iránya (ld. a következő fejezetet) nehéz kihívást jelentett, amit úgy vélt megoldani, hogy a bolygók egy nagy körön (deferens) keringtek, de e kör mentén egy további körmozgás (epiciklus) központja mozgott, ami időnként valóban retrográd elmozdulást imitált. Ez hallatlanul bonyolult tárgyalást eredményezett, ami azonban évszázadokon át használhatónak bizonyult nem túl nagy pontosságú leírásra.

Európai középkor

Kopernikusz (Mikolaj Kopernik, 1473-1543) a bonyolult geocentrikus ptolemaioszi rendszerrel elégedetlenül a görög heliocentrikus elképzelés felelevenítésével alkotott sokkal használhatóbb leírást. Az akkor ismert világegyetem középpontjába a Napot helyezve és a bolygókat (a Földdel együtt) körülötte keringő égitestekként kezelve sokkal elegánsabb leírását adta az észlelt folyamatoknak, ideértve az időnkénti retrográd mozgásokat is. Módszere azonban még pontatlan maradt, amit az okozott, hogy körpályákat alkalmazott ellipszisek helyett. Mindazonáltal a "kopernikuszi fordulat", mint döntő fontosságú paradigmaváltás bevonult a tudománytörténetbe egy jelenségkör tágabb kontextusba helyezésének szinonimájaként.

Tycho Brahe (1546-1601) Dán csillagász, az európai csillagászat első jelentős észlelője. Királyi támogatással épített obszervatóriumában hatalmas és rendkívül gondos észleléssorozatot készített a bolygók pozícióinak változásáról. Kepler alapvető felismeréseit, törvényeit kizárólag a Tycho-féle táblázatok felhasználásával tudta megfogalmazni. Bár Tycho nem volt híve a heliocentrikus rendszernek, hozzájárulása a modern csillagászat születéséhez döntő jelentőségű.

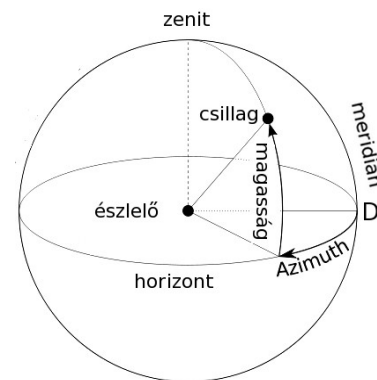
Kepler (1571-1630) matematikus, az optika korai úttörője, csillagász. Fiatalon Kopernikusz heliocentrikus elképzelésének híve lett. Tycho Brahe bolygóészleléseire alapozva azt akarta megérteni, hogy mi szabja meg a bolygók mozgásának sajátságait. Alapfeltevése az volt, hogy annak valamilyen tökéletes rendszernek kell lennie. Ezt először geometriai fogalmakkal (az öt szabályos platóni test felhasználásával), majd zenei analógiákkal (hangközök frekvenciaarányaival) próbálta leírni. Hosszú évek munkájával tudta megfogalmazni a három Kepler-törvényt (következő fejezet), melyek az első alapokat jelentik az elméleti csillagászatához. Munkájának ismerői szerint sejthető, hogy igen közel került a Newton által megfogalmazott mozgástörvény kimondásához.

Galilei (1564-1642) Keplerhez hasonlóan a távcsökészítés és -használat korai úttörője. Elsőként készített grafikus észleléssorozatot a napfoltokról (és fogta fel, hogy a Nap forog a tengelye körül), elsőként észlelte a Jupiter holdjait, a Szaturnusz gyűrűjét, vizsgálta a Vénusz fázisait. Empirikus tapasztalatai a kopernikuszi rendszer hívévé és hirdetőjévé tették, ami azonban kemény pápai elutasítást váltott ki. Az eredeti kopernikuszi munkákat érdekes módon nem utasították el, mert pusztán hasznos formális eljárásnak tekintették, Galilei azonban tényleges pályamozgásokról és rotációkról beszélt. A máglyahaláltól tanainak színlelt visszavonása mentette meg.

Newton (1643-1727) matematikus. A harmadik Kepler-törvény ismeretében megfogalmazta a gravitációs vonzóerő csökkenésének a távolság négyzetétől való függését, valamint a dinamika róla elnevezett axiómáit, melyekkel a Kepler-törvények általánosabb formában fogalmazhatók meg. Kepler és Newton révén az égimechanika tudománya azelőtt nem látott sikeres fejlődésnek indult, a modern tudomány első olyan paradigmájává vált, melyben nem csupán korábbi tapasztalati tények extrapolációjával, hanem elméleti megfontolásokkal lehetett előrejelzéseket tenni és azokat észlelésekkel ellenőrizni.

Szférikus csillagászat - Égi koordinátarendszerek

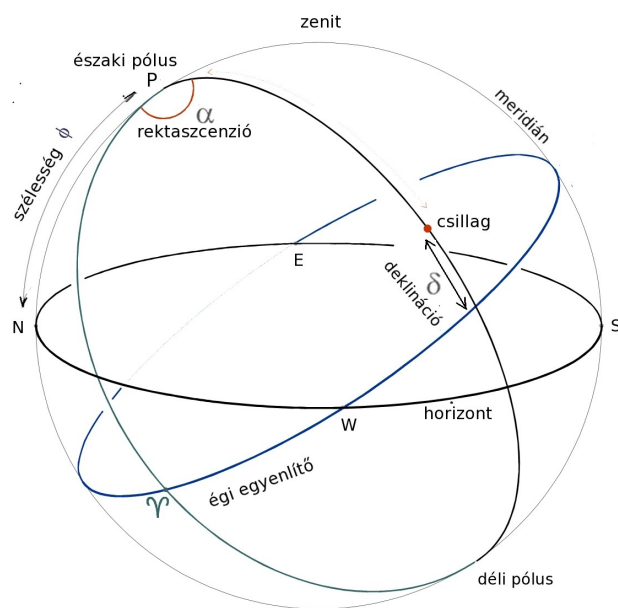
Horizontális koordinátarendszer Alapsíkja a Földnek az észlelő helyén vett érintősíkja, fő irányai az erre merőleges irány, mely az éggömb zenit nevű pontjára mutat (ennek ellenpólusát Nadirnak nevezik), illetve az észak-déli irány. Az e két irány által kijelölt síkot nevezik meridiánsíknak. A hosszúsági koordináta az azimut, melyet a horizont déli pontjától nyugat felé mérünk, a szélességi koordinátát magasságnak nevezik, ezt a horizonttól (0°) a zenitpontig (90°) mérjük. Ebben a rendszerben az égitestek mindkét koordinátája folyamatosan változik ezért csak néhány speciális feladatra alkalmazható.



1.1 ábra Horizontális koordinátarendszer

Ekvatoriális koordinátarendszer

Alapsíkja a földi egyenlítő síkja (ez jelöli ki az éggömbön az égi egyenlítőt), mely az észlelő φ földrajzi szélességén $90^\circ - \varphi$ szöget zár be a horizont síkjával. Szélességi koordinátája a *deklináció*, melyet az egyenlítőtől északi és déli irányban mérünk $\pm 90^\circ$ -ig. Hosszúsági koordinátája a *rektaszncenzió*, melyet az egyenlítő tavaszpont nevű pontjától mérünk nyugat-keleti irányban. A tavaszpont az égi egyenlítő síkjának és a vele $23,4$ fokos szöget bezáró földpálya síkjának az a metszéspontja, melyben a Nap látszólagos évi mozgása során tavasszal tartózkodik, ezután deklinációja nő a nyári napfordulóig. Ebben a rendszerben a csillagok pozíciója nem túl nagy időintervallumon állandó, a hosszútávú változásra visszatérünk.



1.2 ábra Ekvatoriális koordinátarendszer

A fentihez hasonlóan definiálható az ekliptikai koordinátarendszer, melynek fősíkja az ekliptika síkja, ettől mérjük a szélességet, a hosszúságot pedig szintén a tavaszponttól mérjük keleti irányban. A galaktikus koordinátarendszer fősíkja a Tejút fősíkja, mely az égi egyenlítővel $62,6$ fokos szöget zár be, a hosszúságot a galaktikus centrum irányától az (északi irányból nézve) óramutató járásával ellentétes irányban mérjük.

A Nap látszó mozgása A Nap látszólagos évi mozgása során az égbolton a földrajzi szélességtől függő pályát futja be. Példaként: Debrecen földrajzi szélessége kb $47,5^\circ$, tehát az égi egyenlítő horizont feletti magassága a meridiánon $42,5^\circ$ ezért az egyenlítő és ekliptika síkjainak $23,4^\circ$ -os hajlásszöge miatt a Nap $42,5^\circ$ magasságban delel a tavasz- és őszi pontban, a nyári és téli napforduló pillanataiban pedig $42,5^\circ \pm 23,4^\circ$ magasságban. A $+ 23,4^\circ$ és $- 23,4^\circ$ földrajzi szélességeken (a Ráktérítőn ill. Baktérítőn) a nyári illetve téli napfordulón a Nap a zenitben delel, a közbülső szélességeken pedig egy év alatt kétszer delel a zenitben. Szintén ez a dőlésszög az oka annak, hogy az északi sarktól $23,4^\circ$ távolságú szélességi körön belül a tavaszi és őszi napforduló között egész nap nem megy a Nap a látóhatár alá, télen pedig egész nap nem jön fel.

Időszámítás

Az idő mérésére valamilyen szabályos, periodikus jelenség követése kínál lehetőséget. Kezdetben erre a legalkalmasabbak a csillagászati jelenségek voltak, a Föld forgása (nap) és keringése (év), valamint a Hold keringése (hónap).

Csillagidő

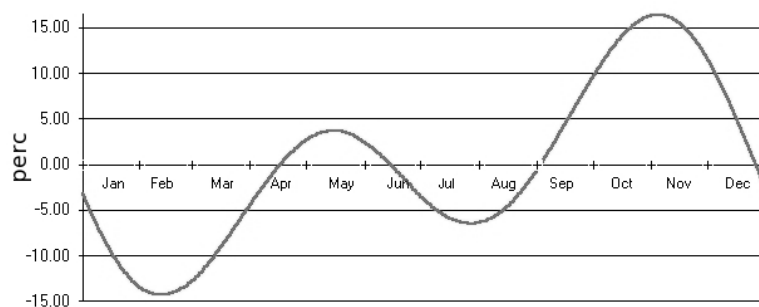
A Föld forgása következtében az égboltot elfordulni látjuk az észak-déli tengely körül. A csillagnap a tavaszpont két delelése (meridiánon való áthaladása) közötti idő. Ha az ekvatoriális rendszer hosszúságát fokok helyett óra-perc-másodpercben fejezzük ki, akkor a csillagidő a tavaszpont szögtávolsága a meridiántól. Ezt a szögtávolságot óraszögnek nevezzük és a meridiántól nyugat felé mérjük. Az idő múlásával egyre növekvő rektaszcníójú csillagok delelnek a meridiánon, ezért a csillagidőt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy az éppen delelő csillag (óra-perc-másodpercben kifejezett) rektaszcníója. A csillagidő másodperce gyakorlatilag hosszú időn keresztül állandó, de a Föld rotációjának lassulása miatt nagyon hosszú időskálán elvileg változik.

Szoláris idő

Életritmusunk a nappalok váltakozásához igazodik, ezért célszerűbb a Nap óraszögét használni időmérésre. Itt azonban a Nap óraszögéhez - a meridiántól való távolságához - hozzáadunk 12 órát, mert a 0 órát éjféltre tesszük (ez az ókorban még nem így volt). A szoláris idő másodperce azonban már rövid távon sem állandó, hiszen a második Kepler-törvény (ld a következő fejezetet) értelmében a Nap hosszúsága az év folyamán nem egyenletesen változik, tehát a delelései közötti idő - a valódi nap - nem állandó.

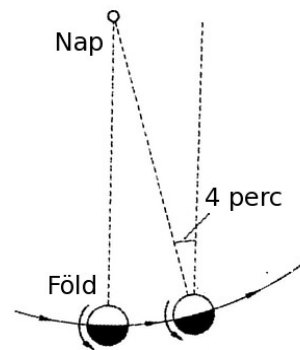
Középidő

A jelzett egyenetlenséget úgy lehet kikerülni, hogy egy olyan pont mozgását tekintjük, melynek éves keringési ideje az ekliptikán megegyezik a Napéval, pozíciója pedig a perihéliumpontban esik egybe a Napéval. Ha ennek pozícióit az ekliptika pólusából az egyenlítőre vetítjük, az az egyenlítőn még mindig nem fut egyenletesen körbe, ezért egy olyan "Fiktív Egyenlítői Középnap" -nak nevezett pont mozgását kell követnünk, mely egyenletesen fut körbe az egyenlítőn, periódusideje megegyezik az ekliptikán egyenletesen körbefutó pontéval, és azzal a tavaszpontban esik egybe. Az így mért idő a középidő, vagy közép szoláris idő, amit úgy kapunk, hogy Fiktív Egyenlítői Középnap óraszögéhez 12 órát adunk. Ez az idő már egyenletesen telik. A közép szoláris idő kapcsolatát a valódi szoláris idővel az ún. "időegyenleg" írja le, mely mutatja a két idő közti különbség éves változását.



1.4 ábra Időegyenleg, a közép szoláris idő és valódi szoláris idő különbsége az év folyamán.

A csillagidő és középideő kapcsolatára nézve tanulságos az 1.5 ábra. Ha egy adott pillanatban egyszerre delel a Nap és egy távoli csillag, akkor egy csillagnap után az adott csillag ismét delelni fog, de a Nap még nem, mert közben a Föld továbbhaladt a pályáján és további 4 középnap-percnek kell elteltnie, hogy a Nap újra deleljen. Ezért egy középnap 4 perccel hosszabb, mint egy csillagnap.



1.5 ábra Csillagidő-középideő kapcsolat

Világidő Az időmérés egységesítésében fontos szerepet játszik a világidő, (Universal Time, UT)) mely eredetileg a 0° földrajzi hosszúságon (Greenwich-ben) mért közép szoláris idő volt. A Föld rotációjának lassulása miatt azonban manapság az ún koordinált világidő (UTC) használatos, amit atomórákkal mérnek, és az UT-től való eltérését időről időre korrigálják.

Zónaidő a világidő a Földön mindenütt ugyanaz de ez csak bizonyos tevékenységekben (pl. csillagászati, geofizikai észlelések) előnyös, a polgári életben általában nem. A közép szoláris idő sem alkalmas polgári használatra, mert minden földrajzi hosszúságon máskor delel a fiktív egyenlítői középnap. Ezért a Földet 24 db 15° szélességű hosszúsági zónára osztották és ezeken belül a középideő mindenütt ugyanaz. A zónaidőt úgy kapjuk meg, hogy a világidőhöz kelet felé a zónák számával megegyező órát hozzáadjuk (itt hamarabb delel a Nap), nyugat felé pedig levonjuk. Arra kell tekintettel lenni, hogy ez a Földet megkerülve ne okozzon dátumproblémát, ugyanis pl. ha egy gyors repülővel egy óra alatt megkerülhetnénk a Földet nyugat felé, akkor minden zónánál egy órát levonva dátum szerint egy nappal korábban érhetnénk vissza a kiindulás helyére. Ezért a Csendes Óceánon található dátumválasztó vonalon nyugat felé keresztülhaladva egy napot hozzá kell adni az ilyen módon számított időhöz, kelet felé keresztülhaladva pedig le kell vonni egy napot.

Ephemeris idő (ET)

A világidőnek a földforgás lassulása miatti változását csillagászati eszközökkel is lehet követni és korrigálni, erre szolgál az ephemeris idő. A Föld rotációjának egyenetlenségeit az árapálykeltő erők következtében fellépő belső súrlódások idézik elő, míg ilyen hatások a pályamenti mozgást nem befolyásolják. Az ephemeris idő egységét az ephemeris másodpercet konstansnak tekintik és a tropikus év (a Nap két tavaszponti helyzetének időkülönbsége) adott hányadaként definiálják. A $\Delta T = ET - UT$ különbség aktuális értékét a csillagászati évkönyvek tartalmazzák.

Naptár

A naptárkészítés évezredes dilemmája, hogy a két legkézenfekvőbb időmérési eszköz a Föld rotációs és keringési ideje, de utóbbi nem pontosan egész számú többszöröse az előbbinek, a tropikus év hossza 365,2422 középnap. Már az ókori kínai gyakorlatban is láttuk, hogy a kört 365 1/4 fokra osztották, és a Föld minden nap egy ilyen osztásnyit haladt pályáján. A 365 napnál kb. negyed nappal hosszabb tropikus év azt jelenti, hogy ha az év hosszát 365 naposnak definiáljuk, akkor a Nap tavaszponton való áthaladásának dátuma négy év elteltével egy nappal korábbi dátumra kerül. Ezt már az ókorban felismerték és alexandriai csillagászok javaslatára Julius Caesar elrendelte, hogy négyévenként iktassanak a naptárba egy szökőnapot. Ez hosszú időre megoldotta a problémát, hiszen 3 db 365 napos és 1 db 366 napos év átlagos hossza:

$$\frac{(3 \times 365 + 1 \times 366)}{4} = 365.25 \quad (1.1)$$

ami 365,2422 -nél csak 0,0078 nappal hosszabb. Az egyszerű szabály az, hogy minden negyedik (tehát négyvel osztható) év legyen szökőév. A fenti különbség évszázadokig nem okozott gondot, de a középkorban már jelentős problémát jelentett elsősorban egyházi szempontok miatt, hiszen a

húsvét dátuma jelentősen eltolódott. A következő naptárreform XIII Gergely pápa nevéhez fűződik (gregorián naptárreform), aki csillagászok tanácsára a következőt rendelte el. Az (1.1) formula átalakításában ne háromszáz db 365 napos és száz db 366 napos év szerepeljen, hanem

$$\frac{(303 \times 365 + 97 \times 366)}{400} = 365,2425 \quad (1.2)$$

Ezt úgy lehet elérni, hogy továbbra is minden négygel osztható év szökőév, de a százzal is osztható évek csak akkor szökőévek, ha négyszázzal is oszthatók. Az így kapott átlagos évhossz (2.2) szerint már csak 0,0003 középpal tér el a tropikus év tényleges hosszától, ez tehát már hosszú távú megoldás.

Julián-dátum

Egyes csillagászati feladatoknál fontos eszköz lehet az az adat, hogy két esemény között hány nap telt el. Ezt a naptárak említett nehézségei miatt igen körülményes esetenként kiszámítani, ezért az évkönyvek azt is megadják, hogy adott év adott napja hány középpal időtávra van egy egyezményesen kijelölt időponttól, ezt nevezik julián dátumnak. Ez az időpont az időszámítás előtti 4713 (julián naptár szerinti) év első napjának világidőben vett dele. Amint az pl. a 2015 évi Csillagászati Évkönyvből kiderül, 2015 karácsony első napjának julián dátuma világidőben 12 órakor 2.457.382 .

2. A Naprendszer mozgásai

A Kepler-törvények megfogalmazása tette lehetővé az égitestek mozgásának leírását.

1. A bolygók a nap körül ellipszispályán keringenek, melynek egyik gyújtópontjában a Nap áll.
2. Egy bolygó a pályája mentén azonos idők alatt azonos területeke sűrol (a területi sebesség állandó).
3. A keringési idő (T) négyzetének és a fél nagytengely (a) köbének hányadosa állandó.

$$\frac{T^2}{a^3} = \text{const.} \quad (2.1)$$

Megjegyzések:

- Az 1. törvény a bolygókra lett megállapítva. Az általánosabb kijelentés az, hogy a Naprendszer tagjainak pályája kúpszelet, ami üstökösök esetén parabola és hiperbola is lehet.
- A 2. törvény a bolygókra vonatkozó speciális esete a centrális erőkre vonatkozó tételnek, mely az ezek körül keringő anyagi pontok mozgására a felületi sebesség állandóságát mondja ki.
- A 3. törvényt Kepler olyan testekre vonatkozó észlelések alapján tudta megfogalmazni, melyek tömege a vonzócentrumhoz (a Naphoz) képest elhanyagolható. Általános esetben a két tömeg összemérhető lehet, ekkor az általánosított törvény így néz ki:

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} \quad (2.2)$$

Pályaelemek

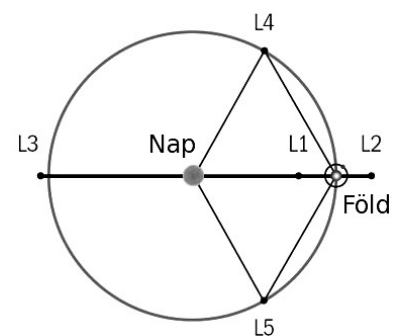
Egy bolygópályát a következő hat adat határoz meg egyértelműen:

- a - fél nagytengely
- ε - excentricitás
- i - inklináció (a pályasík és földi egyenlítő síkja közti szög),
- Ω - a felszálló csomó hossza (távolsága a tavaszponttól)
- ω - pericentrum argumentuma (szögtávolság a felszálló csomótól)
- τ - a pericentrum-átmenet időpontja (vagy ehelyett adott időben a felszálló csomótól való szögtávolság).

Az első két adat a pálya alakját adja meg (méretét és elnyúltságát), a második kettő a pályasík térbeli helyzetét, az ötödik a pályaellipszis helyzetét a pályasíkban, a hatodik pedig egy adott időponti pozíciót.

A kéttest-probléma úgy tárgyalható, mint a két tömegnek a tömegközéppontjuk körül végzett Kepler-mozgása, a soktest-probléma azonban általános esetben nem oldható meg analitikailag, csak közelítő módszerek használhatók. Vannak azonban a háromtest-problémának olyan speciális esetei, melyeknek gyakorlati jelentőségük is nagy. A 2.1 ábra mutatja az ún. Lagrange-pontok helyzetét a Nap-Föld rendszerben, melyek kvázi-stabilis pozíciókat jelölnek. Az L1-ben a Nap és Föld vonzása egyenlíti ki egymást, itt számos űreszköz található Nap-észlelésekre, az L2-ben a Nap és Föld közös vonzó hatásával tart kvázi-egyensúlyt a centrifugális erő, ide olyan űreszközöket küldenek, melyeket árnyékolni akarnak a Naptól. Az L4 és L5 pontok Naptól és Földtől mért távolságai és a Nap-Föld távolság két egyenlő oldalú háromszöget alkotnak.

A Nap-Jupiter rendszerben az L4 és L5 pontok környékén tartózkodnak az ún. trójai kisbolygók kvázi-stabilis pályákon.



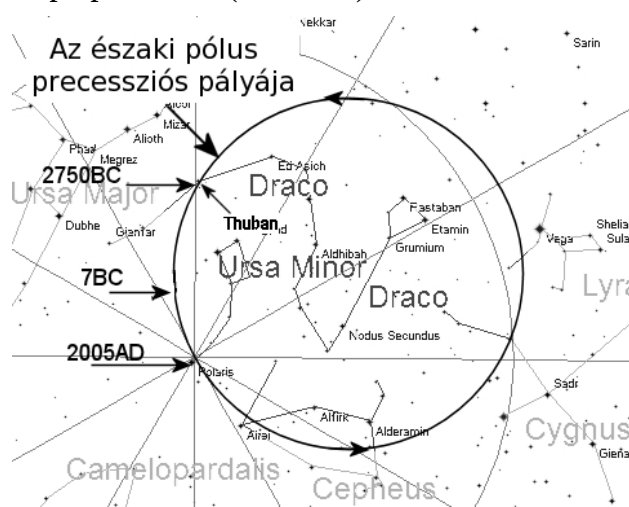
2.1 ábra Lagrange-pontok

Precesszió

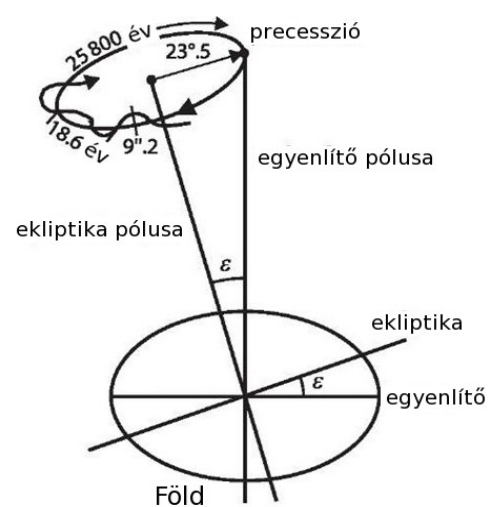
A precesszió során egy test forgástengelyének iránya kúppalást mentén körbefordul. Precesszió kétféle módon jöhet létre, forgatónyomaték hatására illetve anélkül. A Föld forgástengelye mindkét okból precesszál, először az első típust vizsgáljuk.

A legjelentősebb az a típus, melynél a forgatónyomatékot a Nap gravitációs vonzása fejti ki a lapult Földre azáltal, hogy az egyenlítő síkja (ahol a Föld kiterjedése a legnagyobb) kb 23.5 fokos szöveget zár be az ekliptika síkjával. Ennek következtében a Föld tengelye 23.5 fokos sugarú kört ír le az égbolton, melyet az óramutató járásával ellentétes irányban kb 25800 év alatt tesz meg (2.2a ábra), ezt platonikus évnak nevezik. A folyamat következtében a tavaszpont évente kb 50 ívmásodpercet mozdul el nyugati irányban az ekliptika mentén. A jelenséget először Hipparchos ismerte fel hiszen ez a csillagok ekvatoriális rendszerbeli pozícióit folyamatosan változtatja.

A nutáció jelensége a fentire épül. Mivel a Hold pályasíkja 5.1 fokos szöveget zár be az ekliptikáéval, ezért a Nap gravitációs hatása magát a pályát is precesszióra kényszeríti, ennek következtében a holdpálya csomóvonal (a fel- és leszálló csomót összekötő egyenes) 18.6 év periódusidővel nyugati irányban körbemeleg az ekliptika mentén. Ennek hatása a Föld precessziós kúpjára szuperponálódik (2.2b ábra).



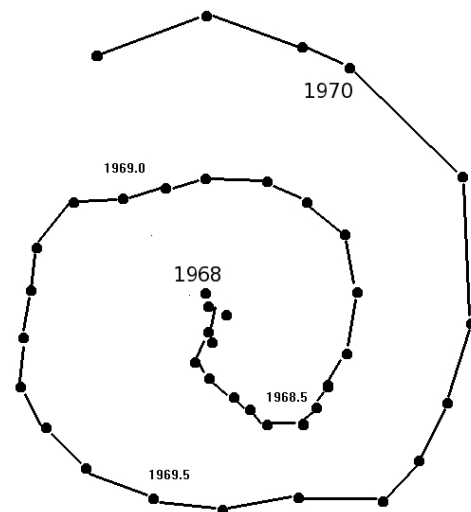
2.2a ábra Az északi pólus precessziós pályája



2.2b ábra A Föld precessziója és nutációja

Mivel a bolygópályák síkjai nem esnek egybe, a bolygók gravitációs hatása alatt a földpálya síkja is precessziós mozgást végez, ez a planetáris precesszió a fentiekhez képest igen kicsiny mértékű, a tavaszpontot nyugat-kelet irányban tolja el az ekliptika mentén évi 0.11 ívmásodpercnyi értékkel.

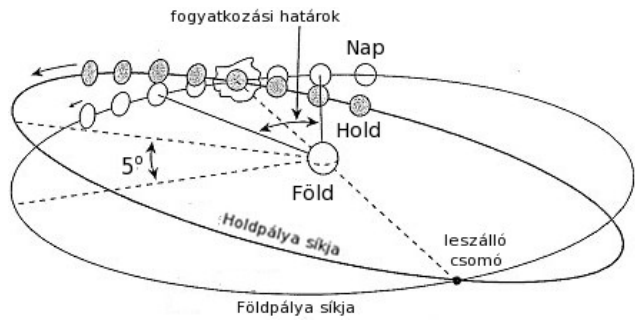
A Föld a forgatónyomaték-mentes, vagy szabad precessziót is megvalósítja, mely az Euler-precesszió nevet viseli. Ez akkor valósul meg, ha egy szilárd test forgástengelye nem esik egybe a legnagyobb tehetetlenségi nyomatékú tengelyével, a Föld esetében az egyenlítői kidudorodás síkjára merőleges szimmetriatengellyel. Euler elméletileg azt jósolta, hogy a Földnek 305 napos periódusú szabad precessziót kell mutatnia, de ezt sokáig nem sikerül kimutatni, míg Chandler meg nem találta 433 napos periódussal. Az eltérés oka az, hogy a Föld nem tökéletesen szilárd test, hanem belsejében anyagátrendeződések zajlanak. A 2.3 ábra a Föld forgástengelyének helyzetét mutatja 1968-tól kezdve az északi sarkon egy 14 méter átmérőjű területen.



2.3 ábra Chandler precesszió

Napfogyatkozás

Mivel a Nap és a Hold látszó átmérője egyaránt kb 0,5 fok, ezért a Hold a Földről nézve eltakarhatja a Napot. Ez minden hónapban megtörténhetne, ha a Hold pályasíkja egybeesne a Földével, de miután 5 fokos szöget zárnak be, ezért ha pl. azonos ekliptikai hosszúságnál a Hold éppen a csomóvonalról legtávolabbi ponton tartózkodik, akkor a Nap-Hold távolság a látszó átmérőjük tízszerese. Ha azonban a térben állandó helyzetű körpályák lennének, akkor a havonként ismétlődő fenti pozíció azt jelentené, hogy napfogyatkozás soha nem lenne.



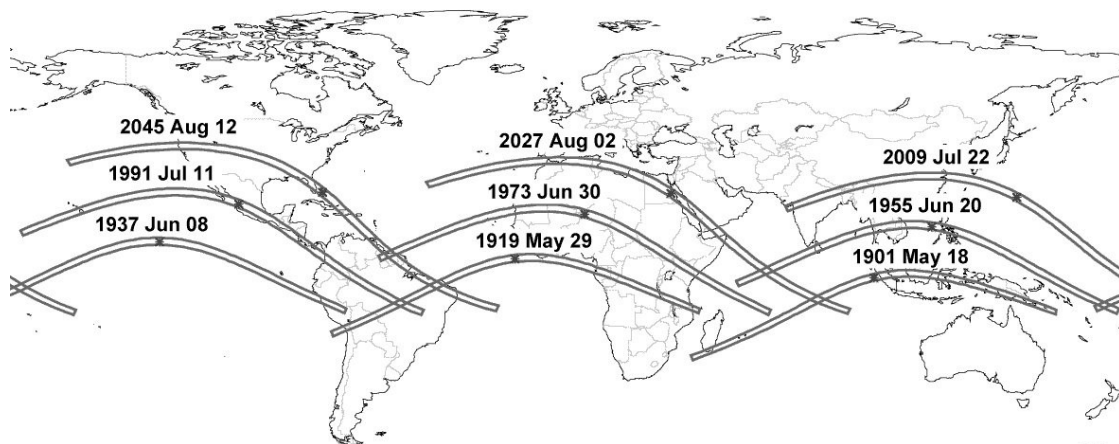
2.4 ábra Napfogyatkozás geometriája

Az ábrából láthatóan a részleges napfogyatkozáshoz az is elég, ha azonos ekliptikai hosszúságnál a Hold kevesebb, mint 0,5 fok távolságra van az ekliptika síkjától, teljes fogyatkozáshoz azonban nem elég az ekliptika síkjában lennie, arra is szükség van, hogy földközeli legyen (perigeumhoz közel), mert földtávolban a látszó átmérője csak gyűrűs napfogyatkozáshoz elég.

Az ókori babilóniaiak már ismerték a 6585.3211 nap hosszúságú szárosz periódust, és tudták, hogy ilyen időközönként teljes napfogyatkozások következnek be valahol a Földön. Egy évben több napfogyatkozás is történik, de ezek különböző szárosz-sorozatok tagjai. A szárosz hosszában a következő periódusok játszanak szerepet:

- Szinódikus hónap, 29,53059 nap, két azonos holdfázis (itt konkrétan újhold) közötti idő, a szárosz periódusnak pontosan 223-ad része
- Sziderikus hónap, 27,32166 nap, a szárosz periódusnak pontosan 241-ed része.
- Drakonikus hónap, 27,21222 nap, időköz két felszálló csomón való áthaladás között (ebben a pozícióban van a Hold az ekliptika síkjában), a szárosz periódusnak pontosan 242-ed része.
- Anomális hónap, 27,55455 nap, a perigeumok közötti idő, a szárosz periódusnak pontosan 239-ed része.

Mivel a szárosz periódus a fenti négy periódusnak egész számú többszöröse, ezért ha valamikor történik egy napfogyatkozás akkor ennyi idő után is bekövetkezik, csak nem ugyanazon a helyen, hanem kb 120 fokkal távolabb, mivel a periódus egyharmad nappal különbözik az egésznapos értéktől. Ez különösen felértékeli a babilóniaiak teljesítményét, hiszen kb tizennyolc évenként bekövetkező eseménysorból kellett szabályszerűséget felismerni úgy, hogy az egymásra következő események helyszíneit több mint tízezer kilométer választotta el. Ez jól követető a 2.5 ábrán, ahol a 137 számú szárosz-sorozat totalitási zónái vannak feltüntetve.



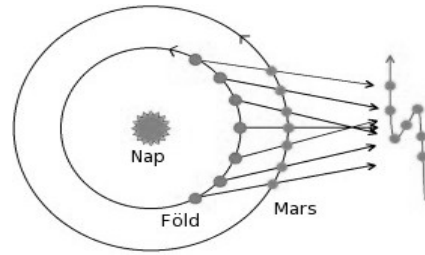
2.5 ábra A 137 számú szárosz-sorozat totalitási zónáinak sávjai.

Vénusz-átvonulás mérése a Nap-Föld távolságra,

Egy másik fontos Naprendszer-beli fedési esemény a Vénusz átvonulása a napkorong előtt, melynek történelmi észlelései először tették lehetővé a Nap-bolygó távolságok meghatározását. Ehhez a (2.1) Kepler-törvényt kell felhasználni. Mivel ismeretesek a bolygók keringési idejei, elég egyetlen bolygóra nézve megállapítani a fél nagy tengelyt, ezután (2.1)-ből az összes többi származtatható. 1761-ben került sor az első nagy nemzetközi tudományos összefogásra, amikor királyi udvarok expedíciókat támogattak a Föld különböző pontjaira, ennek egyik szereplője volt Hell Miksa, aki Norvégiában észlelt. Ezek a távoli helyszíneken különböző időpontokban volt észlelhető a bolygó be- és kilépése a napkorong előtt és ezek összehasonlításából, háromszögelő módszerrel lehetett a Vénusz és Föld átlagos naptávolságát meghatározni.

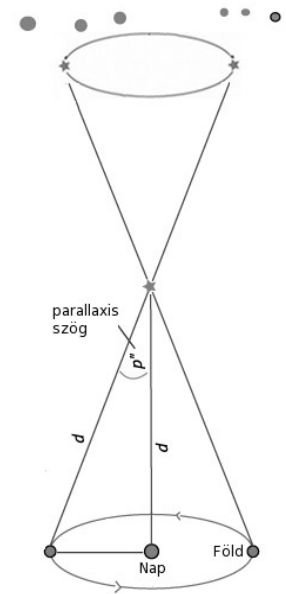
Retrográd bolygómozgások

Érdekes következménye a (2.1) törvénynek, hogy a különböző naptávolságokban különböző sebességgel haladó bolygók látszólagos mozgásának iránya időnként megfordul. Ez tette szükségessé Ptolemaiosz bonyolult konstrukcióját a szférákon gördülő szférákkal, hogy megmentse a geocentrikus szemléletet. Heliocentrikus szemlélettel mindez természetes.



2.6 ábra A Mars retrográd mozgása.

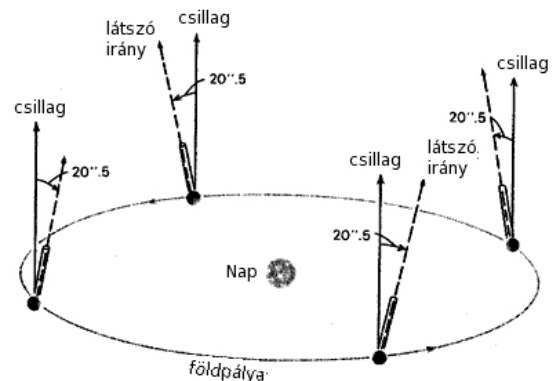
Parallaxis Tycho Brahe még azt az ellenvetést tette a heliocentrikus elképzeléssel szemben, hogy a Nap körüli keringés során folyamatosan változnia kellene a csillagok pozícióinak. Mint kiderült, ez így is van, csak nagy asztrometriai pontosság szükséges e mozgás méréséhez. A 2.7 ábra mutatja az elliptikus földpálya menti mozgás által előidézett látszólagos elliptikus csillag-elmozdulást. Ez csak a közeli csillagokra nézve mérhető és az ábra értelmezi a csillagnak a kimért parallaxis-szög és a Csillagászati Egység révén meghatározható d távolságát. Ez lehetővé teszi egy új távolság-egység definiálását is: egy csillag 1 parsec távolságra van, ha a mért éves látszólagos elliptikus pályájának fél nagy tengelye 1 ívmásodperc (1 arc secundum). 1 parsec távolság megfelel 3,26 fényévnek. Ha a csillag az ekliptika síkjában van, akkor a mozgás egyenes mentén történik. A távolságmérő módszerek között ez a geometriai módszer a legegyszerűbb, a távolabbi objektumok távolságmérésére csak különböző fizikai jellemzőket lehet használni (ezekre visszatérünk). Mivel a földfelszíni asztrometriai mérések lehetőségei korlátozottak, ezért az asztrometriai mesterséges holdak (pl. Hipparcos) rengeteg csillagra kimért parallaxis-adatai rendkívül fontosak a távolságmérési módszerek kalibrálásához.



2.7 ábra Parallaxis

Aberráció

Egy ekliptika pólusában lévő csillag pozíciója a Föld pályamenti sebessége és a véges fénysebesség következtében $20,5''$ szöggel eltolódik, ez az aberráció. A póluson kívül az évi eltolódás pályája közel kör alakúból ellipszissé változik, az ekliptika síkjában pedig $41''$ hosszúságú egyenessé. Periodikus aberrációt idéz elő a Föld rotációja is, szekuláris (hosszútávú) aberrációt pedig a Naprendszer mozgása

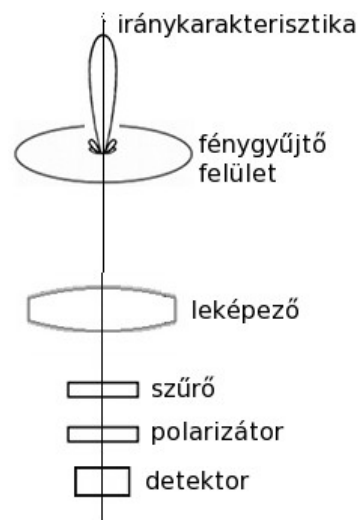


2.8 ábra Aberráció a Föld pályamozgása során

3. Észlelési technikák

Az Univerzum különböző szereplőiről és eseményeiről négyféle információhordozó észlelése lehet szükséges: elektromágneses sugárzás, részecskesugárzás, neutrínósugárzás, gravitációs hullámok. Ezek közül a legfontosabb az elektromágneses sugárzás, melynek vizsgálatára szolgáló csillagászati észlelőműszerek általános sémája a 3.1 ábrán látható.

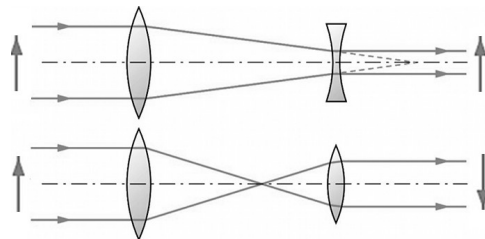
A fénygyűjtő felület általában a leképező rendszer objektívjének felületét jelenti, de az újabb technikák (pl. az apertúraszintézis) miatt ezt külön kell említeni. A leképező rendszer igen bonyolult is lehet, de esetenként egyetlen tagból áll (pl. rádiótávcsöveknél). A szűrő feladata, hogy egy hullámhossz-tartományt elkülönítve vizsgáljuk, a polarizátor pl. mágneses méréseknél játszhat szerepet, végül sok múlik a detektoron, melynek spektrális, térbeli, időbeli felbontása döntő a végeredmény szempontjából.



3.1 ábra Teleszkóp séma

Távcsövek a látható tartományban

A távcsőhasználat kezdeteinél két klasszikus lencsés távcső (refraktor) volt fontos eszköz. A Galilei-refraktor objektívje után egy homorú lencse következik még a direkt fókusz előtt. A távcső előnye, hogy rövid és egyenes állású képet ad. A Kepler refraktor - két domború lencsét tartalmaz, az okulár a direkt képet felnagyítja. Fordított állású képet ad, de előnye, hogy a direkt fókuszba fonálkereszt helyezhető.



3.2 ábra Galilei- és Kepler-refraktor

A legelterjedtebb távcsőtípusok

Newton: parabolikus főtükrök - sík segédtükör.

hátránya, hogy csak az optikai tengelyhez közel ad pontszerű képet, távolabb ún. kóma jelentkezik.

Cassegrain: parabolikus főtükrök -domború hiperbolikus segédtükör, ez utóbbi fókusznyújtó hatású, ezért a tubus rövid.

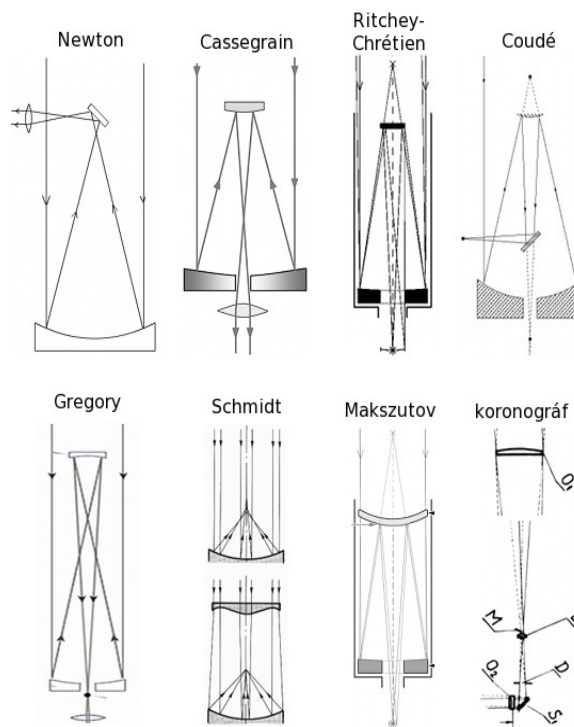
Ritchey-Chrétien: a Cassegrain-tükrök kissé módosított profillal.

Coudé: a Cassegrain távcső elemei mellé egy sík segédtükörrel tartalmaz, mely oldalra vetíti a képet.

Gregory: parabolikus főtükrök, homorú elliptikus segédtükör.

Schmidt: szférikus főtükrök, előtte speciális profilú korrekciós üveglemez, mely lehetővé teszi, hogy az egész látómezőben kóma-mentesek legyenek a csillagok képei. A reflektáló-refraktáló kombinációt katadioptriás rendszernek nevezik.

Makszutov: katadioptriás, szférikus főtükrök, gömbhéj geometriájú (meniszkusz) elötételemezzel. Kómamentes.

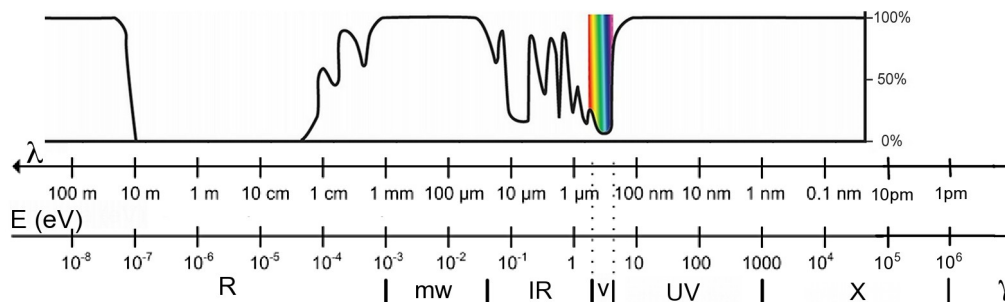


3.3 ábra Távcső sugármenetek

Koronográf: napfizikai távcső, a műszerben keletkező szórt fény minimalizálását szolgálja. Az objektív (a 3.3 ábrán O_1) képét az L mezőlencse a D diafragmára képezi le, ezért azon csak azok a sugarak jutnak keresztül, melyeket az objektív leképez, az objektív széléről elhajló szórt sugarakat kizárja.

Spektrumtartományok a látható fényen kívül

A 3.4 ábra az elektromágneses spektrum hullámhossz- és energiaskáláját mutatja a spektrumtartományok hagyományosan elfogadott neveivel. Az ábra felső diagramja azt mutatja, hogy milyen a földi atmoszféra százalékos elnyelése az egyes hullámhossz-tartományokban. A látható tartománytól rövidebb hullámhosszakon teljes az elnyelés, itt csak üreszközökkel lehet észlelni. A nagyobb hullámhosszakon azonban vannak észlelési ablakok, ahol földfelszíni észlelés is lehetséges.



3.4 ábra Az elektromágneses sugárzás spektrumtartományai és a százalékos légköri elnyelés

Rádiótartomány (a leghosszabb hullámoktól 1 mm-ig).

A földfelszíni rádióészlelések azért lehetségesek, mert a 3.4 ábra tanúsága szerint széles hullámhossztartományra kiterjedő ún. rádió-ablak létezik, ahol a légkör gyakorlatilag mindent átenged. A rádiótávcsövek az észlelő csillagászat legnagyobb méretű műszerei, ennek oka az alább tárgyalt térbeli felbontás követelménye. Hatalmas, nagy nyereségű rádióantennákat igényel, melyek gyűjtőfelülete forgásparaboloid. A legnagyobb méretű irányítható antenna a Bonn melletti Effelsberg rádiótávcső 100 méteres átmérővel, a legnagyobb egybefüggő, nem irányítható parabolafelület jelenleg a puerto rico-i Arecibo távcső 305 méter átmérővel. A rádiófluxus mértékegysége a Jansky: $10^{-26} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. A rádiócsillagászat legfontosabb célpontjai többek között a pulzárok, kvazárok, galaxisok, molekulafelhők, kozmikus háttérsugárzás.

Infravörös tartomány (IR) (1mm - 750 nm),

A 3.4 ábrán látható, hogy az infravörös tartománynak is vannak hullámhossz-sávjai, ahol földfelszíni észlelés lehetséges, de ez erősen függ a tengerszint feletti magasságtól, ugyanis az ábrán látható elnyelési sávok elsősorban a vízmolekuláktól származnak és ezek mennyisége a magas (kb 4000 m) hegyeken már kicsiny. Az infravörös távcsövek nem különböznek lényegesen a látható tartomány műszereitől, a legfontosabb követelmény, hogy a műszertől származó hőmérsékleti sugárzás minimális legyen, hiszen alacsony hőmérsékletű objektumok észlelése a cél. Ezt jelentős hűtéssel lehet elérni, pl a 3.3 ábra koronográf-elrendezéséhez hasonló szerkezettel, ahol a mezőlencse utáni traktust erőteljesen lehűtik. Jelentős földfelszíni program az égbolt feltérképezése a 2 mikron tartományban. Az infravörös csillagászat igazi terepe azonban az üreszközöké, melyek folyékony nitrogén hűtéssel működnek, és amikor az elhasználódik, a misszió véget ér. Az infravörös csillagászat célpontjai az alacsony hőmérsékletű objektumok, a porfelhők, protosztelláris objektumok, csillagkeletkezés, bolygók, üstökösök, aszteroidák.

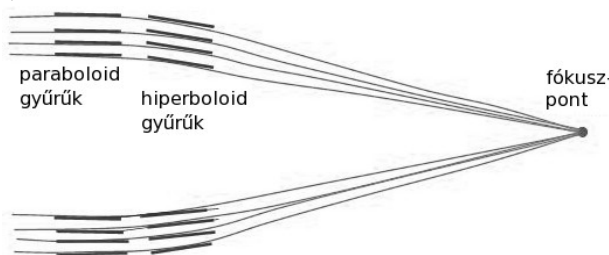
Ultraibolya tartomány (UV) (300 nm-nél rövidebb hullámhosszak)

Az észlelések kizárólag légkörön kívül történnek. A távcsövek a látható tartomány reflektorai (itt refraktort már nem használnak), de a detektálásra már csak elektronikus eszközök alkalmasak, habár a fotolemezek érzékenyek UV-ben. Az üreszközök itt már nem igényelnek hűtést, ezért a missziók igen hosszúak lehetnek, az leghosszabb űrmisszió a 18 évig működő International

Ultraviolet Explorer volt. Az UV-csillagászat célpontjai a nagy hőmérsékletű csillagok, nagyenergiájú objektumok, szupernóvák, kvazárok, napkitörések, valamint az ide eső spektrumvonalak, elsősorban a hidrogén Lyman-sorozata.

Röntgentartomány (1 nm nél rövideb hullámhosszak)

A röntgenfotonok energiája már olyan nagy, hogy az infravöröstől az extrém ultrabolyáig használható optikák már nem használhatók a sugárzás nagy áthatoló képessége miatt. Képkalkotás csak igen nagy beesési szög, más szóval sűrűdő beesés mellett lehetséges, itt teljesül a beesési szög és visszavert szög egyenlősége. Ezt használja ki a Wolter teleszkóp, melynek objektívje a 3.5 ábrán látható metszetben.

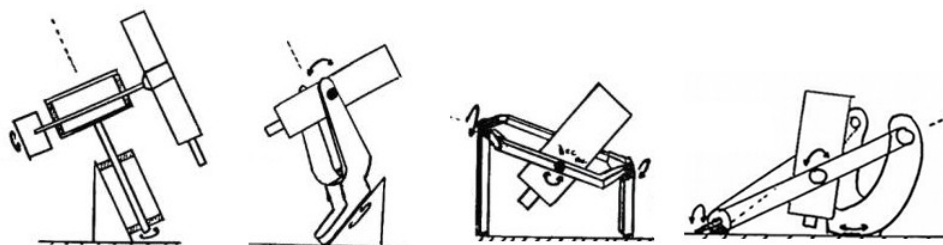


3.5 ábra Wolter-teleszkóp metszete

Az objektívben elnyúlt forgásparaboloid és -hiperboloid felületekből kivágott és koncentrikusan egymásba illesztett gyűrűk gyűjtik a fókuszpontba a röntgensugarakat. A gyűrűk sorozatára azért van szükség, hogy a fénygyűjtő felületet növeljék, itt tehát már különbözik egymástól a 3.1 ábránál említett objektívátmérőnek megfelelő felület és a fénygyűjtő felület.

Gamma tartomány

Itt már végképp nem használhatók az eddigi képkalkotási technikák, a gamma-fotonok mindenén áthatolnak. A képkalkotás mégis lehetséges szellemes eljárásokkal. A detektálás eszközei a nagyenergiájú fizikában használatos detektorok, melyek csak a beérkezés energiáját és időpontját regisztrálják. Az eléjük helyezett különböző geometriájú diafragmák, elforgatható rácsok sorozatával azonban a beérkező sugarak szögeltérései a közepes látóiránytól szintén regisztrálhatók és bonyolult eljárásokkal kétdimenziós képpé alakíthatók.

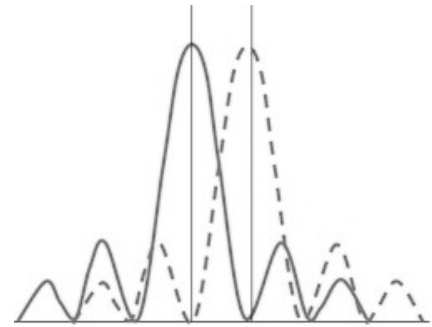


3.6 ábra Távcsőszerelések: német, villás, angol, lópatkó

A távcsövek mechanikai szerelésének legelterjedtebb megoldásaira a 3.6 ábra mutat példákat. A legismertebb megoldások a német és a villás szerelés. A távcsőnek két, egymásra merőleges tengely körül kell elforgathatónak lenni. Az egyik célszerűen párhuzamos a Föld forgástengelyével, ez az ún. rektaszccenziótengely, egy égitest e tengely körüli nyugat felé fordulással követhető, az erre merőleges tengely pedig a deklinációtengely. Ezt a felállítást nevezik ekvatoriális szerelésnek, másik neve parallaktikus szerelés, a csillagászati távcsövek túlnyomó többsége ilyen felállítású. Vannak azonban kivételek is, néhány eszköznél célszerű a horizontális szerelés, ilyenek pl. a tranzitműszerek, melyek vízszintes tengely körüli forgatással kizárólag a meridián mentén mozgathatók, valamint a legnagyobb távcsövek, melyek súlyát parallaktikus szerelés nem bírná, de függőleges és vízszintes tengelyük szinkronban mozgatható számítógéppel.

Térbeli felbontás

A távcsövek legfontosabb értékmérője az, hogy egymáshoz milyen közeli pontokat képes felbontani, elkülöníteni. A kör alakú objektív a fókusz síkban olyan diffrakciós mintázatot hoz létre, mely egy erős központi korongból és körülötte egyre gyengülő koncentrikus gyűrűkből áll, ezek az Airy gyűrűk. Két egymáshoz közeli képpont esetén e gyűrűk a 3.7 ábra szerinti mintázatot alkotják. Rayleigh szerint két pont megkülönböztethetőségének az a feltétele, hogy az egyik objektum képének centrális foltja a másik objektum Airy-gyűrűinek első minimumával essen egybe.



3.7 ábra Airy-gyűrűk távolsága

A felbontás Rayleigh-kritériuma a következő:

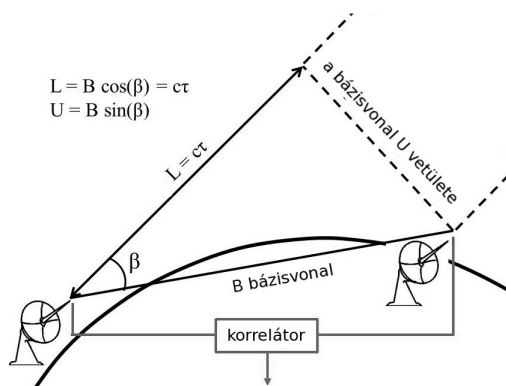
$$\theta = 1.22\lambda/D \quad (3.1)$$

Ahol a λ hullámhossz és a D objektívátmérő méterben értendő, a legkisebb felbontható θ szögtávolság pedig radiánban. Ha egy távcső (3.1) szerint kisebb felbontásra képes, mint amit a légkör megengedne, azt diffrakciókorlátozott felbontásúnak (diffraction limited resolution) nevezik.

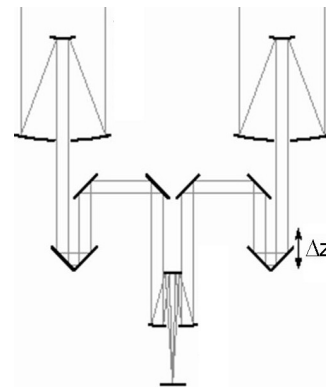
Apertúraszintézis

(3.1) szerint tehát a felbontóképesség a hullámhosszal fordítottan, a távcsőátmérővel pedig egyenesen arányos. A felbontás növelésének igénye egyre nagyobb távcsőméreteket követel. Ez az igény főleg a rádiótartományban, a legnagyobb hullámhosszakon kihívás, de éppen ez a technika teremtette meg elsőként annak lehetőségét, hogy az észlelő eszköz leképező eleme ne egy egybefüggő parabolafelület legyen, ez az ún. apertúraszintézis technikája. Ennek úttörője a rádiócsillagászat volt, de a létező technikai eszközökkel leghamarabb is lehetett megoldani. A 3.8 ábra a rádió és optikai tartomány megoldásainak sémáját mutatja.

Apertúraszintézis:



3.8a ábra ... a rádiótartományban



3.8b ábra ... az optikai tartományban

A feladat az, hogy egymástól távol lévő leképező (pl parabolikus) felületek képét úgy kell egyesíteni, hogy a két felületre eső hullámfrontok azonos fázisúak legyenek, egyébként nincs képalkotás. Ehhez azt kell tudni, hogy pl a 3.8a ábrán a két rádiótávcsőhöz milyen útkülönbséggel érkezik a hullámfront. A távcsövek távolságának és az objektum irányának ismeretében ez tudható, és a korrelátor nevű elektronika létrehozza a képet, melynek felbontása megfelel egy olyan antennának, melynek átmérője megegyezik a bázisvonallal. Ez természetesen csak az adott irányban igaz, ezért erre merőlegesen is kell antennának lenni, hogy nagy felbontású kétdimenziós képet kapjunk.

Az optikai tartományban nehezebb megoldani a feladatot, a sokkal nagyobb frekvencia miatt, de a

3.8b ábra szerinti elrendezéssel már működő rendszerek vannak. Itt az ábra jobb oldali távcsövéhez tartozó sugárfordító egység Δz helyzetváltoztatásával kikereshető az azonos fázisú hullámfront. Itt is több távcsőre van szükség a kétdimenziós képalkotáshoz, működő megoldás található pl. az ESO chilei obszervatóriumában.

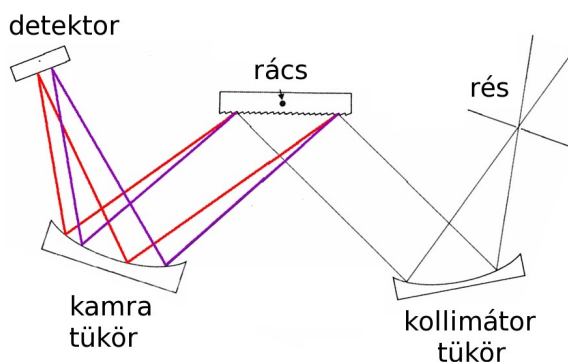
A légkör korlátozó hatásai és korrekcióik

Fontos légköri hatás az atmoszférikus refrakció, mely a horizont közelében jelentősen eltolhatja az objektum képét fölfelé. A refrakció mértéke nyomás- és hőmérsékletfüggő. Leginkább napészleléseknél zavaró, mert a napkorongot a magasságtól függően lapos tojásalakúra torzítja. Mértéke olyan, hogy amikor éppen látjuk a napkorongot a horizont felett, akkor tulajdonképpen geometriailag már a látóhatár alatt van. Korrekciója nyomás és hőmérsékletméréssel segített tapasztalati korrekciós függvénnyel lehetséges.

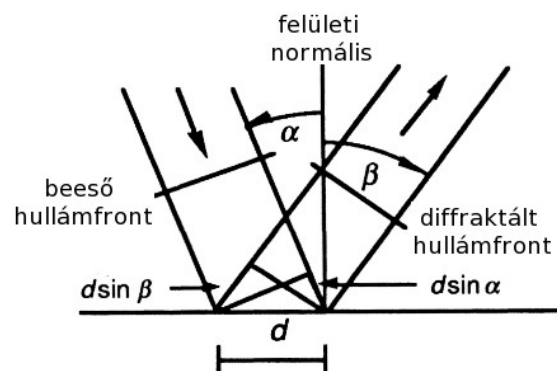
A légköri turbulenciák folyamatos kisléptékű torzítást okoznak a képen, hasonlót ahhoz, amelyet egy medence vizének hullámzása a medence alján lévő alakzat észlelésekor látunk. Sokáig ez a hátrány volt az űrbeli észlelések fő motíválója. A legújabb adaptív optikai technikák azonban lehetővé teszik a real-time képalkotási korrekciót azáltal, hogy a képpontok elmozdulását egy járulékos optika ellenőrzi és egy nagyon gyors elektronika egy kis tükör elforgatásával, vagy egy nagyobb tükör alakváltoztatásával korrigálja. A jelenlegi legnagyobb távcsövek így képesek diffrakciólimitált felbontással működni. Egy másik eljárás az ún speckle-interferometria, mely egy gyors egymásutánban készített észlelési sorozat pontonkénti eltéréseiből rekonstruálja az eredeti képet, hasonlóan a mi szemünkhöz, amikor a medence alján lévő képet helyreállítjuk.

Spektrális észlelések

A távcsövekhez kapcsolódó legfontosabb diagnosztikai eszköz a spektrográf. Legáltalánosabb megvalósítása a 3.9a ábrán látható. A vizsgálni kívánt objektum fényét a belépő résre irányítjuk, majd a széttartó sugarakat a kollimátor tükör párhuzamosítja és a rácsra vetíti, ami hullámhossz szerint felbontja azt és a kamra tükörre irányítja, mely végül a felbontott fényt a detektorra vetíti, ahol minden hullámhosszon megkapjuk a belépő résen leképezett objektum monokromatikus képét. A műszer kulcseleme a rács, melynek elvét a 3.9b ábra mutatja.



3.9a ábra Rácsos spektrográf sugármenete



3.9b ábra Optikai rács

Az optikai rács egymástól d távolságra lévő párhuzamos karcolatok sorozata egy visszaverő felületen. A 3.9b ábra szerint az α szöggel beeső λ hullámhosszú fény a karcolatokon diffrakciót produkál, vagyis minden irányban visszaverőve szétszóródik. Érvényes az ún rácsgegyenlet, ami azt fogalmazza meg, hogy a visszavert fényben azokban a β irányokban kapunk maximális intenzitást, melyekben a $d \sin \alpha$ és $d \sin \beta$ távolságok összegei (ld az ábrát) a hullámhossz egész számú többszöröse, a félhullámhossz egész számú többszöröseinél pedig minimum van:

$$n\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (3.2)$$

A különböző n -értékeknél (különböző visszaverődési szögeknél) spektrumok sorozata jelenik meg.

A spektrográf fontos értékmérője a spektrális felbontóképesség:

$$R = \lambda/d\lambda = nN \quad (3.3)$$

ahol N a rács karcolatainak száma. Fontos adat továbbá a $d/d\lambda$ lineáris diszperzió, mely azt mutatja, hogy $d\lambda$ hullámhosszkülönbségnek milyen d távolság felel meg a detektor síkján.

A fenti leírás reflektáló felületekre vonatkozik, de optikai rácsot áteresztő formában (alumínium felület nélküli üvegre karcolt vonalakkal) is készítik, továbbá a felbontó elem prizma is lehet, mint az első spektroszkópokban (Fraunhofer), valamint a kollimátor- és kamratükör helyett is használhatók lencsék. Ezek színi hibája és a prizma után kapott görbült spektrumvonalak azonban kevésbé kedvező sajátságok.

Mágneses terek mérése

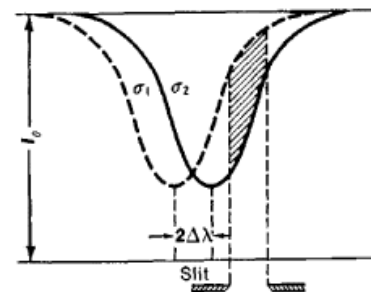
A mágneses teret a Zeeman-effektus segítségével lehet megmérni. Az effektus azokat a spektrumvonalakat érinti, melyek ún. g Landé-faktora (egy L és S kvantumszámokkal kifejezett paraméter) nem zérus. A vonal a mágneses tér irányából nézve két, ellentétesen cirkulárisan poláros (σ_1 és σ_2) komponensre bomlik és ezek hullámhossz-eltolódása a felbomlatlan vonal λ hullámhosszához képest:

$$\Delta\lambda = 4,67 \cdot 10^{-10} \cdot g \cdot \lambda^2 \cdot B \quad (3.4)$$

ahol $\Delta\lambda$ mértékegysége milliÅngström, λ -é Ångström, a mérendő B mágneses téré pedig gauss. A látóirányra merőleges mágneses térben bonyolultabb a helyzet, itt három lineárisan poláros komponens van.

Magnetográf

Egy alkalmasan választott spektrumvonal (legtöbbször a vas 5250 Ångströmös vonala, Landé faktora $g=3$) mágneses térben észelve a spektrográf kimenetén sematikusán a 3.10 ábrán látható. A két komponens felváltva vizsgálható, ha váltogatunk a bemenő rés előtt két polarizátort, melyek ellentétes cirkulárisan poláros fényt engednek át. Ha a kimeneten az ábra szerinti vonalprofil-szakaszokat egy résre irányítjuk, akkor a váltakozó polarizátorokkal intenzitásváltozást észlelünk (vonalkázott tartomány), ami a felhasadás mértékét jellemzi.

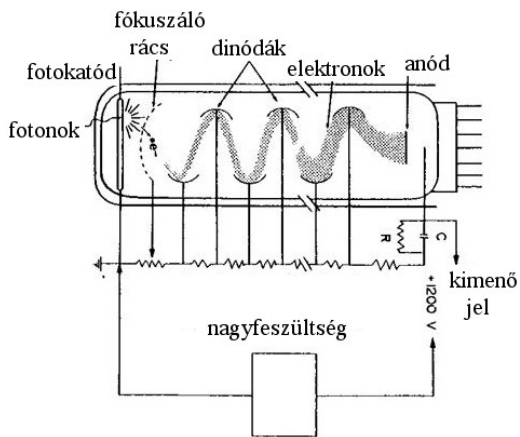


3.10 ábra spektrumvonal Zeeman-felhasadása látóirányú mágneses térben

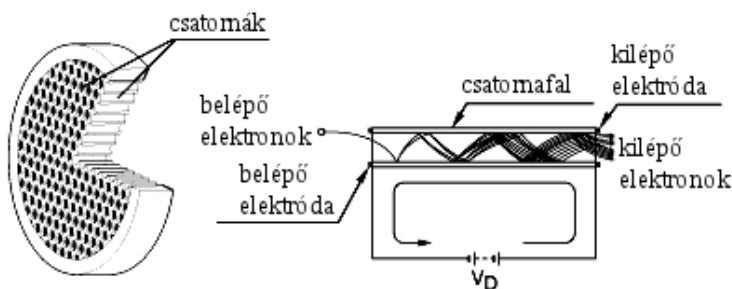
Detektorok -

Fotolemez a grafikus módszer után a legrégebbi regisztráló eszköz. Tudománytörténeti jelentősége óriási, de mára már kiszorult a gyakorlatból, mivel nagy sebességű észlelést nem tesz lehetővé, továbbá a beérkező intenzitás és a lemez feketedése között egy kísérletileg meghatározandó nem-lineáris és analitikusan ki nem fejezhető hitelesítési görbe teremt kapcsolatot, ami igen nehézkessé teszi az eljárást, az eredmény pedig nem eléggé megbízható.

A további detektortípusok általánosan ismertnek számítanak, mint pl a fotodióda, a CCD, vagy akár a nagyenergiájú fizikában használatos germánium félvezető detektor. Van azonban egy nagyenergiájú detektor, mely elsősorban asztrofizikai (röntgenszállagászat) felhasználású, a fotoelektronsokszorozókból kialakított mikrocsatornás lemez, 3.11 ábra.



3.11a ábra Fotoelektronsokszorozó



3.11b ábra Mikrocsatornás lemez

Észlelési fázistér

Végül tanulságos összefoglalni, hogy melyek azok a műszeres paraméterek, melyek eldöntik azt, hogy milyen objektumokat és jelenségeket észlelhetünk egyáltalán. Ehhez használatos az észlelési fázistér fogalma, mely egy öt adat által kifeszített ötdimenziós térként képzelhető el. Ennek a térnek minden tartományában speciális műszeregyüttessel lehet észlelni és e műszerek konkrét adatai határozzák meg azt, hogy egy jelenséget egyáltalán észlelhetünk-e. Az öt paraméter példákkal együtt a következő:

- Hullámhossz-tartomány

Ezt energiatarományának is nevezhetjük (3.4 ábra), a fentiekben láttuk, hogy milyen különbségek vannak pl rádiótávcsövek és Wolter-távcsövek között.

- Spektrális felbontás

Az összszugárzás meghatározásához pl. bolométerre van szükségünk, ami széles hullámhossztartományban regisztrálja a sugárzást, de ha pl. látóirányú mozgást vizsgálunk, akkor egy spektrumvonal szárnyát is el kell tudnunk különíteni.

- Térbeli felbontás

Kis felbontásnál nagyobb területeket integrálunk, ilyen pl. a Napfelszín oszcillációjának vizsgálata, ahol összefüggő területek mozognak fel-le. Ha azonban a mozgástér finomabb szerkezetét vizsgáljuk, nagy felbontás kell.

- Időbeli felbontás

A hosszú távú jelenségeket kis időfelbontással vizsgáljuk, bizonyos jelenségek azonban megkövetelik a nagy felbontást, például a pulzárok, vagy a gamma-felvillanások.

- Polarizáció

Többek között a fentebb említett mágneses tér mérésekhez lehet szükséges.

4. Csillagok

4.1 Észlelhető állapothatározók

Fényesség

Magnitúdó

A csillagok fényességének mértékéül Hipparchos vezette be a magnitúdófogalmat, a vizuálisan észlelhető csillagokat hat fényességi osztályba sorolta, növekvő számmal jelölte az egyre halványabbakat. Ezt a fogalmat a Weber-Fechner törvénynek nevezett (manapság inkább vitatott) pszichofizikai szabály szellemében fogalmazták meg, eszerint az érzet erőssége arányos a beérkező fizikai inger logaritmusával:

$$m = K_1 \log I + K_2 \quad (4.1)$$

A konstans szorzót Pogson (1856) úgy rögzítette, hogy megkívánta azt, hogy az első és hatodik osztály intenzitásainak aránya legyen 100, magnitúdókülönbségük pedig természetesen 5, ezzel jó egyezést lehetett kapni a Hipparchos-skálázással. Ekkor a K_1 szorzóra -2,5 -et kapunk:

$$m_2 - m_1 = -2,5 \log \frac{I_2}{I_1} \quad (4.2)$$

Abszolút fényesség

Mivel a csillagok látszó fényessége a távolság négyzetével fordítottan arányos, ezért a csillag tényleges fényességének mértékéül az M abszolút fényességet használják, amilyenek a csillag 10 parsec távolságból látszana. Az észlelt és abszolút fényesség különbsége a távolsági modulus:

$$m - M = -2,5 \log \frac{(1/r^2)}{(1/10^2)} = -2,5 \log \left(\frac{10}{r} \right)^2 = -5 + 5 \log r \quad (4.3)$$

Napállandó: az átlagos Nap-Föld távolságban a Napból érkező, négyzetméterenként és másodpercenként áthaladó energia:

$$S_{\odot} = 1367 \text{ W/m}^2 \quad (4.4)$$

Ennek konkrét értéke a Nap-Föld távolság, valamint a naptevékenység miatt is változik.

Luminozitás - a csillag felületén másodpercenként kiáramló energia. A napállandó (4.4) értékével a Nap luminozitása (d_{\odot} az átlagos Nap-Föld távolság):

$$L_{\odot} = 4 \pi d_{\odot}^2 S_{\odot} \quad (4.5)$$

Tömeg - Közvetlenül csak akkor határozható meg, ha a csillag kettős rendszer tagja. Ekkor a harmadik Kepler-törvény segítségével meghatározható a két csillag össztömege, ha távolságuk és periódusidejük mérhető. Ha ezen kívül a közös tömegközépponttól való távolságuk is meghatározható, akkor a tömegek külön-külön is mérhetők. Ha a két csillag vizuálisan nem bontható fel, de a spektrálvonalak Doppler-eltolódásaiból kiderül, hogy kettősről van szó, ráadásul a látóirány a keringési síkba esik és periodikusan elfedik egymást (spektroszkópiai fedési változók), akkor össztömegük szintén megkapható, spektrumvonalaik Doppler-eltolódásaiból nyerhető sebességeik pedig lehetővé teszik tömegeik meghatározását külön-külön.

Tömeg-fényesség reláció - a következő összefüggés állapítható meg:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^a \quad (4.6)$$

ahol L_{\odot} és M_{\odot} a Nap luminozitása és tömege. A kitevő átlagos értéke 3,5 körül van, de a kisebb tömegek tartományában kisebb, a nagyokéban elérheti a 4-es értéket.

Átmérő - Kevés esetben határozható meg közvetlenül. Fedési változóknál, ha a pályaadatok ismertek, akkor a fedés során létrejövő intenzitáscsökkenés idejéből az átmérő megkapható. Ugyanilyen módszerre ad lehetőséget, ha a Hold árnyékban lévő pereme révén észlelik a csillag eltakarásának intenzitáslefutását. A legújabb optikai apertúraszintézis módszerek lehetővé teszik a közvetlen mérést is a legközelebbi csillagokra. Ha a luminozitás és effektív hőmérséklet mérhető, akkor az alábbi (4.7) formula lehetővé teszi az átmérő becslését.

Hőmérséklet

- Effektív hőmérséklet, T_{eff} - olyan fekete test hőmérséklete, mely felület- és időegységenként ugyanannyi energiát bocsát ki, mint a csillag. Ritka eset, hogy egy csillag sugara és luminozitása közvetlenül mérhető, ekkor a feketetest-sugárzási összefüggésből T_{eff} meghatározható:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (4.7)$$

ahol σ a Stefan-Boltzmann konstans. Ha a T_{eff} és L mérhető közvetlenül, abban a ritka esetben (4.7) alkalmas a csillag sugarának meghatározására

- Wien-hőmérséklet. T_W - a Planck-féle sugárzási törvény rövid hullámhosszú esetre érvényes közelítő formulájának felhasználásával meg kell határozni a görbe maximumának hullámhosszát (itt Ångströmben) és T_W az alábbi formulából nyerhető:

$$\lambda_{max} T_W = 2,89 \times 10^7 \text{ \AA K}^{\circ} \quad (4.8)$$

- Színhőmérséklet, színindex. - A gyakorlatban egy csillagot egy sorozat különböző szűrővel észlelnek, melyek haranggörbe-szerű áteresztési függvényei, főképp azok maximumának hullámhosszai szabványok, ilyen pl. a Johnson-féle UBV (ultraibolya, kék, vizuális) tartományra definiált szűrősorozat. Ezek az észlelések tulajdonképpen mintát vesznek a Planck-görbéből az adott hullámhosszakon és az U-B illetve B-V színindexek szintén a hőmérsékletet jellemzik.
- Hőmérséklet spektrális elemzésekből - a spektrumvonalak szélessége (hőmozgás miatti Doppler-kiszélesedés), a különböző gerjesztési állapotok jelenléte (Boltzmann-formula szerinti hőmérsékletfüggésük) és a különböző ionizációs állapotok jelenléte (a Saha-formula szerinti hőmérsékletfüggésük) alkalmat ad hőmérsékletbecslésre feketetest-feltételezés nélkül.

Színkép - spektrálklasszifikáció. A 19. században próbálkoztak először azzal (A. Secchi), hogy a csillagokat spektrális sajátágaik alapján osztályozzák. Több változat után az alábbi betűsorral jelzett osztályok használata vált általánossá:

O -- B -- A -- F -- G -- K -- M

Korábban úgy képzelték, hogy a sorozat a csillagok korának fázisait jellemzi, a fiataloktól halad idősebbek felé, ezért máig megmaradt pl a félrevezető "korai színképtípus" elnevezés az O- és B-típusra. Kiderült azonban, hogy a sorozat a nagy tömegű és magas hőmérsékletű csillagoktól halad a kis tömegű, alacsonyabb hőmérsékletűek felé. A klasszifikálás hagyományos eszköze az objektívprizmás távcső, a feladat az, hogy a felszíni hőmérsékletre érzékeny spektrumvonalak erősségét, vagy ezek arányait megállapítsák. Az O-típusnál erősek az ionizált atomok vonalai, míg a G-osztályban (ide tartozik a Nap is) erősebbek a hidrogén és a neutrális elemek vonalai.

Rotáció

Egy csillag valamely spektrumvonala a rotáció miatt kiszélesedik, hiszen felénk és tőlünk forduló pereméről különböző irányú Doppler-eltolódásokat szenved. Az itt látható szemantikusan ábrán különböző rotációs sebességek hatásait mutatja.



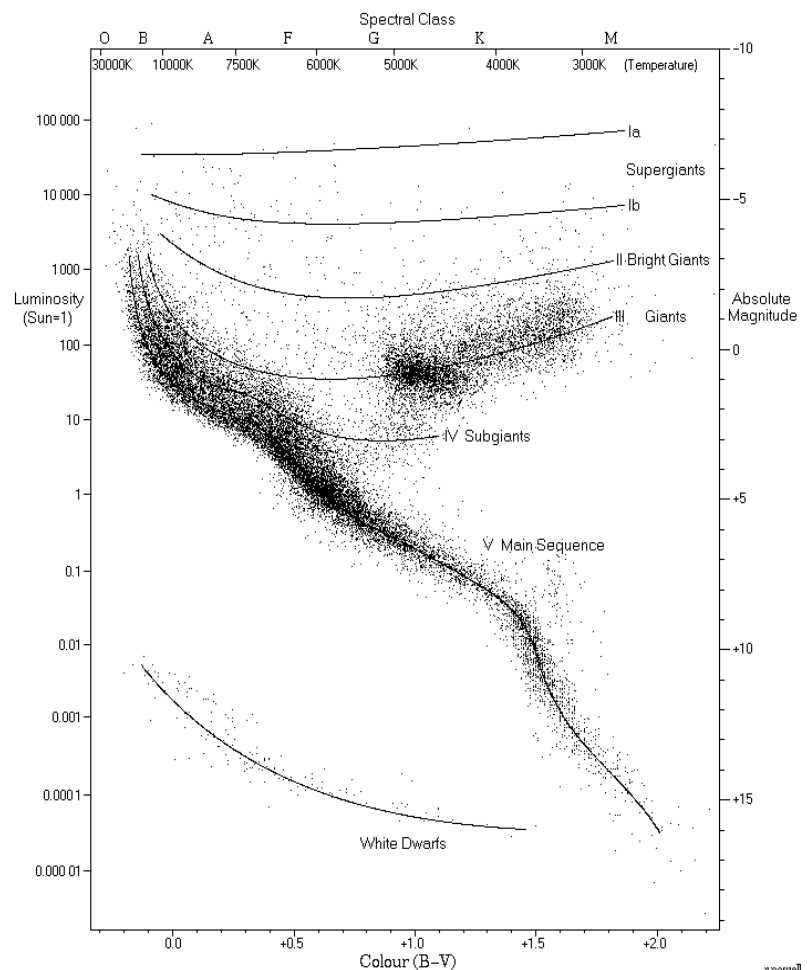
A valóságban soha nem tudjuk, hogy a látóirányhoz képest milyen i szöget zár be a csillag forgástengelye, ezért a tényleges egyenlítői v_e rotációs sebesség helyett a $v_e \sin i$ értéket mérhetjük, ahol az i -t ugyan nem ismerjük, de nagy statisztikai minták megbízható becsléseket tesznek lehetővé. Kiderül például, hogy a nagy tömegű csillagok (az ún. 'korai színek típusok') gyorsabban rotálnak, mint a kisebbek.

Mágneses tér

A csillagoknál a 3. fejezetben említett mágneses tér mérés nem mindig valósítható meg, mert a Zeeman-komponensek polaritás szerinti szétválasztása halványabb csillagok esetén nehéz. A spektrumvonalak mágneses kiszélesedése (a komponensek szétválasztása nélkül) azonban ekkor is vizsgálható, mivel a különböző Landé-faktorú vonalak különbözőképp szélesednek. Ez leginkább akkor valósítható meg, ha a 0 Landé faktorú vonalak keskenyek, vagyis a rotációs tengely irányából észleljük (nincs rotációs kiszélesedés). A mágneses térre kapott eredmények szerint a rövid rotációs periódusú csillagoknak nagy mágneses terük van.

A Hertzsprung-Russell diagram (HRD)

A csillagok fizikájának legfontosabb diagramja. A 2.1. ábra a Hipparcos asztrometriai mesterséges hold igen pontos távolság- és spektráltípus-mérései alapján mutatja, hogy a csillagok felszíni hőmérsékletéhez milyen luminozitás-érték tartozik, az ábrán a Nap luminozitása egységnyi. Látható, hogy a legtöbb csillag az ún. főágon, más néven a fősorozaton (Main Sequence) helyezkedik el. Ez azért van így mert a csillagok életük legnagyobb részét ezen az ágon töltik. Azt, hogy egy csillag hol helyezkedik el a főágon, alapvetően a tömege határozza meg, tehát a vízszintes tengelyt akár a tömeg szerint is lehetne skálázni (ld a Vogt-Russell tételt), itt csak három skála van feltüntetve, a betűjeles spektrálosztály, a felszíni hőmérséklet és a B-V színindex. A Nap a főág közepe táján helyezkedik el átlagos, 6000K° hőmérsékletű csillagként.



4.1. ábra A HR diagram Hipparcos-adatok alapján

4.2. Elméleti állapothatározók, állapotegyenletek

A csillagfejlődést az alábbi egyensúlyi feltételek vizsgálatával lehet leírni.

- A tömeg-sugár összefüggés:

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (4.9)$$

ez a tömegmegmaradás egyenlete: egy dr vastagságú gömbhéjban dm tömeg található.

- A hidrosztatikai egyensúly egyenlete:

$$\frac{dp}{dr} = -G\rho_r \frac{M_r}{r^2} \quad (4.10)$$

ahol M_r az r centrumtávolságon belüli tömeg ρ_r pedig az r centrumtávolságnál érvényes sűrűség. Ez a csillagfejlődés bizonyos fázisaiban nem alkalmazható, pl protocsillag kollapszus esetén, ekkor a mozgásegyenlet használható.

- Mozgásegyenlet:

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \rho g \quad (4.11)$$

jelentése: a gázra kétfajta erő hat, a nyomásgradiens és a gravitációs erő.

- A luminozitás változása kifelé (ϵ az egységnyi tömegben termelt energia)

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon \quad (4.12)$$

- A hőmérséklet változása kifelé sugárzási energiatranszport esetén:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{3}{16} \frac{\kappa \rho l}{acT^3 \pi r^2} \quad (4.13)$$

(itt κ az opacitás, v. elnyelőképeség az $I(r) = I_0 e^{-\kappa r}$ formula szerint, a pedig a (4.15) formulában szereplő sugárnyomás együtthatója)

illetve konvektív energiatranszport esetén:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} \frac{\partial T}{\partial P} \quad (4.14)$$

- Gáz állapotegyenlete:

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{3} a T^4 \quad (4.15)$$

Ahol az első tag a gáznyomás, a második pedig a sugárzási nyomás. A fentiek (a (4.11) kivételével) öt egyenletet jelentenek a keresett $\rho(r)$, $p(r)$, $T(r)$, $L(r)$ és $M(r)$ függvényekre.

Vogt-Russell tétel

A fenti összefüggésekre épül a Vogt-Russell tételnek nevezett állítás, amit valójában szigorúan nem bizonyítottak be, de realitása egyszerű megfontolásokkal belátható:

Egy hidrosztatikus és termikus egyensúlyban lévő csillag teljes strukturáját egyértelműen meghatározza M össztömege és az elemösszetétel eloszlása a csillag belsejében feltéve, hogy a P össznyomás, az egységnyi tömegre eső E_i belső energia, a κ opacitás és az energiatermelés ϵ mértéke csak a ρ sűrűség, T hőmérséklet és az elemi összetétel lokális értékeitől függ.

5. Csillagfejlődés

Viriáltétel

$$E_{kin} = -\frac{1}{2} E_{pot} \quad (5.1)$$

A viriáltételnek a csillagok fizikájában igen nagy jelentősége van. Szavakban megfogalmazva azt jelenti, hogy az összehúzó gáz potenciális energiájának fele fordítódik a belső energia növelésére, a másik fele pedig kisugárzódik.

5.1 A csillagkeletkezés folyamata

A csillagok hatalmas molekulafelhők valamely részének gravitációs összehúzódásából jönnek létre. A folyamatnak három fázisát szokás megkülönböztetni: 1. csillagképződés, 2. protosztelláris kollapszus és 3. lassú összehúzódás, melynek végén a csillag elérkezik a főágra, beindul a hidrogén égetése és megkezdí felnőtt életét, ezt a "pillanatot" nevezik ZAMS-fázisnak (Zero Age Main Sequence). A folyamat hatalmas időskálán zajlik, feltárása elsősorban numerikus szimulációk segítségével történik, mely nagyrészt a (4.11)-(4.15) egyenletek megoldását jelenti figyelembe véve a rotációt, mágneses tereket, turbulenciát, molekulakémiát, és sugárzási energiatranszportot, tehát igen komplex feladat. A kezdeti és ZAMS állapot között óriásiak a különbségek, sűrűségben kb 22 nagyságrend, hőmérsékletben kb 6 nagyságrend. A modellezések eredményei az alábbiakban foglalhatók össze.

1. Csillagképződés

A kezdeti gázfelhő akkor kezd el összehúzódní, ha saját gravitációs potenciális energiája nagyobb, mint a belső energiája, vagyis $|E_{pot}| > E_{int}$. Levezethető, hogy a gázfelhő összehúzóadásának ez a feltétele azt jelenti, hogy sugara kisebb legyen, mint a Jeans-sugár:

$$R_J = 0,4 \frac{\mu GM}{kT} \quad (5.2)$$

Ez a **Jeans-féle instabilitási kritérium**, ami azt jelenti, hogy ahhoz, hogy adott tömegű, hőmérsékletű és összetételű gázfelhő összehúzódjon, méretének a fentínél kisebbnek kell lennie, egyébként szétdiffundál. Hasonló kritériumot írhatunk fel a minimális tömegre is $M_J = \frac{4\pi}{3} \rho R_J^3$ felhasználásával:

$$M_J = \left(2.5 \frac{kT}{\mu G} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

tehát a gázfelhőnek az összehúzóadáshoz a fenti **Jeans-tömegnél** nagyobb tömegűnek kell lennie. Ha behelyettesítjük interstelláris neutrális hidrogénfelhők tipikus értékeit, akkor ezekre: $M_J = 3600 M_N$ (M_N : naptömeg), vagyis ezeknél nincs összehúzóadás, míg molekulafelhőknél $M_J = 8 M_N$ -t kapunk tehát ezekből lehetséges csillagképződés.

A belső energia csak az egyik tényező, ami az összehúzóadást akadályozza, a forgás, mágneses tér és turbulenciák is szerepet játszanak. Az összehúzóadás elindításához valószínűleg szükség van valamilyen trigger-hatásra, pl szupernóva-robbanás következtében fellépő nyomáshullámra, nagytömegű csillagból áramló csillagszélre, vagy galaktikus spirálkaron való áthaladásra. Ha elindul a kontrakció, akkor ez az inhomogén sűrűségű felhőnek valamilyen sűrű tartományában, vagy lefűződő karjában történhet. Az összehúzóadás kezdeti stádiumában a sűrűség nő, a hőmérséklet azonban nem, mert a belső energia még könnyen konvertálódhat sugárzássá, ami a kis sűrűség miatt elillan, ezért ekkor a Jeans tömeg csökken. További kontrakció után elérkezik egy kritikus sűrűség, amikor a sugárzás már nem tud eltávozni, hanem elnyelődik, és ettől kezdve az M_J nő. A többnyire infravörös észlelések szerint a felhők nagy része nem alkalmas csillagképzésre, csak bizonyos tartományaik. A forgás is akadály lehet az összehúzóadásnak, ezt a fragmentáció védheti ki, ilyenkor ugyanis az impulzusmomentum egy részét az elszakadt részek magukkal

vihetik. A fragmentáció szerepét az összehúzódásban az is alátámasztja, hogy a legtöbb csillag kettős- vagy többszörös rendszer tagja.

2. Protocsillag kollapszus

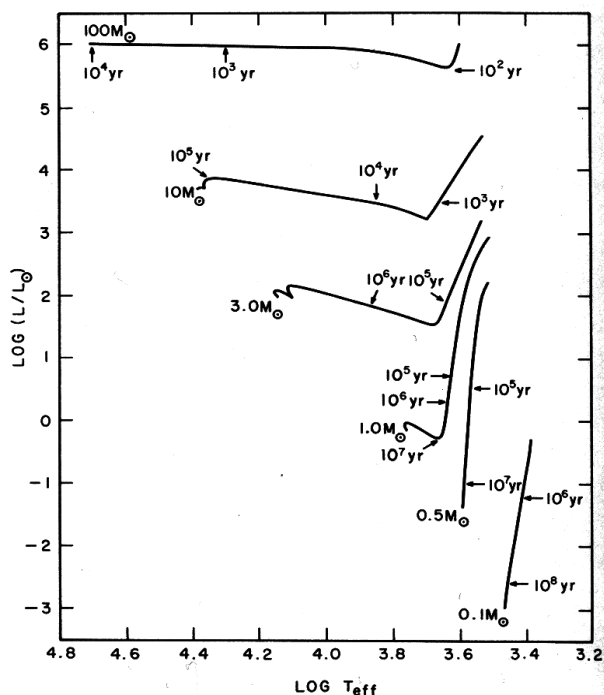
Ez az életszakasz is három részre bontható: izotermikus, adiabatikus és akkréciós periódusra. Az izotermikus időszakban a hőmérséklet nem nő, mert a kis sűrűség miatt a viriáltétel következtében keletkező sugárzási energia akadálytalanul eltávozhat, ekkor a (4.9) és (4.11) egyenletek használhatók, továbbá a (4.15) állapotegyenlet. Ahogy a kontrakció halad előre, a gáz átlátszatlanná válik, a központi rész lassan felmelegszik. A külső részekben a kontrakció még szabadeséssel zajlik, gyorsabban, mint ahogy a diffúzió révén a belül termelt belső energia eltávozhat, ezért a folyamat hamarosan közel adiabatikussá válik. A nyomásgradiens addig nő, amíg összemérhetővé válik a gravitációs erővel és az összehúzódás lelassul, közel hidrosztatikus egyensúly lép föl, ekkor már a (4.9), (4.11), (4.12) és (4.13) egyenletek használhatók. Kb 2000K° hőmérsékleten a molekuláris hidrogén disszociál, ezért a keletkező energia nagy részét elnyeli, ami újabb instabilitást és további összeomlást eredményez, ez akkor fékeződik le, amikor az összes H molekula disszociál, majd a hőmérséklet tovább nő. Akkrécióknak nevezzük azt a folyamatot, amikor nagy mennyiségű por vagy gáz nagyobb testekké áll össze. A külső zónában szabadeséssel zuhanó anyag sebessége itt szuperszonikus (a kis sűrűség miatt), de amikor elég gyorsan lefékeződik a sűrű központi részhez érve, akkor lökéshullámfront keletkezik, a zuhanás kinetikus energiája hőenergiává disszipálódik és kisugárzódik. Az egész folyamat kb 10^5 - 10^6 év alatt lezajlik, a külső zónákban gyakorlatilag szabadeséssel, melynek végén a protocsillag felülete 100K° -tól kb 3000K° -ig melegszik.

3. Fősorozat előtti kontrakció

10^5K° hőmérséklet fölött a hidrogén legnagyobb része ionizált, a csillag közel hidrosztatikus egyensúlyi állapotokon keresztül zsugorodik tovább, miközben a gravitációs potenciális energia veszteség felét kisugározza. A felhasznált egyenletekben annyi változtatás történik, hogy a (4.11) mozgásegyenlet helyett a (4.10) hidrosztatikai egyensúly egyenlet alkalmazandó. A számítások eredményét az 5.1 ábrán látjuk, melyen a különböző tömegű csillagok fősorozat előtt befutott pályái vannak feltüntetve a HRD-n. A pályák a jobb felső sarokban, alacsony hőmérsékleten, de különböző luminozitásoknál kezdődnek, majd balra lefelé különböző utakat befutva elérik a ZAMS állapotot. A pályák közös tulajdonsága, hogy van egy kezdeti, közel vertikális szakaszuk, a Hayashi-fázis, ekkor az energiát transzportot a csillag egész mélységében konvektív. A Hayashi vonalon alig emelkedik a felszíni hőmérséklet, miközben a luminozitás - a fokozatosan csökkenő átmérő miatt - rohamosan csökken. Ezután a csillagok - a legkisebbeket kivéve - balra fordulnak, ez a Henyey-fázis, ekkor a kontrakció folytán a belső hőmérséklet olyan értékeket ér el, amikor az opacitás (a csillag anyagának átlátszatlansága, amit főleg az abszorpcióképes rekombinált atomok okoznak) annyira lecsökken, hogy a sugárzási zóna a csillag anyagának kb 75%-át elfoglalja. E fázison az energiakibocsátást a sugárzási zóna szabályozza, a csillag felszíni hőmérséklete nő kb konstans luminozitás-értéknél.

A legkisebb csillagok az egész kontrakció során rajta maradnak a konvektív vonalon, míg a legnagyobb csillagok nagyságrendben 100 év (a csillagászatban egy szempillantás) körüli idő alatt balra fordulnak. A nagy tömegű csillagok mindent gyorsan elintéznek, fősorozati életük néhány millió év, a Napnál kb tízmilliárd, a legkisebbeknél pedig az Univerzum eddigi koránál is egy nagyságrenddel hosszabb lehet.

A fősorozat előtti csillagok legismertebb képviselői a **T Tauri csillagok**. Tömegük kisebb mint a naptömeg kétszerese, irreguláris változók. Olyan molekulafelhőkben keletkezhetnek, melyek hőmérséklete 10K° körüli. A nagytömegű protocsillagok a 20K° körüli hőmérsékletű óriás molekulafelhőkben keletkezhetnek (pl. az Orion felhő). A forgás révén a csillag körül lévő akkréciós gázalmaz gyűrű alakot vesz fel, ami azt jelenti, hogy a keletkező csillagszél a pólusok irányában tud eltávozni, ezért ezekben az irányokban a látható fényben is megfigyelhetők a kiáramlás következményei, a csillagszélnek a környező interstelláris anyaggal való ütközése következtében fellépő emisszió. Az így előálló elnyúlt fénylő alakzat a **Herbig-Haro objektum**, melyben a nagy kiáramlási sebesség miatt éves időskálán is lehet változásokat regisztrálni.



Az 5.1 ábráról látható, hogy a MS-re kerülésnek korlátai vannak. 2500-3000 K° alatti hőmérsékletű fősorozati csillag (kb 0,1 naptömeg alatt) nem lehetséges, az ennél kisebb összehúzó tömegek ún. barna törpékké vagy bolygókká válnak, sugárzási görbéjük maximuma az infravörös tartományba esik. A fősorozati csillagok felső határa kb 100 naptömeg körül van, felszíni hőmérsékletük 30000K° körül van, ami kb 1000Å sugárzási maximumot jelent, ezek az UV tartományban a legfényesebbek.

5.1 ábra Különböző tömegű csillagok evolúciós pályái a fősorozatig.

Amikor a csillag eljut a hidrosztatikai egyensúly állapotába, akkor a (4.9), (4.10), (4.12) és (4.13) egyenletek írják le. Ezek megoldását bizonyos határfeltételek segíthetik, melyek tulajdonképpen ésszerű idealizációk. Az természetes, hogy nulla sugarú gömbben nulla tömeg van ($M(0)=0$) és zéró mennyiségű luminozítás keletkezik ($L(0)=0$) továbbá a csillag felszínén a nyomás eltűnik ($P(R)=0$), és van egy negyedik feltétel, mely talán a legproblémásabb: a hőmérsékletet is zérusnak választjuk ($T(R)=0$). (Ez utóbbi jelentős idealizáció a könnyebbség kedvéért, ugyanis ha feltételezzük, hogy a felszín egyszerűen csak forró, de nem lépnek ki belőle részecskék, valójában akkor sem teljesül, hiszen a Stefan-Boltzmann törvény szerint zérus hőmérsékletnél nem is sugározna). Mindenesetre e négy egyenlet és négy határfeltétel egyértelmű megoldást kínál. Ez azt jelenti, hogy elég a csillag egyetlen paraméterét, pl a sugarát megadni, és ebből a M, L és T egyértelműen következik. Ez továbbá azt is jelenti, hogy egy csillag hidrosztatikai egyensúlyi állapotában az R, M, L, T paraméterek bármelyike egyértelműen meghatározza a többit. Ez az állítás az előző fejezetben említett **Vogt-Russell tétel** más megfogalmazása.

Az állítás tulajdonképpen magyarázatot nyújt a HRD-re is. A 4.1 ábrán jól látható, hogy a főág egyértelmű összefüggést jelent a hőmérséklet és a luminozítás között. Egyes HRD-ábrázolások a vízszintes tengelyt nemcsak a felszíni hőmérséklet, hanem a tömeg szerint is skálázzák, vagyis nagyobb tömegű csillag luminozitása nagyobb.

A csillag kialakulása során a sugárzás egyetlen forrása az összehúzóds folytán felszabaduló energia az (5.1) viriáltétel értelmében, vagyis az eredeti gravitációs potenciális energia fele kisugárzódik, fele pedig hőenergia formájában jelentkezik. Mivel a luminozítás energia/idő dimenziójú, definiálhatunk egy (a probléma első vizsgálóiról elnevezett) ún. Kelvin-Helmoltz időskálát, vagyis azt az időt, ameddig az M tömegű, R sugarú csillag potenciális energiájának fele a megfigyelt L luminozítást produkálni tudja:

$$t_{KH} := \frac{|E|_{pot}}{2L} = \frac{GM^2}{2RL} \quad (5.4)$$

A Nap tömegének és sugarának, valamint az $L=2.827 \times 10^{33}$ erg/s luminozításának ismeretében ez az idő kb tizenhatmillió év, miközben a Föld kora geofizikai módszerekkel mintegy ötmilliárd évre tehető, tehát a Napnak is ilyen idősnak kell lennie. Ez a dilemma Bethe és Weizsäcker nyomán a termonukleáris energiaforrás felismerésével vált feloldhatóvá. Amikor a csillag elérte a ZAMS állapotot, akkor legforróbb, centrális tartományban beindul a termonukleáris energiatermelés, a csillag kontrakciója leáll, és a csillag a tömege által meghatározott paraméterekkel stabilizálódik.

Ekkor a csillag belseje lényegében három fő tartomány különíthető el: 1) a legbelső, energiatermelő **mag**, 2) az ezt körülvevő **sugárzási zóna**, ahol az energia a sugárzás révén áramlik kifelé és 3) legkívül a **konvektív zóna**, melyben a konvekció szállítja az energiát a felszínig. A továbbiakban ezeket vesszük szemügyre elsősorban a Napra vonatkozóan, mivel erről van a legtöbb közvetlen információnk.

A Nap belsejének elméleti vizsgálatához korábban három mérhető mennyiség állt rendelkezésre, a Nap tömege, átmérője és luminozitása. Ezek olyan módon függenek össze, hogy adott tömegű csillag adott átmérő esetén a fent említett egyenletek szerint meghatározott nyomásrétegződést alakít ki, mellyel az ezen körülmények által előidézett termonukleáris folyamatok energiatermelése tart egyensúlyt, ezek összmenyisége pedig maga a luminozitás.

A tényleges modellezés problémája messze nem ilyen egyszerű, de a modellek által jósolt és a ténylegesen mért adatok összehangba hozására léteznek szabad paraméterek. Az egyik ilyen paraméter a héliumkoncentráció értéke. A Nap belsejében uralkodó nyomás

$$p = \frac{\rho RT}{\mu} \quad (5.5)$$

függ az alkotóelemek átlagos μ súlyától, ami, ha a csillag tiszta hidrogénfelhőből keletkezik, akkor a hidrogéntömeget jelenti. Mivel azonban a naprendszer létrehozó eredeti felhő is másodlagos frissességű volt, egy korábbi csillag felrobbanása révén jött létre és eredendően tartalmazza a periódusos rendszer elemeit, ezért a μ értékét külön meg kell határozni. Az összetételt a $X+Y+Z=1$ kifejezés tagjai adják meg, ahol a betűk egynél kisebb számokat jelentenek, X a hidrogén, Y a hélium, Z pedig az összes többi elemet képviseli. Az elemek gyakorisága általában kellő pontossággal meghatározható, a legnagyobb bizonytalansága a hélium Y_0 kezdeti értékének van, ennek alkalmas megválasztása tehát a modellezést segíti. A másik szabad paraméter a konvektív energiatermesztől ún. keveredési hossz -elméletében jelentkezik.

Az utóbbi évtizedeknek van két olyan kutatási iránya, melyek korábban nem remélt pontossággal adnak számot a Nap belsejéről. Korábban, az optikai módszerek kizárólagos használata idején általános volt az a vélekedés, hogy a belső tartományok struktúráiról soha nem kaphatunk közvetlen információt, hiszen a konvektív zóna mindent eltakar. Van azonban két olyan fluxus, mely áthatol ezen a zónán is, mégpedig a neutrínóké és a nyomáshullámoké. Ez utóbbiakkal a globális oszcillációk kutatása foglalkozik, itt a nukleoszintézist és melléktermékeit a neutrínókat tekintjük.

5.2 Energiatermelés a magban

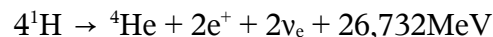
A Nap belsejében végbemehető magreakciókat az 5.1. táblázat foglalja össze. A táblázat két része a pp és a CNO reakcióláncokat tartalmazza, ez utóbbiak csak a teljesség kedvéért szerepelnek, hiszen - mint kiderült - a Napban uralkodó körülmények között szinte nem játszanak szerepet, csak magasabb hőmérsékleten lépnek előtérbe. A pp-lánc dominanciájának három oka van: 1. a H messze a leggyakoribb elem, 2. a He-mag nukleonokra eső tömegdefektusa (6,683MeV) a legnagyobb más magokhoz viszonyítva, 3. a proton Coulomb-töltése, tehát a reakcióval szembeni Coulomb-gát a legkisebb. Ez utóbbi még mindig jelentős, hiszen 1 MeV nagyságrendű. miközben a Nap belsejében uralkodó kb $1,5 \times 10^7 \text{K}^\circ$ hőmérsékleten a részecskék kT termikus energiája kb 1,3keV, ami azt jelenti, hogy a reakciókban csak a Maxwell-eloszlás nagyenergiájú szárnyának szereplői vehetnek részt.

Érdekes az 5.1 táblázatot és az 5.2 ábrát együtt szemügyre venni. Rögton a táblázat első sorában található a legfontosabb folyamat, maga a p-p reakció, mely döntően uralja a jelenségkört. A folyamatban egy deutériummag, pozitron és elektron-neutrínó keletkezik, mely a pp nevet viseli. Az ábrán pp jelzéssel látható e neutrínók spektrumát ábrázoló görbe, melynek adatait is érdemes összehasonlítani a táblázatával: fluxusa $10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, maximális energiája pedig 420keV. Ez a folytonos spektrum a gyenge kölcsönhatás jellegzetessége. Ha felidézzük a Pauli neutrínóhipotéziséhez vezető elektronspektrumot, annak is hasonló alakja van, egy maximális energiával, ezt úgy kell elképzelni, hogy egy konkrét reakcióban a felszabaduló energia valahogyan megoszlik a pozitron és neutrínó között, és ha történetesen az egészet a neutrínó vinné, akkor az

elviszi a maximumot (a 420keV-et), egyébként kevesebbet, ugyanez a helyzet az elektronnal is. A második sor mindjárt egy olyan folyamatot tartalmaz, melyben a végtermék deutérium mellett csak egy elektron-neutrínó keletkezik, mely most nem osztozik semmivel, az egész 1,442 MeV energiát ez viszi el, tehát ennek a pep jelű neutrínónak vonalas spektruma van. A pep-folyamat azonban igen kicsiny valószínűségű, mivel hármass ütközést feltételez, ezért ennek a fluxusa is jóval kisebb.

A harmadik érdekes folyamat a ${}^7\text{Be}$ -neutrínóhoz kapcsolódik. Amint látható, ehhez két vonal tartozik, aminek az az oka, hogy a keletkező ${}^7\text{Li}$ alap- és gerjesztett állapotban is lehet (így a neutrínó most két diszkrét állapottal osztozik). A napluminózitásnak kb 15%-a keletkezik olyan reakciókban, melyek ezen a csatornán keresztül zajlanak. A ${}^8\text{B}$ neutrínó ismét pozitronnal együtt keletkezik, ezért szintén folytonos spektruma van 15MeV maximális energiával, végül a legnagyobb energiájú (18,77MeV), de legisebb fluxussal rendelkező hep neutrínók spektruma szintén folytonos.

Amint látható, a folyamat négy (ppI, ppII stb) különböző ágon mehet végbe, a legfontosabb produktum mindegyiken a héliummag. Az egészet egyszerűsítve azt is írhatjuk, hogy a Napban végbemenő energiatermelés alapfolyamata:



vagyis 4 proton fúziója révén a jobboldali produktumok és 26,732MeV energia keletkezik. A Nap luminozitását gyakorlatilag ez az eseménysor táplálja, és a luminozitás pontos értékének ismeretében megmondható, hogy időegységenként hány ilyen folyamat zajlik a centrumban, ami rendkívül fontos megszorítás a modellek számára.

Energiatranszport

A magban megtermelt energia kifelé áramlik, a transzport mechanizmusa kétfajta lehet, sugárzás vagy konvekció, a magon kívüli tartományok aszerint különülnek el, hogy melyikük a domináns. Elvileg lehetséges lenne a kondukción (hővezetés) mechanizmusa is, melyben a részecskék ütközései révén halad kifelé az energia, gyakorlatilag azonban a főszorozati csillagokban elhanyagolható a szerepe. Ez azért van így, mivel a transzport hatékonysága a szállító részecskék szabad úthosszától függ, márpedig a fotonok szabad úthossza a csillagok belsejében sokkal nagyobb, mint a részecskéké. A kondukción csak a fehér törpék elfajult anyagában válik lényegessé.

A sugárzási zóna

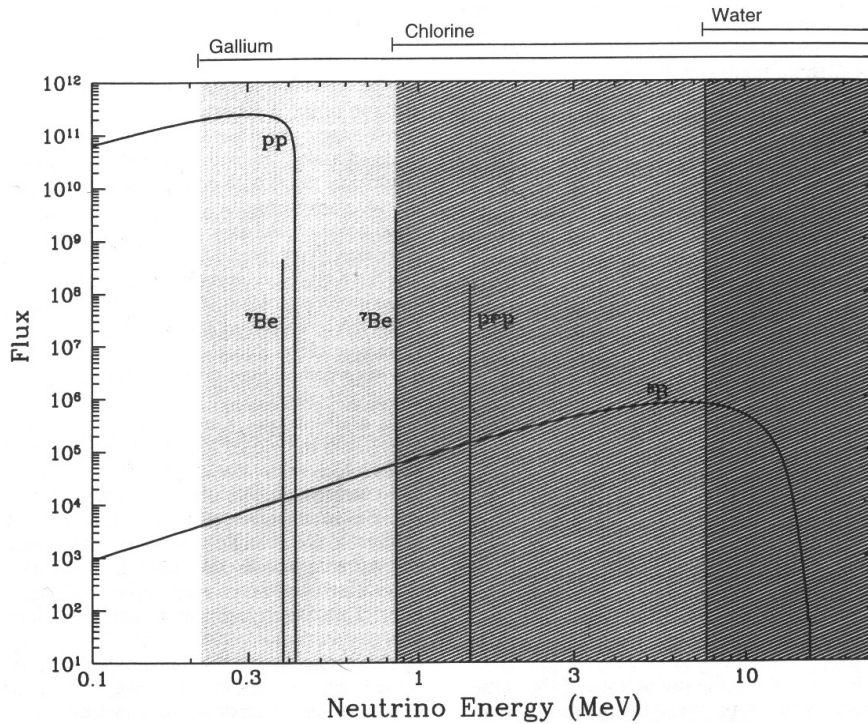
Itt a sugárzás a "szállítóeszköz". A fotonok közepes szabad úthosszát a következő formulával lehet megbecsülni:

$$l_f = \frac{1}{\kappa\rho} \tag{5.6}$$

ahol ρ a sűrűség, κ a közepes abszorpciós koefficiens, vagyis az egységnyi tömegre eső sugárzási hatáskeresztmetszet a frekvenciára átlagolva. A nevezőben lévő mennyiségek elméletileg meghatározhatók és pl. a Nap esetére kb 2cm közepes szabad úthosszat eredményeznek. Ez azt jelenti, hogy a sugárzási zóna vastagsága kb 10 nagyságrenddel nagyobb, mint a közepes szabad úthossz, ezért a folyamat diffúziós jelenséggként írható le. A fotonok több tízezer évnyi ide-oda ütközés során jutnak ki a zónából.

5.1. táblázat A p-p és a CNO ciklusok

	Reakció	befejezés %	ν -energia MeV	ν -típus	ν -fluxus $10^{10}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
p-p reakcióláncok					
ppI	$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	99,75	0,420	pp	6
	vagy				
	$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	0,25	1,442	pep	0,014
	${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	100			
ppII	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$	85			
	vagy				
	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	15			
ppII	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	15	0,861 (90%) 0,383 (10%)	${}^7\text{Be}$	0,47
	${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$		15		
	vagy				
ppIII	${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0,02			
	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	0,02	<15	${}^8\text{B}$	$5,84 \times 10^{-4}$
	${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	0,02			
ppIII	vagy				
	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	0,00002	18,77	hep	8×10^{-7}
CNO reakcióláncok					
	${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$				
	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$		1,99	${}^{13}\text{N}$	
	${}^{13}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$				
	${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$				
	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$		1,732	${}^{15}\text{O}$	
	${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$				



5.2 ábra A szoláris pp-reakcióláncokban keletkező neutrínók spektrumai

A konvekciós zóna

Amikor kifelé haladva a hőmérséklet egy bizonyos érték alá esik, a sugárzás többé már nem képes elszállítani a magban termelődő energiát. Ennek az az oka, hogy egy adott hőmérséklet-értéknél a protonok és elektronok rekombinációja olyan mennyiségű hidrogénatomot hoz létre, melyeken a fotonok már nem egyszerűen szóródnak, hanem jelentős hányaduk elnyelődik, így akadályt képeznek az addigi szabad diffúzióval szemben. Ekkor lép előtérbe a konvekció mechanizmusa, melyet úgy kell elképzelnünk, mint a forrásban lévő víz mozgását. A környezetükénél kissé forróbb cellákra felhajtóerő hat, felfelé mozogva magukkal viszik többlet-hőmennyiségüket, a felszínen lehűlnek és helyükbe újabb forró cellák érkeznek, miközben a lehűlt anyag lefelé áramlik.

A konvektív mozgás akkor lép fel, ha fennáll az ún konvektív instabilitási feltétel, amit a következőképp lehet megfogalmazni. Tekintsünk egy környezeténél forróbb anyagcellát, melyre emiatt felhajtóerő hat, továbbá feltételezzük, hogy felemelkedés elég gyors ahhoz, hogy közben ne történjen hőcsere a környezetével, vagyis a folyamat adiabatikus, de azért elég lassú ahhoz, hogy a belső nyomás folyamatosan igazodjon a külsőhöz. Ez utóbbihoz, a nyomási egyensúlyhoz az kell, hogy az energiacsere időskálája hosszabb legyen, mint a hangterjedése a cellában, ami általában teljesül a csillagokban. Ekkor a konvektív instabilitás feltételét így írhatjuk fel:

$$\frac{d\rho}{dr} > \left(\frac{d\rho}{dr} \right)_a \quad (5.7)$$

Mivel a sűrűség is csökken kifelé, ezért (5.7) azt jelenti, hogy a cellában erősebben csökken, mint a környezetében. Ezért maradhat fenn a mozgás, amíg a cella összetartozó entitásnak tekinthető. Mivel a sűrűséggradiens explicite nem szerepel az alapegyenletekben, ezért (5.7) helyett más kifejezéseket szokás használni. A $P=\rho RT/\mu$ gáztörvény segítségével a $d\rho$ kifejezhető a dT , dP és $d\mu$ -vel. Nyomási egyensúlyt és homogén kémiai összetételt feltételezve ($\mu=\text{const}$ az emelkedés során) be lehet látni, hogy a feltétel hőmérsékletre megfogalmazva a következő alakú:

$$\frac{dT}{dr} < \left(\frac{dT}{dr} \right)_a \quad (5.8)$$

Mivel a csillagokban a hőmérséklet kifelé csökken, tehát a dT/dr gradiens negatív, ezért a (5.8) feltétel szavakban azt jelenti, hogy a cella környezetének hőmérsékletgradiense negatívabb, mint a celláé, vagyis a hőmérséklet meredekebben csökken, tehát emelkedés közben a (5.8) feltétel fennáll (erősödik). Az instabilitás éppen azt jelenti, hogy az elmozdulás révén a mozgást kiváltó feltétel nem csökken, hanem nő, de legalábbis fennmarad. A (5.8) a konvektív instabilitásra vonatkozó **Schwarzschild-kritérium**.

A konvektív energiátanszport minden csillagban jelen van, de különböző mértékben. A legkisebb tömegű csillagok tömegének jelentős részét teszi ki a konvektív zóna, a legnagyobbak azonban a magas hőmérséklet miatt csak a legkülső rétegekben érik el a hidrogénatom-rekombinációhoz szükséges hőmérsékletet. A Nap esetében a konvektív zóna alja a jelenleg legelfogadottabb oszcillációs mérések szerint a Nap rádiuszának 0.71 részénél van.

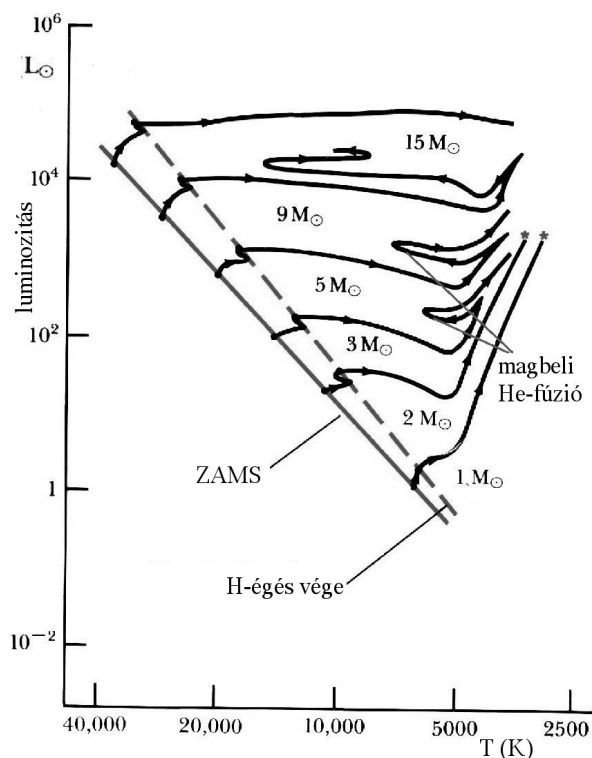
A részletes számítások szerint a Schwarzschild-kritérium a Nap felszínének közelében már nem teljesül, ennek ellenére a felszínen megjelennek a jól ismert granulációs cellák, melyek a konvekció felszíni megnyilvánulásai, ezt az elmélet konvektív túllövésnek (convective overshoot) nevezi. A granulációs mintázatnak három térbeli léptéke van, a fehér fényben látható mintázat mellett jelen van a szupergranulációs szerkezet, melyet csak bizonyos hullámhosszakon, illetve magnetogramokon lehet felismerni, továbbá a leggyengébben kimutatható mezogranuláció. Mindegyikük sejtszerű mintázat a sejtekben fel-ill szétáramlással, a sejtek határainál pedig lefelé áramlással. A három lépték három különböző rekombináció terméke. Az egyszerű granuláció a hidrogénatom rekombinációjához, a mezogranuláció a hélium második rekombinációjához, a szupergranuláció pedig az elsőhöz tartozik.

6. Csillagfejlődés a fősorozat után

A fősorozat után az 5 óraihoz hasonló evolúciós pályákon szemléltethetjük a további fejlődést, melyek itt is a csillag tömegétől függenek.

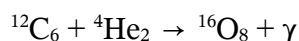
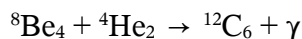
Amint látható, a ZAMS-vonal után kissé jobbra emelkedve minden csillag lassan eljut a szaggatott vonallal jelzett tartományig, amely még mindig a fősorozat része, de eddig már a csillagok elhasználták a magbéli hidrogénkészletet). A hidrogén elfogytával csökken a felszíni hőmérséklet, a mag elkezd összehúzódni, a felszabaduló energia miatt a külső tartományok kissé felfúvódnak, ezek miatt emelkedik jobbra felfelé a pálya. Az összehúzódás miatt felszabaduló energia ezután a mag körüli héjban gyűjtja be a hidrogénégetést, ami miatt a szaggatott vonalon a pálya balra felfelé fordul, tehát ekkor a hőmérséklet is és a luminozitás is nő. E rövid epizód után a pálya végleg elhagyja a fősorozatot, ekkorra minden égethető hidrogént (valójában az összhidrogéntömegnek csak 10%-át) elhasznál.

A mag közben tovább roskad össze, aminek következtében a csillag óriásira felfúvódik, vagyis rákerül a fősorozat feletti kb vízszintes irányú ún. óriáságra. Nagy mérete miatt felszíni hőmérséklete erősen lecsökken, de éppen nagyobb felszíne miatt luminozitása nem nagyon változik.



6.1. ábra Fősorozat utáni fejlődési pályák

. A centrális hőmérséklet kb 10^8 K. Ekkor már héliumégetés folyik szénre és oxigénre:



8 naptömeg alatt C és O- égetés nincs. A fűtőanyag elfogyásával összeroskadás, majd a felszabaduló energia miatt héjledobás következik be, ennek eredménye a planetáris köd. 8 naptömeg felett C-től felfelé égés folyik egészen a Ni és Fe magig, majd szupernóvarobbanás történik.

1 naptömegű csillagok Itt az óriáság rövid, a végén konvektív réteg keletkezik, a luminozitás gyorsan nő, a hőmérséklet lassan csökken. A hidrogénégető rétegben zajlik a CNO-ciklus is (ld 5.1. táblázat), és mivel a konvektív zóna idáig tart, ezért a C, N és O felkeveredik a felszínig, ami kimutatható a spektrumból. A héliumégésnél a mag a csillagtömeg 45%-át teszi ki, itt a hőmérséklet 10^8 K, a sűrűség 10^5 g/cm³

Ennél az állapotnál az elektrongáz degenerálttá válik, vagyis nyomását nem az ideális gáztörvény határozza meg, hanem a Fermi-nyomás, ami egy kritikus helyzethez vezet. A héliumégés erősen hőmérsékletfüggő, az elektrongáz nyomása azonban független a hőmérséklettől, azt a fázistér betöltöttsége, a degeneráltság foka határozza meg. Ideális gáz esetén a héliumégéskor felszabadult hő megnöveli a gáz nyomását, az kitágul és helyreáll az egyensúly, itt azonban ilyesmi nem történik, hanem egyre magasabb lesz a hőmérséklet, ezért egyre erőteljesebb lesz a héliumégés, ami hőmegfúvásához vezet. Ez a **hélium-flash** jelensége. A felvillanás a csillag belsejében zajlik, a

felszínen alig érzékelhető, a végeredménye az, hogy az elektrongáz degeneráltsága megszűnik és helyreáll az ideális gáz önszabályozó képessége. Amikor a centrális He elfogyik, újabb kontrakció után a hidrogén héjbeli égetése mellett egy héliumégető héj is kialakul a szén -mag körül. A napluminozitás tízezerszeres értékénél a burookban instabilitás lép fel, kb 1 év periódussal változó csillag jön létre. Ha a luminozitás nő, akkor az instabilitás amplitúdója is nő és egyes fázisokban kritikus értéket érhet el, amikor héjledobás révén planetáris köd keletkezhet, miközben a központi csillag zsugorodik. Végül minden fűtőanyag elfogyik, a csillagot a degenerált elektrongáz Fermi-nyomása tartja fenn, létrejön a fehér törpe állapot.

5 naptömegű csillagok Ezek kb 65 millió évet töltenek a fősorozaton, a Naphoz képest igen rövid időt. A hidrogénégetés a CNO ciklus szerint zajlik, itt is lezajlik a kiegészítés - magkontrakció - héjégetés - burokfelfúvódás, de gyorsan, ezért ezen a fázison hamar túljut, ezért a HRD-n itt van egy látszólag üres tartomány, a Herzprung-úr. A magbéli héliumégés időtartama kb $1,4 \times 10^7$ év, ekkor a 8.1. ábrán látható görbén az óriáságban jobbról balra halad, vagyis nő az effektív hőmérséklet, ez a cefeida tartomány (a cefeidák 5-10 naptömegű, magbéli héliumégető óriások). Ahogy a hélium is körül, a mag összehúzódik, hidrogénégető héj felfúvódik, külső réteg kitágul. A felszíni konvektív zóna megvastagszik a héliumégető réteggel, innen felkeveri az anyagot, ezért a spektrumban kimutathatóan megnő a He/H arány. Ezután a csillag felépítése: degenerált mag (^{12}C , ^{16}O), vékony He-égető réteg, vékony közbenső réteg sok He-vel, vékony H-égető réteg, kiterjedt burok. A luminozitás a Napénak húszszereése. Amikor a mag eléri a naptömeg kb másfélszeresét, akkor beindul a szén és oxigén égetése, a termékek között szerepel ^{24}Mg , ^{32}S , ^{20}Ne és ^{28}S . A mag erősen degenerált, ezért az égetés instabil és explozív. Szupernóvarobbanás azonban nem valószínű, inkább héjledobás - planetáris köd - majd összehúzódás fehér törpe állapotba.

25 naptömegű csillagok Ezek már csak mintegy ötmillió évet töltenek a fősorozaton. A folyamatok hasonlóak a kisebb tömegű csillagokéhoz, de minden gyorsabb és a konvektív mag viszonylagos tömege nagyobb. 10^4 K felszíni effektív hőmérsékletnél már ég a hélium, rögtön utána a szén és így tovább (ld az alábbi táblázatot). A belső rétegződés minden eddiginél gazdagabb, egyszerre folynak különböző héjakban különböző égetések (8.3. ábra). A végén a mag másfél naptömegű, hőmérséklete hétmilliárd fok, sűrűsége köbcentiméterenként hárommilliárd gramm. Itt már vasig és nikkelig felépülnek az elemek, de a nagy sűrűség és hőmérséklet miatt egy új jelenség lép fel: a nagy gamma sugárzás a vasmagokat fotodisszociációra kényszeríti, melynek révén héliummagok és neutronok keletkeznek, ez endoterm folyamat, mely energiát von el a magtól, így az egyensúly gyorsan megbomlik és a mag összeomlik - szupernóva keletkezik.

állapot	központi hőmérséklet (K)	központi sűrűség (g/cm ³)	állapot tartama
H-égetés	4×10^7	5	7×10^6 év
He-égetés	2×10^8	7×10^2	5×10^5 év
C-égetés	6×10^8	2×10^5	600 év
Ne-égetés	$1,2 \times 10^9$	4×10^6	1 év
O-égetés	$1,5 \times 10^9$	1×10^7	6 hónap
Si-égetés	$2,7 \times 10^9$	3×10^7	1 nap
mag-kollapszus	$5,4 \times 10^9$	3×10^9	0,2 másodperc
mag-visszalökés	$2,3 \times 10^{10}$	4×10^{14}	ezredmásodpercek
robbanás	$\sim 10^9$	változó	10 másodperc

Változócsillagok

A fősorozati csillagok igen hosszú ideig stabil, de legalábbis kvázistabil állapotúak, a fősorozat utáni fejlődés során azonban karakterisztikus változékonyságok léphetnek fel.

A pulzáló változók periodikusan változtatják átmérőjüket, ennek megfelelően fényességüket. Az alábbi típusaikat különböztetjük meg.

δ Scuti - típusú változók. A-típusú, a fősorozatról alig továbbfejlődött csillagok, amplitúdójuk kisebb 1 magnitúdónál, periódusidejük 0,01-0,2 nap. A pulzációban csak kis felszíni tömeg vesz részt.

RR Lyrae -típusú változók, melyeket halmazváltozóknak is hívnak, miután gömbhalmazok jellemző tagjai. A pulzációt a HeII konvekciós zóna instabilitása gerjeszti. Periódusidejük a 0.2-1.2 nap tartományba esik. Luminozitásuknál nagyobb változékonyságot mutat effektív felszíni hőmérsékletük.

δ Cephei - típusú változók, vagy cefeidák. A legfontosabb pulzáló típus, főleg kozmológiai szempontból. Tömegük a Napénak 2-10-szerese. Magjukban héliumot égetnek. Ezek jelölik ki az instabilitási sávot.

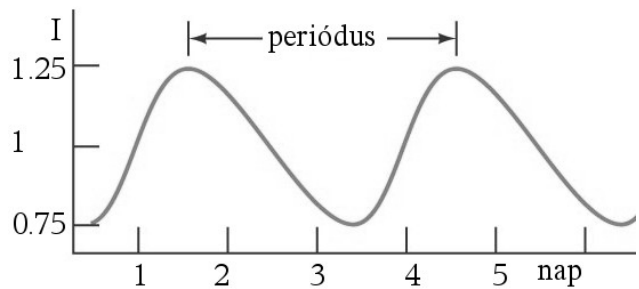
A 6.3b ábra egy sematikus cefeida fénygörbét mutat önkényes intenzitáskálán, melynek alakja elárulja a változó típusát: meredek fényesség-növekedés után kevésbé meredek csökkenés.

A típus akkor vált fontossá kozmológiai szempontból is, amikor Henrietta Leavitt (1912) felismerte, hogy a Kis és Nagy Magellán Ködökben lévő cefeidák fényessége összefüggést mutat periódusukkal. Miután e ködök tagjai közel azonos távolságra vannak tőlünk, ezért ez a periódusnak az abszolút fényességtől való függését jelenti. Ha tehát megmérjük egy cefeida periódusát és abból megállapítjuk abszolút fényességét, akkor (4.3) segítségével megkapjuk a távolságát. Ezért jelentős erőfeszítéseket tettek, hogy cefeidák távolságát geometriai (parallaxis) módszerrel is meghatározzák, ez tette lehetővé a távolság mérési lehetőségének kiterjesztését. Hubble így állapíthatta meg (1924), hogy az Androméda-köd nem a Tejút része, hanem egy külön galaxis.

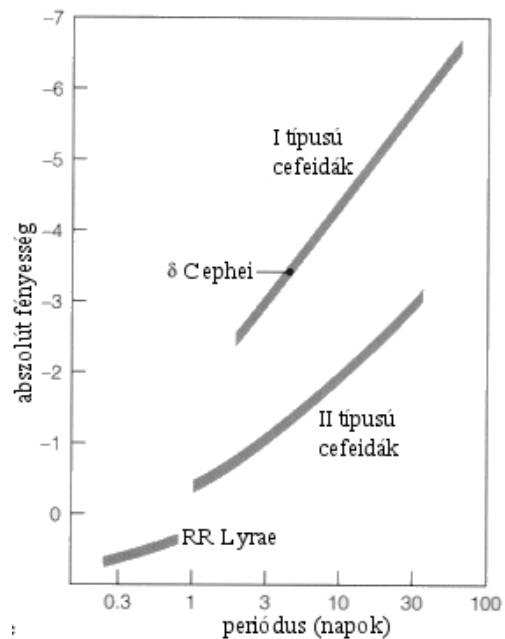
A 6.2b ábra két cefeida-típus (a II-típust W Virginisnek is nevezik), valamint az RR Lyrae csillagok periódus-fényesség relációját mutatja. E típusok spektrális jellegzetességek alapján jól megkülönböztethetők.

ω Ceti - típusú változók, vagy Mirák. Ez volt történelmileg az első típus, amit változóként azonosítottak, mivel vizuális követéssel leghamarabb vált érzékelhetővé a változása, melynek amplitúdója 2.5 től 11 ig tejedhet. Alacsony hőmérsékletű óriások 1-2 naptömeggel, periódusuk 80 és 1000 nap közötti, de ezt nem tartják szigorúan.

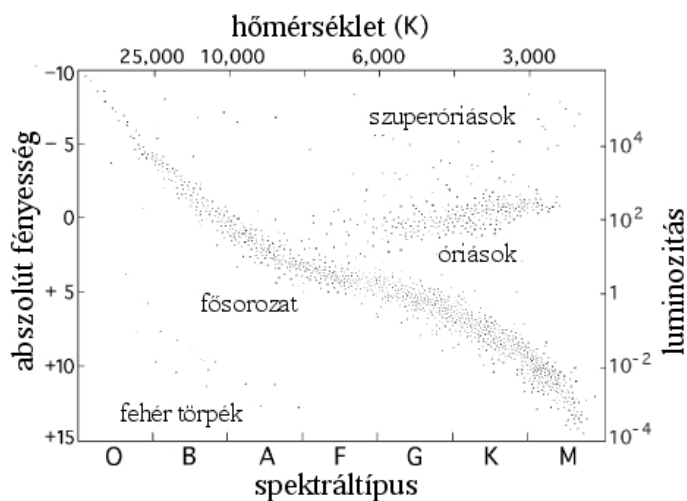
A pulzálók között léteznek olyanok is, melyek nem alpmódusban pulzálnak, hanem nemradiális módusokban. Ez azt jelenti, hogy nem az egész felszín emelkedik-zsugorodik egyszerre, hanem a felszínt valamilyen geometriájú csomóvonal-rendszer kisebb tartományokra bontja, melynek egymás melletti tartományai ellenfázisban pulzálnak. További típusok az irreguláris változók, illetve a mágneses csillagok, melyeken folttevékenység okozza a fényességváltozást.



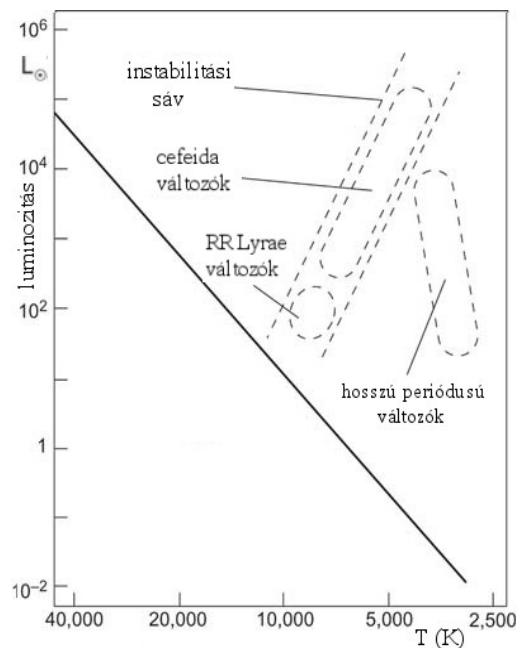
6.2a ábra Cefeida fénygörbe



6.2b ábra Periódus-fényesség reláció



6.3a ábra A HRD tartományai



6.3b ábra Változócsillagok a HRD-n

A csillagfejlődés végállapotai

Barna törpék

Valójában meg nem született csillagok abban az értelemben, hogy nem érték el a fősorozati státust. Miután elérték a legkisebb méretüket, melyben a nyomásgradiens egyensúlyt tart a gravitációs erővel, az objektum lassan hűl, megfigyelése az infravörös tartományban, illetve fedések révén történhet.

Fehér törpék

A kis és közepes tömegű csillagok a végső zsugorodás eredményeképp fehér törpe állapotba kerülnek. Felszíni hőmérsékletük 10.000-20.000 K^o, luminozitásuk a Napénál két-három nagyságrenddel, sugaruk kb két nagyságrenddel kisebb (ld a 6.3a ábrát). Közepes sűrűségük köbcentiméterenként kb egy tonna. Ekkora sűrűségeknél a gravitációval szemben nem az ideális gáz nyomása, illetve annak gradiense tartja az egyensúlyt, hanem a degenerált elektrongáz nyomása. Ha az elektrongáz ilyen mértékben komprimált, akkor kvantumfizikai hatások kerülnek előtérbe. A Pauli-elv értelmében két elektron nem lehet azonos kvantumállapotban. A Heisenberg-féle határozatlansági reláció szerint

$$\Delta x \Delta p \geq h \quad (6.1)$$

vagyis az elektron pozíciója és impulzusa egyidejűleg nem határozható meg tetszőleges pontossággal. Ha tehát az összenyomás miatt Δx nullához közelít, akkor Δp egyre nagyobb értékeket vehet fel. Mivel az elektronsűrűség arányos Δx^{-3} -vel, ezért a fázistér h^3 elemi tartományában lévő elektronok n számára felírható:

$$\frac{p_F^3}{n} = h^3 \quad (6.2)$$

Itt p_F a Fermi-impulzus n elektronsűrűség esetén. Ezek együttese szolgáltatja a Fermi-nyomást, mely tehát nem függ a hőmérséklettől, mint ideális gázok esetén, csak az elektronsűrűségtől, ezt jelzi a degenerált elektrongáz elnevezés. A fehér törpék egyensúlyát a Fermi-nyomás biztosítja.

Chandrasekhar a fentiekre alapozva összefüggést állapított meg a fehér törpék tömege és sugara között, mely a sematikus 6.4 ábrán látható. Számításai szerint a degenerált elektrongáz Fermi-nyomása 1,44 naptömegig képes egyensúlyt tartani a gravitációs összehúzó erővel. Újabb számítások ezt a határt lentebb vitték, most kb 1,4 naptömeg az elfogadott érték. A Chandrasekhar-határ azt jelenti, hogy ennél nagyobb tömegű fehér törpe nem lehet egyensúlyban, hanem összeomlik.

Ez az összeomlás megtörténhet úgy, hogy a fehér törpe egy szoros kettős rendszer tagja, melyben folyamatosan anyag áramolhat át rá kisebb tömegű társáról, és amikor tömege eléri a Chandrasekhar-határt, bekövetkezik a kollapszus.

Az összeomlás révén jön létre az Ia típusú szupernóva, melynek sematikus luminozítás-görbéje a 6.5 ábrán látható.

A jelenség a cefeidákhoz hasonlóan rendkívüli kozmológiai jelentőségű. Mivel a Chandrasekhar-határ jól definiált tömeget jelent, ezért a luminozításgörbe minden esetben ugyanolyan, ami maximumban azonos abszolút fényességet jelent:

$$M_{IaMax} = -19.3 \pm 0.3$$

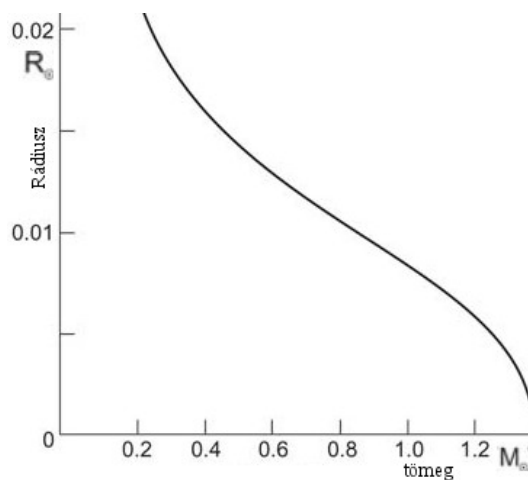
Ennek tudatában és a mért m relatív fényesség birtokában a (4.3) távolsági modulus, tehát a csillag távolsága meghatározható. A módszert még hatékonyabbá teszi, hogy a fénygörbe adott fázisához adott spektrum tartozik, tehát ennek mérésével vissza lehet extrapolálni a maximumra akkor is, ha annak észlelését elmulasztották volna.

Neutroncsillagok

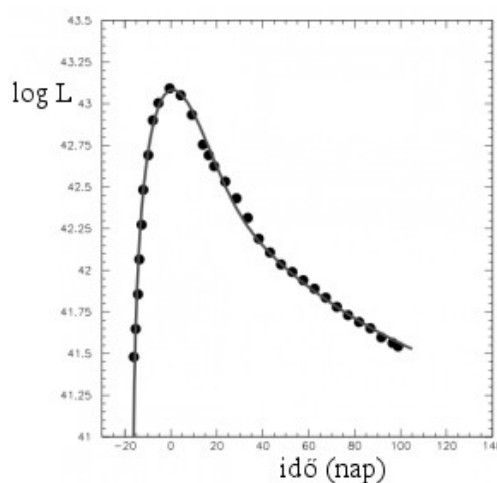
1.4-3 naptömegű csillagok esetén a fentiek értelmében az összeomlás nem áll meg a fehér törpe állapotban. Amikor a sűrűség meghaladja a 10^8 kg/cm^3 értéket (köbcentiméterenként százezer tonna!), akkor az atommagok összeomlása során szabaddá váló protonokkal az elektronok neutronokat alkotnak és az így létrejött degenerált neutrongáz nyomása tartja fenn az egyensúlyt. A neutroncsillagok átmérője kb 11km, felszíni hőmérsékletük kb 600.000 K° .

Eleinte kizárólag elméleti lehetőségként tekintettek rájuk, véletlen felfedezésüket nagy időfelbontású rádióészlelések tették lehetővé.

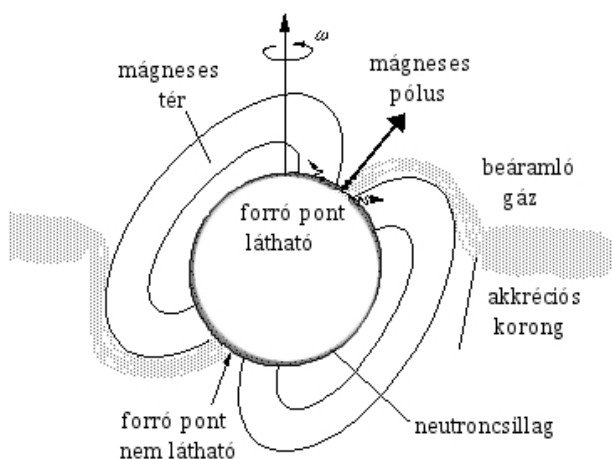
Jocelyn Bell és Anthony Hewish a bolygóközi plazmaáram inhomogenitásait észlelték (1967), és eközben egy nagy időbeli stabilitású pulzációsorozatot találtak, ami minden nap négy perccel korábban jelentkezett az előző napihoz képest, tehát a jel Naprendszeren kívülről érkezett (ld a



6.4 ábra Tömeg-sugar összefüggés



6.5 ábra Ia szupernóva fénygörbéje



6.6 ábra Pulzár sematikus képe

csillagidő-középidő kapcsolatot a 2. fejezetben). Erről hamarosan kiderült, hogy az elméletileg sejtett neutroncsillag észlelhető jelét találták meg. A pulzációk frekvenciája igen nagy is lehet, akár több száz hertzes is.

Az objektumot úgy kell elképzelni, mint egy nagyméretű rotáló csillag igen kicsiny méretűre összeomlott maradványát, ami az impulzuszórási megmaradása révén hatalmas mértékben felgyorsítja a szögsebességét. A csillag mágneses tere is megmarad, de rendkívül nagy fluxussűrűséggel. Mivel a forgási és mágneses tengely gyakorlatilag soha nem esik egybe, ezért a mágneses tengely egy kúppalást mentén forog körbe és világitótoronyéhoz hasonló effektust észlelünk. Pulzációt nemcsak rádiótartományban észlelhetünk, hanem nagyenergiájú tartományokban is, elsősorban röntgensugárzásban. A mágneses tengely irányában kibocsátott rádiósugárzás mechanizmusa négy évtized elteltével sem tisztázott, de a röntgenfelvillanások valószínűleg a mágneses pólusoknál lezáporozó anyag fűtő hatását jelzik a csillag felszínén.

Fekete lyukak

Azok a csillagok, melyek több mint háromszoros naptömeggel kerülnek a héjledobás utáni állapotba nem állnak meg a neutroncsillag degenerált neutrongáz állapotánál, hanem ennek nyomását is legyőzve olyan állapotba roskadnak, melyből elektromágneses sugárzás révén információ nem juthat ki. Az eseményhorizont (melyen keresztül nincs információáramlás) egy R_S Schwarzschild-sugárral rendelkező gömbfelület:

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (6.3)$$

A fekete lyukakról ezért közvetlen észlelési adatot nem nyerhetünk, közvetve azonban lehet következtetni jelenlétükre, mégpedig kimutatható gravitációs hatásuk révén. Ha nagy tömegű, ismeretlen vonzócentrum körül keringő objektumokat sikerül azonosítani, akkor minden valószínűség szerint a fekete lyuk hatása áll a történet mögött. Ilyenek nemcsak nagytömegű csillagok lehetnek, hanem a feketelyukat körülvevő akkréciós (növekedési) gyűrűk, melyekből a nagy gravitációs vonzóerő elszívja a gázt. Ezekben a nagy sebességek és ütközések miatt millió fokban hőmérsékletek lehetnek és jelentős nagyenergiájú (röntgen) sugárzás keletkezik, ami már közvetlenül észlelhető.

Az első meggyőző példa erre a Cygnus X-1 nevű objektum volt 8000 fényév távolságban. Ennek környezete kb tízezer Napénak megfelelő röntgensugárzást bocsát ki és az egyébként láthatatlan vonzócentrum valamint egy szuperóriás csillag 5,6 napos periódussal kering egymás körül. Azóta egy sor azonosítás történt, fekete lyukak a középponti szereplői az aktív galaxismagoknak, továbbá a Tejútrendszer középpontjában is található egy nagy fekete lyuk.

A klasszikus elképzelés szerint a fekete lyuk csak elnyel energiát, de ki nem bocsát, vagyis környezetével nincs termodinamikai egyensúlyban. Stephen Hawking megvizsgálta a lehetséges kvantumfizikai hatásokat és azt találta, hogy a fekete lyuk bocsáthat ki elektromágneses sugárzást. Ha formálisan az alábbi Hawking-hőmérsékletet rendeljük az M tömegű fekete lyukhoz:

$$T_H = \frac{hc^3}{16\pi^2 kGM} \quad (6.4)$$

akkor az objektum az ilyen hőmérséklettel rendelkező feketetest-sugárzást produkálja. Ez azonban egészen extrém értékeket jelent. Egy naptömegű fekete lyuk T_H értéke kb 10^{-7} K°, ennek sugárzása kimutathatatlan és az objektum az Univerzum egész élettartama alatt sem veszítene jelentős tömeget. Egy 10^{12} kg-os fekete lyuk Hawking-hőmérséklete 10^{12} K°, azonban ilyen kis tömegű fekete lyukak szupernóva-robbanásban nem jöhetnek létre, csak az Univerzum kezdeteinél keletkezhettek, ezek viszont mára valószínűleg szétsugárzódtak, hiszen a tömeg csökkenésével a Hawking-hőmérséklet nő. A Hawking-sugárzás kimutatása jelenleg nem tűnik reális lehetőségnek.

7. Naprendszer I

7.1 A Naprendszer felépítése

A Naprendszer struktúrájának fő elemei a bolygópályák és a kisméretű objektumok övezetei. A bolygótávolságok meghatározása először Kepler III törvényének felhasználásával történt (2. fejezet), később műszeres mérések tették pontosabbá az adatokat, a Föld-Hold távolság mérési pontossága lézeres méréssel néhány centiméter. A kisebb égitestek övezeteinek (Kuiper, Oort) elhelyezkedése egyelőre részben elméleti kutatás tárgya kevés empirikus adattal.

Titius-Bode szabály(szerűség)

Habár az angol elnevezés Bode's law, törvénynek túlzás lenne nevezni. A névadó két német matematikus az alábbi formulát találta a bolygók Naptól való távolságának Csillagászati Egységben kifejezett sorozatára:

$$D = 0,4 + 0,3 \cdot 2^n \quad (7.1)$$

ahol n a Merkúra $-\infty$, a Vénuszra 0 , ezután természetes számok következnek (tehát a Földre $n=1$, vagyis $D_F=1$ CsE). A formula 5%-os pontossággal illik a Föld-típusú bolygókra (Merkur, Vénusz, Föld, Mars), valamint három óriásbolygóra (Jupiter, Szaturnusz, Uránusz). Sikerének tűnt, hogy az Uránuszt $n=6$ -ra kb. a sorozat szerinti távolságban találták meg, de a később felfedezett Neptunusz átlagos távolsága már 22%-os eltérést mutat az $n=7$ -nek megfelelő értéktől, a Plútó pedig 49%-kal tér el az $n=8$ szerinti távolságtól.

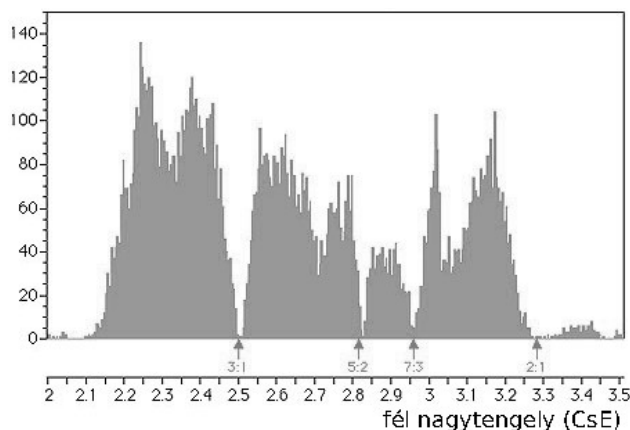
Volt azonban egy másik átmeneti sikere is (7.1)-nek. Az $n=3$ -nál nem szerepelt bolygó és ez felfedező kampányt inspirált. Ebben egy magyar arisztokrata, Zách Ferenc Xavér is aktív szerepet játszott egy bolygóvadász csoport szervezésével. Végül sikerült is találni az adott tartományban egy bolygót, a Cerest, de az csalódást keltett kicsiny mérete miatt. Aztán kiderült, hogy itt valójában nagyszámú kicsiny bolygó tartózkodik, a kisbolygó övezet tagjai, melyek között a Ceres messze a legnagyobb.

Sok próbálkozás történt arra, hogy az (7.1) szabályszerűség mögött valamilyen fizikai hatásokat mutassanak ki, melyek a bolygórendszer kialakulásának folyamatában ezt az elrendezést alakították ki, de a külső bolygók ellenpéldái mellett sem az elméleti próbálkozások, sem az empirikus próbát jelentő holdrendszerek struktúrája nem igazolta, hogy egy bolygó- vagy holdrendszer fejlődése során valamilyen (7.1)-hez hasonló hatványfüggvénnyel leírható szabályszerűségnek kellene kialakulnia egy nagy vonzócentrum körül keringő jóval kisebb tömegek távolságaira.

A Naprendszer kisebb tagjai

Az egyes bolygókról a következő fejezetben lesz szó, itt a kisebb tömegű szereplőket tekintjük át.

A kisbolygó-, vagy aszteroidaövezet a 7.1 ábra szerint széles naptávolság-tartományban található, de bizonyos naptávolságok közel üresek, ezek a Kirkwood- rések. Az ábrán a kisbolygók számai $0,005$ CsE -szélességű tartományonként vannak feltüntetve. Egy rés található pl. $2,5$ CsE-nél, itt a keringési idő a Jupiterének egyharmada, itt azt jelzi egy nyíl, hogy a keringési idő $3:1$ rezonanciában van a Jupiterével., melynek fél nagy tengelye $5,2$ CsE. Ez idővel azt idézi elő, hogy a Jupiter kisöpri innen a kisebb testeket. A többi nyíl hasonló rezonancia-helyeket jelöl.



7.1.ábra Kirkwood-rések a kisbolygó-övezetben.

A kisbolygóövezet legnagyobb tagja a Ceres kb 930 km átmérőjű és az összes aszteroida tömegének kb egynegyedét foglalja magába. Az aszteroidaövezet tagjai a 8.5 pontban felsorolt bolygó-kritériumok közül a második kettőt nem teljesítik, nemcsak sokan vannak közös pályán, hanem gravitációs vonzásuk egy-két kivétellel nem elegendő a közel gömbszerű alak létrehozásához, legtöbbször szabálytalan alakúak becsapódási kráterekkel borítva. Aszteroidák a kisbolygóövezeten kívül is léteznek, egy csoportjuk (az Amor-Apollo csoport) a Föld pályáját is keresztezi. Albedójuk igen alacsony, összetételük a meteoritokhoz hasonlít, többnyire ún szenes kondrit. Az övezet tagjai valószínűleg a Jupiter zavaró hatása és a sok ütközés révén maradtak ősi planetezimális állapotban.

A Naprendszer külső tartományai az óriásbolygókon túl nagyszámú kisebb égitestet tartalmaznak. A Plútó a Kuiper-övezet tagja, melyet névadója üstökös pályák elemzése alapján sejtett meg. Ennél jóval távolabb helyezkedik el az egyelőre hipotetikus Oort felhő, a legtávolabbi tartomány, ahol a Nap gravitációjának még szerepe lehet, ennek mérete jelenleg kb 100 ezer Csillagászati Egységre becsülhető. Egyes üstökösök innen kerülnek a Naprendszer belsejébe.

Üstökösök A távoli vidékekről érkező üstökösök kutatásának az ad jelentőséget, hogy a külső tartományok őrizték meg leginkább a protoplanetáris felhő primordiális állapotának, összetevőinek információit. Az űrkutatási eszközök előtti elképzelés a "piszkos hógolyó" nevet viselte, tehát olyan vízjég-közet konglomerátumnak képzelték, mely felmelegítve az észlelt gáz-por kibocsátást produkálhatja. A magyar részvétellel is zajlott Vega szondák missziója a Halley-üstököshöz, majd a Wild üstökös közeli észlelése gazdagította a képet, a nagy áttörés azonban a 2015 évi Rosetta misszió a Csurjumov-Geraszimenko üstökösnél. A mérések értékelése még sokáig eltart, de az máris kiderült, hogy a mért deutérium/hidrogén arány a földinek a háromszorosa, ami csak úgy lehetséges, hogy az ősi protoplanetáris felhő által az intersztelláris térből begyűjtött deutériumot tartalmaz (ld a (7.4)-nél mondottakat). Az üstökös felszíne nagyon fekete, alacsony albedójú.

Meteorok a Naprendszer hatalmas mennyiségű anyagot tartalmaz por, vagy kisméretű kő formájában, ezek okozzák a Naprendszer síkjában halványan látható, ún "állatövi fényt". Ha ezek a kicsiny testek a Föld légkörébe kerülnek, magas hőmérsékleten elégnak, ez okozza a hullócsillag-látványt, a földfelszínre kerülő példányokat nevezik meteoritoknak. Ezek begyűjtése és tanulmányozása szintén a külső Naprendszer állapotairól adnak információt. Az ún kondritok, kis kondruláknak nevezett gömbszerű zárványokat tartalmazó darabok általában laza szerkezetűek és a külső tartományok hírnökei. A fémes példányok (vasmeteoritok) már a bolygókeletkezés fejlettebb fázisáról, a belsőbb tartományokról hordoznak információt.

7.2 A Naprendszer keletkezése

A Naprendszer keletkezésének kérdése a kopernikuszi fordulat után merülhetett fel. Descartes volt az első, aki felvetette, hogy a mai állapot fejlődés során jöhetett létre, ő örvények szerepét sejtette a bolygók kialakulásában. Azt, hogy a Naprendszer valamilyen ősködből jöhetett létre Kant és Laplace fogalmazta meg először. Eszerint a gravitáció fokozatosan összehúzza a gázfelhőt, a rotációs sebesség felgyorsul, kialakul a korongszerű elrendezés, az inhomogenitások pedig bolygókká tömörülnek. Az elképzelés (mely a csillagkeletkezés folyamatának kiterjesztése) nagy vonalakban ma is reális, de a részletek egy sor dilemmát vetettek fel, melyek tisztázása az űrkutatás korában is zajlik. Amint a csillagkeletkezés Jeans-kritériumánál láttuk, a gravitáció csak bizonyos körülmények esetén végzi el az összehúzást, a csillagkeletkezéshez hasonlóan a bolygók keletkezésénél is szükség van további mechanizmusokra és feltételekre (a kozmológia-fejezetben a galaxisok keletkezésének is látjuk majd a hasonló kihívását).

7.2.1 Az egyik legkomolyabb kihívás kezdettől az impulzuszómomentum-dilemma volt. A Naprendszer szinte minden tagja olyan keringési és rotációs mozgást valósít meg, mely a földi északi irányból nézve az óramutató járásával ellentétes irányú, az elenyésző számú kivétel nyilvánvalóan valamilyen kozmikus katasztrófa eredménye. A probléma az, hogy a Naprendszer ösztömegének 99,8% százaléka a Napban koncentrálódik, azonban a bolygók által birtokolt impulzuszómomentumnak csak 2%-a jut a Napra. Ez a helyzet csupán mechanikai hatásokkal nem

alakulhat ki. Berlage felvetése a viszkozitás szerepéről nem bizonyult elég hatékonynak a Nap impulzusmomentum-veszteségének értelmezéséhez.

A kérdést Hoyle felvetése nyomán a magnetohidrodinamika eszközeivel lehet tisztázni. Az űrfizika-fejezetben tárgyaljuk a napszél létrejöttét a nagy hőmérsékletű napkoronából. Ez a folyamatosan kiáramló plazma, töltött részecskék árama, hatalmas mennyiségű tömeget szállít kifelé, de nagy vezetőképessége miatt mágneses teret is visz magával, ami a Nap rotációja miatt az ún. archimedesi spirál alakot veszi fel, ez a tér összeköttetést jelent az eltávozott plazma és a Nap között. Így kialakul egy olyan helyzet, hogy a távolra került tömeg révén a Nap rotációja lassul a korcsolya-piruetthez hasonlóan a karok kinyújtásakor. A magyarázat realitását alátámasztja, hogy a fősorozat előtt, T Tauri állapotban a csillagszél intenzitása nagyságrendekkel nagyobb a mai napszélénél, tehát ennek az ún magnetohidrodinamikai fékezésnek különösen fősorozat előtt hatékony a szerepe.

7.2.2 Mekkora tömegű volt a protoplanetáris köd?

A nagy tömeget feltételező elmélet szerint a kezdeti nagy (kb naptömegnyi) viszkózus anyagkorongban kialakuló inhomogenitásokra hatékony összehúzó hatást gyakorolhatott a gravitáció, a bolygóképzésből kimaradt gáz- és pormennyiséget az intenzív napszél kisodorhatta a Naprendszerből.

Ennél elfogadottabb lett az az elképzelés, hogy a protoplanetáris korong csupán egyszázad naptömegnyi volt. Itt a maradék portömeg kitakarítása nem akkora feladat a napszél számára, azonban az összehúzóadáshoz további folyamatok is szükségesek, hogy a megfelelő méretű, gravitációs vonzásra képes centrumok létrejöhessenek. Ezt a szerepet a legkisebb méretek tartományában kondenzáció játssza kb 1 mikronig, ezután a kis sebességek lehetővé teszik a rugalmatlan ütközéseket, melyek révén további mikroszkopikus tömegek tapadhatnak a növekvő centrumokra, kb 10 cm-es mérettől kezdve pedig már gravitáció is szerepet játszhat a további növekedésben.

7.2.3 Egyszerre keletkeztek-e a Nap és a bolygók, és mikor?

Az egyidejű keletkezés elképzelésével szemben az lenne az alternatíva, hogy a kialakult Nap később gyűjtött maga köré olyan anyagfelhőt, melyből bolygórendszer alakulhatott ki. Ezt teljesen valószínűtlenné teszi az a körülmény, hogy a bolygórendszer közepes síkja igen közel esik a szoláris egyenlítőéhez, vagyis valószínűleg közös irányú rotáció során alakultak ilyenné. A legmeggyőzőbb adatokat meteoritokban található radioaktív izotópok mérései szolgáltatták. A következő bomlások felezési idejei elég hosszúak a célhoz:

$$\begin{array}{ll}
 {}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ar} & 1,28 \times 10^9 \text{ év} \\
 {}^{87}\text{Rb} \rightarrow {}^{87}\text{Sr} & 4,88 \times 10^{10} \text{ év} \\
 {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{238}\text{Pb} & 4,47 \times 10^9 \text{ év}
 \end{array} \quad (7.2)$$

A fenti leányelemek meteoritokban végzett mérései alapján a Naprendszer kora:

$$T_{\text{Naprendszer}} = 4,55 \times 10^9 \pm 10^8 \text{ év} \quad (7.3)$$

Ezt az adatot meteoritokban végzett izotópmérésekből kapták. Becslések szerint a Nap belsejében ezután indult be a pp ciklus. A legidősebb 3,5 milliárd éves fossziliát Ausztráliában találták, tehát ekkor a Nap már az élethez megfelelő luminozitású lehetett.

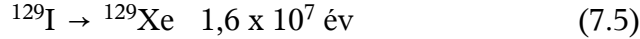
7.2.4 Milyen eredetű a protoplanetáris korong?

Két lehetőség közül lehet választani. Az egyik szerint a protoplanetáris korong elemei a Napban keletkeztek termonukleáris folyamatok révén és kidobódtak, a másik szerint pedig jelen voltak az intersztelláris anyagban, ahol a kontrakció elkezdődött. Ez utóbbi elképzelés realitását támasztja alá az óriásbolygóknál talált deutérium/hidrogén arány, ami magasabb, mint az intersztelláris érték. A Napból bizonyosan nem érkezhett deutérium, mivel ott létrejötte után néhány perces időn belül megtörténik az alábbi reakció:



(ld az 5.1 táblázat harmadik reakcióját). Ezért a Napban nincs deutérium. Ha azonban a D/H az óriásbolygókon nagyobb az intersztelláris értéknél, akkor a deutérium csak olyan térrészből származhat, ahol egy szupernóvarobbanás létrehozta, de a ritka szétdobott anyagban fennmaradhatott.

A vélelmezhető szupernóvarobbanásnak további mérhető tanúja is van. A jód 129-es izotópja bétabomlással xenon-129 -cé alakul.



Ez jóvel rövidebb felezési idejű, mint a fenti folyamatok. Azt találták, hogy meteoritokban a ${}^{129}\text{Xe}$ anomálishan nagy gyakoriságot mutatott a xenon stabil ${}^{131}\text{Xe}$ izotópjához képest, ami csak úgy lehetséges, hogy a Naprendszer kialakulásának kezdeteinél a feltételezett közeli szupernóva által kidobott ${}^{129}\text{I}$ mennyiség bekerült a felhőbe és a Naprendszerré fejlődés során ${}^{129}\text{Xe}$ lett belőle.

Egy további meteoritikus izotópanómia a ${}^{26}\text{Mg}$ felülreprezentáltsága, mely izotóp az alumínium ${}^{26}\text{Al}$ izotópjából keletkezik béta-bomlással, a ${}^{26}\text{Al}$ pedig szintén szupernóvarobbanásban jön létre (a stabil izotóp az ${}^{27}\text{Al}$).

Ezek további érvek a kezdeteknél bekövetkező szupernóvára, ami mellesleg a kezdeti lökést is megadhatta az összehúzódáshoz.

7.2.5 A fentiek szerint a Naprendszer kialakulása a következő lépésekben történt meg:

- i) A kiinduló közeg egy olyan molekulafelhő, melyet az 5. fejezetben tárgyaltunk, tehát amely teljesíti az (5.2) - (5.3) Jeans-kritériumokat
- ii) Akkréció (tömegnövekedés) intersztelláris anyagból - a magasabb rendszámú elemek nem a Naphól dobódtak ki, mint a termonukleáris reakciók termékei, hanem a protosztelláris felhő a Tejút valamely spirálkarján áthaladva, valószínűleg egy O-B asszociáció (nagy tömegű csillagok) térségében egy szupernóvarobbanás kidobott anyagán keresztülhaladva gyűjtötte be. A szupernóva hozzájárulhatott a köd (5.2) Jeans-sugárnál kisebb térrészre való zsugorításához is.
- iii) A zsugorodás során a rotációs sebesség nőtt, ami az egyenlítő síkjában ellensúlyozni tudta a gravitációs vonzást, ez a hatás azonban a rotáció tengelyéhez közeledve eltűnt, tehát ebből az irányból az anyag behullt a születő Napba. Ennek eredményeképp kialakult egy korongszerű anyageloszlás, mely azután maga is gravitációs vonzást gyakorolt a magasabb szélességen lévő tömegekre. Becslés szerint a korong vastagsága a Naptól való távolság kb egy tizede lehetett. A Napba nem hullott anyag tömege a Napénak kb egy százaléka volt.
- iv) Az egyenlítői korongban mikroszkopikus szemcsenövekedés zajlott kondenzációval. Ez kb 1 mikron nagyságú szemcséket hozhatott létre, majd a kis viszonylagos sebességű szemcsék rugalmatlan ütközés esetén összeragadva tovább növelték a méreteket addig, amíg azok már gravitációsan is magukhoz köthettek szemcséket.
- v) A tömeg növekedésének naptávolságtól függően határt szabhatott az ún. Roche-kritérium:

$$\frac{r_R}{R_{Nap}} = 2.5 \left(\frac{\rho_{Nap}}{\rho_{bolygo}} \right)^{1/3} \quad (7.6)$$

Ennek az a jelentése, hogy a Naptól r_R Roche-távolságon belül egy ρ_{bolygo} -sűrűségű égitestet az árapálykeltő erők szétrombolnak. Ennek lehetett következménye akár a kisbolygó-övezet is, illetve a bolygók gyűrűi. (A szoros kettőscsillagoknál is jelentős kritérium.)

- vi) A napszél a kezdeti időszakban kisöpörte a könnyebb elemeket az óriásbolygókhoz.

8. Naprendszer II - planetológia

8.1 A bolygórendszer általános jellemzése

	Rekv km	tömeg	sűrűség g/cm ³	P _{rot}	P _{orb}	a millió km	tengelydőlés fok	excentricitás	holdak (min)
Merkur	2.440	3,3x10 ²³	5,4	58,6d	88 nap	57,9	2	0,2	0
Vénusz	6.051	4,9x10 ²⁴	5,2	-243 d	225 nap	108,2	177,4	0,007	0
Föld	6.378	6x10 ²⁴	5,5	23h56m4s	365,256 nap	149,6	23,44	0,017	1
Mars	3.396	6,4x10 ²³	3,9	24h37m22s	687 nap	228	25,19	0,094	2
Jupiter	71.492	1,9x10 ²⁷	1,3	9h55m30s	11,9 év	778,55	3,13	0,049	67
Szaturnusz	60.268	5,7x10 ²⁶	0,687	10h33m	29,5 év	1.433,45	26,73	0,056	150
Uránusz	25.559	8,7x10 ²⁵	1,27	17h14m24s	84 év	2.870,67	97,77	0,047	27
Neptunusz	24.764	1x10 ²⁶	1,6	16h6m36s	164,8 év	4.498,54	28,32	0,009	14
Plútó	1.187	13x10 ²²	1,86	6d9h17m36s	248 év	5.874	119,6	0,249	5

R_{ekv}: egyenlítői sugár

P_{rot} P_{orb}: sziderikus rotációs és keringési periódusok

a: fél nagytengely

Megj: a Vénusz tengelydőlése keringési síkjának normálisához 2,6°, de mivel retrográd rotációjú, ezért szerepel itt a 177,4° érték.

A bolygórendszer tagjai két karakterisztikusan különböző csoportot alkotnak, a Föld-típusúakét (vagy kőzetbolygókét) és az óriásbolygókét. A különbségek az alábbiakban foglalhatók össze.

Összetétel A Naprendszer korai szakaszában a T Tauri korszakában lévő Nap a mainál sokkal intenzívebb napszél révén a könnyű elemeket kisöpörte a külső tartományokba, ezért a két csoport közti legjelentősebb különbséget a könnyű és nehezebb elemek gyakoriságának és mennyiségének különbségei jelentik. A hidrogén és hélium legnagyobb részét az óriásbolygók gyűjtötték be, jószerivel legnagyobb részben ezekből állnak.

Sűrűség Az előbbiekből következően a Föld-típusúak sűrűségei (3-6 g/cm³) jellemzően lényegesen nagyobbak az óriásokénál (0.6 - 1.7 g/cm³).

Tömeg A Föld-típusúak között a Földé a legnagyobb, az óriások között a Jupiteré. Ez utóbbié a Naptömeg kb egy ezreléke, de így is kb 2,5-szöröse a többi bolygóénak. Úgy tűnik, hogy a kifelé sodort könnyű elemeket a Jupiter gyűjtötte be leghatékonyabban helyzetéből következően.

Nyomás A nagy méret miatt az óriások centrális nyomása sokkal jelentősebb, megabar nagyságrendű.

Hőmérséklet - a fűtésnek három forrása lehetséges:

- A Kelvin-Helmholtz mechanizmus az 5 fejezetben említett összehúzódás révén felszabaduló potenciális energia fele a belső energia növelésére fordítódik. Ez kezdetben minden bolygón hatékony fűtési mechanizmus volt.
- Izotópbomlás - hosszú távú fűtés számára három radioaktív izotóp bomlása alkalmas:

$^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ felezési idő: 4,468 milliárd év

$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ felezési idő: 14,01 milliárd év

$^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ felezési idő: 1,397 milliárd év

- Árapály mechanizmus - közeli tömeg a keringés során a bolygó vagy hold belsejében folyamatos tömegátrendeződést hajt végre, mely a belső sűrűlódás révén növeli a belső energiát, másrészt visszahat a rotációs periódusra ami fokozatosan a kötött rotáció irányába hat, mint pl a Hold esetén.

Felszín - A Naprendszer kialakulásának korai szakaszában igen jelentős ütközések zajlottak, de a felszínnek intenzív bombázása kb 3.8 milliárd éve lecsengett, bár teljesen soha nem szűnt meg. Ezt érdekes összehasonlítani a Földön talált legrégebbi fosszília kb 3,5 milliárd éves korával, ami azt jelzi, hogy az élet kialakulása a becsapódások visszaszorulása után vált lehetővé.

Atmoszféra - A Nap T Tauri -korszakában a belső bolygók tartományából kisöpört gázok alkotják az óriásbolygók légkörét, ezeket primordiális atmoszféráknak tekintjük. A Föld típusú bolygók légkörei ún. másodlagos atmoszférák, melyek a felfűtés hatására a kőzetekből szabadultak ki. E légkörök szereplői nemcsak kétatomos gázok lehetnek, hanem aszimmetrikus molekulák is, melyeknek dipólmomentumuk van, ilyenek pl a H₂O, CO₂, és a szerves molekulák. Ezek vibrációs és rotációs módusainak gerjesztési energiája abba a tartományba esik, ahol a felszín a legjobban sugároz, ezt azután részben visszavetítik a felszínre, így alakul ki az üvegház-effektus.

Holdak és gyűrűk jellemzően az óriásbolygók körül találhatóak, ami arra utal, hogy a Naprendszer-feljődés korai szakaszában odaszállított anyagból keletkeztek. A Mars és Föld holdjaira visszatérünk.

8.2 Föld-típusú bolygók

8.2.1 Merkúr

Szabad szemmel észrevehető, de Nap-közelsége miatt nehezen figyelhető meg, mert 28° -nál jobban soha nem távolodik el a Naptól, vagyis maximális naptávolságnál is csak este naplemente után, vagy reggel napfelkelte előtt vehető észre. Részletes információk csak a Mariner 10 (1974-75) és a Messenger (2004-2015) missziók révén ismeretesek. Jelenleg (2015) előkészületben van egy BepiColombo nevű űrkísérlet részletesebb vizsgálatokra.

A Merkúr sűrűsége igen nagy annak ellenére, hogy gravitációs összehúzó ereje kis tömege miatt kisebb, mint a Földé. Ez a nagy rendszámú elemek említett nagy relatív mennyisége miatt lehetséges, vagyis a naprendszer keletkezési folyamatában innen távozott a legtöbb könnyebb elem. Magja valószínűleg olvadt a közeli Nap árapálykeltő hatása miatt, de a felszín nem mutatja vulkanikus tevékenység nyomait a nagy becsapódások 3.8 milliárd évvel ezelőtti lecsengése után. A korábbi becsapódások krátereiből kikerült láva - a Holdtól eltérően - nem mutat jelentős különbséget a környezethez képest, ezért valószínű, hogy kérge vastagabb a Holdénál. Hosszú rotációs periódusa és nagy sűrűsége miatt lapultsága gyakorlatilag nulla.

A korai becsapódások krátereinek méreteloszlása a becsapódó testek tömegeloszlását tükrözi. Különösen érdekes alakzat a Caloris Medence, melynek átmérője 1500 km, 2 km mély, és a felszín őrzi annak nyomát, hogy a szilárd kéregben tovaterjedő felszíni hullám az óceáni vízfelület hullámfrontjához hasonlóan az egész Merkúr-felületen végigfutott és az átellenes pontján összefutva sajátos felszíni alakzatokat hozott létre. A felszín jellegzetes részei a síkságok, illetve a hasadékok, melyek az összehúzódás során keletkezettek. Lemeztektonika nyomait nem mutatja, ami arra utal, hogy belsejében nincsenek konvektív áramlások (ld a Föld címszót).

A Merkúr atmoszférája igen vékony, felszíni nyomása kisebb mint 2×10^{-9} mbar, összetevői hamar elillannak, de kigőzölgések és üstökösök révén átmenetileg pótolhatók. Meglepő módon - a Nap-közelség ellenére - a sarkok környékén jelentős mennyiségű vízjeget is találtak.

Érdekesség, hogy rotációs és keringési periódusa 3:2 rezonanciát mutat, vagyis két Merkúr-év alatt három Merkúr-nap zajlik le.

8.2.2 Vénusz

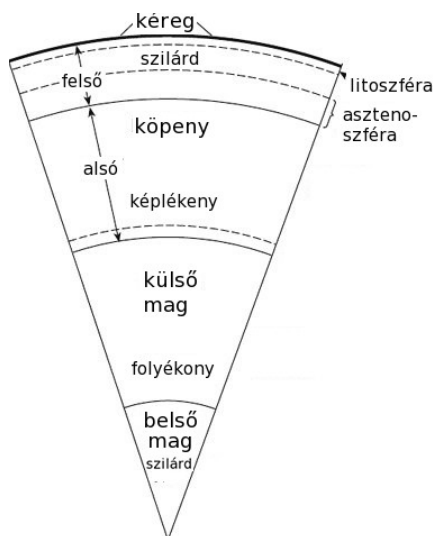
Az "esthajnalcsillag" maximális látszó fényessége a legnagyobb az éjszakai égbolton, eléri a -4,6 magnitúdó értéket. Ennek oka egyrészt Nap- és Föld-közelsége, másrészt sűrű, nagy albedójú atmoszférája. Holdja nincs. Különlegessége a lassú retrográd rotáció -243 (földi) nap sziderikus periódussal, ami hosszabb, mint 225 (földi) napos sziderikus keringési periódusa. Ezek az adatok azt eredményezik, hogy a Vénuszról nézve egy Vénusz-év hossza egy Vénusz-napnak 1.92-szerese. A kis rotációs sebesség a Merkurohoz hasonlóan lapultság-mentes bolygóformát eredményez. Pályájának excentricitása a legkisebb.

A bevezetésben említett üvegház-effektus hatása a Vénuszon a legerőteljesebb, itt vannak jelen legnagyobb százalékban a bipoláris molekulák. Döntő a széndioxid (CO_2) 96%-os aránya, de jelen van a víz (H_2O), szilíciumoxid (SO_2), szénmonoxid (CO), sőt a sósav (HCl) és a hidrogénfluorid (HF) is. Az üvegházhatás megfutása (greenhouse runaway) azt eredményezte, hogy a felszínen a hőmérséklet $460\text{ }^\circ\text{C}$, a nyomás pedig $9,2\text{ MPa}$, a földfelszíni légnyomás 92-szerese. A Vénusz légkörében intenzív azimutális áramlások - szelek - uralkodnak, melyek sebessége eléri a felszín rotációs sebességének 60-szorosát. Atmoszférájának hőmérsékleti rétegződése egyszerűbb a Földénél, hőmérséklete kb 50 km-ig monoton hűl, majd kb állandó marad 200 km-ig.

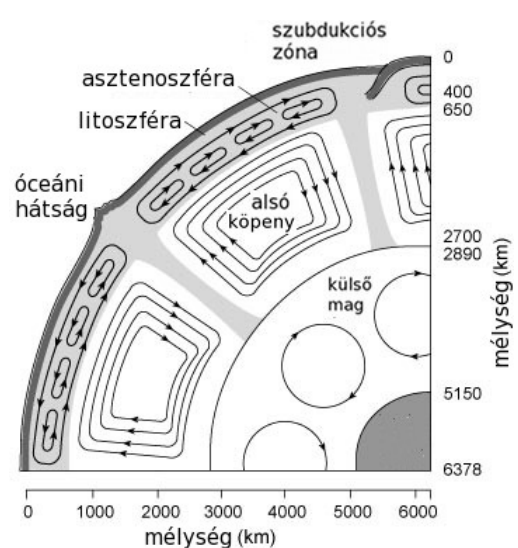
A pokoli környezet nem teszi lehetővé űrlaboratóriumok részletes felszíni vizsgálatait, eddig négy szovjet leszállógységnek sikerült felszínre érkezni és kb félórás időtartamig működőképesnek maradni. A felszínről közelről készített felvételek csupán kövekkel borított tájat mutatnak, a Vénusz-felszín részletes térképe azonban elkészült keringő egységek radarmérései révén. Ez a térkép két nagyobb területet mutat, melyek kiemelkednek az átlagos felszínből, ezeket földi analógiával kontinenseknek nevezték el és mitológiai nőalakok neveit kapták, az északi félgömb kontinense az Ishtar Terra, a délié pedig az Aphrodite Terra. A felszín becsapódások és vulkanizmus jeleit egyaránt mutatja, de a vulkánok környékén meglepetésre nem észlelhetők lávafolyások nyomai.

8.2.3 Föld

Belső struktúráját az jellemzi, hogy a kőzetbolygók között ennek a legnagyobb a belső hőmérséklete, miután a radioaktív bomlások és az árapály folyamatok jelenleg is hatékony fűtőmechanizmusok. A mélységi rétegződést a fajsúly, valamint a hőmérséklet szerinti rétegződés és az ennek következtében kialakuló folyékony-szilárd fázisok váltakozása jellemzi. A rétegek sematikus képe a 8.1a ábrán látható. A legkülső, néhány km vastag szilárd réteg a földkéreg, alatta helyezkedik el a köpeny, melynek legkülső rétege szilárd, ez alkotja a kéreggel együtt a litoszférát, az alatta lévő képlékeny réteg az asztenoszféra.



8.1a ábra A Föld belső rétegei



8.1b ábra A lemeztektonika konvekciós háttere

A 8.1b ábra a belső rétegek konvektív áramlási mintázatait mutatja, melyek következtében a litoszféra nagyobb, összefüggő tartományai, tektonikus lemezei egymáshoz képest elmozdulnak, ezt a folyamatot írja le a lemeztektonika. A folyamat következményeképpen a széttartó lemezek között jönnek létre az óceáni hátságok, az összeütköző lemezek határánál pedig a szubdukciós (alámerülési) zónák. Mindkettő vulkanikus tevékenység forrása lehet. Az óceáni hátságoknál láva tör fel a mélyből, a szubdukciós zónáknál (pl az Andok hegységet megemelő zónánál) pedig a lemerült kőzet megolvad és vulkánok formájában tör a felszínre, ezek az andezit vulkánok. A tektonikus lemezek kb 300 millió éve váltak szét egy ősi kontinens darabjaiként és vándoroltak távolabb kialakítva a mai kontinensek képét.

A Föld légkörének hőmérséklet szerinti rétegződését az ionoszféra rétegekkel összehasonlítva mutatja a 9.9 ábra. Az élet és időjárásunk folyamatai az alsó kb 12 km-en belül zajlanak, ez a troposzféra. Ennek felső határáig - a tropopauzáig - a hőmérséklet csökken, majd efölött a sztratoszférában újra emelkedni kezd. Az ábra szerint a rétegeket a váltakozó növekvő-csökkenő hőmérsékletek szerint különböztetjük meg, melyeket -pauza nevű határfelületek választanak el, ahol a hőmérsékletgradiens megfordul. A légkör legnagyobb részét széndioxidot tartalmaz, ami a fejezet bevezetése szerint üvegházhatást okoz - a földi élet nagy szerencséjére, ugyanis enélkül az átlagos felszíni hőmérséklet a jóval fagypont alatt lenne, folyékony víz nem lenne.

Az évszakok váltakozását az teszi lehetővé, hogy a forgástengelyt 23,44 fokos szöveget zár be a pálya normálisával. A tél-nyár különbséget azonban nem csak ez határozza meg, hanem az is, hogy az elliptikus pálya miatt a napközeli és naptávoli ponton kapott sugárzási energia 6,5%-os különbséget mutat. Az északi félgömbön ezt csökkenti az, hogy a napközeli pont január 3-ra esik, ez az itteni telet enyhíti, ugyanez a déli félgömbön erősebb tél-nyár ingadozást okoz, amihez hozzájárul a két félgömb különböző kontinens-óceán aránya is.

A Föld-Hold rendszer kialakulásának kérdése egyelőre nincs végleg megválaszolva. A felmerült válaszok közül nem tartható a befogási elképzelés, ehhez a Hold túl nagy (a bolygójához képest legnagyobb hold a Naprendszerben), valamint a páros bolygóként való kialakulás sem. Jelenleg a legvalószínűbbnek egy kozmikus katasztrófa szerepe tűnik, melyben egy hipotetikus Theia nevű égitest összeütközött az ős-Földdel, hatalmas mennyiségű anyagot kiszakított belőle és létrejött a Föld társa. Emellett szól, hogy a Hold átlagos sűrűsége kisebb a Földénél és felszínének összetétele nagyjából megegyezik a Földével, vagyis a kiszakított és eltávolított tömeg a Föld külső tartományaiból származhat.

8.2.4 Mars

Az űrkísérletek leggyakoribb célpontja, eddig (2015-ig) 55 misszió zajlott, jelenleg is folynak Mars-programok.

Szabad szemmel is feltűnő vörös színét (melyről a háború istenének nevét kapta) a felszínt borító vasoxid por okozza. Magja a Földéhez hasonlóan tartalmaz vasat és nikkelt, de könnyebb elemeket is, ezért átlagos sűrűsége a Föld-típusúak között a legkisebb felszíne nagyrészt szilikátokat, továbbá magnéziumot, alumíniumot, kalciumot tartalmaz. A felszínt valamikor tektonikus és vulkanikus események is alakították, de a belső fűtési folyamat már leállt, a hőtermelő izotópok kimerültek, holdjai kicsik az árapálykeltéshez, ezért kérge is jóval vastagabb, mint a Földé.

Felszínén számos becsapódási kráter található, köztük a Naprendszer eddig azonosított legnagyobb ilyen krátere, mely kb 9000 km átmérőjű, ez egy közel Plútó-méretű test becsapódásakor keletkezhetett. Igen feltűnő alakzat a Naprendszer legnagyobb vulkáni kúpja, az Olympus Mons nevű pajzsvulkán, melynek magassága 8,8 km. Másik feltűnő felszíni alakzata a Valles Marineris, 4000 km hosszú és 7 km mély. Eredete nem világos, de jelenleg a legvalószínűbbnek egy valamikori lemeztektonikai folyamatot tartják.

Légköre igen ritka, a felszíni légnyomás kb 0,6 kPa. Ennek oka részben kicsiny tömege, másrészt az, hogy nincs jelentős magnetoszférája, ami pajzsként védhetné a napszél hatásától (ld. a 9. fejezetet), így a napszéláram magával sodorhatja az atmoszféra molekuláit. A légkör döntően

CO₂ gázt tartalmaz, továbbá kis mennyiségben N₂, O₂ és H₂O -t.

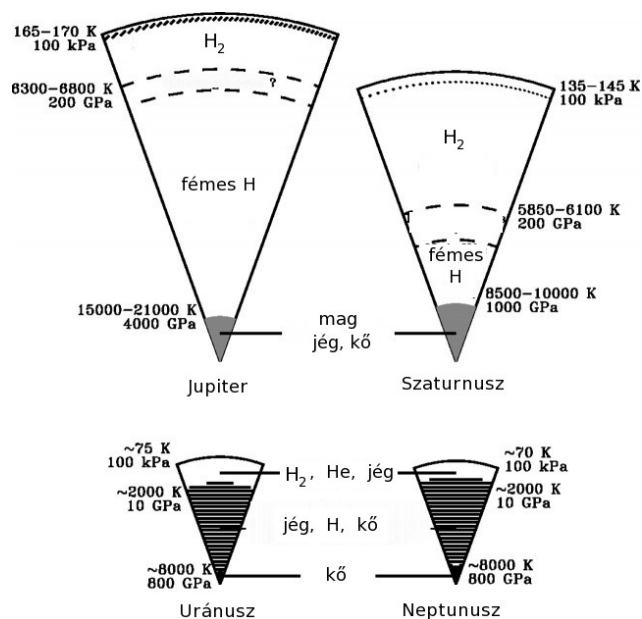
A Földön kívül sokáig a Mars tűnt olyan bolygónak, melyen élet működhet, tengelydőlése hasonló a Földéhez, tehát az évszakok is hasonlóan váltakoznak rajta. A legnagyobb érdeklődés a felszíni víz lehetőségét kísérte. A régóta ismeretes fehér sarki sapkáról azonban kiderült, hogy fagyott széndioxid alkotja, az ún. szárazjég. A marsi élet lehetőségének úttörője a két Viking-misszió volt (1974-76), melyek az északi félgömb átellenes oldalain szálltak le és az első részletes képeket küldték a felszínről.

A szondák mintát vettek a talajból és - más lehetőség híján - a földi típusú élet nyomainak kimutatására a következő vizsgálatokat végezték el. A növényi életforma kimutatásához a talajmintát egy zárt térbe helyezték, radioaktív ¹⁴C izotóppal megjelölt CO₂ gázt engedtek fölé, megvilágították egy ottani napsugárzást imitáló lámpával, majd eltávolították a megjelölt CO₂ gázt felhevítették a mintát és mérték, hogy a mintából kibocsátott gáz tartalmaz-e ¹⁴C izotópot, ami azt jelezte volna, hogy a növényi élet fotoszintézis révén beépítette magába, majd a hevítésre kibocsátotta. Az eredmény mindkét helyszínen negatív volt.

Az állati életforma vizsgálata egy másik tartályban úgy zajlott, hogy a mintához "húsleves"-nek nevezett keveréket adtak, mely ¹⁴C-vel megjelölt aminosavakat tartalmazott. A feltételezett állati metabolizmus révén ezek beépülhetek volna a szervezetekbe, ezek kilélegezték volna a radioaktív CO₂ molekulákat, melyeket detektálni lehetett volna. Ezek a kísérletek is negatív eredménnyel végződtek. A Marson földi típusú élet jelenlegi tudásunk szerint nincs, de a vizsgálatok tovább folynak a lehetséges szerves molekulák után.

8.3 Óriásbolygók

A 8.2 ábra a négy óriásbolygó szerkezetét, a hőmérséklet nyomás és összetétel rétegződését hasonlítja össze. A Jupiter és Szaturnusz, a két gázbolygó, felszín alatti rétege nagyrészt hidrogénmolekulákat tartalmaz, ezután egy átmeneti réteg alatt a hidrogén egy különös fázisa, a Wigner Jenő és Huntington által jósolt fémes hidrogén közeg található. Ebben magas hőmérsékleten és nyomáson a hidrogén ionizálódik és a fémekhez hasonló elektronfelhő található. A centrumban jég-kő konglomerátum van, itt található a nehezebb elemek. Az Uránusz és Neptunusz, a két jégbolygó nem tartalmaz fémes hidrogén réteget, belsejük jelentős része jég-kő konglomerátum, magjuk viszonylag kicsi. A H, D, He primordiális atmoszférát az óriásbolygók gyűjtötték be, hőenergia-termelésük a Kelvin-Helmholtz mechanizmusra épül.



8.2 ábra Az óriásbolygók belső szerkezete

8.3.1 Jupiter

Tömege a Napénak egy ezreléke, de így is 2,5-szöröse a többi bolygónak együttvéve. Rotációs periódusa igen rövid, kevesebb, mint tíz óra. Ez rendkívül intenzív légköri dinamikát generál hatalmas örvények és nagy szélességek jellemzik. Hőmérsékletét nem kizárólag a Nap sugárzása alakítja, hanem saját energiatermelése is, melynek forrása a radioaktív izotópok csekély szerepe, valamint árapálykeltő hatások hiánya miatt gyakorlatilag a Kelvin-Helmholtz mechanizmus. Az összehúzódási folyamat jelenleg is zajlik, mivel a gáz állapot lehetővé teszi.

Atmoszférája primordiális eredetű, tehát túlnyomórészt hidrogénből és héliumból áll, de kimutathatók a légkörben CH_4 , NH_3 és H_2O molekulák is.

Legnagyobb és legismertebb légköri alakzata, a nagy Vörös Folt immár több mint három évszázada ismert, e rendkívüli stabilitást igen nagy kihívás az elméleti leírás számára. A déli féltekén lévő foltban az óramutató járásával ellentétes irányú örvénylés zajlik, ami nagynyomású központra utaló anticiklon. Ilyenből több is észlelhető a Jupiter légkörében, de ezek kisebbek és rövidebb élettartamúak.

Eddig ismert 67 holdja közül négyet már Galilei is észlelt (Io, Europa, Ganymedes, Callisto), így jött rá, hogy más vonzócentrum is van a Naprendszerben körülötte keringő kísérekkel. A legnagyobb érdeklődés jelenleg a legbelső Io és az Europa felé fordul. Az Io a hatalmas és közeli tömeg hatására a Naprendszer legerősebb árapálykeltő folyamatának hatására olvadt belsővel rendelkezik és a Naprendszer legjelentősebb vulkanikus tevékenységét mutatja, mintegy 400 aktív vulkánal, melyek kidobott anyaga 200 km magasságig is eljut. Az Europa holdon a vízjég felület alatt folyékony vizet sejtene. A Jupiternek vékony gyűrűrendszere is van szilárd törmelékből.

8.3.2 Szaturnusz

Átlagos sűrűsége a legkisebb, de környezete a leggazdagabb, eddig legalább 150 holdját regisztráltak és igen összetett gyűrűrendszere Galilei óta ismeretes. A Jupiteréhez hasonlóan gyors rotációja miatt lapultsága is jelentős. Atmoszférájában a primordiális gázok mellett egy sor szerves molekulát is kimutáltak. Felszínét nagy sebességű szelek uralják, időnként megjelenik rajta a Jupiter Vörös Foltjához hasonló de rövidebb életű fehér folt, pólusain pedig erőteljes örvénystruktúra található.

A gyűrűk tagoltságát Cassini már a 17. században észlelte, de a Voyager szondák elképesztő gazdag gyűrűstruktúrát tártak fel. A gyűrűk számára nehéz szeparálhatóságuk miatt nincsenek egyértelmű adatok, azonban jól el lehet különíteni tizenkét gyűrűrendszert és két nagyobb rést. Eredetük kétféle lehet, szétesett üstökös, illetve Roche-határon belül került szatellita. Jelentős részben jégből állnak, ezért is látszanak olyan jól a Földről.

Holdjai közül a legjelentősebb a Titán, melyet sokáig a Naprendszer legnagyobb holdjának tartottak (a Ganymedes a legnagyobb). Egyedül ezen a holdon létezik jelentős atmoszféra, továbbá szénhidrogének változatos fajtái. A légkör nitrogéntartalma valószínűleg nem primordiális eredetű, hanem valamilyen Oort-felhőből származó üstökös hozadéka.

8.3.3 Uránusz

Wilhelm Herschel 1781-ben fedezte fel saját készítésű távcsövével, de valójában már az ókorban is észlelhetők mivel valamivel fényesebb a láthatósági határnál, csak nagyon halvány és nagyon lassan mozog, tehát csillagnak vélték. A két jégóriás egyike. Legkülönösebb sajátossága forgástengelyének dőlése pályájának normálisához: 97,77 fok, ez azt jelenti, hogy rotációja retrográdnak számít és keringési idejének kb felében az egyik félgömbön van nappal, a másikon pedig éjszaka. Mivel holdjainak és gyűrűinek síkja gyakorlatilag megegyezik egyenlítőjének síkjával, ezért feltételezhető, hogy a Naprendszer kialakulásának korai szakaszában érte olyan kozmikus katasztrófa az egész rendszert, mely a forgástengelyt a keringési sík közelébe hozta és aztán alakult ki a bolygó és környezete.

Atmoszférájának felszíne nem tartalmaz olyan feltűnő alakzatokat, mint a többi óriásé, de itt is megjelent már sötét folt, valamint időnként felhőszerű alakzatok.

8.3.4 Neptunusz

A jelenleg naprendszerbeli bolygónak tekintett égitestek közül az egyetlen, mely nem látható szabad szemmel. Többen úgy tartják, hogy Galilei már észlelte távcsövével, regisztrálta, de csillagnak hitte.

Az órisá-bolygók között sűrűsége a legnagyobb. Légköre a primordiális gázok mellett ammóniát is tartalmaz, ez adja kékes színét. A Voyager közeli felvételei nagy meglepetésre igen változatos légköri alakzatokat mutattak, több anticiklonikus sötét foltot, valamint olyan felhőket, melyek árnyékot vetettek a mélyebben lévő rétegekre. Három gyűrűje igen halvány és instabil.

8.5 Plútó és rokonsága

A Plútó felfedezését hatalmas várakozás előzte meg, mert általánosan biztosra vették a kilencedik bolygó létezését a Titius-Bode jóslat pályáján. Clyde Tombaugh valóban megtalálta a kilencediknek vélt bolygót 1930-ban, de a vártnál jóval kisebb tömeggel (a Föld tömegének két ezreléke). Sokáig kihívásnak számított megtalálni a tizedik bolygót, ehelyett a Plútó státusát gondolták újra. A Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU) a következő kritériumokat fogalmazta meg egy naprendszerbeli égitest bolygóként való besorolásához:

1. A Nap körül kell keringenie.
2. Gravitációs összehúzó hatásának elegendőnek kell lennie közel gömb alakúra formálásához.
3. Pályáján a környezetét meg kell tisztítania.

A Plútó nem teljesíti a 3. pontot, tömege a pályáján található szereplőknek csupán hét százaléka. Összehasonlításképpen, a Jupiter pályáján is vannak más testek, de a 4 és 5 Lagrange-pontok trójai és görög aszteroidái, tehát messze a Jupitertől és ezek össztömege elenyésző. Jelenleg inkább egy új család kezd ismertté válni a Naprendszer tagjai között, a Plútó típusú törpebolygóké, melyekből már számosat azonosítottak. Ezek a Kuiper-öv szereplői. A Plútó elliptikus pályájának van egy olyan szakasza, melyen a Neptunusz pályáján belülre kerül, de a Neptunusz-Plútó keringési idők 2:3 rezonanciája és pozícióik hosszú időre biztosítják, hogy nem ütköznek össze.

A Plútó kutatásában a 2015 év áttörést jelent, a New Horizons nevű űrszonda először készített részletes képeket a felszínéről és Charon nevű holdjáról. Felszínének 98 %-át nitrogén-jég borítja, nyomokban metán és szénmonoxid. A felszín becsapódások és tektonikai folyamatok nyomait mutatja. Belsejében jelentős méretű közetmag és fölötté vízjég köpeny van. Légköre a felszínt borító jegek gáz állapotú változatait tartalmazza, melyek az erősen változó naptávolság miatt változó mértékben fagynak rá a felszínre.

9. Űrfizika

Az űrfizika a Naprendszer plazmafizikája. Központi jelenségek a naptevékenység, a Nap sebesség- és mágneses tereinek kölcsönhatás-rendszere révén létrejövő eseménysor. Ezek következtében a Naptól plazmák áramlanak ki, melyek a bolygóközi térben a bolygókkal való találkozás során kölcsönhatásba lépnek velük. A jelenségek plazmafizikai, magnetohidrodinamikai (MHD) eszközökkel írható le.

A plazmák töltött részecskéket tartalmazó gázok, melyekben a pozitív és negatív töltések számszerűen kiegyenlítik egymást, ezért a plazmák kifelé kvázisemlegesek. A semleges gázoktól alapvetően az különbözteti meg őket, hogy kollektív tulajdonságokkal rendelkeznek, vagyis egyes töltött részecskék viselkedésére a környezetükben lévő töltött részecskék reagálnak. A kollektív tulajdonságok egy bizonyos méreten belül jelentkeznek, ezen kívül a hőmozgás dominál. Ezt az x_D karakterisztikus méretet nevezik **Debye-hossznak**:

$$x_D \equiv \left(\frac{kT\varepsilon}{2n e^2} \right)^{1/2} \quad (9.1)$$

ahol n az elektronsűrűség, e az elektrontöltés, ε a vákuum dielektromos állandója.

A plazma időbeli karakterisztikus paramétere a **plazmafrequencia** (Langmuir-frequencia):

$$\left(\frac{n_0 e^2}{m\varepsilon} \right)^{1/2} = \omega_L \quad (9.2)$$

egy adott töltéssűrűség-perturbáció ilyen rezgést idéz elő, vagy megfordítva, ekkora körfrequenciát képes követni a plazma töltéssűrűség-ingadozása, ennél nagyobb nem (minél nagyobb az n_0 töltéssűrűség, annál nagyobb frequenciával képes rezegni). Mágneses tér jelenlétében jellemző adat a **Larmor-frequencia** (ciklotron-, szinkrotron- vagy girofrequencia), melynél a mágneses térben körpályára kényszerített töltésre ható Lorentz-erő jelenti a centripetális erőt:

$$\omega = \frac{eB}{m} \quad (9.3)$$

A plazmadinamikát leíró egyenletek:

Kontinuitási egyenlet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (9.4)$$

Mozgásegyenlet :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} \equiv \rho \left\{ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right\} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} + \rho \vec{g} \quad (9.5)$$

ahol a jobboldal középső tagja - a **Lorentz erő** - révén kapcsolódik a gáz- ill elektrodinamika. A Lorentz-erő két részre bontható, a $B^2/2\mu$ mágneses nyomásra (μ a mágneses permeabilitás) és az erővonalak görbültségéből származó mágneses feszültségre, vagy tenzióra.

Állapotegyenlet:

$$p = 2\rho RT \quad (9.6)$$

A Maxwell-egyenletek:

Oersted-egyenlet (Maxwell 1):
$$\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (9.7)$$

Forrásmentesség (Maxwell 2):
$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (9.8)$$

Poisson-egyenlet (Maxwell 3):
$$\nabla \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \rho_t \quad (9.9)$$

Faraday-egyenlet (Maxwell 4):
$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \quad (9.10)$$

Az **Ohm törvény** általánosított alakja:

$$\frac{1}{\sigma} \vec{j} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \quad (9.11)$$

ahol σ a vezetőképesség, a jobboldal második tagja pedig a Lorentz-erőnek megfelelő tag.

Indukcióegyenlet (9.7), (9.10) és (9.11) felhasználásával:

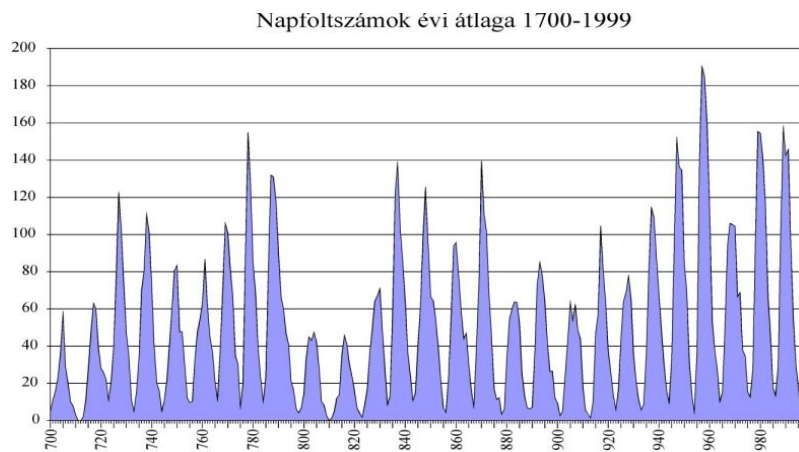
$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times [\vec{v} \times \vec{B}] + \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 \vec{B} \quad (9.12)$$

a jobboldal második tagjának szorzóját, a mágneses diffuzivitást η -vel is jelölik (ebben a σ vezetőképesség mellett μ a vákuum mágneses permeabilitása). Ez dönti el, hogy a mágneses tér hogyan változik időben. Kis η (nagy vezetőképesség) esetén a jobboldal első tagja dominál, ekkor a sebességtér szabja meg a folyamatot, ekkor érvényes a Alfvén-féle befagyási tétel, mely szerint a nagy vezetőképességű plazma mozgása során magával viszi a mágneses teret. A nagy értékű mágneses diffuzivitás (kis vezetőképesség) a másik szélső eset, ekkor a mágneses tér időbeli változásának meghatározója a $\nabla^2 \vec{B}$ inhomogenitás, ekkor a mágneses tér szétdiffundál.

9.1 Naptevékenység

Napciklusok

A napfoltok megjelenésének gyakorisága kb 11 évenként maximumot ér el, ilyenkor egyidőben számos foltcsoport látható a napkorongon, a közbenső minimum-időszakban alig jelennek meg. Ezt napfoltciklusnak, általánosabban naptevékenységi ciklusnak nevezik, mivel a napfoltok mellett egy egyéb napjelenségek (flerek, napszélsebesség) is hasonló változást mutatnak. A 9.1. ábra a napfoltok számának évi átlagait (a havi összegek éves átlagait) mutatja 1700-1999 között.

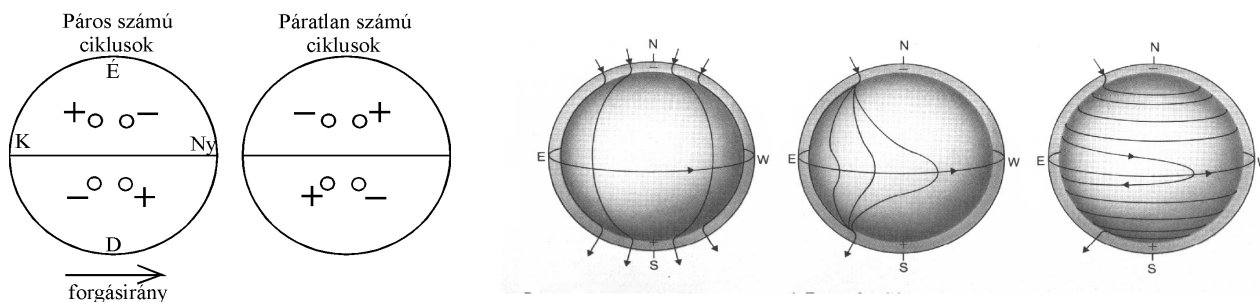


9.1 ábra A Napfoltok számának éves átlagai 1700 és 1999 között

A napfoltokat már Galilei is észlelte, de a fizikai természetükre vonatkozó legfontosabb felismerés G.E. Hale nevéhez fűződik, aki kimutatta, hogy bennük erős mágneses tér van. Ő fogalmazta meg a foltcsoportok mágneses tereinek ciklusfüggésére vonatkozó **Hale-szabályt**.

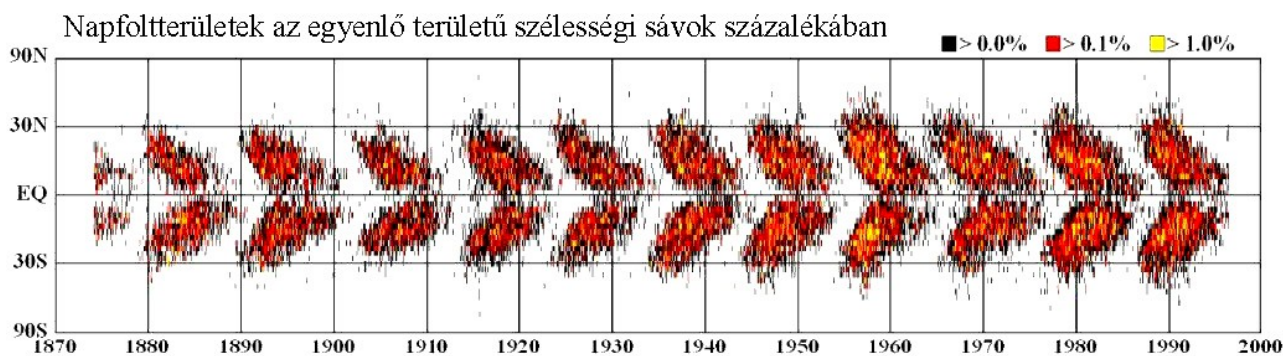
- 1.) a foltcsoportok forgásirány szerint vezető és követő része ellentétes polaritású foltokat tartalmaz
- 2.) egy adott ciklusban az egyik félgömbön mindig egy adott polaritás a vezető a másik félgömbön pedig a másik

3.) a következő 11 éves ciklusban az említett polaritásviszonyok megfordulnak. Így jön létre a Hale-ciklus, vagy 22 éves mágneses ciklus. Ld. a 9.2 ábrát.



9.2. ábra a) a Hale-szabály sematikus megjelenítése. Az északi és déli félgömbön kis körök jelzik egy-egy foltcsoport vezető és követő részét. b) A differenciális rotáció és a feltekeredő erővonalak

Differenciális rotáció - a különböző szélességű zónák nem azonos szögsebességgel forognak, a legnagyobb szögsebességű zóna az egyenlítőnél található, a pólusok felé haladva a szögsebesség csökken. A jelenséget, a felszíni szögsebesség szélességfüggését az $\omega = A + B \sin^2 \varphi$ formula segítségével szokták leírni, ahol ω a φ szélességű övezet szögsebessége, a konstansok legismertebb értékei: $A = 14,368$ fok/nap illetve $B = -2,69$ fok/nap.



9.3. ábra A Spörer-szabály (a boulderi NOAA ábrája alapján)

A **Spörer-szabály** értelmében az aktív vidékek átlagos szélessége a napciklus során egyre csökken és a ciklus végére az egyenlítő közelébe ér (9.3. ábra).

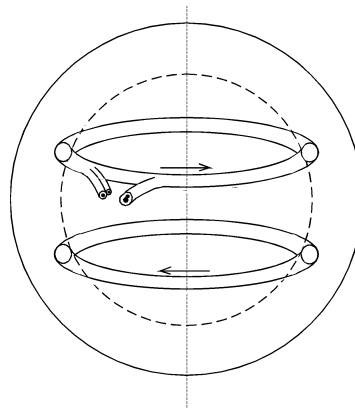
A **napciklus lefolyása** Kiindulásként képzeljünk el egy olyan globális mágneses teret, melynek a naptevékenységi minimumban két mágneses pólusa van, ez a poloidális állapot. Az erővonalak a differenciális rotáció miatt fokozatosan feltekerednek, ld. a 9.2b ábrát, ez a (9.12)-nél említett befagyási tétel miatt megy végbe a nagy vezetőképesség miatt. Kialakul két hatalmas mágneses gyűrű (tórusz), ezt toroidális állapotnak nevezzük, ami a naptevékenységi maximum időszakára jellemző. Ezután egy elméletileg egyelőre nem tisztázott folyamat révén a toroidális térből felépül az előzővel ellentétes polaritású poloidális tér és a folyamat ellenkező előjellel újraindul.

A **szoláris dinamó** - a fenti sematikus leírás szemléletes, de az elméleti nehézségek jelentősek. A folyamat leírása a dinamóelmélet feladata. Dinamónak azt a mechanizmust nevezzük, melynek során mechanikai energiából mágneses energia keletkezik. A Cowling-tétel szerint egyenletes forgás nem hozhat létre stacionárius mágneses teret, vagyis a Nap forgó plazmája, mint köráram nem lehet a Nap mágneses terének egyedüli forrása. A Napon működő mágneses terek eseménysorozata azért lehetséges, mert nem egy egyenletes forgás, hanem különböző sebességterek alakítják a folyamatot, a mágneses tér pedig nem stacionárius, hanem a napciklusok sorozata a poloidális és toroidális topológiájú mágneses terek váltakozásának a folyamata. A dinamóelmélet azt tárgyalja, hogy az ismert sebességterek hogyan alakítják át egyik fázisból a másikba a globális teret.

A 9.1. ábrán csak a tizennyolcadik század kezdetétől tüntettük fel a napfoltok számának alakulását, azonban egy fontos körülmény ábra nélkül is megemlíthető: a tizenhetedik század második felében minden valószínűség szerint szünetelt a naptevékenység, vagy ha működött is, akkor nagyon alacsony szinten. Ezt az időszakot nevezik **Maunder-minimumnak**. Közvetett információk is szólnak amellett, hogy a Maunder-minimum idején szünetelt a napciklus. Ez további kihívás, azt is meg kellene tudni magyarázni, hogy a folyamat hogyan állhat le, illetve mitől indulhat ismét el.

Napfoltok

A fenti folyamat eredményeképpen a globális tóruszok bizonyos helyein olyan felhajtóerő lép fel, mely a hatalmas fluxusköteg egy darabját a felszínig emeli, az ott fel- és lebukkan és így létrehozza a foltcsoport különböző polaritású vezető és követő részcsopotját. A 9.4 ábrán látható, hogy ez az egyszerű elképzelés hogyan adja vissza a fenti 1) és 2) Hale-szabályt, tekintetbe véve, hogy a 9.2.b ábránál említett feltekeredés az északi és déli félgömbön ellentétes irányú tóruszokat alakít ki.



9.4.ábra Felbukkanó fluxusköteg

A nyugodt (erős mágneses tér nélküli) fotoszféra 6000 Kelvin fokos hőmérséklete helyett egy átlagos folté kb 4500 K fokos. Néhány további jellemző adat:

- Maximális mágneses tér: 0,3 Tesla (3000 gauss)
- maximális foltátmérő ~ 22.000 km, területe ~ 122 msh (msh: millionth of solar hemisphere)
- foltcsoport élettartam: egynapostól a néhány (maximum kb. négy) hónaposig

Fáklyák

Azon kisebb mágneses fluxuscsovek, melyek nem alkotnak nagy fluxussűrűségű napfoltokat, az ún. szupergranulációs sebességtér hatására laza halmazokba állnak össze a szupergranulációs cellák határai mentén. Az ilyen fluxuscso-együttesek a fotoszférában a napperem környékén látszanak a környezetüknél fényesebbnek (fotoszférikus fáklyák), a fölöttük lévő kromoszféra pedig a fluxuscsovek által szállított MHD-hullámok révén kap fűtést, ezért fényesebb környezeténél.

Protuberanciák

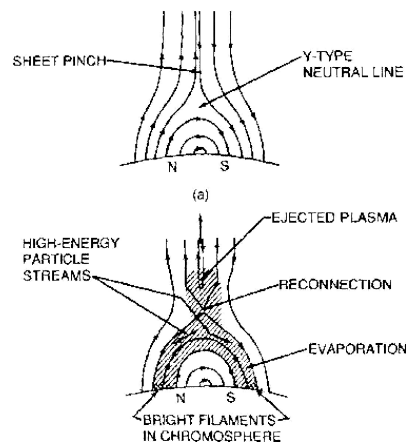
Látványos, hídszerű alakzatok a koronában, csak adott hullámhosszakon figyelhetők meg, leggyakrabban a hidrogén ún. H-alfa vonalában észlelik. A mágneses tér képes lehet arra, hogy a nem túl nagy sebességű plazmát megtartsa, és ez a fénylő plazma mintegy láthatóvá teszi a mágneses teret. A protuberanciák általában nyugodt alakzatok, akár hetekig is "élhetnek", de ha a stacionárius állapot megszakad, akkor keletkezik a robbanó protuberancia. A korongon a környezetükhöz képest sötétebbnek látszanak, ez a filament. Legtöbbször két különböző mágneses polaritású terület határán húzódnak (zéró filament).

Flerek

Hatalmas expozív események a napfelszínhez közeli atmoszférában, melyek során tipikusan néhány perces időtartam alatt $10^{21} - 10^{26}$ Joule energia szabadulhat fel. A jelenség oka egy adott aktív vidék feletti olyan instabil mágneses konfiguráció, mely rövid idő alatt egy stabilabb formációba megy át, a gyors folyamat során felszabaduló energia pedig az adott térrészben lévő részecskék mozgási energiájává alakul. Ezek egy része azután lefelé záporozik, felfűti az atmoszféra alsó rétegeit, ami látványos felfénylést okoz, más része pedig nagy sebességgel kifelé áramlik.

Az esemény mögött lezajló folyamat az ellentétes irányú és egymással szoros közelségbe kerülő mágneses terek erővonalainak átkötődése (rekonnekciója). Egy lehetséges rekonnekciót eredményező alakzat látható a 9.5 ábrán.

Az energiafelszabadulás következményei drámaiak. A kidobott plazma a fentiek szerint két részből áll. A felgyorsított részecskék közel relativisztikus energiájúak, néhány száz keV-től néhányszor tíz MeV-ig, ezek kifelé irányuló árama kb órás nagyságrendű idő alatt érheti el a Földet, ezek a szoláris kozmikus részecskék. A másik plazmaáram a mágneses tér által kötött formában, a CME-k formájában terjed, ld. lentebb.



9.5 ábra Egy flerhez vezető konfiguráció.

Flerek klasszifikációja A flereket régebben a H-alfa észleléseken mért területük alapján klasszifikálták, az üresközökön történő röntgenészlelések kezdete óta az 1-8 Å tartományban 1 Cs.E. távolságban mért intenzitással jellemzik őket X, M, C és B osztályba való sorolással

Az osztályok jelentése:

X:	$I > 10^{-4} \text{ W/m}^2$
M:	$10^{-4} \text{ W/m}^2 > I > 10^{-5} \text{ W/m}^2$
C:	$10^{-5} \text{ W/m}^2 > I > 10^{-6} \text{ W/m}^2$
B:	$10^{-6} \text{ W/m}^2 > I > 10^{-7} \text{ W/m}^2$

CME-k A flerek látványos kísérőjelensége lehet a CME - Coronal Mass Ejection, magyarul korona-anyagkidobódás. A flerek folyamán végbement erővonal-átrendeződésnek általában van olyan következménye, hogy az aktív vidék fölötti mágneses fluxuskötegek elszakadnak a felszínhez közeli részeiktől és szabaddá válva óriásira (a napátmérő sokszorosára) fúvódnak fel majd nagy sebességgel eltávoznak a Naptól. A CME-k a naprendszer legnagyobb összefüggő alakzatainak tekinthetők. A felfúvódásnak az az oka, hogy az elszakadás után a fluxuskötegekben uralkodó Lorentz erővel immár semmi nem tart egyensúlyt. Az alakzat egy olyan gigantikus buborékként képzelhető el, melynek összetartó ereje nem a felületi feszültség, hanem a mágneses tér, melyet a befagyási tétel miatt a plazma magával visz. Egy átlagos CME-vel kidobott anyag tömege kb. egymilliárd tonna lehet (a nyugodt Nap ennyit kb. negyedóra alatt bocsát ki a napszél révén), sebessége 20 km s^{-1} től 1200 km s^{-1} -ig terjedhet.

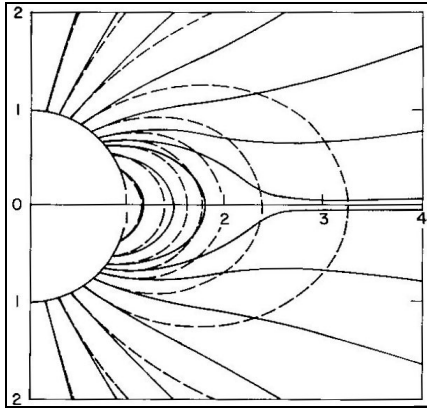
A napállandó

A Nap stabil fősorozati csillag, az általa időegység alatt kibocsátott energia mennyisége csak igen kis mértékben változik, ezért 1978 előtt, amikor csak földfelszíni mérésekre lehetett hagyatkozni, állandónak is vélték és napállandónak nevezték el a napsugárzásnak a teljes hullámhossztartományra integrált energiáját, mely a sugárzás irányára merőleges és a közepes Nap-Föld távolságban elgondolt egységnyi felületen időegység alatt halad át. Ez igen fontos paraméter. Egyrészt a Napról eltávozó energiának hosszú távon stacionárius működés esetén egyenlőnek kell lennie a magban termelődő energiával, ami a napmodellek ellenőrzését teszi lehetővé, másrészt viszonylag kicsiny változásai is befolyásolják a földi atmoszféra energiaháztartását. A műholdas mérések szerint a "napállandó" nem is állandó, ezért szerencsésebb szóhasználat a "teljes szoláris besugárzás" (Total Solar Irradiance - TSI), ennek havi átlagértékei $1365,5$ és 1367 w/m^2 közé esnek. A TSI naptevékenységi maximum idején nagyobb, mint minimumkor.

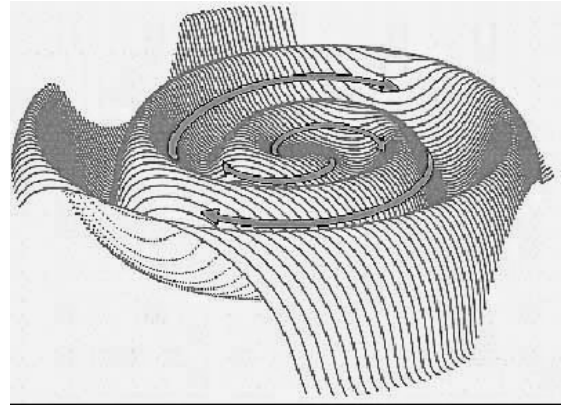
Napszél

A Nap külső atmoszférarétege, a korona több millió fokban hőmérsékletű, ami azt jelenti, hogy jelentős számú itt lévő részecske sebessége felülmúlja a szökési sebességet és ez az anyagtömeg kifelé áramlik, ezt nevezzük napszélnek. Alkotóelemei között neutrális atomok gyakorlatilag nincsenek a forrásvidék nagy hőmérséklete miatt, az áram túlnyomórészt protonokból és elektronokból áll, kisebb mennyiségben egyszeresen ill kétszeresen ionizált héliumot is tartalmaz. A napszél átlagos sebessége alacsony szélességeken nyugodt időszakban 400 km/s , magasabb

szélességeken a sebesség nagyobb, aktivitási jelenségek (CME) is jelentős növekedést okozhatnak.



9.6a ábra A napkorona mágneses tere expanszió jelenlétében (folytonos vonal) és a dipóltér (szaggatott vonal).



9.6b ábra A balerinaszoknya-struktúra

A 9.6a ábra az aktivitás nélküli (minimum) napkorona metszetét mutatja. A szoláris egyenlítő környékén vannak olyan fluxuskötegek, melyek a Napon záródnak, magasabb szélességeken azonban a kifelé áramló plazma - a befagyás tétele miatt - kifelé húzza az erővonalakat. Az északi és déli térrészben a mágneses tér ellentétes irányban (kifelé ill. befelé) mutat, ezeket egy áramréteg választja el egymástól, melyet neutrális rétegnek is neveznek. A neutrális réteg azonban nem sík, hanem hullámszerű felület a Nap körül, melyben a 9.6b ábrából láthatóan a Földpálya síkja szakaszonként az északi ill déli tartomány mágneses terébe kerül.

Poláris koronalyukak - ez a koronaalakzat ott keletkezik, ahol nagyobb összefüggő területen "nyílt" a mágneses tér a 9.6.a ábra értelmében, ahol tehát akadálytalanul áramolhat kifelé a napszél. Az adott területek a Nap összetett globális mágneses terének a dipólkomponensét képviselik. Az innen kiáramló napszél sebessége nagyobb a stacionárius átlagértéknél, általában $\sim 600\text{km/s}$ körüli, és a Nap rotációja miatt körbepásztázza annak környezetét, ezért ezeket a nyalábokat gyors együttforgó áramoknak (**fast corotating streams**) is nevezik. Ezek a nyalábok a geomágneses aktivitásnál említendő **rekurrens zavarok** forrásai, mivel a naprotáció ütemében, a geofizikában használatos nevén a Bartels periódussal ismétlődően elérhetik a Földet. A kb 27 napos Bartels-periódus a Nap szinódikus rotációs periódusának felel meg.

9.2 A Föld magnetoszférája

A Föld mágneses tere jó közelítéssel dipóltér, melynek tengelye nem esik egybe a Föld forgástengelyével. Ez a két tengely gyakorlatilag semmilyen mágneses térrel rendelkező égitest esetében nem esik egybe. E tengelyek mégis elég közel esnek egymáshoz, ezért a mágneses tengely általában nagy szöget zár be a Nap-Föld iránnyal. A mágneses tér saját változásai százezer éves időskálán történnek, az általunk mérhető változások mind a napból áramló plazma hatásait tükrözik. A mágneses dipóltér tengelyszimmetrikus jelenség, de a bolygók mágneses környezete a napszéllel való kölcsönhatás révén sajátos alakzatot mutat, ezt nevezzük magnetoszférának.

A napszél mágneses tere 1 CsE -nél 5nT körüli érték, a Föld mágneses tere pedig 30.000nT a földfelszínen és kb 30 nT 10 földszög távolságban, a napszél mégis képes jelentős hatást kifejteni. A napszéláram hatására kialakul egy határoló felület, mely elválasztja a Föld mágneses környezetét az interplanetáris tértől, ezt nevezzük **magnetopauzának**. A Nap irányában a magnetopauza távolságát a földfelszíntől a külső és belső nyomások egyensúlya határozza meg. A belső a magnetoszféra B_M mágneses nyomása, a külső pedig a napszél impuzusárama, az ún. dinamikus nyomás. Ez utóbbi a szubszoláris ponton (a magnetopauzának a Nap-Föld egyenesen lévő pontján) úgy írható fel, hogy egy m^3 térfogatban lévő v sebességű N részecskéből egységnyi idő alatt Nv

ütközés történik a magnetopauza egy m^2 felületén, és a részecskék impuzusa mv , tehát

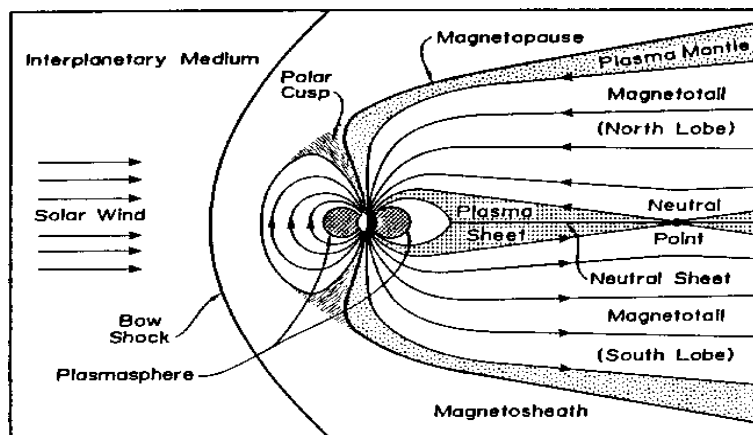
$$Nmv^2 \equiv \rho v^2 = \frac{B_M^2}{2\mu_0} \quad (9.13)$$

Ez az egyensúly a stacionárius napszélsebesség ($\sim 400 \text{ km/s}$) esetén a szubszoláris irányban a földfelszíntől kb 10 földugáryni ($10 \times 6400 \text{ km}$) távolságban és kb 2 nPa értéknél áll be, ami a napszélsebességtől függően jelentősen változhat. A magnetoszféra többi részét a ábráról ismerhetjük meg.

Bow shock - fejhullám, vagy íves lökéshullám. A napszél sebessége szuperszonikus, ami alatt itt nem a hanghullámokkal való összehasonlítás értendő. Nyomáshullámok a napszélben nehezen terjedhetnek, mert az alacsony sűrűség miatt a részecskék szabad úthossza 10^9 km nagyságrendű, ehelyett a zavarok terjedése a mágneses tér transzverzális hullámai, az Alfvén-hullámok révén lehetséges. Az Alfvén-sebesség a következő:

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\rho\mu}} \quad (9.14)$$

értéke a Föld környezetében $\sim 50 \text{ km/s}$. A haladási és zavarterjedési sebességek arányát a Mach-számmal szokták jellemezni, tehát az itt használható ún. Alfvén-Mach szám értéke 8. Emiatt létezik a bow shock felület, melyen a napszél szubszonikus értékre lassul.



9.7 ábra A magnetoszféra metszete a déli-éjféli meridián mentén. A mágneses tér északi pólusa a földrajzi déli pólus közelébe esik.

Magnetosheath - mágneses burok, a bow shock és magnetopauza közötti turbulens tartomány.

Magnetopauza - itt áll be a nyomási egyensúly.

Cusp - hasadék. a póluskörnyéki tölcészerű nyílás. Szoláris eredetű részecskék ebben a régióban tudnak az atmoszféráig lehatolni, és a sarkifény-eseményt előidézni.

Plasmasphere - belső magnetoszféra, az a tartomány, mely a Földdel együtt forog. Alakja közel tengelyszimmetrikusan dipóljellegű.

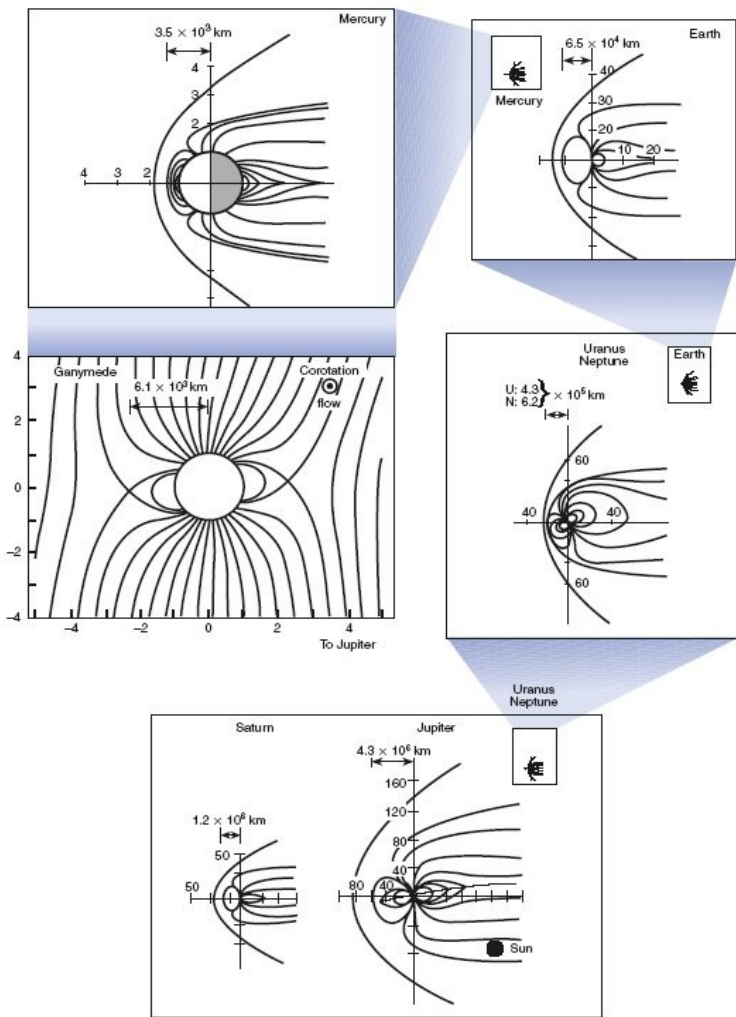
Plasma sheet - plazmaréteg, ide kerül a magnetoszféra belsejébe jutott plazma másik része. Belsejében húzódik a neutrális réteg, vagy áramréteg.

Magnetotail - mágneses csóva, a magnetoszférának a szélben lobogó zászlóhoz hasonlóan hosszan (a Hold pályáján túl) elnyúló tartománya a Nappal átellenes oldalon. Északi és déli szárnyában befelé ill. kifelé mutat a mágneses tér. Itt zajlanak olyan mágneses erővonal-átkötődések, melyek révén a Föld felé vissza is irányul anyagáramlás, a szubviharok előidézője

Sugárzási (Van Allen) övezetek. Olyan tartományok, melyekben nagy energiájú részecskék vannak csapdába ejtve.

9.3 Bolygó-magnetoszférák

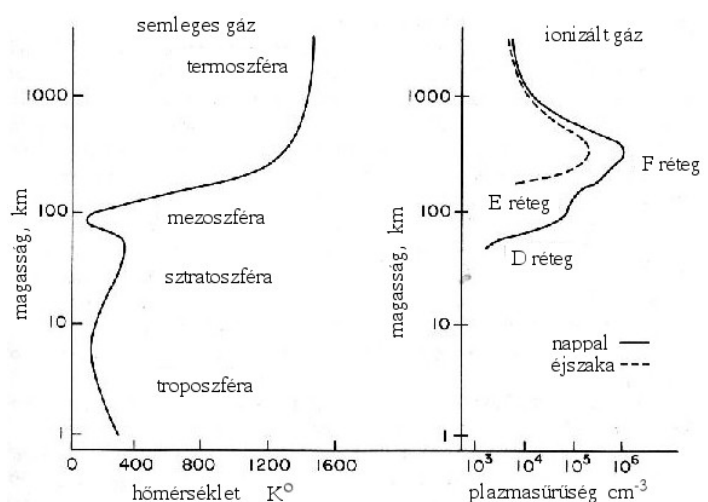
A belső bolygók közül csak a Földnek van jelentősebb mágneses tere a kiterjedt belső olvadt tartomány révén. A Merkúr gyenge, 400nT terének eredete ismeretlen. A Vénusz ~100nT gyenge tere nem a belsejében keletkezik, hanem a napszél által az ionoszférájában indukált tér. A Marson egyik említett körülmény sincs jelen, mágneses tere néhányszor tíz nT. Minden óriásbolygónak van mágneses tere, a Jupiteré a legerősebb, felszíni mágneses tere a Földének tízszerese. E bolygóknál a magnetoszférák mérete is óriási, (9.13) szerint a magnetopauza nyugalmi helyzete igen távol van a bolygótól, mivel az erősebb mágneses tér mellett a napszél sűrűsége jóval kisebb, mint a Földnél. A Jupiter mágneses csóvája túlnyúlik a Szaturnusz pályáján, magnetopauzája a Földről a teliholdnál nagyobbak látszana. A Szaturnusz tere gyengébb, a mágneses és a forgástengely iránya kivételesen nagyjából egybeesik. Az Uránusz mágneses tengelye a forgástengelyhez hasonlóan közel esik pályasíkjához,



9.8 ábra A bolygók magnetoszféra-méretei

9.4 A Föld ionoszférája

A kb 70 km feletti tartományokban a földi légkör alkotó elemei egyre nagyobb mértékben ionizálódnak a Nap UV és részecskesugárzásának hatására. Ezek a rétegek egyrészt kapcsolódnak a neutrális atmoszférához, másrészt - az itt található elektromos töltésmennyiség révén - a magnetoszférához is. A magasság növekedésével az elektronsűrűség növekedésének van egy sajátos profilja, mely a 9.9 ábrán látható a semleges légkör rétegeivel összehasonlítva. A nappali és éjszakai profil különbsége mutatja a napsugárzás hatását, a naptevékenység maximális és minimális szintje is különböző profilokat eredményez.



9.9 ábra Az atmoszféra és az ionoszféra rétegei

Az ionoszféra elsősorban az atmoszférikus N_2 , O_2 és O gázok ionizációja révén jön létre. Ennek a folyamatnak a szereplőit az alábbi egyenletek írják le.

Kontinuitási egyenlet

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \operatorname{div}(N \vec{v}) \quad (9.15)$$

Itt N az elektronsűrűség, q a Chapman-féle produkciófüggvény, L a rekombináció miatti veszteség, a divergencia-tag pedig a mozgások következtében fellépő elektronveszteséget írja le, ahol v a közepes driftsebesség.

Chapman-féle produkciófüggvény:

$$q = \eta \sigma n I \quad (9.16)$$

A formulában I az ionizáló sugárzás intenzitása, n azon atomok és molekulák sűrűsége, melyek az adott sugárzással ionizálhatók, σ a sugárzás hatáskeresztmetszete, η pedig az elnyelt sugárzásnak az a hányada, mely ionizációra fordítódik. A szoláris ionizáló sugárzás intenzitása a következőképpen változik:

$$I = I_{\infty} e^{-\tau} \quad (9.17)$$

ahol τ az optikai mélység, I_{∞} pedig a sugárzásnak a végtelenben (az atmoszférán kívül) mérhető intenzitása. A produkció mértéke ott a legerősebb, ahol az optikai mélység egységnyi.

A Chapman-függvény elemzése - egy néhány egyszerűsítő feltevéssel - az ionoszféra fontos tulajdonságait képes megjósolni. A formulából következik, hogy kell lennie egy maximális produkciójú magasságnak (9.9. ábra, F réteg), hiszen lefelé csökken az ionizáló sugárzás intenzitása, felfelé pedig csökken az ionizálható alkotóelemek száma.

SID (Sudden Ionospheric Disturbance) - ionoszférikus válasz a szoláris flerekre. A flerek idején a szoláris spektrumnak éppen az a tartománya - a nagyenergiájú UV ill. röntgensugárzás - változik legnagyobb mértékben, mely a légköri ionizációt okozza, ilyenkor tehát hirtelen változik meg az összes réteg állapota, vagyis elektronsűrűsége.

Az ionoszféra vizsgálata többféle eszközzel lehetséges, a legelterjedtebb az ionoszonda. Ez rádióhullámot bocsát felfelé és méri a visszavert hullám intenzitását. A kibocsátott frekvencia növelésével elérkezünk egy olyan értékig, mely megfelel a vizsgált réteg plazmafrequenciájának, (9.2), e fölött a plazma már nem képes rezegni, áteresztővé válik és nem kapunk visszavert jelet. E határfrequenciából (9.2) -vel a töltéssűrűség meghatározható. Az ionoszféra vizsgálatára rovábbi eszköz a Thompson-szórást vizsgáló inkoherens szórásradar, pl az EISCAT műszer.

9.5 Kozmikus sugárzás

Nagyenergiájú részecskék fluxusa. Eredete szerint három fajtáját különböztetjük meg:

Szoláris kozmikus sugárzás (Solar Cosmic Rays - SCR) A Naptól érkező nagy energiájú részecskék forrásai a napkitörések. A SCR energiája nukleononként elérheti a több száz MeV-es, sőt a GeV-es értékeket is. Összetétele hasonlít a galaktikus kozmikus sugárzására, túlnyomórészt protonokat, 10%-ban alfa-részecskéket, 1-2% -ban nehezebb elemeket tartalmaz.

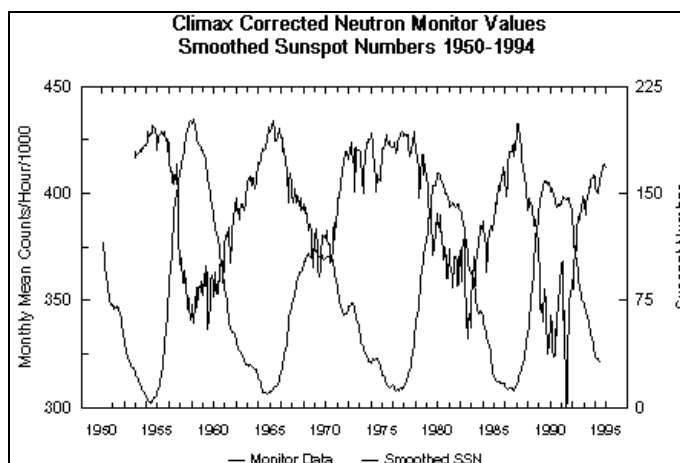
Galaktikus kozmikus sugárzás (GCR) Ez a legjellegzetesebb komponens, a kozmikus sugárzás legnagyobb energiájú komponense egészen bizonyosan extragalaktikus eredetű. Összetétele a SCR-hez hasonló, túlnyomórészt protonok, kb 10% hélium, elenyésző részben nehezebb elemek.

Anomális kozmikus sugárzás (ACR) Nem valamilyen hirtelen energiafelszabadulás révén jön létre, hanem egy bonyolultabb folyamat eredményeképpen: i) az interstelláris tér neutrális atomjai beszívórognak a hélioszféra felé, ii) ionizálódnak a szoláris UV sugárzás hatására, vagy a napszéllel való töltéscsere révén, iii) a napszél magával viszi őket a hélioszféra külső részébe, iv) a napszél végződési frontján (termination shock) eltérítődnek és felgyorsulnak, és végül v) diffúzió ill. drift révén újból a hélioszféra belsejébe kerülnek mint kozmikus sugárzás.

Szoláris moduláció A napszél kölcsönhatásba lép a kozmikus sugárzással. Nagyobb flerek idején a földfelszínen mérhető kozmikus sugárzás intenzitása rövid időre megnő, majd szintén rövid idő alatt jelentősen lecsökken és hosszabb idő elteltével áll be a stacionárius állapot. A nagyobb intenzitású kifelé irányuló plazmaáram hatékonyabb árnyékoló hatást fejt ki a külső eredetű

kozmosz sugárzással szemben. Ezt az árnyékolást Forbush-effektusnak nevezik.

Intenzívebb kifelé irányuló plazmaáram hatékonyabb árnyékoló hatást fejt ki a kozmosz sugárzással szemben. Ezt az árnyékolást Forbush-effektusnak nevezik. Az árnyékolás elsősorban nem az ütközések miatt lép fel (a nagy szabad úthosszak miatt) hanem a mágneses struktúrákon való szóródás révén. A hatás hosszabb távon is demonstrálható: a 9.10 ábra az 1950-94 közötti időszakban mutatja a napfoltok számát és egy neutron monitor adatait. Az antikorrreláció egyértelmű, amit persze nem a napfoltok száma okoz, hanem az, hogy vele párhuzamosan változik a kiáramló plazma átlagos sebessége és sűrűsége is.



9.10 ábra A naptevékenység és a kozmosz sugárzás intenzitása 1950 és 1994 között.

9.6 Hélioszféra

A magnetoszféra formáját a napszél és a Föld mágneses terének kölcsönhatása alakítja. Ehhez hasonlóan a napszél és a Naprendszer körüli interstelláris plazma kölcsönhatása alakítja ki a hélioszféra tartományát, a fogalmak is a magnetoszféraéhoz hasonlóak. A hélioszférát a környező interstelláris gáztól a héliopauza választja el, ezen belül kialakul egy végződési front (termination shock), melynél a napszél szubszonikusá válik. Ezen kívül van egy turbulens réteg (heliosheath), majd a héliopauza, ahol a napszél és a környező interstelláris plazma nyomási egyensúlyban van. A Voyager 1 szonda 2012-ban jelezte, hogy áthaladt ezen a határfelületen, ami a Naptól 121 Csillagászati Egység távolságra történt meg. Ez a Naprendszer plazmakörnyezetének határát jelenti a Naprendszer interstelláris térben való haladásának irányában.

9.7 Űridőjárás

A fentiek egy új paradigma, az űridőjárás részterületeinek tekinthetők. Ez egyrészt a jelenségkör forrását, a naptevékenységet, a Nap által kibocsátott plazma és elektromágneses sugárzás változó mértékét, másrészt az interplanetáris tér, a bolygók és elsősorban a Föld környezetének erre adott válaszait vizsgálja rövid távon, az űrklíma pedig hosszú távon. Néhány fontos követett mennyiség- :

Szoláris hatások:

- TSI - totális szoláris irradiancia (korábban "napállandó")
- flerek (röntgenfluxus mértéke, ld a flerek klasszifikációja címszót), CME-k
- napszélsebesség, protonfluxus
- a szoláris plazma által szállított mágneses tér iránya (mivel a Földi mágneses tér dél-észak irányú, ezért kölcsönhatása a beérkező plazmával akkor hatékony, ha annak mágneses tere déli irányú komponenssel rendelkezik, ezt más néven negatív B_z komponensű térnek nevezik, ekkor lehetséges átkötődés a szoláris és földi mágneses terek között.)

Földi válaszok mértékei (a fontosabbak):

- Kp index - geomágneses aktivitás planetáris indexe, három óránként összesítik.
- Dst index - az alacsony szélességen, 2-7 földmagyar távolságban található nyugati irányú ún. "gyűrűáram" erősségét jellemzi, ami geomágneses vihar esetén jelentősen megerősödik.
- ionoszféra-rétegek elektronsűrűsége

Fontos indikátor továbbá a kozmosz sugárzás mértéke a Forbush-effektus jellemzésére.

10. A Tejútrendszer

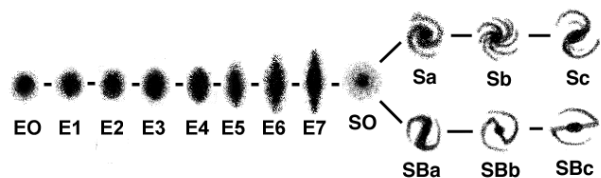
10.1 A Galaxis megismerésének kezdetei

A "Tejút" -név a mitológiai ihletésű görög kifejezés, a "Galaxis" tükörfordítása. A mitológiai elképzelések után Galilei volt az első, aki távcsövével felismerte azt, hogy a halvány, derengő sáv csillagokra bontható. William Herschel (az Uránusz és az infravörös sugárzás felfedezője, eredetileg zeneszerző) már eloszlásokat is próbált grafikusán rögzíteni.

Sokáig nem volt azonban világos, hogy a csillagok sávja a Világegyetemnek egy korlátozott csillagszigete. Korábban az ún. nemstelláris objektumok között a gázfelhők, halmazok és galaxisok egyaránt szerepeltek, mint nem-pontszerűnek észlelt halmazok. Charles Messier a 18. században állította össze a róla elnevezett katalógust, mely ezeket a ködöknek nevezett jelenségek listáját tartalmazta. Az Androméda galaxis Messier-neve például M31. Ezek az elnevezések máig használatosak, főleg az amatőr gyakorlatban, később a New General Catalogue (NGC) váltotta fel.

A galaktikus csillagászat kopernikuszi fordulata Edwin Powell Hubble nevéhez fűződik, akinek sikerült cefeida változókat azonosítani az addig Androméda-ködnek nevezett objektumban és ezek segítségével megállapította, hogy az bizonyosan nem lehet része a Tejútrendszernek, hanem egy távolabbi galaxis. Ez a felismerés a többi hasonló alakzat természetét is megvilágította.

Hubble az észlelt galaxisokat morfológiai osztályokba sorolta, melynek sémája a 10.1 ábrán látható. Ezt formája miatt hangvilla-sémának is nevezik. A galaxisok egy csoportja kompakt, elliptikus objektumnak mutatkozik, ezeket E-vel jelölte ellipticitásuk mértékének megfelelő számmal.



10.1 ábra A Hubble-klasszifikáció sémája

A villa az SO-osztálytól (ún lentikuláris galaxisok) elágazik. Az S jelű objektumok spirálgalaxisok, az a, b, c betűk ezek geometriáját jellemzik, az SB-jelűek pedig ún "barred spiral" típusúak, melyekben a centrumtól a spirálkarig egy rúd (angolul "bar") látszik kinyúlni. Jelenleg úgy tartják, hogy a Tejút a fenti SBc osztályba sorolható.

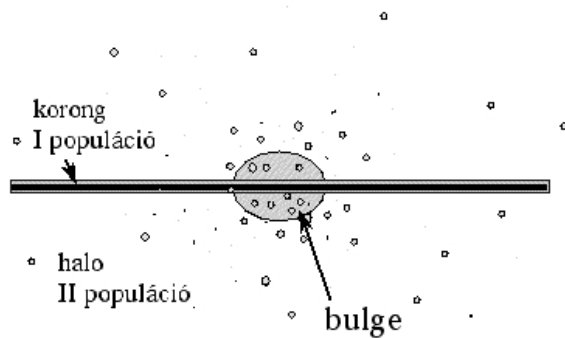
10.2 A Galaxis főbb adatai - ahogyan ma látjuk

- Átmérőjének legvalószínűbb értéke 100 és 120 ezer fényév között lehet. Ez azonban a Naprendszerhez hasonlóan nem köthető konkrét szereplőkhöz, vagy valamilyen paraméter konkrét értékéhez, egyes vélemények 180 ezer fényéves méretet tartanak reálisnak és lehetséges, hogy egyes tárományokról nem lehet eldönteni, hogy a szomszédos galaxisok közül melyik gravitációs hatása dominál.
- Tömege kb $0,8 - 1,5 \times 10^{12} M_{\text{Nap}}$, tehát körülbelül egybillió naptömeg. Ez a látható tömeget jelenti, vannak azonban arra utaló jelek, hogy a Galaxis gravitációs terének vannak nem fénylő komponensei, az úgynevezett sötét anyag.
- Kora úgy becsülhető, hogy bizonyosan öregebb az azonosítható legöregebb csillagánál, ez jelenleg egy 13,7 milliárd éves objektum, tehát a Galaxis kora az Univerzum korához mérhető.
- Csillagainak száma 200-400 milliárd közé tehető. A jelenlegi becslések legalább ennyi bolygót is sejtnek.
- Alkotórészei - a csillagokon kívül a csillaghalmazok (nyílt- és gömbhalmazok), asszociációk, gáz- és porfelhők, nagytömegű fekete lyuk, valamint vélelmezhetően sötét anyag.

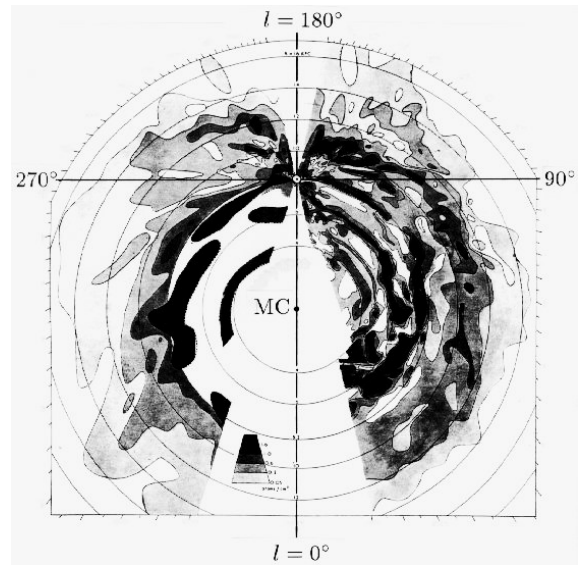
10.3 A Galaxis szerkezete

A részletes feltérképezés feltárta, hogy a Galaxis túlnyomó része a Naprendszerhez hasonlóan egy méreteihez képest lapos, korongszerű alakzatban foglal helyet, a Naprendszer is ebben

található, ezért látjuk az égen áthúzódó sávnak. Ez az alakzat a Galaxis fősíkja, az ún. I populációs csillagok térrésze, a fősík két oldalán található gömbszerű tartományt kitöltő struktúra neve "halo" régió, az ún. II populációs csillagok térrésze (10.2a ábra). A központi részt angol nevén "bulge"-nek (kidudorodás) nevezik.



10.2a ábra A Tejút sematikus képe a fősíkból



10.2b ábra (jobbra) A Tejút képe a galaktikus koordinátarendszer pólusából 21 cm-en.

A Galaktikus koordinátarendszer alapsíkja a Galaxis fősíkja, vagy galaktikus egyenlítő, középpontjában a Nap áll. A 0° galaktikus hosszúságot a Napot a Galaxis centrumával összekötő egyenes jelöli ki. Ezt a síkot gyakorlati okokból négy kvadránsra osztják (10.2b ábra). A galaktikus szélességeket szokásos módon a fősíktól $\pm 90^\circ$ -ig mérjük.

Ha a galaktikai rendszer pólusából szemlélnénk a Tejút, a korong anyageloszlását nem egyenletesnek látnánk. A Tejút a galaxisoknak ahhoz a csoportjához tartozik, melyek korongjában spirálkarok mentén nagyobb anyagsűrűség van (erről részletesebben a következő fejezetben). A Tejút esetében ezt a struktúrát csillagok távolság- és sebességmérésével nehéz lenne feltérképezni, mivel a csillagok mozgása nagy szórást mutat. A kérdésre az első választ rádiótávcsövekkel adták meg a következőképpen.

A spirálkarok az átlagosnál nagyobb sűrűségben tartalmaznak HI (semleges hidrogénatom) felhőket, melyeknek egy speciális hullámhossza, a 21cm-es rádiósugárzás a leghasznosabb eszközt nyújtja távoli hidrogénfelhők vizsgálatához. A sugárzás egy olyan átmenet révén jön létre, melyben a proton és elektron spinjeinek párhuzamos állású konfigurációjából az elektron az alacsonyabb energiájú antiparallel állapotba kerül, a 21 cm -es foton energiája ennek az energiakülönbségnek felel meg. A parallel állapot nagy sűrűségű hidrogéngázban nem fordul elő jelentős mennyiségben, mert az ütközések révén hamar legerjesztődik, a kozmikus hidrogénfelhőkben azonban a hosszú ütközési szabad úthosszak miatt nagyon hosszú ideig fennállhat, míg spontán módon átbillen, ezért ez a sugárzás mindig jelen van. Nagy előnye továbbá, hogy szabadon áthatol a gáz- és porfelhőkön. A Tejút 10.2b ábra szerinti spirálkar-struktúráját ezen a hullámhosszon úgy lehetett feltérképezni, hogy az egész síkot végigpásztázva minden irányban a 21 cm-es vonal különböző Dopplerejtölődést szenvedett sorozatait kapták, e vonalak különböző erősségűek is voltak. A látótérben a Tejút centruma (a "bulge", MC-vel jelölve) leárnyékolja a túloldalt, ezen még a 21cm-es sugárzás sem tud áthatolni.

A spirálkar-szerkezet oka nem teljesen tisztázott. A legelfogadottabb elképzelés szerint egy sűrűség hullámról van szó, vagyis a spirálkar egy olyan térrész, melyben a Galaxis anyaga a rotáció során összetorlódik. A autófolyamhoz szokás hasonlítani, melyet helyenként egy lassabb kamion összesűrit, az előzések során egyes autók továbbjutnak, mások pedig bekerülnek a torlódásba. Ezért ezt a területet nem állandó populáció népesíti be, az állomány cserélődik. A fiatal csillagokon kívül itt a por, HI gáz és HII gáz sűrűsége is nagyobb a karon kívüli térrészeknél.

Az I populáció, a korong jellemzően a fiatal csillagok tartománya. Itt található az ún.

nyílthalmazok, melyek a csillagkeletkezés helyei, továbbá a fősík mentén koncentrálnak a por- és molekulafelhők, melyekből a csillagkeletkezés egyáltalán elindulhat. A porfelhők jelenléte még szabad szemmel is sejtethető, a látható tartományban készült felvételek egy sötét sávot mutatnak a fősík mentén.

A II populáció, a halo jellemzően az öreg csillagok tartománya. Itt találhatóak a gömbhalmazok, melyek jelentős részben a fősorozatról elfejlődött csillagokat tartalmaznak. A halo tartományban csillagkeletkezés nem zajlik.

A "bulge", a centrum kb 10 ezer fényév méretű tartománya jelentős porfelhővel van körülvéve, ezért nem láthatjuk azokat a nagy energiájú és fényességű komponenseket, melyek itt tartózkodnak. Ezek csak infravörös tartományban észlelhetők, mert ez a hullámhossztartomány kevésbé nyelődik el a porfelhőben. A centrum egy több mint 4 millió naptömegű fekete lyukat is tartalmaz, amely azonban nem mutat jelentős aktivitást abban az értelemben, hogy egy év alatt csak kb 10^{-5} naptömegnyi anyagot vonz magába a környező térrészből.

10.4 A Galaxis alkotó részei

A nyílthalmazok, az I populációs csillagok térrészei fiatal csillagokat tartalmaznak. Szabad szemmel látható példájuk a Pleiadok, vagy Fiastyúk, melynek csillagai körül felvételeken jó láthatók a halvány gáz környezet jelei. Egy másik ismert nyílthalmaz a Hyadok. Egy nyílthalmaz csillagai az eredeti presztelláris felhő tömegének kb 10%-át őrzik, a több gázt a T Tauri fázis nagy csillagszél fluxusa kisöpri a tartományból. A csillagfejlődés tanulmányozásának igen kedvező terepei, hiszen tagjainak kora kb azonos, különbségeik csak tömegeik különbségeitől függenek.

A gömbhalmazok, a II populációs csillagok szigetei kb százezernyi csillagot tartalmaznak. (A Tejútrendszeren kívüli gömbhalmazok ennél többet is, sőt azok törpegalaxisok magjával is szolgálhatnak.) Ezekben a Tejútrendszer kezdeti időszakában keletkezett csillagok vannak, melyek fontos sajátosága, hogy "fémszegények". Ez a furcsa kifejezés a csillagspektroszkópia korai időszakából maradt, ekkor az egyszerű szóhasználat miatt fémeknek neveztek minden hidrogénnél és héliumnál nehezebb elemet, mivel ez a kettő uralja az elemgyakorsági statisztikát. A II populációs csillagok fémtartalma kb 1%-a az I populációsokénak. Kezdetben nyilván csak ilyen összetételű gáz állt rendelkezésre. Ennek ellenére ezek spektrumában is megtalálhatók azon hosszú felezési idejű rádióaktív izotópok vonalai, melyek segítségével a gömbhalmazok kora megbecsülhető. Távolságaik mérésének az RR Lyrae csillagok, vagy rövid periódusú cefeidák az eszközei, melyekre szintén létezik periódus-fényesség reláció (6.2b ábra) és jellemzően gömbhalmazokban találhatóak, ezért nevezik őket halmazváltozóknak.

A halmazok korának mérésére létezik egy statisztikai módszer. Ha elkészítjük a halmaz HR diagramját, kiténik, hogy a főág legnagyobb luminozitású szakasza hiányos, egy alacsonyabb luminozitás-értéknél elágazás történik az óriáság felé, ld a 6.1 ábrát. Mivel a legnagyobb tömegű, tehát legnagyobb luminozitású csillagok használják el leghamarabb termonukleáris energiatermelésre alkalmas készletüket és vándorolnak el a főágról az óriáság felé, ezért az elágazás pozíciója a főágon a halmaz korára jellemző.

Porfelhők A Galaxis látható és infravörös tartományában egyaránt azonosítható a nagy mennyiségű por jelenléte a fősíkban és a centrum körül, mely a csillagkeletkezés egyik forrása is. E porfelhők mennyisége az ún. intersztelláris vörösödés jelensége révén vizsgálható, ami nem keverendő össze a később tárgyalandó vöröseltolódással. Mivel a por a spektrum rövidebb hullámhosszú tartományait a hosszabbaknál hatékonyabban elnyeli, ez eltorzítja a sugárzási görbét, melynek észlelt maximuma így nagyobb hullámhossz felé tolódik, vagyis a csillag látszólag hidegebbnek mutatja magát. A hőmérséklet egyrészt ezzel a (4.8)-nál említett Wien formulával becsülhető, másrészt azonban a spektrum vonalainak elemzésével is, melyeket a por nem torzít. A két hőmérséklet-adat közti különbség a porfelhőben megtett optikai úthossz jellemzi, amiből a por mennyisége az adott irányban megállapítható.

Gázfelhők, a HI (semleges hidrogén) felhők a 21 cm-es sugárzásuk révén vizsgálhatók. A HII (ionizált hidrogén) felhők pedig forróbb csillagok környezetében fordulnak elő, ahol az ionizálásuk zajlik, ezekben a jelen lévő protonok és elektronok rekombinációjának fénye észlelhető. Ez utóbbira a leglátványosabb példa a szabad szemmel is érzékelhető Orion-köd. A molekulafelhők észlelése rádiócsillagászati eszközökkel végezhető, hiszen a különböző molekulák rotációs és vibrációs módusai a rádiótartományba eső hullámhosszakon észlelhetők.

10.5 A Galaxis dinamikája

A Naprendszer mozgása a Tejútrendszerben. A Nap 220 km/sec sebességgel halad a centrum körüli pályáján, egy fordulatot 240 millió év alatt tesz meg. Azt az égi pozíciót, melynek irányában a Naprendszer jelenleg halad, apexnek nevezik, ez a Vega csillag közelében van.

Tömegeloszlás - radiális sebességeloszlás Azt, hogy a pályamenti sebességek hogyan változnak a centrumtávolságok függvényében, a fősík radiális tömegeloszlása határozza meg. A két képzeletbeli szélső eset a következő.

- i) Ha a csillag pályáján belüli tömeg egésze egy központi vonzócentrumban koncentrálódna, a helyzet hasonló lenne a Naprendszeréhez, ahol szinte pontszerűnek tekinthető a centrum tömege és a távoli bolygó hozzá képest elhanyagolható tömege. A Tejút M tömegű centrumától R távolban körpályán mozgó test keringési ideje (2.2 Kepler-formula) és v_p pályamenti sebessége ekkor:

$$T^2 = 4\pi^2 \frac{R^3}{GM} \quad \text{és} \quad v_p = \frac{2\pi R}{T} \quad (10.1)$$

ezekből:

$$v_p = \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2} \quad (10.2)$$

vagyis ekkor a pályamenti sebesség fordítottan arányos lenne a távolság négyzetgyökével.

- ii) Ha a korong síkjában a tömegeloszlás radiálisan egyenletes lenne konstans ρ sűrűséggel, akkor a centrumtól R távolságban a centripetális gyorsulás:

$$a = \frac{v_p^2}{R} = \frac{GM_R}{R^2} \quad (10.3)$$

ahol M_R az R sugarú térrészen belüli tömeg:

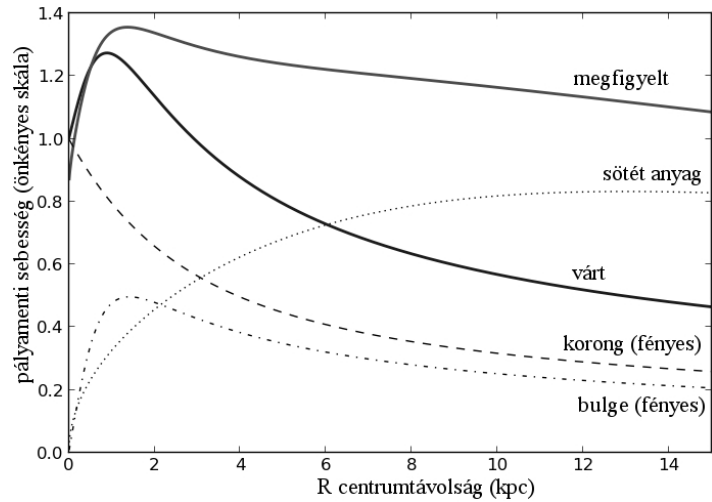
$$M_R = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho \quad (10.4)$$

ezt (10.3) -ba helyettesítve:

$$v_p = \left(\frac{4}{3} \pi G \rho \right)^{1/2} R \quad (10.5)$$

tehát ebben az esetben a pályamenti sebesség az R centrumtávolsággal egyenesen arányos lenne, vagyis a korong úgy rotálna, mint egy merev körlemez.

A valóságos helyzet nyilván valahol a (10.2) és (10.5) között várható a tényleges sűrűségeloszlástól függően. Az nyilvánvaló, hogy kifelé haladva az optikailag észlelhető tömeg egyre ritkább, tehát egyre inkább azt várhatjuk, hogy a pályamenti sebességeket a (10.2) közelítés írja le. A meglepő észlelési tény azonban az, hogy a pályamenti sebesség változása egyik közelítésnek sem felel meg, hanem egy bizonyos távolságtól kezdve egy konstans értéktől alig csökkenő tendenciát mutat. A 10.3 ábra sematikus várt és észlelt sebességgörbéket mutat folytonos vonalakkal, valamint tömegeloszlásokat szaggatott vonalakkal.



10.3 ábra Pályamenti sebesség radiális eloszlása

Két "fényes"-jelű görbe a két populáció optikailag észlelhető tagjainak sebességeloszlását mutatja. Ezek alapján várjuk azt, hogy a centrum közelében, ahol közelítően egyenletes a sűrűségeloszlás, a "merev lemez" -szerű rotáció működik lineáris centrumtávolság-pályamenti sebesség függéssel. Ezen kívül azonban nem csökken a várt mértékben a sebesség, sejtetően egy optikailag nem észlelhető, de gravitációs hatással rendelkező anyag befolyásolja a rotációt. A "sötét anyag" feliratú görbe ezt a hipotetikus tömegeloszlást jelzi, mely meglepő módon a külső tartományban jelentősebbnek mutatkozik, mint a belsőben. E sötét anyag természete jelenleg az egyik legnagyobb kihívása az asztrofizikának, mivel egyéb jelek is utalnak jelenlétére és hatására.

10.6 A Lokális Halmaz

A Tejútrendszerhez közeli galaxisok, a Lokális Halmaz együttesét két hatalmas spirálgalaxis uralja, a Tejútrendszer mellett az Androméda galaxis. A halmaz mintegy 50 tagját azonosították eddig. A két nagy komponens mellett a többiek irreguláris vagy törpegalaxisok. Az Androméda mellett a két másik szabad szemmel látható galaxis a Kis és Nagy Magellán felhő, a déli éggömbön.

A halmaz tagjai között léteznek kölcsönhatások. Magellán áramnak nevezik azt a hidrogénáramot, melyet a Tejútrendszer gravitációs ereje húz ki e két irreguláris galaxisból. A két nagy spirálgalaxis is közeledik egymáshoz kb 100-140 km/sec sebességgel, kb 3-4 milliárd év múlva ütközésre kerülhet sor. A Tejútrendszerrel jelenleg is ütközik egy kisebb törpegalaxis, mely a halo régió felől a fősíkon keresztül áramlik, ezt nevezik Virgo csillagáramnak. A Tejútrendszernek nincs egyéb ilyen ütközése, az Androméda galaxisnak azonban igen intenzív kölcsönhatásai működnek.

11. Extragalaktikus csillagászat

11.1 Galaxistípusok és kialakulásuk

Hubble eredeti klasszifikációs sémáját többen finomították, bővítették, de alapjában véve a 10.1 ábra szerinti fogalmak maradtak a legelterjedtebbek hozzávéve az irreguláris típust.

Az elliptikus galaxisok nem mutatnak struktúrát. A 21 cm -es sugárzás hiánya azt jelzi, hogy kevés gázt tartalmaznak, porfelhők sem észlelhetők. Nagy luminozitású, O és B csillagokat sem tartalmaznak, színük általában vörösebb, mint egyéb típusoké.

A spirálgalaxisok karjaiban zajlik többségében a csillagkeletkezés, itt az elliptikusaktól eltérően nagy mennyiségű gáz is jelen van. A Hubble által megkülönböztetett "barred spiral" típusnál a "rudak" tartománya a legintenzívebb csillagformálódás helye. Az előző fejezetben említett sűrűség hullám-elmélet azt magyarázza meg, hogy miért maradhat fenn hosszú távon a spirálszerkezet, ugyanis pl a Tejút élethossza kb százszorosa a rotációs periódusának, márpedig állandó összetételű spirálkaroknak néhány rotáció alatt fel kellene tekeredniük.

Az irreguláris galaxisok általában alacsony luminozitású törpegalaxisok, melyek jelentős mennyiségű semleges hidrogéngázt tartalmaznak és viszonylag fiatal csillagpopulációjuk van. Belső sebességeik nem jelentősek. Nem sokkal járulnak hozzá az Univerzum fényesség-sűrűségéhez, de ezek és a törpe elliptikusok adják a galaxisok többségét.

Az 5 fejezetben láttuk, hogy a csillagformálódás kezdeteinél az adott presztelláris felhőnek teljesíteni kell a Jeans-kritériumokat, hogy az összehúzódás elindulhasson. A galaxiskeletkezés előfeltételeit az Univerzum keletkezésénél kialakuló inhomogenitások jelentik, erről az utolsó fejezetben lesz szó. A galaxisformálódás elméletének egyik korai dilemmája az volt, hogy a nagy spirálisok és kis irregulárisok milyen fejlődési kapcsolatban állnak. Az egyik elképzelés szerint elsősorban a nagyok jöttek létre és a kisebb galaxisok ezekről váltak le. Ma inkább a fordított irány mellett hozhatók fel empirikus érvek, tehát a nagy galaxisok jönnek létre a kisebbek összeütközése révén.

11.2 Távolságok mérése az Univerzumban

Nem létezik olyan módszer, mellyel az Univerzum minden objektumának távolságát meg lehetne mérni. A különböző távolságtartományokra különböző eljárások alkalmazhatók és ezeket a nagyobb távolságok felé a kisebbekre kipróbált módszerekkel lehet kalibrálni. Ezt az egymásra épülő eljárás-rendszert nevezik kozmikus távolsági létrának (cosmic distance ladder). A fizikai (nem-parallaxis) módszereknél egy objektum L luminozitását kell meghatározni, az erre alkalmas objektumokat standard gyertyáknak is nevezik. Az alábbi módszerek a legismertebbek:

- A Naprendszeren belül a Csillagászati Egység meghatározása volt az első lépés, ezt a 2. fejezetben említettük. Napkorong előtti Vénusz-átvonulás adatai és Kepler III törvényének alkalmazása adta az első eredményt, ami azóta radaros módszerrel 1 m pontosságúvá lett téve. A többi bolygó távolsága már adódott a keringési időkből.
- A Naprendszeren kívül a parallaxis mérésére épült az első módszer (2. fejezet). Ez a legmegbízhatóbb eljárás, mivel kizárólag geometriai megfontolást tartalmaz, fizikait nem, ezért pontosságának csak a pozíciómérés pontossága szab határt. Földi észlelésekkel ez nem túl nagy távolságokra volt alkalmas, de a HIPPARCOS -nevű asztrometriai műhold kb százezer csillag parallaxisát mérte meg milliarcsec (az ívmásodperc ezredrésze) pontossággal ez kb 500 pc (parsec, 11.o.) távolságig használható. A GAIA műhold mikroarcsec pontosságig fogja tágítani a pontosságot.
- Spektroszkópiai parallaxis, ha megállapítjuk egy fősorozati csillag spektráltípusát, akkor ahhoz a 4.1 ábra szerint hozzárendelhető egy abszolút fényesség adat. A mért látszó fényesség birtokában a (4.3) távolsági modulus segítségével az r távolság megállapítható. A módszer kb 15

magnitúdónál fényesebb csillagokra alkalmazható kb 100 kpc távolságig.

- RR Lyrae csillagok vagy rövid periódusú cefeidák a galaxison belül használhatók a gömbhalmazok távolságmeghatározására, mivel ezekben a leggyakoribbak. A Tejútön kívüli használatuknak gátat szab, hogy luminozitásuk nem jelentős.
- δ Cephei csillagok, vagy cefeidák a 6.2b ábra szerinti összefüggést kínálják az abszolút fényesség megállapítására a pulzálás periódusának mérése révén. Az eljárás kb 4 Mpc -ig használható, de a HST (Hubble Space Telescope) lehetővé teszi a mérést kb 40 Mpc távolságig.
- Nóvák fehér törpét tartalmazó szoros kettősökben fordulhat elő olyan felvillanás, mely a kísérő csillagról nagy sebességgel átáramló nagy mennyiségű anyagban a fehér törpe felszínén lezajló fúziós energiafelszabadulás következménye. Az esemény akkor nóva, ha a tömegnövekedés nem éri el a Chandrasekhar-határt (34 o.). Az esemény nyomán egy héj dobódik le a fehér törpéről, melynek méretnövekedése, valamint látóirányú sebessége mérhető. A két adatból a távolság megkapható. Kb 20 Mpc-ig használható eljárás.
- Legfényesebb csillag egy galaxisban A fősorozaton az O_0 spektráltípusnál nem létezik nagyobb abszolút fényességű csillag. Ha egy galaxisban azonosítható egy ilyen típusú csillag, akkor a HRD segítségével abszolút fényessége megadható.
- Tully-Fisher reláció Egy spirálgalaxis rotációs sebessége megállapítható a hidrogénatom 21 cm-es vonalának kiszélesedéséből, ez pedig korrelációban van a galaxis luminozitásával az alábbi formában:

$$L = (\Delta v)^4 \quad (11.1)$$

ahol Δv a 21 cm vonal félértékszélessége.

- Faber-Jackson reláció Elliptikus és gázban szegény galaxisokra (11.1) helyett a galaxis centrális részének σ sebességszórását lehet luminozitás-becslésre alkalmazni:

$$L \sim \sigma^n \quad (11.2)$$

ahol a legtöbb mérés szerint $n=4$.

- Ia típusú szupernóvák (34. o.) Ezek alkalmasak a legnagyobb távolságok mérésére, az Univerzum legtávolabbi objektumainak mérésére használhatók, ha felvillannak egyáltalán, ld. a 12 fejezetet.

11.3 Halmazok, szuperhalmazok

A Galaxishalmazok az Univerzum legnagyobb olyan csoportosulásai, néhány Megaparsec méretű együttesei, melyek gravitáció révén kötődnek egymáshoz. Jellemzően néhány száz - néhány ezer galaxist tartalmaznak, össztömegük 10^{14} - 10^{15} naptömeg lehet. A kisebb galaxisegyütteseket csoportnak nevezzük, mint pl. az említett Lokális Csoport. A galaxisok közötti térrészben intergalaktikus gáz található, melyet a környező galaxisok sugárzása fűt.

A szuperhalmazok már nem kötöttek gravitációsan, az Univerzum tágulása folytán egyszerűen szétáramlanak. Méretük jellemzően több tíz Megaparsec, számuk kb tízmillióra becsülhető. Együttesüket a gravitáció helyett az Univerzum galaxissűrűségének olyan struktúráltága hozza létre, melyet a szivacs struktúrájához szoktak hasonlítani. A galaxishalmazok e struktúra "falait" alkotják, míg e falak között hatalmas, szinte teljesen üres, buborékszerű térségek (void) találhatók melyek jellemző mérete kb 100 Mpc. E mérettartomány fölött az Univerzum homogénnek tekinthető. A fal-szerű struktúrákat filamenteknek is nevezik, az Univerzum eddig azonosított legnagyobb struktúrája az ún. Perseus-Pegasus Filament.

11.4 Aktív galaxisok

Ha egy galaxis észlelésekkel követhető aktivitást mutat, az csak a centrális tartományhoz köthető, hiszen a véges hatásterjedési (fényterjedési) sebesség miatt rövid idejű változások körülbelül Naprendszer-méretű térrészben mehetnek végbe. Ezt az aktív galaxismag nevű térrészt bizonyosan egy jelentős méretű fekete lyuk hatása dominálja.

A kvazárok e jelenségcsoport legjelentősebb tagjai. A *quasar* elnevezés a "quasi stellar object" rövidített formája (QSO-nak is jelölik), a felfedezés meglepő jellegére utal. Első észlelője a megfigyelt objektumot először csillagnak vélte, mert teljesen pontszerű volt, vöröseltolódása azonban kozmológiai távolságba helyezte (ld a következő fejezetet), vagyis csillag nem lehetett, csak galaktikus objektum. Az azóta azonosított kb 200 ezer kvazár közös jellemzője, hogy hatalmas energiaforrások, luminozitásuk a Tejúténak kb százszorosa. Koruk kb 12 milliárd év. Nagy felbontású infravörös észleléseken kitűnik, hogy az aktív galaxismag körül szintén van halvány galaktikus struktúra. A kisugárzott energia természetesen csak a fekete lyuk eseményhorizontján kívülről származhat. Ennek forrása az erős vonzócentrum körül keringő anyaggyűrű, az akkréciós korong, melyre kívülről újabb és újabb tömegek zúdulnak.

A kvazárok spektruma jellegzetesen különbözik a csillagokétól és a galaxisok többségétől. Általában erőteljes kontinuum sugárzásának eloszlása nem hasonlít a hőmérsékleti sugárzásokéra, minden hullámhossz-tartományban jelentős intenzitású, továbbá igen széles emissziós vonalakat mutat. A kontinuum sugárzás valószínűleg az akkréciós gyűrűben rotáló töltések szinkrotron-sugárzásától származik, az emissziós vonalakat a magas hőmérsékletű plazmában jönnek létre, széles profiljukat pedig a gyors rotáció okozza. A legfőbb energiaforrás azonban a fekete lyukba zuhanó tömegek potenciális energiájának szétsugárzott része (virialtétel). Ez a beáramlás időben nem állandó, hanem változó mértékű, ez okozza a kvazár viszonylag rövid idejű fényváltozásait.

11.6 Sötét anyag

A hipotetikus sötét anyag problémáját már az előző fejezetben is említettük, az extragalaktikus kitekintés megerősíti azt a tapasztalatot, hogy a galaktikus rotációs sebességprofilok nem az észlelhető anyageloszlásokat tükrözik, hanem egy nagy mennyiségű, optikailag észlelhetetlen anyag gravitációs hatását mutatják.

A sötét anyag iránt stílszerűen sötétben tapogatózás folyik. Az egyik hipotézis szerint olyan elemi részek nagy mennyiségéről van szó, melyek semmilyen kölcsönhatásban nem vesznek részt a gravitációs hatáson kívül, ezek a WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) munkaelnevezést kapták. Az ilyen hipotetikus objektumok, melyeket nem lehet észlelni, de pontosan olyanoknak feltételezzük, hogy a tapasztalt jelenséget megmagyarázzák, mindig kiérdemlik a gyanakvást, azonban hasonló esetként érdemes felidézni Pauli neutrínó-hipotézisét, amit ő maga is csak óvatosan vetett fel, de végül nyert. Ennek a kérdésnek a megválaszolását is részecskefizikai kísérletektől várhatjuk.

Érdekességképpen: a galaktikus rotáció értelmezéséhez felmerült egy módosított newtoni dinamika lehetősége (MODified Newtonian Dynamics, MOND), mely szerint galaktikus léptékben a gravitációs hatás távolságfüggése nem a kisebb léptékben megszokott mintát mutatná. Még nagyobb léptékű folyamatok azonban nem emellett szólnak.

A sötét anyag léte extragalaktikus folyamatokban is igazolódni látszik. Ehhez a galaxishalmazok dinamikája szolgáltat adalékot, mivel ezek gravitációsan kötöttek. Érvényes rájuk az 5. fejezetben említett virialtétel, mely szerint a hidrosztatikai egyensúlyban lévő rendszer összenergiája zérus, és összetevőire, a potenciális és kinetikus energiákra fennáll: $2E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = 0$. A halmazokban a galaxisok távolságának és sebességének elemzéséből is az következik, hogy a gravitációs hatáshoz az észlelhető tömeget jóval meghaladó tömeg járul hozzá.

A sötét anyag mibenléte egyelőre rejtély, de elfogadott becslés, hogy gravitációs hatása alapján az Univerzumban található észlelhető (barionikus) tömegnek több mint az ötszörösét teszi ki.

12 Kozmológia

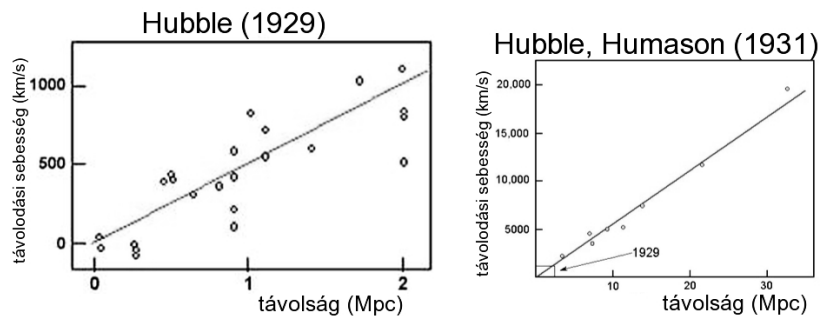
A kozmológia, a Világmindenség szerkezetének és fejlődésének tudománya ősidők óta a legnagyobb szellemi kihívások egyike, de évezredekig értelemszerűen csak misztikus spekulációk terepe lehetett az empirikus ismeretek hiánya miatt. A Heinrich Olbers által megfogalmazott (1826) első komoly vonatkozó felvetés mégis egy mindennapi tapasztalatunkra hivatkozik és egy látszólag triviális kérdést fogalmaz meg: "miért van éjszaka sötét?". Azt, hogy a kérdés mégsem triviális, a következő gondolatmenet érzékelteti. Ha az Univerzumot végtelennek és csillagokkal egyenletesen kitöltöttnek tekintjük (amint azt a távcsöves észlelések akkori fejlődése alapján reálisnak lehetett tartani), akkor a csillagok össz-fényességét a következőképpen becsülhetjük. Tekintsük a tőlünk r távolságban lévő, Δr vastagságú gömbhéjat, melynek egységnyi felületű tartományában legyen n darab, egyformán L luminozitású csillag. Tekintettel arra, hogy a látszó fényesség a távolság négyzetével fordítva arányos, a gömbhéj által kibocsátott ΔF fluxus:

$$\Delta F = n 4\pi r^2 \Delta r \frac{L}{4\pi r^2} \quad (12.1)$$

Egyszerűsítés és r szerint végtelenig integrálás után azt kapjuk, hogy a feltételezett szerkezetű Univerzumnak végtelen égboltfényességet kellene produkálnia. A gondolat kísérlet egy évszázadig csak arra volt jó, hogy jelezze a fenti feltételezések valamilyen tévedését.

Az empirikus kozmológia Edwin Hubble felismerésével kezdődik, mely hatalmas horderejűnek bizonyult. Azt vizsgálta, hogy hogyan függ össze a galaxisokban mérhető, Doppler-effektussal értelmezett spektroszkópiai vöröseltolódás a galaxisok fényességéből származtatott távolságával.

Első cikke (a 12.1 ábra baloldali diagramja) még 2 Mpc távolságot fog át, a második (a jobboldali diagram) már 30 Mpc -ig terjed. Ez utóbbi bal alsó sarkában van a korábbi diagram tartománya. Az ábrák jelentése tehát az, hogy minél távolabb van egy galaxis, annál nagyobb sebességgel távolodik, a kapcsolat lineáris.



12. 1 ábra Hubble két távolság-vöröseltolódás diagramja

A fenti, Hubble-törvénynek nevezett állítás más megfogalmazása az, hogy a galaxisok távolodási sebességének és távolságának hányadosa az ún. Hubble-állandó:

$$H_0 = \frac{v}{d} \quad \text{mértékegysége: } \frac{\text{km/sec}}{\text{Mpc}} \quad (12.2)$$

Olbers-kérdésére a tágulás adja meg a választ: a távolodó galaxisok fénye fokozatosan gyengül, fotonjaik hullámhossza nő, energiájuk csökken, ezért nem a (12.1) szerinti járulékot szolgáltatják.

Alapfeltevések az Univerzum vizsgálatához:

- Az Univerzum homogén - az előző fejezetben láttuk, hogy ez csak bizonyos mérethatáron felül tekinthető érvényes állításnak, ez a szuperhalmazok közötti galaxismentes terek karakterisztikus méretét meghaladó léptéket jelenti. A homogenitás tulajdonképpen eltolással (transzlációval) szembeni invarianciát jelent.
- Az Univerzum izotróp, vagyis nincsenek benne kitüntetett irányok, ez a rotációs transzformációval szembeni invarianciát jelenti. Belátható, hogy az izotrópiából levezethető a homogenitás, de a homogenitásból nem következik az izotrópia. A két elvet ennek ellenére külön is szokás megfogalmazni, ezeket együttesen kozmológiai elv-nek nevezik, amit úgy is megfogalmazhatunk, hogy az Univerzum főbb tulajdonságai bármely pontjából ugyanolyannak észlelhetők.

- A fizikai törvények univerzálisak, vagyis sem a helytől, sem az időtől nem függenek. Ez ugyan feltevés, de eddig semmilyen tapasztalat nem látszik cáfolni.

A fentieket úgy is megfogalmazhatjuk, hogy az Univerzum egységes (uniform).

Kiinduló empirikus tények :

- Az Univerzum fejlődik, vagyis nem statikus formáció. Be lehet látni, hogy csak az üres Univerzum lehet statikus.
- Részei csoportokat alkotnak.
- Az Univerzum tágul, ez Hubble eredménye óta nyilvánvaló. Érdekes azonban megfogalmazni, hogy a tágulás ténye nem mond ellent a fenti kozmológiai elvnek, ahogy azt első látásra gondolhatnánk. A minden irányban észlelhető tágulás látszólag a kopernikuszival ellenkező fordulatot kínálhat akkor, ha a úgy értelmezzük, hogy az Univerzum középpontjában vagyunk és minden tőlünk távolodik. Valójában éppen Hubble eredménye jelenti azt, hogy az Univerzumnak nincs középpontja és bárhonnán néznénk a többi galaxist, azok a távolsággal arányos sebességgel távolodnának tőlünk.

Steady State modell

A kozmológia tudományának kezdeteinél még nem dőlt el a vita arról, hogy az Univerzum keletkezett-e, vagypedig örökké létezett. Ez utóbbi elképzelés a Steady State Universe (állandó állapotú világegyetem) nevet viselte, legismertebb képviselője Fred Hoyle volt. A modell az ún. perfekt kozmológiai elvet fogadta el, melyben a fenti alapfeltevések mellett az időbeli állandóságot is feltételezte. A távolodás tapasztalati tényét úgy próbálta összhangba hozni az állandó állapot elképzeléssel, hogy az Univerzum sűrűsége ennek ellenére hosszú távon állandó maradhat, ha feltételezzük, hogy egy liternyi térfogatban milliárd évente egyetlen hidrogénatom keletkezik a semmiből. Ez ugyan meredek feltevés, de kísérleti úton nemigen cáfolható. Egy darabig a Steady State modell mellett szólt az a körülmény, hogy a Hubble állandó értékére az első adat az 1.1 ábráról leolvashatóan 500 km/sec/Mpc volt. A H_0 egyszerűsítve 1/sec dimenziójú, reciproka elvileg megadja a távolodás idejét, vagyis az Univerzum korát, ez pedig az első adat alapján csak 2 milliárd évnek adódott, ami ellentmondásban volt a csillagok korára kapott értékekkel. H_0 értéke a későbbi pontosítások során kb egy nagyságrendnyit csökkent, így ez az ellentmondás megszűnt.

A Steady State modellnek azonban volt egy másik gondja is. Ha tényleg állandó állapotú a Világegyetem, akkor a Hubble-paraméternek is állandónak kellene lenni, ami növekvő távolságokkal csak úgy lehetséges, ha a sebesség is nő, tehát valamilyen gyorsító hatásnak kellene működnie, ami ellentmondana az állandó állapot feltételezésnek.

Big Bang

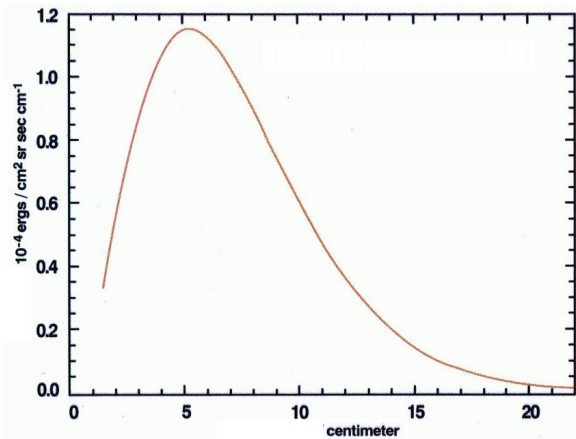
A rivális elgondolás az ősrobbanás-elmélet volt, amit Hoyle gúnyosan Nagy Bumm-nak nevezett, és ez bosszúságára olyan sikeres volt, hogy rajta maradt. Ha a Világegyetemnek volt kezdete, ami óta a tágulás zajlik, akkor visszafelé okoskodva kellett lennie egy olyan kezdeti, óriási sűrűségű és hőmérsékletű állapotnak, melyben nem csupán az atomoknak, de az atommagoknak is csak építőelemeik voltak jelen, a fotonok szabad úthossza igen kicsiny volt, az Univerzum átlátszatlan volt saját sugárzása számára, ami megfelel az ideális feketetest állapotnak. Kezdetől felmerült az a gondolat (George Gamow-tól), hogy ha az Univerzumnak volt ilyen kezdeti állapota, akkor az eredeti hőmérsékleti sugárzás talán ma is létezhet mégpedig a tágulással bekövetkezett lehülés miatt megnövekedett hullámhosszon, de valószínűleg nem lehet kimutatni.

Hubble után a következő hatalmas felismerés ennek a sugárzásnak a véletlenszerű detektálása volt 1965-ben, ami eldöntötte a Steady State - Big Bang vitát az utóbbi javára. Arno Penzias és Robert Wilson rádiómérnökök egy rádióantenna zaját próbálták kiküszöbölni. Rendkívül gondos kalibrálási munka után úrből jövő jelre, galaktikus eredetre terelődött a gyanú, de nem kaptak különbséget a galaxis centruma és pólusa irányából kapott intenzitások között. Princetoni kutatók ismerték fel, hogy ez az Univerzum kezdeti hőmérsékleti sugárzásának nyomát őrző rádiósugárzás. Ez a felfedezőknek Nobel-díjat hozott és elindította az empirikus kozmológia fejlődését.

A kozmikus háttérsugárzás

A Cosmic Microwave Background (CMB) vizsgálata eleinte földi eszközökkel zajlott. A felfedezés 7.35 cm-es hullámhosszon történt, ezután az ehhez közeli mikrohullámú tartományban, majd infravörösben igyekeztek feltérképezni a hőmérsékleti sugárzás hullámhossz szerinti eloszlását, de a különböző műszerek összekalibrálása csak mérsékelt pontosságot tett lehetővé. Volt még egy nagy kérdőjel: a sugárzás meglepően izotrópnak bizonyult, ez pedig felvetette azt a kérdést, hogy teljesen egyenletes eloszlású kezdőállapotból hogyan jöhettek létre az Univerzum korával összemérhető korú galaxisok. Ezek motiválták az első kozmológiai űrkísérletet, a COBE (Cosmic Background Explorer) missziót.

A COBE űrlaboratórium FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer) nevű műszere mérte meg a 12.2 ábra szerinti hőmérsékleti sugárzás profilját. Ez a görbe a természetben eddig talált legpontosabb Planck-görbe, hatalmas szenzáció volt, hogy az elméleti görbe minden pont mérési hibáján belül húzódott, ami egyébként is kisebb volt, mint a kirajzoló plotter vonalának szélessége. A görbe maximumának pozíciója alapján a CMB spektruma egy $2.725 \pm 0.002 \text{ K}^\circ$ hőmérsékletű fekete testének felel meg. Ez egyezik a Big Bang modell által jósolttal, és arra utal, hogy az Univerzum teljes sugárzása a Big Bang utáni egy éven belül keletkezett.



12.2 ábra A háttérsugárzás Planck-görbéje

A COBE másik nagy dobása a háttérsugárzás anizotrópiájának kimutatása volt. A DMR (Differential Microwave Radiometer) -nevű műszer térképezte fel a hőmérsékleti sugárzás különböző irányokban mérhető különbségeit és egyértelműen kimutatta a CMB anizotrópiáját, vagyis azt, hogy a galaxiskeletkezésnek már kezdetben megvoltak a feltételei. Ehhez is rendkívül pontos mérésekre volt szükség, a különbségek 10^{-5} nagyságrendűek és csak hosszú mérési folyamat során váltak láthatóvá. E két COBE-eredményt is Nobel-díjjal jutalmazták.

A COBE eloszlástérképei még alacsony (7°) felbontásúak voltak, ezért a pontos térbeli mintázat mérésére a későbbi WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) vállalkozott, ennek felbontása a COBE-ének harmincszorosa volt, majd a PLANCK-misszió ezt is tovább finomította.

A tágulás fizikája

Einstein az általános relativitáselmélet kezdeti megfogalmazásakor azt az megfontolást követte, hogy az Univerzumnak a gravitáló tömegek hatására össze kellene roppania, ha nem működne egy ellenkező irányú hatás, amit ő az egyenleteibe bevezetett "kozmológiai állandó" -ként vett tekintetbe, ezt negatív nyomásként értelmezve. Hubble eredménye ezt a tagot (legalábbis átmenetileg) feleslegessé tette, többé nem a feltételezett stacionaritást, hanem az észlelt tágulás természetét kellett vizsgálni.

A kezdeti folyamat a következő lehetett. A sugárzás energiája óriási volt, az első másodpercekben a fotonokból párkeltéssel anyag-antianyag, majd annihiláció révén újra fotonok keletkeztek. Ez protonokat termelt az első 10^{-6} másodpercben, amíg a hőmérséklet 10^{13} K alá esett, ezután elektron-pozitron párkeltés-annihiláció zajlott $6 \times 10^9 \text{ K}^\circ$ -ig. A történések tisztázatlan részlete, hogy miért lehetett az anyag valamilyen (becslés szerint egymilliomod résznyi) túlsúlyban az antianyaggal szemben, u.i. ennek köszönhető az Univerzum léte.

Kb 3 percen belül 10^9 K° alá csökkent a hőmérséklet és a proton-neutron fúziókból deutérium jöhetett létre, ezekből pedig az 5.1 táblázat szerinti lépcsőkben hélium atommag. E kezdeti időszakban ezen kívül csak kis mennyiségű ${}^7\text{Li}$ keletkezhetett, 15 perc után annyira lecsökkent a hőmérséklet, hogy további nukleoszintézisre nem volt mód. Az összes magasabb rendszámú elem

később a csillagok belsejében termelődött, ahol ehhez huzamosan fennáltak a feltételek. A primordiális elemgyakoriság úgy alakult, hogy 10% hélium, 90% hidrogén volt jelen, a lítium mennyisége elenyésző volt.

A folyamatban a deutérium keletkezése a leginkább érzékeny arra, hogy milyen volt az adott időszakban a protonok és neutronok sűrűsége, továbbá ez szabta azt is meg, hogy mennyi deutérium fuzionálhatott tovább héliummá. Ezért a primordiális deutérium mennyiségének mai meghatározása a kezdeti sűrűségről szolgáltató információt.

Zárt vagy nyitott Univerzum?

Az előbbi kérdést úgy szokás megfogalmazni, hogy az Univerzum zárt-e, vagy nyitott, más szavakkal, hogy van-e elég gravitációs hatás, ami lassíthatja és megállíthatja a tágulást, vagy az még inkább gyorsulva folytatódik, esetleg egyenletesen tágul. Egyenletes tágulás esetén az Univerzum kritikus sűrűségű, ennek értéke:

$$\rho_{krit} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (12.3)$$

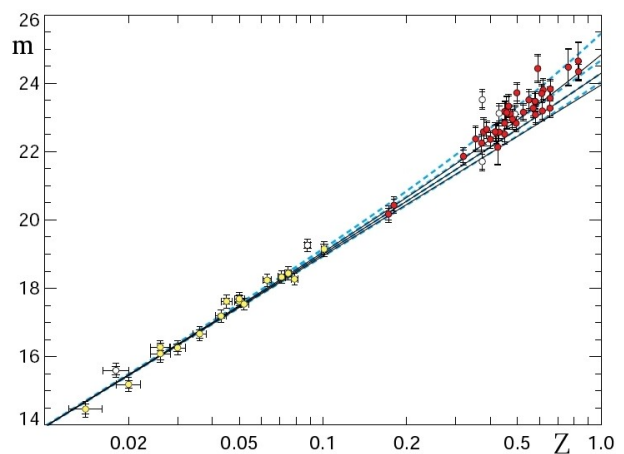
itt H a Hubble konstans egy konkrét időszakban, ezért nem H_0 -lal jelöltük, hiszen értéke az Univerzum története során változhat. Az Univerzum sűrűségét szokás még az $\Omega = \rho/\rho_{krit}$ paraméterrel leírni, ez egyenletes tágulás esetén egységnyi. A kritikus sűrűség jelenlegi értéke $1.06 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3$, ez köbméterenként hat hidrogénatomot jelent, ekkora átlagos sűrűség mellett egyenletes a tágulás jelenleg. Ez az érték tisztán barionikus tömeg esetére vonatkozik, azonban a sötét anyag szerepe kozmológiai léptékben is újabb kérdést vet fel.

A továbbiakban tehát a tágulás időfüggésének megállapítása lett a feladat. Ezt ambiciózus szupernóvakereső projektekben végezték, ezek voltak a "high-Z supernova" programok. A vöröseltolódás mértékét az alábbi paraméterrel szokás jellemezni:

$$Z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \quad (12.4)$$

ahol λ_o és λ_e az észlelt (observed) és emittált hullámhosszakat jelöli. Nagy számú távoli Ia típusú szupernóva vizsgálata volt a cél, de egy átlagos galaxisban ezer év alatt csak két-három esemény történik. A stratégia a következő volt: újhold utáni sötét éjszakákon felvételeket készítettek 50-100 galaxisokban gazdag területről, majd ezeket három hét múlva (újhold előtt) megismételték és az összehasonlításból ki lehetett halászni a szupernóva-eseményeket, melyek a nagy távolságok mérésének legjobb jelzőfényei.

Két független csoport több tucat eseményt gyűjtött be, melyekből az derült ki, hogy nagy távolságokban a távolodás-távolság reláció a 12.1 ábrától eltérően nem lineáris, hanem gyorsuló tágulást jelez. A 12.3 ábra az egyik Z (távolság)- m (fényesség) diagramot mutatja, ahol alulról a második folytonos vonal felelne meg a lineáris kapcsolatnak. A high-Z projektek mérései a 0.2 Z -érték fölé esnek. Látható, hogy a legtávolabbi (leghalványabb) eseményekhez nem a lineáris kapcsolat szerinti vöröseltolódások tartoznak, hanem annál kisebbek, vagyis amikor ezek fénye elindult, még kisebb volt a sebességük a Hubble szerinti stacionárius értéknél, ez azt jelenti, hogy azóta a távolodás gyorsult.



12.3 ábra Ia szupernóvak m - Z diagramja

De ez még nem minden. A terület egyik legnagyobb szenzációja az volt a közelmúltban, hogy

sikerült azonosítani egy olyan eseményt, melynek pontja a kibővített 12.3 ábrán 1-nél nagyobb Z értéknél az említett egyenes alá esne, vagyis a vártnál nagyobb fényességű. Ez a fenti megfontolással azt jelenti, hogy amikor a szupernóva fénye elindult, a lineáris kapcsolatnak megfelelőnél közelebb volt hozzánk, ill. nagyobb volt a sebessége, vagyis volt egy lassulási szakasz is és azután következett a gyorsulás.

Az Általános Relativitáselmélet szerint a téridő görbült, a gravitáció meggörbíti a teret maga körül. Ezzel megfogalmazva a zárt illetve nyitott Univerzum pozitív (gömbfelület) illetve negatív (nyeregfelület) görbületű, a kettő közötti határeset a nulla görbületű, tehát sík Univerzum, ehhez tartozik a (12.3) kritikus sűrűség.

Infláció

A tágulás ténye további problémákat is felvet.

- A sík geometria igen jó közelítés, a kérdés az, hogy miért. Bebizonyítható, hogy ha a kezdet kezdetén az Ω akár csak kis mértékben meghaladta volna az egységnyi értéket, az Univerzum hamarosan összeomlott volna, ugyanígy egynél kisebb értékénél szétesett volna.
- A horizontprobléma úgy jelentkezik, hogy nem világos, hogyan lehetséges az, hogy két ellentétes irányba nézve ugyanolyan nagy sebességű távolodást tapasztalunk az észlelhető Univerzum határainál, az izotrópia mégis fennáll, tehát olyan térségek viszonyai egyenlítődhettek ki, melyek nem lehetnek egymással oksági kapcsolatban.

E kérdésekre az inflációs elmélet kínál választ. Alan Guth szerint a Big Bang utáni 10^{-38} és 10^{-36} sec között hatalmas sebességű felfúvódáson (infláción) ment keresztül, 10^{50} -szeresége nőtt. Ez egyrészt eltüntette a nagy görbületet, gyakorlatilag sík geometriát hozott létre. Másrészt olyan területeket távolított el egymástól, melyek korábban kauzális kapcsolatban lehettek, tehát a horizontproblémára is megoldást kínál. A harmadik ígéretes lehetősége, hogy a kezdeti igen kicsiny kvantumfluktuációkat óriásira növelte, enélkül nem lehettek volna a később kialakuló galaxisok forrásai. Negyedik következménye az, hogy a felfúvódás előtt meglévő kicsiny anyag-túlsúlyt az antianyaggal szemben sikerülhetett kimenteni a tömeges annihiláció folyamatából, ez az anyag alkotja az Univerzumot. A felfúvódás "kimentette" az Univerzumot és struktúráit az ősrobbanás utáni állapotból.

Az inflációs elmélet jóslatait a WMAP és PLANCK mérései igazolták, a háttérsugárzás egyenetlenségeinek karakterisztikus mérete kb egy fok, a hőmérséklet-különbségek pedig 10^{-5} K° nagyságrendűek. A Hubble-paraméter jelenlegi legelfogadottabb értéke $67,8 \pm 0,77$ km/sec/Mpc.

Sötét energia

Az Einstein-féle kozmológiai állandó fogalma a fentiek szerint újból előkerült, de eredeti formájában az említett dinamika értelmezésére nem látszik elegendőnek. Az a fenti felismerés, hogy az Univerzum tágulása eleinte lassult, majd máig hatóan gyorsulni kezdett, azt jelzi, hogy a gravitáció mellett valóban kell lennie egy ellentétes irányú hatásnak is, ami azonban nem egy konstanssal írható le, hanem az Univerzum fejlődésének egy adott időszakától kezdve kerekedett felül az összehúzó hatáson, becslés szerint kb 7,5 milliárd évvel ezelőtt.

A gyorsuló tágulás hajtóerejéül az úgynevezett sötét energia a jelenlegi jelölt. Az elmélet szerint az Univerzum anyag-energia tartalmának ez teszi ki a legnagyobb hányadát, 68,5%-ot, a sötét anyag részesedése 26,6%, az észlelhető (barionikus) anyagé pedig mindössze 4,9%.

A jelenségkör a fizika leggyorsabban fejlődő területei közé tartozik. A sötét energia mellett felmerült egy ötödik alapvető kölcsönhatás, a "kvintesszencia" lehetősége is. Egyre fantáziadúsabb elképzelések látnak napvilágot annak jeleként, hogy az előrelépéshez mind a legnagyobb energiák és távolságok, mind a legkisebb méretek és egzotikus részecskék tartományában egyre nehezebb megbízható empirikus ismereteket szerezni.