

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar

Cserepes László — Petrovay Kristóf

KOZMIKUS FIZIKA

Egyetemi jegyzet
fizikus- és csillagászhallgatók számára

Második, átdolgozott kiadás

(Kézirat)

Budapest, 2001

Az első kiadást lektorálta: Dr Marik Miklós
Dr Meskó Attila

A jegyzet első része (1–5. fejezet) Petrovay Kristóf, második része (6. fejezet) Cserepes László munkája. A Bevezetés utolsó szakasza szó szerinti átvételeket tartalmaz Barta György és Balázs Béla *Kozmikus fizika* c. jegyzetéből (Tankönyvkiadó, Bp. 1979).

TARTALOM

BEVEZETÉS: A CSILLAGÁSZAT ÉS TÁRGYA	7
1. AZ ÉSZLELÉS FOLYAMATA	15
1.1. A felhasznált sugárzások	15
1.2. A sugárzások eredete	18
1.3. Az észlelés eszközei	24
1.4. Irány és idő (Szférikus csillagászat)	27
1.5. Fluxus és spektrális eloszlás	32
1.6. Zavaró hatások a csillagászati megfigyeléseknél	35
2. A CSILLAGOK FIZIKÁJA	38
2.1. A csillagok állapotjelzői	38
2.2. Összefüggések az állapotjelzők között	43
2.3. A csillagok belső szerkezete. Alapegyenletek	47
2.4. Szférikus sztatikus csillagmodell	50
2.5. Magreakciók a csillagokban	56
3. A CSILLAGOK FEJLŐDÉSE	60
3.1. A csillagközi anyag fizikája	60
3.2. A csillagok születése és fejlődése a fősorozatig	63
3.3. Fősorozati és óriásállapot	71
3.4. A kistömegű csillagok öregkora	75
3.5. A masszív csillagok öregkora	77
3.6. Csillagfejlődés szoros kettős rendszerekben	79
4. A GALAXISOK FIZIKÁJA	84
4.1. Észlelt jellemzők és osztályozás	84
4.2. A sztellárdinamika alapjai	90
4.3. A Tejútrendszer szerkezete	99
4.4. Kölcsönhatás és aktivitás	102
4.5. A galaxisok fejlődése	104
5. A KOZMOLÓGIA ALAPJAI	110
5.1. Standard kozmológia	110
5.2. A forró univerzum	115
5.3. Az univerzum régmúltja	117
6. VÁLOGATÁS A FÖLD ÉS A BOLYGÓK FIZIKÁJÁBÓL	120
6.1. Bevezetés: a bolygók anyaga, szerkezete	120
6.2. Termikus konvekció a naprendszer égitestjein	136
6.3. Mágneses terek a naprendszerben	159
6.4. Bolygó-magnetoszférák	182

ELŐSZÓ AZ ELSŐ KIADÁSHOZ

Ez a jegyzet a harmadéves fizikushallgatók “Kozmikus fizika” című tantárgyának anyagát tartalmazza, a kozmikus fizikai szakirányba specializálódó, illetve azzal rokon területek iránt érdeklődő hallgatók számára érdekes vagy fontos ismeretekkel némileg kibővíti. Megírását a korábbi jegyzet (Barta–Balázs: Kozmikus fizika; Tankönyvkiadó, 1979) anyagának részbeni elavulása mellett az tette indokolttá, hogy a fizika és a kozmikus tudományok (csillagászat, űr- és bolygótudományok) közötti, a tudománytörténet során változó intenzitású kapcsolatok az utóbbi évtizedekben ismét felerősödtek, s a csillagászat jó néhány területe a fizika egyszerű alkalmazási területéből elvileg új fizikai ismeretek nélkülözhetetlen forrásává vált. Ennek megfelelően a tantárgy szerepe is megváltozott: míg korábban egyfajta általános háttérműveltség forrása volt, ma már inkább a fizikusok (jelentős része) számára közvetlenül fontos ismeretek közlése a feladata. A jegyzet tehát elsősorban a fizika számára fontos területekre koncentrál, és nem, vagy csak érintőlegesen tárgyalja az olyan speciálisan “csillagászati” diszciplínákat, mint a szférikus csillagászat, az égi mechanika, a csillaglégkörök fizikája, a sztellarstatisztika és -kinematika, stb.

Tekintettel arra, hogy a fizikusképzés átszervezése keretében egy kozmikus fizikai szakirányú képzés is bevezetésre kerül, a jegyzetet igyekeztünk bizonyos mértékig az ilyen irányba specializálódó hallgatók számára is haszonnal forgathatóvá tenni. A jegyzet normalsize apró betűvel és más margóval szedett részei olyan olvasmány, illetve kitekintés jellegű anyagokat tartalmaznak, amelyek a “Kozmikus fizika” előadásnak nem részei, de a rokon területekre orientálódó hallgatóknak további tanulmányaik során segítségére lehetnek.

Ezúton is köszönetet mondunk a Pro Renovanda Cultura Hungariæ Alapítványnak a jegyzet megírásához nyújtott támogatásáért.

ELŐSZÓ A MÁSODIK KIADÁSHOZ

Az átdolgozott kiadás néhány hibajavításon és adatfrissítésen túlmenően elsősorban az erősen átírt 4. és 5. fejezetekben tér el az elsőtől. Újdonság még a jegyzet végén található mutató, és a jegyzet elektronikus elérhetősége: <http://astro.elte.hu/kepzes/kofi/>

*Ott a Cosmosnak ridegebb s hitetlen
Tarlaja füstöl*

Psyché

BEVEZETÉS: A CSILLAGÁSZAT ÉS TÁRGYA

A CSILLAGÁSZATRÓL ÁLTALÁBAN **A csillagászat** — a földtudományokhoz vagy a biológiához hasonlóan — elsősorban **leíró természettudomány**. Míg a fizika és kémia az anyagi világ legáltalánosabb törvényszerűségeinek feltárásával és az e törvények alapján felépülő legegyszerűbb anyagi rendszerek (atommagok, atomok, molekulák, gázok, szilárdtestek stb) szerkezetének vizsgálatával foglalkozik, addig a leíró tudományok tárgyát az ezen egyszerűbb rendszerekből felépülő magasabbrendű struktúrák (ásványok, kőzetek, égitestek, élőlények) képezik. Mivel az egyszerűbb alkotóelemekből felépülő összetettebb rendszerek sokfélesége az összetettséggel együtt nő, és létrejöttükben a véletlen is komoly szerephez jut, lehetetlen vállalkozás volna az összes lehetséges bonyolult anyagi struktúra tisztán deduktív úton való vizsgálata; így e tudományok érdeklődése szükségképpen a természetben ténylegesen megvalósuló rendszerekre korlátozódik. (Valójában gyakran még ezek felépítésének az általános fizikai törvények alapján való értelmezése is igen nehéz.) Bármilyen érdekes is lenne mondjuk egy griffmadár anatómiája, a csak fizikailag létező vagy létezett élőlényeket vizsgáló biológia körén e tárgy kívül esik. Ezen önkorlátozás kritériuma az empiria, amely tehát az ilyen tudományokban még hangsúlyozottabb szerepet kap: ez az alapja a “leíró” jelző használatának.

A többi leíró tudománytól a csillagászat tárgya és vizsgálati módszerei tekintetében különbözik. **A csillagászat tárgya a Földön kívüli világ**. Mivel e világ számunkra a huszadik század közepéig nem volt közvetlenül hozzáférhető, tárgyának vizsgálatához a csillagászat hagyományosan kialakult **módszere az égitestekről érkező elektromágneses és egyéb sugárzások analízise**: a csillagász észlelése tárgyán kísérleteket nem végezhet, alapvetően passzív szemlélő. Tárgy és módszer ezen kapcsolata az utóbbi évtizedekben, a bolygók és holdjaik közvetlen elérésével némileg meglazult: a bolygók és kisebb égitestek vizsgálatával foglalkozó tudományág, a planetológia mára a csillagászat és a földtudományok közötti interdiszciplináris területté vált.

CSILLAGÁSZATI MÉRTÉKEGYSÉGEK

Idő

1. 1 **standard középnap** $\equiv 86\,400$ SI sec

1 **középnap** $\equiv 1^d \cong 1$ standard középnap

A középnap pontos definíciója elég bonyolult és bizonyos előismereteket igényel, így itt közlésétől eltekintünk (ld. az [1], [4] munkákat). Lényegében a középnap a Nap két egymás utáni delelése között eltelt átlagos időtartamot méri. A standard középnaphoz képesti relatív eltérése csak $\sim 10^{-8}$ nagyságrendű.

2. 1 **julián-év** $\equiv 365^d,25$

“Napon” és “éven” a továbbiakban — ha külön nem jelezzük — ezeket az értékeket értjük.

Tömeg

1. **A Nap tömege**; SI egységben kifejezett ma ismert legpontosabb értéke:

$1 M_{\odot} \cong 1,9891 \cdot 10^{30}$ kg.

2. **A Föld tömege**; legjobb értéke:

$$1 \mathcal{M}_{\oplus} \cong 5,97424 \cdot 10^{24} \text{ kg.}$$

Távolság

1. A **csillagászati egység** (astronomical unit, **AU**) definíció szerint olyan $1/354710 \mathcal{M}_{\odot}$ tömegű tömegpont $1 \mathcal{M}_{\odot}$ tömegpont körüli pályájának félnagy tengelye, amelynek keringési ideje $365^{\text{d}};2563835$.

E meglehetősen bonyolult definícióból elég annyit megjegyeznünk, hogy a csillagászati egység körülbelül (de nem pontosan) egyenlő a Föld és a Nap átlagos távolságával; SI-egyenértéke kb:

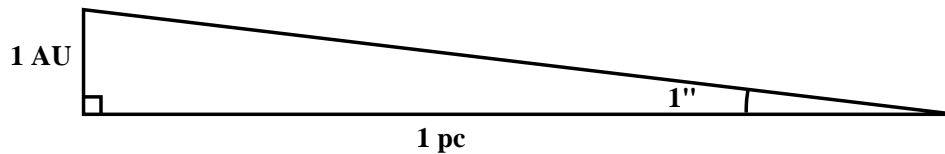
$$1 \text{ AU} \cong 1,4960 \cdot 10^{11} \text{ m,}$$

azaz mintegy 150 millió kilométer.

2. 1 **fényév** $\equiv c \cdot 365^{\text{d}};25 \cong 9,46073 \cdot 10^{15} \text{ m} \cong 63\,241,07 \text{ AU}$

3. 1 **parszek** $\equiv 1 \text{ pc} \equiv 1 \text{ AU} \cdot \text{ctg } 1'' \cong 3,0856875 \cdot 10^{16} \text{ m} \cong 206\,264,8 \text{ AU} \cong 3,259 \text{ fényév.}$
(Lásd az 1. ábrát.)

A parszek megengedett decimális többszörösei közül a kiloparszek (kpc) és a megaparszek (Mpc) használatos.



1. ábra: A parszek definíciója

A BELÁTHATÓ VILÁG A ma ismert legtávolabbi égitestek tőlünk mért távolsága $3200 \pm 500 \text{ Mpc}$ ($11,5 \pm 1,5$ milliárd fényév). Nem szabad elfelejteni, hogy a fény véges terjedési sebessége miatt ez egyben azt is jelenti, hogy a távoli égitesteket több milliárd évvel ezelőtti állapotukban látjuk. A Világegyetem számunkra ismert része (a Metagalaxis) tehát a téridő egy igen keskeny szelete: múltbeli fénykúpunk egy vékony felszíni rétege; természetesen e szeletről birtokolt ismereteink is igen korlátozottak. Ezek az ismereteink arra utalnak, hogy

- igen nagy (kb. 1000 Mpc-es) léptékeken az Univerzum valószínűleg homogén (legalábbis semmi sem szól e feltevés ellen); emellett tágul, azaz részei egymástól folytonosan távolodnak;
- az Univerzum állapota időben változik; ez a változás azonban az általunk belátott tértartományban nem jelent döntő minőségi változást. (Alapvetően mindenütt ugyanolyan jellegű az anyag szerveződése, csak pl. az egyes égitesttípusok relatív hányada változik némileg.)

(Térbeli és időbeli viselkedés ilyen szétválasztása a speciális relativitás elve miatt önkényesnek hathat: rögtön látni fogjuk azonban, hogy bár a fizika törvényei minden inerciarendszerben azonosak, mégis kitűzhető az Univerzumban egy kitüntetett abszolút inerciarendszer. E rendszerhez képest a megfigyelő sebessége mindenkor kicsi — $v/c \ll 1$

—, így a fenti szétválasztás az abszolút rendszerhez hasonlóan a megfigyelőben is megtehető.)

A Metagalaxisban uralkodó viszonyok e helytől és időtől kevéssé függő minőségi azonossága lehetővé teszi, hogy a világ belátható részéről és mai állapotáról általános megállapításokat tegyünk.

ANYAGFORMÁK A METAGALAXISBAN A mai fizikában uralkodó kvantumtérelméleti szemlélet az anyagi rendszereket egymással kölcsönható alapvető entitások, “részecskék” összességének tekinti; az egyes részecskefajtákat egy sor paraméter (nyugalmi tömeg, spin stb) különbözteti meg. Ezzel összhangban a Metagalaxist is részecskék sokaságának tekintjük, amelyek típusai szerint különböző anyagformákról beszélhetünk. Az egyes részecsketípusok relatív súlyát számuknál jobban jellemzi az általuk képviselt energiasűrűség. A tapasztalat szerint az Univerzumban nagyobb mennyiségben a következő anyagformák vannak (lehetnek) jelen:

Barionos anyag (nukleonok és elektronok) Az Univerzum mai állapotában (esetleg egészen ritka körülmények kivételével) az alapvető részecskék egyik fő csoportját képező kvarkok huzamosabb ideig csak három kvarkból álló kötött rendszerek (barionok), azok közül is inkább csak a nukleonok (protonok és neutronok) formájában maradhatnak fenn. A pozitív töltésű protonok mellett az egyedüli nagyobb számban jelenlevő töltött részek a negatív elektronok: mivel az észlelt anyag mindenütt elektromosan semleges, az elektronok száma legalább hozzávetőleg meg kell egyezzen a protonokéval, és így célszerű együtt kezelni őket. A nukleonok és elektronok képviselte energiasűrűség túlnyomórészt nyugalmi energiájukból adódik, ez pedig az elektronokra kb. kétezerszer kisebb, mint a protonokra. Jogos tehát a “barionos anyag” elnevezés annak ellenére, hogy az elektron nem barion. A barionos anyag átlagos számsűrűsége nagyságrendileg $1 \text{ nukleon}/\text{m}^3$, energiasűrűsége tehát $\sim 1 \text{ GeV}/\text{m}^3 \simeq 10^{-10} \text{ J}/\text{m}^3$.

Elektromágneses sugárzás A Metagalaxist egy egyenletes, gyenge, termikus jellegű spektrális energiaeloszlást ($T = 2.73 \pm 0.05 \text{ K}$) mutató *rádió háttérsugárzás* tölti ki. Ez az ún. *kozmosz mikrohullámú háttér* (cosmic microwave background, *CMB*). Van olyan vonatkoztatási rendszer, amelyben ez a sugárzás tökéletesen izotrop (pusztán véletlen fluktuációkkal): ez jelöli ki a fentebb már említett abszolút inerciarendszert.* Az egyéb (pl. csillagokból származó) sugárzás energiasűrűsége földi körülmények között persze jócskán meghaladja a háttérsugárzásét, a Föld azonban nagyon is kivételes hely a Metagalaxisban, ahol a “legtípusosabb” hely, minden galaxistól távol, koromsötét. A háttérsugárzás viszont itt is éppúgy jelen van, mint bárhol másutt: így az elektromágneses sugárzás átlagos energiasűrűségét az Univerzumban gyakorlatilag kizárólag a háttérsugárzás adja. Számsűrűsége $\sim 10^9 \text{ foton}/\text{m}^3$, energiasűrűsége $\sim 100 \text{ keV}/\text{m}^3 \simeq 10^{-14} \text{ J}/\text{m}^3$.

Neutrínók A neutrínóháttér közvetlenül nem észlelhető, de elméleti megfontolások alapján léteznie kell; számsűrűsége kb. $10^8 \text{ neutrínó}/\text{m}^3$ lehet. Energiasűrűsége attól függ, van-e a neutrínóknak nyugalmi tömegük. Ha nincs, akkor az energiasűrűség a fotonokéhoz hasonlóan elhanyagolható a barionokéhoz képest. Ha viszont, mint sokan vélik, van egy

*Precízebben: az abszolút inerciarendszer az a vonatkoztatási rendszer, melyben a háttérsugárzás irány szerinti eloszlásának multipól kifejtésében a dipóltag zérus.

0.1 és 10 keV közötti átlagos neutrínótömeg, az energiasűrűség akár egy nagyságrenddel is meghaladhatja a barionokét; ez esetben térbeli eloszlásuk sem lesz egyenletes.

Fekete lyukak A fekete lyuk a tér olyan korlátos tartománya, ahonnét a téridő erős görbülete miatti idődilatációs effektus következtében (ha a kvantumhatásoktól eltekintünk) semmiféle jel nem juthat ki, így környezetére csak erős gravitációs terén keresztül gyakorol hatást. Határa az ún. *eseményhorizont*: az a felület, ahol a szökési sebesség a fénysebességgel egyezik meg. Bár lényegüknél fogva közvetlenül nem észlelhetők, a fekete lyukak létezése gyakorlatilag bizonyosra vehető, és több nagyon valószínű feketelyuk-jelöltet ismerünk. Az egyes fekete lyukak tömege igen nagy is lehet, összességükben tömegük valószínűleg mégis elenyésző a barionos anyagéhoz képest.

Hideg sötét anyag (cold dark matter, *CDM*) A feltételezések szerint gyengén kölcsönható nagytömegű részecskék (angol rövidítéssel wimp-ek) alkotnák. Az újabb kvantumtérelméletek egy sor ilyen részecske létezését jósolják, bár kísérletileg még egyet sem találtak. Gyengén kölcsönható természetük miatt az ilyen részecskék nagy száma is létezhet anélkül, hogy detektálnánk őket.

Kozmikus “zárványok”? Nem véletlenül használtuk már több ízben “az Univerzum mai állapota” kifejezést: az 5. fejezetben meg fogjuk látni, hogy az Univerzum mai állapotát vizsgálva szinte elkerülhetetlenül arra a következtetésre jutunk, hogy korábbi időszakokban a Világegyetem állapota lényegesen különbözött a jelenlegitől. Egyes elképzelések szerint elszigetelt “zárványokban” a mai napig fennmaradhattak igen ősi viszonyok. Az ilyen hipotetikus tartományok (legismertebbek közülük az ún. *kozmosz szálak*) viszonylag kis térfogatúak, de igen nagy tömegűek lennének; belsejükben pedig az anyag a fentebb felsoroltaktól teljesen eltérő formában létezhet. Nagyobb számban való előfordulásuk az átlagos energiasűrűséget ugyan nem növelné jelentősen, de komoly hatást gyakorolhat a Világegyetem fejlődésére. Létezésükre azonban jelenleg bizonyíték nincsen.

ÉSZLELHETŐ ÉS SÖTÉT ANYAG Az eddigi felosztás mellett a Metagalaxis anyagát tisztán szubjektív alapon két részre bonthatjuk: a jelenlegi technikai eszközeinkkel (legalább elvben) detektálható észlelhető anyagra, és a többi, “sötét” anyagra. A sötét anyag jelenlétéről csak az észlelhető anyagformákra kifejtett gravitációs hatása tanúskodik. Az észlelések alapján ma úgy tűnik, hogy az ilyen **rejtett tömeg** talán egy nagyságrenddel is meghaladja az észlelhetőét. Mibenléte tisztázatlan, a két leggyakrabban tárgyalt lehetséges összetevő:

- a barionos anyag valamilyen nehezen észlelhető formája
- gyengén kölcsönható részecskék, azaz neutrínók vagy wimp-ek.

Mint az 5. fejezetben meg fogjuk látni, a megfigyelések alapján ma az látszik legvalószínűbbnek, hogy a rejtett tömeg főként hideg sötét anyag formájában van jelen.

A BARIONOS ANYAG SZERVEZŐDÉSE A csillagászat számára az anyag barionos formája kiemelkedő jelentőségű. Ennek egyik oka az, hogy mint láttuk, az észlelhető anyag domináns (legnagyobb energiasűrűséget képviselő) formája a barionos. Ennél azonban sokkal lényegesebb és mélyebb ok, hogy ez az egyetlen olyan anyagforma, amely mind a négy ismert alapvető kölcsönhatásban részt vesz. Ez a tény a barionos anyagnak páratlan formagazdagságot kölcsönöz, amivel a gyengén kölcsönható részecskék mégoly nagytömegű

diffúz felhői semmi esetre sem versenyezhetnek. Ha a barionos komponens mennyiségileg talán nem is domináns, mindenképpen a világ legjellemzőbb, legösszetettebb struktúrákat képező alkotórésze.

A barionos anyag szerveződésének alapvető egysége a **galaxis**: 1–100 kpc méretű, 10^6 – $10^{13} \mathcal{M}_\odot$ tömegű gravitációsan kötött anyaghalmoz. Igen ritka barionos anyag a galaxisok közötti térben is van. A galaxisok térbeli eloszlása nem egyenletes: *csoportokba, halmazokba* tömörülnek, ezek viszont még magasabb egységeket, *szuperhalmazokat* képeznek. Ennél is nagyobb léptékeken az anyag eloszlását a mintegy 100 Mpc méretű hatalmas **üreg**ek jellemzik. Az üreg nem teljesen üresek, szintén tartalmaznak galaxishalmazokat, de az anyag sűrűsége itt jóval alacsonyabb, mint közöttük.

A mi galaxisunk a kb. 50 kpc méretű, $2 \cdot 10^{11} \mathcal{M}_\odot$ látható (és esetleg $10^{12} \mathcal{M}_\odot$ rejtett) tömegű **Tejútrendszer**. Tejutunk a kis *Lokális Csoport* tagja (méret ~ 1 Mpc), amely viszont a Lokális vagy *Virgo Szuperhalmaz* periferiáján foglal helyet. A szuperhalmaz magját képező Virgo halmaz tőlünk 19 ± 3 Mpc távolságra van.

Mind a galaxisokban, mind azokon kívül a **barionos anyag két élesen elkülönülő fázisra bomlik**. A ritka ($\rho < 10^{-15} \text{ g/cm}^3$) diffúz anyagba legfeljebb néhány AU méretű szigetekként ágyazódnak be a sűrűbb fázis ($\rho > 10^{-10} \text{ g/cm}^3$) különféle diszkrét tartományai.

A **diffúz anyag** részaránya a galaxisok látható barionos anyagában kb. 15 %-ra becsülhető, de helyről helyre erősen változó. A Tejútunkban található diffúz anyag egy síkban, az ún. *fősíkban* összpontosul, ahol átlagos sűrűsége kb. 10^{-23} g/cm^3 , 99 %-a gáz, 1 %-a por (azaz kb. 0.1 mm-nél kisebb ásványi szemcsék). (Tömegszázalékokról van szó.) Az intergalaktikus diffúz anyag ennél sokkal ritkább ($\rho \sim 10^{-29} \text{ g/cm}^3$), de hatalmas térfogata miatt össztömege messze meghaladhatja a galaxisokét. Alacsony sűrűsége és rendkívüli forrósága miatt azonban igen nehezen észlelhető, inkább csak a galaxishalmazokon belüli aránylag sűrűbb anyag mutatható ki.

A sűrűbb fázisú anyag “szigeteinek” különböző típusai közül a **csillagok** olyan égitestek, amelyek igen nagy ($\geq 10^{21} \text{ W}$) teljesítménnyel energiát sugároznak ki. A kisugárzás főleg elektromágneses hullámok formájában történik, és a csillag magjában végbemenő fúziós folyamatok energiatermelése, vagy néha átmenetileg a csillag egyes részeinek összehúzódása által felszabaduló gravitációs potenciális energia fedezi. “Pazarló” életmódjuk folytán a csillagok élettartama véges, bár több milliárd év is lehet. Tömegük 0,08-tól közel száz naptömegig terjed, de a túlnyomó többség az alsó tömeghatár közelében van. A csillagok gyakran két vagy több csillagból álló kötött rendszerekben fordulnak elő (*kettős* ill. *többszörös csillagok*).

A **planetáris testek** 0,12 naptömegnél kisebb, de porszemnél nagyobb égitestek. Méreteik 0,1 mm-től több százezer km-ig terjednek. Saját sugárzásuk nincs vagy csekély; magreakciók nem folynak bennük. Mai tudásunk szerint a planetáris testek többnyire egyes csillagok környezetében, azok körül **bolygórendszereket** képezve fordulnak elő. A mi bolygórendszerünk, a **Naprendszer** ismert planetáris testeinek össztömege kisebb, mint a központi csillag, a Nap tömegének két ezrede.

A **barna törpék** a planetáris testek és a csillagok közötti tömegű, néhány százezer km méretű égitestek. Belsejükben a fúziós folyamatok csak egy igen rövid ideig tartó deuteriumégesre (ld. 2.5. szakasz) korlátozódnak. Az ezáltal, valamint kontrakciójuk során

felszabaduló potenciális energiát a csillagoknál jóval kisebb luminozitással*, de ugyancsak évmilliárdokig sugározhatják szét, főleg az infravörös tartományban (innét a “barna” jelző). Noha elvben a barionos anyag fő formáját is képezhetik, tömeges előfordulásuk, legalábbis a Naprendszer környezetében, egyre valószínűtlenebbnek látszik.

A **kompakt objektumok** tömege csillagokra jellemző vagy annál nagyobb, méretük viszont a planetáris testekéhez hasonló: sűrűségük ebből következően igen nagy ($\bar{\rho} \geq 10^5 \text{ g/cm}^3$). E kategória részben átfedi a csillagokét: a közös részt a **fehér törpék** és **neutroncsillagok** (ld. 2.–3. fejezet) képezik. A kompakt objektumok közé számítják gyakran a **fekete lyukakat** is. A legsűrűbb ($\bar{\rho} \geq 10^{14} \text{ g/cm}^3$) égitestek a **szuperkompakt objektumok**; a neutroncsillagok, a fekete lyukak, valamint a hipotetikus kvarkcsillagok tartoznak ide. Számos közvetett bizonyíték alapján nagy biztonsággal állíthatjuk, hogy a galaxisok középpontjában 10^6 – 10^8 naptömegű fekete lyukak találhatók.

A felsorolt égitesttípusok az Univerzum komplex evolúciós folyamatának láncszemei: a diffúz anyag helyi csomósodásai instabillá válnak és csillagokká tömörülnek; a folyamat melléktermékei a planetáris testek. A csillagok az anyag csomósodási folyamatában olyan metastabil állapotot jelentenek, amely több milliárd évig is fennmaradhat. Élete során a csillag anyagának jelentős részét (megváltozott kémiai összetétellel) visszaadja a diffúz közegnek, a maradék pedig kompakt objektumként marad hátra.

A CSILLAGÁSZAT TAGOZÓDÁSA A vizsgálatok célkitűzése, szempontjai szerint a csillagászat hagyományosan a következő területekre tagolódik:

- Szférikus csillagászat
- Égi mechanika
- Galaktikus csillagászat
- Asztrofizika
- Kozmológia

A szférikus csillagászatot és az égi mechanikát gyakran közös néven *asztrometriának*, a galaktikus csillagászatot és égi mechanikát néha *asztrodinamikának* nevezik.

Már láttuk, hogy túlnyomórészt a hozzánk érkező elektromágneses hullámok analízisére vagyunk utalva. Ezeket háromféle szempontból vizsgálhatjuk:

- (a) irányuk
- (b) intenzitásuk
- (c) minőségük, azaz spektrális eloszlásuk és polarizációs állapotuk

szerint. A sugárzás irányának meghatározásával kapcsolatos problémák (a zavaró hatások korrigálása, megfelelő vonatkoztatási rendszer meghatározása stb) képezik a **szférikus csillagászat** tárgyát. (Az intenzitás és a minőség vonatkozásában a hasonló kérdések az asztrofizika körébe tartoznak.)

A két asztrodinamikai tudomány az égitestek térbeli helyzetét, eloszlását, mozgását vizsgálja. Az **égi mechanika** tárgyát a kevéstest-rendszerek képezik, illetőleg az olyan soktest-rendszerek, melyek legalább első közelítésben kevéstest-rendszereknek tekinthetők (néhány test tömege meghaladja az összes többiét együttvéve). Ilyenek a bolygórendszerek, a kettős és többszörös csillagok, a galaxiscsoportok. A **galaktikus csillagászat** (régébbi, értelmetlen latin-görög nevén “sztellárasztronómia”) az égimechanikai közelítésre nem alkalmas soktest-rendszereket vizsgálja. Ilyenek: a néhány tucattól több százezerig

*Luminozitás = sugárzási teljesítmény

terjedő számú csillagból álló *csillagthalmazok*, a galaxisok, galaxishalmazok, szuperhalmazok.

Természetesen mindkét asztrodinamikai terület, de különösen az égi mechanika erősen támaszkodik a szférikus csillagászat eredményeire. (Ez indokolja az "asztrometria" gyűjtőnév használatát.)

Az **asztrofizika** az égitestek fizikai tulajdonságaival, vegyi összetételével, valamint a bennük végbemenő folyamatokkal foglalkozik. Ide tartozik még a *kozmogónia*, az égitestek keletkezésének és fejlődésének tana is. Az asztrofizikai vizsgálatok fő eszköze az égitestek színképének elemzése.

A **kozmológia** a Világegyetem egészének szerkezetét és fejlődését vizsgálja. Ennek során természetesen a csillagászat többi ágának eredményeire támaszkodik.

Az eddigi felosztástól teljesen függetlenül a felhasznált sugárzás jellege szerint beszélünk gamma-, röntgen-, ultraibolya, optikai, infravörös, rádió- és neutrínocsillagászatról. A kozmikus sugarak (nagyenergiájú, többé-kevésbé izotrop töltöttrészecske-sugárzás) és a napszél (a Naptól eredő töltöttrészecske-sugárzás) fizikája a csillagászat és a részecskefizika határterületét képezi.

Szokás beszélni földfelszíni és légkörön kívüli (mesterséges holdakról, rakétákról űzött) csillagászatról is.

Végül a vizsgálat tárgya szerint beszélhetünk pl. napfizikáról, planetológiáról, a Naprendszer csillagászatáról, az intersztelláris anyag fizikájáról, a Tejútrendszer csillagászatáról, extragalaktikus csillagászatról stb.

A CSILLAGÁSZAT JELENTŐSÉGE

Történeti jelentőség A csillagászat a legrégebbi egzakt (azaz matematikailag formalizált) természettudomány. Ez nem véletlen, hiszen az ellenőrizhetetlen zavaró hatásoknak csak minimális mértékben kitett, sűrűdásmentes térben lejátszódó égi mozgások felelnek meg legjobban a minden elmélet alapját képező ideális esetnek, és tükrözik legnyilvánvalóbban a természetet irányító törvények matematikai természetét. E törvényekről már a történelőtti népek is fogalmat alkottak, és az égitestek mozgástörvényeiről felhalmozott ismereteiket kultikus célból meghatározott szisztéma szerint szerkesztett mítoszokba, ábrákba és építményekbe sűrítették (legismertebb közülük az angliai Stonehenge). Mai értelemben vett egzakt tudománnyá a csillagászat Mezopotámiában fejlődött, ismereteink szerint az óbabiloni korban (Kr. e. 16. szd.).

Mint a legrégebbi egzakt tudomány, a csillagászat komoly jelentőségű a matematika általános fejlődése szempontjából, hiszen minden időben ideális területe volt a matematika alkalmazásainak. Gyakran a csillagászat bábáskodott az új matematikai eljárások és fogalmak megszületésénél.

Jelentősége az egyetemes emberi kultúra szempontjából Az emberiség tárgyi és szellemi kultúrája szervesen összefüggő egész, melynek szépségét és erejét elsősorban egysége és a részletek egymásrahatása adja. A csillagászat mutatta és mutatja a legmesszebbmenően azt, hogy a tudomány lényegében egy és oszthatatlan, azaz csak a külvilág összetettsége és értelmi képességeink korlátozott volta az oka annak, hogy az Univerzum tanulmányozását speciális területekre bontjuk fel: matematikáról, fizikáról, kémiáról stb. beszélünk. A csillagászat tárja fel talán legvilágosabban, hogy bármely tudományágban érjünk is el új eredményt, az erősebben vagy gyengébben, de visszahat a többire is.

Jelentősége a fizika számára A klasszikus mechanika, melynek eredete egészen Galileiig nylik vissza, eszményi területét az égi mechanikában találta meg. A mechanika alaptörvényeit és az

általános gravitációt Newton csillagászati ismeretein keresztül fedezte fel. A differenciálegyenletek elméletének egyik legfontosabb alkalmazási területe az égi mechanika volt és maradt mind a mai napig. A mesterséges égitestek pályájának kiszámításával kapcsolatos feladatok részben új mechanikai módszerek kifejlesztését követelték meg. (Az égi mechanika magasfokú fejlettsége egyébként előfeltétele volt a mesterséges égitestek felbocsátásának.)

A csillagászat már a múltban is komoly hatást gyakorolt a fizika egyéb területeire. Olaf Römer (1676) dán csillagász határozta meg először a Jupiter bolygó egyik holdjának megfigyelése alapján a fény terjedési sebességét, mely később az egyik legfontosabb természeti állandónak bizonyult. Az általános relativitáselmélet megalkotása után negyven éven át csak csillagászati mérések képezték az elmélet empirikus ellenőrzését (a Merkúr perihélium-mozgása, a Nap mellett elhaladó fény eltérése és a csillagok színeképvonalainak gravitációs eltolódása).

A csillagászati megfigyelések sokszor extrém fizikai viszonyokról tudósítanak. A Világmindenség legnagyobb részén az anyag egészen különleges, laboratóriumainkban ma még megvalósíthatatlan állapotban van. A csillagok belsejében több millió fokos hőmérséklet és több gigapascal nyomás uralkodik. Az anyag hőmérséklete igen széles skálán mozog, a neutroncsillagok belsejétől az intergalaktikus anyagig. Gyakran olyan anyag sugárzási folyamataival találkozunk, melynek sűrűsége sokkal kisebb a legnagyobb fokú laboratóriumi vákuumnál. Ilyen körülmények között már felléphetnek az ún. "tiltott" színeképvonalak, ahogyan az az atomos hidrogéngáz 21 cm-es rádiósugárzása esetében is fényesen beigazolódott. A kozmikus anyag színeképeben előforduló különleges jelenségek értelmezése új fejlődést hozott a spektroszkópia alapjainak tisztázásában.

A csillagászat szolgáltatta a szupersűrű elfajult anyag gyakorlati példáját (a fehér törpék belsejében) és a lényegében neutronokból álló csillagtömegű "atommagokat" (neutroncsillagok). Az elfajult állapotban levő anyag vizsgálata a kutatókat az elméleti fizika egész sor részterületének tökéletesítésére ösztönözte. Tudjuk, hogy a csillagok természetes fúziós reaktoroknak bizonyultak.

Az idő- és mérettényező is rendkívül fontos. A hatalmas térbeli és időbeli távolságban, földi viszonyainkhoz képest esetleg rendkívül nagy méretben lejátszódó jelenségek megfigyelésének szinte páratlan elvi jelentősége van, mivel csupán ilyen úton kaphatunk képet a Földön és a Naprendszeren belül megállapított törvényszerűségek érvényességének térbeli és időbeli korlátairól.

Főként a térbeli és időbeli léptékek eltérő volta következtében azonban a csillagászat és a fizika között a vizsgálati módszerek terén lényeges különbség van. A fizikus laboratóriumában általában mesterségesen előállíthatja azokat a körülményeket, amelyek között az anyagot vallatni kívánja. A csillagász számára ilyen lehetőség csak minimális mértékben van. Az esetek túlnyomó többségében a csillagászok csak megfigyeléseikre támaszkodhatnak, olyan információkra, melyeket az elektromágneses ill. korpuszkuláris sugárzás, vagy a meteoritok szállítanak hozzánk. Az asztrofizikus alapvető ismeretszerzési módszere tehát a kozmosz természetes jelenségeinek megfigyelése.

A csillagászat és fizika közti különbség azonban nem pusztán metodikai jellegű, hanem a vizsgált objektumok objektív különbözőségéből eredő szemléleti eltérésként is jelentkezik. Míg ui. a mikroobjektumok és egyszerűbb makroszkopikus testek tulajdonságai csak az alapvető fizikai törvényektől függenek, a kozmikus testek felépítése a konkrét fejlődési úttól is függ, ezért vizsgálatukban szükségképpen előtérbe kerül a történetiség kérdése.

1. AZ ÉSZLELÉS FOLYAMATA

1.1 A FELHASZNÁLT SUGÁRZÁSOK

TÖLTÖTTREZSECSKE-SUGÁRZÁSOK Mivel a Föld mélyen a Nap magnetoszféráján belül kering, a Naprendszeren kívüli eredetű töltött részecskék közül csak a nagyenergiájúak ($E \geq 1 \text{ MeV}$) jutnak be idáig. E sugarakat már az intersztelláris mágneses terek is erősen szórják, így érkezési irányuk keletkezési helyükre nézve információt nem nyújt (kivéve az ultranagy energiájú tartományt, 10^{20} eV fölött). Eloszlásuk többé-kevésbé izotrop. E nagyenergiájú, diffúz töltöttrezsecske-sugárzás a **kozmosz sugárzás** (bár e kifejezésbe gyakran a hasonlóan nagy energiájú kozmikus gamma-sugarakat is beleértik, hiszen mind keletkezési körülményeik, mind földi hatásaik igen hasonlóak). A kozmikus sugárzás részecskéi mintegy **98 %-ban atommagok, 2 %-ban elektronok, 0.3 %-ban pozitronok, továbbá nyomokban antiprotonok**. Energiájuk szerint a sugarakat három tartományra bontjuk:

Alacsonyenergiájú tartomány	1 GeV alatt
Közepes energiájú tartomány	1 GeV – 1 TeV
Nagyenergiájú tartomány	1 TeV fölött

A “tipikus” energia 1 GeV; ilyen energiákon a sugárzás fluxusa kb. $1000 \text{ részecske/m}^2\text{s}$. A nagyenergiájú sugarak jóval ritkábbak. Ezen *primér kozmikus sugarak* a légkörbe ütközve másodlagos részecskék keletkezését váltják ki. Ezek képezik a kozmikus sugárzás *szekunder komponensét*.

A **napszél** a Napból származó töltöttrezsecske-sugárzás, mely főleg **protonokból, elektronokból és α -részecskékből** áll. Energiája általában sokkal alacsonyabb a kozmikus sugarakénál (sebessége a Földnél kb. 300 km/s , ami a protonokra keV körüli energiát jelent), de alkalmanként sokkal nagyobb energiájú részecskék is kidobódhatnak (3. fejezet).

NEUTRINÓK Jelenlegi műszereinkkel a 233 keV -nél nagyobb energiájú neutrínók észlelhetők. Mivel eddig csak két földönkívüli forrásból észleltek neutrínókat, a neutrínóspektрумot résztartományokra bontani egyelőre nem szokás.

ELEKTROMÁGNESES SUGÁRZÁS Csillagászati ismereteink túlnyomó többségét e sugarak analiziséből szereztük és szerezzük. A műszereink érzékenységevel, a földi légkör áteresztőképességével kapcsolatos, valamint történeti okokból az elektromágneses spektrumot **hat tartományra (γ , röntgen vagy X, ultraibolya vagy UV, látható, infravörös vagy IR, rádió)** bontjuk. A részletesebb felosztás az I. táblázatból látható. Itt az egyértelműség kedvéért élesen meghúztuk a tartományhatárokat, bár a gyakorlatban ez nem mindig lehetséges.

A gamma- és röntgensugárzást közös néven *nagyenergiájú* tartományként, a közeli UV-t, láthatót és közeli IR-t pedig *optikaiként* szokás említeni.

SUGÁRZÁSTANI ALAPFOGALMAK A sugárzás $I_\nu(\theta, \phi)$ **intenzitását** úgy definiáljuk, hogy a $(\nu, \nu + d\nu)$ frekvencia-intervallumba eső $(\nu \equiv E/h)$, ahol E a részecske energiája

I. táblázat: AZ ELEKTROMÁGNESES SPEKTRUM TARTOMÁNYAI

	Tartomány	Elnevezés	Tipikus detektor	Elnyelés ^a	
Gamma	$> 10^8$ MeV ($< 10^{11}$ Å)	Ultranagy energiájú γ	Ködkamra	X	O
	10^4 – 10^8 MeV ($\sim 10^{-8}$ Å)	Nagyon nagy energiájú γ	Cserenkov-számláló	XX	O
	30 – 10^4 MeV ($\sim 10^{-4}$ Å)	Nagyenergiájú γ	Szikrakamra	XX	O
	10 – 30 MeV ($\sim 10^{-3}$ Å)	Közepes energiájú γ	Szikrakamra	XX	O
	1 – 10 MeV ($\sim 10^{-2}$ Å)	Alacsony energiájú γ	Szcintillátor	XX	O
	0.1 – 1 MeV (~ 0.1 Å)	Lágy γ	Szcintillátor	XX	O
X	0.1 – 1 Å (~ 10 keV)	Kemény X	Szcintillátor	XX	O
	1 – 100 Å (~ 1 keV)	Lágy X	Proporcionális számláló	XX	O
UV	100 – 2800 Å	Távoli UV; (< 1900 Å: vákuum UV; < 1000 Å: XUV)	PM-cső, spec. fotolemez	XX	O
	2800 – 3150 Å	Közepes UV		XX	O
	3150 – 3800 Å	Közeli UV	PM-cső, fotolemez	O	O
Lát- ható	3800 – 4400 Å	Ibolya		O	O
	4400 – 5000 Å	Kék	Fotolemez,	O	O
	5000 – 5600 Å	Zöld	PM-cső,	O	O
	5600 – 6000 Å	Sárga	CCD	O	O
	6000 – 6300 Å	Narancs		O	O
	6300 – 7500 Å	Vörös		O	O
IR	0.78 – 3 μ m	Közeli IR	Fotokonduktív det. , hibrid szilárdtest	X	O
	3 – 30 μ m	Közepes IR	képdetektorok	X	O
	30 – 300 μ m	Távoli IR	Bolométerek	XX	O
Rádió	0.3 – 1 mm ($\sim 10^3$ GHz)	Szubmm-es mikrohullámú		X	O
	mm–cm (~ 100 GHz)	mm-es mikrohullámú (EHF)	Kürtantenna	X	O
	cm–dm (~ 10 GHz)	cm-es mikrohullámú (SHF)		O	O
	dm–m (~ 1 GHz)	dm-es mikrohullámú (UHF)		O	O
	1 – 10 m (~ 100 MHz)	Ultrarövid hullámú (VHF)		O	X
	10 – 100 m (~ 10 MHz)	Rövidhullámú (HF)	Dipólantenna	O	X
	100 – 1000 m (~ 1 MHz)	Középhullámú (MF)		O	XX
	1 – 10 km (~ 100 kHz)	Hosszúhullámú (LF)		O	XX

^a balra: alsólégkör;
XX: teljes elnyelés

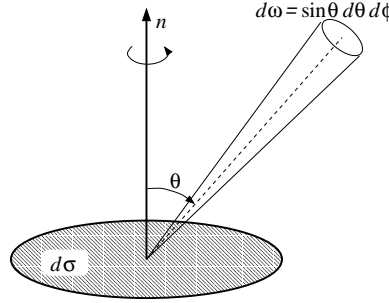
jobbra: felsőlégkör
X: gyenge átérésztés

O: átérésztés:

1 Å ~ 10 keV
 1 cm ~ 30 GHz

és h a Planck-állandó), a θ, ϕ polárszögekkel jellemzett irány körüli $d\omega$ térszögben terjedő sugárzás által a θ, ϕ normálisú $d\sigma$ felületelemen dt idő alatt átvitt energia:

$$dE_\nu = I_\nu d\nu dt d\sigma d\omega. \quad (1.1)$$



2. ábra: A fluxus definíciójához

Ha a $d\sigma$ felületelem nem merőleges a terjedési irányra, hanem normálisa azzal mondjuk θ szöveget zár be, akkor (1.1)-ben $d\sigma$ helyére természetesen a felületelemnek a θ, ϕ irányú vetülete, $\cos \theta d\sigma$ kerül (2. ábra). Egy kiválasztott $d\sigma$ felületelemen dt idő alatt átáramló teljes energia tehát ($d\omega = \sin \theta d\theta d\phi$):

$$\pi F_\nu d\nu dt = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu d\nu dt d\sigma \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi. \quad (1.2)$$

πF_ν -t **sugárzási fluxusnak** nevezzük; izotrop sugárzásnál természetesen eltűnik. Éppen ezért célszerű bevezetni a “**kilépő**” (a polárkoordinátarendszer tengelye irányába terjedő) **fluxust** úgy, hogy

$$\pi F_\nu^+ = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\nu d\nu dt d\sigma \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi. \quad (1.3)$$

Mivel

$$\pi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi, \quad (1.4)$$

látható, hogy F_ν^+ nem más, mint a $d\sigma$ -n “kifelé” terjedő intenzitás átlaga:

$$F_\nu^+ = \bar{I}_\nu. \quad (1.5)$$

Mivel sok esetben az égitest a legjobb műszereinkkel is pontszerűnek látszik, **csak a fluxus az, amit mindig mérni tudunk.** (A megfigyelő nagy távolságában persze már csak kilépő fluxus van, azaz $F_\nu = F_\nu^+$, ezért emlegethetjük F_ν^+ -t egyszerűen fluxusként.)

Az összintenzitás és az összfluxus:

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu, \quad (1.6)$$

$$\pi F = \pi \int_0^\infty F_\nu d\nu. \quad (1.7)$$

Könnyen belátható, hogy I_ν a sugárzás u_ν energiasűrűségével az alábbi kapcsolatban áll:

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\omega, \quad (1.8)$$

vagy speciálisan izotrop sugárzás esetén

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} I_\nu. \quad (1.9)$$

Az **emissziós koefficiens** definíciója szerint a dV térfogatelemben dt idő alatt a $(\nu, \nu + d\nu)$ frekvencia-intervallumba eső, $d\omega$ térszögben terjedő sugárzás formájában emittált energia

$$\epsilon_\nu dV dt d\nu d\omega. \quad (1.10)$$

Az α_ν **abszorpciós koefficiens**t (más néven *extinkciós koefficiens*t) úgy definiáljuk, hogy az I_ν intenzitású sugárzás ds út megtétele alatti gyengülése

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds. \quad (1.11)$$

Hogy α_ν nem függ I_ν -től, annak oka az, hogy a közeg részecskéi általi kvantumbefogás valószínűségét csak az alapvető fizikai elvek határozzák meg. (Az iránytól ϵ_ν és α_ν csak ritkán függ.) A tömegegységre vonatkoztatott abszorpciós koefficiens **opacitásnak** nevezik:

$$\kappa_\nu \equiv \alpha_\nu / \rho. \quad (1.12)$$

Egy anyagréteg **optikai vastagsága** definíció szerint

$$\tau_\nu = \int_{s_1}^{s_2} \alpha_\nu ds \quad (1.13)$$

(s_1 és s_2 a réteg két szélső pontját jelöli). A megfigyelőtől számított optikai vastagság az **optikai mélység**. Mivel (1.11) alapján a közegen áthaladó sugárzás gyengülése

$$I_\nu = I_\nu^{(0)} \exp(-\tau_\nu), \quad (1.14)$$

így pl. az egységnyi optikai vastagság azt jelenti, hogy az azon áthaladó intenzitás e -edrészére csökken.

1.2. A SUGÁRZÁSOK EREDETE

ELEKTROMÁGNESES SUGÁRZÁS KELTÉSE Mint az elektrodinamikából ismeretes, elektromágneses sugárzás — a néha észlelhető annihilációs sugárzástól eltekintve — akkor keletkezik, ha egy töltéseloszlás valamelyik momentuma időben változik, azaz a **töltéseknek** a rendszerük tömegközéppontjához képesti **mozgásállapota változik**. A változás oka a töltésekre ható erő, ami az általunk észlelhető sugárzások esetében — a részecskesugárzásnál mondottakhoz hasonló okokból — gyakorlatilag mindig elektromágneses természetű. A ható elektromos illetve mágneses erő jellege alapján megkülönböztetünk mikroszkopikus és makroszkopikus sugárzáskeltő folyamatokat: előbbieknél a részecske mozgásállapota a szomszédos részecskék hatására változik meg, utóbbiaknál nagyszámú távoli részecskétől eredő átlagtér okozza a gyorsulást. A kölcsönhatás pontosabb jellege, illetve a keletkező sugárzás spektruma szerint a sugárzáskeltő folyamatokat tovább bontjuk:

Mikroszkopikus eredetű sugárzások

Termikus (vagy hőmérsékleti) sugárzás

Nemtermikus sugárzás

illetve ettől függetlenül

Szabad-szabad átmenetek (fékezési sugárzás)

Szabad-kötött és kötött-kötött átmenetek (rekombinációs és vonalas sugárzás)

Makroszkopikus eredetű sugárzások

Plazmaemisszió

Giromágneses sugárzások:

- ciklotronsugárzás
- giroszinkrotron sugárzás
- Szinkrotronsugárzás

HŐMÉRSEKLETI SUGÁRZÁS A töltések hőmozgása miatt minden közeget ún. termikus (hőmérsékleti) elektromágneses sugárzás tölt ki. **Termikus egyensúlyban (TE)** levő, (azaz végtelen kiterjedésű, homogén hőmérsékleteloszlású) közeg esetén ennek energiaeloszlása, mint az a statisztikus fizikából ismeretes (Landau-Lifsic V. 63.)

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.15)$$

(k_B a Boltzmann-állandó). Innen (1.9) alapján az intenzitás

$$I_\nu = B_\nu(T) \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (1.16)$$

vagyis a **Planck-függvény**. A függvény alakja különböző hőmérsékletértékekre a 3. ábrán látható. Könnyen megmutatható, hogy a függvény maximuma és a hőmérséklet között a

$$\lambda_{max} T = \text{const.} = 2897 \mu\text{m K} \quad (1.17)$$

összefüggés áll fenn (**Wien-féle eltolódási törvény**). Az összintenzitás (1.15) integrálásával

$$I(T) = B(T) \equiv \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (1.18)$$

(**Stefan-Boltzmann törvény**), ahol

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4} \quad (1.19)$$

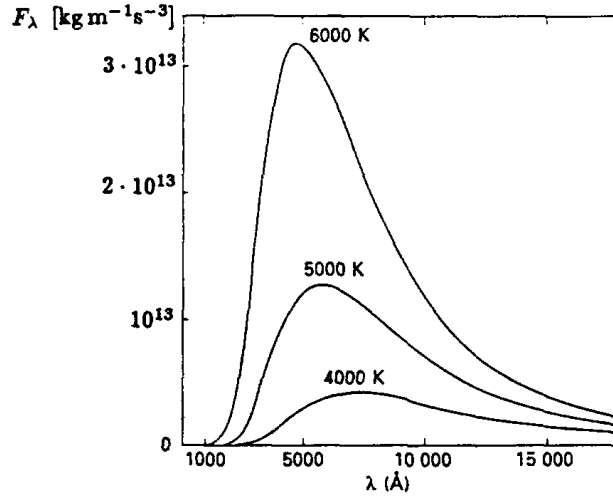
a *Stefan-Boltzmann konstans*.

Rövid hullámhosszakon a Planck-függvény helyett a *Wien-közelítés* használható:

$$I_\nu(T) \simeq \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right), \quad (1.20)$$

hosszú hullámhosszakon viszont a *Rayleigh-Jeans közelítés* alkalmazható:

$$I_\nu(T) \simeq 2 \frac{\nu^2}{c^2} k_B T. \quad (1.21)$$



3. ábra: A Planck-függvény [6]

Mivel egy $dV = ds d\sigma$ térfogatelemben keletkező adott irányú monokromatikus sugárzás intenzitása egyensúly esetén meg kell egyezzen az itt elnyelődő intenzitással, (1.1), (1.10) és (1.11) alapján

$$\epsilon_\nu ds = \alpha_\nu ds B_\nu(T),$$

azaz

$$\epsilon_\nu / \alpha_\nu = B_\nu(T). \quad (1.22)$$

Ezt nevezik **Kirchhoff törvényének**. Látható, hogy ha $\alpha_\nu ds = 1$, vagyis a közeg minden sugárzást teljesen elnyel (ún. *abszolút fekete test*), akkor emisszióját a Planck-függvény írja le; ezért (1.15)-öt néha *feketesugárzásnak* mondják. (Mondják továbbá *üregsugárzásnak* is, mivel a termikus egyensúly legjobb gyakorlati megközelítése egy átlátszatlan falú üreg, melynek falait egyetlen hőmérsékleten tartjuk.)

Az (1.15)–(1.17) összefüggések lehetőséget nyújtanak a közeg hőmérsékletének termikus sugárzása mérése alapján történő meghatározására. A hőmérséklet emellett természetesen meghatározható a statisztikus mechanikának a hőmérsékletet tartalmazó, a termikus egyensúlyt leíró formuláiból is, így a különböző gerjesztett állapotokban levő atomok (ill. ionok) számát megadó *Boltzmann-formulából*:

$$\frac{n_{r,s}}{n_{0,s}} = \frac{g_{r,s}}{g_{0,s}} \exp\left(-\frac{\chi_{r,s}}{k_B T}\right) \quad (1.23)$$

($n_{r,s}$ az s -szeresen ionizált, r -edik gerjesztett állapotban levő atomok számsűrűsége, $g_{r,s}$ az egyes állapotok statisztikus súlya, $\chi_{r,s}$ a gerjesztési energia); a különböző ionizációs állapotú atomok relatív számát megadó *Saha-formulából*:

$$\frac{n_{0,s+1}}{n_{0,s}} n_e = \frac{g_{0,s+1}}{g_{0,s}} \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\chi_s}{k_B T}\right) \quad (1.24)$$

(n_e az elektronsűrűség, χ_s az ionizációs energia, m_e az elektrontömeg); vagy a kinetikus

gázelmélet alapösszefüggéséből, pl. belső szabadsági fokok nélküli gázra:

$$\frac{1}{2}\mu\overline{v_*^2} = \frac{3}{2}\mathcal{R}T \quad (1.25)$$

(μ a — dimenziótlan — átlagos molekulásúly, V_* a részecskék sebessége, $\mathcal{R} = 8,31 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ az egyetemes gázállandó).

A végtelen izoterm közeg természetesen absztrakció. Gyakorlatilag a termikus egyensúly akkor áll fenn jó közelítéssel (a sugárzási tér akkor lesz a fent leírthoz nagyon hasonló), ha a hőmérséklet változásának karakterisztikus hossza messze meghaladja a többi jellemző fizikai hosszúságot. **Termikus egyensúly hiányában** viszont a fenti összefüggések nem érvényesek, vagyis a fenti módszerekkel végzett hőmérsékletmérések egymástól eltérő eredményre vezetnek. Ilyenkor különböző hőmérsékletfajtákról beszélünk.

- (a) **Effektív hőmérséklet** (T_{eff}). (1.18) definiálja, tehát a mérttel azonos összintenzitású feketesugárzás hőmérsékletparamétere.
- (b) *Sugárzási hőmérséklet* (T_{rad}). Olyan feketesugárzás hőmérsékletparamétere, melynek a megfigyelési tartományban mért összintenzitása megegyezik a csillagével. Nyilván $T_{rad} = T_{eff}$, ha a színek tartományt minden határon túl tágítjuk.
- (c) *Fényességi hőmérséklet* (T_b). Olyan feketesugárzás hőmérsékletparamétere, melynek intenzitása egy kiválasztott hullámhosszon megegyezik a csillagével (tehát (1.16) definiálja). Általában a rádiótartományban használják, egyszerűen az intenzitás mértékéeként (ilyenkor a Rayleigh-Jeans közelítéssel definiálják).
- (d) **Színhőmérséklet** (T_c). Olyan feketesugárzás hőmérsékletparamétere, amely a megfigyelési színek tartományban legjobban közelíti az észlelt intenzitáseloszlást. (1.16) valamely differenciahányadosa (vagyis egy színindex, ld. 1.5. szakasz) definiálja.
- (e) *Wien-féle hőmérséklet* (T_W). Olyan feketesugárzás hőmérsékletparamétere, amelynek maximális intenzitáshoz tartozó hullámhossza a mérttel egyező (tehát (1.17) definiálja).
- (f) **Kinetikus hőmérséklet** (T_{kin}). (1.25) definiálja. $\overline{v_*^2}$ a színeképvonalak Doppler-kiszélesedéséből nyerhető. Az elektronok kinetikus hőmérsékletét elektronhőmérsékletnek nevezzük. (Ekkor $\mu = 1/1840$.)
- (g) *Ionizációs hőmérséklet* (T_i). (1.24) definiálja. n_e ugyancsak a vonalprofilokból nyerhető, $n_{0,s}$ -t viszont a vonalak relatív erősségéből kapjuk (ld. 1.5. és 2.1. szakasz).
- (h) *Gerjesztési hőmérséklet* (T_e). (1.23) definiálja.

A termikus egyensúlynál valamivel gyengébb — és éppen ezért általánosabban használható — a **lokális termodinamikai egyensúly (LTE)** feltevése. Ilyenkor eltekintünk a szigorú izotermiától, és megengedjük, hogy a hőmérsékletváltozás jellemző léptéke kisebb legyen a fotonok szabadúthosszánál. Azt azonban kikötjük, hogy a részecskék szabadúthossza sokkal kisebb legyen a karakterisztikus léptéknél; továbbá, hogy a foton-részecske kölcsönhatásokban (amelyek ϵ_ν -t és α_ν -t meghatározzák) a valódi abszorpció és a termikus emisszió (ld. alább) domináljon a szórás felett. Ez a két kikötés azzal jár, hogy

- az energiaátmeneteket főleg az ütközések határozzák meg, lokálisan, és így a kinetikus, gerjesztési és ionizációs hőmérsékletek jól egyeznek, annak ellenére, hogy a fotonok nagy szabadúthossza miatt a sugárzás energiaeloszlása nem plancki jellegű;
- mivel a hőmérséklet lokálisan (a részecskék szabadúthosszán) konstans, a termikus emisszió és a valódi abszorpció viszonya, amit az ütközések okozta energiaátmenetek végeredményben szintén lokálisan szabnak meg, olyan lesz, mint termikus egyensúly esetén: azaz **fennáll a Kirchhoff-törvény** (csak éppen helyről-helyre különböző hőmérsékletváltozóval).

Az LTE közelítése gyakran igen hasznos. Ennek hiányában a termikus sugárzás problémája csak igen bonyolult nemlineáris egyenletrendszer megoldásával kezelhető.

VONALAS SUGÁRZÁS Mivel a közegek részecskéinek energiaspektruma sohasem tisztán folytonos, az energiaszintek különbségeinek megfelelő hullámhosszakon (a *vonalakban*) a fotonok szabadúthossza sokkal rövidebb, mint közöttük (a *kontinuumban*). Ennek következtében **azonos optikai mélységhez a vonalakban és a kontinuumban egészen különböző geometriai mélységek tartoznak**, ahol — a termikus egyensúly kivételével — rendszerint egészen különböző hőmérsékletek és fizikai viszonyok uralkodnak, így **az innen eredő sugárzás is egészen különböző lesz**, még ha mindkettő termikus eredetű is. Ezért termikus egyensúly híján az észlelt sugárzás spektruma két élesen elkülönülő komponensre, kontinuumra és vonalakra bomlik. Ha a vonalban az intenzitás a kontinuumbelit meghaladja, **emissziós vonalról**, ha alatta marad **abszorpciós vonalról** beszélünk. (Természetesen a vonalban beérkező sugárzás az utóbbi esetben is kisugárzás eredménye, csak éppen a kontinuumbelinél gyengébb emisszióé.)

A vonalas emisszióhoz az atomoknak először természetesen gerjesztett állapotba kell jutniuk. A gerjesztő mechanizmus szerint a vonalas sugárzást tovább oszthatjuk: van sugárzással gerjesztett vonal (ezen belül rezonáns, fluoreszcens stb. vonal), ütközéssel gerjesztett vonal (ezen belül pl. termikus ütközésekkel gerjesztett vonal) stb.

Egyes vonaloknál a gerjesztett állapot élettartama igen hosszú lehet. Mivel túl nagy sűrűség esetén ezalatt az atom számtalanszor ütközhet (vagy abszorbeálhat fotont), gyakorlatilag mindig ütközések viszik ki az adott energiaállapotból fotonkibocsátás helyett. Azokat a vonalakat, amelyek gerjesztett energiaszintjeinek élettartama földi sűrűségek között túl nagy ahhoz, hogy a vonal létrejöhessen, “tiltottnak” nevezzük. Kozmikus körülmények között persze ilyen **tiltott vonalak** is gyakran létrejöhetnek. A legfontosabb ilyen vonal **az atomos hidrogén 21 cm-es rádióvonala**, amely az alapállapotú elektron két ellentett spinű beállása közti kicsiny energiakülönbségnek felel meg.

FÉKEZÉSI SUGÁRZÁS A fékezési sugárzás (*Bremsstrahlung*) töltött részecskének közeli másik töltés mellett való elhaladása során keletkező sugárzás. Ebben az általános értelemben Bremsstrahlung a plazma hőmérsékleti sugárzása is. A csillagászatban azonban fékezési sugárzásról inkább csak olyankor beszélünk, ha a szabad-szabad átmenetből eredő sugárzás spektruma nem plancki jellegű.

Ennek egyik lehetséges oka, ha a részecskék relatív sebessége nem hőmozgásukból adódik. Tipikus példa erre egy nagyenergiájú töltött részecske-nyaláb áthaladása diffúz közege. Ez a jelenség magyarázza (az inverz Compton-szórás mellett) a kozmikus sugárzás és a gammasugárzás intim kapcsolatát. A keletkező sugárzás spektruma természetesen a nyaláb energiaeloszlásának függvénye.

A spektrum nem plancki jellegének másik lehetséges oka az, ha a részecskék sebessége ugyan hőmozgásukból adódik, de a közeg nem minden hullámhosszon optikailag vastag. Ez az ún. “termikus fékezési sugárzás”. Jellemzője, hogy I_ν frekvenciafüggetlen, kivéve alacsonyabb frekvenciákon, ahol a plazma optikailag vastaggá válik, s így sugárzása a Rayleigh-Jeans törvényt követi.

SZINKROTRONSUGÁRZÁS Mágneses erővonalak körül keringő töltött részecskék energiájuk egy részét elveszítik, ami sugárzás formájában nyilvánul meg. Ez a *gyromágne-*

ses sugárzás (másképpen mágneses fékezési sugárzás), mely polarizált, frekvenciája pedig a részecske keringési frekvenciája (a *ciklotronfrekvencia*) és annak felharmonikusai. A ciklotronfrekvencia kifejezése (a $\{ \}$ közötti faktor SI egységrendszerben figyelembe veendő, CGS-ben nem):

$$\nu_{\text{cyc}} = \left\{ \frac{1}{c} \right\} \frac{eB}{2\pi\gamma m_e} = 2,8 \text{ MHz} \frac{B}{1 \text{ gauss}} \frac{1}{\gamma} \quad (1.26)$$

ahol $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ és e az elektron töltése.

Nemrelativisztikus elektronsebesség ($(\gamma - 1) \ll 1$) esetén a sugárzást *ciklotronsugárzásnak*, enyhén relativisztikus esetben ($(\gamma - 1) \sim 1$) *giroszinkrotron sugárzásnak*, erősen relativisztikus esetben ($\gamma \gg 1$) pedig *szinkrotronsugárzásnak* nevezik; gyakorlati szempontból az utóbbi eset a legérdekesebb. Sajátossága, hogy a relativisztikus hatások miatt a keringő elektron kizárólag a mozgásiránya körüli $1/\gamma$ nagyságrendű kis szögben sugároz. Az észlelő a sugárzás erős irányítottsága miatt minden keringés alatt csak a giropériódusnál sokkal rövidebb ideig észleli a sugárzást, ami ezért a girofrekvencia igen magas felharmonikusaiból áll, s így gyakorlatilag folytonos spektrumú. A spektrum alakja természetesen itt is a részecskék energiaeoszlásától függ, de általában az

$$x \equiv \frac{d \log I_\lambda}{d \log \lambda}$$

spektrálindeks pozitív konstans (tipikusan 0.6). Szinkrotronsugárzást többnyire a rádiótartományban észlelünk, de egyes esetekben a mágneses tér és a részecskék energiája elég nagy ahhoz, hogy látható fény, sőt röntgensugárzás keletkezzék.

PLAZMAEMISSZIÓ Ha egy plazmában az elektronok töltéeloszlását megperturbáljuk az ionokéhoz képest, a létrejövő tértöltések következtében az elektroneloszlás oszcillálni kezd a kvázineutrális egyensúlyi állapot körül. A rezgés frekvenciája (a Debye-hosszhoz képest nagyléptékű perturbáció esetén) a *plazmafrekvencia* (a $\{ \}$ közötti faktor SI egységrendszerben figyelembe veendő, CGS-ben nem):

$$\nu_{\text{pl}} = \left(\left\{ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right\} \frac{2e^2 n_e}{m_e} \right)^{1/2} = 9 \text{ kHz} \left(\frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \quad (1.27)$$

(ϵ_0 a vákuum permittivitása). A rezgésbe jött plazma ν_{pl} -en és annak felharmonikusain sugároz.

AZ ELEKTROMÁGNESES SUGÁRZÁS TERJEDÉSE A sugárzások által szállított információ kinyeréséhez szükségünk van a sugárzások terjedését megszabó törvények ismeretére is.

Mikroszkopikus szinten elektromágneses sugárzás és anyagi közeg kölcsönhatása kétféle lehet:

- A **szórás** során a sugárzás iránya megváltozik, miközben energiája nem változik (*koherens szórás*) vagy alig változik (*inkoherens szórás*). Ha a koherens szórásnál a szórócentrum mérete elég kicsi a sugárzás hullámhosszához képest, a szórt sugárzás a beesőhöz képest fix fáziskécsést szenved, és így azzal interferenciaképes (*szigorúan koherens szórás*). Az inkoherens szórás gyakorlatilag minden esetben abszorpciót követő reemisszióként fogható fel. A koherens szórás úgy tekinthető, hogy a fényhullám a céltárgy kényszerrezgését okozza, így maga is fényhullámot bocsát ki, ami az elsövel interferálhat is. Az elektronon történő koherens fényszórás Thomson-szórásnak, az inkoherens Compton-szórásnak nevezzük.
- A **valódi abszorpció** során a belépő foton úgy nyelődik el, hogy nem keletkezik hozzá közeli energiájú másik foton; az elnyelő részecske a felvett energiát nem elektromágneses sugárzással veszíti el, pl. ütközéssel. (A folyamat fordítottja a **termikus emisszió**: ütközéssel gerjesztett részecske sugárzásos energialeadása.)

A több szintet érintő, összetettebb folyamatoknál számos átmeneti eset is lehetséges, pl. az $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ **fluoreszcencia**. Mindezen folyamatokat közös néven **extinkciónak**, vagy gyakran (általánosabb értelemben vett) abszorpciónak nevezzük. Mint említettük, LTE-ről akkor beszélhetünk, ha az extinkciót főleg a valódi abszorpció okozza.

Makroszkopikusan (a vizsgált fény hullámhosszánál sokkal nagyobb léptékeken) ezek a mikroszkopikus folyamatok a makroszkopikusan is érzékelhető abszorpció és fényszórás mellett még egy fontos effektust okoznak: a koherensen szórt fény a belépővel úgy interferál, hogy a fény fázisbessége a közegben c alá csökken, és pedíg hullámhosszfüggően (*diszperzió*). Ez vezet a **refrakció** és **reflexió** jelenségéhez. Ha a közegben kis, makroszkopikus méretű, rendezetlen inhomogenitások vannak jelen, ennek következtében *diffúz reflexió* és *diffúz transzmisszió* — a mikroszkopikus eredetűtől gyakorlatilag megkülönböztethetetlen szórásjelenségek — jönnek létre.

Az opacitás (1.11) definíciójánál fogva nem tartalmazza a refrakció és reflexió makroszkopikus jelenségeit, hiszen dI_ν az infinitezimálisan vékony — ergo homogén — rétegbe belépett és onnan kilépő intenzitás különbsége. Tartalmazza azonban az extinkcióhoz hozzájáruló valamennyi mikroszkopikus szórás- és elnyelési jelenséget, amelyeket így az abszorpciós koefficiens meghatározásánál egytől egyig számításba kell venni.

A RÉSZECSKESUGÁRZÁSOK EREDETE Mivel elektronok és atommagok mindenütt kellő mennyiségben állnak rendelkezésre, **töltött részecske-sugárzás** keltéséhez “csak” megfelelő gyorsítási folyamatról kell gondoskodni. Erre főként elektromágneses folyamatok alkalmasak, az erős és gyenge kölcsönhatások fő színterei ugyanis olyan nagy sűrűségű tartományok (a csillagok mélye), ahol az alkalmasint létrejövő töltött részecske-sugárzás rögtön el is nyelődik (vagyis részecskéi ütközéssel elveszítik energiájukat). Az általunk észlelt kozmikus sugárzás minden bizonnyal főleg lökéshullámok és erős mágneses terek kölcsönhatásának köszönheti energiáját. A **mágneses térnek** van döntő szerepe a napszél eredeténél is; emellett a kifelé áramló napszél-részecskékkal a Nap elektromágneses sugárzása további impulzust közöl (sugárnyomás).

A csak gyengén kölcsönható **neutrínók a csillagok magjából** erednek, a magreakciók színhelyéről. A Nap esetében lényegében a jól ismert β -bomlás és inverz β -bomlás variációiról van szó (részletesebben a reakciókat a 2. fejezetben tárgyaljuk).

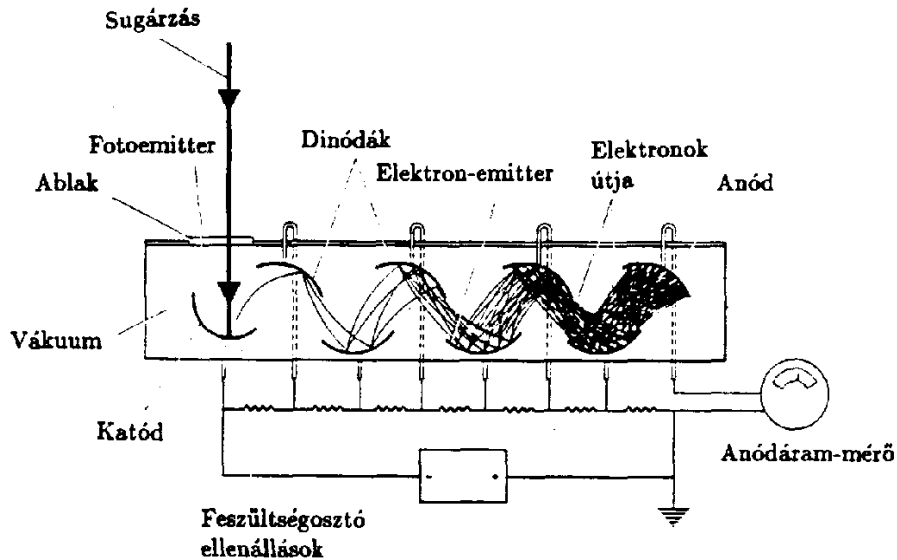
1.3. AZ ÉSZLELÉS ESZKÖZEI

ÁLTALÁNOS ELVEK Az észlelőberendezések általában három részre oszthatók. Az eszköz szíve a **detektor**: olyan fizikai rendszer, amelyben a sugárzás meghatározott állapotváltozást idéz elő. A sugárzás jellemzőire ezen állapotváltozásból következtetnek a detektorhoz csatolt **kiértékelő berendezések** segítségével. A detektor nyújtotta lehetőségek maximális kihasználása érdekében a detektor elé különféle **analizáló berendezéseket** helyeznek a bemenő sugárnyaláb jellemzőinek (geometriai szerkezetének, hullámhossz-összetételének stb.) módosítására.

Az ismerttetett felépítést példázza az emberi látás is: itt a detektor szerepét a retina pálcikái és csapjai játsszák, analizáló berendezésként a szemlencse szolgál, a látványt rekonstruáló feldolgozó berendezés pedig maga az agy.

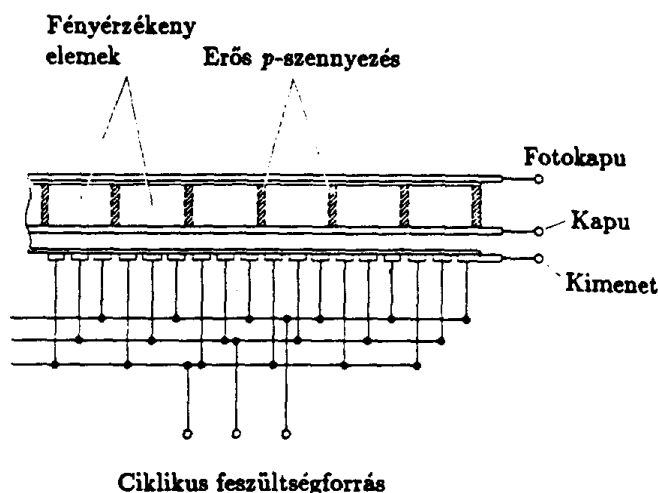
DETEKTOROK A ma használatos detektorok többsége a beeső sugárzás tulajdonságait elektromos áram modulációja útján kódolja. Fontos kivételt képez a látható és ultraibolya színek tartományban használható **fotografikus emulzió**, amelyben a sugárzás okozta változás kémiai jellegű. A fotolemez kvantumhatásfoka sajnos igen alacsony, ami hosszú expozíciós időket tesz szükségessé, ez pedig az időfelbontás rovására megy.

Az elektronikus detektoroknak a közelmúltig fontos képviselője volt a **fotoelektron-sokszorozó** (photomultiplier, **PM-cső**). A műszer működési elvét a 4. ábra illusztrálja: a katódra beeső fény annak fényérzékeny (általában alkális) bevonatából elektront lök ki (fotoeffektus). A kilökött elektron a -1000 voltra előfeszített katódtól a földelt anód felé igyekszik, útjában azonban mintegy tíz darab, egyre csökkenő feszültségű elektróda (ún. *dinóda*) van. A dinódába ütköző elektron ott újabb elektronokat kelt, így az anódot végül egész elektronlavina éri el. Megfelelő geometriai szerkezet akár egymilliószoros erősítést is biztosíthat. Nagy érzékenysége ellenére a PM-csőnek hátránya, hogy a halvány források észleléséhez szükséges hosszú integrációs idő nem biztosítható, és képérzékelése nincsen. (Képérzékelő detektornak az érzékelő felületének különböző pontjaira beérkező sugárzást megkülönböztetni képes detektort mondjuk.) E hátrányok vonatkoznak az infravörös tartományban használt, a hőmérsékletfüggő ellenállás elvén alapuló detektorokra (*bolométer*, *fotokonduktív cellák*) is.



4. ábra: PM-cső felépítése [3]

A fotolemez és a PM-cső előnyeit egyesítik az újabban egyre elterjedtebb **szilárdtest képdetektorok**. Klasszikus képviselőjük a **töltéscsatolt eszköz** (charge-coupled device, **CCD**). Az 5. ábra példaképpen a háromfázisú CCD felépítését mutatja. A CCD *p*-típusú szilícium lapka, melynek felső felületét a négyzethálós mentén felvitt különösen erős *p*-szennyezés érzékelő elemek, *pixelek* mátrixára bontja. Ezt a felületet vékony SiO_2 -réteg borítja, amihez minden pixelnél egy-egy elektróda (*fotokapu*) van kapcsolva. A lemez alsó felületére minden pixelnél három-három ún. *töltéscsatoló elektróda* csatlakozik. A lapka két szintjét egy minden pixel alatt átvezetett *kapuelektroda* választja el. Az expozíció során a kaput $+2$ volton tartják, míg a fotokapu $+10$ V feszültséget kap. A beeső fény által gerjesztett, a vezetési sávba kerülő elektronok a pixel tetején akumulálódnak; mennyiségük egy bizonyos telítési töltés alatt arányos a beeső fluxussal. Az expozíció végén a kapu és a fotokapu feszültsége felcserélődik, így az elektronok a kapuhoz húzódnak, majd a középső töltéscsatoló elektród $+10$ voltra kapcsolásával és a kapufeszültség egyidejű csökkentésével a töltéscsatoló rétegbe kerülnek át. Az expozíció máris újratekődik, miközben a töltéscsatoló elektródákra adott feszültség ciklikus cserélgetésével a három elektróda között a pixelek alatt létrejött töltéscsomagokat mintegy “lehúzzák” a lapkáról, és annak



5. ábra: Háromfázisú CCD felépítése [3]

szélén lineárisan kiolvassák. A CCD nyilvánvaló előnye nagy érzékenysége, képérzékelése, és az elérhető hosszú integrációs idő (bár az utóbbi kihasználása érdekében a csillagászati célú CCD-eket erősen hűteni kell, különben a termikusan gerjesztett elektronok igen hamar telítésbe viszik a pixeleket).

A nagyenergiájú színeképtartományban használatos detektorok a részecskefizikából jól ismertek (*proporcionális számláló, szikrakamra* stb.). A rádióhullámok felfogására természetesen *antennákat* alkalmaznak. A rádióhullámok alacsony frekvenciája miatt az antennákban a hullám paraméterei nem átlagolódnak ki a rezgésidőre, azaz az antenna kimenő jele a fázisra vonatkozó információt is tartalmazza. Az interferometria kivételével ez az információ általában csak zajként jelentkezik, ezért a jelet még egy egyenirányítón is átvezetik.

TÁVCSÖVEK A detektorok előtt elhelyezett analizáló berendezések közül a legfontosabbak a teleszkópok, amelyek kettős funkciót töltenek be.

- (a) **Fénygyűjtés:** a távcső bemenő nyílása (*apertúrája*) sokkal nagyobb a detektor érzékelő felületénél, amelyre a bemenő sugárzás koncentrálódik.
- (b) **Képalkotás:** a kép a fókuszba helyezett detektor érzékelő felületén jön létre.

A távcső legfontosabb jellemzője mindkét funkció szempontjából az **apertúra (bemenő nyílás) nagysága** (a létrejövő kép felbontása az optika törvényei szerint a távcső átmérőjének és a használt sugárzás hullámhosszának hányadosával arányos). Hazánk legnagyobb teleszkópja az MTA Csillagászati Intézetének 1 m átmérőjű műszere a Mátrában. Az optikai tartományban használt legnagyobb, egyetlen tükörrel rendelkező távcsövek átmérője 10 m (ilyen a két Keck teleszkóp Hawaiiiban és a GRANTECAN a Kanári-szigeteken). A Chilében található Európai Déli Observatóriumban (Paranal) felállított VLT (Very Large Telescope) viszont négy különálló 8,2 méteres távcsőből áll, amely egyetlen objektum szimultán észlelése esetén fénygyűjtő képességét tekintve egy 16 méter átmérőjű távcsővel ekvivalens. A rádiótartományban több száz méteres távcsövek is használatosak. (Az optikai elemeket a jó leképezéshez a használt hullámhossznál pontosabban kell meg-

munkálni, ami a rádiótávcsövek esetében természetesen lényegesen könnyebb feladat.)

A távcsövek **fő optikai eleme az objektív**: általában egy homorú tükör (régebbi építésű, a látható tartományban dolgozó műszerek esetében gyakran domború lencse). Az objektív pontosabb jellemzői, valamint a másodlagos optikai elemek mibenléte és elrendezése szerint különböző rendszerű távcsövekről szokás beszélni (Cassegrain-, Coudé-, Schmidt-rendszer, stb.).

A távcsövek másik fő jellemzője az átmérő mellett az objektív *fókusz távolsága*. Az apertúra és a fókusz távolság hányadosa a *fényerő*: kis fényerő esetén a létrejövő kép halvány, de nagyméretű, nagy fényerőnél kicsi, de fénygazdag. A távcső paramétereit és rendszerét a feladathoz mérten választják meg.

Az átmérő növelésének határt szab, hogy a nagy főtükrök a mozgatás során saját súlya alatt deformálódnak, alakját a hőmérsékletkülönbségek eltorzítják, szabadban álló műszer esetében a szél is belekapaszkodik. Ennek elhárítására az újabb óriástávcsöveket többnyire ún. *aktív optikával* építik: a főtükör több darabból van mozaikszerűen összerakva, az egyes darabok külön-külön mozgathatók, így — számítógép-vezérléssel — a tükör előírt alakja mindig biztosítható. Az *adaptív optika* még egy lépéssel továbbmegy: az előírt tükörfelület helyett a kép mindenkor optimális fókuszáltságát tartja fenn, akár a tüköralak kis szabálytalan torzításával is; ezáltal a levegő turbulens mozgása miatti életlenség (az ún. *seeing*) kiküszöbölhető, és a felbontóképesség a korábban áthághatatlannak vélt seeing-határ (1.6. szakasz) alá szorítható.

SPEKTROGRÁFOK A spektrográf olyan műszer, amely a bemenetére eső optikai hullámhosszú sugárzást hullámhossz szerint felbontja. **Fő eleme prizma, vagy gyakran optikai rács**. A bemenő nyílás rendszerint egy **rés**, amelyről a spektrográf egyben képet is alkot egy külön objektív segítségével. A színek így széles sávként — a rés szorosan egymás mellé kerülő, különböző hullámhosszú képei alakjában — jelenik meg. A spektrográfot rendszerint a teleszkóp és a detektor közé helyezik el. Pontszerű forrás vizsgálatakor a forrás képét az expozíció során a rés egyenes kivilágítása érdekében a rés mentén fel-le mozgatják.

Kisfelbontású színeképek felvételéhez gyakran egyszerűen egy nagy prizmat helyeznek a távcső apertúrája elé (*objektív prizma*). Így a létrejövő képen minden egyes csillag helyén annak miniatűr spektruma látható.

EGYÉB MŰSZEREK Az egyéb analizáló műszereknek és detektoroknak se szeri, se száma. Az érdeklődő leírásukat megtalálhatja [3]-ban.

Mivel a ma elterjedt detektorok zöme egyszerűen modulált elektromos jelet produkál kimenetként, speciális feldolgozóeszközökre nincs szükség: a feldolgozás számítógépekkel végezhető, csak megfelelő interfésztől kell gondoskodni. Kivétel ismét a fotografikus észlelés: az exponált és előhívott lemezeket itt először az adott célnak megfelelő kimerőasztalon átvilágítják; az asztal a leolvasott mérési adatokat elektromos impulzusokká konvertálja, és a további feldolgozás ismét számítógépekkel történhet.

1.4. IRÁNY ÉS IDŐ (SZFÉRIKUS CSILLAGÁSZAT)

CSILLAGÁSZATI KOORDINÁTARENDSZEREK Az észlelés irányának és idejének megadásával kapcsolatban két problémát kell megoldanunk:

- (a) a mért irány- és pozícióadatoknak egy univerzálisan elfogadott standard vonatkoztatási rendszerbe történő konvertálását;
- (b) az iránymeghatározásban fellépő, az észlelő és a vizsgált objektum közötti anyagtól származó zavaró hatások korrigálását.

A (b) problémával majd az 1.6. szakaszban foglalkozunk. Itt most feltételezzük, hogy a légköri és egyéb zavaró hatások redukciója már megtörtént, és csak a standard vonatkoztatási rendszerbe történő transzformálást tárgyaljuk.

A koordinátákat a csillagászatban használatos **szférikus koordinátarendszerek** egyikében szokás megadni. Ezeket a rendszereket origójuk szerint *topocentrikus*, *geocentrikus*, *baricentrikus* stb. rendszerekre osztjuk (az említettek középpontja a megfigyelő, a Föld, illetve a Naprendszer tömegközéppontja). A rendszerek alapsíkját és ezen belül az alapirányt valamilyen fizikailag kitüntetett sík és irány jelöli ki.

II. táblázat: FONTOSABB CSILLAGÁSZATI KOORDINÁTA-RENDSZEREK

Rendszer	Alapsík	Alapirány	Koordináták	Hosszúsági koord. mérésirány	egység
Horizontális (vagy azimutális)	Horizont	Meridián déli metszéspontja	Azimut (Az) Magasság (h)	–	0–360°
I. ekvatoriális	Égi egyenlítő	Meridián déli metszéspontja	Óraszög (t) Deklináció (δ)	–	0–24 ^h
II. ekvatoriális	Égi egyenlítő	Tavaszpont	Rektaszncenzió (RA, α) Deklináció (D, δ)	+	0–24 ^h
Ekliptikai	Ekliptika	Tavaszpont	Ekl. hosszúság (λ) Ekl. szélesség (β)	+	0–360°
Galaktikus	Tejút síkja	Tejútcentrum	Gal. hosszúság (l^{II}) Gal. szélesség (b^{II})	+	0–360°
Szupergalaktikus	Szupergal. sík (Virgo szuperhalmaz szimmetriasíkja)	Tejút síkja É-i metszéspontja	Szupergal. hosszúság (l_{SG}) Szupergal. szélesség (b_{SG})	+	0–360°

A szélesség jellegű koordinátákat az alapsíktól számítjuk $\pm 90^\circ$ -ig; a hosszúság jellegűt az alapiránytól az alapsík mentén (egyezményes forgásiránnyal) 0° -tól 360° -ig (egyes rendszerekben 0^h -tól 24 óráig, ilyenkor $1^h = 15^\circ$). A fontosabb csillagászati koordináta-rendszerek adatai a II. táblázatban vannak megadva. Néhány kifejezés magyarázatát az alábbiakban adjuk meg.

Horizont: A függőön által kijelölt csillagászati vertikálisra merőleges, a koordináta-rendszer origóján átmenő sík.

Zenit, nadir: A csillagászati vertikális által kijelölt két ellentett irány.

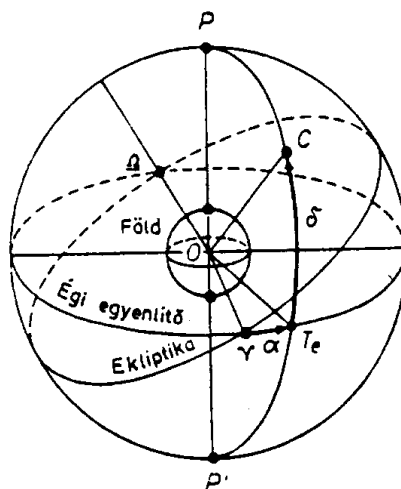
Égi egyenlítő: A Föld egyenlítői síkjával párhuzamos, a koordináta-rendszer origóján átmenő sík. Az éggömböt (bármely origó középpontú gömböt) északi és déli féltékére osztja.

Meridián: az Égi egyenlítőre merőleges, a zenitet és nadirt tartalmazó sík.

Ekliptika: A Föld Nap körüli pályájának síkjával párhuzamos, az origón átmenő sík.

Tavaszpont: Az Égi egyenlítő és az Ekliptika metszéspontjának azon, origó végpontú félegyenese által kitűzött irány, melyen áthaladva a Nap látszó évi mozgása során a déli félgömből az északra lép át (március 21-én).

A 6. ábra példaképpen a II. ekvatoriális rendszert mutatja.



6. ábra: A II. ekvatoriális koordináta-rendszer [1]

A Naprendszeren kívüli objektumok koordinátáit a katalógusok rendszerint baricentrikus, II. ekvatoriális rendszerben (esetleg galaktikus vagy szupergalaktikus rendszerben) adják meg. Naprendszerbeli objektumoknál gyakoribb a geo- vagy baricentrikus ekliptikai koordináták használata. A műszerek beállításához legalkalmasabb, ha a keresett égitest koordinátái topocentrikus I. ekvatoriális vagy azimutális rendszerben adottak; ugyanezek a legközvetlenebbül meghatározható mért koordináták is.

IDŐSZÁMÍTÁS A polgári időszámítás alapjául az ún. **koordinált világidő (UTC)** szolgál, ami a greenwichi zónaidővel azonos. Az UTC lényegében a **Föld forgásához igazított atomidő**. Egy világnap 86 400 SI másodpercből áll; időnként (néhány évente egyszer) azonban 1 secundummal hosszabb vagy rövidebb. Ezeket a rendkívüli módosításokat a Föld forgási egyenletlenségeinek kompenzálása céljából, valamint a standard középnap és a középnap kis ($\sim 10^{-8}$) eltérése miatt kell elrendelni.

A napnál hosszabb egységek polgári naptárban szokásos bonyolult rendszerének használata a csillagászatban nem célszerű. Ehelyett az észlelések dátumát a **Julián-dátum (JD)** segítségével adják meg: egy fiktív kezdő időponttól kezdve folyamatosan sorszámozzák a középnapokat. A kezdő időpont Kr. e. 4713 január elseje, déli 12 óra. A csillagászati évkönyvek tartalmazzák az adott év minden napjának Julián-dátumát.

Gyakran mégis célszerű napok helyett években számolni, ami legegyszerűbben a **Julián-évek** rendszerében tehető meg. Egy Julián-év egyszerűen 365,25 középnap. Az éveket a polgári naptárral összhangban számozzák, bár az újév persze nem pontosan esik egybe a polgárral: definíció szerint $J2000.0 = JD 2451545.0$.

PARALLAXIS ÉS ABERRÁCIÓ Észleléseinket a Naprendszer középpontjától számított néhány csillagászati egységnyi sugarú térrészen belülről végezzük; az észlelő sebessége a baricentrum sebességétől néhányszor tíz km/s-mal különbözik. Ennélfogva az ezen tér- és sebességtartományon belül különböző vonatkoztatási rendszerekben végzett iránymeghatározások között eltérések tapasztalhatók, részben az észlelők különböző térbeli helyzetéből adódó perspektivikus elmozdulás (*parallaxis*) miatt, részint az észlelő és az égitest relatív mozgásából a fény véges terjedési sebessége folytán következő *aberráció* miatt. Bár ezen eltérések olykor fontos információt nyújthatnak az égitest távolságáról és sebességéről, a homogén észlelési anyag érdekében célszerű e hatásokat szeparálni, és a megfigyelési eredményeket egységes vonatkoztatási rendszerben megadni. Ha a Föld felszínén vagy közvetlen környezetében nagyjából egyidőben végzett mérésekről van szó, elég lehet a geocentrikus rendszerbe való transzformáció; a korrigálandó hatásokat ekkor **napi parallaxisnak** és **napi aberrációnak** mondjuk, az eredeti topocentrikus pozícióból ezek (és a légköri stb. zavaró hatások) figyelembevételével kapott pozíciót pedig az égitest *látszó helyének* nevezzük. Általában azonban a látszó pozícióadatokat az **évi parallaxis** és **évi aberráció** figyelembevételével baricentrikus rendszerbe transzformáljuk tovább. (Így kapjuk az égitest *valódi helyét*.)

A parallaktikus elmozdulás az égitestek távolságával csökken: a napi parallaxis csak a Naprendszerben, az évi csak kb. 1 kpc-ig számottevő. Az évi parallaxis következtében egy, a baricentrumhoz képest mozdulatlan csillag az év során a Földről nézve egy kis ellipszist látszik leírni (7. ábra), melynek lapultsága a csillag ekliptikai szélességétől függ; a félnagy tengelyt a csillag (évi) parallaxisának nevezzük. A p parallaxist ívmásodpercben, a csillag d távolságát parszekben mérve fennáll a következő reláció:

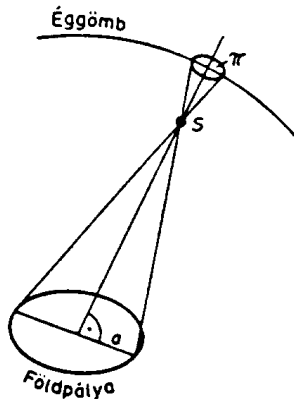
$$d = 1/p \quad (1.28)$$

E reláció fennállása folytán a “parallaxis” kifejezést a csillagászatban a “távolság” szinonimájaként is használják. Az itt vázolt mérés útján kapott parallaxisérték — az ún. **trigonometrikus parallaxis** — a legmegbízhatóbb távolságmérési módszer a Naprendszeren kívül; sajnos 100 parszeken túl hibája még a legpontosabb műholdas mérésekkel is meghaladja a 10%-ot.

Az aberráció a parallaxistól eltérően a távolságtól független, és csak az észlelőnek a vonatkoztatási rendszerhez viszonyított sebességétől függ. Pl. a Föld keringése következtében a csillagok valódi helyük körül egy év alatt egy ellipszist látszanak leírni, amelynek fél nagy tengelye $20''.5$ (az évi aberráció állandója).

Megemlítjük, hogy az észlelt égitestnek a vonatkoztatási rendszerhez képesti mozgása szintén okoz aberrációs effektust, azaz a sugárzás beérkezési iránya már emiatt sem lesz azonos az origót az égitesttel az adott pillanatban összekötő vezérsugárral. Ezt azonban csak a Naprendszeren belül lehet és szokás figyelembe venni (*planetáris aberráció*).

PRECESSZIÓ, NUTÁCIÓ Ha az égitest látszó vagy valódi helyét ekvatoriális vagy ekliptikai rendszerben kívánjuk megadni, további problémát jelent az, hogy e rendszerek alapsíkjai és alapirányai a térben nem állandó helyzetűek, ezért a különböző időpontokban végzett megfigyelések más és más koordinátarendszerben történnek. Az alapsíkok és az alapirány mozgását leíró égi mechanikai képletek tartalmaznak lineáris tagokat (*általános precesszió*) és periodikusakat (*nutáció*); utóbbiak közül a 18,6 éves periódusú a leghosszabb és a legnagyobb amplitúdójú. Az általános precesszió folytán a Tavaszpont mintegy 26 000 év alatt körbejár az Ekliptika mentén. Az alapsíkok



7. ábra: Az évi parallaxis [1]

helyzetének változását az Égi egyenlítő esetében a Nap és a Hold által a lapult Földre gyakorolt forgatónyomaték, az Ekliptika esetében a bolygók perturbáló hatása okozza.

Így a geo- vagy baricentrikus rendszerbe való átszámításon túl célszerű az észleléseket olyan koordinátarendszerbe konvertálni, amelyet az alapsíkok egy kitűzött alapidőpontban (*epochában*) elfoglalt helyzete definiál; sőt nem is az epochabeli tényleges helyzetüket, hanem a nutációra kiközepelt helyzetüket veszik alapul a pozíciószámításhoz (*epochára vonatkoztatott közepes hely*). Epochául általában valamilyen kerek évszám szolgál, pl. J2000.0 (a 2000-es Julián-újév). Hosszú távon a precesszió számítása igen komplikált.

SAJÁTMOZGÁS A zavaró hatások korrigálása, a parallaxis, aberráció, precesszió és nutáció figyelembevétel után kapott epochára vonatkoztatott közepes hely az, amit az újabb csillagkatalógusok megadnak. (Régebben az ún. *közepes katalógus helyet* adták meg az epochára vonatkoztatva, ami a fentitől abban különbözött, hogy benne az évi aberráció a Földpálya ellipticitásának elhanyagolásával volt kikorrigálva.) Az észlelések időpontjának megadásánál tekintettel kell lenni a fény-idő effektusra is.

Az epochára vonatkoztatott közepes helyzet időbeli változását Naprendszeren kívüli objektumok esetében **sajátmozgásnak** nevezik. (Naprendszerbeli égitesteknél *pályamozgásról* beszélünk.)

FUNDAMENTÁLIS KOORDINÁTARENDSZER Szót kell ejtenünk itt a koordináta-rendszerek gyakorlati kitűzésének problémájáról is, mivel ez egyben **az inerciarendszer gyakorlati megvalósítását** is jelenti. Egy égitest koordinátáinak meghatározása a közelében fekvő, ismert helyzetű más objektumok alapján való interpoláció révén történik. Ily módon minden koordináta visszavezethető egyetlen "őskatalógusra", amely bizonyos számú, az egész égbolton szétszórt referenciacsillag pozíció- és sajátmozgás-adatait tartalmazza meghatározott epochára vonatkozólag. Ez az ún. *fundamentális katalógus*, az általa definiált rendszer pedig a **fundamentális koordináta-rendszer**.

A fundamentális rendszer kitűzése hosszú ideig igen nehéz technikai problémát jelentett, miután az égre sajnos nincsenek "bevésve" koordinátarendszereink alapkörei, hanem ott csak egymáshoz képest mozgó égitesteket láthattunk. Újabban azonban e téren döntő fordulatot hozott egyfelől az égi pólus és a Tavaszpont helyzetének rádió-interferometria (VLBI) és holdi lézer-táv mérés segítségével történt pontosítása, másfelől a pontszerű távoli extragalaktikus források (aktív galaxisnukleuszok, kvazárok, ld. 4.4. szakasz) hatvanas évekbeli felfedezése, majd pozícióiknak előbb rádió-interferometria (VLBI) révén, a kilencvenes években pedig az optikai tartományban a HIPPARCOS műhold által történt precíz meghatározása. E források nagy távolsága folytán egymáshoz képesti

sajátmozgásuk kimutathatatlanul kicsiny, rendszerük pedig kitűzi az abszolút inerciarendszert (vö. Bevezetés). A vonatkoztatási rendszer kitűzésének ezen elve a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU) által 1997-ben bevezetett *Nemzetközi Égi Vonatkoztatási Szabvány (ICRS)*. Gyakorlati megvalósítása, azaz fundamentális katalógusa a rádiótartományban a $2 \cdot 10^{-5}''$ pontosságú *Nemzetközi Égi Vonatkoztatási Rendszer (ICRF)*. Az optikai tartományban viszont az ICRS másodlagos fundamentális katalógusa a $10^{-4}''$ pontosságú, a HIPPARCOS méréseit összegző HIPPARCOS Katalógus. Ez a katalógus megadja a referenciaobjektumok J1991.25 baricentrikus ekvatoriális koordinátáit, valamint számos csillag és egyéb objektum ez alapján interpolált nagy pontosságú helyzet- és sajátmozgás-adatait. A HIPPARCOS katalógus az ICRF-hez pozícióban $6 \cdot 10^{-4}''$, szögsebességben pedig $2.5 \cdot 10^{-4}''/\text{év}$ bizonytalansággal illeszkedik.

Az ICRS-t megelőző időkben a koordinátarendszerek tényleges kitűzése csak fokozatos közelítés, *szukcesszív approximáció* útján volt lehetséges. Az ICRS ezzel szemben véglegesnek szánt rendszer, melynek valójában még epochája sincsen: a tengelyek helyzetét egyszer s mindenkorra definiálnak tekintik, s többé nem fogják a precesszióra korrigálni (legfeljebb a rá alapuló másodlagos katalógusokban veszik azt figyelembe).

Az inerciarendszer időváltozója a földfelszínen mért atomidő relativisztikus effektusokra korrigált változata (*baricentrikus dinamikai idő* vagy *BDT*).

1.5. FLUXUS ÉS SPEKTRÁLIS ELOSZLÁS

FOTOMETRIAI RENDSZEREK Mivel a detektor érzékelő felületére minden esetben egy véges térszögből származó sugárzás esik, intenzitásmérés helyett helyesebb a fluxus méréséről beszélni. Természetesen a detektor nem egyformán érzékeny minden frekvencián, de érzékenysége nem is korlátozódik egyetlen frekvenciára, tehát a mért mennyiség nem az összfluxus, nem is a monokromatikus fluxus, hanem az utóbbinak egy $c(\nu)$ súlyfüggvénnyel vett integrálja:

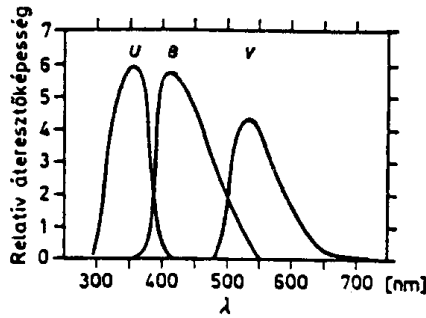
$$\pi \int_0^\infty c(\nu) F_\nu d\nu. \quad (1.29)$$

A $c(\nu)$ átviteli függvény csak véges frekvencia-intervallumban különbözik számottevően zérustól, és két függvény szorzataként áll elő. Ezek: az analizáló berendezés (színszűrők, távcső) áteresztési függvénye és a detektor érzékenységi függvénye. (Maga a πF_ν belépő fluxus viszont a vizsgált égitest fluxusának az észlelő és az égitest közötti közeg áteresztési függvényével vett szorzata, plusz a háttér, ld. 1.6. szakasz.)

Vizuális észlelés esetén pl. $c(\nu)$ maximuma a sárga, fotografikus megfigyelésnél a kék színek tartományba esik. Ennél azonban többnyire célszerű precízebben meghatározni a fluxusmérés során alkalmazott átviteli függvényt. Ezt a célt szolgálják a különböző **fotometriai rendszerek**, amelyek az egyes átviteli függvényeket (*“sávokat”*) a mérésnél használandó színszűrők és detektoranyagok pontos megadásával definiálják. A legerterjedtebb az **UBV-rendszer** (Ultraviolet, Blue, Visual), ennek sávjait mutatja a 8. ábra.

MAGNITÚDÓSKÁLA A csillagászatban a fluxust speciális egységrendszerben, az ún. *magnitúdóskálán* adják meg. Ez lényegében **fordított logaritmikus fluxusskála**, amelyet *Hipparkhosz*, a nagy görög csillagász vezetett be Kr. e. 130 körül. A ma használatos pontos skálatörvény *Pogsontól* (1856) származik:

$$m_A - m_B = -2,5 \log \frac{F_A}{F_B}, \quad (1.30)$$



8. ábra: Az UBV fotometriai rendszer sávjai [1]

azaz ha az A csillag magnitúdója 1-gyel kisebb a B csillagénál, akkor A két és félszer fényesebb B -nél. Hasonlóan 5 magnitúdó eltérés százszoros fényességkülönbséget jelent.

A skála egyértelmű definiálásához a skálatörvényen kívül a nullpontot is meg kell adni; ezt technikai okokból nem egy csillaghoz, hanem **standard csillagok** egész rendszeréhez kötik. A standard csillagok halmaza minden fotometriai rendszerben más és más.

Miért praktikus e látszatra *ad hoc* skála használata? Egyrészt gyakran van dolgunk szélsőségesen különböző fluxusokkal, melyeket lineáris skálán csak igen nagy 10-hatványok segítségével lehetne kifejezni. Másrészt sok fontos detektoranyag reakciója is logaritmikus törvényt követ, így pl. ilyen a fotoemulzió denzitás-intenzitás összefüggése, vagy az emberi szem (és más érzékszervek) ingerület-inger relációja is (*Weber-Fechner-féle pszichofizikai törvény*). Az, hogy a skála fordított, és éppen az (1.30) törvényt követi, tisztán történeti okokra vezethető vissza.

Néhány objektum látszó vizuális magnitúdóját a III. táblázat tartalmazza. A látszó magnitúdót rendszerint m -mel, a fotometriai rendszerek egyes sávjaiban mért értékeket az adott sáv betűjelével jelölik. (Pl. a V magnitúdó az égitest V sávban mért fluxusát jellemzi.)

A fényességmérés a gyakorlatban mindig összehasonlítást jelent ismert magnitúdójú csillagokkal. (Erre szolgál a standard csillagok hálózata.) A mihez tartás végett mégis ideírjuk a $V = 1$ magnitúdós csillag V -tartománybeli sugárzási fluxusának SI-egyenértékét: kb. $1,5 \cdot 10^{-9} \text{ W/m}^2$.

BOLOMETRIKUS MAGNITÚDÓ Nyilvánvaló, hogy a vizsgált égitestet legjobban egy olyan magnitúdóértékkel jellemezhetnénk, amit a $c(\nu) = \text{const.}$ átviteli függvény által definiált "sávban" mérnénk. Ezen *bolometrikus magnitúdó* mérése ugyan technikailag kivihetetlen, de elméleti modellekből mégis meghatározható az a **bolometrikus korrekció**, amit a mért magnitúdóhoz hozzáadva a bolometrikus magnitúdót nyerjük.

A bolometrikus magnitúdóskála nullpontját úgy választották meg, hogy a normális csillagok bolometrikus korrekciója soha ne legyen pozitív. A korrekció nulla az F5 V típusú csillagoknál (ld. 2.2. szakasz) lesz, ugyanis ezeknél esik a sugárzás legnagyobb hányada a látható tartományba.

ABSZOLÚT FÉNYESSÉG Mivel a fluxus a távolsággal négyzetesen (fényelnyelés jelenléte mellett még gyorsabban) csökken, a csillagok látszó fényességviszonyaira különbö-

III. táblázat: NÉHÁNY ÉGITEST FÉNYESSÉGE

Látszó vizuális magnitúdók		
<i>Objektum</i>	<i>m_{viz}</i>	
Nap zenitben	−26.8	
Telehold zenitben	−12.5	
Vénusz legnagyobb fényessége	−4.6	
Sirius (legfényesebb állócsillag)	−1.6	
Szabad szemmel látható leghalványabb csillagok	6.5	
Távcsővel észlelhető leghalványabb csillagok	~ 34	

Abszolút magnitúdók		
<i>Objektum</i>	<i>M_{viz}</i>	<i>M_{bol}</i>
Legfényesebb csillagok	~ −6	~ −10
Sirius	1.4	1.2
Nap	4.8	4.7
Leghalványabb csillagok	~ 17	~ 13

ző távolságuk erős hatással van. E távolságeffektus kiküszöbölésére vezették be az **abszolút magnitúdó** fogalmát: egy égitest abszolút fényességén definíció szerint azt a magnitúdóértéket értjük, amilyen fényesnek az objektumot 10 parszek távolságból, üres téren át látnánk. Természetesen itt is beszélhetünk különböző sávokban mért, illetve bolometrikus magnitúdóról is. Az abszolút magnitúdó jele M .

A fenti definíció alapján, a fluxus üres térbeli négyzetes csökkenését figyelembe véve nyilvánvaló, hogy egy d parszek távolságban levő égitest tetszőleges sávban mért látszó és abszolút magnitúdója között fennáll az

$$M - m = 5 - 5 \log d - A(d) \quad (1.31)$$

reláció; itt $A(d)$ az ún. elnyelési függvény, amely a fény útközbeni gyengülését jellemzi:

$$A(d) = \int_0^d a(r) dr. \quad (1.32)$$

Néhány objektum abszolút fényességét a III. táblázat adja meg.

A SPEKTRÁLIS ELOSZLÁS JELLEMZÉSE. SZÍNINDEXEK A vizsgált égitest sugárzásának spektrális összetétele nagy vonalakban jellemezhető a különböző sávokban mért magnitúdóértékek különbségeivel, az ún. **színindexekkel**. Mivel a magnitúdóskála logaritmikus, a színindexek a különböző sávokban mért fluxusok arányát jellemzik.

A színindexek nullpontját az egyes fotometriai rendszerek különböző sávjaiban felvett nullpontok már meghatározzák; ezeket a nullpontokat azonban megegyezés szerint

éppen úgy vették fel, hogy az A0 V típusú csillagok (ld. 2.2. szakasz) színindexe zérus legyen. (Ezeket a csillagokat ugyanis az emberi szem fehérnek látja.) Ugyancsak megegyezés szerint mindig a rövidebb hullámhosszú sávban mért magnitúdóértékből vonják ki a hosszabb hullámhosszúban mértet, így negatívabb színindex kékesebb, pozitívabb vörösebb színt jelent. A Nap színindexe pl. $B - V = 0,6$ illetve $U - B = 0,1$.

A spektrális eloszlás jellemezhető az (1.27) képlettel definiált *spektrálindexszel* is.

SZÍNKÉPOSZTÁLYOZÁS, SZÍNKÉPVONALAK Ha rendelkezésünkre áll az égitest színképe, akkor azt a benne látható vonalak alapján is jellemezhetjük. Hőmérsékleti sugárzás esetén vonalakat mindig találunk a színképben, hiszen az általunk észlelhető rétegekben a fotonok szabadúthossza szükségképpen végtelenné kell váljék (különben nem láthatnánk őket), így ott TE nem, legfeljebb LTE lehet. Ha a vonalak *keletkezési mélységében* (azaz a $\tau = 1$ optikai mélységnek megfelelő geometriai mélységben) uralkodó hőmérséklet kisebb, mint a kontinuuméban, akkor (1.16)-nak megfelelően a vonalakban a kontinuumnál gyengébb sugárzást észlelünk: a vonal abszorpció. Ellenkező esetben emissziós vonalat látunk.

A csillagok színképe például rendszerint egy erős kontinuumból és a rá tevődő abszorpciós vonalokból áll, hiszen normális körülmények között a hőmérséklet a csillagban befelé haladva nő. A csillagközi anyag felhői, a diffúz ködök ezzel szemben a kontinuumban *optikailag vékonyak* ($\Delta\tau \ll 1$), így a keletkezési mélység a végtelenben van (ha nincs a háttérben más forrás), ahonnan — a rádióháttéren kívül — sugárzás nem érkezik; a vonalak hullámhosszán viszont a köd *optikailag vastag* ($\Delta\tau \gg 1$). Ezért **a diffúz ködök színképe egy igen gyenge kontinuumra tevődő emissziós vonalokból áll**. (Ha a háttérben csillag van, a vonalak természetesen ismét abszorpcióban jelentkeznek.)

Ha egy csillagot kiterjedt *gázburok* övez, az észlelt színkép voltaképpen egy csillagspektrum és egy ködspektrum összege, és így *emissziós* is lehet. Emissziós vonalakat észlelhetünk a csillag spektrumában akkor is, ha a csillag légkörében erős *hőmérsékletinverzió* van jelen, azaz a hőmérséklet kifelé nő. Mindkét eset szokatlan, és gyakran a csillag mágneses aktivitására utal.

A színképek osztályozása mindig a vonalak intenzitásaránya alapján történik. Ez az elterjedt szokás főleg azokban az esetekben hasznos, amikor a különböző vonalak keletkezési helyén uralkodó körülmények nem térnek el gyökeresen: ilyenkor ui. a különböző osztályoknak a fizikai paraméterek más és más értékei felelnek meg. Ha a vonalak egészen eltérő körülmények között jönnek létre (pl. általában emissziós színképeknél), akkor a színképosztályozás mögötti fizikai háttér homályossá válik.

Nagyfelbontású spektrumoknál rengeteg információt tartalmaz a *vonaltprofil*, vagyis a fluxus hullámhosszfüggésének pontos menete a vonalban. A csillagászatban gyakran van dolgunk olyan égitestekkel, amelyek műszereink számára felbonthatatlanok. Ilyenkor az egyetlen lehetőséget az objektum tulajdonságainak felderítésére a színkép vizsgálata jelenti (néha még a polarimetria is segíthet). A spektrumból, amely végeredményben csak egyetlen görbe, gondos analízissel az információk hihetetlen mennyisége hámozható ki.

1.6. ZAVARÓ HATÁSOK A CSILLAGÁSZATI MEGFIGYELÉSEKNÉL

HÁTTÉR A látóirány mentén elhelyezkedő diffúz anyag saját és szórt fénye a vizsgált égitesthez hozzátevédik, meghamisítva a fényességmérés eredményeit. Ennek korrigálására egyszerűen külön megméri a háttér a vizsgált objektum közvetlen közelében, majd kivonják a mért fluxusból. Ha azonban a háttér túlságosan erős, a jel/zaj viszony leromlása a használható észleléseket lehetetlenné teszi.

A természetes eredetű, kozmikus háttér ellen nem sokat tehetünk, a mai csillagászati észleléseket azonban a földi, mesterséges eredetű háttér erősödése fenyegeti. Ennek oka kettős: egyrészt az erősödő levegőszennyezés miatt növekszik a légkörben lebegő, a fényt szóró szemcsék mennyisége, másrészt a városok egyre erősebb kivilágítása a szóródó fény mennyiség növekedését eredményezi ("fényszennyezés"). A rádiócsillagászatot az éter fokozódó telítettsége zavarja. A csillagászok e tényezők ellen hősiessé harcot folytatnak, sajnos kevés eredménnyel. (A fényszennyezés pl. lényegesen csökkenthető lenne könnyen kiszűrhető monokromatikus utcai lámpák alkalmazásával, melyek egyben jelentős energiát takarítanak meg.)

FÉNYELNYELÉS A látóvonal menti diffúz anyag ugyanakkor a vizsgált objektum sugárzásának egy részét el is nyeli. Ez az abszorpció főként a Tejútrendszeren belüli intersztelláris anyagban és a földi légkörben számottevő.

A légköri extinkció első közelítésben $(1 + \sec z)$ -vel (z : zenittávolság) arányos (*Bouguer törvénye*), az arányossági tényező azonban a légkör állapota függvényében napról napra változik, úgyhogy mindig külön meghatározandó. A mért fényességértékeket a légköri extinkcióra rutinszerűen korrigálják. Az elnyelés a látható hullámhosszakon tipikusan néhány tized magnitúdó.

Az intersztelláris extinkció a Tejút fősíkjá táján a legerősebb, ezen túlmenően pedig erősen inhomogén eloszlást mutat. Az (1.32)-ben szereplő $a(r)$ abszorpció átlagértéke a látható tartományban a Nap néhány kiloparszekes környezetében $0^m,7/\text{kpc}$. A csillagközi fényelnyelést nem szokás rutinszerűen korrigálni az adatredukció során.

REFRAKCIÓ A diffúz közegben található eltérő törésmutatójú tartományok a fény terjedési irányának megváltozását okozzák. Ez az effektus főként a földi légkörnél jelentős. A légköri refrakció mértéke első közelítésben a zenittávolság tangensével arányos; $z = 45^\circ$ -nál $1'$, 90° -nál $30'$. A pozíciómegadásnál a refrakciót rutinszerűen kiredukálják.

SZCINTILLÁCIÓ, SEEING A fenti szisztematikus refrakción túl a légkörben jelenlevő kis turbulens örvények a sugárzás irányának a hely és idő függvényében véletlenszerű kis ingadozását is okozzák. Emiatt pontszerű forrás, pl. csillag képe kisapertúrájú műszerrel (és szabad szemmel) ugrálni, "pislogni", szcintillálni látszik (az apertúrára hol egyik, hol másik turbulens elemből vetül az égitest fénye). A szcintilláció és a seeing fogalma némileg összemosódik: szcintillációról általában a felső, seeingről az alsó légrétegekben végbemenő turbulens mozgások kapcsán beszélünk.

A turbulens örvények karakterisztikus mérete kb. 10 cm, élettartamuk 0,01–1 másodperc. Ennek megfelelően 10 cm-nél nagyobb távcsövek képében mindig egyszerre sok turbulens elem kiátlagolt hatását láthatjuk, miáltal az ugrálás és pislogás csökken (kiátlagolódik). Ugyanakkor viszont a pontforrás képe az elvileg elérhető felbontásnál nagyobb (átlagos légköri viszonyoknál kb. $2''$ méretű) lesz.

Ez a földfelszínről elérhető felbontóképességnek határt szab, a határ azonban nem áthághatatlan. Egy megoldásról, az adaptív optika alkalmazásáról az 1.3. szakaszban már szóltunk. Másik lehetőség az interferometrikus technikák alkalmazása, melyeket újabban már nemcsak a rádió-, de az optikai tartományban is használnak. Az interferometriával elérhető ezred ívmásodperc körüli felbontás megegyezik a legjobb űrtávcsövekével. (A felbontás további javítását ígérik a rádiótartományban a most induló űr-VLBI kísérletek.) Az interferometriának van egyetlen távcsövel is művelhető változata is: ebben távcsövünkkel igen rövid, millisekundumos időket exponálunk. Ezáltal "kimerevített" képhez jutunk, ami a forrás sok (különböző turbulens elemekből érkező) képét

tartalmazza. Ezek között olyan képek is vannak, amelyek több, az apertúra különböző pontjain belépő majdnem párhuzamos nyaláb interferenciájának eredményeképpen jöttek létre, így e képek felbontása eléri a diffrakciós határt. Mivel a képek a rövid expozíció miatt fényszegények, több különböző expozícióból származó képeket szokás egymásra szuperponálni. Az eljárást *folterferometriának* (*speckle-interferometria*) hívják.

Az eddigiekben felsorolt számos, a földi légkörtől és az emberi civilizációtól eredő zavaró hatás érthetővé teszi azt a különös gondot, amit a modern obszervatóriumok helyének kiválasztására fordítanak. A létező csillagvizsgálók közül legideálisabb légköri viszonyok között a Hawaii-ban, Chilében és a Kanári-szigeteken levő kutatóközpontok működnek, melyek éppen emiatt a mai észlelő csillagászat legjelentősebb centrumaivá váltak. Az űrcsillagászat intenzív fejlesztése ugyancsak a légköri zavaró hatások elkerülését célozza .

GRAVITÁCIÓS ELHAJLÁS A látóvonal közelében elhelyezkedő nagyobb tömegek a téridő erős görbületéhez vezetnek, és így az általános relativitáselmélet értelmében geodetikusok mentén terjedő fénysugár iránya eltérül. Ez az eltérülés szélsőséges esetekben igen erős is lehet; a gravitáló forrás szerkezetétől függően a vizsgált égitest képe eltorzulhat, megsokszorozódhat (**gravitációs lencsehatás**). Ez a jelenség azonban olyan ritka, hogy a csillagászok számára inkább örömet, mint gondot jelent a vele való találkozás.

2. A CSILLAGOK FIZIKÁJA

2.1. A CSILLAGOK ÁLLAPOTJELZŐI

JELLEMZŐ ADATOK Miután az előző részben vázlatos képet adtunk arról, hogyan szerezzük csillagászati ismereteinket, itt és a továbbiakban csak az így nyert empirikus ismeretek közlésére szorítkozunk, mellőzve a hozzájuk vezető, sokszor körülményes és fáradságos utakat. A csillagok jellemző észlelt paramétereit (illetve a belőlük leszarmasztott mennyiségeket) a IV. táblázat ismerteti; a helytől függő mennyiségek (pl. hőmérséklet, mágneses tér) megadott értékei a *fotoszférára* utalnak, vagyis a csillag azon vékony rétegére (egységnyi optikai mélység tájkán), ahonnan az általunk észlelt sugárzás zöme érkezik. (A kontinuum a fotoszféra aljáról, a vonalak a tetejéről vagy még magasabbról erednek.) Mint látható, a csillagok két csoportja — a fehér törpék és a neutroncsillagok — a többitől lényegesen eltérő tulajdonságokat mutat. Ezek az égitestek egyben a kompakt objektumok kategóriájába is besorolhatók; sűrűségük olyan magas, hogy bennük az elektrongáz, illetve a neutrongáz elfajulttá válik, ezért degenerált csillagoknak is mondják őket.

LÉGKÖRI KÉMIAI ÖSSZETÉTEL Közvetlen információkat természetesen csak azon rétegek összetételéről szerezhethetünk, amelyek sugárzását észleljük, vagyis a csillaglégköréről. A tapasztalatok szerint a nemelfajult csillagok több, mint 90 százalékának kémiai összetétele igen hasonló, egymástól csak kis eltéréseket mutat. Ez feljogosít bennünket arra, hogy e csillagok esetében **normális összetételről** beszéljünk, míg az ettől jelentősen eltérő elemgyakoriság-eloszlást mutató csillagokat anomálisnak tekintsük. Az észlelések szerint nemcsak a csillagok, de a barionos anyag más formáinak (pl. csillagközi anyag, planetáris testek) kémiai összetétele is általában közel áll a normálishoz, tehát ez a normális összetétel az Univerzum észlelhető barionos anyagának egészét jellemző **kosmikus elemgyakoriságtól** sem áll messze. (Némi eltérés tapasztalható a csillagok és más barionos anyagformák között a könnyűfémek — Li, Be, B — és a deutérium gyakoriságát illetően, ezek ugyanis a csillagokból szinte teljesen hiányoznak.)

Mivel a csillagok az intersztelláris anyag összesűrűsödésével jönnek létre, hasonló összetételük nem meglepő; ugyanakkor a csillagok mélyében zajló magreakciók a kezdeti összetételt megváltoztatják, s hogy ez a legtöbb csillag légkörében nem tükröződik, arra utal, hogy a csillagok anyaga általában nem keveredik túl erősen. Egy enyhe keveredésnek ugyanakkor mégiscsak kell lennie, különben a nyugodt légkörben végbemehetne a molekuláris diffúzió, azaz az egyes atomok és ionok súly és fotonbefogási hatáskeresztmetszet szerinti elkülönülése, ami kémiai anomáliához vezetne. (Ráadásul az alacsony hőmérsékleten, vagyis kisebb mélységekben is fuzionáló könnyűfémek és deutérium hiánya arra mutat, hogy sekélyebb rétegekbe az anyag mégiscsak lekeveredik a felszínről, és ott ezek az elemek elpusztulnak.) **A légkör összetétele tehát az elemek enyhe keveredése folytán a csillagok többségében hozzávetőleg az egykori, a csillagot szülő intersztelláris felhőben uralkodó kémiai összetételt tükrözi.**

A kémiai összetételt az egyes atomok és izotópok ϵ -jaival szokás jellemezni; ϵ a 10^{12} protonra (H-magra) jutó adott típusú atommagok számát jelenti. Mivel normális összetétel mellett a héliumnál nehezebb elemek (asztrofizikai szóhasználat: a “fémek”) mennyisége

IV. táblázat: A CSILLAGOK ÉSZLELT PARAMÉTEREI

	<i>Nemelfajult csillagok</i>	<i>Fehér törpék</i>	<i>Neutroncsillagok</i>
Luminozitás [L_{\odot}]	$10^{-5} - 10^5$	$10^{-5} - 10^{-2}$	$< 10^5$
M_V	17 – -9	16 – 10	> 5
Tömeg [\mathcal{M}_{\odot}]	$\sim 0.1 - 100$	0.3 – 1.5	1 – 3
Sugár [km]	$10^5 - 10^9$	$10^3 - 10^4$	~ 10
Átlagsűrűség [g/cm ³]	$10^{-9} - 10^2$	$10^5 - 10^6$	$\sim 10^{14}$
Felszíni nehézségi gyorsulás [m/s ²]	$10^{-4} - 10^3$	$10^4 - 10^8$	$\sim 10^{11}$
Effektív hőmérséklet [K]	3000 – 10^5	4000 – 10^5	$> 10^{20}$ *
Légköri nyomás [Pa]	$< 5 \cdot 10^4$	$< 5 \cdot 10^5$	–
Légköri sűrűség [g/cm ³]	$< 10^{-4}$	$< 10^{-3}$	–
Egyenlítői rotációs sebesség [km/s]	< 500	~ 10	$< 10^5$
Átlagos mágneses fluxussűrűség [T]**	< 50	$10^{-2} - 10^4$	$10^6 - 10^{10}$

* Nem termikus sugárzás

**Méréshatár 0.01 T

együttesen is elenyésző a hidrogénhez és héliumhoz képest, és ráadásul a fémek egymáshoz képesti gyakorisága a galaxiskorongokban nemigen változik, többnyire elegendő a kémiai összetételt nagyvonalúban három számmal megadni: X , Y és Z rendre a hidrogén, hélium és a fémek tömeghányadát adja meg. (Természetesen csak kettő független, hiszen összegük 1.)

A normális gyakoriságon belüli kis variációk között is középutat jelent a Nap légkörének kémiai összetétele, amely (néhány elem, főként a könnyűfémek és a deutérium kivételével) a kozmikus elemgyakoriság standardjává is vehető. Erre $Y = 0.25$, $Z = 0.02$. (A Nap egészét tekintve $Y = 0.27$, a légkörben egy enyhe diffúzív ülepedés miatt kisebb.) A szoláris, illetve a naprendszerbeli gyakoriságeloszlás az V. táblázatban és a 9. ábrán tekinthető meg. Mint az ábrából látható, az eloszlás fő jellemzői a következők.

- Az elemek gyakorisága a rendszám növekedtével csökken.
- A gyakoriságok eloszlásában nagy szerepet játszanak mag szerkezeti tényezők, így pl. a páros rend- és neutronszámú magok gyakoribbak (*Harkins-szabály*), és a mágikus magoknál (pl. O, Pb) különösen erős csúcsok láthatók.

A normális összetételen belül a hélium gyakorisága $Y \sim 0.21$ és $Y \sim 0.35$ között, a fémeké $Z \sim 10^{-6}$ és $Z \sim 0.04$ között ingadozik. A kettő között van egy elég durva

V. táblázat: A NAP KÉMIAI ÖSSZETÉTELE

<i>Elem</i>	ϵ	<i>Elem</i>	ϵ
H	12.0	Ne	8.1
He	10.9	Mg	7.6
C	8.6	Si	7.6
N	8.0	S	7.1
O	8.9	Fe	7.5

(Középhiba: ± 0.05 .)

korreláció:

$$\Delta Y \sim 2.5 \Delta Z. \quad (2.1)$$

Miután, mint már jeleztük, a normális összetételen belül a fémek relatív gyakorisága a galaxiskorongokban aránylag kevésbé változik, gyakran elég a fémtartalmat egyetlen kiválasztott fém, pl. a vas segítségével jellemezni. Erre szolgál a gyakran használt $[\text{Fe}/\text{H}]$ index:

$$[\text{Fe}/\text{H}] := \log(\epsilon_{\text{Fe}}/\epsilon_{\text{H}}) - \log(\epsilon_{\text{Fe}}/\epsilon_{\text{H}})_{\odot} \quad (2.2)$$

(a ‘ \odot ’ index a Napra vonatkozó értékre utal).

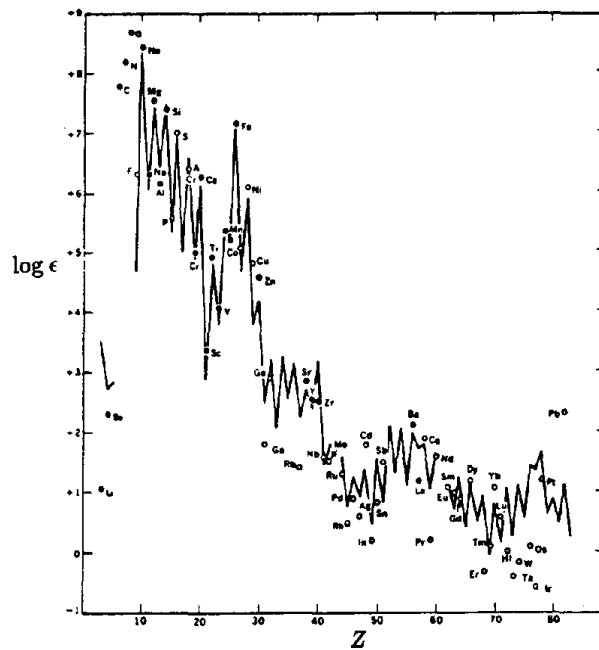
A normális kémiai összetételű csillagokat $[\text{Fe}/\text{H}]$ indexük alapján fémtartalmi osztályokra, ún. **csillagpopulációkra** bontjuk. A nagyobb fémtartalmú *I. populációs* és a kisebb fémségű *II. populációs* csillagok között a határ $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.05$ -nél húzódik. A II. populáción belül gyakran célszerű elhatárolni az átmeneti jellegű *korongpopulációt* a fémszegény voltaképpen II. populációtól. A beosztás tehát a következőképpen alakul:

II. populáció		$[\text{Fe}/\text{H}] < -0.40$
Korongpopuláció	$-0.40 <$	$[\text{Fe}/\text{H}] < +0.05$
I. populáció	$+0.05 <$	$[\text{Fe}/\text{H}]$

Ezen belül további alosztályokat különböztetnek meg.

Már itt utalhatunk rá, hogy a populációs hovatartozás a csillagok relatív korának mércejéül szolgál. A csillagok belsejében zajló fúziós folyamatok ugyanis a csillag anyagát fémekben feldúsítják. Életük végén a csillagok anyaguk zömét visszaadják a csillagközi anyagnak, amely így fémekben lassan feldúsul, és a később keletkező csillagok több fémet tartalmaznak. **Az I. populációs csillagok tehát fiatalok, míg a II. populációsok öregek.** (Azonban azonos fémtartalomhoz különböző galaxisokban, vagy egy galaxis különböző vidékein nem szükségképpen tartozik azonos abszolút kor!)

A különböző csillagpopulációk térbeli eloszlása és mozgásviszonyai nem azonosak: a különböző csillagpopulációk egyben Tejútrendszerünk (és más galaxisok) kinematikai alrendszereivel (ld. 4. fejezet) esnek egybe. Ez a jelenség a galaxisok fejlődésével függ össze. A kémiai összetétel mérési hibái miatt egy csillag populációs hovatartozása kinematikája alapján gyakran megbízhatóbban meghatározható.



9. ábra: Elemgyakoriságok a Naprendszerben. A pontok a naplégkörre, a görbe a planetáris testekre vonatkozó értékeket tükrözik. [9]

SZÍNKÉP ÉS KLASSZIFIKÁCIÓ Hasonló kémiai összetételük folytán a normális elemgyakoriságú csillagok színeképeinek megjelenését (azaz a légkörükben jelenlevő gerjeszthető atomokat és ionokat) elsősorban nem a kémiai összetétel, hanem a **hőmérséklet** determinálja. A normális csillagspektrumoknak a bennük jelenlevő vonalak intenzitásviszonyai alapján definiált típusai így egy egyparaméteres sokaságot alkotnak. A hét típus, a csökkenő hőmérséklet szerint rendezve a következő:

	Típus	T [K]	Domináns vonalak
	O	30 000	He II
“Korai”	B	15 000	He I, H I
	A	10 000	H I
“Közepes”	F	7000	H I, Ca II H és K
	G	6000	Ca II H és K, Fe I, G sáv
“Késői”	K	5000	G-sáv, Fe I, Ca II H és K
	M	3500	TiO sávok, Ca I

(A vegyjeleket követő római számok az illető elem ionizációs állapotára utalnak — pl. Fe I, Fe II, Fe III rendre a vas semleges, egyszeresen, ill. kétszeresen ionizált alakját jelenti.) Az egyes típusokat tíz-tíz alosztályra bontják (pl. A2, G8).

A hőmérséklet uralkodó szerepe mellett némileg befolyásolja a színeképet a csillaglégkör **nyomása** és a kémiai összetétel kis eltérései is. A nyomástényező hatása elsősorban a vonalak szélességében jelentkezik: kis nyomás mellett a keletkező vonal keskeny, éles, nagy nyomásnál szélesebb. A kémiai összetétel is részben közvetve, a légköri nyomásra gyakorolt befolyásán keresztül érezteti hatását. Így a színeképvonalak szélessége (a légköri

nyomás) szerint a normális összetételű csillagok színképei a fenti klasszifikációtól függetlenül 6 alcsoportra bonthatók. A tapasztalat szerint az e csoportokba való tartozás korrelál a csillag luminozitásával (adott hőmérséklet mellett); ennek fizikai oka az, hogy adott felszíni hőmérséklet mellett a fényesebb csillagok sokkal nagyobbak, így felszíni gravitációs gyorsulásuk és légköri nyomásuk kisebb. Ezért a vonalszélességek szerinti osztályozást **Morgan-Keenan-féle luminozitási osztályozásnak** is nevezik (*MK-rendszer*). A hat osztály a növekvő nyomás szerint rendezve a következő:

I	szuperóriások
II	fényes óriások
III	óriások
IV	szubóriások
V	fősorozat (törpék)
VI	szubtörpék

Gyengébb felbontású színképeknél előfordul, hogy a pontos besorolás nem lehetséges, hanem csak három durvább osztály valamelyikébe illesztik be a csillagot. Ezeket a színképosztály előtti kisbetűs előjelzés mutatja: ‘d’ (törpe — V, VI); ‘g’ (óriás — III, IV); ‘sg’ vagy ‘c’ (szuperóriás — I, II).

Napunk színképosztálya és luminozitási osztálya például a fenti rendszerben : G2 V (vagy dG2).

A különböző luminozitási osztályba tartozó csillagok gyakorisága korántsem azonos. Statisztikai vizsgálatok szerint minden egyes szuperóriásra jut körülbelül

10^3	óriáscsillag
10^7	fősorozati csillag
10^4	szubtörpe
10^6	fehér törpe (becsült adat).

ABNORMÁLIS SPEKTRUMOK, ANOMÁLIS KÉMIAI ÖSSZETÉTEL Ha a színkép szokatlan jellegzetességeket mutat, de az anomália nem olyan jelentős, hogy a hagyományos színképosztályokba történő besorolást lehetetlenné tegye, a spektrum sajátos vonásaira a színképosztály jele mögé tett kisbetűs utánjelzéssel utalnak, pl.:

e, f	emissziós vonalak a színképben
n, nn	elmosódott, ködös vonalak
p, m	kémiai anomália.

Az utóbbi jelzést gyakorlatilag csak az ún. fémvonalas csillagok (ld. alább) esetében alkalmazzák, általában ugyanis a kémiai anomália a színképet úgy elváltoztatja, hogy a hagyományos osztályokba besorolni nem lehetséges.

Az anomális (légköri) kémiai összetételt mutató csillagok főbb csoportjai a következők.

A **fémvonalas** (Ap, Am stb.) **csillagok**: korai (B, A, F) típusú fősorozati vagy szubóriás csillagok, melyek bizonyos fémekből a normálisnál nagyságrendekkel nagyobb mennyiséget tartalmaznak. Mivel e csillagok színképében általában a hidrogén vonalai uralkodnak, a fémek anomális mennyisége a színképet csak kevéssé változtatja el.

A **pekuliáris vörös óriások**ban rendszerint a szén, valamint a periódusos rendszer 6. és 7. periódusába tartozó elemek gyakorisága haladja meg messze az átlagosat. E késői típusú csillagokban az

anomális fémgyakoriságok a színképet oly mértékben elváltoztatják, hogy a klasszikus osztályokba való besorolás általában lehetetlen. A leggyakoribb anomáliák számára külön osztályokat nyitottak: a C típusú csillagokban (*széncsillagok*) definíció szerint a szén gyakorisága meghaladja az oxigénét; az S típusra viszont az erős ZrO sávok jelenléte jellemző.

Míg az eddigi típusokban a hidrogén dominanciája változatlanul érvényes volt, a fényes óriás **HdC csillagok** (hidrogénhiányos széncsillagok, H-deficient C stars) légköréből a hidrogén szinte teljesen hiányzik, a héliumé az uralkodó szerep.

Kivétel nélkül valamennyi **fehér törpe** anomális kémiai összetételt mutat. 80 százalékuk színképében kizárólag a hidrogén, 10 százalékukéban csak a hélium erősen kiszélesedett vonalai lelhetők fel (*DA* illetve *DB*, *DO* típusok). A fennmaradó 10 százalék különböző fémvonalakat (is) tartalmaz.

Mint említettük, a csillagok többségében tapasztalható elég egyöntetű kémiai összetétel hátterében a csillaganyag enyhe keveredése áll. Ennek megfelelően az anomáliákat a következő hatások okozhatják.

– Ha a csillag légköre valamilyen okból (pl. lassú forgás, erős mágneses tér) szokatlanul nyugodt, a turbulencia hiánya lehetővé teszi a molekuláris diffúziós egyensúly kialakulását: a különféle atomok és ionok súly és fotonbefogási hatáskeresztmetszet szerinti elkülönülését. Feltehetőleg ez a mechanizmus lehet a fő oka a fémvonalas csillagokban tapasztalható rendellenes elemgyakoriságoknak.

– Ha ellenben az anyag keveredése a csillag belsejében szokatlanul erős (pl. a csillag egészét átható konvekció miatt), akkor a csillag magjából nukleáris égéstermékek keveredhetnek fel a légkörbe. Ez okozza az anomáliát a pekuliáris vörös óriások esetében, aminek szép bizonyítéka a technécium vonalainak jelenléte némely vörös óriás színképében: mivel a technécium a csillag koránál jóval rövidebb idő alatt elbomlana, a csillagban kellett keletkeznie.

– A nukleáris égéstermékek egyszerűen úgy is a felszínre kerülhetnek, hogy a csillag elveszíti külső rétegeit; feltehetőleg erről van szó a HdC csillagoknál.

– Végül a csillag környezetéből is vehet fel szokatlan összetételű anyagot (pl. az intersztelláris térből, vagy szoros kettőscsillagok esetében a kísérőről).

A különböző fehér törpék esetében valószínűleg minden felsorolt tényezőnek szerepe van az anomália kialakításában.

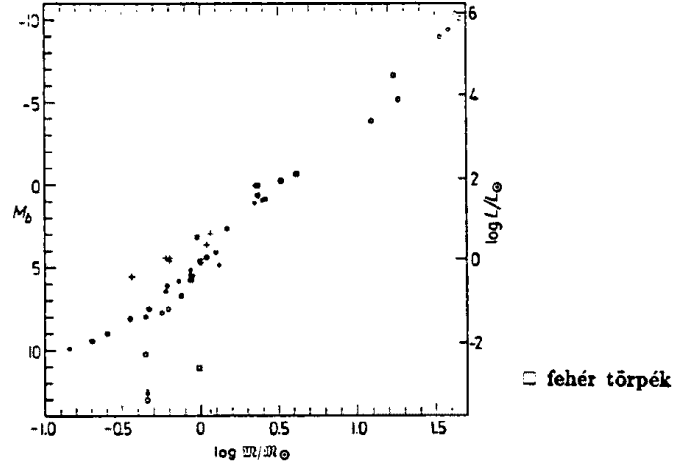
2.2. ÖSSZEFÜGGÉSEK AZ ÁLLAPOTJELZŐK KÖZÖTT

A TÖMEG-FÉNYESSÉG RELÁCIÓ A különféle állapotjelzők által kitűzött két- és többdimenziós állapotterekben a csillagokat reprezentáló pontok nem egyenletesen oszlanak el: a különböző állapotjelzők korrelációt mutatnak. Mivel a csillagok első közelítésben fekete testként sugároznak, ilyen összefüggés van pl. a színképtípus és a színindexek között. (A sugárzás azonban nem egészen pontosan követi a Planck-törvényt, ezért az összefüggés pontos alakja a különböző luminozitási osztályokra kissé eltér.) Hasonlóan egyértelmű összefüggés áll fenn pl. a csillagok sugara, fényessége és effektív hőmérséklete között a triviális

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (2.3)$$

reláció folytán.

Nem ilyen nyilvánvaló az a tapasztalati összefüggés, amely a csillagok tömege és abszolút fényessége között mutatkozik. A tömeg és az abszolút fényesség egyidejű pontos meghatározása csak közeli vizuális (azaz távcsőben felbontható) kettőscsillagok, továbbá fedési (egymást időnként eltakaró) kettősök esetében lehetséges; megbízható tömegértékeink



10. ábra: A tömeg-fényesség reláció [8]

csak néhány tucat csillagra vannak. E csillagok többségének távolsága is ismert, így abszolút fényességük (1.31) alapján kiszámítható. Ebben a mintában az előző szakaszban felsorolt gyakorisági viszonyok miatt jóformán csak fősorozati csillagok, szubtörpék és fehér törpék vannak. A fősorozati csillagokat reprezentáló pontok a $\log \mathcal{M}-M$ diagramon nagyjából egydimenziós sokaságot képeznek (*tömeg-fényesség reláció*, 10. ábra). A mintában szereplő néhány szubtörpe jól illeszkedik erre a vonalra, mely első közelítésben egyenesnek tekinthető, azaz a tömeg és a luminozitás között durván az

$$L \propto \mathcal{M}^{3.5} \quad (2.4)$$

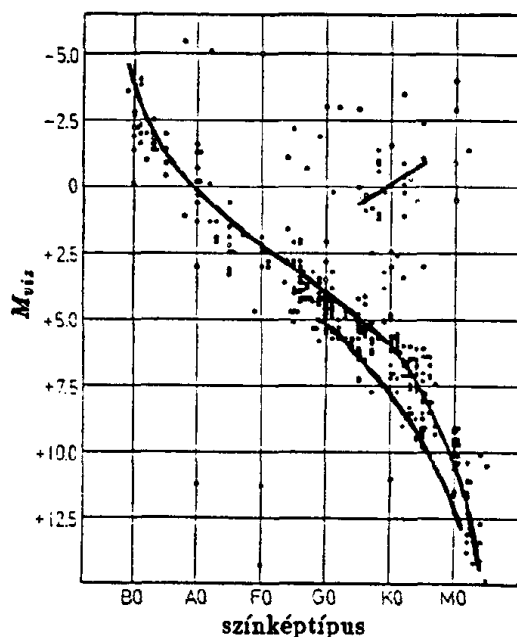
összefüggés áll fenn.

Mint az ábrán látható, a fehér törpék nem követik a (2.4) relációt. Elméleti megfontolások (ld. a következő szakaszt) alapján pedig azt várjuk, hogy az óriások sem követik azt.

A HERTZSPRUNG–RUSSELL DIAGRAM (HRD) A legfontosabb, az egész csillagászatban központi szerepet játszó állapotdiagram vízszintes tengelyére a színképtípus, függőleges tengelyére az abszolút fényesség van felmérve. A színképtípus és színindex fent említett egyértelmű összefüggése miatt a HRD-vel topológiailag ekvivalens a **szín-fényesség diagram** is; a kettőt a továbbiakban szabadon változtatjuk.

Véletlenszerűen válogatott csillagminta (pl. a Nap környezetében levő csillagok) HRD-je a 11. ábrán látható. Legfeltűnőbb a diagramon átlósan áthúzódó, erősen populált csík, az ún. **fősorozat**; az itt látható csillagok az V. luminozitási osztályba tartoznak. Közvetlenül a fősorozat alsó részétől balra vannak a VI. szubtörpék. Az óriások (I.–IV. osztály) a fősorozattól jobbra helyezkednek el, és különösen erősen koncentrálnak egy rövid szakaszon (**óriáság**). Végül a fehér törpék elkülönült csoportot alkotnak a diagram bal alsó sarkában.

Mivel a csillagok állapotát életkoruk és kezdeti paramétereik (elsősorban kezdeti tömegük és kezdeti kémiai összetételük) határozzák meg, ezek pedig a véletlenszerűen váloga-



11. ábra: A fényes ill. közeli csillagok Hertzsprung-Russell diagramja. [8]

tott mintában igen különbözőek, nem meglepő, hogy a diagramon sok csillagot találunk a főbb ágakon kívül is. Hogy egyáltalán láthatunk ágakat, arra utal, hogy ezek az ágak olyan fejlődési szakaszoknak felelnek meg, amelyekben a csillagok állapota hosszú időn át alig változik, így a csillagok a HRD e tartományaiban sok időt töltenek. **A HRD ágai tehát a csillagfejlődés fő fázisainak felelnek meg.** A diagram ágszerkezetének felderítésére azonban a véletlen mintánál alkalmasabb olyan minta, amely a csillagok bizonyos paramétereit tekintve homogén. Ilyen természetes mintát kínálnak a csillaghalmazok (nagy számú csillag gravitációsan kötött csoportosulásai). A halmazok csillagai körülbelül azonos kémiai összetételűek és egyidősek, tehát az egyetlen lényeges paraméter, ami helyzetüket a HRD-n megszabja: kezdeti tömegük.

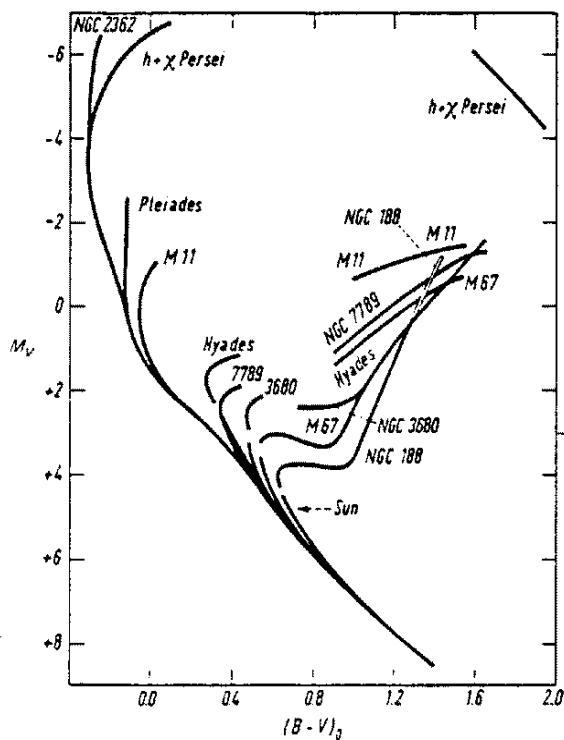
A NYÍLTHALMAZOK HRD-JE A nyílthalmazok néhány tucattól néhány százig terjedő számú csillagból álló, I. populációs halmazok. Szín-fényesség diagramjaikat egymásra vetítve mutatja be a 12. ábra. Mint látható, diagramjaik lényegében egydimenziós sokaságok, “csíkok” (hiszen csillagaik csak egy lényeges paraméterben, a kezdeti tömegben térnek el egymástól). A tömeg-fényesség relációnak megfelelően a “csíkok” mentén felül a nagyobb, alul a kisebb tömegű csillagokat találjuk. Ha a fehér tőpéktől eltekintünk, a diagramok közös alsó burkológörbével rendelkeznek, amelyhez valamely szakaszon (a **fősorozaton**; Main Sequence, **MS**) minden halmaz csíkja többé-kevésbé hozzásimul. Ez a burkológörbe a *nulla korú fősorozat* (Zero Age Main Sequence, **ZAMS**).

A legfiatalabb (legfémgazdagabb) halmazok HRD-je alul nem követi a ZAMS-ot, majd az ún. *ráfordulási pontban* csatlakozik ahhoz, és a felső részén hozzásimul. A ráfordulási pont a halmaz korának növekedtével lefelé halad, míg végül a halmaz legkisebb tömegű csillagai is a fősorozatra érnek. (A 12. ábrán látható halmazok valamennyien túl vannak

már ezen a fázison.) Már ebből levonhatjuk azt az általánosan is érvényes következtetést, hogy a **nagyobb tömegű csillagok fejlődése gyorsabb ütemű**. (Ez érthető, ha arra gondolunk, hogy (2.4) szerint a luminozítás a tömeggel a lineárisnál gyorsabban nő, így a nagyobb tömegű csillagok sokkal több energiát termelnek, és hamarabb elhasználják üzemanyag-tartalékaikat.)

A kissé idősebb halmazok (pl. a Pleiadok) HRD-je a ZAMS alsó részéhez hozzáismul, majd a *lefordulási pontban* jobbra eltér attól: a legnagyobb tömegű csillagok tehát átfejlődnek az óriásállapotba. Ahogyan a halmaz öregszik, a lefordulási pont lefelé halad (bár ez a mozgás lassul). Egyre több kisebb tömegű csillag jut tehát óriásállapotba, és mivel a kisebb tömegű csillagok eleve jóval gyakoribbak (ld. a Bevezetést), emellett pedig lassabban is fejlődnek, az adott fejlődési fázisban tartózkodó csillagok száma az óriások tartományában erősen megnő: kezd kirajzolódni az óriáságak szerkezete.

Először a már ismert óriáság, helyesebben **vörös óriás ág** (Red Giant Branch, **RGB**) jelenik meg, amit nem túl idős halmazoknál még egy aránylag kevés csillagot tartalmazó tartomány, az ún. *Hertzsprung-űr* választ el a fősorozattól (pl. Hyadok). A legöregebb nyílthalmazoknál ez az űr eltűnik, és az óriáságot a görbe **szubóriás ág** (Subgiant Branch, **SB**) kapcsolja a lefordulási ponthoz. Az idősebb halmazok HRD-je bal sarkában már számos fehér törpét is találunk.



12. ábra: A nyílthalmazok HRD-je [8]

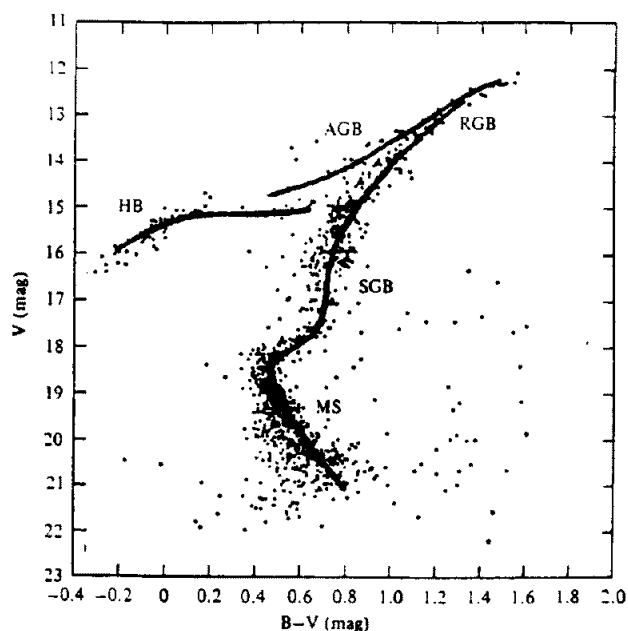
A lefordulási pont helyzetét az elméleti csillagfejlődési modellekkel (ld. a 3. fejezetet) összevetve a nyílthalmazok abszolút kora meghatározható. Kiderül, hogy koruk általában

10^9 év alatt van.

A GÖMBHALMAZOK HRD-JE A gömbhalmazok 10^5 – 10^6 csillagból álló, II. populációs (vagyis öreg) halmazok. Mivel itt már csak a legkisebb tömegű csillagok maradtak a fősorozaton, a lefordulási pont egészen lent található, és olyan lassan mozog, hogy a különböző korú gömbhalmazok HRD-je alig tér el egymástól. Ezért itt csak egy reprezentatív gömbhalmaz szín-fényesség diagramot mutatunk be (13. ábra). Az óriáságak gazdag szerkezete itt még jobban követhető: az ismert ágak mellett megjelenik a **horizontális ág** (Horizontal Branch, **HB**) és az előbbihez meg a vörös óriás ághoz “aszimptotikusan” simuló **aszimptotikus óriáság** (Asymptotic Giant Branch, **AGB**). A halmaz öregedésével az AGB egyre jobban kifejlődik, tehát az a legelőrehaladottabb fejlődési állapotú csillagokat tartalmazza. Eszerint tehát a csillagfejlődés fázisainak a HRD-ágak alábbi sorrendje felel meg:

$$\text{MS} \Rightarrow \text{SB} \Rightarrow \text{RGB} \Rightarrow \text{HB} \Rightarrow \text{AGB}.$$

Az egyes ágak pozíciója (főleg az óriáságaké) függ a halmaz kémiai összetételétől (különösen fémgazdag halmazokban). Alacsonyabb populáltságuk mellett ez is oka annak, hogy az óriáságak szerkezete a véletlen mintában nem tűnt elő ilyen markánsan.



13. ábra: Gömbhalmaz szín-fényesség diagramja (Arp 1962 nyomán)

A lefordulási pont lassú mozgása miatt a gömbhalmazok korát inkább a különböző óriáságak (pl. horizontális ág) fejlettsége, paraméterei alapján határozzák meg.

2.3. A CSILLAGOK BELSŐ SZERKEZETE. ALAPEGYENLETEK

ÁLLAPOTLEÍRÁS Az empirikus ismeretek áttekintése után térjünk most rá a csillagok szerkezetének elméleti tárgyalására. A továbbiakban feltesszük, hogy a csillagok belsejében közelítőleg (a jellemző paraméterek változásának karakterisztikus hosszánál kisebb léptékeken) **termodinamikai egyensúly** (TE, nem LTE!) van. (Felvethető: honnan tudhatjuk ezt, hiszen a csillagmodell megalkotása előtt még nincsenek ismereteink a csillagban uralkodó állapotokról? A válasz: a modellt ilyen feltevessel kiépítve *a posteriori* igazolható, hogy a feltevés tényleg teljesül, tehát a modell konzisztens.) A közelítő TE teljesülése folytán a termodinamikai és hidrodinamikai leírás alkalmazható.

Ez azonban nem jelenti azt, hogy a csillag anyaga minden szempontból egyensúlyban lenne: a nukleonok atommagokká kombinálódása a csillagban az atommagok közötti erős Coulomb-gát miatt nem biztosítja a legalacsonyabb energiájú egyensúlyi állapotot, tehát a csillagban **nincs nukleáris egyensúly** (NE). (NE esetén a leggyakoribb atommagok a vascsoport elemei lennének.) Az egész csillagfejlődés végső mozgatórugója a csillag törekvése a nukleáris egyensúlyi állapot elérésére (ezt azonban csak igen nagytömegű csillagok érik el fejlődésük végén, szupernóva-robbanáskor — ld. a 3. fejezetet).

Nukleáris egyensúly híján az anyag termodinamikai és hidrodinamikai jellemzői (ρ sűrűség, P nyomás, T hőmérséklet, \mathbf{v} makroszkopikus sebesség) mellett a kémiai összetételt is specifikálni kell $\{c_i\}_{i=1,2,\dots}$ alakban: c_i az i -edik komponens (ion, atommag, elektron, neutron stb.) tömeghányada. (A c_i -k természetesen TE esetén nem mind függetlenek, hiszen pl. az (1.24) Saha-egyenlet kapcsolatot létesít az azonos rend- és tömegszámú ionok és atomok, valamint az elektronok gyakorisága között; hasonlóan a neutronok és atommagok arányát is megszabja a (2.38-39) β -folyamatok egyensúlya.) A ρ , P , T , \mathbf{v} , $\{c_i\}$ paraméterek már meghatározzák a μ átlagos molekulásúlyt, a $\{\mu_i^*\}$ kémiai potenciálokat, az ϵ_{Nu} fajlagos nukleáris energiatermelési rátát, valamint a reakciós rátákat és a transzportegyütthatókat.

ALAPEGYENLETEK A termodinamikai egyensúlyt kihasználva alkalmazzuk a termo- és hidrodinamika alapegyenleteit a csillag anyagára. Az **állapotegyenlet**

$$P(\rho, T) = P_g(\rho, T) + P_r(\rho, T), \quad (2.5)$$

ahol P_g a gáznyomás, P_r a sugárnyomás. (A csillaganyag nehéz részecskegáz és fotongáz keverékeként fogható fel.) A statisztikus fizikából tudjuk (ld. pl. [2]), hogy

$$P_r = \frac{1}{3}u_r = \frac{1}{3}aT^4. \quad (2.6)$$

Nemelfajult plazmánál továbbá

$$P_g = \frac{\mathcal{R}}{\mu}\rho T \quad (2.7)$$

(az elfajult esetről alább szólunk).

A tömegmérleg (**kontinuitás**) minden egyes komponensre (Landau-Lifsic VI. 57.):

$$\frac{\partial \rho c_i}{\partial t} + \nabla(\rho c_i \mathbf{v}) = Q_i - \nabla \mathbf{j}_i, \quad (2.8)$$

ahol \mathbf{j}_i a diffúziós áram, Q_i egy forrástag (pl. a fúzió miatti összetétel-változást is tartalmazza).

Az impulzummérleget kifejező **mozgásegyenlet** (Navier-Stokes egyenlet, Landau-Lifsic VI. 15):

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \nabla \hat{\tau} - \nabla U, \quad (2.9)$$

ahol U a gravitációs potenciál, $\hat{\tau}$ a viszkózus feszültségtenzor.

Az energia- illetve entrópiamérleget kifejező **hőterjedési egyenlet** (Landau-Lifsic VI. 57.):

$$\rho T \left(\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla S \right) = \rho \epsilon_{\text{Nu}} - \nabla \underline{\mathcal{F}} + \Phi_v - \rho \sum_i \mu_i^* \frac{dc_i}{dt}, \quad (2.10)$$

ahol S a fajlagos entrópia, $\underline{\mathcal{F}}$ a mikroszkopikus hőáram sűrűsége, Φ_v a disszipációs függvény.

A (2.9)-ben fellépő U gravitációs potenciál miatt csatolandó még a Poisson-egyenlet:

$$\nabla^2 U = 4\pi G \rho. \quad (2.11)$$

Eddig hallgatólag feltettük, hogy a csillagban nincs makroszkopikus elektromos és mágneses tér. Ellenkező esetben (2.9)-ben és (2.10)-ben további tagok lépnek fel, és a Maxwell-egyenleteket is csatolni kell.

A $\{\mathbf{j}_i\}$, $\hat{\tau}$, $\underline{\mathcal{F}}$ áramokat és a $\{Q_i\}$, Φ_v , ϵ_{Nu} forrásokat a kinetikus fizika módszereivel lehet meghatározni. Az áramokat a közelítő termodinamikai egyensúlyt kihasználva lineáris transzportösszefüggésekkel közelítjük, pl. $\underline{\mathcal{F}}$ -et

$$\underline{\mathcal{F}} = -\chi \nabla T \quad (2.12)$$

alakban, ahol χ a hőterjedési együttható (a többi paraméter gradiensével arányos tagok nincsenek vagy elhanyagolhatók). Az együttható két tag összege:

$$\chi = \chi_{\text{rad}} + \chi_{\text{cond}},$$

annak megfelelően, hogy a hő *vezetés* és *sugárzás* útján egyaránt terjedhet. Nemelfajult csillagokban $\chi_{\text{rad}} \gg \chi_{\text{cond}}$ (ez is *a posteriori* bizonyítható), így elég a sugárzási energiatranszportot figyelembe venni.

IDŐSKÁLÁK Ha (2.9) bal oldala és viszkózus tagja eltűnik (hidrosztatikai egyensúly van), és ∇ -t $1/R$ -rel becsüljük (R a csillag sugara), akkor durván:

$$P/R \sim \mathcal{M}g/R^3 \sim GM^2/R^5$$

(g a nehézségi gyorsulás). Másrészt a statisztikus fizikából:

$$P \sim nk_B T \sim \rho c_s^2 \sim \mathcal{M}c_s^2/R^3$$

(c_s a hangsebesség), így a kettőből

$$c_s^2 \sim GM/R. \quad (2.13)$$

Ha most a csillagot lényegesen (de nem végletesen) kitérítjük egyensúlyi állapotából, úgy, hogy (2.9) bal oldala a jobboldali tagok egyensúlyi értékéhez hasonló nagyságrendű lesz, akkor az időfejlődés karakterisztikus idejét τ_{ff} -fel jelölve:

$$R/\tau_{\text{ff}}^2 \sim g, \quad (2.14)$$

amiből

$$\tau_{\text{ff}} \sim (R/g)^{1/2}. \quad (2.15)$$

Ez nem más, mint a csillag felszínéről elejtett test **szabadesési ideje** (free-fall time, innét az ‘*ff*’ index) a középpontig, a közegellenállás mellőzésével, g -t állandónak tekintve.

Ha most (2.14) helyett (2.13) alapján azt írjuk, hogy

$$R/\tau_{\text{ff}}^2 \sim P/R \sim c_s^2/R,$$

ebből

$$\tau_{\text{ff}} \sim R/c_s, \quad (2.16)$$

vagyis ez egyben a hanghullám áthaladási ideje a csillagon.

τ_{ff} a Napra kb. egy óra, de az óriáscsillagokra is maximum néhány száz nap: tehát a hidrosztatikai egyensúly csillagászati mértékkel mérve szinte pillanatszerűen kialakul.

Kinetikus fizikai becslésekkel kimutatható, hogy (2.10) jobb oldalán az első két tag dominál. A többi jobboldali tagot elhagyva, a fentihez hasonló gondolatmenettel a sugárzásegyensúly kialakulásának karakterisztikus idejére (**Kelvin–Helmholtz időskála**) a

$$\tau_{\text{KH}} \sim GM^2/RL \quad (2.17)$$

becsléshez jutunk. Ez pl. a Napra kb. 10^8 év.

Mivel a csillag a nukleáris és diffúziós egyensúlytól igen távol áll, a “lényeges, de nem végletes” kitérés elve (2.8)-nál nem használható. Ezért itt a jobb oldal mindkét tagja egy-egy teljesen különböző időskálát definiál: a τ_{diff} diffúziós és a τ_{nuc} nukleáris időskálát.

2.4. SZFÉRIKUS SZTATIKUS CSILLAGMODELL

SZIGORÚAN SZTATIKUS SZFÉRIKUS MODELL Az egyszerűség kedvéért vizsgáljunk először egy igen speciális modellt, amely azonban jól illusztrálja az általános eset lényeges vonásait. Tegyük fel, hogy

- (1) A csillag **gömbszimmetrikus**. Ebből következőleg nem foroghat és nem lehet mágneses tere sem. Független változóként az r sugár helyett választható az

$$\mathcal{M}(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (2.18)$$

ún. *folyó tömeg* is.

- (2) A csillag **szigorúan sztatikus**, azaz minden fizikai mennyiség parciális időderiváltja azonosan zéró. Ebből és az előző feltevésből következően $\mathbf{v} \equiv 0$ a csillagban.
- (3) **A kémiai összetételt előírjuk** (pl. a folyó tömeg függvényében); az elektronkoncentrációt szintén, mégpedig úgy, hogy a csillaganyag mindenütt *kvázineutrális* legyen. Így az elektromos télerősség is mindenütt nulla.

Meg kell jegyezni, hogy szigorúan véve ez a három feltevés általában nem összeegyeztethető. Ha ugyanis a kémiai összetételt önkényesen előírjuk, az általában nem ad nukleáris, illetve diffúziós egyensúlyt, ezért (2.8) jobb oldala nem tűnik el, tehát a (2) feltevést figyelembe véve $\frac{\partial \rho c_i}{\partial t} \neq 0$, ellentétben az (1) feltevéssel. A valóságban, mint tudjuk, valóban nincs nukleáris egyensúly, tehát $\frac{\partial \rho c_i}{\partial t} \neq 0$, de elhanyagolhatóan kicsinek tekintjük, ami azzal a feltevéssel egyenértékű, hogy τ_{nuc} és τ_{diff} sokkal nagyobb τ_{KH} -nál és τ_{ff} -nél; ez valóban az esetek többségében teljesül. Röviden: a csillagot szigorúan állandó állapotúnak tekintve a csillagfejlődés miatti lassú változást mellőzzük.

Feltevéseink jelentősen egyszerűsítik a csillagszerkezeti egyenleteket. (2.8) a fentiek értelmében triviálissá válik, a Poisson-egyenlet közvetlenül integrálható:

$$-\frac{dU}{dr} \equiv \mathbf{g}(r) = -G \frac{\mathcal{M}(r)}{r^2}, \quad (2.19)$$

(2.9) és (2.10) pedig (2.19) illetve (2.12) felhasználásával így írható:

$$\frac{dP}{dr} = -G\rho \frac{\mathcal{M}(r)}{r^2} \quad (2.20)$$

$$\rho \epsilon_{\text{Nu}} = \nabla \underline{\mathcal{F}} = -\frac{d}{dr} \chi \frac{dT}{dr}, \quad (2.21)$$

amihez csatoljuk az állapotegyenletet (nemelfajult csillagra):

$$P = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \rho T + \frac{1}{3} a T^4. \quad (2.22)$$

Mint már mondtuk, μ -t a kémiai összetétel, ρ és T egyértelműen meghatározza. Egyenleteink megoldásához ki kell még fejeznünk ϵ_{Nu} -t és χ -t az ismeretlen függvények (pl. ρ és T), valamint a kémiai összetétel segítségével, ami bonyolult kinetikai számításokat igényel. ϵ_{Nu} -ra vonatkozóan a következő szakaszban adunk meg néhány eredményt.

$\chi = \chi_{\text{rad}}$ kifejezhető az opacitás segítségével. Ehhez írjuk fel az $I(\theta, \phi, T)$ intenzitást, felhasználva, hogy a közeg pontonként a Planck-függvény szerint sugároz, és adott pontban jelenlevő sugárzás az illető pont l_ν sugarú környezetéből ered (l_ν a fotonok szabadúthossza):

$$I_\nu = B_\nu - l_\nu \frac{dB_\nu}{dx} + \dots$$

(x tetszőleges irányú hosszúságkoordináta). Mármost α_ν definíciója alapján nyilván

$$l_\nu = 1/\alpha_\nu = (\rho \kappa_\nu)^{-1}, \quad (2.23)$$

tehát

$$I_\nu(\theta, \phi, T) = B_\nu(T) - \frac{1}{\rho \kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dx}.$$

De

$$\frac{dB_\nu}{dx} = \frac{dB_\nu}{dT} \frac{dT}{dx} = \frac{dB_\nu}{dT} \frac{dT}{dr} \cos \theta,$$

ha θ a csillag középpontjából az adott helyre mutató rádiuszvektorral bezárt szög. (1.2) és (1.7) értelmében viszont

$$\underline{\mathcal{F}} \equiv \underline{\mathcal{F}}_{\text{rad}} = \pi F = \int_0^\infty \int_\Omega I_\nu \cos \theta d\Omega d\nu.$$

Ide I_ν fenti kifejezését beírva, majd B_ν izotrópiáját kihasználva

$$\begin{aligned}\underline{\mathcal{F}}_{\text{rad}} &= \int \int B_\nu \cos \theta \, d\Omega \, d\nu - \frac{dT}{dr} \int \int \frac{1}{\rho \kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \cos^2 \theta \, d\Omega \, d\nu \\ &= 0 - \frac{dT}{dr} \int_0^\infty \frac{1}{\rho \kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi \\ &= - \left(\frac{4\pi}{3} \right) \frac{dT}{dr} \frac{1}{\rho} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu.\end{aligned}$$

Tehát (1.16)-ot behelyettesítve

$$\chi_{\text{rad}} = -\underline{\mathcal{F}}_{\text{rad}} \left(\frac{dT}{dr} \right)^{-1} = \frac{4ac T^3}{3 \rho \bar{\kappa}}, \quad (2.24)$$

ahol

$$(\bar{\kappa})^{-1} = \frac{\int \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu}{\int \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu} = \frac{\pi}{ac T^3} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu. \quad (2.25)$$

$\bar{\kappa}$ -t *Rosseland-féle átlagos opacitás*nak nevezik; értéke bonyolult kinetikai számításokból határozható meg. Bár egyszerű esetekre léteznek közelítő képletek, a gyakorlatban $\bar{\kappa}$ ρ , T és a kémiai összetétel függvényében táblázva van.

Hogy egyenleteinket tetszetősebb alakba írhatjuk, vezessük be az

$$L(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon_{\text{Nu}}[\rho(r), T(r)] \, dr \quad (2.26)$$

folyó luminozitást. Ezzel és (2.24) felhasználásával a (2.20), (2.18), (2.22) és (2.26) egyenletek az alábbi alakot öltik:

$$\frac{dP}{dr} = -G\rho \frac{\mathcal{M}(r)}{r^2} \quad (2.27)$$

$$\frac{d\mathcal{M}(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (2.28)$$

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3}{4ac T^3} \frac{\rho \bar{\kappa} L(r)}{4\pi r^2} \quad (2.29)$$

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon_{\text{Nu}}. \quad (2.30)$$

Az ismeretlen függvények: ρ , P , T , $L(r)$, $\mathcal{M}(r)$; az ötödik egyenlet a (2.22) állapotegyenlet (amely nem differenciálegyenlet).

VOGT–RUSSELL TÉTEL A (2.22)-vel kiegészített (2.27)–(2.30) egyenletrendszer megoldásához a következő határfeltételeket rójuk ki:

$$\begin{aligned}L(0) &= 0 & T(R) &= 0 \\ \mathcal{M}(0) &= 0 & P(R) &= 0.\end{aligned} \quad (2.31)$$

Az R -ben kiszabott határfeltételek persze csak közelítők lehetnek, hiszen a felszín közelében a TE feltevése nem használható többé (ld. 1.5. szakasz), így a pontos határfeltételeket R -ben a csillaglégkörök elméletéből [8] kell venni. (Ráadásul $T(R) = 0$ (2.3) értelmében azt jelentené, hogy $L = 0$, ami nyilván képtelenség.) Kimutatható azonban (ld. [9]), hogy

ha a felszíntől befelé haladva az opacitás növekedése nem túl gyors, az R -beli határfeltételek nem nagyon befolyásolják a csillag belső szerkezetét. A forróbb ($T_{\text{eff}} > 8000 \text{ K}$) csillagokban valóban így áll a helyzet, a hűvösebb csillagokban azonban a (2.31) határfeltételek alapján számolt csillagszerkezet jelentősen eltér a valótól. A “nulladik közelítést” jelentő (2.31) határfeltételeket *zéró-határfeltételeknek* nevezzük.

Mivel négy elsőrendű differenciálunkhoz négy határfeltételünk van, a megoldás általában egyértelmű. (Bár egyes igen speciális esetekben egzisztenciája ill. unicitása nem biztosított.) Tehát ha adott a csillag R sugara, a teljes csillagszerkezet (és így \mathcal{M} , L és T_{eff} is) egyértelműen meghatározott. Ez természetesen fordítva is igaz, tehát kimondhatjuk: **adott kémiai összetételű sztatikus szférikus csillag szerkezetét egyetlen globális paraméter** (pl. sugár, tömeg, luminozitás, effektív hőmérséklet) **egyértelműen meghatározza**. Ez a *Vogt–Russell tétel*, amely a HRD ágszerkezetének és a tömeg-fényesség relációnak közvetlen magyarázatát nyújtja. Az egyes HRD-ágak egydimenziós jellege az egyetlen globális paraméternek felel meg; a különböző ágak pedig a különböző (belső) kémiai összetételben térnek el*: a fősorozati csillagok mindenütt hidrogén-domináltak, az óriások belsejében a He vagy a fémek az uralkodók. A szubtörpék egyszerűen a II. populációs fősorozatot képezik.

A CSILLAGOK INSTABILITÁSAI; KONVEKCIÓ A (2.22), (2.27)–(2.30) egyenletek megoldásának létezése még nem jelenti, hogy ez a konfiguráció fizikailag is megvalósulhat. Ha ugyanis a megoldás kicsiny perturbációkkal szemben instabil, akkor a rendszer nem maradhat meg az adott állapotban.

A stabilitásvizsgálat részleteire itt nem térhetünk ki, csak az eredményt közöljük: gyakorlatilag minden nemfajult, szigorúan sztatikus szférikus csillagmodell instabil. A legelterjedtebb instabilitás a kis adiabatikus perturbációkra ható felhajtóerő által okozott (ún. g -módusú) instabilitás, melynek feltétele, hogy a csillag belsejében valahol

$$\frac{d\rho}{dP} \equiv \frac{d\rho}{dr} \frac{dr}{dP} < \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_{S, \{c_i\}} \quad (2.32)$$

legyen (*Ledoux-kritérium*).

E feltételnek egyszerű szemléletes jelentése van. Ha a csillag belsejében egy tömegelem sűrűsége a részecskék véletlen mozgása folytán az átlagosnál valamivel kisebb lesz, a fellépő felhajtóerő a tömegelemet felfelé mozgatja. Felszállása során az elem környezetével nyomásegyensúlyban marad (hiszen ez pillanatszerűen kialakul), és ha az elem nem túl kicsiny, állapotváltozása adiabatikusnak tekinthető (“nincs ideje” elég hőt cserélni a környezetével). Ha a környezethez viszonyított sűrűségkülönbsége ennek során nő, mint ahogy (2.32) állítja, akkor az elemre ható felhajtóerő folyton nő: a csillag instabil. Ellenkező esetben a felhajtóerő hamarosan nullává, sőt ellentétes irányúvá válik: az elem lefékeződik, és visszafordul; a létrejövő oszcilláló mozgás energiája utánpótlás híján egykettőre eldisszipál.

Ha speciálisan az adott tartományban a csillag kémiailag homogén, akkor belátható,

*Ez az állítás némileg leegyszerűsített: az óriások tartományában a gyors csillagfejlődés (a kémiai összetétel folyamatos, aránylag gyors változása) miatt az ágak és a stacionárius konfiguráció-sorozatok viszonya komplexebb; az ágakat inkább az azonos korú, semmint az azonos kémiai összetételű csillagok rajzolják ki. Pl. a horizontális ág voltaképpen a fősorozattal párhuzamos, széles *héliumégető fősorozat* (ld. 3.3. szakasz) keskeny vízszintes metszete.

hogy (2.32)-vel ekvivalens a

$$\frac{dT}{dP} > \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_s \quad (2.33)$$

feltétel (**Schwarzschild-kritérium**). (2.33) fennállása esetén azt mondjuk, hogy a csillag rétegződése itt *szuperadiabatikus*, ellenkező esetben *szubadiabatikus*.

(2.33) az alábbi módon is kifejezhető:

$$\frac{dS}{dr} < 0, \quad (2.34)$$

azaz, ha a fajlagos entrópia kifelé csökken, a csillag instabil.

A (2.32), (2.33)-hoz hasonló feltételekhez (valamely mennyiség kellően nagy gradiense) kötött instabilitásokat **konvektív instabilitásnak** nevezzük. A (2.33) esetben termikus konvektív instabilitásról beszélünk. Az instabilitás konvektív mozgásokhoz vezet ($\mathbf{v} \neq 0$), tehát a csillag nem szigorúan sztatikus többé.

A csillagokban a nagy térbeli léptékek és a viszonylag kis viszkozitás miatt a Reynolds-számok igen nagyok: minden mozgás turbulens jellegű. Ráadásul a numerikus és laboratóriumi kísérletek tanúsága szerint a turbulens konvekció során az átlagsebesség nulla, tehát a sebesség tisztán turbulens: **a csillag átlagosan sztatikus**. Ez lehetőséget nyújt arra, hogy a konvektív esetre is alkalmazzuk a sztatikus formalizmust: ezúttal minden mennyiség turbulenciára kiátlagolt értékét kell az egyenletekbe beírni, a legfontosabb módosulás pedig az \mathcal{F} hőfluxushoz hozzáadott $\mathcal{F}_{\text{conv}}$ konvektív hőáram bevezetése lesz. $\mathcal{F}_{\text{conv}}$ közelítő kifejezése a turbulens konvekció elméletéből nyerhető (legegyszerűbb az ún. keveredési-hossz-elmélet). $\mathcal{F}_{\text{conv}}$ általában már kis szuperadiabaticitásnál is igen nagy, a csillag teljes luminozitását elszállítja, ezért a csillagok konvektív zónái általában nagyrészt adiabatikus (izentropikus) rétegződésűek.

A Vogt–Russell tétel természetesen konvektív csillagokra is érvényben marad, hiszen egyenleteink, ha alakilag különbözőek is, továbbra is egyértelműen meghatározzák a csillag szerkezetét.

ELFAJULT CSILLAGOK A (2.22) alakú állapotegyenlet csak akkor érvényes, ha

$$D \equiv \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h n_e} \gg 1. \quad (2.35)$$

Ellenkező esetben, pl. a **fehér törpék** belsejében, mint a statisztikus fizikából ismeretes, a kvantumos effektusok (Pauli-elv) következtében az elektronok (a legnagyobb számsűrűségű, legkisebb tömegű komponens) parciális nyomása messze a (2.22)-nek megfelelő érték fölé nő. Ha tehát $D \ll 1$ (erős elfajulás), akkor $P \simeq P_e$, és $P_e = P_e(n_e)$, az elektronnyomás hőmérsékletfüggetlen lesz. P_e pontos kifejezése elég bonyolult, a nemrelativisztikus esetben azonban (amikor a p_{max} maximális elektronimpulzusra $p_{\text{max}} \ll m_e c$) közelítőleg

$$P_e \propto n_e^{5/3}. \quad (2.36)$$

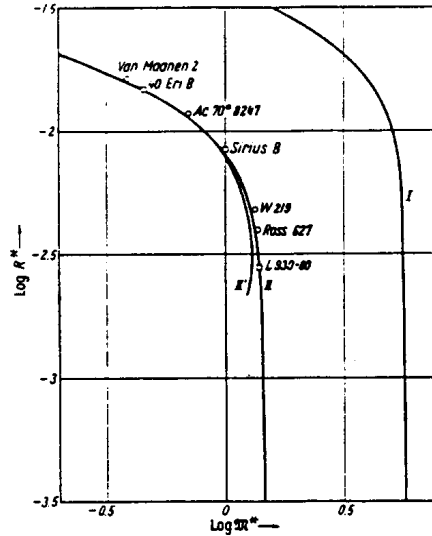
A relativisztikus határesetben ($p_{\text{max}} \gg m_e c$):

$$P_e \propto n_e^{4/3}. \quad (2.37)$$

A gyakorlatban, mivel a csillag anyaga szinte teljesen ionizált, $P_e = P_e(\rho)$. Ennek fontos következménye, hogy ha a csillaganyag tartósan elfajult állapotban van, legfeljebb igen gyenge, az önfenntartásra nem képes magreakciók folyhatnak benne. Önfenntartó reakciók esetén ugyanis a mindig jelenlevő véletlen fluktuációk okozta helyi hőmérsékletemelkedés az önfenntartó szint fölé emeli a magreakciók intenzitását. Nemelfajult csillagoknál a hőmérséklettöbbletet kísérő nyomástöbblet miatti tágulás olyan sűrűség- és nyomáscsökkenést okoz, ami visszaállítja az eredeti állapotot. Mivel azonban az elfajult anyag nyomása független a hőmérséklettől, ez a “biztonsági szelep” itt nem működik: az erősebb magreakciók tovább növelik a hőmérsékletet, ami fokozza intenzitásukat, míg végül hamarosan megszűnik a $D \ll 1$ feltétel érvényessége, tehát az elfajulás.

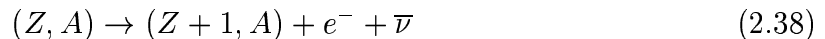
Huzamosan elfajult csillagban tehát önfenntartó energiatermelés híján sugárzásegyensúly nem lehet; az égitest a Kelvin–Helmholtz időskálán lassan hűl. Mivel a fehér törpék sugara és luminozitása igen kicsi, (2.17) értelmében a lehűlés évmilliárdokig elhúzódik.

A hidrosztatikai egyensúly fennállása ugyanakkor megkövetelhető. $P = P(\rho)$ folytán az egyenletrendszer két részre csatolódik szét, tehát (2.27)–(2.28) megoldható a sugárzásegyensúlytól függetlenül. A megoldás \mathcal{M} és R között egyértelmű összefüggést ad meg. (L -et és T_{eff} -et azonban most nem határozza meg a többi paraméter, ezért a fehér törpék a HRD-n nem egy ágat alkotnak, hanem szórt csoportban oszlanak el.) Az $\mathcal{M}(R)$ függvény alakja a 14. ábrán látható: létezik egy \mathcal{M}_{Ch} maximális tömeg, amelynél nagyobb tömegű csillagra az egyenletrendszernek nincs megoldása. Az \mathcal{M}_{Ch} Chandrasekhar-féle határ értéke függ a μ_e egy elektronra jutó átlagos molekulasúlytól. A fehér törpékben hidrogén alig van, így $\mu_e \sim 2$. Ekkor $\mathcal{M}_{\text{Ch}} \sim 1.44 \mathcal{M}_{\odot}$. Ha a csillag tömegét (gondolatban) lassan növeljük, \mathcal{M}_{Ch} -hoz közeledve a csillag matematikai ponttá zsugorodik.



14. ábra: Fehér törpék tömeg-sugár relációja. I: $\mu_e = 1$, II: $\mu_e = 2$. [5]

A valóságban ez nem következik be. Ha ugyanis a sűrűség kb. 10^{12} – 10^{13} g/cm³ fölé nő,



$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 1, A) + \nu \quad (2.39)$$

β -bomlás és e^- -befogás által megszabott, a neutronok illetve protonok és elektronok közötti dinamikus egyensúly erősen eltolódik a neutronok javára (ugyanis az elfajulás olyan erős lesz, hogy a Fermi-nívó meghaladja a (2.38)-ban kilépő elektron energiáját, így az “nem tudna hová menni”, és a (2.38) reakciós ráta lecsökken). A túlságosan neutrontús magok számára, mint a magfizikából tudjuk, energetikailag kedvezőbb, ha a neutronok “kicsöpögnek” belőlük (ezért van minden izotóp tömegszámának felső határa, és ezért nincs pl. két neutronból álló kötött rendszer). A szabad neutronok száma tehát erősen megnő, így $P \sim P_e$ helyett $P \sim P_n$ lesz — az atommagok a sűrűség növekedtével végül az ^1H kivételével teljesen el is tűnnek. A neutrongáz ugyan szintén elfajult, de a neutronok nagyobb tömege és eltérő viselkedése miatt az állapotegyenlet nem lesz az elfajult elektrongázéval, így a csillag konfigurációja más lesz, mint az elektrongázból számolt (**neutronsillag**). **A neutronsillag belsejében** az ellentett spinű neutronok, akár csak a kis számban jelenlevő protonok, nem túl magas (10^{10} K alatti) hőmérséklet esetén párokat képeznek (Cooper-párok). Mivel a párok bozonok, **a neutronanyag Bose-kondenzátumként viselkedik, tehát szuperfolyékony és szupravezető**. A kb. 1 km vastag felszíni rétegben a kisebb sűrűség folytán atommagok is nagyobb számban vannak jelen, és nem túl magas ($T < T_m \sim 4 \cdot 10^9$ K) hőmérséklet esetén a közöttük ható Coulomb-erők folytán rácsot alkotnak: **a neutronsillagnak tehát szilárd kérge van**.

A neutronsillag tömegének is van azonban felső határa, valahol 1.5 és 3 naptömeg között.* Ha a neutronsillag tömege alulról e határhoz tart, már valószínűleg tényleg vég nélkül (de legalábbis **fekete lyuk** állapotig) kollabál a csillag. (Egyes feltételezések szerint létezhet még egy köztes egyensúlyi konfiguráció, a hipotetikus kvarkcsillag.)

2.5. MAGREAKCIÓK A CSILLAGOKBAN

A HIDROGÉN FÚZIÓ Ha egy kozmikus összetételű gázt gondolatban lassan (kvázistacionáriusan) hevítünk, a gáz teljesen ionizálódik, majd egyre több atommag győzi le az őket elválasztó Coulomb-gátat.

Először a jelenlevő deutronok lépnek reakcióba, pár millió fokon:

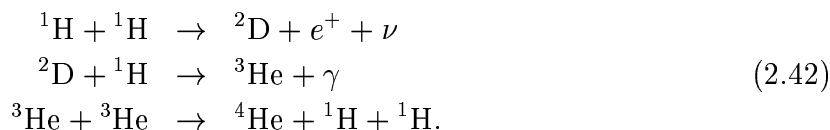


Ezt a folyamatot hívják **deutériumégésnek**. A ^2D azonban hamar elfogy.

10^7 kelvinen viszont már a protonok is legyőzik a köztük levő Coulomb-gátat:

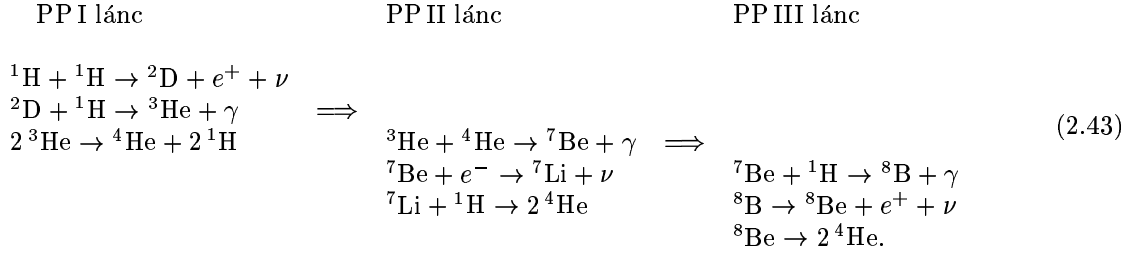


így pótolva a (2.40) által fogyasztott deutronokat. Kiepül tehát a **p - p ciklus** fő láncá:



*A tömeghatár értéke az állapotegyenlettől függ, a 10^{15} g/cm³ fölötti relativisztikus tartományban azonban a neutronanyag helyes állapotegyenlete ma még nem ismeretes.

Ez a legnagyobb valószínűségű ütközési lánc, az ún. *főcsatorna*. A ciklusnak azonban mellékágai is vannak. A teljes reakciós séma a következő:



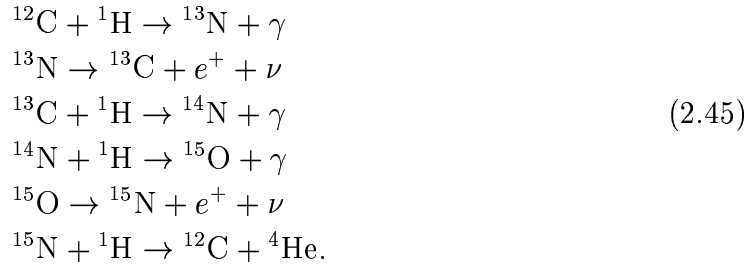
(A PPII és PPIII láncok a PPI-nél jóval kisebb valószínűséggel mennek végbe.) Ez a ciklus termeli az energia zömét a Nap magjában is.

A felszabaduló neutrínók gyakorlatilag akadálytalanul hagyhatják el a csillagot. A neutrínók jelentős részének energiája elég nagy ahhoz, hogy jelenlegi detektorainkkal észlelni tudjuk őket. Az észlelések azt mutatták, hogy a tényleges neutrínófluxus lényegesen alacsonyabb az elméletileg várt értéknél. Ezen ún. *napneutrínó-probléma* csak 2001-ben oldódott meg, amikor bebizonyosodott, hogy az eltérést az elektron-neutrínók egy részének más, nehezebben észlelhető neutrínófajttá váló átalakulása okozza.

A számítások szerint a ciklus energiatermelése ($3 \cdot 10^6$ és $2 \cdot 10^7$ K között):

$$\epsilon_{\text{Nu}} \simeq 9 \cdot 10^{-37} \text{m}^5 \text{K}^{-4} \text{kg}^{-1} \text{s}^{-3} \cdot \rho X^2 T^4. \quad (2.44)$$

A hidrogén-hélium fúzió a p - p ciklus mellett más módon is történhet, a plazmában jelenlevő szénatomok, mint katalizátorok segítségével:



(Egy mellékág a ${}^{16}\text{O}$ -t is érinti, de most mellőzzük.) E ciklus (a **CNO-ciklus**) energiatermelése $2 \cdot 10^7$ K körül:

$$\epsilon_{\text{Nu}} \simeq 3 \cdot 10^{-157} \text{m}^5 \text{K}^{-4} \text{kg}^{-1} \text{s}^{-3} \cdot \rho X X_{\text{CN}} T^{21}, \quad (2.46)$$

ahol X_{CN} a szén és nitrogén együttes tömeghányada.

Mint a T-függésből látható, magas hőmérsékleten (felső fősorozat) a CNO ciklus, alacsonyabb hőmérsékleten (alsó fősorozat) a p - p ciklus dominál.

A szén katalizátori szerepe nem tökéletes: nagy része a folyamat után nitrogénként marad vissza. A N nagy része éppen így keletkezik a csillagokban az adott csillagban már eleve jelenlevő másik nehézelemből, a szénből. (Ilyenkor az illető elemet, esetünkben a nitrogént, *szekundér elemnek* mondjuk, ellentétben a *primér elemekkel*, melyek H-ból történő, fúziós láncon keresztüli előállításuk egyetlen csillagon belül zajlik le.) A CNO ciklus a szén, nitrogén és oxigén között jól meghatározott mennyiségi arányt hoz létre a gázban, ezért a C, N és O relatív gyakoriságának vizsgálata nagy jelentőségű az Univerzum kémiai evolúciójának felderítése szempontjából.

TOVÁBBI ENERGIATERMELŐ REAKCIÓK A (2.42) és (2.45) reakciók nettó hatása a leptonok és fotonok mellőzésével összefoglalóan



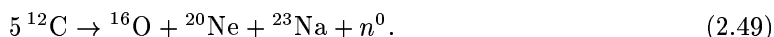
alakban írható fel. Ez folyamatonként kb. $4 \cdot 10^{-12}$ J energiát ad. Ha a H kiégése után a hőmérséklet tovább nő, további magreakciók lépnek fel. Ezek közül adott hőmérsékleten az energiatermelés orozslánrészét rendszerint egy reakciócsatorna adja. Ezeket a csatornákat a továbbiakban nem tárgyaljuk a fentihez hasonló részletességgel, csak a főcsatorna nettó egyenletét adjuk meg.

10^8 K táján begyullad a hélium (**3 α -folyamat**):



(Melléktermékként a ^{12}C -ből α -részecske befogásával már jelentős részben ^{16}O keletkezik, tehát ezután a gáz főleg szénből és oxigénből áll.) A hélium elfogytával $6 \cdot 10^8$ K körül a **szénégés, majd a neon-, oxigén- és szilíciumégés** következik. Végül az ^{56}Fe lesz a domináns elem, melynél az egy nukleonra eső kötési energia maximális, így jó közelítéssel beáll a **nukleáris egyensúly**.

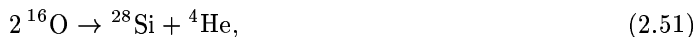
A szénégés nettó főcsatornája



A mellékágakban igen jelentős mennyiségű ^{24}Mg keletkezik, így a szénégés végén az O, Ne és Mg dominál a kémiai összetételben. Ezután, 10^9 K felett a neon gyullad be (a ^{16}O mágikus mag, nehezen reagál). A neonégés:



Az oxigénégés ezután (esetleg ezzel egyidőben) következik:

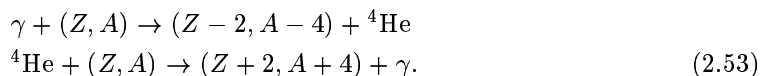


mellékágak bonyolult hálózatával. Végül $2.5 \cdot 10^9$ K felett a szilíciumégés zárja a fő energiatermelő reakciók sorát. A nettó főcsatorna:



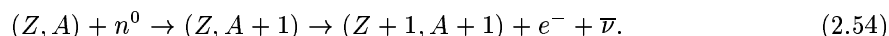
EGYÉB REAKCIÓK A fő energiatermelő reakciók mellett a csillagokban számtalan egyéb reakció is zajlik, amelyek az energiatermeléshez elhanyagolható járulékot adnak (vagy éppen energiafogyasztók), de a csillagok — és az Univerzum — kémiai összetételének alakításában igen fontos szerepük van.

Egyik fontos ilyen reakciócsoport az α -**folyamatok** (más néven *photodezintegrációs átrendeződések*) csoportja:



Az α -részecske helyett szerepelhet proton vagy deuteron is. A (2.50) neonégés és a (2.52) szilíciumégés szintén α -folyamatok, de emellett gyakorlatilag minden $A \sim 20$ – 50 páros rendszámú elem α -folyamatokban keletkezik az óriáscsillagok belsejében.

A páratlan rendszámú és a vason túli elemek jórészt neutronbefogással keletkeznek, melynek két változata van. Az s -**folyamat** ('s-folyamat—bb slow'):



Ettől az *r*-**folymat** ('rapid') abban különbözik, hogy az első neutron befogásával létrejött radioaktív mag még bomlás előtt újra neutronot fog be, és a rendszám ugrásszerűen nő. Az *s*-folymat óriáscsillagokban zajlik, az *r*-folymathoz szükséges nagy neutronfluxus viszont csak szupernóvákban áll elő. (A neutronokat a fő energiatermelő reakciók, illetve bizonyos mellékágaik szolgáltatják.)

A vascsoport elemeinek keletkezésében a nukleáris egyensúly tájékán lezajló folyamatoknak (**e-folyamatok**) van fontos szerepe; végül a kevésbé jelentős *p*-**folymat** néhány alacsony neutronszámú izotóp létrejöttét magyarázza.

Végül megemlítjük, hogy a könnyűfémek (Li, Be, B) és a deutérium a csillagok belsejében nem keletkeznek, sőt mennyiségük csökken. Ezen elemek létrejötte a ma elfogadott elképzelés szerint részben csillaglégkörökben, részben pedig csillagközi molekulafelhőkben (ld. 3.1. szakasz) történik, a kozmikus sugarak hatására.

A CSILLAGFEJLŐDÉS EGYENLETEI A csillagok kémiai összetétele, és így állapota is a bennük lezajló magreakciók következtében lassan változik, a csillag tehát korábbi feltevésünkkel ellentétben nincs stacionárius állapotban, hanem a τ_{nuc} nukleáris időskálán, lassan fejlődik. Eszerint (2.27) és (2.30) helyett a csillagszerkezeti egyenletekben a (2.9) és (2.10) bal oldalán álló tagokat is figyelembe kellene venni; csatolni kell továbbá a kémiai összetétel változását megadó (2.8) egyenletet. Mivel azonban szélsőséges esetek (pl. szupernóva-robbanás) kivételével $\tau_{\text{ff}} \ll \tau_{\text{nuc}}$, (2.9)-ben az időderiváltak elhanyagolhatók, azaz feltehetjük, hogy a csillag csupa hidrosztatikus egyensúlyi állapotban keresztül fejlődik. Azonban τ_{KH} nem hanyagolható el τ_{nuc} -hoz képest, így (2.30) valóban helyettesítendő a

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left(\epsilon_{\text{Nu}} - T \frac{dS}{dt} \right) \quad (2.55)$$

egyenlettel, ahol a csillaganyag S entrópiája termodinamikailag számolható. (2.8) alakja pedig (a \mathbf{j}_i diffúziós áram a légkör kivételével mindig elhagyható):

$$\frac{d\rho c_i}{dt} = Q_i. \quad (2.56)$$

Q_i ϵ_{Nu} -hoz hasonlóan kinetikai számításokból adódik.

Így tehát az állapotegyenlettel kiegészített (2.27), (2.28), (2.29), (2.55), (2.56) egyenletrendszerből a kezdeti és határfeltételek megadásával a csillagok fejlődése számolható.

3. A CSILLAGOK FEJLŐDÉSE

3.1. A CSILLAGKÖZI ANYAG FIZIKÁJA

ÁLTALÁNOS JELLEMZŐK Az egész Világegyetemet kitöltő diffúz barionos anyag tulajdonságait legalaposabban természetesen saját galaxisunkon belül ismerjük. A továbbiakban tehát a Tejúton belüli intersztelláris anyaggal foglalkozunk. Ennek össztömege mintegy $10^{10} M_{\odot}$. Túlnyomó része Galaxisunk fősíkjában, egy kb. 50 kpc átmérőjű korongban található; a korong vastagsága a Nap táján 100–200 pc körül van.

A diffúz anyag átlagsűrűsége a korongban $\sim 10^{-23} \text{ g/cm}^3$, ami **köbcentiméterenként egy hidrogénatomnak** felel meg. Ez a sűrűség alacsonyabb, mint a laboratóriumban előállítható legjobb vákuumé, a csillagközi anyag mégis szabályos összenyomható gázként kezelhető, a részecskék szabadúthossza ($\sim 100 \text{ AU}$) ugyanis sokkal kisebb a jellemző méreteknél ($\sim \text{pc}$)*.

Az intersztelláris közeg kémiai összetétele a legfémgazdagabb I. populációs csillagokéhoz hasonló; tömegének **99 százalékáa gáz, 1 százalékáa por** alakban van jelen. A por és gáz aránya — néhány kivételtől eltekintve — a sűrűségtől függetlenül mindenütt azonos.

FÁZISSZERKEZET A csillagközi anyag sűrűsége és hőmérséklete helyről helyre igen tág határok között változik. T és n eloszlása azonban nem független egymástól.

A diffúz anyag hőmérsékletét a fűtési és hűtési folyamatok egyensúlya szabja meg. Az intersztelláris anyag fűtéséről — a forró, fényes csillagok közvetlen környezetét kivéve — elsősorban a *kozmos sugárzás* és a *lágú galaktikus röntgenhátter* (ld. alább) gondoskodik. A fűtés nyilvánvalóan arányos a fűtő sugárzás és a közeg részecskéi közötti ütközések számával térfogategységenként, tehát a közeg sűrűségével is. A hűtés a közeg termikus sugárzása útján történik; termikus fotonkeltéshez a közeg két részecskéjének ütközése kell, tehát a hűtés $n^2 \mathcal{L}(T)$ alakba írható, ahol n a részecskék számsűrűsége, az $\mathcal{L}(T)$ ún. hűlési függvény pedig arányos a két részecske ütközésekor elsugárzódó energia várható értékével. A fűtés és hűtés egyensúlya esetén tehát $n \propto n^2 \mathcal{L}(T)$, azaz

$$n \propto [\mathcal{L}(T)]^{-1}. \quad (3.1)$$

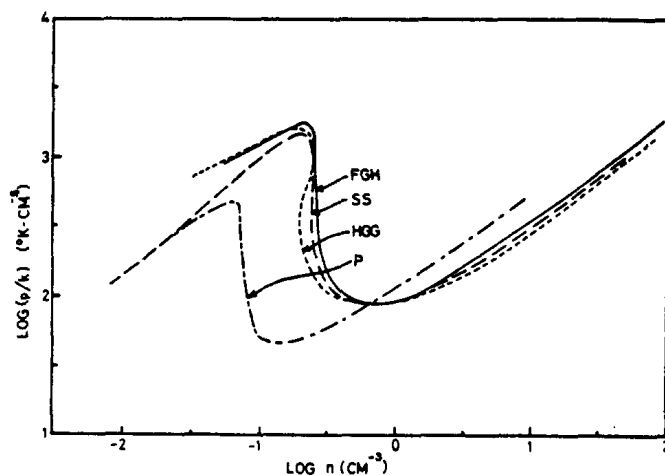
A számítások szerint $\mathcal{L}(T)$ a hőmérséklettel nő (ez érthető, hiszen nagyobb ütközési sebességeknél általában nagyobb energia sugárzódik el), tehát **minél nagyobb a csillagközi anyag sűrűsége, annál kisebb a hőmérséklete**. A legsűrűbb tartományokban ezt az effektust tovább fokozza, hogy a porszemcsék leárnyékolják a fűtő sugárzásokat.

A helyzet a valóságban kissé bonyolultabb a fent vázoltnál, mert az ionizáció miatt a hőmérséklet függvényében a jelenlevő részecskék is változnak. Ezért a hőmérsékleti egyensúly mellett az ionizációs egyensúly is figyelembe veendő; a sűrűség és hőmérséklet közötti összefüggés azonban ettől kvalitatíve nem változik.

A hőmérsékleti egyensúlyt és az ionizációs egyensúlyt egyenletek alakjába öntve meghatározható az intersztelláris közeg termodinamikai paramétereinek közötti összefüggés pontos alakja. A nyomás sűrűségfüggése a 15. ábrán látható. Mint kitűnik, 0.2 és 0.8 cm^{-3} közötti

*Ez nem teljesül az ugyancsak barionos természetű *kozmos sugárzásra*, amelyet ezért nem is számítunk a csillagközi anyaghoz.

sűrűsénél (300 K és 7200 K közötti hőmérsékletértékeknél) a sűrűség növekedtével a nyomás csökken. Mármost a közeg sohasem tökéletesen homogén, a véletlen helyi sűrűsödések fejlődését pedig a nyomás sűrűségfüggése határozza meg. Ha a nyomás a sűrűséggel nő, a fellépő többletnyomás a további sűrűsödést megakadályozza, szétoszlatva a perturbációt. Ha azonban a nyomás a sűrűséggel csökken, termikus instabilitás lép fel, és az anyag addig sűrűsödik, míg átkerül az állapotdiagram (15. ábra) jobboldali stabil ágára. Az instabil szakasznak megfelelő állapotokban így a gáz huzamos ideig nem tartózkodhat.



15. ábra: A csillagközi anyag állapotdiagramja néhány számítás szerint (Field 1970)

A csillagközi anyag tehát két jól elkülönülő fázisra bomlik: a híg, meleg ($T \geq 7000$ K, $n \leq 0.2$ cm $^{-3}$) felhőközi anyagban vele kb. nyomásegyensúlyban levő, sűrűbb, hideg ($T \leq 300$ K, $n \geq 1$ cm $^{-3}$) felhők úsznak. A közeget átható *turbulencia* következtében a felhők folytonosan keletkeznek, majd újra feloszlanak. A turbulencia fenntartásáért elsősorban a közegben terjedő, az anyagot “összesöprő” lökéshullámok felelősek amelyek részben a szupernóva-robbanásokból (ld. 3.5. szakasz) erednek, részben a Galaxis spirálkarjaival kapcsolatosak (4. fejezet).

A FELHŐKÖZI ANYAG A szupernóvarobbanások gyakorlatilag pillanatszerűen óriási energiát táplálnak a csillagközi anyagba a keletkező lökéshullám kinetikus energiája formájában. A gömbalakban kifutó hullám sebessége elérheti a 10 000 km/s-ot is; maga előtt hóekeszerűen feltorlaszolja az interisztelláris anyagot, így a szupernóva körül rendkívül alacsony sűrűségű ($n \leq 0.01$ cm $^{-3}$) *buborék* képződik. Az üregben az anyagot részben a lökéshullám energiadiSSIPációja, részben a kozmikus sugárzás igen magas ($\sim 10^5$ – 10^6 K) hőmérsékletűre fűti.

A buborék és az azon kívüli meleg felhőközi anyag közti nagy hőmérséklet-különbség oka az $\mathcal{L}(T)$ hűlési függvény alakjában keresendő. 10^5 K fölötti hőmérsékleteken ui. $\mathcal{L}(T)$ *ellaposodik*, növekedése lelassul, sőt 10^6 K fölött csökkenni kezd. Ezért n kis csökkenése itt T igen nagy növekedéséhez vezet a (3.1) formula értelmében, s ezt a növekedést csak az elektronok általi *hővezetés* okozta veszteségek állítják meg 10^6 K táján. Ugyanez a jelenség az oka annak is, hogy pl. a Nap légkörében a 10^4 fokos *kromoszféra* és a 10^6 K-es *korona* között csak vékony átmeneti réteg található. Az

átmenetet még élesebbé teszi a hővezetés erős hőmérsékletfüggése ami meredek ugrás, *kondukciós front* kialakulásához vezet. Lényegében ilyen kondukciós front az említett szoláris átmeneti réteg is.

Az ilyen héjak ~ 100 parszekes méretűre is megnőnek, mielőtt energiájukat elveszítve széteszlanának; élettartamuk 10^6 – 10^7 év. Léteznek még nagyobb, ~ 1 kpc-s üregek is (szuperbuborékok), melyeket nem egyetlen szupernóva, hanem egymáshoz közeli nagytömegű, fiatal csillagok egész csoportja (*asszociáció* vagy *nyílthalmaz*, ld. a következő szakaszt) hoz létre. Ezek a csillagok igen erős részecskesugárzással (ún. *csillagszéllel*) rendelkeznek, továbbá táguló ionizált hidrogén zóna övezi őket; a legmasszívabbak pedig egész életüket néhány millió év alatt leélve egymás után szupernóva-kitöréseket produkálnak. Ezek a jelenségek a lökéshullámnak újra és újra energia-utánpótlást biztosítanak, így az a kiloparszekes méretet is elérheti.

A buborékok keletkezési üteme olyan nagy is lehet, hogy az egyes üregek nem maradnak elszigeteltek, hanem egymást átfedve, összefüggő hálózatot képeznek a térben.

Ahogy a táguló héj különböző részei más és más helyi viszonyokkal (sűrűséggel, mágneses térrel stb.) találják szemben magukat, terjedésük iránya és sebessége megváltozik: a koherens expanziós mozgás végül is véletlen, turbulens mozgássá alakul, s így hozzájárul a csillagközi anyag turbulens állapotának fenntartásához. A folytonosan keletkező és széteszló héjak, valamint az általános szuperszonikus turbulens mozgás következtében a közegben lökéshullámok terjednek. A lökések torló mozgása során képződik a csillagközi felhők utánpótlása. A felhők részben széteszlanak, részben csillagokká tömörülnek, majd a csillagok anyagukat visszaadják az intersztelláris közegnek, eközben újabb buborékokat is képezve. A csillagközi anyag statisztikus értelemben állandó állapotát tehát igen dinamikus folyamatok tartják fenn.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy **a felhőközi anyagnak két fő komponense van:** a 10^4 K körüli hőmérsékletű, 0.1 cm^{-3} körüli sűrűségű **meleg komponens** és a 10^5 – 10^6 K hőmérsékletű, 0.01 cm^{-3} alatti sűrűségű **forró komponens**; utóbbi a felhőközi anyag tömegének elhanyagolható hányadát foglalja magába, de térfogata igen jelentős. A forró komponens termikus sugárzása felelős a lágy galaktikus röntgenhátterért is.

Naprendszerünk intersztelláris környezetét pl. a meleg felhőközi anyag kb. 10 pc méretű kis enklávéja alkotja (Lokális Felhő), mely egy hatalmas kiterjedésű forró üregbe ágyazódik (Lokális Buborék). A buborék tágul; a tágulás középpontja a közeli Skorpió–Kentaur asszociációval esik egybe.

A FELHŐK A csillagközi anyag tömegének mintegy 80 %-a a térfogat alig 1 %-át kitevő *felhőkbe* összpontosul. A legtöbb felhőt a Galaxis centrális vidékén és a centrumtól 4–8 kpc távolságra, egy gyűrűben találjuk. A felhőket két fő csoportra osztjuk.

A viszonylag kevésbé sűrű ($n < 10^2 \text{ cm}^{-3}$; tipikusan 1 – 10 cm^{-3}), 50 – 100 K hőmérsékletű **HI felhők**ben a hidrogén semleges, de atomos állapotban van jelen (a molekulák képződésénél sokkal gyorsabb ütemű a csillagok ultraibolya sugárzása miatti disszociáció). E felhők mérete 10 pc nagyságrendű, eloszlásuk a Tejútrendszer korongjában spirális szerkezetet rajzol ki.

A még sűrűbb felhőkben a porszemcsék leárnyékolják az UV-sugárzást, és felületükön hidrogénatomokat köthetnek meg, amelyek így nagyobb valószínűséggel kombinálódhatnak H_2 molekulákká. Ezért az ilyen sűrű felhőkben a hidrogén általában molekuláris

állapotban van jelen: ezek a **molekulafelhők**. A domináns H_2 mellett persze más molekulákat is tartalmaznak. Ha azonban egy ilyen felhőbe forró, fényes csillag van beágyazva, az a nagy sűrűség ellenére ionizálni képes a környező gázt (**H II régió**). A forró, nagy nyomású H II régió tágul, és eközben az inhomogén felhőben szabálytalan alakot ölt (a felhő határát elérve gyakran látványosan “kispriccel” a csillagközi térbe). Rekombinációs sugárzása folytán látható fényben — a H_α vonal vörös fényében — is világít ún. *emissziós ködként*. (Ködnek a látható tartományban is észlelhető felhőket mondjuk: pl. a *sötét ködök* közönséges molekulafelhők, amelyek a csillagos ég háttérére vetülnek; a *reflexiós ködök*ben levő por a beágyazott fényes, de nem túl forró csillagok fényét veri vissza kékesen. Az emissziós ködök további típusai a *szupernóva-maradványok* és a *planetáris ködök*, amelyek esetében a világításra gerjesztett anyag magából a gerjesztő csillagból áramlott ki.)

A molekulafelhők különféle méreteken fordulnak elő. A **törpe molekulafelhők** (DMC-k) mérete $D \sim 1-10$ pc; egyéb paramétereik: $\mathcal{M} \sim 10^2-10^4 \mathcal{M}_\odot$, $n \sim 10^2-10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10$ K. Bennük helyenként ~ 0.1 pc méretű, kb. naptömegnyi sűrűsödések, ún. **felhőmagok** lelhetők fel, melyekben a sűrűség a $10^4-10^7 \text{ cm}^{-3}$ -t is elérheti.

A **globulák** apró molekulafelhők, paramétereik a felhőmagokéihoz hasonlóak; lényegében csupasz felhőmagoknak is tekinthetők. Létrejöhetnek úgy, hogy egy lökéshullám “elsöpri” a DMC ritkább részeit, vagy úgy, hogy egy ionizációs front (H II zónahatár) körülfolyik egy kezdeti sűrűsödést, majd minden oldalról körülvéve, tovább komprimálja azt.

Az **óriás molekulafelhők** (GMC-k) jellemzői: $D \sim 30$ pc; $\mathcal{M} \sim 10^5-10^6 \mathcal{M}_\odot$, $T \sim 10$ K (kivéve a legnagyobb felhőket, melyekre $T > 20$ K). Csomós, *fragmentált* szerkezetet mutatnak — lényegében szorosan egymás mellett levő DMC-k komplexumai, egy közös diffúz “háttérbe” ágyazva.

A molekulafelhők és a H I felhők össztömege körülbelül megegyezik. A molekulafelhők is a spirálkarokban koncentrálnak, különösen a legnagyobb, melegebb GMC-k, melyek szinte csak ott fordulnak elő. (Ezek a szoros értelemben vett óriás molekulafelhők, míg a kisebbeket gyakran a DMC-kkel együtt “sötét felhőkomplexumoknak” mondják.)

A POR A csillagközi porszemcsék mérete nem haladja meg a kb. 100 nanométert. Elképzeléseink szerint legalább két különböző méretű szemcsepopuláció létezik: a nagyobb, 100 nm körüli szemcsék *szilikátokból*, a kisebbek valamilyen nagy széntartalmú anyagból állnának. Utóbbi anyag lehet pl. *grafit* ill. *gyémánt*, *amorf szén*, vagy valamilyen szerves anyag. A szemcsék (talán a nagyobbak) több-kevesebb *vízjeget* is tartalmazhatnak. A por zöme valószínűleg a hideg óriáscsillagokból kiáramló anyagból kondenzálódik ki.

A szemcsék a méretükhöz közelálló hullámhosszú sugárzást szórják erősebben; kis méretüknél fogva tehát a látható tartományban elsősorban a kék fényt. Innen ered a reflexiós ködök kékes színe, de az a tény is, hogy a molekulafelhők mélyére elsősorban a távoli infravörös és a szubmilliméteres hullámhosszakon láthatunk be.

3.2. A CSILLAGOK SZÜLETÉSE ÉS FEJLŐDÉSE A FŐSOROZATIG

ÉSZLELÉSEK A csillagok az intersztelláris anyag összetömrülésével jönnek létre. Ez a folyamat a Tejútrendszerben jelenleg is tart, és ma már szinte

minden fázisa észlelésekkel dokumentálható. Csillagok természetesen más galaxisokban és más korszakokban is keletkeztek, de erről majd a 4. fejezetben szólunk; itt most a Nap néhány kiloparszekes környezetében jelenleg zajló csillagképződési folyamatokra korlátozzuk érdeklődésünket.

A fiatal csillagokra vonatkozó statisztikák alapján galaxisunkban a *csillagképződési ráta* kb. $3\text{--}5 \mathcal{M}_\odot/\text{év}$. Észleléseink azt mutatják, hogy:

- **A csillagok a Tejútrendszerben szinte kizárólag molekulafelhőkben (főleg óriás molekulafelhőkben) jönnek létre.**
- **A csillagok csoportosan keletkeznek.** Ha a csoport elég kompakt, a szülő felhő eltűnése után is gravitációsan kötött maradhat, azaz *csillaghalmoz* keletkezik. Ellenkező esetben a csillagok csak ideig-óráig maradnak együtt; a fiatal csillagok ilyen laza, átmeneti csoportosulásait *csillagtársulásoknak* vagy *asszociációknak* nevezzük.

A CSILLAGKÉPZŐDÉS MEGINDULÁSA: GRAVITÁCIÓS KOLLAPSZUS MOLEKULAFELHŐKBEN Kézenfekvő a feltevés, hogy a csillagközi anyag összetömörülését a gravitáció okozza. Ha azonban a molekulafelhők egyszerűen gravitációs kollapszusban lennének, és így kondenzálnának csillagokká, e folyamatnak a (2.15) képlet által megadott szabadesési időskálán kellene lezajlania. Eszerint a Tejúton fellelhető, összesen $\sim 5 \cdot 10^9 \mathcal{M}_\odot$ tömegű molekulafelhőknek 10^5 év nagyságrendű idő alatt csillagokká kellene kondenzálniuk, ez pedig az észlelnél nagyságrendekkel nagyobb csillagképződési rátát jelentene. A felhőket tehát valamilyen tényező egyensúlyban tartja. Ez a tényező nem lehet a termikus nyomás, ugyanis a viriáltétel értelmében P_e külső nyomású közegbe ágyazott, \mathcal{M} tömegű és R sugarú felhő mechanikai egyensúlya esetén

$$3 \int (P - P_e) dV - a \frac{GM^2}{R} = 0, \quad (3.2)$$

ahol a 1 nagyságrendű, a sűrűségeloszlástól függő faktor. A molekulafelhők paramétereit beírva, ebből és az állapotegyenletből könnyen megbecsülhető, hogy az alacsony hőmérséklet miatt a nyomáshoz adott termikus járulékok, P_{th} messze nem képes a gravitációt (második tag) ellensúlyozni.

A nyomáshoz azonban hozzájárul a közeget átható *turbulencia*, sőt a *mágneses tér* is.*

Ahogy a termikus nyomás lényegében a részecskék hőmozgásának egy-egy komponenséből adódó kinetikus energiasűrűség, ugyanúgy a turbulens nyomás kifejezhető a turbulens mozgások kinetikus energiasűrűségével: $P_{turb} = \rho v_{turb}^2/3$. A mágneses nyomás pedig a mágneses tér energiasűrűségével egyezik meg — $P_m = \rho v_A^2/2$, ahol v_A az *Alfvén-sebesség*: $v_A^2 = \{4\pi/\mu_0\} B^2/4\pi\rho$ (a {} közötti faktor SI egységrendszerben figyelembe veendő, CGS-ben nem). A megfigyelések szerint a nyomás három összetevője között az alábbi rendezés áll fenn:

$$P_{turb} \gtrsim P_m \gg P_{th}. \quad (3.3)$$

E járulékok figyelembevételével a felhők belső nyomása már elegendő ahhoz, hogy ellensúlyozza a gravitáció hatását — sőt összetartásukhoz a (szintén turbulens és mágneses) P_e külső nyomásra is szükség van. (A felhőmagokkal és -csomókkal, ill. a DMC-kkel

*Plazmafizikailag kimutatható, hogy az igen alacsony, $\sim 10^{-7}$ ionizációfok ellenére, a hatalmas térbeli méretek folytán, a kisszámú töltött részecske közvetíteni képes a mágneses tér hatását a semleges gázra, amely így az erővonalakra merőlegesen csak igen-igen lassan áramolhat. Így a közeg összenyomásakor a mágneses teret is “össze kell nyomnunk”, azaz fell kell erősítenünk, amihez többletmunka szükséges: ezt végezzük a mágneses nyomás ellenében.

ellentétben a GMC-k talán nincsenek is egyensúlyban, csak átmenetileg összeverődött képződmények, melyeket ismét feloszlat a belső turbulencia.) **A felhőket stabilizáló tényező tehát a turbulencia és a mágneses tér.**

Az e hatások által stabilizált sűrűsödésekben mégis keletkezhetnek csillagok. Ha ugyanis nincs a turbulenciát fenntartó mechanizmus, az fokozatosan eldisszipál, a semleges gáz pedig, mint mondtuk, ha igen lassan is, de azért mozoghat a mágneses tértől függetlenül (ezt nevezzük *ambipoláris diffúzió*nak). A turbulencia és a mágneses tér tehát csak lelassítani tudja a gravitációs kontrakciót, teljesen megfékezni nem. **Elsősorban a sűrű felhőmagok húzódnak lassan össze a turbulencia és a mágneses nyomás ellenére.** Az összehúzódási folyamat előrehaladtával a modellek szerint a mag egyensúlyi konfigurációja előbb-utóbb instabillá válik, és a mag a (2.15) szabadesési időskálán megállíthatatlan kollapszusba kezd. Voltaképpen tehát **minden felhőmag potenciális csillagnak tekinthető** (sőt tekintélyes hányadukban már ott lapul a fiatal csillag). A felhőmagokat tartalmazó molekuláris csomók pedig a csillagtársulások ősei. A csillaghalmozatok ugyanakkor feltehetőleg az $T > 20$ K molekulafelhőkben helyenként megfigyelhető speciális, nagytömegű ($\sim 100 \mathcal{M}_\odot$), sűrű ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) magokból keletkezhetnek.

Vitatott kérdés, hogy a felhők egyensúlyban tartásában mekkora relatív szerepet játszik külön-külön a turbulencia ill. a mágneses tér. Mivel a turbulencia disszipációs időskálája rövidebb az ambipoláris diffúziójénál, korábban a mágneses tér szerepét tartották fontosabbnak. Újabban azonban sokan inkább a turbulenciát részesítik előnyben, mivel az észlelések szerint a mágneses nyomás sehol sem haladja meg (sok helyen meg sem közelíti) a turbulenset. A turbulencia disszipációs idejével kapcsolatban elméleti szempontból még sok a tisztázatlan kérdés; ráadásul az a tény, hogy az észlelt felhőmagok többségében máris kialakultak a protocsillagok, arra látszik utalni, hogy a magok nem maradhatnak egyensúlyban a szabadesési idejüket sokkal meghaladó ideig.

A különböző modellek között eltérések vannak a kollapszus és az azt okozó instabilitás részleteivel kapcsolatban is. A hagyományosabb modellek szerint ahogyan a magban a sűrűség nő, az ionizációs fok egyre rohamosabban csökken, a mágneses fenntartás egyre gyengül, és szerepét fokozatosan a termikus nyomás veszi át, így a mag sűrűségeloszlása olyan lesz, hogy a hidrosztatikai egyensúly mindenütt fennálljon (izotermikus gömb). Kimutatható, hogy ekkor nem túl kis r értékekre (mondjuk $r > r_0 > 0$):

$$\rho(r) = \frac{k_B T}{2\pi \bar{\mu} m_H G r^2}. \quad (3.4)$$

A konfiguráció egyelőre nem instabil, csak kvázistacionáriusan zsugorodik az ambipoláris diffúzió miatt. Bebizonyítható, hogy amikor a centrális sűrűség (r_0 -on belül) elég magas lesz, az izotermikus hidrosztatikus gömb instabillá válik, és a mag kollabálni kezd. Mivel a szabadesési időskála belül a legrövidebb, a kollapszus "ritkulási hullámként" belülről kifelé terjed a magban: egyre kintebb fekvő rétegek kezdenek befelé zuhanni. A csillag tehát megfogant.

Az újabb modellekben viszont az instabilitás gyakran a felhő szélénél jelentkezik először, így a kollapszus kívülről befelé halad, egy lökeshullám képében.

Egy felhőmag kollapszusa, vagyis a csillag képződése nemcsak magától (*elsődlegesen*) indulhat meg, hanem az adott felhőben korábban létrejött csillagok hatására (*másodlagosan*) is, ha az instabil konfigurációt a mag valamilyen külső hatásra (pl. forró, fiatal csillag körüli H II régió ionizációs frontjának torló hatása, szupernóva-lökeshullám stb.) éri el. Az ilyen hatás forrásai általában szintén nemrégiben keletkezett csillagok. **A csillagkeletkezés tehát "ragályos"**: ha egy felhőben megindult, nem áll le többé, sőt felhőről felhőre is terjedhet: a felhőben nemcsak *spontán*, hanem más felhők által (pl. ütközéssel vagy egy szuperhéj lökeshullámával) *indukált* módon is megindulhat a csillagképződés. Így időről

időre fellángoló csillagképződési “járványok”, ún. *csillagviharok* (starbursts) terjedhetnek szét, amelyek — más galaxisok példái és a Tejúton belüli sztellarstatisztikai vizsgálatok alapján feltehetjük — akár az egész Galaxisra is kiterjedhetnek.

AZ IZOTERMÁLIS KOLLAPSZUS SZAKASZA Miután a felhőmag kollapszusa megkezdődött, kezdetben a gáz olyan ritka, hogy saját termikus sugárzása számára átlátszó, ezért — mint kimutatható — nagyobb ütemben képes elsugározni a hőt, mint ahogyan az a kollapszusban felszabadul (a Kelvin–Helmholtz időskála rövidebb a kollapszusénál). Hőmérséklete így állandó marad.

A hagyományosabb modellekben, ahol, mint mondtuk, a kontrakció előrehaladott fázisában a termikus nyomás válik uralkodóvá és tart egyensúlyt a gravitációval, nevezetes és egyszerű kifejezést kapunk az $\dot{\mathcal{M}}$ tömegáramra vagy *akkréciós rátára* (lat. accretio = gyarapodás). Ez r sugáron (2.16) felhasználásával nyilván $\dot{\mathcal{M}} \sim \mathcal{M}(r)/\tau_{\text{ff}}(r) \sim \mathcal{M}(r)c_s/r$. Másrészt az eredeti egyensúlyi konfigurációban a (3.2) viriáltétel szerint (figyelembe véve, hogy $P_{\text{th}} \sim \rho c_s^2$:

$$c_s^2 \sim G\mathcal{M}(r)/r, \quad (3.5)$$

ahol a sűrűség centrum felé való gyors növekedése miatt a $\rho_e r^3 \ll \mathcal{M}(r)$ elhanyagolást alkalmaztuk. Ebből \mathcal{M} -et kifejezve és $\dot{\mathcal{M}}$ -ba helyettesítve:

$$\dot{\mathcal{M}} \sim \frac{c_s^3}{G} \sim \frac{1}{G} \left(\frac{k_B T}{\mu m_H} \right)^{3/2}, \quad (3.6)$$

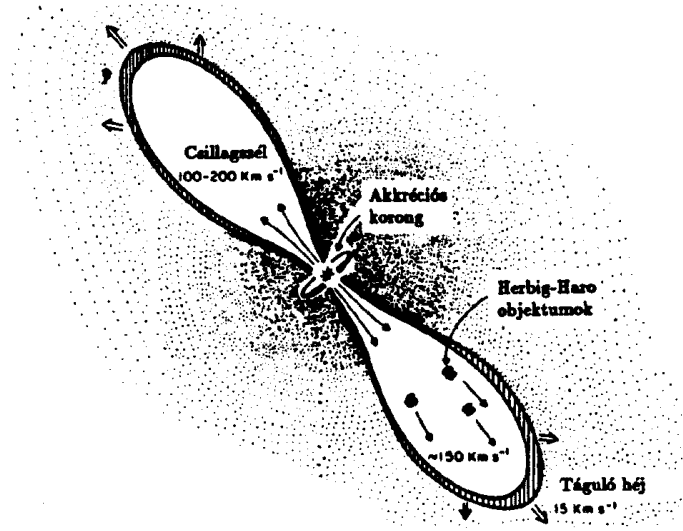
tehát $\dot{\mathcal{M}}$ izoterm magra r -től függetlenül állandó, és a hőmérséklettel nő. Értéke tipikusan 10^{-7} – $10^{-6} \mathcal{M}_{\odot}/\text{év}$. Olyan modellekben, ahol az alapfeltevések (a termikus nyomás dominanciája és erős centrális koncentráció) nem teljesülnek, természetesen más tömegáramok adódnak.

Az izotermális fázis addig tart, amíg a felhőmag közepén a sűrűség el nem éri a 10^{-13} g/cm^3 körüli értéket. Ekkor ez a tartomány optikailag vastaggá válik az infravörös tartományban, ezért a sugárzás nem távozik el olyan könnyen, mint addig (a Kelvin–Helmholtz időskála megnő). A belső rész felmelegszik, nyomása megnő, és megállítja a kollapszust: stabil, hidrosztatikus egyensúlyban levő mag (most már protocsillagnak is nevezhetjük) alakul ki, amelyre kívülről továbbra is anyag hullik be. Mindez a kollapszus kezdete után $\sim 10^4$ – 10^5 évvel zajlik le, tehát (3.5) szerint a protocsillag tömege $\sim 0.01 \mathcal{M}_{\odot}$.

AZ AKKRÉCIÓS SZAKASZ A protocsillagra behulló anyag annak tömegét tovább növeli, a felszabaduló potenciális energia pedig most már emeli a hőmérsékletét és a fényességét. Az objektum azonban a sűrű gáz- és porburok miatt továbbra is láthatatlan az optikai hullámhosszakon, csak az infravörös tartományban figyelhető meg.

Eddig nem szóltunk arról, hogy a protocsillag a valóságban mindig forog; ebben a fázisban azonban a behulló anyag nemzéró impulzuszórájának nem mellőzhető következményeképpen a protocsillag körül **akkréciós korong** (akkréciós diszk) alakul ki (16. ábra). A korong létrejöttét a következőképpen magyarázhatjuk.

A forgó felhő egy tömegelemével adott pillanatban együtt forgó koordinátarendszerben az elemre a gravitáció mellett a forgástengelyre merőleges centrifugális erő is hat, kifelé, amely tehát ebben az irányban akadályozza a kollapszust. A beesés során ez a hatás egyre fokozódik, hiszen az izotrop sugárzás révén az gáz csak energiáját tudja leadni,



16. ábra: Akkretáló protocsillag környezetének geometriája (Snell *et al.* 1980)

impulzusmomentumát nem, s így a perdület megmaradása folytán egyre gyorsabb kerületi sebességgel mozog. A felhő ennek következtében csak a forgástengellyel párhuzamos irányban esik össze akadálytalanul, és a bezuhanó anyag hamarosan az egyenlítői síkban tömörül. E síkban a radiális irányú beesést viszont az impulzusmomentum megmaradása erősen gátolja: J fajlagos impulzusmomentumú anyagcsomó így végül egy

$$r_{cf} = \frac{J^2}{GM} \quad (3.7)$$

sugarú körpályán köt ki, ahol a centrifugális erő éppen ellensúlyozza a gravitációt. Az anyag ennél beljebb nyilván csak úgy kerülhet, ha veszít a sebességéből, tehát az impulzusmomentumából. Ezt elsősorban a közeg (turbulens) viszkozitása teszi lehetővé; a perdület ilyen átadása azonban a kollapszusnál sokkal lassabb folyamat*, ezért az impulzusmomentum megmaradása r_{cf} táján “megakasztja” a kollapszust: r_{cf} -ről a gáz fokozatos impulzusmomentum-leadással, lassan spirálozik befelé, kialakítva az akkréciós korongot. Ebben tehát a részecskék közel körpályán keringenek, az impulzusmomentum kifelé való lassú transzportja folytán lép csak fel egy lassú radiális mozgás, miáltal a korongból anyag hull a csillagra. A korong külső szélének sugarát a felhő legnagyobb J fajlagos impulzusmomentumú részére vonatkozó r_{cf} adja meg.

Az ismertett szituáció számos esetben előfordul a csillagászatban. Az akkréciós diszkek fizikája a mai asztrofizika egyik legélénkebb területe.

A fajlagos impulzusmomentum eloszlása a felhőben persze nem egyenletes (pl. a forgástengelyen nyilván nulla). Ezért a behulló anyagnak csak a nagy J -vel bíró része kerül a korongba, a kisebb impulzusmomentumú anyag közvetlenül is elérheti a protocsillagot.

Ha a protosztelláris akkréciós korong tömege (tehát a felhő eredeti impulzusmomen-

*Az impulzusmomentum-transzport más módjai is elképzelhetők, a folyamat azonban ekkor sem lesz gyorsabb.

tuma) elég nagy, abból gravitációs kollapszussal újabb csillag képződhet, így a kettős és többszörös csillagok létrejötté a csillagképződést természetesen kísérő folyamat. Hasonlóan természetes kísérőjelenség alacsonyabb impulzuszórási momentum esetén a **bolygórendszer kialakulása** a korong anyagából, porszemcsék kikondenzálódása és agglomerációja (felhalmozódása) útján. (Az utóbbi folyamat $\sim 10^8$ évet vesz igénybe.) A kettőscsillagok képződésének másik lehetséges módja lehet, ha a gyorsan forgó, összeomló mag még a kollapszus korábbi szakaszában, a korong létrejötté előtt ellipszoiddá torzul, majd kettéhasad.

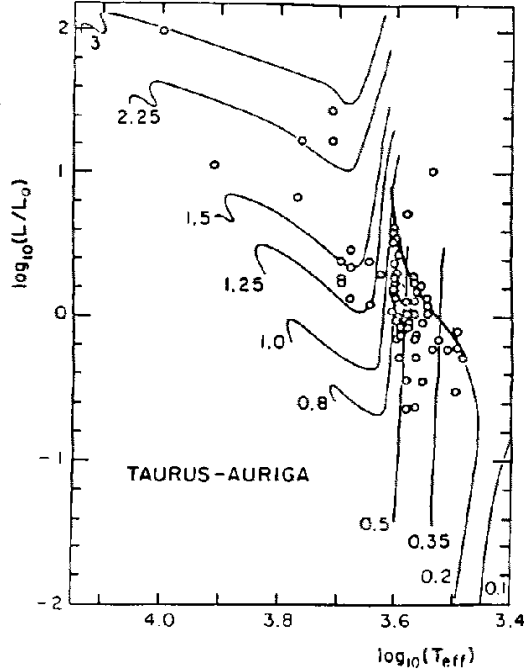
Az akkréciós fázis $\sim 10^6$ évig tart. Ha a protocsillagot közvetlenül megfigyelhetnénk, az ebben a szakaszban a HRD jobb felső sarkában tartózkodna.

A CSILLAG SZÜLETÉSE ÉS A KONTRAKCIÓS SZAKASZ Amikor a protocsillag belsejében a hőmérséklet eléri a deutériumégéshez szükséges néhány millió kelvint, fontos változások következnek be. Ebben az időpontban, tehát a ${}^2\text{D}$ begyulladásakor a csillag tömege az akkréciós rátától függően széles skálán mozoghat már (nagyobb akkréciós ráta esetén a tömeg nagyobb). A kis- és nagytömegű csillagok fejlődése ettől kezdve jelentősen eltér egymástól.

A kistömegű csillagok ($\mathcal{M} \leq 2 \mathcal{M}_\odot$) a ${}^2\text{D}$ -égés beindulásakor hirtelen teljesen konvektívá válnak. Az erőteljes konvekcióval és a gyors rotációval kapcsolatos plazmaáramlások a csillagban erős mágneses tereket keltenek, amelyek közvetítésével a csillag felsőlégköre erősen felfűtődik. A részecskék sebessége a légkörben így meghaladhatja a szökési sebességet: a csillagból gázáramlás, ún. *csillagszél* indul ki. Ennek kiváltásában és felgyorsításában a fénynyomásnak is lehet szerepe. (Egyidejűleg a protosztelláris korongban is hasonló folyamatok játszódnak le.) A csillagszél és a csillagfény sugárnyomása és a szél miatti tömegvesztés csökkenti az akkréciós rátát; aztán a csillagszél lassan szétfújja a csillagot övező vastag burkot is, így a csillag az optikai tartományban láthatóvá válik. Mindez kb. 10^5 – 10^6 év alatt zajlik le, míg a csillag további fejlődését a Kelvin–Helmholtz időskála szabja meg, ami a kistömegű, kevésbé fényes csillagokra 10^8 év nagyságrendű. Az előző és a következő fejlődési fázishoz képest **a fúzió beindulása és a csillag láthatóvá válása lényegében egyidejű események, melyeket együttesen a csillag “születésének” tekinthetünk.** A különböző tömegű csillagokat ebben az időpontban reprezentáló pontok a HRD-n egy görbét rajzolnak ki, melyet *születésvonalnak* nevezünk (17. ábra). Mint az ábrából látható, az észlelések jól egyeznek azzal a jóslattal, hogy a csillagok csak a születésvonal alatt válnak megfigyelhetővé.

Születése után sincs még a csillag egyensúlyban: a ${}^2\text{D}$ -égés csak rövid ideig termel elég energiát. Amíg az égés folyik, és a csillag az akkréció révén még tovább nő, a HRD-n a születésvonal mentén balra felfelé mozog el. Mintegy 10^6 – 10^7 év után aztán a ${}^2\text{D}$ elfogy, és a csillag a Kelvin–Helmholtz időskálán lassan fejlődik a fősorozati (azaz sugárzásegyensúlyi) állapot felé. Ez a $\sim 10^8$ évig tartó **kontrakciós fázis**. E fázis elején az akkréció még folytatódik, de \mathcal{M} már igen alacsony, és a csillag tömege már csak jelentéktelen mértékben nő. A mintegy 0,6 naptömegnél kisebb csillagok még a fősorozaton is teljesen konvektívek maradnak; a nagyobb tömegűekben azonban a konvekciós zóna lassan visszafejlődik, és csak a felszín közelében marad meg.

A nagytömegű ($\mathcal{M} \geq 2 \mathcal{M}_\odot$) csillagok esetében a “születés” kevésbé markáns esemény: a nagy akkréciós ráta miatt a csillagszél (melyet itt csak a nagy luminozitás miatt igen erős fénynyomás hajt, ezek a csillagok ugyanis nem konvektívak a deutériumégéskor sem)



17. ábra: Születésvonal a HRD-n. A görbék különböző tömegű csillagok elméleti fejlődési útjai a fősorozatra; a körök észlelt fiatal (*T Tauri*) csillagok (Stahler 1989)

csak $\sim 10^6$ év alatt képes leállítani az akkréciót és “elfújni” a burkot. Ugyanakkor hatalmas luminozitásuk miatt Kelvin–Helmholtz időskálájuk (2.17) értelmében jóval rövidebb, szintén $\sim 10^6$ év. Tehát ezek a csillagok kb. annyi, vagy rövidebb idő alatt jutnak a fősorozatra, amennyi idő alatt az akkréció leáll: még a fősorozaton is akkretálni fognak, és így észlelhetővé is csak a fősorozaton válnak.

A fősorozat felső részén a nagy centrális hőmérséklet miatt főleg a CNO-ciklus termeli az energiát. Ennek meredek hőmérsékletfüggése folytán a fúzió igen kis térrészbe koncentrálódik, a hőmérsékletgradiens a csillag magjában nagyon nagy lesz, és a (2.33) Schwarzschild-kritérium értelmében konvekció lép fel a magban. (A külső rétegekben viszont itt sugárzással szállítódik ki az energia.)

A KEZDETI TÖMEGFÜGGVÉNY A csillagok kezdeti tömeg (a fősorozatra érkezéskor meglevő, ún. *ZAMS-tömeg*) szerinti eloszlása a *kezdeti tömegfüggvény* (initial mass function, *IMF*). Szokásos közelítése az $\mathcal{M} > 0.5\mathcal{M}_\odot$ tartományban a *Salpeter-féle IMF*:

$$\frac{dN}{d\mathcal{M}} \propto \mathcal{M}^{-\gamma} \quad \gamma = 2.35 \quad (3.8)$$

Ez meglehetősen durva közelítés, kisebb tömegekre pedig az IMF még kevésbé jól meghatározott, de valamilyen $0.1\text{--}0.3\mathcal{M}_\odot$ tömegérték alatt bizonyosan csökken. Az észlelések alapján úgy tűnik, hogy az IMF alakja az Univerzum különböző tájain és korszakaiban csak aránylag csekély változásokat mutat. Vannak ugyanakkor arra utaló jelek, hogy intenzív csillagviharokban az IMF a Salpeter-félénél jóval “laposabb” lehet, azaz aránylag sokkal több nagytömegű csillag jöhet létre. Ez a kérdés ma még nyitott.

A figyelmes olvasónak feltűnhetett, hogy az imént már kis-, illetve nagytömegű csillagokról beszéltünk, anélkül, hogy megmondtuk volna, mi határozza meg a születőben levő, akkréció útján

folyamatosan “hízó” csillag végső tömegét. Nos, erre — s így egyben az IMF eredetére — vonatkozólag több különböző elmélet is létezik. A *fragmentációs elméletek* az IMF-et a csillagokat szülő turbulens felhők sűrűségfluktuációinak statisztikai tulajdonságaival próbálják értelmezni. A *negatív visszacsatolási elmélet* szerint a csillag tömegét az akkréció születést követő, a csillagszél miatti leállása rögzíti, így az végső fokon az akkréciós ráta függvénye, és (3.5) szerint a közeg hőmérsékleteloszlása határozná meg. Végül az ún. *versengő akkréciós modellben* az IMF az egy felhőcsomóban létrejövő protocsillagok felszippantható nyersanyagért való vetélkedése során alakulna ki.

ERUPTÍV VISELKEDÉS A CSILLAGKÉPZŐDÉS SORÁN A csillagképződéskor viszonylag rövid idő alatt igen nagy mennyiségű gravitációs potenciális energia szabadul fel: az észlelések szerint a fiatal csillagok (sőt már a protocsillagok is) erős *eruptív viselkedést* mutatnak.

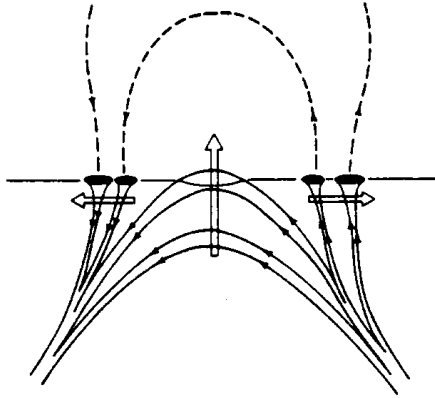
A legfontosabb ilyen korai eruptív jelenség az akkréciós korong síkjára merőleges **bipoláris kiáramlások** megjelenése már az akkréciós fázis kezdetén (16. ábra). A kiáramlások kezdetben semleges, később ionizált gázból állnak, sebességük 100 km/s nagyságrendű, méretük néhány tized parszek. Eredetüket magneto-centrifugális effektusokkal magyarázzák; az elterjedt ún. X-szélmodellben a nyaláb a csillag magnetoszférája és a korongot átható mágneses tér találkozásánál ered, míg más elképzelések szerint a korong mágneses tere önmagában is elegendő lehet a keltéséhez. Mindenesetre a bipoláris nyalábok más asztrofizikai szituációkban is az akkréció kísérőjelenségei; a korong eltűnése után viszont nem észlelhetők.

A protocsillag által a környező közegbe táplált radiatív és mechanikai energia a sűrű molekuláris gázt gerjesztve gyakran *mézeremisszióhoz* vezet.

A CSILLAGOK AKTIVITÁSA A csillag körüli gázmaradványok eltűnése után is észlelhető bizonyos eruptív viselkedés a nem túl nagytömegű csillagokban. Ennek fő jele a csillag szabálytalan időközönként történő átmeneti kifényesedése (*fler*), amelyet *emissziós spektrum* kísér. Flerek csökkenő gyakorisággal és amplitúdóval még a fősorozat elérése után is megfigyelhetők (sőt még a mi öreg Napunk is flerezik, ezek azonban olyan kis flerek, hogy csak a Nap közelsége folytán figyelhetők meg). A fősorozat elérése előtt a kistömegű csillagok gyakorlatilag szünet nélkül flereznek, ezért fényességük folytonosan szabálytalanul változik (*T Tauri csillagok*).

Az ilyen viselkedés fő oka a csillagban zajló konvektív és rotációs mozgások kölcsönhatása (*dinamóméchanizmus*) által keltett erős mágneses tér. Egy kezdeti gyenge teret a csillag differenciális rotációja (a különböző rétegek eltérő szögsebességű forgása) felerősíthet. (Az erősen ionizált plazma ugyanis nem mozoghat a mágneses erővonalaktól függetlenül: az erővonalak “be vannak fagyva” az anyagba.) A tér azonban nem erősödik a végtelenségig: amikor a tér energiasűrűsége elég nagy lesz, ellenáll a további erősítésnek. Ekkor beáll egy átlagos egyensúlyi állapot, amelyet vagy egy átlagosan konstans mágneses tér, vagy — pl. a Nap esetében — néhány éves periódussal erősödő és ismét gyengülő globális tér jellemez. A Nap mágneses ciklusának hossza 11 év, illetve a polaritást is figyelembe véve 22 év. Mai tudásunk szerint a tér a konvektív zóna alján a legerősebb, és maximális erőssége idején az egyenlítővel közel párhuzamos. A konvektív mozgások a teret nagy fluxussűrűségű erővonalcsövekbe (*fluxuscsövekbe*) sodorják, amelyek között mágneses tér gyakorlatilag nincsen. Az ilyen csöveken egy instabilitás folytán hurkok képződhetnek, melyek felszállhatnak a csillag légkörébe és ott a csillagtevékenység jelenségeit — a teljes fluxus és a spektrum nagyléptékű, nagyamplitúdójú lokális anomáliáit — okozhatják (18. ábra). A flerek például a legáltalánosabb nézet szerint a mágneses energia hirtelen felszabadulásai a *mágneses rekonnezióknak* nevezett magnetohidrodinamikai folyamatban azokon a helyeken, ahol a fluxussűrűség rövid távon erősen megváltozik. Ahol a vastag csövek a fotoszférát áttörik, ott a környezetükben sötétebb *foltok* láthatók a csillag felszínén.*

* A csillagtevékenység következtében a csillag luminozitása az átlagérték körül ingadozást mutat. Ennek amplitúdója a Nap esetében csak néhány ezrelék, más csillagoknál azonban jóval nagyobb is lehet.



18. ábra: A naptevékenység alapvető mechanizmusa: fluxushurkok felnyomulása a naplégrébe (Zwaan 1985)

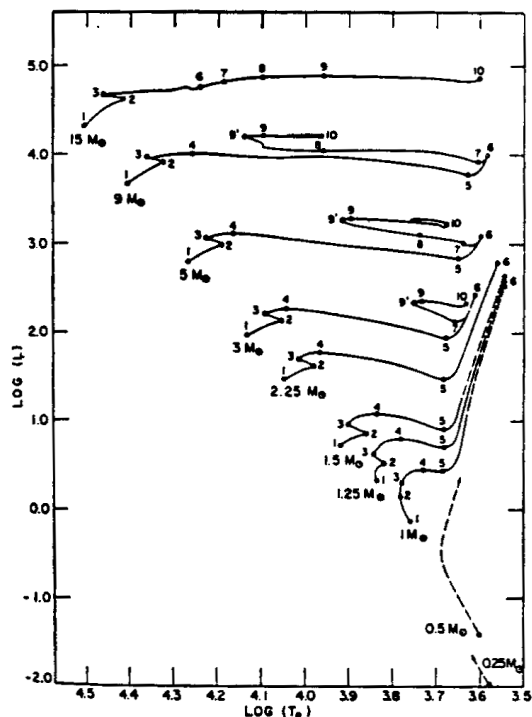
A mágneses tér közvetítésével a felsőlégré erősen felfűtődik. A Napban (és a hozzá hasonló csillagokban) így a fotoszféra fölött egy nála valamivel melegebb, mintegy 10^4 km vastag réteg, a *kromoszféra* húzódik, e fölött pedig a több millió kelvines, igen ritka, kiterjedt *korona*. A korona részecskéi jelentős hányadának sebessége meghaladja a szökési sebességet, így a korona kifelé mintegy folytonosan megy át a *napszélbe*. Tovább kifelé haladva a napszél kinetikus energiasűrűsége és magával vitt mágneses tér energiasűrűsége folyamatosan csökken, és néhány tucat AU távolságban eléri a csillagközi anyag energiasűrűségét, ahol az interisztelláris közeg ellenállása miatt a napszél nem terjedhet tovább. Ez a Nap magnetoszférájának, a *helioszférának* külső határa. Eszerint lényegében a Naprendszer minden bolygója a helioszféra belsejében kering — nem meglepő tehát, hogy a bolygók felszínén és környezetében uralkodó viszonyokra a Nap viselkedése erős hatással van.

Az idő előrehaladtával az aktivitás gyengül, a csillag forgása ugyanis a *mágneses fékeződés* miatt lassul. E jelenség lényege az, hogy a csillagszél (=kiáramló plazma) jelentős impulzusmomentumot visz el. Kiáramlása során ugyanis, ha impulzusmomentuma állandó maradna, tangenciális sebessége csökkenne. A mágneses tér befagyása miatt azonban a csillag gyorsan forgó felszínét és a kint lassan keringő plazmát összekötő erővonalak “megnyúlnak”, a bennük ébredő Maxwell-feszültség pedig lassítja a csillag forgását, és impulzusmomentumot ad át a csillagszélnek. Ezért a csillagtevékenység az azt generáló mozgások gyengülésével fokozatosan elhal.

3.3. FŐSOROZATI ÉS ÓRIÁSÁLLAPOT

FŐSOROZATI ÉS SZUBÓRIÁS ÁLLAPOT A csillagfejlődés differenciálegyenleteinek (2.5. szakasz) numerikus integrálásával meghatározható a különböző tömegű csillagok fejlődése. A 19. ábrán a fejlődés HRD-re vetített képe látható. (A számítások során a csillagok tömegét állandónak tekintették, noha a valóságban magányos csillag folytonosan tömeget veszít.)

Az ábrán látható görbék (1)–(3) szakasza a fősorozati állapotnak felel meg, amikor a csillag magjában a hidrogén-hélium fúzió termeli az energiát: ennek tartama a különböző tömegű csillagokra igen eltérő, de minden csillag teljes élettartamának zömét (kb. 3/4-ét) teszi ki. Érthető tehát, hogy a főág a HRD legzsúfoltabb övezete.



19. ábra: Különböző tömegű csillagok fejlődési útja a HRD-n a fősorozat elérése után [9]

Amikor a csillag centrumában a hidrogén koncentrációja kb. 1 százalék alá csökken, a magreakciók energiatermelése rohamosan gyengül: a mag sugárzásegyensúlya megszűnik, és az zsugorodni kezd. Az összehúzódás miatt a hőmérséklet emelkedik, így a mag külső rétegeiben is begyulladhat a H: a (3) ponttól kezdve az energiatermelés tehát egy **héjforrásba** tevődik át. (Szubóriás állapot.)

A csillag azonban továbbra sincs még sugárzásegyensúlyban, ezért előbb lassan, majd egyre gyorsabban mozog a HRD-n a vörös óriáság (RGB) felé. A számítások szerint eközben külső rétegei hatalmas mértékben felfúvódnak, mérete az 1 AU nagyságrendjét is eléri; ugyanekkor a csillag nagy részét átfogó külső konvektív zóna fejlődik ki. Az (5) pontban végül a csillag megközelítőleg sugárzásegyensúlyba jut. (Vörös óriás állapot.) A fősorozati és a vörös óriás állapot közti fent ismertetett átmeneti fázisban tartózkodó csillagok alkotják a csillaghalmaz-HRD-k **szubóriás ágát** (SB). Mint a 19. ábráról látható, az egyre gyorsuló átfejlődés során a nagytömegű csillagokra aránylag hosszú (4)–(5) szakaszon a csillagok csak aránylag rövid időt töltenek, ezért a nem túl öreg halmazokban az SB és az RGB közötti összekötő szakaszon nemigen van csillag (Hertzsprung-űr).

VÖRÖS ÓRIÁS ÁLLAPOT ÉS HÉLIUMÉGÉS Az (5)–(6) szakaszon található csillagok a HRD **óriáságát** (GB) képezik. Bennük az energiát H-égető héj termeli, amely egy He-magot vesz körül. E szakaszban a csillag kb. sugárzásegyensúlyban van.

A (6) pont elérésekor a csillag magjában a hőmérséklet eléri a hélium begyulladásához szükséges értéket. A csillagban ettől kezdve **két energiaforrás** van jelen: egy He-égető

mag, és kijebb egy H-égető héj. Az energiatermelés zömét azonban továbbra is a H-égető héj adja. A csillag e fázisban ismét összehúzódik valamelyest, sárga vagy fehér óriás lesz belőle. A magjukban héliumot égető csillagok a csillaghalmozok HRD-jének **horizontális ágán** (HB) helyezkednek el.

A 2 naptömegnél kisebb tömegű csillagokban a vörös óriás állapotban a héliummag elfajulttá válik, és a 3α -reakció az elfajult magban indul be. Mivel a 2.3.-ban mondtuk értelmében ekkor a nyomás nem függ a hőmérséklettől, a reakció által termelt energia akadálytalanul fűti a magot (a fűtést nem kíséri a nyomásnövekedés miatti tágulás), és a reakció “megszalad”: a hőmérséklet hirtelen addig nő, míg végül az elfajulás megszűnik. Ez a *héliummag-villámnak* (He-core flash) nevezett jelenség kívülről gyakorlatilag nem érzékelhető, hiszen mire az impulzusszerű fellángolás a csillag felszínét eléri, a Kelvin–Helmholtz időskála nagyságrendjébe eső időtartamra “kenődik szét”. A jelenségnek azonban fontos szerepe lehet a csillag szerkezetének módosításában, és a maganyag összekeverésével a légköri kémiai összetétel módosításában is.

Ha a csillag tömege $\sim 0.5 M_{\odot}$ alatt van, a centrális hőmérséklet sohasem lesz elég magas a He begyulladásához. Ez azonban inkább csak elméleti jelentőséggel bír, az ilyen kis csillagok ugyanis az Univerzum egész eddigi élettartama alatt sem juthattak el e fejlődési fázisig.

KETTŐS HÉJÉGÉS Amikor a magban a hélium kimerül, a fősorozatot követő szakaszhoz hasonló módon a kontraháló szénmag (nagyobb tömegű csillagokban C–O-mag) körül egy héjban folytatódik a 3α -folyamat. Ekkor tehát a csillagban **két héjforrás** termeli az energiát: kijebb egy H-égető héj, beljebb egy He-égető héj. A csillag a HRD-n jobbra felfelé mozog. Ekkor jut el a csillag az **aszimptotikus óriáságra** (AGB).

A számítások szerint ahogyan a héjak kifelé “rágják” magukat a csillag anyagában, egyre jobban elvékonyodnak. Ilyen körülmények között a fúzió nem egyenletesen zajlik, hanem a héliumégető héj időközönként termikusan megszalad. A jelenség oka az, hogy (sugarához képest) igen vékony héjban bekövetkező hőmérsékletemelkedés okozta tágulás tisztán a geometria folytán relatíve sokkal kevésbé emeli meg a külső rétegeket, így a nyomás csak elhanyagolható mértékben csökken, ezért a tágulás jóval kevésbé lesz jelentős, mint vastag rétegek esetében. Ha tehát az energiatermelő héj elég vékony, a csillagot stabilizáló hidrosztatikai “biztonsági szelep” (vö. 2.4. szakasz) nem elég hatékony, és kis hőmérsékletnövekedés esetén az energiatermelés a kitágulás dacára nőhet, tovább emelve a hőmérsékletet.

Ezt a héliummag-villámhoz hasonló jelenséget *héliumhéj-villámnak* (He-shell flash) nevezzük. Az ezt követő belső átrendeződés még a magvillámnál is hatékonyabban keverheti össze a csillag anyagát, így nem meglepő, hogy az AGB felső részén különösen sok pekuláris összetételű csillaggal találkozunk.

A flash itt is alaposan elkenődik, mire a felszín eléri. Kívülről nézve a csillag a HRD-n ilyenkor az AGB-ről átmenetileg, néhány tízezer évre balra lefelé “elkalandozik”. Ez a *termális pulzus*, az azt kiváltó héjvillámmal együtt, többször is megismétlődhet.

Összefoglalva tehát a HRD 2.2. szakaszban megismert ágai a következő fejlődési fázisoknak felelnek meg:

MS	H-égés a magban
SB	H-égés héjban (nincs sug. egyensúly)
RGB	H-égés héjban (sug. egyensúly)
HB	He-égés a magban; H-égés héjban
AGB	Kettős héjégés.

Megjegyezzük azonban, hogy a mintegy tíz naptömegnél masszívabb csillagok esetében ez a megfeleltetés nem ilyen egyértelmű, pl. itt a He már az RGB fázis előtt begyullad.

Ha a csillag kezdeti tömege a kb. 8 naptömeget nem haladja meg*, a zsugorodó szénmagban a hőmérséklet soha nem éri el a szénégés beindulásához szükséges értéket. (A tömeghatár elég bizonytalan, 6–8 \mathcal{M}_\odot körüli érték.) Energiái fogytával így a csillag fejlődése végéhez közeledik. Az ilyen csillagok életének befejezését a következő szakaszban tárgyaljuk.

Ha a csillag kezdeti tömege $8\mathcal{M}_\odot$ felett volt, a nemelfajult magban beindulhat a szénégés, majd további reakciók is. E késői fejlődési fázisokat a 3.5. szakaszban ismertetjük majd.

PULZÁCIÓ A számítások szerint az óriásállapotban a csillagban többször is **pulzációs instabilitás** léphet fel.

Ha a csillagot kitérítjük hidrosztatikus egyensúlyi állapotából, az rezegni kezd az egyensúlyi állapot körül (pl. gömbszimmetrikus kitérés esetén radiálisan pulzál: felfúvódik és összehúzódik). Energia-utánpótlás híján azonban a pulzáció egykettőre lecsillapodna, ugyanis pl. az összenyomott állapotban az ilyenkor magasabb hőmérsékletű rétegek erősebben sugároznak, tehát bennük a nyomástöbblet csökken (radiatív disszipáció).

A csillag bizonyos rétegeiben, a H és He parciális ionizációs zónája tájékán (ahol a hőmérséklet a H I, He I és He II ionizációs hőmérséklete körül van) az összenyomás idején az opacitás olyan mértékben megnövekedhet, hogy az elnyelt többletsugárzás túlkompenzálja a disszipációt. E rétegek megfelelő elhelyezkedése esetén ez a csillag egészének instabillá válásához vezethet: tetszőleges kis kezdeti pulzáció amplitúdója egyre nő. (Végül nemlineáris effektusok állítják le a növekedést.) A pulzációs instabilitás vázolt jelensége **κ -mechanizmus** néven ismeretes.

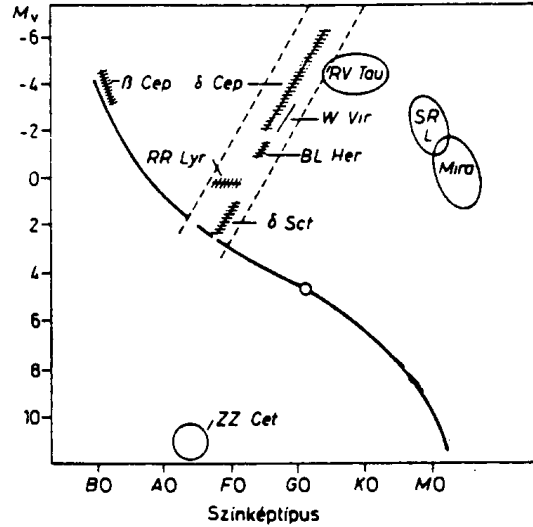
A pulzáció következtében a csillag fényessége, színe és más paraméterei is ciklikusan változnak. Az ilyen **pulzáló változócsillagok** többsége a HRD-n egy közel függőleges sávban helyezkedik el (*instabilitási sáv*, 20. ábra).

Az instabilitási sávban a pulzációért elsősorban a hélium ionizációs zónája felelős, a H-ionizációs réteg azonban a “mérleg nyelvének” szerepét játssza az energiautánpótlás és a disszipáció között. Ezért az olyan forró csillagok, ahol a hidrogén már a felszínen ionizált, nem pulzálnak: ez definiálja az instabilitási sáv éles kék határát. A vörös határ jóval elmosódottabb: errefelé haladva a hidrogén ionizációs zóna szerepe egyre nő, a pulzáció szabályossága pedig fokozatosan elvész, vélhetőleg azért, mert az azt meghatározó egyenletek nemlinearitása itt kaotikus viselkedésű megoldásokhoz vezet.

A pulzáló változók néhány fontosabb típusa a következő:

- **RR Lyrae csillagok:** néhány óra periódusú fehér óriások a horizontális ágon. Tömegük $0.6\mathcal{M}_\odot$ körül van.
- **II. populációs cefeidák:** szintén $0.6\mathcal{M}_\odot$ körüli, de nagyobb luminozitású és hosszabb periódusú (néhány nap – néhány hét) változók, melyek az AGB fázis során leírt egyes hurkok alkalmával juthatnak az instabilitási sávba.
- **Klasszikus cefeidák:** az előző csoporthoz hasonló periódusú, de azoknál is fényesebb szuperróriás változók ($\mathcal{M} > \Delta\mathcal{M}_\odot$), melyek a HB és AGB fázisban, valamint még későbbi fejlődési állapotokban keresztezik az instabilitási sávot.
- **Mirák:** az AGB fázis vége felé járó, 1–2 naptömegű vörös óriás pulzátorok, igen nagy (több magnitúdó) amplitúdóval és hosszú (hónap–év) periódussal.

*A csillag az óriásállapotban a csillagszél révén jelentős tömeget veszít. Ezért az egyértelműség kedvéért a továbbiakban mindig a fősorozat elérésekor érvényes tömegértékre (ZAMS-tömeg) hivatkozunk. Hangsúlyozzuk, hogy ezek a tömeghatárok igen bizonytalanok, az itt megadott 6 illetve $8\mathcal{M}_\odot$ csak a ma legvalószínűbbnek látszó értékek.



20. ábra: Instabilitási sáv a HRD-n és a pulzáló változók [1]

A változók által benépesített HRD-tartományokban nem változó csillagok is jócskán akadnak. Ma még tisztázatlan, mely paraméterek döntenek el, hogy egy csillag változtatja-e fényét vagy sem.

A pulzáció során a csillag felszínének nagy területei azonos fázisban (mindenütt kifelé, illetve mindenütt befelé) mozognak. Előfordulhat azonban az is, hogy a csillag főleg nagy vízszintes hullám-számú rezgési módusokat mutat, azaz csak aránylag kis területek végeznek azonos fázisú mozgást. Az ilyen *oszcillációk* természetűl fogva kisamplitúdójúak. (Természetesen nem húzható éles határ a pulzációk és oszcillációk között.) Valószínű, hogy a legtöbb csillag mutat kisamplitúdójú oszcillációkat, ezt azonban közelsége folytán csak a Napnál tudjuk megfigyelni. A Nap oszcillációinak gerjesztésében valószínűleg nem a κ -mechanizmus, hanem a turbulens konvektív mozgások játszó a főszerepet. A legjellemzőbb oszcillációk 5 perc körüli periódusúak.

3.4. A KISTÖMEGŰ CSILLAGOK ÖREGKORA

BUROKLEVETÉS, PLANETÁRIS KÖDÖK Mint említettük, a mintegy 8 naptömegnél kisebb tömegű csillagok magjában a hőmérséklet soha nem lesz elég magas a szén begyulladásához. Ezért a hélium kimerülése után az ilyen csillag energiaforrás híján pusztulásra van ítélve.

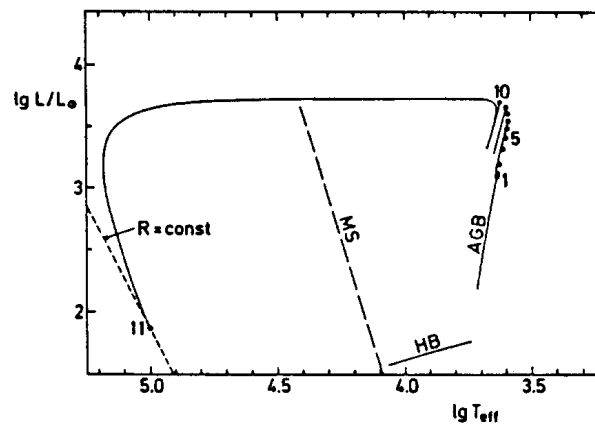
Az észlelések azt mutatják, hogy mielőtt a csillag “végelgyengülésben” elpusztulna, az AGB fázis végén egy utolsó látványos gesztussal néhány évszázad vagy évezred alatt **leveti külső rétegeit**. A buroklevetést kísérő hidrosztatikai átrendeződés miatt a hőmérséklet a magban lecsökken, és a fúzió elégtelenné válik a sugárzásegyensúly fenntartására. A csillag maradványa ettől kezdve a Kelvin–Helmholtz időskálán, lassan hűl.

A buroklevetés pontos mechanizmusa ma még nem tisztázott. Az azonban kétségtelen, hogy a jelenség összefügg azzal a ténnyel, hogy a kettős héjégés folyamán a luminozitás folytonosan nő, és az AGB fázis végére a csillag minden eddiginél fényesebben ragyog. Már láttuk, hogy a csillagban

mindig fellépnek különféle (konvektív, rotációs, pulzációs stb.) instabilitások, és az ezek által okozott mozgások energiájukat végső soron a csillagban termelt fúziós energiából merítik. Nagy luminozitású csillagoknál e mozgások is nagyobb energiájúak, így a HRD felső tartományában szinte minden csillag változó fényű, instabil viselkedésű. Ugyanakkor a fényes, hideg szuperóriást elhagyó gázban hamar jelentős mennyiségű por kondenzálódik ki, és a porszemcsékre ható sugárnyomás igen erős csillagszelet képes fenntartani.

A csillagszélnek az AGB fázis végén bekövetkező különös felerősödése, a “szuperszél” eredetében a különféle elképzelések szerint szerepet játszó tényezők között szerepelnek pulzációs módusváltások, csillagtevékenységgel kapcsolatos jelenségek és más effektusok. A jelenséget bonyolítja, hogy a csillag további fejlődése függ attól, hogy a buroklevetés egy termális pulzussal esik-e egybe, vagy két pulzus között történik.

A ledobott anyag sűrű por- és gázburkot képez a vörös óriás körül, amelyből OH-mézeremisszió és IR sugárzástöbblet ered (*OH/IR objektumok*).



21. ábra: 0,6 naptömegű csillag fejlődési útja a HRD-n az AGB-fázis után [10]

Mivel a ledobás a csillagmaradvány Kelvin–Helmholtz időskálájához képest igen hamar lezajlik, a csillag luminozitása egyelőre nem változik lényegesen. A külső rétegek elvesztése és a fúzió gyengülését kísérő hidrosztatikai átrendeződés miatt sugara azonban lecsökkent, így a HRD-n vízszintesen balra mozdul el (21. ábra): a forró, fényes csillagcsonk még a fősorozattól is balra kerül, ezért *forró szubtörpének* is nevezik. (Valódi forró szubtörpék természetesen nincsenek, hiszen a szubtörpék az öreg, II. populációs fősorozatot képezik, melynek lefordulási pontja már egészen alacsony hőmérsékleten van.) Ha a maradvány hőmérséklete még a levetett burok szétesése előtt eléri a $3 \cdot 10^4$ kelvint, a burok ledobott gázanyagát világításra gerjeszti. A gerjesztő csillag magas hőmérséklete (a $2\text{--}3 \cdot 10^5$ kelvint is elérheti!) és a ledobott, nukleárisan részben már kiégett anyag fémgazdagsága miatt a gáz főleg az O III két tiltott vonalának zöldes fényében sugároz (*nebulium vonalak*). Az ilyen kompakt, sűrű, magas gerjesztésű világító ködök a **planetáris ködök**. A köd tágul, és tipikusan néhányszor 10^4 évig marad látható.

FEHÉR TÖRPE ÁLLAPOT A csillag maradványa — a planetáris köd középponti csillaga, illetve a forró szubtörpe — lassan tovább hűl, és eközben a benne folyó mag-

reakciók szinte teljes anyagát szénre és oxigénre alakítják.* A már az AGB-n meglevő elfajult C-O mag tehát egyre nő, a csillag sugara pedig csökken, mígnem szinte az egész csillag elfajult állapotba jut, és a nukleáris égés gyakorlatilag megszűnik. A csillag ekkorra **fehér törpévé** vált: mérete a Földéhez hasonló, míg tömege és fényessége a csillagokra jellemző érték. Zsugorodása ezután a 2.4. szakaszban tárgyalt okok miatt megáll, csak a hűlés folytatódik: a csillag a HRD-n jobbra lefelé vándorol az évmilliárdok során. Idővel az elfajult anyag Coulomb-rácsba kristályosodik; végül saját fényét elveszítve kihűlt **fekete törpe** lesz majd belőle — a sztéllárisztatiztikai vizsgálatok szerint azonban Tejutunkban ma még a legöregebb fehér törpék sem érték el ezt a stádiumot.

A buroklevetés során a csillag hidrogénkészlete jelentős részét elvesztette, a maradék H zöme pedig a fehér törpe állapotot megelőző szakaszban zajló termonukleáris reakciókban pusztul el. A törpe nyugodt légkörében uralkodó óriási nehézségi gyorsulás azonban olyan diffúziós egyensúly kialakulásához vezet, amelyben a kevéske megmaradt hidrogén mind a fotoszférába gyűlik. Ez magyarázza azt a látszatra paradox jelenséget, hogy a fehér törpék nagy részének színeképében csak a hidrogén vonalai láthatók.

Egy másik érdekes jelenség az, hogy a tapasztalatok szerint a fehér törpék (sőt elődeik, az AGB csillagok) tömeg szerinti eloszlása éles maximumot mutat a $0.6 M_{\odot}$ érték körül. Ennek oka az, hogy a csillagok élete során elvesztett tömeg az eredeti tömeggel igen gyorsan nő: minél nagyobb a ZAMS-tömeg, annál nagyobb a tömegvesztés, így a csillagok életük végére mintegy “feltorlódnak” a jelzett tömegérték körül. Véletlen egybeesés folytán továbbá a $0.5\text{--}0.6 M_{\odot}$ egyben körülbelül azon csillagok tömegének alsó határa, melyek az Univerzum élettartama alatt egyáltalán eljuthattak a fehér törpe állapotig.

A KÖZTES TÖMEGŰ CSILLAGOK PROBLÉMÁJA Ha az AGB fázis végén a csillag tömege még mindig nagyobb kb. 3 naptömegnél, a magban begyulladhat a szén. $M_{ZAMS} < 8 M_{\odot}$ esetén a szénmag elfajult, ezért ilyenkor a héliummag-villámhoz hasonló, de sokkal hevesebb jelenség lép fel, és talán az egész csillag szupernóvaként felrobban. Erősen kérdéses azonban, vannak-e olyan csillagok, amelyek ezt a fejlődési utat járják be. A tömegvesztés mértéke az óriásállapotban kevésbé ismert, de nagyon is lehetséges, hogy még a 8 naptömegű csillagok is annyi tömeget veszítenek, hogy az AGB stádium végén a szén nem gyulladhat be bennük. Az észlelt szupernóva-gyakorisággal mindenesetre akkor kapunk jó egyezést, ha feltesszük, hogy ez az utóbbi eset teljesül.

3.5. A MASSZÍV CSILLAGOK ÖREGKORA

PRESZUPERNOVA FEJLŐDÉS A kb. $8 M_{\odot}$ feletti csillagok “öregkoráról” csak relatív értelemben beszélhetünk, hiszen ezek a csillagok összesen legfeljebb néhány tízmillió évig élnek. A kettős héjégés végén itt nemelfajult szénmagot találunk, amelyben beindul a szénégés, majd további reakciók. Az energiatermelés azonban itt sem tarthat örökké, hiszen legkésőbb a szilíciumégés után, amikor a leggyakoribb elemmé a vas vált, **a további reakciók már nem termelnek energiát, sőt energiafogyasztók.** (Az egy nukleonra eső kötési energia a vas esetében maximális.) A masszív csillagok magjában uralkodó nagy hőmérsékletek és sűrűségek mellett sok egyéb energiafogyasztó — és ennél fogva nyomáscsökkentő — reakció (elektronbefogás, fotodezintegráció, a legforróbb csillagokban párkeltés stb.) is fellép, ezért a csillagban az egyensúly nem tartható fenn többé. E folyamatok energiafogyasztása önmagában még nem vezetne katasztrófhához, a csillag csak szép

*Egyes, speciális fejlődési utat bejáró (pl. szoros kettős) csillagokból hélium illetve oxigén-neon-magnézium fehér törpék is létrejöhetnek.

lassan kihülne a Kelvin–Helmholtz időskálán. A reakciók intenzitása azonban a hőmérséklettel nő, így a csökkenő centrális nyomás okozta magkontrakció a számítások szerint tovább fokozza az energiavesztésüket, tehát a nyomáscsökkenést: **a csillag dinamikailag instabillá válik, és a** (kb. 1000 km-es méretű) **mag összeomlik.** Az összeomlás igen gyorsan zajlik: a mag szabadesési ideje 10 msec nagyságrendű. E rövid idő alatt gigantikus mennyiségű ($\sim 10^{42}$ J) gravitációs és nukleáris energia szabadul fel, amely — valószínűleg a neutrínók közvetítésével — a burok expanziójának kinetikus energiájává alakul, és a kollabált mag kivételével szétveti a csillagot. Ez a (II. típusú) **szupernóvarobbanás.**

Az összeomlás előtti fejlődés részletei igen bonyolultak, és erősen függenek a csillag tömegétől. 8–10 naptömegű csillagokban a kollapszus már az O-égés során bekövetkezik (ha egyáltalán begyullad az oxigén). 10–20 naptömeg között mind a hat égési fázis sorra kerül. Ezek az égési fázisok azonban egyre rövidebbek, a szilíciumégés pl. csak néhány óráig tart. $20 M_{\odot}$ felett az extrém centrális hőmérsékletek miatt az égési fázisok már összefolynak, egyesek ki is maradhatnak. Az ilyen igen masszív csillagok már az óriásállapotban különleges jellegzetességeket mutatnak, egyes fázisokban pl. az erős csillagszél a vonalakban optikailag vastag burkot képez a csillag körül, így a spektrumban nagyon széles emissziók jelennek meg (*Wolf–Rayet csillagok*).

II. TÍPUSÚ SZUPERNÓVA-ROBBANÁS A kollapszus során felszökő hőmérséklet igen intenzív magreakciókhoz vezet, amelyek a csillag tömegének jelentékeny hányadát nehézelemekké konvertálják. Ezért **a szupernóvák döntő fontossággal bírnak az Univerzum kémiai összetételének alakítása szempontjából.**

A robbanási energia nagy része a mintegy 10^4 km/s sebességgel kidobott anyag kinetikus energiájává alakul, így végső soron az intersztelláris közegbe táplálódik, ahol újabb táguló, forró buborékok képzéséhez, és ezen keresztül újabb felhők és csillagok keletkezéséhez járul hozzá. Az energiának mindössze egy százaléka sugárzódik el, de ez is elég ahhoz, hogy a robbanó csillag fényességét rövid időre -17^m -ig emelje. A csillag fényessége tehát egy egész galaxiséval vetekszik!

Mivel a robbanó csillag általában még számottevő hidrogénburokkal rendelkezik, a szupernóva (kezdetben abszorpciós, majd emissziós) színképében H-vonalak is észlelhetők. Más szóval ezek **II. típusú szupernóvák** (ellentétben a H-vonalakat nem mutató I. típusú szupernóvakkal — 3.6. szakasz).

A kidobott anyag hülése során, a hidrogén rekombinálódásakor optikailag vékonyá válik. A fotoszféra kezdetben a burok anyagával együtt tágul és hül, ezért a fényesség a maximumot követő első napokban valamelyest visszaesik. A rekombináció bekövetkezte után a fotoszféra a rekombinációs fronttal esik egybe, amely a kiáramló anyaghoz képest befelé mozog, de valójában közel állandó sugarú, és belülről állandó anyagutánpótlást kap, ezért néhány hónapig a fényesség állandó marad (*plató*). Végül a H-gazdag réteg kiáramlása után a front ismét eltűnik, a fényesség pedig csökkenni kezd.

A fénycsökkenés azonban jóval lassabb, mint várható lenne, ugyanis a robbanáskor keletkezett nagymennyiségű radioaktív izotóp bomlása még tovább fűti a gázt. A maximum után kezdetben a $6,1$ felezési idejű $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$, majd a 77 napos $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ bomlás szabja meg a fénygörbe *exponenciális leesésének* karakterisztikus idejét.

A köd még évezredekig sugározhat, e sugárzás azonban már a beágyazott pulzárból eredő töltött részecskék okozta szinkrotronemisszió, illetve a táguló ködnek a környező csillagközi anyaggal való kölcsönhatása során létrejött lökéshullámból eredő termikus emisszió. Mivel a maradványködbe a csillagból hátramaradt neutroncsillag további energiát táplál, a köd általában közepesen a legfényesebb, és a szélei felé halványabb (ún. *plerion*, tipikus példa a Rák-köd).

PULZÁROK A szupernóvává vált csillag összeomlott magja, melynek tömege a csillag eredeti tömegének néhány százalékát teszi ki, a robbanás után általában *neutroncsillagként* marad hátra. (A $20\text{--}30 M_{\odot}$ közötti ZAMS-tömegű csillagok esetében azonban feltehetőleg *fekete lyuk* keletkezik.) Öröklővén a mag kezdeti impulzusmomentumát és mágneses momentumát, **a neutroncsillag igen gyorsan forog** ($P \sim 0.1$ s), és **rendkívül erős mágneses tere van** ($B \sim 10^8$ T). Felszíne kezdetben forró, és a lágy X-tartományban a burok elvékonyodása után közvetlenül észlelhető; ezt követően lassan kihűl. Rádiótartományban azonban még mintegy tízmillió évig észlelhető marad.

A rádiósugárzást (és a kezdetben észlelhető nagyobb energiájú sugárzást is) a neutroncsillagot tisztázatlan okból elhagyó töltött részecskék (elektronok?) keltik a mágneses térrel és a környező közeggel kölcsönhatva. A relativisztikus töltött részecskék csak a mágneses pólusok környékén hagyhatják el a csillagot, ezért a sugárzás erősen irányított. A mágneses tengely általában jelentős szöveget zár be a forgástengellyel, így a sugárnyaláb egy világítótorony fénykévéjeként söpri végig az égboltot. Ha a Naprendszer történetesen beleesik a sugárnyaláb által végigsöpört tértartományba, **a neutroncsillagot pulzáló rádióforrásként, pulzárként észleljük.**

A pulzár forgási periódusa az észlelések szerint az idővel nő. Ennek kézenfekvő oka az, hogy a csillag a mágneses tér közvetítésével impulzusmomentumot veszít, akár *mágneses dipólsugárzás*, akár *mágneses fékeződés* (3.2. szakasz) folytán.

A fékeződés azonban nem egyenletes: időnként ugrásszerű változások szakítják meg, melyek során a periódus átmenetileg még csökkenhet is. Az ilyen viselkedés magyarázata valószínűleg az, hogy a neutroncsillag merev kérgében a fékeződés során felhalmozódó feszültségek időről időre a kéreg elpattanásához, *csillagregéshez* vezetnek.

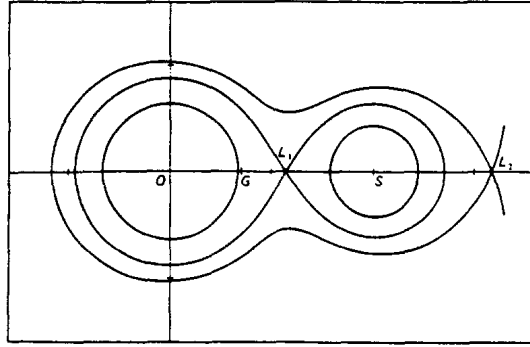
A pulzárnak nemcsak az impulzusmomentuma, de a mágneses momentuma is lassan csökken. Idővel a pulzár teljesen lelassul, sugárzása megszűnik, és holt neutroncsillagként sodródik tovább. A csillagfejlődés végállapotait tehát a fekete törpék, kihűlt neutroncsillagok és fekete lyukak képviselik.

3.6. CSILLAGFEJLŐDÉS SZOROS KETTŐS RENDSZEREKBE

TÖMEGÁTADÁS A CSILLAGOK KÖZÖTT Szoros kettős csillagrendszerek tagjainak fejlődése lényegesen eltérhet az eddig tárgyalt sémától. Az eltérés oka az, hogy ebben az esetben a csillag tömege fejlődése során mindkét irányban igen nagy mértékben változhat.

A 22. ábra a gravitációs ekvipotenciális felületek alakját mutatja egy szoros csillagpár esetében, olyan forgó vonatkoztatási rendszerben, amelyben a két csillag nyugalomban van. A nyolcas alakú potenciálfelület a *Roche-felület*, amely a *Roche-térfogatokat* vagy **Roche-lebenyeket** határolja.

Ha most az egyik csillag valamilyen okból (pl. fősorozati fejlődése végén) hízni kezd, felületét egyre kintebb és kintebb fekvő ekvipotenciális felületek képezik, míg végül teljesen kitölti Roche-lebenyét. A további növekedés miatt **az L_1 ponton át anyag kezd átáramlani a másik csillagra.** Az átáramló anyag jelentős impulzusmomentumánál fogva akkréciós korongon (3.2. szakasz) keresztül rakódik rá a másik csillagra. A transzfer



22. ábra: Kettőscsillag ekvipotenciális felületei

egészen odáig terjedhet, hogy az eredetileg kisebb tömegű, még mindig fősorozati állapotú csillag masszívabb lesz a vörös óriásnál. Az a furcsa helyzet áll tehát elő, hogy a rendszer kisebb tömegű csillaga van előrehaladottabb fejlődési állapotban (*Algol-paradoxon*).

A tömegátadáshoz nem is feltétlenül szükséges, hogy a donor csillag kitöltse Roche-térfogatát: ha erős csillagszéllel rendelkezik, a kísérő onnan is foghat be anyagot. A csillagszél kis fajlagos impulzuszórája miatt az ilyen *szélhajtású rendszerekben* rendszerint nem jön létre akkréciós diszk (ellentétben a fentebb leírt *koronghajtású rendszerekkel*).

A tömegcsere a későbbiekben több ízben megismétlődhet, így a csillagok fejlődése a részletektől függően gyökeresen eltérhet a normális fejlődéstől. Egészen egzotikus esetek is előfordulnak, mint pl. a két csillag összeolvadása.

Itt nem követhetjük az ilyen bonyolult fejlődési folyamatok részleteit; csak azokra az érdekes és fontos esetekre térünk ki, amikor az akkrétáló égitest kompakt objektum.

KATAKLIZMIKUS VÁLTOZÓK Ha az akkrétáló csillag **fehér törpe**, akkor a bezuhanó anyag a mély potenciálvölgyben olyan jelentős kinetikus energiára tesz szert, amelynek a beesés utáni termalizációja az akkréciós korongot (különösen annak a beeső gáznyalábbal érintkező ún. *forró foltját*) több ezer kelvinre fűti. Ezért a korong a látható tartományban igen erős termikus sugárzást bocsát ki, mely általában meghatározza a rendszer optikai megjelenését. Az akkréciós ráta ingadozásai folytonos enyhe fényingadozásokhoz, *lobogáshoz* (flickering) vezetnek. E rendszerek többsége azonban időről időre sokkal drámaibb fényváltozásokat is mutat.

Ha az akkréciós ráta elég nagy, a fehér törpe felszínére hulló hidrogénben gazdag anyag ott azonnal, folytonosan héliummá fuzionál. Egy kritikus értéknél ($\sim 10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}/\text{év}$) kisebb akkréciós ráta esetén azonban a hidrogén már nem ég el azonnal, hanem egyre vastagodó burkot képez a csillag felszínén, míg nem alul megkezdődik az égés. A fúzió nem lesz egyenletes, hanem rögtön termikusan megszalad. A hirtelen energiafelszabadulás lökéshullámot indít el, amely a megnövekedett termikus és sugárnyomással együttműködve leveti a csillagról a külső, frissen akkrétált rétegeket. Ez a hatalmas termonukleáris robbanás a **nóvakitörés**. A nóva abszolút fényessége elérheti a -8 magnitúdót. A kitörések nagysága és gyakorisága a rendszer paramétereitől függően változhat.

A kritikus akkréciós ráta létezésének oka az, hogy alacsony akkréció mellett a felszínre érkezett anyagnak van ideje lehűlni, így hőmérséklete csak akkor éri el a fúzióhoz szükséges értéket, amikor már az újabb ráakódott rétegek nyomása alatt elfajulttá vált. A fellépő robbanás az elfajult anyagbeli fúzió instabil voltával magyarázható (vö. 55. oldal).

A kisebb amplitúdójú, gyakrabban kitörő **törpenóvák** és a **nóvaszerű változók** esetében a kitörések oka valószínűleg az, hogy a korongból a fehér törpére az anyag nem egyenletesen, hanem “löketekben” érkezik: a diszkben felgyűlő anyag hidrodinamikai instabilitások miatt néha “megcsúszik”, és az akkréciós ráta felszökik.

Ha nóvainstabilitás nem lép fel, a fehér törpe tömege folytonosan növekedhet, és előfordulhat, hogy eléri a Chandrasekhar-féle határt, amikor is neutroncsillaggá omlik össze. Feltételezik, hogy a kistömegű röntgenkettősök (ld. alább) jelentős része ilyen *akkréció-indukált kollapszus* útján jött létre. A paramétereiktől (akkréciós ráta, a törpe szerkezete és kémiai összetétele) függően azonban az is megtörténhet, hogy már a Chandrasekhar-határ elérése előtt fellép egy olyan instabilitás, amely a csillag pusztulásához vezet.

Az instabilitás oka az, hogy az elfajult C-O mag összehúzódása során begyullad a szén. A fellépő, a héliummag-villámhoz hasonló *szénvillám* lökéshullámot indít el, amely maradvány nélkül szétveti a csillagot. Mivel a fehér törpe hidrogént gyakorlatilag nem tartalmaz, **I. típusú szupernóvakitörést** észlelünk. A mai elképzelés szerint az I. típusú szupernóvák zöme ezen az úton keletkezik (bár egy kisebb hányaduk eredhet igen masszív csillagok kollapszusából, melyek hidrogénburkukat már az óriásállapotban elvesztették).

Az I. típusú szupernóvák még a II. típusúaknál is fényesebbek, elérik a -19 magnitúdót. Hidrogén híján fénygörbéjükben plató nem jelentkezik, hanem mindvégig exponenciális leesés jellemzi azt (bár az időállandó többször megváltozik). A kidobott anyagban igen nagy mennyiségű, akár $1-2 M_{\odot}$ vas és nikkelt találhatók. Neutroncsillag híján a maradványt csak a környező közeggel történő ütközése során létrejövő lökéshullám fűti, így széle lesz a legfényesebb.

RÖNTGENKETTŐSÖK Ha az akkretáló objektum **neutroncsillag**, szintén felléphetnek a fentiekhez hasonló jelenségek, két lényeges különbséggel. Az egyik különbség abban áll, hogy a mélyebb potenciálvölgy miatt felszabaduló nagyobb energia a csillag felszínén és az akkréciós korong belsejében jóval magasabb hőmérsékleten termalizálódik, és sugárzása zömmel a röntgentartományba esik. A másik jelentős különbség az, hogy nem túl idős neutroncsillagok esetében a jelentős mágneses tér komoly hatással lehet az akkretált anyag mozgására.

Idős (több milliárd éves) neutroncsillagoknál, ahol az utóbbi effektus nem jelentős, az akkréció egy diszken keresztül történik. Nem túl nagy akkréciós ráta esetén a csillagra rakódó anyag itt sem ég el azonnal, hanem időnként ismétlődő, termonukleáris robbanásokat okoz, amelyeket az X-tartományban fellépő kitörések, **röntgenviharak** (*burstök*) alakjában észlelünk. A röntgenviharak tehát lényegében a nóvakitörések nagyobb energiájú megfelelőinek tekinthetők. (Legalább egy objektum esetében ismerünk a fenti I. típustól eltérő, kisebb és gyakoribb ún. II. típusú viharokat is, melyek talán a törpenóva-kitörések analógjai lehetnek.)

A fiatal neutroncsillagok erős mágneses tere a csillag körül *magnetoszféra* kialakulásához vezet, azaz olyan tartományhoz, ahol a mágneses energiasűrűség meghaladja az akkretált anyag kinetikus energiasűrűségét, így a jó vezető gáz mozgását a mágneses tér szerkezete szabja meg. Ilyen körülmények között az akkréciós korong nem ér le a felszínig,

csak a magnetopauzáig (vagy ki sem alakul), és a magnetoszférán belül a mágneses tér a gázt a mágneses pólusok körüli **akkréciós tölcsérekbe** tereli. A tölcsérek keresztül az anyag a mágneses pólusok körül éri el a felszínt. Mivel a teljes akkretált anyagmennyiség a felszín egy igen kis hányadára összpontosul, ott a felületegységkénti akkréciós ráta igen nagy lesz, és a beeső anyag folytonosan fuzionál, tehát röntgenvihar nem lép fel. Ezzel szemben a neutroncsillag rotációja és a mágneses tengely ferdesége miatt a forrás fényessége a forgási periódussal ingadozik: **röntgenpulzárt** észlelünk.

A röntgenkettősöket tömegük szerint két csoportra oszlanak.

A **nagy tömegű röntgenkettősök** esetében a tömegátadási epizódok a masszív csillagok fejlődési sajátosságai miatt rövidek; viszont az erős csillagszél sokkal hosszabb ideig is lehetőséget biztosít az akkrécióra. Ezek tehát többségükben *szélhajtású rendszerek*. Nagy tömegükből következően továbbá szükségképpen fiatalok, így nem meglepő, hogy túlnyomó többségük *pulzál*, röntgen-viharforrás viszont nincsen közöttük.*

A **kis tömegű röntgenkettősök** között is akad néhány fiatal pulzár, többségük azonban e rendszerek sokkal magasabb átlagéletkora folytán *viharforrás*. A gyengébb csillagszél és a hosszabb tömegátadási epizódok miatt ezek *koronghajtású rendszerek*.

A pulzáció és a viharok mellett a röntgenkettősök sugárzásában számos egyéb változás is észlelhető. A szélhajtású rendszereket a szélerősség szabálytalan változásai miatti *villogás* (flaring) jellemzi. A tömegátadási rátában a donor csillag instabilitásai, vagy az excentrikus pálya miatt bekövetkező időnkénti növekedések *röntgentranziensekhez* vezethetnek, melyeket egyes esetekben tovább erősít az ún. *centrifugális zsilipmechanizmus*. (A magnetoszférában a gáz korotálni kényszerül a neutroncsillaggal; ha a magnetoszféra sugara nagyobb a szinkronpálya sugaránál, akkor a centrifugális erő megakadályozza az akkréciót. A magnetoszféra sugara viszont a tömegátadási ráta függvénye, így a tömegátadás kis ingadozását kísérő zsilipnyitás/zárás egyes esetekben az akkréciós ráta igen erős változásához vezethet.) A rendszerek komponensei között gyakoriak a *fedések*.

Kis tömegű röntgenkettősökben a huzamos, erős tömegtranszfert kísérő impulzusmomentum-átadás az öreg neutroncsillag forgását újra, minden eddiginél jobban felgyorsíthatja: a rotációs periódus ezredmásodperc körüli értékre is csökkenhet (*milliszekundumos rádiópulzárak*). Valamilyen általános értelemben talán a felgyorsult öreg neutroncsillag rotációs periódusával kapcsolatosak az egyes kis tömegű röntgenkettősökben észlelt, néhány Hz frekvenciájú *kváziperiodikus oszcillációk* (QPO) is.

Több esetben (köztük a nevezetes *SS 433* jelű rendszernél) tudomásunk van arról, hogy az akkréciót a korongra merőleges, erősen kollimált, nagysebességű ($\sim 10^4$ km/s) *bipoláris kiáramlások* kísérik.

A röntgenkettősök némelyike neutroncsillag helyett minden bizonnyal **fekete lyukat** tartalmaz. Nem ismeretes azonban olyan jel, amelynek alapján a forrás észlelt jellemzőiből egyértelműen meg lehetne állapítani, hogy fekete lyukkal van dolgunk. (Pulzár, vagy I. típusú viharforrás persze nyilván nem lehet fekete lyuk.) Három-négy esetben, ahol a kísérő spektrumában mutatkozó Doppler-eltolódásokból számolt pályamenti sebességből arra lehet következtetni, hogy a szuperkompakt objektum tömege a 3 naptömeget jóval meghaladja, szinte bizonyos, hogy fekete lyukról van szó. A legismertebb ilyen jelölt a *Cyg X-1* jelű forrás.

GAMMAVIHAROK Bár forrásaik kettős természete vitatott, itt ejtünk szót a *gammaviharokról* is. E kitörések 0,1 MeV fölötti (nem ritkán a 100 MeV-et is elérő) energiájú kvantumokat

* Az újabban felfedezett, szélsőségesen erős, 10^{14} G körüli mágneses térrel rendelkező, alig néhány ezer éves neutroncsillagok, a *magnetárok* esetében viszont ismeretlen eredetű, ismétlődő, lágy *gammaviharokat* észlelünk. (Ezért e forrásokat régebben lágy gamma ismételőforrásoknak nevezték, megkülönböztetendő őket az alább tárgyalandó voltaképpeni gammaviharok forrásaitól.)

produkálnak. Néhány kivétellel eddig minden ilyen forrásból csak egy kitörés volt észlelhető. A források azonosítása hosszú ideig megoldatlan volt, de az utóbbi években egyértelműen kiderült, hogy a gammaviharok a belátható Univerzum legtávolabbi vidékeiről, kozmológiai távolságokból erednek. Luminozitásuk tehát galaxisok milliárdjaival vetekszik! A viharok eredetére nézve két fő elmélet létezik. Az egyik szerint a viharok két kompakt objektumból (pl. fekete lyuk + neutroncsillag) álló kettős rendszerekben, a két csillag összeolvadásakor keletkeznek. A másik nézet a legmasszívabb csillagok szupernóvarobbanásából ("hipernóva") eredezteti őket. A gammasugárzást mindkét esetben lökéshullám szinkrotronemissziója magyarázná egy relativisztikus sebességű bipoláris nyalámban.

4. A GALAXISOK FIZIKÁJA

4.1. ÉSZLELT JELLEMZŐK ÉS OSZTÁLYOZÁS

MÉRET Mivel a galaxisoknak nincs éles határa, méretük megadása definíció kérdése. Általában valamely kitüntetett *izofóta* (az égbolt azonos felületi fényességű pontjait összekötő görbe) méretét tekintik a galaxis sugarának. Az izofóta alakja persze általában nem kör, sőt gyakran nem is szabályos, ezért méretét az *ekvivalens rádiusszal* jellemzik — azon kör sugarával, melynek területe az izofóta által határolt területtel egyezik meg.

A galaxis hosszú expozíciójú felvételeken mutatott kiterjedését jellemzi az r_{H_0} *Holmberg-rádiusz*, amely definíció szerint a $26^m.5$ -s izofóta ($\mu =$ magnitúdó/négyzetív másodperc a felületi fényesség egysége) ekvivalens rádiusza. Értéke általában 10 és 100 kpc között van. Az r_{eff} *effektív rádiusz* azon izofóta ekvivalens rádiusza, amelyen belülről a galaxis teljes fényének fele ered; ez tehát a csillagrendszer fényesebb “belvárosának” hozzávetőleges méretét adja meg (1–10 kpc). A 0.1 és 1 kpc közötti értékű r_b *letörési rádiusz* által határolt tartomány a galaxis *magja*, mely a csillagok itteni nagy sűrűsége miatt gyakran a rendszer többi részétől eltérő tulajdonságokat mutat: pl. a fényességeloszlása nem egyezik meg a kintebbi tartományokéval (a fényprofil “letörik”). A letörési rádiusz méretét nagyságrendileg jól jellemzi az r_c *magrádiusz*: azon izofóta ekvivalens rádiusza, amelyen az intenzitás fele a galaxis centrumából (legfényesebb pontjából) származó intenzitásnak. A magon belül gyakran látható egy igen fényes, majdnem csillagszerű, 1–10 parszekes *nukleusz*, amelyet a fényességprofilban mutatkozó inflexiós pont határol el a magtól.

FÉNYESSÉG A fényesség értéke szintén attól függ, az égbolt milyen tartományából származó sugárzási fluxust mérjük. Alacsony felületi fényességű galaxisok esetében a magnitúdóérték erősen függhet a használt definíciótól. Az említett tartományt leggyakrabban egy adott felületi fényességértékhez tartozó izofóta súlypontja körüli, az izofóta ekvivalens rádiuszával megegyező sugarú körként definiálják.

Ha a galaxis távolsága ismert (ld. alább), akkor a látszó fényességből az abszolút fényesség az (1.31) formula szerint meghatározható. A tapasztalat azt mutatja, hogy a galaxisok abszolút fényessége -7^m és -24^m közé esik. A halványabb galaxisokat *törpéknek*, a fényeseket *óriásoknak* nevezik; a két csoport közti határt rendszerint -16^m vagy -18^m táján vonják meg. A kb. -22^m -nál fényesebb rendszerek a *szuperóriás* galaxisok.

A galaxisok luminozitási függvénye (gyakorisága a luminozitás függvényében) monoton csökkenő: **a leggyakoribb galaxisok a halvány törpegalaxisok.**

SZÍNKÉP A galaxisok többségének fényét túlnyomórészt az azt alkotó csillagok sugárzása adja, tehát a rendszer spektruma sok csillagspektrum összege. Ennek megfelelően a **legtöbb galaxis sugárzása legnagyobb részét a látható tartományba esik, és egy erős kontinuumra tevődő abszorpciós vonalak jellemzik.**

Vannak azonban kivételek is. Ezeket **az anomális színekű galaxisokat aktív galaxisoknak nevezük.** A fentiek értelmében az aktív galaxisok színeképeben emissziós vonalakat találunk és/vagy a sugárzás legnagyobb része nem a látható tartományba esik.

Az ilyen galaxisok sugárzásának nagy része nem csillagokból, hanem világitásra gerjesztett diffúz anyagból, illetve a nukleuszban elhelyezkedő igen kompakt forrásból ered (4.4. szakasz).

KINEMATIKA ÉS TÖMEG A csillagok sebességében mutatkozó véletlenszerű individuális különbségek, valamint nagyléptékű áramló mozgások (pl. rotáció) a Doppler-effektus folytán hatással vannak a színeképvonalak alakjára. A vonalprofilok elemzéséből tehát a galaxis csillaganyagának $\overline{v_{\text{rot}}}$ átlagos rotációs sebessége és $\overline{\sigma}$ átlagos látóirányú sebességszórása meghatározható. Mindkét mennyiség tipikusan 10–100 km/s nagyságrendű. Gyakran e mennyiségek galaxison belüli eloszlása is kimérhető.

A kinematikai mennyiségek ismerete a viriáltétel alapján lehetőséget nyújt a rendszer tömegének becslésére. (A diffúz anyag kinematikájának vizsgálata a gáz dinamikájának egyértelműbb volta miatt (4.2. szakasz) a tömegeloszlás még pontosabb letapogatását is lehetővé teszi.) Ily módon **a galaxisok tömegére 10^6 és $10^{13} M_{\odot}$ közötti értékek adódnak.** Ez azonban csak a Holmberg-rádiuson belüli tömeget jellemzi, ahová a csillagok koncentrálnak; a kintebb fekvő anyag ugyanis mégoly nagy mennyiség esetén is csak gyengén befolyásolja a belső tartományok dinamikáját. (Gondoljunk az elektrosztatikai Faraday-kalitka elvére!)

A külső tartományok tömegeloszlása a legkülső gömbhalmazok, a közeli más galaxisok és az esetleges periferikus gázanyag mozgásának elemzésével vizsgálható. A vizsgálatok során kitűnt, hogy **a galaxisok** (óvatosabban fogalmazva: az óriásgalaxisok többsége) **nagymennyiségű láthatatlan tömeget tartalmaznak.** E *rejtett tömeg* mennyisége a látható tömeg többszörösére rúg, és annál sokkal kisebb mértékben koncentráldik a centrum felé. A Holmberg-rádiuson belül a rejtett tömeg még nem haladja meg a látható tíz százalékát, bár relatív hányada kifelé haladva egyre emelkedik, ezért az effektív rádiuszon kívül eső tartományban már nem elhanyagolható hatást gyakorolhat a dinamikára. **A rejtett tömeg zöme** azonban a látható galaxis határain kívül, **az ún. sötét haloban helyezkedik el.**

A galaxisok tömeg–fényesség aránya a Holmberg rádiuszon belül (azaz a látható tömegre) tipikusan $\sim 10 M_{\odot}/L_{\odot}$ körüli érték; a sötét halo figyelembevételével azonban ennek többszöröse, és akár a százat is elérheti.

A galaxishalmazokon belüli csillagrendszer mozgását követve a halmazok tömeg–fény arányára még ennél is jóval nagyobb értékek adódnak, a halmazok tehát valószínűleg az egyes galaxisok sötét halóin felüli, az egész halmaz “közös tulajdonát” képező rejtett tömeggel is rendelkeznek.

MORFOLÓGIA ÉS FŐBB TÍPUSOK Morfológián a kontinuumbeli fényességeloszlás kvalitatív jellegzetességeit értjük. Az észlelések szerint a galaxisok mintegy 95 százalékának fényeloszlását figyelemre méltó szabályosság és szimmetria jellemzi. Az ilyen rendszerek fényességeloszlása első közelítésben jól reprezentálható két (esetleg három) egyszerű komponens szuperpozíciójával; a komponenseken belül a fényesség belülről kifelé csökken. A vékony **korong** egyik mérete sokkal kisebb a másik kettőnél, míg a “kövérebb” **ellipszoidális komponens** mindhárom mérete hasonló nagyságrendű. Azokat a galaxisokat, amelyekben a korong a galaxis teljes fényéhez az ellipszoidnál nagyobb járulékot ad, **koronggalaxisoknak** nevezzük; az ellipszoidális komponens dominálta galaxisok közül a számottevő koronggal is rendelkezőket **lentikuláris galaxisoknak**, míg a koronggal

(szinte) egyáltalán nem rendelkezőket **elliptikus galaxisoknak** mondjuk. Egyes lenticuláris és koronggalaxisokban a háromdimenziós ellipszoid és a “kétdimenziós” korong mellett felfedezhető egy harmadik fő komponens is: a korong síkjában fekvő, közel “egydimenziós” **küllő** (ang. bar).

Az *ellipszoidális komponens* alakja a lenticuláris és koronggalaxisok ellipszoidális alrendszerei, valamint a törpe elliptikus galaxisok esetében közel áll a forgásszimmetrikushoz, ezért itt *szferoidális komponensről* szokás beszélni. Éléről látott galaxiskorongok esetében a szferoid fényes belső része a korong két oldalán kiöblösödésként észlelhető, ezért a szferoidális alrendszer e (kb. r_{eff} -en belüli) részét gyakran *öblöknek* (ang. bulge) nevezik. A szferoid halványabb külső tartománya a *halo*.

Az elliptikus galaxisok két csoportra oszlanak. A “korongos”, $E(d)$ ellipszoidokban a szimmetriásikban kisebb csillagkorongok is észlelhetők, emiatt izofótáik az elliptikusnál inkább elnyúltabbak; alakjuk kissé lapult forgásszimmetrikus, magjuk erős centrális koncentrációt mutat. Az ún. “dobozos”, $E(b)$ rendszerek esetében viszont az izofóták nem elliptikusak, hanem annál szögletesebb alakúak (mint a régi típusú tévék képernyője). Bennük a három tengely általában különböző, az alak azonban többnyire itt sem áll nagyon távol a forgásszimmetriától. Magjukban a fényességeloszlás lapos. A csillagkorongok gyakran teljesen hiányzanak, viszont magjukban gyakran a galaxis egészétől teljesen eltérő kinematikájú alrendszerek (gyorsan forgó, szokatlan helyzetű vagy forgásirányú korongok ill. tóruszok) figyelhetők meg.

A dobozos rendszerek átlagosan fényesebbek a korongosoknál — így a legfényesebb óriások általában dobozosak, míg a törpe elliptikus galaxisok és az öblök többsége korongos (és amelyik nem, az a fenti dobozos kategóriától is eltérő változatot képvisel).

Az ellipszoidális komponensek észlelt fényességeloszlása (a törpe elliptikus galaxisok és a dobozserű öblök kivételével) a magon kívül általában jól közelíthető az ún. $r^{1/4}$ -*profilal*:

$$\log I/I_e = -3.33[(r/r_{\text{eff}})^{1/4} - 1], \quad (4.1)$$

ahol r az ekvivalens rádiusz, I_e pedig az effektív rádiuszon mért intenzitás. I_e és L között korreláció mutatkozik: a törpe elliptikus galaxisok körében a felületi fényesség a luminozitással nő. Az óriás elliptikus galaxisok együttesen többé-kevésbé illeszkednek e reláció meghosszabbítására, de körükben a fényesebb rendszerek az alacsonyabb felületi fényességűek. Az óriás és törpe elliptikus galaxisok tehát fizikailag különálló csoportot alkotnak: a törpék nem egyszerűen kisméretű óriások — az óriások szekvenciájának meghosszabbítását a kis luminozitások felé inkább a rendkívül nagy felületi fényességű (*vörös*) *kompakt galaxisok* képezik.

Az óriás elliptikusok körében az L és I_e közötti reláció szórását részben egy harmadik paraméter, a σ sebességszórás okozza:

$$\log L = 2.5 \log \sigma - 0.6 \log I_e + \text{const}$$

Ez az empirikus reláció a $\log L - \log \sigma - \log I_e$ térben egy síkot definiál: ez az elliptikus galaxisok ún. *fundamentális síkja*. A síkon belüli eloszlásuk nem egyenletes, ennek következtében bár nagyobb szórással, de kétparaméteres korrelációk is tapasztalhatók, így a fent taglalt $L - I_e$ reláció, valamint a (4.4) Faber–Jackson reláció (ld. alább).

A galaxiskorongok többségében (a lenticuláris galaxisok kivételével) a fényességeloszlás távolról sem “sima”, mint az ellipszoidokban, hanem erősen “csomós”. A csomós szerkezet különösen a kék színtartományban szembeötlő, ami arra utal, hogy azt a forró, fényes, fiatal csillagok és a velük asszociált H II régiók eloszlása okozza. Mivel e csillagok a galaxisok tömegének csekély hányadát képezik, a csomós szerkezet nem annyira a galaxis tömegeloszlását, inkább csak fényességeloszlását jellemzi. A csomók eloszlása a korongban többnyire *spirális szerkezetet* rajzol ki (**spirálgalaxisok**). Egyes koronggalaxisokban azonban a csomók eloszlása a korongban teljesen véletlenszerű (**szabálytalan galaxisok**).

Más galaxiskorongokban a spirális szerkezet nem a csomók véletlenszerű eloszlása, hanem azok teljes hiánya miatt nem észlelhető. Ez a helyzet valamennyi lentikuláris galaxisnál, de a koronggalaxisok egy kisebb hányadánál is (ún. *anémikus korongok*). A jelenség oka az, hogy e rendszerekben igen kevés a forró, fényes, fiatal csillagok képződéséhez szükséges hideg csillagközi anyag. (Emellett a lentikuláris galaxisokban az öböl gravitációs hatása a számítások szerint megakadályozza a spirálszerkezet kialakulását.)

A spirálszerkezet mellett néha más finomabb struktúrák is észlelhetők a koronggalaxisokban, pl. különféle koncentrikus *gyűrűk*.

A galaxiskorongok átlagos fényességeloszlása a tapasztalat szerint *exponenciális törvényt* követ:

$$I(r) = I_0 \exp(-r/r_0). \quad (4.2)$$

Az r_0 konstans értéke különböző galaxisokra 2 és 10 kpc között mozog, az I_0 centrális felületi fényesség alig-alig különbözik az egyes korongok között: a neki megfelelő B -magnitúdóérték $B_0 \simeq 21.6$ ("Freeman törvénye"). r_{H_0} táján a (4.2) reláció érvényét veszti, a profil "letörik". (4.2)-höz hasonló fényeloszlást mutatnak a törpe elliptikus galaxisok is.

Eléről látott galaxisok esetében a korong síkjára merőleges fényeloszlás is könnyen mérhető. A fősíkhoz közeli részek kivételével itt is exponenciális — $\exp(-2z/z_0)$ alakú — leeseést találunk. (Elméleti várakozás szerint a profil alakja stationárius korongban $\text{sech}^2(z/z_0)$, ami $z > z_0$ -ra valóban exponenciális ad.) A profil z_0 skálamagassága azonban gyakran nem konstans, hanem a korongtól távol jóval nagyobb, mint beljebb, vagyis az eloszlás két különböző z_0 -ú exponenciális szuperpozíciójaként írható le. A nagyobb z_0 -ú összetevőt *vastag korongnak* nevezik.

A korongok egyébként szinte soha nem pontosan centrálszimmetrikusak, hanem mindig mutatnak bizonyos ovális torzulást. E torzulás oka lehet küllő vagy spirálkarok jelenléte, de lehet a galaxis belső vidékein fellelhető *lencse* is. A lencse tulajdonképpen "kövér küllő": enyhén lapult, a (4.2) által előírtnál fényesebb tartomány a korongban.

Végül említsük még meg, hogy a spirálszerkezet minősége szerint a spirálgalaxisokat két csoportra osztjuk. A többséget képező *globális spirálokban* a magtól (vagy a küllőtől) a perifériáig jól követhető spirálkarokra találunk, míg a ritkább *flokkulens spirálokban* nincsenek jól fejlett karok, csak a korongban szétszórt, rövid "karocskák", amelyeknek a radiális irányhoz képesti dőlése csak együttesen rajzolja ki a spirális struktúrát.

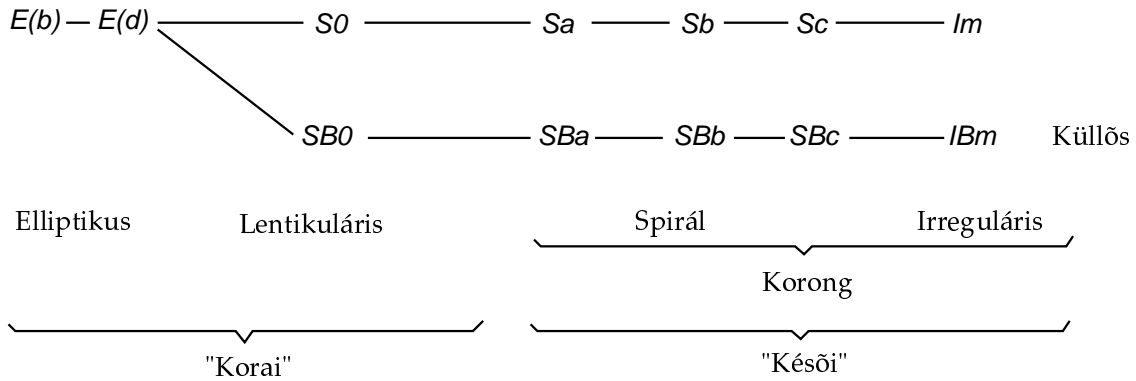
KLASSZIFIKÁCIÓ A normális galaxisok valamennyi osztályozása a csillagrendszerek morfológiai jellemzőin alapszik.

Képzeljünk el egy olyan diagramot, amelynek vízszintes tengelyére a "két-dimenziós" korong-komponens és a "háromdimenziós" ellipszoidális komponens relatív jelentősége (pl. luminozitásuk aránya) van felmérve. A függőleges tengelyre (melyet konvencionális okokból lefelé irányítunk) viszont az "egydimenziós" küllő másik két komponenshez képesti jelentőségét (luminozításarányát) mérjük fel. Ezen az állapotsíkon a galaxisok a VI. táblázatban vázolt módon oszlanak el. Ezt az osztályozási sémát nevezzük **Hubble-diagramnak**. (Valójában Hubble eredeti diagramjáról az $S0$, $SB0$, Im és IBm típusok hiányoztak, az elliptikus galaxisok pedig fizikailag értelmetlen módon a növekvő látszó lapultság szerint $E0$ -tól $E7$ -ig voltak rendezve. Az itt közölt módosított változat a ma legelterjedtebb rendszer, melynek számos tovább kiterjesztett változata van forgalomban.)

Megjegyzendő, hogy a küllőtlen/küllős dichotómia a valóságban nem ilyen éles, a két csoport között az átmenet folytonos (pl. a Tejútrendszer is ilyen átmeneti esetet képez a maga kis küllőjével).

A vízszintes "koordináta" — az ún. főparaméter — a galaxis számos más jellemzőjével korrelál. Így pl. a spirálgalaxisok körében a diagramon jobb felé haladva a spirálszerkezet egyre lazábban

VI. táblázat: A HUBBLE-SÉMA



felcsavarttá válik, a korong fényességeloszlása pedig egyre csomósabb lesz.

A főparaméterrel korrelál még a galaxisok színindexe, centrális koncentrációja és (r_{H_0} -n belüli) tömeg-fény aránya. (Valamennyi említett korreláció negatív értelmű, vagyis az adott mennyiség a késői galaxisokra kisebb.) A késői típusú galaxisok színeképe — zavaró módon — korai, míg a koraiaké késői.

S. van den Bergh a spirálrendszereket a karok hangsúlyozottsága szerint I-től V-ig terjedő osztályokra bontotta. Ezt a rendszert *luminositási osztályozásnak* nevezik, ugyanis a tapasztalat szerint az osztály-hovatartozás a luminositással korrelál.

Az ismertetett rendszerben Tejutunk "ikertestvére", az M31 jelű Androméda-köd Sb I-II, a Tejút két fényes szatellitája, a Nagy és a Kis Magellán-felhő pedig IBm III-IV illetve IBm IV típusúak.

Természetesen a fenti osztályozási rendszer nem írja le teljesen a galaxisokat. Az osztálybesorolás még nem árulja el, tartalmaz-e a galaxis lencsét vagy gyűrűket, hogy a spirálszerkezet globális vagy flokkulens, nem különbözteti meg az anémikus galaxisokat. Az osztályozás egyes többdimenziós kiterjesztései igyekeznek e jellemzőket is figyelembe venni. Minthogy azonban a maga nemében minden galaxis egyedülálló objektum, a klasszifikáció finomításában nem érdemes bizonyos határon túlmenni.

Morgan a fentihez hasonló elveken alapuló, de kevésbé elterjedt rendszerét itt csak azért említjük meg, mert ő vezette be a D -, cD - és N -galaxisok (4.4. szakasz) morfológiai elkülönítését.

A GALAXISOK TÁVOLSÁGA Mint említettük (1.3. szakasz), az egyetlen igazán megbízható távolságmérési módszer, a trigonometrikus parallaxis hatósugara mindössze kb. 100 pc. Ennél távolibb objektumok esetében a távolságmérés egymást kiegészítő, illetve egymásra épülő módszerek igen bonyolult hálózatára épül.

A Tejúton és a Lokális Csoporton belüli távolságháló egyik fő pillére pl. az az empirikus reláció, mely a cefeida változócsillagok periódusa és abszolút fényessége között fennáll. Ahhoz persze, hogy ezt a relációt pontosan kalibrálhassuk, legalább néhány cefeida távolságát előzetesen ismerni kell. Ez a kalibráció csak az utóbbi években, a HIPPARCOS asztrometriai műhold méréseinek eredményeként vált kellően pontosná. Ma így pl. a Tejútcentrum távolságát kb. 5% hibával ismerjük (8.3 ± 0.4 kpc). A Tejúton kívül a fényelnyelés korrekciójának (az (1.31)-beli $a(r)$ függvénynek) a bizonytalansága jóval nagyobb hibákat okoz.

Távolabbi galaxisok esetében a cefeidák már nem láthatók, ezért a távolságmeghatározást még fényesebb objektumokra kell alapozni, például a — nagyjából azonos csúcsfényességű — I. típusú

szupernóvákra. Jól jönnek továbbá az ismert távolságú galaxisok esetében megállapított korrelációk a luminozitás és más paraméterek között. Egy nevezetes ilyen kapcsolatot fejez ki a v_{\max} maximális rotációs sebesség és az L luminozitás között a koronggalaxisokra vonatkozó *Tully–Fisher reláció*:

$$M = c_1 - c_2 \log v_{\max}. \quad (4.3)$$

Az együttthatók értéke minden morfológiai típusra más és más.

Korai típusú galaxisokra (4.3) helyett a centrális sebességszórás és L közötti *Faber–Jackson reláció* használható:

$$L \propto \sigma_0^n \quad n \simeq 4. \quad (4.4)$$

E reláció szórása azonban sokkal nagyobb, mint (4.3)-é.

Az ismertettét módszerekkel a távolságmérés hatósugara több ezer megaparszekig kiterjeszhető. A galaxishalmazok és a kvazárok (4.4. szakasz) paramétereinek luminozitáskorrelációja több tízezer Mpc-ig használható távmérésre. Az egymásra épülő módszerek hibája azonban egyre halmozódik a nagyobb távolságok felé.

Az ismert távolságú extragalaktikus objektumok vizsgálata során kiderült, hogy színképvonalaik a távolsággal korreláló mértékű vöröseltolódást mutatnak (*Hubble-effektus*). Ez a jelenség az Univerzum tágulására utal. Mint egy léggömbre festett pontok a léggömb felfújásakor, az Univerzumban a (háttérsugárzáshoz rögzített abszolút inerciarendszerhez képest) mozdulatlan objektumok folytonosan távolodnak egymástól a tér tágulása miatt, s ezzel párhuzamosan a fotonok hullámhossza is nő.

$z \ll 1$ esetén a tágulási sebesség a $z \equiv \Delta\lambda/\lambda$ vöröseltolódással formálisan ugyanolyan kapcsolatban áll, mint a Doppler-effektus esetében (noha szigorúan véve az eltolódás oka elvileg nem azonos), vagyis

$$z \simeq v_H/c. \quad (4.5)$$

A tapasztalat szerint a (4.5) alapján számolt tágulási sebesség a d távolsággal

$$v_H = H \cdot d \quad (4.6)$$

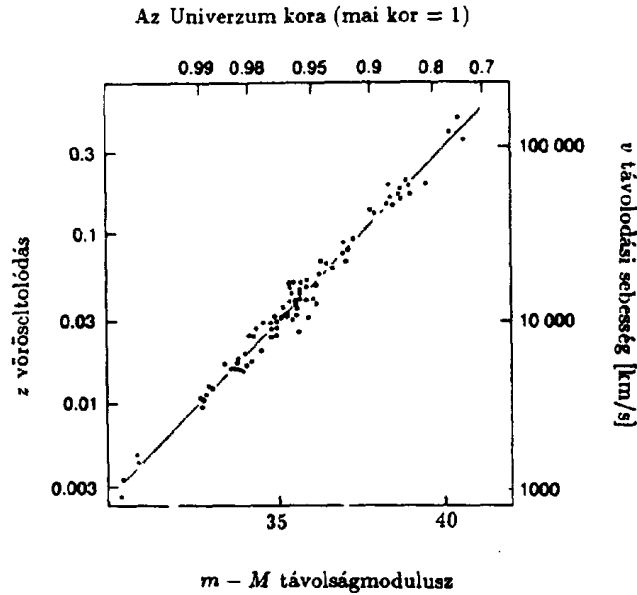
kapcsolatban áll, amint azt a léggömb-analógia alapján is várjuk (23. ábra). A H *Hubble-konstans* értékében a távolságskála határozatlansága miatt jelenleg még elég komoly bizonytalanság van: $H = 60 \pm 12$ km/s/Mpc.

Néhány száz Mpc feletti távolságokon már a (4.6) Hubble-törvény maga is alkalmazható távolságmérésre. (Kisebb távolságokon v_H nem elég nagy a galaxisok pekuliáris mozgásának sebességéhez képest.) A (4.6) által leírt tágulás valójában nem egyenletes: a sűrű galaxishalmazok lassabban tágulnak a mezőnél, az egyes galaxisok pedig ismereteink szerint egyáltalán nem expandálnak.

Nagyobb z értékekre is használható a Doppler-formula, ha a tér görbületét elhanyagoljuk (*Einstein–de Sitter modell*, $k = \Lambda = 0$, ld. 5.1. szakasz):

$$v_H/c = \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1}.$$

A z -t a távolsággal és a fénysugár kibocsátási idejével összekapcsoló formulák általános esetben függenek a kozmológiai modell paramétereitől (Ω -tól és Λ -tól, ld. 5.1. szakasz), ezért az egyszerűség kedvéért **a kozmológiában a távolságot és az Univerzum**



23. ábra: A Hubble-törvény (Sandage 1968)

korát gyakran egyszerűen a nekik megfelelő z értékkel, mint mérhető mennyiséggel jellemzik. Jelenlegi legjobb műszereinkkel az Univerzumban mintegy $z \sim 5$ távolságig láthatunk égitesteket. Ez azt jelenti, hogy közvetlenül visszapillantunk azokba az időkbe, amikor az Univerzum kora a mainak kevesebb, mint egyötöde volt!

4.2. A SZTELLÁRDINAMIKA ALAPJAI

A CSILLAGGÁZ SAJÁTOSÁGAI Mivel a galaxisok nem tartalmaznak egy vagy néhány olyan objektumot, amelyeknek tömege a rendszer tömegének zömét kitenné, a csillagok mozgását még közelítőleg sem tekinthetjük kevéstest-problémának. Az égitestek ilyen rendszereinek (csillaghalmazok, galaxisok, galaxishalmazok) sajátosságait vizsgálja a *szteλλárasztronómia*. Empirikus oldalról a rendszerekbe tartozó objektumok eloszlása a *szteλλárstatisztika*, mozgása a *szteλλárkinematika* tárgyát képezi. E sajátosságokat elméleti oldalról a *szteλλárdinamika* kutatja. Mivel a galaxisok többségében a csillagok tömege a látható tömeg nagy hányadát teszi ki, első közelítésben a galaxist csak csillagokból állónak tekintjük. (A diffúz anyagról és a sötét halóról alább szólunk.) A csillagokat az egyszerűség kedvéért azonos m_* tömegűnek vesszük.

Elvileg megtehetnénk, hogy a galaxis N csillagára ($N \sim 10^7 - 10^{13}$) vonatkozó $6N$ -edrendű mozgásegyenlet-rendszert egyszerűen számítógéppel numerikusan integráljuk. Valóban vannak ilyen irányú törekvések, és az ilyen N -test *szimulációk* a ma még igen nagy technikai nehézségek ellenére igen hasznosak, de ez inkább kísérleti, semmint elméleti munkának tekinthető, hiszen az észlelt jelenségek mélyebb okaiba nem enged bepillantást, és a kísérletek eredményeiből más kísérletek eredményét megjósolni nem lehet.

A sok szabadsági fokú gravitáló pontrendszerek elméleti vizsgálata több szempontból rokon más sok szabadsági fokú fizikai rendszerek (pl. gázok, plazmák, nagy tömegszámú atommagok) kutatásával: a sztellárdinamika a statisztikus illetve a kinetikus fizika egy speciális területének is tekinthető. E terület azonban több tekintetben eltér a statisztikus fizika más területeitől a csillaggáz* speciális adottságai miatt. Ezek a sajátosságok a következők.

- (1) **A csillaggáz “erősen kölcsönható”**, azaz a csillagok közti erők hatótávolsága végtelen, és — csak pozitív gravitációs töltés lévén — nem árnyékolt. Úgy gondolhatnánk, hogy mivel a tömegvonzás $1/r^2$ -tel arányos, gyakorlati szempontból elegendő a közeli csillagok hatását figyelembe venni egy adott csillag mozgásának meghatározásánál. Ha azonban arra gondolunk, hogy az $(r, r + \Delta r)$ távolságintervallumba eső csillagok száma (fix, kicsiny Δr mellett) r^2 -tel nő, rögtön látható, hogy a fenti gondolatmenet helytelen. Pl. homogén csillaggázban minden r sugarú, Δr vastagságú félgömbhéj r értékétől függetlenül ugyanannyival járul hozzá a kiszemelt csillagra ható erőhöz. A csillaggáz erősen kölcsönható természetéből következik az a jelenség is, hogy a benne fellépő perturbációk viselkedését öngravitációjuk nagymértékben meghatározza, és azokat fenntartani igyekeznek (*kollektív módusok*).
- (2) **A csillaggáz ütközésmentes**. Ezen persze nem azt az egyébként teljesen helytálló tényt értjük, hogy a csillagok tényleges fizikai ütközése elhanyagolható valószínűségű esemény. A sztellárdinamikában “ütközésnek” azt az eseményt nevezzük, amikor két (esetleg több) csillag olyan erősen megközelíti egymást, hogy egymásra gyakorolt hatásuk átmenetileg sokkal nagyobb lesz, mint a galaxis többi részének rájuk gyakorolt hatása. A sztellárdinamikai rendszerek észlelt paraméterei (méret, a csillagok száma és tipikus sebessége) alapján könnyen megbecsülhető a találkozások gyakorisága. Kitűnik, hogy a két ütközés közötti átlagos időtartam, a csillagok *szabad repülési ideje* (τ_{col}) nagyságrendileg meghaladja a keringésük során a rendszeren való *áthaladási idejüket* (τ_{cr}). Van értelme tehát a rendszer fejlődését τ_{col} -nál sokkal rövidebb időtartamokon vizsgálni, hiszen a rendszer ilyen időskálán is számottevően fejlődhet. (A hosszabb távú fejlődés vizsgálatánál természetesen figyelembe veendő az ütközések hatása.) Az ütközésmentesség fontos következménye, hogy **a csillaggáz nyomása általában anizotrop**: ütközések híján a különböző sebességkomponensek között nem (vagy csak kevésbé, ld. alább) cserélődik a kinetikus energia, és így a nyomás nem izotropizálódik.
- (3) **A csillaggáz nem disszipatív**. Két csillag kölcsönhatásakor teljes mechanikai energiájuk megmarad (ha egy rendkívül gyenge gravitációs hullám kibocsátásától eltekintünk). Így, ha más komponensekkel nem hat kölcsön, a csillaggáz teljes mechanikai energiája is megmarad. Ez ellentétben áll a közönséges gázok és plazmák viselkedésével, ahol két részecske ütközésekor az elektromágneses sugárzás formájában elvesztett energia számottevő. Hangsúlyozzuk, hogy a “disszipációmentesség” csak annyit jelent, hogy a mechanikai energia nem alakul át termikus vagy sugárzási energiává; ha viszont a gázban nagyléptékű, rendezett mozgások vannak jelen, a nagyléptékű mozgás kinetikus energiája a kollektív módusokon történő szóródás útján átalakulhat a csillagok rendezetlen mozgásának energiájává, és ebben az értelemben “eldisszipálhat” (*Landau-csillapodás*).

*A továbbiakban mindig “csillaggázzról” beszélünk, de pl. galaxishalmazok esetében nyilván “galaxisgáz” értendő.

ÁTLAGTÉR-KÖZELÍTÉS Mivel megfigyeléseink véges pontosságúak, sohasem tudjuk a kiszemelt galaxis csillagainak helyét és sebességét teljes pontossággal meghatározni. Más szóval: a galaxist nem lehet megkülönböztetni hozzá “a megszólalásig hasonló” galaxisok egy egész sokaságától, melyek azonos felépítésűek és csaknem azonos állapotúak, csak éppen egyes csillagok pontos helyzete és sebessége különbözik bennük kissé. A rendszert tehát makroszkopikusan ugyanolyan rendszerek egy egész sokaságával kell helyettesítenünk. A sokaságot úgy írjuk le, hogy minden állapotra megadjuk annak valószínűségét, hogy a rendszer az adott állapotban van. Egy mért mennyiség várható értéke valamely későbbi időpontban pedig a reprezentáns sokaságra vett átlag lesz.

A vizsgált rendszer egy reprezentáns sokasággal való helyettesítése és a mért mennyiségek várható értékének sokaságtávként való felfogása a statisztikus és kinetikus fizika általános módszere. Ez nemcsak azért célszerű, mert a kezdeti feltételek precíz meghatározása elvileg kivihetetlen, hanem azért is, mert célunk az, hogy a rendszer nagyszámú szabadsági fokából elkülönítsünk kisszámú autonóm (saját kezdeti feltételei által meghatározott) fejlődésű *makroszkopikus szabadsági fokot*, a többit pedig véletlen változóként kezeljük. A sokaság fejlődése a mechanika törvényei által meghatározott, determinisztikus fejlődés; hogy a tényleges rendszerünk a sokaságon belüli rendszerek melyike, azt véletlen változóként kezeljük. Ha a sokaság fejlődése néhány szabadsági fokkal parametrizálható lenne, célunkat elérnénk tekinthetnénk. Ez azonban nem triviális feltételezés, hiszen a sokaság időfejlődését éppoly bonyolult törvények szabályozzák, mint egyes rendszereit. Vannak azonban olyan, a rendszer szerkezetétől lényegében független általános következtetések, amelyeknek minden sok szabadsági fokú mechanikai rendszerre teljesülniük kell. A statisztikus mechanika ezen alább felsorolt *alapfeltevéseinek* a mechanika törvényeiből való leszámaztatása az *ergodelmélet* célja. Ez az elmélet mindmáig nem érte el a fenti célt, de azt már sikerült kimutatni, hogy minden feltevés visszavezethető lényegében ugyanazon posztulátumra, mely a sok részecskéből álló rendszer dinamikájának kellően kaotikus jellegével kapcsolatos.

A feltevések a következők:

- A sokaság időfejlődése során a **makroszkopikus mennyiségek szórása kicsiny marad** az átlaghoz képest.
- Az idő teltével a **reprezentáns sokaság makroszkopikus léptékeken nézve egy stacionárius sokasághoz tart**, azaz a rendszer egyensúlyba jut (*relaxáció*). Eközben az entrópia monoton nő.
- **Az egyensúlyi, stacionárius sokaságot a rendszert jellemző igen korlátozott számú mozgásintegrál** (ún. *kontrollálható integrálok*) **egyértelműen meghatározza**, és pedig úgy, hogy a kontrollálható integrálok adott értékéhez tartozó összes lehetséges állapot azonos valószínűségű legyen. Ez a sokaság a *polimikrokanonikus sokaság*. A hagyományos statisztikus fizikai rendszerek esetében az egyetlen kontrollálható integrál az energia (mikrokanonikus sokaság). A sztellárdinamikában azonban más kontrollálható integrálok is fellépnek, így az impulzusmomentum, sőt a violens relaxáció esetében további, ma még ismeretlen integrálok is. Ezért az ergodelméletnek (mely a kontrollálható integrálok számát és alakját meghatározhatja) a sztellárdinamikában különös jelentősége van.

A fenti feltevések alapján tehát a rendszer egyensúlyi állapotát kisszámú makroszkopikus mennyiség (a kontrollálható integrálok) meghatározza, tehát ebben az esetben célunkat elértük, és a *statisztikus fizika* hagyományos, kis szabadsági fokú elméletként felépíthető.

Ha viszont a rendszer egyensúly felé történő fejlődésének részletei izgatnak bennünket (*kinetikus fizika*), akkor kénytelenek vagyunk valamilyen további egyszerűsítő feltevést tenni, amely az $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t)$ eloszlásfüggvény időfejlődését meghatározhatóvá teszi (anélkül, hogy a sokaság rendszereinek időfejlődését szigorúan ki kellene számolnunk).

Az (\mathbf{r}, \mathbf{v}) fázistérben a galaxis csillagainak egy-egy pont felel meg. Hely- és sebességinformációink hiányossága miatt e ponthalmazt “elmosódva” látjuk csak. A galaxis reprezentáns sokasága tehát jellemezhető egy 1-re normált, folytonos, sima $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t)$ **elosz-**

lásfüggvényel, amely megadja annak valószínűségeit, hogy az \mathbf{r} helyen egy \mathbf{v} sebességű csillagot találunk (a t időpontban). A

$$\rho(\mathbf{r}) = Nm_* \int \int \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) d^3v \quad (4.7)$$

sűrűségfüggvény értelemszerűen a tömegsűrűség várható értékét adja az \mathbf{r} helyen. Ez a tömegsűrűség (ha az “elkent” eloszlás lenne a galaxis valódi sűrűségeloszlása) egy, a

$$\nabla^2 U = 4\pi G\rho \quad (4.8)$$

Poisson-egyenlet által megadott $U(\mathbf{r}; t)$ potenciálú gravitációs teret generálna (**átlagtér**). Most *feltesszük*, hogy a csillagok tényleg körülbelül a (4.8) által leírt átlagpotenciálban mozognak (*átlagtér-közelítés*). Könnyen belátható, hogy ez a feltevés **az ütközések elhanyagolásával egyenértékű**. Fentebb láttuk, hogy homogén csillaggáz (konstans $\rho(\mathbf{r})$) esetén az $(r, r + \Delta r)$ félgömbhéjbeli csillagok száműrűségének várható értéke független r értékétől. Mivel azonban ez a csillagszám Poisson-eloszlást mutat, relatív szórása $n^{-1/2}$ -nel lesz arányos, vagyis a nagy távolságban levő héjban a csillagok száma csak kevéssé tér el az átlagtól: járuléka a potenciálhoz közel áll az adott gömbhéjnak az átlagpotenciálhoz tett járulékához. A tényleges potenciál és az átlagpotenciál eltéréseiért elsősorban tehát a közeli csillagok felelősek: az eltérés főleg akkor lesz nagy, ha a kiszemelt csillagot egy másik csillag erősen megközelíti — vagyis ütközéskor.

Az átlagtér-közelítésben így a csillagok egymással nem — illetve csak a közös $U(\mathbf{r}; t)$ átlagtéren át — hatnak kölcsön. Tehát minden egyes csillag külön-külön hamiltoni rendszernek tekinthető, és így a csillagok eloszlásfüggvényére fennáll a Liouville-tétel. Tehát

$$\frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \nabla U \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (4.9)$$

Ez az *ütközésmentes Boltzmann-egyenlet* vagy *Vlaszov-egyenlet*. Az időfejlődés meghatározásának problémája tehát a (4.7)–(4.9) csatolt egyenletrendszerre egyszerűsödött. A szabadsági fokok száma lényegesen csökkent (hiszen a függvényeket ortogonális függvényrendszerek szerint kifejtve, és csak az első néhány rendet véve a fázistér kis dimenziószáma miatt egy alacsonyrendű egyenletrendszerhez jutunk).

Tetszőleges, adott tömegű, energiájú és impulzusmomentumú galaxis esetén a (4.7)–(4.9) egyenleteknek végtelen sok időfüggetlen megoldása van (*kvázistacionárius állapotok* — “kvázi”, mert az ütközések elhagyásával adódtak). E megoldások a magfizikából is ismert önkonzisztens tér módszerrel határozhatók meg. Könnyen megérthető, hogy az ilyen kvázistacionárius állapotú rendszer általában erős szimmetriát (legalább háromtükörszimmetriát) mutat.

RELAXÁCIÓ Ha a (4.7)–(4.9) egyenleteket tetszőleges, általános kezdeti feltételek mellett numerikusan integráljuk, azt tapasztaljuk, hogy mivel a rendszer az egyensúlytól távoli kezdőállapotból indult, kezdetben igen heves mozgások zajlanak benne, és az eloszlásfüggvény drámaian változik. Kezdetben általában viriálegyensúly sem volt, tehát ha például a pontrendszer potenciális energiája jóval meghaladta a kinetikus energia (-2)-szeresét, a galaxis kollapszusba kezd, túllendül az egyensúlyi állapoton, majd ismét tágul. Ezek az oszcillációk és heves mozgások azonban hamarosan (néhány τ_{cr} alatt — ez a galaxisokra pár százmillió évet jelent) lecsillapodnak, az eloszlás makroszkopikus lépéseken kisimul, és a galaxis kvázistacionárius állapotba jut. Egyúttal természetesen a

virial egyensúly is kialakul (*virializáció*). Ezt a galaxis élettartamához képest rövid és csak ütközésmentes rendszerekre jellemző folyamatot **violens relaxációnak** nevezik.

A jelenség oka a már említett *Landau-csillapodás* és a *fáziskeveredés* jelensége. Utóbbi abban áll, hogy a kezdetben (pl. a kollapszus kezdetén) mind azonos fázisban (befelé) mozgó csillagok kissé különböző kezdeti helyzetük miatt nem egyszerre fordulnak vissza, ezért a következő “visszalendülés” már kevésbé lesz egyhangú. A fáziskülönbségek növekedtével az oszcillációk lecsillapodnak. Egyidejűleg a Landau-csillapodás a heves belső mozgások és a velük járó kollektív módusok eltűnéséhez vezet.

Egyes szerzők a violens relaxáció jelenségébe csak a Landau-csillapodást értik bele, mely az átlagtér közvetítésével a csillagok közötti energiacserehez vezet, és a fáziskeveredést ettől különálló jelenségnek tekintik. Mivel a két folyamat mindig együtt jár, a terminológiának nem sok jelentősége van.

A rendszer most — a kezdeti feltételektől nem teljesen független — kvázistacionárius egyensúlyi állapotba jutott. Az ütközések kumulatív hatása azonban lassanként (egy τ_{col} -nál is jóval hosszabb τ_{rel} időskálán) a rendszer csupa kvázistacionárius állapoton keresztül evolúciójához vezet egy végső, valóban stacionárius állapot felé. Ez a folyamat a **csillag-csillag ütközéses relaxáció**. τ_{rel} a galaxisokban jóval nagyobb az Univerzum életkoránál, de a sűrű galaxismagokban és a csillaghalmazokban lényegesen rövidebb, így a probléma nemcsak elméleti szempontból érdekes.

A csillag-csillag ütközéses relaxáció hatása többrétű. **Az ütközések egyrészt izotropizálják a nyomást** (ezért izotrop a közönséges gázok nyomása). Másrészt, mivel az ütközéseknél várható értékben a nagyobb energiájú csillag ad át energiát a kisebbnek, **az ütközések energia-ekvipartícióhoz vezetnek**. Ezért a többenél sokkal gyorsabb vagy sokkal nagyobb tömegű csillagok lefékeződnek (*dinamikai súrlódás*), míg a lassúak mozgása felgyorsul (*sebességdifúzió*). Az energia-ekvipartíció nagyobb tömegű csillagok esetében kisebb sebességeket jelent, ezért ezek a centrumba gyűlnek, míg a kistömegű csillagok kiszóródnak a perifériára (*tömegszegregáció*).

Az ütközések figyelembevétele céljából a (4.9) egyenlet jobboldalára egy nemzérő tag (*ütközési tag*) írható. Az ütközési tagot a kinetikus fizikában több különféle módon vezetik be; valamennyi módszer egy további posztulátumra támaszkodik (amely viszont ismét csak ekvivalens a rendszer kellően kaotikus dinamikájának már említett feltevésével). A sztellárdinamikában leggyakrabban a plazmafizikából is ismert *Fokker-Planck egyenlet* használatos.

Az ütközéses relaxáció végeloszlása elég egyszerűen meghatározható, hiszen elég, ha az entrópia maximumát keressük. Az entrópiamaximum, amint azt a termodinamikából is várhatjuk, nemforgó csillaggázra az

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \equiv f[E(\mathbf{r}, \mathbf{v})] \propto \exp(-aE) \quad (4.10)$$

izotermális eloszlás lenne (Maxwell-Boltzmann eloszlás; E az energia). Azonban a (4.10) által leírt galaxis tömege végtelen lenne, így véges galaxis soha nem érheti el az izotermális eloszlást, csak megközelítheti azt. Arról van szó, hogy a véges tömegű galaxisból a véletlenszerűen felgyorsult csillagok elszöknek, pozitív energiát vevő magukkal, így a visszamaradó rendszer energiája folyton negatívabbá válik: a rendszer fogy és zsugorodik, míg végül (az Univerzum koránál nagyságrendileg hosszabb idő alatt) csak egy nagyon szorosan kötött kettős rendszer marad vissza.

A relaxáció tehát sohasem lesz egészen teljes, de τ_{rel} feletti időtartamokon az eloszlásfüggvény már többé-kevésbé univerzálissá válik. A legrelaxáltabb sztellárdinamikai rendszerek a gömbhalmazok. Eloszlásfüggvényük szokásos közelítése a *King-eloszlás*:

$$f(E) \propto \exp(-aE) - 1. \quad (4.11)$$

A csonkolás a rendszer véges tömege miatti levágást veszi figyelembe.

CSILLAGPÁLYÁK AZ ÁTLAGPOTENCIÁLBAN Mint a mechanikából ismeretes, adott $U(\mathbf{r})$ potenciálban mozgó tömegpont — az r^2 -es és $1/r$ -es potenciálok kivételével — általában nem zárt pályán mozog. Ennek megfelelően a pálya kétféle fogalmát különböztetjük meg. A *trajektória* az az egydimenziós görbe, amelyet a mozgó tömegpont ténylegesen befut, míg az *orbit* az az általában többdimenziós tartomány, melyet a trajektória mindenütt sűrűn behálóz. A továbbiakban pályákról beszélve általában az orbitokra utalunk.

Szférikus galaxisban (centrális potenciálban) az impulzusmomentum szimmetriaokokból megmarad, tehát a mozgás síkmozgás. A pálya általában egy r_{\min} és r_{\max} centrumtávolság közti körgyűrű; az ilyen pályát **hurokpályának** szokás nevezni. A zárt körpályák a hurokpályák elfajult eseteinek tekinthetők.

Nem-szférikus, de forgásszimmetrikus rendszerben csak az impulzusmomentum tengelyirányú komponense állandó. Ha a többi komponens nulla, akkor a mozgás továbbra is síkmozgás (a galaxis szimmetriasíkjában), hurok- illetve körpályán. Általában azonban a csillag a fősíkra merőlegesen is végez oszcillációkat, és a pálya egy háromdimenziós, tórusz-szerű alakzat lesz (**gyűrűpálya***). A hurok- és körpályák ismét elfajult esetek.

A pálya alakját — az r_{\max} méret mellett — az

$$e = \frac{r_{\min} - r_{\max}}{r_{\min} + r_{\max}} \quad (4.12)$$

excentricitással, valamint az

$$i = \text{Max} \{|\theta|\} \quad (4.13)$$

inklinációval szokás jellemezni, ahol θ a galaxis centrumát a csillaggal összekötő rádiusvektornak a koordinátarendszer alapsíkjával (a galaxis fősíkjával) bezárt szöge. **Az ellipszoidális komponensekben a csillagok nagy excentricitású és inklinációjú, a korongokban kis excentricitású és inklinációjú pályákon mozognak.** A korongbeli kis excentricitású pályákat egy *elliptikus epicyklikus mozgással* lehet közelíteni (körön gördülő kis ellipszis mentén történő mozgás).

Ha a galaxisban forgásszimmetria sincsen, csak három egymásra merőleges síkra való tükrözéses szimmetria (küllős illetve óriás elliptikus galaxisok), akkor a legkisebb és legnagyobb tengely körüli gyűrűpályák és elfajult eseteik mellett fellépnek egyszeresen összefüggő, ún. **dobozpályák** is; az ezeken haladó csillagok tetszőleges mértékben megközelíthetik a centrumot. Elfajult eseteik a *pillangópályák*.

Mindezek a pályák jellemezhetők három egyértelmű frekvenciával, azaz három oszcillatorikus mozgás szuperpozíciójának tekinthetők. Akadnak azonban kaotikus pályák is, melyeken a tömegpontok mozgása nem periodikus.

STABILITÁS. KÜLLŐK ÉS SPIRÁLOK Mivel az egyensúlytól távoli kezdőállapotból induló galaxis aránylag rövid idő alatt kvázi egyensúlyi állapotba jut, nem meglepő, hogy a galaxisok többsége szabályos szerkezetet mutat. A pekuliáris galaxisok vagy újszülött galaxisok, vagy — többségükben — olyan rendszerek, melyeket egy más galaxissal történt kölcsönhatás kivetett egyensúlyi állapotukból.

Eddig nem vizsgáltuk azt a kérdést, stabilak-e az egyensúlyi állapotok. A problémát annál is érdekesebb megvizsgálni, mivel, mint említettük, a csillaggázban minden

*A terminológia a szakirodalomban nem egészen egységes.

nagyobb zavar öngravitáló voltánál fogva erősíteni és terjeszteni igyekszik önmagát (kollektív effektusok); ugyanakkor a csillagok véletlenszerű mozgása a zavart feloszlathatja.

Érthető ezáltal, hogy a részletes analitikus stabilitásvizsgálat és a számítógépes kísérletek szerint **a stabilitás fő kritériuma a gáz "hőmérséklete"**, ami lényegében a csillagok véletlen mozgási energiája és a rotációs energia viszonya (hiszen a kettő összegét a viriáltétel miatt megszabja a potenciális energia). Az ellipszoidális komponensek "forró" csillaggázában instabilitások nem lépnek fel; a "hideg" koronggalaxisokban annál gyakoribbak.

Problémát jelent, hogy a számítógépes kísérletek szerint a korongban fellépő instabilitások okozta kollektív módusokon szóródó csillagok sebessége megnő, így a korong felfűtődik, és az instabilitás megszűnik. Megoldást jelenthet a csillagkeletkezés általi hűtés. (A fiatal csillagok kis véletlen sebességekkel keletkeznek.)

A korongok instabilitása egyaránt vizsgálható számítógépes szimulációkkal és a (4.7)–(4.9) egyenletekből lezármaztatott perturbációs egyenletek analitikus vagy numerikus megoldásával. f -hez és U -hoz egy kicsiny perturbációt hozzáadva, a perturbált mennyiségekre vonatkozó egyenletekből a perturbálatlan egyenleteket levonva, és a kis perturbációkban magasabbrendű tagokat elhagyva egy lineáris diffegyenlet-rendszert kapunk a perturbációkra, melynek együtthatói csak az r sugár függvényei (ha a z -függéstől eltekin-tünk). A partikuláris megoldás tehát pl. U -ra

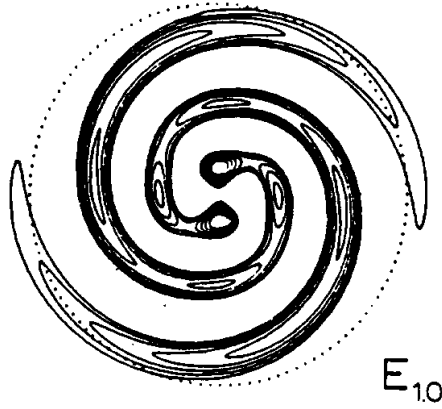
$$U'(r, \theta, t) = U'(r) \exp(\gamma t) \exp[i(\Omega_p t - m\theta - \int k(r) dr)]. \quad (4.14)$$

Ezek a korong *normál módusai*. Ω_p a módus (merev) rotációs sebessége.

$k \equiv 0$ és $m = 2$ esetén a módus *küllőszerű*. A küllők keletkezésével szembeni stabilitást eddig csak számítógépes kísérletekben vizsgálták. **A küllőképződés igen gyakori, spontán instabilitásnak bizonyult.**

A $k \neq 0$ esetben, mint (4.14)-ből látható, a normál módusok spirális szerkezetűek (24.ábra). Ezért nem meglepő, hogy szinte minden koronggalaxisban találunk spirális struktúrákat. A differenciális rotáció minden fellépő zavart, csomósodást spirális alakban igyekszik eltorzítani. A zavar reakciója azonban a kollektív effektusok miatt nem passzív, hanem a (4.14) kollektív módusok egynémelyikének gerjesztéséhez vezet. Ezért a normál galaxisokban a spirálszerkezet valószínűleg nem vezethető vissza egyetlen közös okra, hiszen a korongban a legkülönbözőbb okokból létrejöhetnek zavarok. A különböző galaxisokban a spirálszerkezet létrejöttének fő oka lehet más és más; de **a zavar minden esetben spirális kollektív módusok gerjesztésén keresztül fejt ki hatását**. Ezt alátámasztja az az észlelt tény, hogy a spirálszerkezet jellegzetességei (karszám, felcsavartság, stb.) galaxisról galaxisra erősen eltérnek ugyan, de közös sajátosságuk, hogy a karokat 10–15% amplitúdójú *sűrűség hullám* kíséri, és a spirális szerkezetnek a radiális irányhoz képesti hajlásszöge adott sugáron körülbelül állandó. (Ha a zavarok passzívan feltekerednének, a különböző időben keletkezett zavarok különböző felcsavartságúak lennének; a valóságban viszont a felcsavartságot valószínűleg a (4.14) normál módusok leginstabilab-bikának alakja határozza meg.)

A sűrűség hullám (a kollektív módus) energiája, ha nem is túl nagy ütemben, de mindig disszipál a Landau-csillapodás és a sűrűség hullámot kísérő, a diffúz anyagban fellépő lökés hullám tényleges disszipációja miatt. Ezért az energiát valamilyen folyamatnak pótolnia



24. ábra: Egy galaxiskorong egyik számított $m=2$ normál módusa (Toomre 1981)

kell, vagy új hullámok gerjesztése (nemstacionárius spirálszerkezet), vagy a régi hullámok fenntartása (kvázistacionárius spirálszerkezet) útján.

A galaxis megfelelő szerkezete esetén a spirális módus rezonanciaeffektusok révén energiát meríthet a galaxis csillagainak kinetikus energiájából, így spontán módon gerjedhet, és ellensúlyozhatja a disszipációt. Folytonos energia-utánpótláshoz, és így kvázistacionárius spirálhoz vezethet külső gerjesztés is, pl. küllő vagy szatellita-galaxis gravitációs hatása által. Átmeneti jellegű karok képződéséhez vezethet egy másik galaxissal való, rövid ideig tartó kölcsönhatás, vagy a galaxison belüli helyi csillagvihar (3.2. szakasz). Végül hozzájárulhat a spirálszerkezethez az alább tárgyalandó sztochasztikus önterjedő csillagképződés is.

A (4.14) megoldást a perturbációs egyenletekbe visszaírva kapunk egy egyenletet $k(r)$ -re, az Ω_p spirál rotációs sebesség és az m karszám függvényében (*diszperziós egyenlet*). Kitűnik, hogy Ω_p minden értékéhez két megoldás tartozik, melyeket rövid- illetve hosszúhullámú módusnak neveznek. A tényleges észlelt galaxisokban a módusok beazonosítása nem mindig egyszerű feladat.

Mivel $k \neq \text{const.}$, a hullámok nemzéro csoportsebességgel rendelkeznek. A rövid hullámok az r_C korotációs rádiustól (ahol $\Omega(r) = \Omega_p$, azaz a csillagok a karral azonos sebességgel keringenek, így örökké benne maradnak) kifelé és befelé terjednek, a hosszú hullámok viszont a korotációs sugár felé mozognak.

DIFFÚZ ANYAG A legkésőbbi típusú galaxisok kivételével a diffúz anyag a rendszer tömegének aránylag kis hányadát ($< 10\%$) teszi ki, ezért a gravitációs potenciálhoz adott járulékatól eltekinthetünk, és a csillaggáz potenciáljában passzívan mozgó közegként kezelhetjük.

Az ellipszoidális alrendszerekben található, alig néhány százaléknyi intersztel-láris gáz igen forró (több millió kelvines) **ún. koronagáz**. Magas hőmérsékletét annak köszönheti, hogy a csillagok nagy sebességszórása miatt az általuk elvesztett anyag igen magas hőmérsékleten termalizálódik ($k_B T \sim m_H \sigma^2$), a szupernóvák energia-betáplálása pedig még tovább fűti. A forró, nagynyomású gáz a látható galaxisnál sokkal kiterjedtebb felhőt, koronát képez; termikus sugárzása a röntgentartományban észlelhető.

Elemi becslések szerint a galaxis látható tömege nem elegendő ahhoz, hogy a kiterjedt, forró gázfelhőt együtt tartsa. A legkézenfekvőbb magyarázat az, hogy a rendszert övező sötét halo potenciálja akadályozza meg a gáz elillanását. Ezért az óriás elliptikus galaxisok röntgenkoronái a rejtett tömeg létének egyik fontos bizonyítékát jelentik.

Ahogy a korona sugárzással hűl, a nyomáscsökkenés miatt lassan zsugorodik, vagyis azt várjuk, hogy a gáz befelé áramlik (*hűlőáramok*). A befolyó gázt a csillagok gázvesztése friss, forró anyaggal pótolja, így a korona állandó állapota fennmaradhat. A galaxis centrális vidékein a beérkező, lehűlt gáz egyes elképzelések szerint kis tömegű csillagokká, barna törpékké vagy planetáris testekké kondenzálódhat. Hűlőáramok a galaxishalmazokat kitöltő, a galaxisok gázvesztéséből származó, még forróbb *halmazközegben* is fellépnek, és ott közvetlenül is észlelhetők.

A törpe elliptikus galaxisok az óriásokkal szemben szinte egyáltalán nem tartalmaznak gázt. Ennek oka valószínűleg az, hogy itt a szupernóvák lökeshulláma időről időre képes az összes gázt kisöpörni a rendszerből.

A galaxiskorongok gázanyaga jóval hűvösebb; állapotát a 3.1. szakaszban tárgyaltuk. Mivel a gáz nem ütközésmentes, egyes darabjai nem mozoghatnak egymást metsző pályákon: **a gáz zárt pályákon** (elfajult hurokpályákon, forgásszimmetrikus esetben körpályákon) **kering a galaxis szimmetriásíkjában**. Ha a korong szerkezete eltér a forgásszimmetriától, akkor a gáz áramlása nem lesz sima, hanem abban általában lökeshullámok lépnek fel. Így pl. **a gáz a spirálkarokon** (sűrűség hullámokon) **áthaladva feltorlódik, és lökeshullám lép fel benne**. A lökeshullám masszív, instabil magokat tartalmazó molekulafelhők keletkezését, és a csillagképződés (különösen a masszív csillagok képződése) hirtelen növekedését váltja ki. A keletkező masszív csillagok életüket néhány tízmillió év alatt leélve mindvégig a karban maradnak, ezért **a forró, fényes csillagok és az őket övező H II régiók erősen a spirálkarokba koncentrálódnak**. Ezért olyan feltűnőek a karok, noha a sűrűség hullám amplitúdója csak 10–15 %; és ezért nemigen látunk spirálszerkezetet a gázanyagukat (talán más galaxisokkal történt ütközések során) elveszített anémikus rendszerekben. Az észlelések részleteikben is megerősítik az elméleti jóslatokat: ahol a gáz a karokba belép, és összetorlódik, sűrű, sötét porfelhőket láthatunk. Lejjebb a “folyásirányban” a gáz már csillagokká koncentrálódott, és feltűnnek a H II régiók.

Az észlelések tehát megerősítik a sűrűség hullám-elmélet jóslatait, annak ellenére, hogy az egyes módusok beazonosítása és a gerjesztő mechanizmus tisztázása igen bonyolult, és ma még csak néhány esetben megoldott feladat.

Lehetséges, hogy a spirálszerkezet fenntartásában és hullámszerű terjedésében a kollektív effektusok mellett magának a benne zajló csillagképződési folyamatnak is közvetlen szerepe van. A 3.2. szakaszban láttuk, hogy a csillagkeletkezés “ragályos” folyamat: a karban keletkezett masszív csillagok egész életüket hamar leélve szupernóvaként fellángolnak, és a keletkező lökeshullám újabb csillagok keletkezését váltja ki. Számítógépes szimulációkban kimutatható, hogy a paraméterek megfelelő beállítása esetén ez a mechanizmus önmagában is spirálszerkezet kialakulásához vezethet. Ez az ún. *stochasztikus önterjedő csillagképződés*. Valószínű azonban, hogy a legtöbb galaxisban ez a jelenség legfeljebb másodlagos szerepet játszik a sűrűség hullám mellett. (A flokkulens spirálokban azonban talán csak ez a mechanizmus működik.)

A korongbeli gáz csomós eloszlása, az óriás molekulafelhők jelenléte egyébként komoly hatást gyakorolhat a galaxis dinamikájára. A csillagok szóródása a GMC-ken (az ún. *Spitzer–Schwarzschild mechanizmus*) ugyanis a csillag-csillag ütközéses relaxációnál sokkal gyorsabb, ún. *felhő-csillag ütközéses relaxációhoz* vezet. Ez a spirálkarokon történő szóródással együtt oda vezet, hogy a korongcsillagok pályaeccentricitása és -inklinációja életük során folytonosan nő.

A NUKLEUSZ A galaxisok központi vidékein mutatkozó aktivitási jelenségek jelleg-

zetességei valamint a galaxismag csillagainak kinematikája alapján kimutatható, hogy **az óriásgalaxisok nukleuszában supermasszív** ($10^6\text{--}10^9 M_\odot$) **fekete lyukak találhatók**. A lyukba folytonosan anyag hullik be, ugyanis a galaxis gázanyagában mindig fellép bizonyos energiadisszipáció (ez a lökeshullámokban különösen erős), ezért a gáz nem szigorúan zárt pályákon mozog, hanem befelé “spirálozik”. A behulló anyag felszabaduló gravitációs potenciális energiája a kompakt objektumok és a protocsillagok akkréciójánál tapasztaltnál hasonló, de sokkal nagyobb léptékű és hosszabb időskálájú jelenségeket (bipoláris nyalábok, kitörések, emisszió) okoz. Ha a disszipáció, és így az akkréciós ráta valamilyen okból (pl. egy, a galaxist kváziegyensúlyi állapotából kibillentő kölcsönhatás miatt) szokatlanul megnő, a nukleuszból származó energia uralhatja a galaxis egész luminozitását, így *aktív galaxist* észlelünk.

A fekete lyuk kialakulásának értelmezése különös nehézséget nem támaszt, hiszen könnyen elképzelhető olyan jelentős akkréciós ráta, amely mellett a galaxis élettartama alatt egy normális méretű centrális fekete lyuk elérhette a jelzett méreteket.

SÖTÉT HALO Mint már többször utaltunk rá, a jelek arra vallanak, hogy a galaxisok tényleges tömege a láthatónak többszöröse. E rejtett tömeg pedig főleg a periferián, egy sötét halóban található. A sötét halo gravitációs potenciálja hatással van a rendszer dinamikájára.

A rejtett tömeg létének fő bizonyítéka elliptikus galaxisokban a már említett röntgenkorona, koronggalaxisokban viszont a HI rotációs görbéjének lapossága. (A körpályán mozgó gáz rotációs sebességét a pályán belüli össztömeg határozza meg, ez pedig az észlelések szerint nem csökken a galaxis látható tömegével azonos mértékben.)

4.3. A TEJÚTRENSZER SZERKEZETE

ÁLTALÁNOS SZERKEZET Galaxisunk szerkezetének felderítése külső rálátás híján bizonyos szempontból különlegesen nehéz feladat. Így például csak a 20. század végén fedezték fel, hogy a Tejútrendszernek is van egy kis küllője, bár ennek mérete nem elég jelentős ahhoz, hogy galaxisunkat egyértelműen az SB osztályba sorolhassuk. A Tejút tehát *Sb/SBb* típusú, I vagy II luminozitási osztályú galaxis. Abszolút fényessége kb. -20^m5 lehet; a teljes luminozitás mintegy 15 százaléka származik a szferoidból. **A korong sugara** (ahol az exponenciális diszk letörik) **15 kpc körül van**, az öböl sugara (a szferoid effektív rádiusza) 2.5–3 kpc — ez kb. a küllő félnagy tengelyével egyezik meg. A szferoid külső része, **a halo azonban egészen a centrumtól mintegy 25 kpc távolságig terjed**; határa természetesen nem éles, és még ennél messzebb is található a Tejútrendszerhez tartozó objektumok.

Galaxisunk központjában $2.6 \cdot 10^6 M_\odot$ tömegű fekete lyuk helyezkedik el.

Napunk a Galaxis korongjában, a centrumtól 8.3 ± 0.4 kpc távolságban fekszik; 220 km/s sebességgel mozogva a centrumot kb. 230 millió év alatt kerüli meg. Epiciklikus periódusa mintegy 175 millió év.

A korong rotációs görbéje és a szomszédos galaxisok mozgása alapján arra következtethetünk, hogy **Tejútunk is igen jelentős mennyiségű rejtett tömeggel rendelkezik**,

mely főleg egy sötét halóban található. (A sötét anyag egy kisebb hányada esetleg koncentrálnálódhat a Galaxis korongjában is.)

ALRENDSZEREK ÉS POPULÁCIÓK Az észlelések szerint **a szferoid** (az öböl és a halo) **kizárólag II. populációs, a mag és a korong pedig túlyomórészt korong populációs csillagokból áll. Az I. populációs csillagok a spirálkarokba tömörülnek.** A csillagok populációs hovatartozása és kora közötti összefüggést (3.1. szakasz) figyelembe véve ebből arra következtethetünk, hogy a szferoidális alrendszer már a Galaxis fejlődésének kezdeti szakaszában kialakult, és azóta lényegesen nem változott. A korongot jelenleg képező csillagok viszont átlagosan fiatalabbak (bár maga a korong szintén lehet igen öreg).

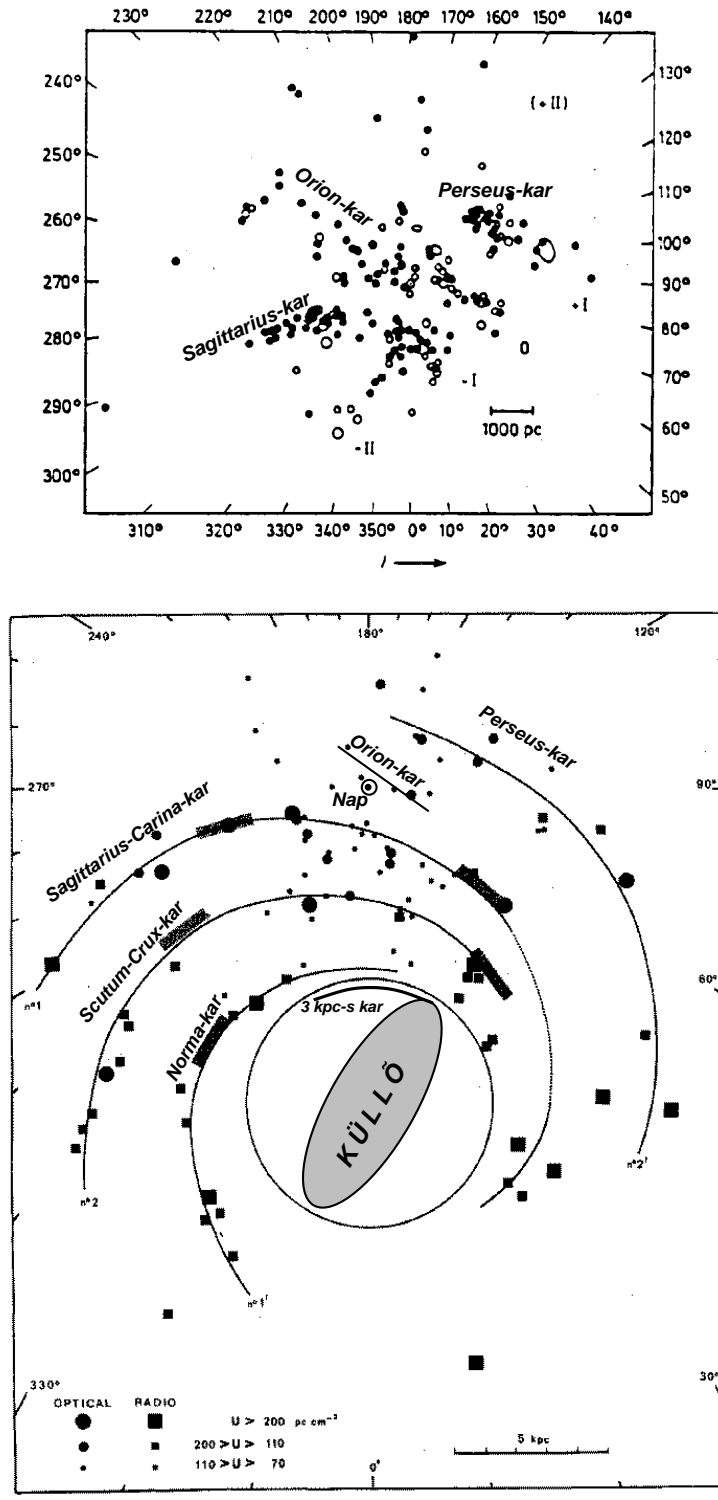
Sok más galaxishoz hasonlóan a Tejútrendszerben is kimutatható a főleg II. populációs csillagokból álló *vastag korong* jelenléte, ennek a korong egységnyi felületére vetített tömege azonban a korongénak csupán egyötöde. Az exponenciális korong skálahossza a korong populációs csillagok eloszlása alapján 2.5 ± 0.5 kpc; az I. populációs csillagok eloszlása ennél kiterjedtebbnek tűnik, ami arra látszik utalni, hogy a korong a csillagképződés révén kifelé nő. Ez a jelenség más spirálgalaxisokban is tapasztalható.

SPIRÁLSZERKEZET A 25. ábra néhány fiatal objektum eloszlását mutatja a Tejút korongjában. A Nap környezetében jól láthatóan kirajzolódik három spirálkar, melyek közül a belsőt *Sagittarius–Carina*-, a középsőt *Orion*-, a külsőt pedig *Perseus-karnak* nevezik. A Tejút egészét tekintve a kép ma még korántsem olyan tiszta, mint a legközelebbi tartományban. Az I. populációs objektumok eloszlása arról tanúskodik, hogy galaxisunk négy fő, globális spirálkarral rendelkezik (25. ábra); e két karpár egyike (Sgr-Car/Nor) a másiknál markánsabbnak, jobban fejlettnak tűnik. A Napot is tartalmazó Orion-kar nem része a globális spirálszerkezetnek, csak egy helyi képződmény.

A HI eloszlása alapján kapott karoknak a fiatal objektumok által kirajzolt négy globális karhoz való viszonya nem minden esetben tisztázott. A korong populációs csillagok eloszlásában mutatkozó mintázat (vagyis a voltaképpen sűrűség hullám) pedig egyesek szerint jobban reprezentálható egy kétkarú, a fentitől független spirálszerkezettel: így a galaktikus spirálszerkezet egy két- és egy négykarú spirál szuperpozíciója lenne (amire más galaxisokban is van példa).

A 25. ábrán látható ágak követő ágak. (A Tejútrendszer forgásiránya retrográd, az óramutatóéval megegyező.) Nem világos azonban, rövid vagy hosszúhullámú módusokról van-e szó. Előbbi esetben a korotációs zóna a rendszer peremére esne, utóbbi esetben viszont a Nap maga sem állna messze a korotációtól.

Emellett úgy tűnik, hogy a globálisaknál szabálytalanabb és eltérő dőlésű, Naprendszerünket is tartalmazó Orion-kar azoknál kevésbé nagyléptékű és hosszútávú, lokális zavar eredménye lehet. Míg a másik két kar talán kvázistacionárius sűrűség hullámot reprezentál, az Orion-kar inkább egy helyi csillagvihar által indukált módus lehet, melynek fenntartásához az önterjedő csillagképződés is hozzájárulhat. Ezt alátámasztja az a tény, hogy az észlelések szerint a Nap néhány száz parszekes környezetében az utóbbi néhány tízmillió évben igen intenzív csillagképződési folyamatok zajlottak. A Nap közvetlen környezetében a csillagok jelentős hányada (talán fele) igen fiatal objektum (pl. flercsillag), jóval több, mint a Tejútrendszer egy átlagos vidékén. E fiatal csillagok mozgását visszafelé extrapolálva kiderül, hogy elég jelentős hányaduk a mintegy 130 pc távolságban levő Skorpió–Kentaur asszociációból vagy vele szomszédos más asszociációkból származik. Ebben a térségben ma is folyik csillagképződés, a ρ Ophiuchi-komplexum nevű óriás molekulafelhőben, ez azonban csak egy korábbi szuperkritikus GMC maradványának tűnik, amelyben valaha sokkal intenzívebb csillagképződési folyamat zajlott. A létrejött fiatal csillagok eruptív jelenségei, H II régiói, szele és



25. ábra: Fiatal objektumok Tejútkorongra vetített eloszlása. *Fent:* fiatal nyílthalmazok és asszociációk, [1] nyomán. *Lent:* HII régiók, Georgelin & Georgelin (1976) és Weiland et al. (1994) nyomán. Az ún. 3 kiloparszekes kar egyes vélemények szerint valójában nem spirálkar, hanem egy belső gyűrű darabja.

szupernóvarobbanásai táguló szuperhéjat képezve a felhő maradék anyagát nagyrészt szétszórta, így az őket gravitációsan összetartó tömeg eltűnésével asszociációik tágulni kezdtek, mígnem egyes csillagaik elérték a Nap mai környezetét. A szuperhég képezte ki a Naprendszer körülvevő Lokális Buborékot, (vö. 3.1. szakasz). Később más GMC-kbe ütközve a hég majd újabb csillagképződési folyamatokat indukálhat, amint gyanítható, hogy már a Sco–Ophi térségben is egy még korábbi szuperhég váltotta ki a csillagképződést (talán ugyanaz, amely később az Orion óriás molekulafelhőben is ilyen, jelenleg épp felfutóban levő folyamatokhoz vezetett). A $4.6 \cdot 10^9$ éves Nap persze csak véletlenül csöppent bele galaktikus vándorútja során e viharos tartományba.

A LOKÁLIS CSOPORT Galaxisunk körül egy-két tucatnyi kisebb tömegű szatellitagalaxis kering (legjelentősebb a két Magellán-felhő). A Tejút párja és talán hasonmása, az M31 jelű Androméda-köd, mely kb. 750 kpc távolságban helyezkedik el. Szintén óriás spirálgalaxis, melyet tucatnyi szatellita kísér. A Lokális Csoportot az M33 jelű, a Tejútnál és az M31-nél valamivel kisebb spirálgalaxis hármas rendszerré egészíti ki.

4.4. KÖLCSÖNHATÁS ÉS AKTIVITÁS

A GALAXISOK KÖLCSÖNHATÁSA A galaxisok mérete nem elhanyagolható távolságukhoz képest. Az egymást megközelítő galaxisok szerkezetére az árapályerők drámai hatással vannak. A galaxiskölcsönhatás ma sem ritka jelenség, az Univerzum korábbi időszakában pedig a galaxisok közti kisebb távolságok miatt még gyakoribb lehetett.

Ha a kölcsönhatás viszonylag gyenge, a csillagrendszer szerkezete csak kismértékben torzul el. Így pl. a galaxis fényességeloszlása a periférián “széthúzódhat” (*árapályfeszítés*), vagy a spirálkarok kigömbülhetnek a fősíkból.

Erősebb kölcsönhatás esetén a galaxisok tömeget is veszíthetnek vagy adhatnak át egymásnak. Különösen a diffúz anyag illan el könnyen. A mai elképzelések szerint pl. a törpe elliptikus galaxisok a törpe korong- és szabálytalan galaxisok gázvesztésével alakulnak ki. Az anyagvesztés miatt a galaxis profilja a periférián levágódhat (*árapályacsonkolás*); a két galaxis között *híd* képződhet, és belőlük egymással ellentétes irányban *csóva* nyúlhat ki. Az elliptikus galaxisokban anyagfelvétel esetén az egyik fősíkban porgyűrű vagy -korong jöhet létre (*Ep* galaxisok), a koronggalaxisok körül síkjukra kb. merőleges *polárgyűrű* képződhet.

Végül különösen erős kölcsönhatás esetén a két galaxis össze is olvadhat. Ilyen összeolvadás utolsó kifutó zavarhullámai lehetnek talán az egyes *E* és *S0* galaxisokban látható héjstruktúrák.

Két hasonló méretű galaxis összeolvadása során a diffúz anyagban terjedő lökéshullámok intenzív **csillagvihart** váltanak ki. A diffúz anyag egy része az új csillagok létrejötté során használódik fel, maradékát pedig a fellángoló szupernóvák által hajtott *galaktikus szél* kisöpri a rendszerből. A csillaggáz ugyanakkor **violens relaxációval** újabb kvázi egyensúlyi konfigurációt vesz fel, és **elliptikus galaxis alakul ki**.

Ha egy nagyobb galaxisba kisebb olvad be, az okozott zavar csekélyebb, a gázanyag részben megmaradhat egy korongban. **0.1 nagyságrendű tömegarány esetén** a hatás még elegendő arra, hogy a galaxis Hubble-típusát korábbivá tegye, így **spirális galaxisból S0 alakul ki**.

Az elliptikus és *S0* galaxisok kölcsönhatásos eredete magyarázza az empirikus *morfológia-sűrűség relációt*, mely szerint a sűrűbb halmazmagokban az elliptikus galaxisok aránya nagyobb, mint a

ritkább periférián. Emellett az óriásgalaxisok kiterjedt burkába belépő kisebb csillagrendszerek ott a dinamikai sűrűlódás miatt lefékeződnek, és beeshetnek az óriásgalaxisba (*galaktikus kannibalizmus*). Ez a jelenség fokozottan érvényesül a sűrű halmazmagokban elhelyezkedő óriásoknál, melyeknél a dinamikai sűrűlódásba a halmaz többi galaxisa is “besegít”, így a halmazok közepén igen nagy méretű galaxisok alakulhatnak ki.

A legsűrűbb halmazmagokban rendszerint egy rendkívül fényes (-24^m), kiterjedt burokkal rendelkező szuperóriás elliptikus galaxis, ún. *D*, sőt *cD* galaxis helyezkedik el. Ez a rendszer valószínűleg sok kisebb galaxis elfogyasztásával hízott ekkorára; az összeolvadásokról tanúskodnak a *cD*-knél gyakori többszörös nukleuszok is. A kiterjedt burok egy része azonban talán nem a galaxis gravitációsán kötött halója, hanem a halmaz “közös tulajdona”, és az egyes galaxisokból különféle okok miatt elszökött mezőcsillagok alkotják. Nem világos, hogy a *cD* galaxis a dinamikai sűrűlódás miatt jutott-e eredetileg a halmaz közepére, vagy *in situ* keletkezett-e a hűlőáram csillagokká kondenzálódása folytán.

Intenzív anyagfelvétel vagy egy másik galaxis beolvadása esetén a galaxis alakja átmenetileg úgy eltorzulhat, hogy a hagyományos morfológiai osztályokba besorolni lehetetlen. Ezek a **pekuliáris (I0) galaxisok**.

Nevezik őket II. típusú szabálytalan galaxisoknak is, ellentétben a szabálytalan fényességeloszlású, de szabályos tömegeloszlású *Im* galaxisokkal. Gyakori típusuk az *amorfgalaxisok*: e rendszerek nagymennyiségű diffúz anyagot vettek fel, minek következtében az individuális csillagok gyakran nem is láthatók bennük. A *gyűrűgalaxisok* (belül üres, gyűrű alakú rendszerek) valószínűleg egy másik galaxissal való nagysebességű, frontális ütközés során jönnek létre. A pekuliáris galaxisok közé sorolják a legerősebb *Ep* galaxisokat is. További típusaik az *N* galaxisok, a *BCD* galaxisok és az intergalaktikus H II régiók, melyek egytől egyig anomális spektrumúak, így majd az aktív galaxisoknál szólunk róluk.

AKTÍV GALAXISOK Mint arra a 4.1. szakaszból emlékezhetünk, **aktív galaxisoknak az anomális spektrumú galaxisokat nevezzük.**

A galaxisok kölcsönhatása és aktivitása igen gyakran egymást kísérő jelenségek. Egy galaxis aktivitását valamilyen nagyléptékű zavar váltja ki, ami a csillagközi gázban lökeshullámok megjelenéséhez vezet. Ilyen zavart legtöbbször kölcsönhatás okozhat. A zavar kétféle úton is a rendszer aktivitásához vezethet: a lökeshullámok **csillagvihar** válhatnak ki, és a megnövekedett disszipáció miatt a centrális fekete lyukba hulló anyag nagy mennyisége **nukleáris aktivitáshoz** vezethet.

A csillagvihar a sok H II régió és intenzív flerezés miatt *emissziós spektrum* kíséri. Gyakori a *mézezés* is. Ahol a csillagvihar jelenléte közvetlenül egyértelműen kimutatható, *csillagvihar-galaxisról* beszélünk. Gyakori körükben a pekularitás; pl. ilyenek a kizárólag fiatal csillagokból álló *intergalaktikus H II régiók*, melyek alighanem újszülött galaxisok. A *kék kompakt törpegalaxisok* (*BCD*) vagy szintén újszülött törpék, vagy már korábban létezett, de igen intenzív csillagviharon átmenő rendszerek. Az *amorfgalaxisok* körében is sok csillagvihar-galaxist találunk.

Az aktív nukleuszú galaxisokat szintén morfológiai pekularitás jellemzi: a nukleusz szokatlannul fényes (*N galaxisok*). Az aktív galaxisokat azonban általában célszerűbb spektrumuk, mintsem morfológiájuk alapján osztályozni.

A nukleárisan aktív galaxisok néhány fontosabb típusa a következő:

- A **Seyfert-galaxisok** gerjesztett széles és keskeny emissziós vonalakat mutató spirálgalaxisok. Fényük gyengén polarizált és igen változékony (utóbbi jellemző a forrás kis méretére utal). Az infravöröstől a röntgentartományig terjedő erős kontinuumot

mutatnak. A **kvázisztelláris objektumok** (QSO-k) nagy vöröseltolódású Seyfert-galaxisok, melyek nukleusza körül a galaxis igen halvány, vagy nem is látható.

- A **rádiógalaxisok** a Seyfertekhez hasonló spektrális jellemzőket mutató elliptikus galaxisok, melyeknek rendkívül erős rádió kontinuum sugárzása van (a galaxis teljes luminozitásának nagy részét ez adja). A rádiósugárzás többnyire főleg a galaxis két oldalán elhelyezkedő, relativisztikus sebességű bipoláris kilövellésekből ered. A **kvázisztelláris rádióforrások** (QSR) vagy **kvazárok** a QSO-k rádiógalaxis megfelelői. A QSO-kat és QSR-eket közös néven kvázisztelláris forrásoknak (QSS) nevezik, de gyakran az egész csoportot csak kvazárként emlegetik. **A kvazárok tehát olyan, nagyon erős aktivitást mutató galaxisnukleuszok, melyek nagy távolsága miatt magát a galaxist megfigyelniük lehetetlen, vagy nagyon nagyon nehéz.**
- A **blazárok** olyan QSR-szerű objektumok, melyek rádiószerkezete nem mutat bipoláris struktúrát, az optikai spektrumot pedig rendkívül erős kontinuum és igen gyenge, vagy nem is látható emissziós vonalak jellemzik. Jellemzőek a drámai, gyors változások és az erős polarizáció. (A vonalakat egyáltalán nem mutató blazárok a *BL Lacertae objektumok* vagy Lacertidák.) A legelterjedtebb elképzelés szerint a blazárok olyan rádiógalaxisok, amelyeket éppen a bipoláris nyaláb irányából látunk, és a relativisztikus effektusok miatt a nyalábokból különösen erős kontinuumot észlelünk.
- A **LINER-ek** (Low Ionisation Nuclear Emission Region Galaxies), mint nevük mutatja, keskeny, alacsony gerjesztésű vonalakat mutatnak, kontinuum és változás nélkül. Kétséges, hogy emissziójuk oka nukleáris aktivitás-e, vagy a nukleáris tartományban zajló csillagvihar, esetleg más effektus.

Egyébként a Seyfert- és rádiógalaxisoknak is van egy olyan alcsoportja (Seyfert II-k illetve keskeny vonalú rádiógalaxisok), ahol a széles vonalak hiányoznak, a kontinuum gyenge vagy nincs jelen, és változás sincsen. Nem világos, hogy ezek egyszerűen fedett magú klasszikus Seyfert- és rádiógalaxisok-e, vagy esetleg itt is más mechanizmus okozza az aktivitást.

4.5. A GALAXISOK FEJLŐDÉSE

A SÖTÉT KOR Mivel a galaxisok látható anyaga csillagokból és a csillagok által nehézelemekben feldúsított gázból áll, a csillagok pedig a diffúz anyag összesűrűsödésével jönnek létre, kézenfekvő, hogy a galaxisok ősei kiterjedt, fémszegény gázfelhők lehettek. E “felhők” voltaképpen az Univerzumot egykor többé-kevésbé egyenletesen kitöltő gázaanyag különösen erős, és így gravitációsan instabil sűrűsödései (pozitív sűrűségfluktuációi) voltak. E fluktuációk ma is közvetlenül megfigyelhetők (ha egyelőre nem is a későbbi galaxisoknak megfelelő kicsiny léptékeken) a **kozmosz mikrohullámú háttér véletlen anizotrópiái** képében.

Az Univerzum tágulása során, mint már említettük, a fotonok hullámhossza minden más hosszúsággal együtt nő. Ennek következtében a tágulást időben visszafelé követve, a mikrohullámú háttér hőmérséklete — a Wien-féle eltolódási törvénynek megfelelően — nő, és $z = 1000$ táján fotonjainak energiája meghaladja a hidrogén ionizációs energiáját. (Az Univerzum kora ekkor néhány százezer év volt.) Ezelőtt tehát, a galaxisok korának kezdetén, a közeg ionizált volt, és az akkor uralkodó nagy sűrűségek mellett átlátszatlan is (ionizált közegben a szabad-szabad átmenetek miatt a fotonok szabadúthossza rövid). Az

ezt megelőző idők történetét majd az 5.2. szakaszban tárgyaljuk. A rekombináció* után viszont az opacitás hirtelen lecsökkent, a világ átlátszóvá vált, így az ekkor emittált fotonok túlnyomó többsége — egyre növekvő hullámhosszal — akadálytalanul száguldhatt a táguló űrben mind a mai napig, amikor is a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás képében észleljük őket. A háttér fotonjai tehát az emissziójuk idején, a rekombináció korában, $z = 1000$ táján uralkodott viszonyokról tudósítanak.

A rekombináció után az egyre hűlő és ritkuló neutrális hidrogén szinte egyáltalán nem sugárzott, így az Univerzum műszereink számára mindenképpen sötétségbe burkolózik egészen addig, míg a gáz csomósodási folyamatának eredményeképpen valamikor (nagyon bizonytalan becslések szerint) $z \sim 10$ körül ki nem gyulladtak az első csillagok (“Első Fény”). Ez az $1000 \gtrsim z \gtrsim 10$ időszak az Univerzum ún. “Sötét Kora”. (Időtartamban a Sötét Kor kb. néhány százmillió évet fog át.)

HIERARCHIKUS HALMOZÓDÁS Láttuk, hogy a galaxisok, s még inkább a galaxis-halmazok a látható anyagon túl azt nagyságrendileg meghaladó mennyiségű sötét anyagot is tartalmaznak. Ezért, ha a sűrűségfluktuációknak a Sötét Kor folyamán végbement fejlődésére vagyunk kíváncsiak, figyelmünket a sötét anyag eloszlására kell összpontosítanunk, hiszen lényegében ez hozta létre a barionos gáz mozgását meghatározó gravitációs potenciált.

A barionos anyag mennyiségére a korai Univerzumban lezajlott nukleoszintézis modellezése alapján kapott korlátok (5.1. szakasz) alapján jó okunk van feltételezni, hogy ez a sötét anyag többségében nem barionos természetű. Mint a Bevezetésben szó volt róla, két lehetséges összetevője: (energiájukhoz képest) kistömegű neutrínók vagy nagytömegű hipotetikus részecskék, wimpek. Az energiájukhoz képest kistömegű részecskék eloszlására öngravitációjuk kevesebb hatással van, “csomósodási” hajlamuk gyengébb, különösen kis léptékeken; a wimpek kisléptékű struktúráképzési hajlama viszont nagyobb. Ezért az első esetben “forró sötét anyagról” (hot dark matter, HDM), az utóbbiban “hideg sötét anyagról” (cold dark matter, CDM) beszélünk.

A fentiek alapján nem meglepő, hogy a részletes modellek szerint HDM esetén az Univerzumban először csak igen nagyléptékű alakzatok válhattak gravitációsan instabillá, s a kisléptékű szerkezet csak ezek — igen hosszú időskálán lezajló — kollapszusa után, másodlagosan jöhet létre, vagyis a struktúráképzés “felülről lefelé” folyik. Az így jósolt szerkezet nem ad jó egyezést a megfigyelt anyageloszlással, így az sem valószínű, hogy a sötét anyag nagyrészt HDM-ből állna.

A ma általánosan elfogadott nézet az, hogy a sötét anyagban a CDM dominál (noha ez mindeddig nem észlelt részecskékből állna). A CDM modellben minden fizikailag érdekes léptékű fluktuáció instabil, és a saját (a táguló térben számított) szabadesési időskáláján tömörödik. Mivel ez az időskála a kisebb létekekre rövidebb, először a kisléptékű (galaxistömegű) rendszerek alakulnak ki és jutnak viriálegyensúlyba, majd ezt követően halmozódnak nagyobb egységekbe. Itt tehát **a struktúráképzés “alulról felfelé” történik**: ez a *hierarchikus halmozódás*. A hierarchiában felfelé haladva az adott léptékű egységek nagyobb kötött rendszerekbe szerveződnek, majd ütközéseik és árapály-kölcsönhatásaik során lassan sorra össze is olvadnak.

Mivel a CDM csak gyengén kölcsönható részecskékből áll, a csillagághoz hasonlóan

* “Rekombináció” szó szerint “újra összeállást” jelent, így ez esetben voltaképpen csak “kombinációt” kellene mondanunk, hiszen ez volt a világ történetében az első eset, hogy a protonok és elektronok hidrogénatomokká álltak össze.

ütközésmentes, nemdisszipatív gázként kezelhető, így a virializáció során kiterjedt ellipszoidális konfigurációkba tömörül: ezek a majdani galaxisok sötét halói. A nagyobb léptékű struktúrák (csoportok, halmazok) összeesése tovább tart, így ezek később virializálódnak. A szuperhalmazok pl. még csak kollapszusuk kezdeti fázisában tartanak. A legszegényebb galaxishalmazok violens relaxációja sem fejeződött még be. A gazdag halmazok viszont már ($z \sim 2-3$ táján) violensen relaxáltak, és ma szerkezetük az elliptikus galaxisokéra emlékeztet nagyobb méretekben; sőt a sűrűbb halmazmagokban a tömegszegregációra utaló jelek is vannak. Az észlelések tehát a CDM modell jóslatait támogatják.

Az észlelt nagyléptékű struktúrák kielégítő értelmezéséhez ugyanakkor a legtöbb modellben szükség van egy gyengébb HDM komponensre és/vagy az ún. preferenciális (biased) galaxisképződésre is. E némileg önkényes utóbbi feltevés szerint a látható galaxisok eloszlása nem tükrözné a tömegeloszlást, mivel a galaxisok és galaxishalmazok csak a legnagyobb sűrűségű helyeken jöttek volna létre — így eloszlásuk már kollapszus nélkül is kellően “csomós” lehet, ha a preferencia nagy léptékeken erősebb.

A halmazódás vizsgálatához igen fontos észlelési megkötést nyújthat a galaxisok *korrelációs függvényének* vizsgálata, amiből a sűrűségfluktuációk eredeti spektrumára (amplitúdójuk méretfüggésére) próbálunk következtetni. Az észlelések szerint a $\xi(r)$ korrelációs függvény, amelyet a

$$\Delta N = n[1 + \xi(r)]\Delta V \quad (4.15)$$

összefüggés definiál (n a galaxisok átlagsűrűsége, ΔN a galaxisok számának várható értéke egy adott galaxistól r távolságra levő ΔV térfogatban),

$$\xi(r) = (r/r_0)^\alpha \quad (4.16)$$

alakba írható, ahol $\alpha = 1.77 \pm 0.04$ és $r_0 \sim 7-9$ Mpc (ha H értékét 65-nek vesszük).

A PROTOGALAXISOK KONTRAKCIÓJA A semleges barionos gáz eloszlása kezdetben feltehetőleg nagyjából követte a CDM-ét, így a sötét halokkal megegyező méretű és hőmérsékletű felhőket alkotott. E felhők hőmérsékletét az adott csomósodás viriálegyensúlya szabta meg, s a protogalaxisokra 10^4-10^5 K volt, a csoportokra és halmazokra pedig 10^6-10^8 K. Mivel a barionos gáz a CDM-mel szemben disszipatív természetű, termikus sugárzása révén felhői hűlni tudtak, s ezáltal tovább zsugorodtak. E ponton tehát a barionos anyag és a CDM fejlődése elvált egymástól.

A hűlés és az ebből következő tömörülés sebességét az $\mathcal{L}(T)$ *hűlési függvény* szabta meg. Mint már az 5.1. szakaszban szó volt róla, e függvény sajátsága, hogy mintegy 10^5 K fölött *ellaposodik*, sőt 10^6 K felett csökkenni kezd. Ez a sajátság szabta meg a galaxisok karakterisztikus tömegét, ui. eszerint **a néhány tízezer fokos, sűrűbb protogalaxisok hatékonyan hűlni tudtak, s így galaxisokká állhattak össze.** A $T > 10^6$ K híg protohalmazok hűlési ideje viszont meghaladja az Univerzum életkorát, így mindeddig nem állhattak össze egyetlen “szupergalaxissá” a halmaz közepén (bár nem kizárt, hogy a távoli jövőben ez még bekövetkezik).

A galaxisokon és halmazokon kívül rekedt híg barionos gáz mennyisége becslések szerint (ld. 5.1. szakasz) a barionos anyag teljes tömegének 90 %-a. Ez a hatalmas mennyiségű, híg anyag $z \sim 4$ idején már ismét igen magas hőfokú kellett legyen, mivel semleges állapota esetén abszorpció vonalainak meg kellene jelenniük a távoli égitestek színpéjében. Ez az ún. *újráfűtés* feltehetőleg $z \sim 5-10$ táján játszódott le, de pontos mechanizmusa egyelőre vitatott. Magyarázata az lehet, hogy a csillagkeletkezés fellendülésével egyre több forró, fényes, fiatal csillag jelent meg az Univerzumban. Ezek együttes UV-sugárzása, valamint a belőlük lett szupernóvák és kozmikus sugaraik az intergalaktikus gázt ismét ionizálták, és több százmillió fokos hőmérsékletre fűtötték.

A protogalaktikus felhő összehúzódása legalább a galaxis τ_{cr} áthaladási ideje alatt, de inkább még hosszabb idő, tehát sok száz millió év alatt ment végbe. Már láttuk, hogy gravitációsan instabil helyi sűrűsödésekből ennél lényegesen rövidebb idő alatt létrejöhetnek individuális csillagok, tehát valószínű, hogy **a gáz egy hányada, főként a felhő sűrűbb, kis impulzusmomentumú belső részeiben, már a kontrakció befejeződése előtt csillagokká tömörült.** Ettől kezdve a galaxis anyaga két komponens — egy ütközésmentes, nemdisszipatív csillaggáz és egy közönséges disszipatív gáz — keverékeként fogható fel. A két komponens anyaga folytonosan cserélődik, hiszen a gáz csillagokká tömörül, a csillagok pedig tömeget veszítenek. Az összehúzódás során a periférikus vidékeken esetleg kisebb helyi barionos sűrűsödések is gravitációsan instabillá válhattak.

AZ ALRENDSZEREK KIÉPÜLÉSE A csillagok kikondenzálódása folytatódott, a megmaradt gáz azonban folyamatosan hűlt és zsugorodott, ezért az újabb csillagok keletkezése egyre inkább a mag tájékára koncentrálódott, és kintebb a csillagkeletkezési ráta visszaesett. Így **a később keletkezett, több fémeket tartalmazó csillagok egyre erősebben koncentráálódtak a centrum felé.** Az ellipszoidális alrendszerekben valóban megfigyelhető ez a tendencia. Az elsőként létrejött galaxisok tehát a hierarchikus halmozódási képen törpe szferoidális galaxisok voltak.

A protogalaxis későbbben beeső, periférikus gázanyaga nagyobb impulzusmomentummal rendelkezett, így összeesését a perdület megmaradása az akkréciós korongok kialakulásánál tárgyalthoz hasonló okokból megakadályozta, és **a gáz inkább egy korongba tömörült.** A korong később is kaphatott anyagutánpótlást a szferoid csillagai által elvezített anyagból, illetve a galaxison kívüli eredetű gáz befogásával. (Utóbbi folyamat a Tejútrendszerben ma is megfigyelhető.) A korong anyagának nagy része azonban valószínűleg a korai fázisban akkretálódott, s a befogás idővel egyre inkább lecsengett. A korongban megkezdődött a csillagképződés, és anyagát fémekben lassan feldúsította. A csillagképződési ráta a korongokban még ma is viszonylag jelentős.

A korong- és szferoidális komponens relatív nagysága és kialakulásuk sebessége függhetett a protogalaktikus fluktuációk eredeti amplitúdójától és méretétől. Egyes galaxisoknál a kis kezdeti amplitúdó miatt a kollapszus olyan lassú volt, hogy az anyag máig tisztán gázállapotban maradt, vagy a galaxis kialakulása éppen csak megkezdődött. Itt-ott tehát még ma is keletkeznek galaxisok. Manapság azonban ez a folyamat már igen ritka.

A sekély potenciálvölgygel rendelkező törpegalaxisok esetében gyakran megtörténhetett, hogy egy nagyobb galaxis árapálykeltő hatása, vagy egy-egy akkréciós epizódot követő csillagvihar a korong maradék gázanyagát kisöpörte a rendszerből, így a törpe spirálgalaxisból törpe elliptikus galaxis lett. A folyamat viszont gáz akkréciója révén fordítva is lejátszódhatott. Ezért a törpegalaxisok populációösszetétele gyakran meglepően változatos és hosszú csillagkeletkezési történetről árulkodik.

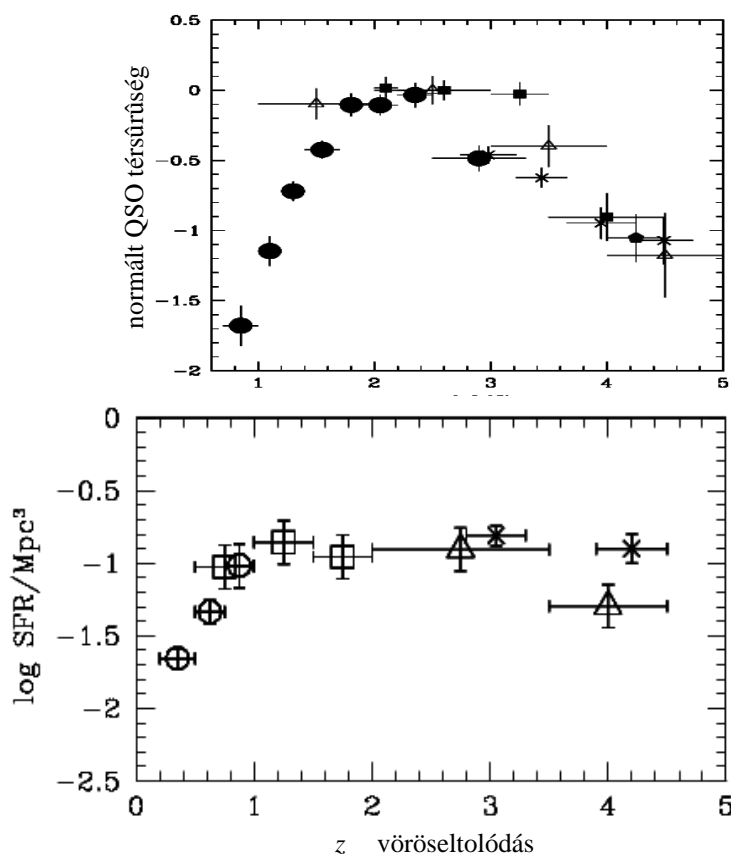
A nagyobb kezdeti tömegű és amplitúdójú fluktuációk fejlődése zavartalanabb volt: egyre több gázanyagot befogva rövidesen **óriás spirálgalaxisokká nőhettek** (pl. Tejút). A korongban fellépő instabilitások útján közben küllők, spirális struktúrák fejlődhetnek ki, melyek további összetett szekuláris evolúciós folyamatokhoz vezettek.

A KVAZÁRKORSZAK A barionos anyagban disszipatív folyamatok révén zajló galaxisképződéssel egyidejűleg a CDM folytatta hierarchikus halmozódását. Mint már láttuk, $z \sim 2-3$ körül (Einstein–de Sitter modell esetén, vö. 5.1. szakasz) sor került a gazdag

galaxishalmazok magjainak virializációjára. Ez a *halmazképződés korszaka*. A nagy sűrűségű halmazmagokban, a halmaz violens relaxációjával együttjáró heves belső mozgások közepette a galaxisok kölcsönhatása, sőt összeolvadása igen gyakori jelenség volt. Mint az előző szakaszban láttuk, éppen ilyen összeolvadások során, tehát többségükben ebben a korban alakultak ki az óriás elliptikus ill. az *S0* galaxisok.

Az intenzív kölcsönhatások ugyanakkor a galaxisok aktivitásának erős megnövekedéséhez is vezettek. Ennek megfelelően ebben az időszakban tetőzik a *kvazárok* gyakorisága.

A kölcsönhatások heves csillagviharokhoz vezettek: a statisztikai vizsgálatok szerint ebben az időszakban, illetve röviddel ezután tetőzött az Univerzumban az átlagos csillagképződési ráta (star formation rate, SFR) is. Az SFR empirikus vöröseltolódás-függését ábrázolja a nevezetes Madau-féle ábra (26. ábra).



26. ábra: Kvazárgyakoriság (*fent*) ill. csillagképződési ráta (*lent*) a z vöröseltolódás függvényében (Madau-féle ábra). A QSO-k térfogategységenkénti gyakoriságát az Univerzumbal együtt táguló vonatkoztatási rendszerben, önkényes normálással adtuk meg. A csillagképződési ráta (SFR, azaz star formation rate) egysége naptömeg/év. (Madau 1999 és Illingworth 1999 nyomán)

Az óriás elliptikus galaxisokban az összeolvadást kísérő nagyon heves csillagvihar igen hamar feldúsította a gázt fémekben, ezért az e galaxisok fő testét alkotó csillagok átlagosan a Tejút korong populációjához hasonló kémiai összetételűek, noha eloszlásuk, mozgásuk és koruk inkább a Tejút II. populációs csillagaiéhoz hasonló. A sok szupernóva lökéshullámai által keltett *galaktikus szél*

viszont hamarosan kisöpörte a maradék gázt a rendszerből, így a csillagképződési ráta hamarosan drasztikusan visszaesett. A halmazközeg ugyanakkor a szél révén fémekben erősen feldúsult.

Az elliptikus galaxisok csillagainak és a spirálgalaxisok halocsillagainak többsége tehát egy rövid periódusban alakult ki az Univerzum fejlődésének első néhány milliárd évében. Fémekben való feldúsításukban ennek megfelelően a II. típusú szupernóvák játszották a vezető szerepet, hiszen az I. típusú szupernóvák túlnyomórészt kisebb tömegű, hosszabb életű csillagok élete végén lángolnak fel. Míg az I. típusú szupernóvák többsége főleg a vascsoport elemeit szórja szét a térbe, a II. típusú szupernóvák jelentős mennyiséget termelnek az α -folyamatokban létrejövő elemekből is, melyeknek gyakoriságát gyakran a magnéziummal reprezentálják. Az a csillagkorongokban érvényes szabály tehát, hogy a fémek relatív gyakorisága állandó (2.1. szakasz), óriás elliptikus galaxisokban és a spirálgalaxisok halóiban nem áll: itt $[Mg/Fe] > 0$, az α -elemek relatíve gyakoribbak.

Végül a $z < 1$ időszakban a kölcsönhatások gyakorisága és az aktivitás lecsengett, a galaxisok többsége passzívan folytatta fejlődését.

A galaxiskor történetét tehát vázlatosan az alábbiakban összegezhetjük:

$z \sim 1000$	Rekombináció	CMB fluktuációk eredete
	Sötét Kor	CDM halók kollapszusa
$z \sim 10$	Első Fény	törpe szferoidális galaxisok galaxiskorongok akkréciója
$z \sim 5$	Újrafűtés	az első óriás spirálok megjelenése
$z \sim 2-3$	Kvazárkorszak	halmazképződés, gE és $S0$ galaxisok létrejötte
$z \lesssim 1$		passzív fejlődés, lecsengő összeolvadási ráta

5. A KOZMOLÓGIA ALAPJAI

5.1. STANDARD KOZMOLÓGIA

ALAPELVEK Mint már a Bevezetésben utaltunk rá, jelenlegi tudásunk szerint a Metagalaxis 100 Mpc feletti léptékeken homogén és izotrop. Ez arra ösztönöz bennünket, hogy az Univerzum fejlődését leíró modellekben kihasználjuk a fenti szimmetriatulajdonságok kínáta lehetőségeket, azaz **feltételezzük, hogy** van olyan vonatkoztatási rendszer, amelyben **az Univerzum térben homogén és izotrop** (abszolút vonatkoztatási rendszer). Ez a **kozmológiai elv**.

Kézenfekvő továbbá, hogy feltételezzük **az energiamegmaradás elvének** érvényességét. Ebből az elvből és az Univerzum tágulásának észlelt tényéből következik, hogy az anyag u energiasűrűsége a múltban nagyobb volt, mint ma, tehát az Univerzum állapota időben változik.

Az ún. *állandó állapotú kozmológiának*, mely az Univerzum állapotának lényegi változatlanságát tételezte fel, azaz a kozmológiai elvet az időbeni homogenitással kiegészítve, azt az ún. *perfekt kozmológiai elvvel* cserélte fel, az energiamegmaradást szükségképpen el kellett vetnie, és az anyag folyamatos, lassú, semmiből való teremtődését kellett feltételeznie. E modell létrejöttét az indokolta, hogy a század közepén a H Hubble-konstans értékének helytelen meghatározása miatt az alább ismertetendő standard kozmológiai modellből az Univerzum kora kisebbnek adódott a legidősebb földi kőzetek koránál. Mivel ma már az észlelések alapján egyértelműen megállapítható, hogy az Univerzum állapota időben nem állandó, az állandó állapotú modellnek csak történeti jelentősége van.

Fontos hangsúlyozni, hogy a tágulásból és az energiamegmaradásból az \ddot{O} srobbanás ténye (az $u(t)$ energiasűrűség véges idővel ezelőtti végtelenné válása, azaz szingularitása) még nem következik. Elképzelhetők pl. olyan megoldások is, amelyekben $u(t)$ exponenciális jellegű csökkenést mutat, azaz az időben visszafelé haladva minden határon túl nő, de csak $t \rightarrow \infty$ mellett válik végtelenné. Az $u(t)$ -t meghatározó egyenletek szerkezete elvben olyan is lehetne, hogy u végtelen idővel ezelőtt véges határértékhez tart. Az $u(t)$ függvény alakjának meghatározásához le kell vezetnünk az Univerzum expanziós rátájának időfüggését leíró egyenleteket. Mivel az Univerzumban az egyetlen ismert valóban nagy hatótávolságú kölcsönhatás a gravitáció, a gravitációelmélet alapegyenleteiből kell kiindulnunk. Ilyen hatalmas léptékeken azonban a newtoni gravitációelmélet nem alkalmazható, ezért egy általánosabb elméletet kell használni. Ma már az észlelések és mérések kevés kétséget hagynak afelől, hogy a lehetséges gravitációelméletek közül legvalószínűbben az *általános relativitáselmélet* a helyes. Ez az elmélet az **általános relativitás elvéből** következik, amely megköveteli, hogy az elmélet alapegyenletei minden koordináta-transzformációval szemben kovariánsak legyenek.

Az általános relativitáselméletben a gravitációt egy tenzormező reprezentálja. Elvileg tekinthetnénk ezt egy közönséges "sík" (Minkowski-féle) téridőn értelmezett tenzormezőnek is, mivel azonban a gravitációs kölcsönhatásban minden anyag- ill. energiaforma részt vesz, ez a "háttér-téridő" nem volna mérhető, hiszen vonatkoztatási rendszereinkben csak a helyi gravitáció által deformált "méterrudakat" használhatunk. Ezért — a gondolatökönómia elve alapján — a gravitációs tenzort azonosítjuk a *görbült* téridő-kontinuum

szerkezetét jellemző valamely tenzorral, pl. a g_{ik} *metrikus tenzorral*, vagy az azzal egyértelmű kapcsolatban álló R_{ik} *görbületi tenzorral*. E tenzorokat a téridőt kitöltő anyag T_{ik} energia-impulzus tenzorával az elmélet alapegyenletei, az *Einstein-egyenletek* kapcsolják össze:

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R_{jj} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} - \Lambda g_{ik}. \quad (5.1)$$

Itt G a gravitációs állandó, Λ pedig az ún. *kozmológiai konstans*, értékét a hagyományosabb modellekben nullának választják. Ezek az egyenletek az általános relativitáselmélet olyan központi szerepet játszó egyenletei, mint az elektrodinamikában a Maxwell-egyenletek.

Az Univerzum fejlődésének a kozmológiai elvre, az energiamegmaradásra és az általános relativitás elvére (vagyis az általános relativitáselméletre) épülő, $\Lambda = 0$ választással kiépített modellje a *standard kozmológia*.

ALAPEGYENLETEK Mivel a benne szereplő tenzorok szimmetrikus négyestenzorok, (5.1) tíz egyenletet jelent. A kozmológiai elvet felhasználva azonban az egyenletek száma lényegesen csökkenthető, hiszen az izotrópia miatt tenzorainknak csak két független komponense lesz (pl. T_{ik} -nak az u energiasűrűség és a P nyomás). A két független egyenletet, mely most már a homogenitás miatt csak az időváltozótól függ, a következő alakban szokás felírni (ld. Landau-Lifsic II. kötet):

$$\frac{8\pi G}{3c^2}u = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + k\frac{c^2}{a^2} \quad (5.2)$$

$$\frac{d}{dt}(ua^3) + P\frac{d}{dt}a^3 = 0. \quad (5.3)$$

Ezek a *kozmológia alapegyenletei*. A $k = \text{sgn } R$ szorzó a 0, +1, -1 értékeket veheti fel, és a téridő geometriájának általános jellegét határozza meg.

A $k = +1$ eset a pozitív görbületű (zárt) térnek felel meg, amely határtalan, de véges. A táguló, zárt Univerzum kétdimenziós megfelelője egy felfúvódó gömbfelület (pl. léggömb). A felület pontjai (‘‘galaxisok’’) egymástól távolságukkal arányos sebességekkel távolodnak. Az ilyen térben a háromszög szögeinek összege nagyobb, mint 180° , a gömb térfogata pedig r^3 -nél gyorsabban nő r -rel.

A $k = -1$ eset a negatív görbületű (nyílt), végtelen tér esete. Kétdimenziós analógja a nyeregfelület. Nyílt térben a háromszög szögösszege 180 foknál kisebb, a gömb térfogata r^3 -nél lassabban nő.

A $k = 0$ eset a ‘‘sík’’ (euklideszi) térnek felel meg.

A kozmológia alapegyenleteiben szereplő $a(t)$ függvényt $|k| = 1$ esetén

$$ka^2 = c/R \quad (5.4)$$

definiálja, tehát az a négydimenziós téridőhöz adott pontban ‘‘simuló’’ négydimenziós gömb sugara: a lokális görbületi sugár. Ezért a -t az *Univerzum sugarának* is nevezik. Nevezik továbbá *skálafaktornak* is, ugyanis az abszolút vonatkoztatási rendszerben nyilván bármely két pont távolsága arányos a -val. (Gondoljunk a felfúvódó léggömb analógiájára!) $k = 0$ esetén az (5.4) definíció nem használható, ekkor a -t egyszerűen bármely két, az abszolút rendszerben rögzített pont távolságaként határozzuk meg.

Nyilvánvaló, hogy \dot{a}/a értéke a Hubble-“konstans” értékét adja meg az adott időpontban.

Az alapegyenleteknek egyszerű szemléletes értelmezés adható. (5.3) a termodinamika első főtétele: $dE + P dV = 0$, hiszen az Univerzum egésze nem adhat le vagy vehet fel hőt, azaz a tágulás adiabatikus. Ha viszont az (5.2) egyenletet (melyet *Friedmann-egyenletnek* is neveznek) $a^2/2$ -vel megszorozzuk, látható, hogy az egy tetszőleges középpontú, $a(t)$ sugarú gömb felszínén elhelyezkedő tömegelemnek a gömb középpontjában fekvő tömegelemre vonatkoztatott mechanikai (kinetikus+potenciális) energiája állandóságát fejezi ki, figyelembe véve, hogy $u = \rho c^2 = 3\mathcal{M}(r)c^2/4\pi a^3$. (A potenciális és kinetikus energia konvertálását ez esetben két elem között ható tömegvonzási erő munkája jelenti, ezen erő kiszámításához pedig, mint a potenciálméletből tudjuk, elegendő csak az r sugáron belüli anyag hatását figyelembe venni.) Hogy az összenergiának elegendő 3 diszkrét értékét ($k = 0$ ill. ± 1) tekinteni, az abból következik, hogy a szóban forgó gömb sugarát a helyett Ca -nak választva, a C önkényes faktort mindig választhatjuk úgy, hogy az összenergia nagysága (ha nem nulla) $1/2$ legyen.

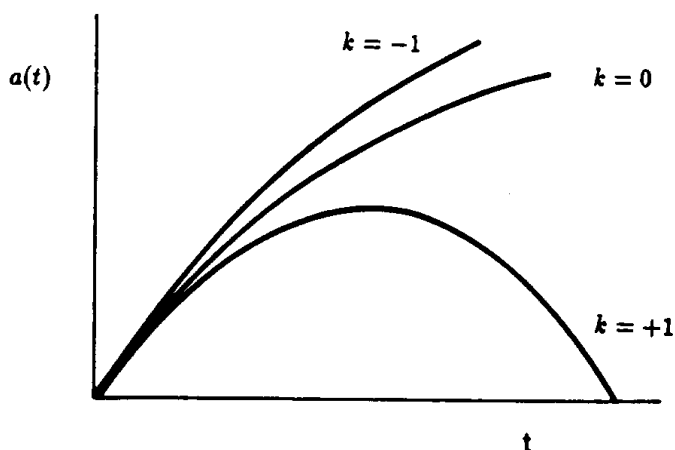
A standard kozmológia alapegyenletei eszerint elemi klasszikus megfontolásokból is levezethetők: az általános relativisztikus “hókuszpókusz” egyetlen hozadéka az, hogy a potenciális energia forrásaként nemcsak a nyugalmi tömeg, hanem a teljes energiasűrűséggel ekvivalens tömeg szerepel, azaz minden energiaformának van gravitációs hatása. A standard modellnél általánosabb esetekben persze már nem lenne ennyire egyszerű az alapegyenleteket klasszikus elvek alapján levezetni, így az Einstein-egyenletekből való levezetés az általános esetben nem megkerülhető.

Ebből tehát az is nyilvánvaló, hogy a nyílt, lapos és zárt modellek esetén az Univerzum (pontosabban: annak bármely tömegeleme bármely másik tömegelemre vonatkoztatva) rendre pozitív, nulla, ill. negatív összenergiával rendelkezik — amiből máris megsejthető az egyenletek alább tárgyalandó megoldásainak kvalitatív jellege.

ŐSROBBANÁS Az alapegyenletek megoldásához a bennük szereplő három ismeretlen függvény (a , u , P) között egy további relációt kell felállítanunk. Ez az u -t és P -t összekapcsoló *állapotegyenlet* lesz. Tudjuk, hogy jelenleg az Univerzumban az anyag energiasűrűsége $\Lambda = 0$ esetén túlnyomórészt a barionos (és más nemrelativisztikus) részecskék nyugalmi energiájából származik, tehát a kinetikus energia járuléka elhanyagolható: $P \ll u$. (Az Univerzum egy rövid korai korszakában ez nem volt igaz, ld. a 5.2. szakaszt; a megoldás jellege azonban kvalitatíve nem változik a helyes állapotegyenlet használata esetén sem.)

Az (5.2)–(5.3) egyenleteket $P = 0$ választással megoldva, a megoldás kvalitatív viselkedése a 27. ábrán látható. A zárt modellek tágulása lassul, majd egy idő után megáll, és visszafordul. A $k = 0$ *Einstein–de Sitter modellben* $a(t)$ parabolikusan nő ($P = 0$ esetén $a \propto t^{2/3}$), míg a $k = -1$ modellekben hiperbolikusan.

Valamennyi modell közös vonása, hogy $u \propto a^{-3}$ viselkedésében a múltban szingularitás mutatkozik: **az energiasűrűség véges idővel ezelőtt végtelenhez tart.** Ezt a jelenséget nevezik *Ősrobbanásnak* (Big Bang). A szingularitás időpontját tekintik az Univerzum születési idejének, $t = 0$ -nak. A tágulás korai fázisában, ahol még ma is tartunk, a háromfajta megoldás k minden értékére igen közel áll az Einstein–de Sitter modellhez, ezért a Hubble-állandó reciproka, a *Hubble-idő* az Univerzum korának hozzávetőleges mércéjéül szolgál. Hangsúlyozzuk, hogy a szingularitás létre csak akkor következethetünk, ha feltételezzük, hogy az általános relativitáselmélet tetszőlegesen nagy energiákon ($t = 0$ -hoz tetszőlegesen közel) is érvényben marad (vagy hogy a helyette érvényes általánosabb elmélet hasonló viselkedést produkál). Mivel kísérleti tapasztalataink mindig csak véges energiaintervallumot fognak át, a feltevés, tehát az Ősrobbanás ténye véglegesen sohasem bizonyítható.



27. ábra: A skálafaktor időfüggése különböző geometriájú modellekben

KOZMOLÓGIAI TESZTEK Természetesen szeretnénk tudni, hogy a fizikai Univerzum a 27. ábrán látható esetek közül melyiknek felel meg. A téridő nyílt vagy zárt voltának empirikus eldöntésére irányuló módszereket *kozmológiai teszteknek* nevezzük.

A tesztek egyik csoportja közvetlenül a téridő geometriájából próbál k értékére következtetni. Pl. ha valamely objektumtípusról (mondjuk galaxishalmazokról) feltehető, hogy jó közelítéssel homogén eloszlást mutat, akkor az r -nél közelebbi objektumok számát r függvényében vizsgálva eldönthető, hogy az r sugarú gömbök térfogata r^3 -nél gyorsabban vagy lassabban nő. E tesztek egyik alfajában a Hubble-állandó időfüggését vetik össze a 27. ábra jóslataival. A technikai problémák (evolúciós hatások, kiválasztási effektusok) miatt ezek a módszerek ma még nem teljesen megbízhatóak.

Egy másik módszer adott kozmológiai paraméterek mellett kiszámított modellek struktúráképződésre (pl. a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás fluktuációira, vagy a galaxisok eloszlására) vonatkozó jóslatainak egybevetése az észlelésekkel.

A tesztek harmadik csoportja az Univerzum átlagsűrűségének meghatározásával próbál a geometriára következtetni. Az (5.2) egyenlet szerint ugyanis $k = 0$ esetén

$$\rho = \rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G} = (7.0 \pm 2.5) \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3. \quad (5.5)$$

A ρ_c kritikus sűrűség kiemelkedő jelentősége miatt a kozmológiában az Univerzum energiasűrűségéhez adott különféle járulékokat dimenziótlan formában az $\Omega \equiv u/\rho_c c^2$ mennyiséggel szokás jellemezni. Így a $k = 0$ esetnek $\Omega = 1$ felel meg, $k = -1$ esetén $\Omega < 1$, $k = +1$ -nél pedig $\Omega > 1$. Az Univerzumban fellelhető anyagra a rejtett tömeg figyelembevételével $\Omega \sim 0.4 \pm 0.1$ adódik: a jelenlegi adatok tehát standard kozmológia esetén az Univerzum nyílt szerkezetére utalnak.

Az Univerzum korai, forró szakaszában zajló magreakciók részletei erősen függenek a jelenlévő különböző anyagformák mennyiségétől. Ezt felhasználva a mai Univerzum kémiai összetételéből

következtetni lehet pl. a barionos anyag teljes (látható és rejtett) mennyiségére. Az eredmény: $\Omega_b = 0.06 \pm 0.02$, tehát ha a rejtett tömeg valóban olyan nagy mennyiségű, mint ahogy azt az észlelések sugallják, akkor többségében nem lehet barionos.

A csillagok anyaga pedig becslések szerint mindössze 7 ezrelékkal járul hozzá Ω_b -hez, a barionos anyag zöme más formában (legvalószínűbben a forró, híg intergalaktikus gáz képében) van jelen.

NEMSTANDARD KOZMOLÓGIÁK A nemstandard modellek a standard kozmológiától abban térnek el, hogy nem fogadják el annak valamely alapfeltevését. Ennek megfelelően a következő főbb típusaik vannak:

- A már tárgyalt állandó állapotú modell, mely az energiamegmaradást veti el.
- Az anizotrop, illetve inhomogén (pl. forgó) modellek, melyek a kozmológiai elvet vetik el. A kozmikus mikrohullámú háttér nagyfokú izotrópiája miatt azonban az ilyen effektusok jelentősége csekélynek látszik.
- A más gravitációelméleteket (pl. a skalár-tenzor elméleteket) használó kozmológiák.
- A $\Lambda \neq 0$ kozmológiák. Ezek a viszonylag legtöbb elméleti létjogosultsággal rendelkező modellek, melyeket különféle okokból egyre többen előnyben részesítenek a standard kozmológiával szemben. Érdeemes tehát a továbbiakban kissé részletesebben is szemügyre venni az (5.1) Einstein-egyenletek utolsó tagját.

A KOZMOLÓGIAI KONSTANS Elsőként azt jegyezzük meg, hogy **a Λ -tag a vákuum energiasűrűségként értelmezhető**. Valóban, ha megengedjük, hogy az üres tér is véges energiasűrűséggel, vagyis nemtriviális energia-impulzus tenzorral rendelkezzen, de megköveteljük, hogy e tenzor Lorentz-invariáns legyen (hiszen a vákuum “áramlásáról” minden vonatkoztatási rendszerben értelmetlenül beszélni), akkor a vákuumra $T_{ik} \propto g_{ik}$, mivel az egyetlen Lorentz-invariáns négyestenzor a relativitáselméletben g_{ik} .

Ha most nyugvó izotrop közeg energia-impulzus tenzorának alakját összevetjük a Minkowski-tér metrikus tenzorával,

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} u & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad g_{ik} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

rögtön látjuk, hogy **a vákuum állapotegyenlete $P = -u$** . Ez az eredmény az (5.3) első főtétel szerint azt jelenti, hogy a vákuum összenyomása ill. tágulása során energiasűrűsége változatlan marad. Az (5.1) egyenletet figyelembe véve az összevetésből az is kiderül, hogy Λ és a vákuum u_v energiasűrűsége a $\Lambda = 8\pi G u_v / c^4$ kapcsolatban áll.

Következő észrevételünk e tag hatásával kapcsolatos. (5.2) deriválásával, és (5.3)-at felhasználva:

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}(u + 3P)a. \quad (5.6)$$

Mivel a vákuumra u és P konstans, a pedig bármely két rögzített pont távolsága, **a Λ -tag egy, a távolsággal növekvő** (Λ előjelétől függően vonzó vagy taszító) **erőnek felel meg**. (Ezért a tag csak nagy léptékeken jelentős, innen származik elnevezése: kozmológiai konstans.)

De mekkora Λ ? Az általános relativitáselmélet erre nézve nem ad útmutatást. A kvantumtérelméletben viszont a vákuum (= egy kvantumtér alapállapota) véges energiasűrűsége szükségszerű jelenség, és nagyságára nézve is kapunk megkötéseket. A kvantumteret formálisan egy oszcillátorrendszerrel (=virtuális részecskék sokaságával) szokás reprezentálni; alapállapotú energiája az oszcillátorok (határozatlansági reláció miatt adódó) $\pm \frac{1}{2}\hbar\omega$ zérus ponti energiáinak összege. (A + előjel bozonokra, a – fermionokra vonatkozik.) Ez egyszerűen térfogatra számítva

$$u_v = \pm \frac{1}{2}\hbar \int_0^{k_{\max}} \omega_k \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}.$$

Másrészt $\omega_k^2 = c^2 k^2 + m^2 c^4 / \hbar^2$, ahol m a részecsketömeg; itt a második tag nagy k értékekre elhanyagolható, így a fenti integrál értéke $u_v = \pm \frac{\hbar}{16\pi^2} k_{\max}^4$. (A k -val való gyors növekedés miatt a domináns járulékot a nagy k értékek adják, tehát az elhanyagolás jogos volt.) k_{\max} értékére kézenfekvő választás a Planck-hossz reciproka; ennek alapján várakozásunk szerint a kozmológiai konstans nagyságrendje τ_{Pl}^{-2} , ahol τ_{Pl} a Planck-idő. Alacsonyabb felső energiahatárú tételmeletekre ugyan kisebb k_{\max} értékek adódnak, de még a legkorábban “csödöt mondó” kvantumelektrodinamika esetén is $10^{-55} \tau_{Pl}^{-2}$ az eredmény.

A vákuum teljes energiája persze az összes kvantumtér (vegyes előjelű) vákuumenergiáinak összege. Korlátozott számú alapvető részecske esetén azonban várhatóan ez az összeg is egyes tagjainak nagyságrendjébe kellene essen. Csakhogy a H -ra és ρ -ra vonatkozó észlelési korlátok alapján az Einstein-egyenletekből adódó becslés szerint $|\Lambda| < 10^{-120} \tau_{Pl}^{-2}$ — legalább hatvan nagyságrenddel kisebb a várakozásnál! Ez a *kozmológiai konstans problémája*, amire az 5.3. szakaszban még visszatérünk.

5.2. A FORRÓ UNIVERZUM

KORSZAKOLÁS Az Univerzumban jelenleg domináns nemrelativisztikus anyagban az egyes részecskék energiája túlnyomórészt nyugalmi energiájukból adódik, amely minden egyes részecskére állandó, így az energiasűrűség $u \propto a^{-3}$.

A relativisztikus gázban (pl. a fotongázban, azaz a háttérsugárzásban) azonban az egyes részecskék energiája is csökken a -val arányban (pl. a fotonok hullámhossza minden más hosszúsággal együtt tágul), ezért $u \propto a^{-4}$.* Ebből következően valamikor **a múltban kellett lennie egy pillanatnak, amikor a fotongáz sűrűsége megegyezett a “nehéz” anyagéval**, ezt megelőzően pedig a sugárzás dominált, s az Univerzum a jelenlegitől minőségileg különböző állapotban volt (pl. állapotegyenlete relativisztikus volt; emellett átlátszatlan is volt). Ezt az időpontot tekintjük korszakunk, a **galaxisok kora** kezdetének; az ezt megelőző pedig a **sugárzási korszak**.

Az Univerzumot kitöltő termikus sugárzás hőmérsékletparaméterét tekintjük az “Univerzum hőmérsékletének”. A fentiek értelmében ez $t \rightarrow 0$ -val minden határon túl nőtt, ezért az ősrobbanás-elméletet “forró Univerzum elméletnek” is nevezik. (Szigorúan véve az Univerzum egyes, az ősrobbanást elkerülő nemstandard modellekben is lehetett igen forró, bár nem feltétlenül végtelenül forró.)

Az Univerzum korai korszakaiban a fotonok termikus energiája akkora volt, hogy párkeltéssel részecske-antirészecske párokat keltettek. Az egyes részecskék relatív mennyiségét a párkeltés/annihilációs folyamatok egyensúlya szabja meg. (Kimutatható, hogy az egyensúly kialakulásának karakterisztikus ideje mindig kisebb az Univerzum mindenkori életkoránál.) Ezért **T hőmérsékleten az $mc^2 \sim k_B T$ nyugalmi tömegű részecskék domináltak a gázban**, hiszen ezekre legnagyobb a párkeltési ráta. Az Univerzum történetét a domináns anyagformák szerint tagolva a VII. táblázatban látható korszakoláshoz jutunk. Mivel a párkeltéssel létrejövő részecskék kinetikus energiája összemérhető nyugalmi energiájukkal, mindezen korábbi korszakokban a relativisztikus anyag dominált az Univerzumban, melynek állapotegyenlete $P = \frac{1}{3}u$.

* Ugyanerre az eredményre jutunk a nemrelativisztikus ill. relativisztikus anyag $P = 0$ ill. $P = u/3$ állapotegyenleteit (5.3)-ba helyettesítve is.

VII. táblázat: AZ UNIVERZUM KORSZAKAI

t [s]	T [K]	$k_B T$	Domináns anyagforma	Korszak neve
$< 10^{-10}$	$> 10^{15}$	> 100 GeV	W^\pm, Z^0	“Wuonkor”
10^{-10} – 10^{-4}	10^{15} – 10^{12}	100–0.1 GeV	kvark-gluon plazma	Kvarkkor
10^{-4} – 10^{-2}	10^{12} – 10^{11}	100–10 MeV	hadronok	Hadronkor
10^{-2} –10	10^{11} – 10^9	10–0.1 MeV	leptonok	Leptonkor
10 – 10^{11}	10^9 – 10^4	10^5 –1 eV	fotonok	Sugárzási kor
$> 10^{11}$	$< 10^4$	< 1 eV	galaxisok	Galaxisok kora

1946-ban, még a háttérsugárzás felfedezése előtt Gamow a forró Univerzum elméletét pusztán azon az alapon építette fel, hogy az Univerzumot kitöltő gáz a tágulás során adiabatikusan hűl (vö. (5.3) egyenlet), tehát korábban a mainál sokkal nagyobb, relativisztikus termikus energiával kellett rendelkeznie. A relativisztikus egyensúlyi gáz hűlését követve következett egy néhány kelvines termikus háttérsugárzás létre, amit 1964-ben valóban ki is mutattak. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás megjósolása a forró Univerzum-elmélet helyességének egyik bizonyítéka.

Egy másik bizonyíték az ún. *héliumbőrség*: az Univerzumban a He mennyisége aránytalanul nagy a fémekéhez képest, ha feltesszük, hogy valamennyi hidrogénnél nehezebb elem a csillagokban keletkezett. (A (2.1)-hez hasonló empirikus korrelációk alapján $Z = 0$ esetén $Y = 0.244$.) Ezt a többletet a sugárzási kor elején, a sűrű, forró Univerzumban lezajlott nukleoszintézissel sikerült értelmezni.

A harmadik bizonyíték természetesen maga a tágulás, hiszen, mint az 5.1. pontban láttuk, a standard kozmológia időfüggetlen megoldás létezését nem engedi meg.

AZ UNIVERZUM TÖRTÉNETE A jelenlegi gyorsítóberendezésekkel 100 GeV körüli maximális részecskeenergiákat tudunk előállítani, tehát az Univerzum történetébe nagyjából az e hőmérsékleteknek megfelelő időig ($t = 10^{-10}$ sec) tudunk visszanyúlni. Ekkor az anyag túlnyomórészt a 100 GeV körüli nyugalmi tömegű *gyenge mértékbozonok* (W^\pm és Z^0 részecskék, vagy ahogy néha nevezik őket, “wuonok”) formájában lehetett jelen.

A hőmérséklet csökkenésével a wuonok annihiláltak illetve elbomlottak, és helyüket *kvark-gluon plazma* vette át. (A gluonok az erős kölcsönhatás közvetítői a kvarkok között, ahogyan a wuonok a gyenge kölcsönhatásé a leptonok között.) $t = 10^{-4}$ s táján a részecskék átlagos távolsága úgy megnőtt, hogy a kvarkok közötti, a távolsággal növekvő kölcsönhatás megakadályozta további elegyítve maradásukat: fellépett a *kvarkbezárás* jelensége, és a kvarkok *hadronokba* rendeződtek. A hadronkor végén, amikor a hőmérséklet a legkönnyebb hadronok tömege alá csökkent, a maradék hadronok szétsugárzódtak. Mivel azonban a barionok és antibarionok közötti szimmetria nem volt tökéletes, az antibarionok teljes elsugárzása után maradt még egy csekély bariontöbbség. Ez a csekély “felesleg” képezi az Univerzum mai barionos anyagát. (Az a lehetőség, hogy az anyag és antianyag szeparálódott, és ma egyes galaxisok antianyagból állnának, kizárható, mert ekkor a

galaxisok antianyag-galaxisokkal való ütközésénél olyan erős annihilációs gammasugárzás keletkezne, amelyet nem észlelünk).

A hőmérséklet csökkenésével a leptonok váltak a domináns anyagformává, majd — egy kis felesleg kivételével — azok is ellillantak. A sugárzás energiasűrűsége még vagy 10^4 évig uralkodó maradt, majd a barionos anyag alá csökkent ($z \sim 10^4$). Mintegy 10^5 évvel ezután ($z = 1065$) a túlnyomórészt hidrogénből álló gáz rekombináldott, és a fotonok szabadúthosszának megnövekedésével a világ átlátszóvá vált, a sugárzás és az anyag szétcsatolódott. Mint már a galaxisok keletkezése kapcsán (4.5. szakasz) említettük, a ma a kozmikus mikrohullámú háttér képében észlelt fotonok ekkor hatottak utoljára kölcsön az anyaggal: a háttérsugárzás kis egyenletlenségei, anizotrópiái tehát az anyag e korban mutatott inhomogenitásairól hordoznak információt.

A GALAXISOK EREDETE A kozmikus mikrohullámú háttér csekély anizotrópiája arra utal, hogy sugárzás és anyag szétcsatolódásakor, a galaxiskor kezdetén a barionos gáz sűrűségfluktuációi még igen kis amplitúdójúak voltak. Ilyen kis amplitúdójú fluktuációkból a galaxisok keletkezése a máig eltelt idő alatt csak úgy lehetséges, ha a barionos anyag egy nem barionos természetű rejtett tömeg eloszlásában mutatkozó sokkal nagyobb fluktuációk potenciálvölgyeibe “folyt bele”. Ismét csak arra a következtetésre jutunk tehát, hogy az Univerzum nagymennyiségű, nem barionos természetű sötét anyagot kell, hogy tartalmazzon.

A kialakuló nagyléptékű szerkezetet az eredeti fluktuációk spektruma (azaz tipikus amplitúdójuk méretfüggése) kellett, hogy meghatározza. A mai elképzelés szerint a fluktuációk eredetileg az Univerzum igen korai korszakában véletlen kvantumfluktuációként keletkeztek, és eredeti spektrumuk általános elvek alapján több-kevesebb biztonsággal megjósolható (ld. 5.3. szakasz). A későbbi növekedési folyamattal pedig, mint már a 4.5. szakaszban szó volt róla, rekonstruálható a nagyléptékű struktúra, melynek jellegzetességei nagymértékben függenek a rejtett tömeg lététől és mibenlététől, valamint attól, hogy a galaxisok eloszlása mennyiben tükrözi a gáz eredeti eloszlását.

5.3. AZ UNIVERZUM RÉGMÚLTJA

A KLASSZIKUS KOZMOLÓGIA PROBLÉMÁI Ahhoz, hogy az Univerzum jelenlegi állapotát reprodukálhassa, a fent ismertetett, $P = u/3$ illetve $P = 0$ állapotegyenlet-közelítéseket használó kozmológiának a kezdeti feltételeket sok tekintetben valószínűtlenül implauzibilis módon kell beállítania. Ilyen valószínűtlenségek a következők:

- **A horizontprobléma.** A horizont az a felület, amelyről az Ősrobbanás pillanatában elindult fénysugár most ér(ne) a megfigyelőhöz. A klasszikus modellben a horizont tágulása gyorsabb, mint a rajta fekvő anyagé, ezért a horizont által felölelt térrész monoton nő: a jelenleg belépő tartományok tehát azelőtt semmilyen módon nem lehettek kauzális kapcsolatban egymással. Így viszont az Univerzum homogenitása csak úgy magyarázható, ha a kezdeti feltételek eleve biztosították az egymással oksági kapcsolatban nem álló tartományokban az azonos viszonyokat.
- **A laposság problémája.** Az (5.2)–(5.3) egyenletek alapján ki lehet mutatni, hogy a klasszikus modellben $|\Omega - 1|$ monoton nő. Miután Ω ma is 1 nagyságrendű (az Univerzum viszonylag lapos), korábbi korokban Ω -nak nagyon pontosan meg kellett közelítenie az $\Omega = 1$ értéket. Pl. a $t = 10^{-49}$ s Planck-időnél Ω 10^{-60} pontossággal különbözött csak egytől!

- **A barionkeltés problémája.** Az Univerzumban a fotonok száma ma kb. 10^9 -szer meghaladja a barionokét. Másrészt (5.3) értelmében a sugárzási korban ($P = u/3$) az energiasűrűség $u \propto a^{-4}$, vagyis a fotonok száma az Univerzum sugárzási korszakában sem változott. Így a mai fotonok mindenike egy-egy, a leptonkor végén részecske-antirészecske annihiláció során létrejött fotonnak feleltethető meg. A párkeltési és annihilációs folyamatok egyensúlya esetén pedig, azaz a lepton-, hadron- és kvarkkorban a fotonok és az $mc^2 > kT$ részecskefajták száma nagyjából megegyezik, amiből az a következtetés adódik, hogy pl. a kvarkkorszakban a kvarkok teljes száma 10^9 -szerese volt a kvark/antikvark különbségnek. Honnan ered ez a rendkívül kicsiny többlet?

E kérdésekre persze nem kell szükségképpen választ adnunk. Mondhatjuk, hogy a kezdeti feltételek “ilyenek voltak, és kész”. Hivatkozhatunk az ún. *antropikus elvre*, amely szerint más kezdeti feltételek esetén az Univerzumban valószínűleg nem jöhetett volna létre értelmes élet, tehát létünkben következően csak egy ilyen kezdeti feltétellel rendelkező Univerzumban élhetünk. Mégis nyilvánvalóan nagy vonzerővel bírna egy olyan elmélet, amely a fenti egybeesésekre magyarázatot kínál. Ilyen elmülethez juthatunk az elemi részec 100 GeV energia feletti viselkedését leíró egyesített kölcsönhatási elmületeknek alkalmazásával az Univerzum legkorábbi korszakaira.

INFLÁCIÓ ÉS BARIONKELTÉS Az igen elterjedt *inflációs kozmológia* feltételezi, hogy valamikor $t = 10^{-32}$ s előtt a vákuum energiasűrűsége sokkal nagyobb volt, mint ma, s az energiasűrűség túlnyomó részét ez adta. Később pedig a vákuum e magasabb energiájú állapotából egy “aszimmetrikus” alacsonyabb energiájú állapotba billent át. Mint fentebb (5.1. szakasz) láttuk, a vákuum állapotegyenlete $P = -u = \text{const.}$, vagyis nyomása negatív. Az (5.6) egyenlet megoldása ilyen állapotegyenlettel exponenciális (ellentétben a hagyományos $t^{1/2}$ ill. $t^{2/3}$ megoldásokkal); ez a megoldás a $k = 0$ esetben egzakt (egyébként pedig $t \rightarrow \infty$ aszimptotikus) megoldása maguknak az (5.2)–(5.3) egyenleteknek is. Így e szakaszban az Univerzum hirtelen hihetetlen mértékben felfúvódik (10^{20} – 10^{30} -os faktorról nő): ez volna az Univerzum inflációs fázisa.

A magas korai vákuum-energiasűrűséget eredetileg az elektroyenge elmüéletben fellépő ún. Higgs-térnek tulajdonították, utóbb azonban kiderült, hogy e tér tulajdonságai nem teljesítik az inflációs modell működöképességéhez szükséges feltételeket. Manapság ezért az inflációt egyszerűen egy nem specifikált kvantumtér számlájára írják. A fenti típusú állapotegyenlethez és így exponenciális táguláshoz vezethet pl. még korábbi időkben a valamennyi kölcsönhatást egyesíteni próbáló szuperhür-elmületekben az eredetileg tízdimenziós téridő-kontinuum hat térdimenziójának kompaktifikációja is.

Az infláció idején a horizont sugara kb. állandó, rajta az anyag kifelé áramlik, ezért így a jelenleg kauzálisan még nem kapcsolt régiók az infláció előtt már egyszer kapcsolatban állhattak egymással, és a horizontprobléma nem merül fel. Az inflációs korszakban Ω 1-hez tart, így az Univerzum észlelt lapossága is megmagyarázható.

A bariontöbblet értelmezése az erős és elektroyenge kölcsönhatásokat egyesítő ún. nagy egyesített elmületek alapján lehetséges, ha a kísérleti bizonyítékok hiánya ellenére elfogadjuk ezen elmületeknek a barionszám-megmaradás sérülésére vonatkozó jóslatait. A kvark/antikvark mennyiségi szimmetria sérülését az infláció nagyságrendekkel fokozhatja.

Az infláció vonzóan egyszerű képet fest a galaxisok képződéséhez vezető sűrűségfluktuációk korai spektrumáról is. Az Univerzum hatalmas felfúvódása miatt az infláció kezdetén minden érdekes mai struktúra mérete a horizont infláció előtti és utáni sugara közé esett, vagyis ezek valamikor az infláció alatt “nőtték ki” a horizontot. A horizonton túlnöve különböző részeik már nem voltak kauzálisan kapcsoltak, így amplitúdójuk koherensen nem változhatott, hanem “befagyott” egészen addig, míg sokkal később, a sugárzási korban, ismét utol nem érte őket a horizont. Tehát a fluktuációk eredeti amplitúdóját a horizonton való túllépésükkel meglevő amplitúdójuk határozta meg. Viszont a horizont méretének változatlansága és az infláció exponenciális jellege folytán ez az amplitúdó is időfüggetlen kellett legyen (exponenciális időfüggésnél az időskála nullpontja önkényes) — vagyis az eredeti fluktuációspektrum *skálafüggetlen* volt (*Zeldovics-spektrum*).

Az inflációs kozmológiának azonban súlyos problémákkal is szembe kell néznie. Először is az

infláció Ω értékét olyan hatékonyan közelíti 1-hez, hogy az még ma is igen közel kellene, hogy álljon az egységhez. Ezzel szemben csak $\Omega \leq 0.5$ -ről van tudomásunk. Elképzelhető persze, hogy létezik a rejtett tömegnek egy olyan komponense, amely minden jelenleg észlelt léptéken homogén, így gravitációs hatása alapján nem mutatható ki; vagy esetleg a vákuum megmaradt energiasűrűsége adhatja a “hiányzó” Ω -járulékot.

Még súlyosabb gond a kozmológiai konstans problémája. Már az 5.1. szakasz végén láttuk, hogy ahhoz, hogy Λ jelenlegi kicsiny értékét (a vákuum alacsony energiaszintjét) megmagyarázhasuk, a részecskefizikai elméletek paramétereit valószínűtlen pontossággal kell “beállítanunk”. Elvileg esetleg feltételezhetnénk, hogy létezik valamilyen eddig nem ismert mély fizikai szimmetria, amely garantálja, hogy valamennyi kvantumtér vákuum-energiasűrűségének összege pontosan zérus. (A szuperszimmetria pl. ezt adná, csak hogy az sérül.) Az infláció viszont ezt a megoldást lényegénél fogva kizárja. Tehát az infláció a kozmológiai implauzibilitások megoldásával egyidejűleg egy újabb, részecskefizikai implauzibilitást generált.

Vonzó tulajdonságai az inflációs kozmológiát a nehézségek ellenére igen népszerűvé tették a kozmológusok körében. Az Univerzum energiasűrűségét az infláció által megkövetelt kritikus érték felkerekítő anyagformát a némileg hagyományosabb modellek a hideg sötét anyagban, azaz CDM-ben (4.5. szakasz) jelölik meg. Ez a standard kozmológia egy speciális esete, az ún. *standard CDM kozmológia*. Újabban viszont egyes megfigyelések arra látszanak utalni, hogy a hiányzó energiasűrűség egy jelentős része inkább a vákuum energiasűrűsége formájában lehet jelen, ami, mint az imént láttuk, $\Lambda \neq 0$ -nak felel meg: ez a Λ CDM-*kozmológia*.

TEREMTÉS Ezt a fogalmat a kozmológiában természetesen nem metafizikai értelmében használjuk, hanem arra a problémakörre utalunk vele, hogy a fizikai világ véges idővel ezelőtt keletkezett-e, ahogyan azt az ősrobbanás-elmélet sugallja (ebben az esetben $t \leq 0$ időpontokról beszélni értelmetlen: az idő a világgal együtt a $t = 0$ időpontban teremtődött a semmiből), vagy véges (feltehetően a Planck-hossz körüli) rádiusszal született egy már előzetesen létező más téridő-kontinumból. Az utóbbi esetben a “Teremtés” természetesen csak a mi jelenleg más téridő-kontinuumokkal kapcsolatban nem álló téridő-kontinuumunk (elterjedt szóhasználattal: Univerzumunk) létrejöttét jelenti. Az ilyen elméletek azon a feltételezésen alapszanak, hogy az Univerzum összenergiája pontosan nulla; zéró energiájú kvantumfluktuáció pedig a határozatlansági reláció értelmében végtelen ideig fennmaradhat. (Az ilyen Univerzumnak azonban zártnak kellene lennie.) Az ilyen, vákuumfluktuáció általi teremtést némileg félrevezetően “semmiből való teremtésnek” nevezik; valójában természetesen “vákuumból való teremtésről” van szó.

6. VÁLOGATÁS A FÖLD ÉS A BOLYGÓK FIZIKÁJÁBÓL

6.1. BEVEZETÉS: A BOLYGÓK ANYAGA, SZERKEZETE

A Naprendszer planétái, köztük főképpen a legjobban ismert Föld, Kepler és Newton óta a fizikatörténet számos lapján feltűnnek mint alapvető fizikai folyamatok szereplői, olyanoké, amelyek fontos törvényszerűségek felismeréséhez nyújtottak alapot, vagy amelyekről ilyenek felismerését reméljük ma is. A bolygók fizikájának fejezeteiből az alábbiakban csak néhány újabbat, modernebbet fogunk szemügyre venni. Ezek olyan jelenségekről szólnak, amelyek a bolygók “életének” megszervezésébe döntően beleszólnak. Mellőzni fogjuk a Naprendszer szisztematikus leírását, ám nem mellőzhetjük a bolygók belső felépítésére és külső környezetére vonatkozó ismereteink rövid, bevezető bemutatását, hiszen ez a későbbiekhez szükséges lesz.

A bolygók külső környezete, atmoszférája könnyen “átjárható”, például űreszközök számára, így róluk sokat tudunk már. Sokkal nehezebb a bolygók belső szerkezetének és anyagának felderítése. A Földet kivéve a többi bolygó belsejéről csupán nagyon kevés és közvetett információnk van. Vegyük sorra ezeket, kicsit részletesebben a Föld esetében.

ÁTLAGSŰRŰSÉG ÉS TEHETETLENSÉGI NYOMATÉK A VIII. táblázat felsorolja a bolygók és a Hold néhány fontosabb fizikai adatát, többek között átlagos sűrűségét és relatív tehetetlenségi nyomatókát.

Az átlagsűrűség meghatározásához a bolygó tömegének és méretének (átlagos sugarának) ismeretére van szükség. Tömeget mérni a legegyszerűbb akkor, ha a bolygónak van holdja, ekkor ennek pályadataiból, keringési idejéből számítható a bolygó tömege. Holddal nem rendelkező bolygók (Merkur, Vénusz) esetében más bolygókra gyakorolt hatásukat, azok pályaperturbációit lehetett felhasználni tömegmeghatározásra. Amióta pedig űreszközök látogatták meg a bolygókat (ma már a Plutó kivételével mindet), mozgásuk megfigyeléséből még pontosabb bolygótömeg-értékeket kaptunk. A bolygók sugarának meghatározásához is, ami korábban optikai megfigyelésekkel történt, az űrszondák nyújtják a legmegbízhatóbb eszközöket (pl. felszínre leszálló űrszondák vagy a bolygófelszínt radarral letapogató űrszondák).

A tehetetlenségi nyomatók meghatározása nehezebb feladat, s a jól ismert Föld és a közeli Hold kivételével a bolygók közül csak a gyorsabban forgó és ezért lapultabb planéták esetében rendelkezünk eredményekkel. Lapultságon az ellipszoid alakúnak tekintett bolygótest a egyenlítői és b sarki sugarából képzett

$$f = \frac{a - b}{a}$$

mennyiséget értjük. A bolygók anyaga hosszú ideig ható erőkre folyadékszerűen reagál. Így például saját gravitációs terükben gömb alakot vesznek fel, illetve forgásuk ezt az alakot nagyjából ellipszoiddá módosítja. Hidrosztatikai egyensúlyi helyzetben az ellipszoid lapultságát a forgás sebességén kívül a belső tömegeloszlás határozza meg. Az egyensúlyi lapultság számítása egyszerű, de kicsit hosszadalmas, most csak a végeredményt idézzük fel. Ezt Darwin-formulának nevezik (a nagy biológus fiáról, aki először vezette le):

$$\frac{m}{f} = \frac{2}{5} + \frac{5}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{C}{\mathcal{M} M a^2} \right)^2, \quad (5.1.1)$$

VIII. táblázat: A BOLYGÓK FŐBB ADATAI

	pálya- sugár	egyenlítői sugár		tömeg	sűrű- ség	C/Ma^2 tehetet- lenségi nyomaték	forgás- idő	mágneses tézerő
	[\oplus]	[km]	[\oplus]	[\oplus]	[g/cm ³]			[Oersted]
Nap	–	$7 \cdot 10^5$	110	$3.3 \cdot 10^5$	1.40	?	27 nap	~ 1
Merkur	0.4	2440	0.38	0.056	5.42	?	59 nap	0.0033
Vénusz	0.7	6050	0.95	0.82	5.25	?	243 nap	~ 0
Föld	1	6378	1	1	5.52	0.33	24 óra	0.31
Mars	1.5	3398	0.53	0.11	3.94	0.37(?)	24.6 óra	~ 0
Jupiter	5.2	$7.2 \cdot 10^4$	11.3	318	1.33	0.26	9.9 óra	4.2
Szaturnusz	9.5	$6 \cdot 10^4$	9.4	95	0.69	0.21	10.7 óra	0.21
Uránusz	19.2	$2.6 \cdot 10^4$	4.0	14.5	1.27	0.26(?)	17.3 óra	0.23
Neptunusz	30.1	$2.5 \cdot 10^4$	3.9	17.1	1.64	0.26(?)	16.1 óra	0.13
Plútó	39.4	1150	0.18	0.002	2.00	?	6.4 nap	?
Hold	–	1738	0.27	0.012	3.34	0.40	27 nap	0

A [\oplus]-del jelölt oszlopok adatai a Földre, mint egységre vonatkoznak.

A mágneses tézerősség a mágneses egyenlítőn mért átlagos értéket jelenti.

ahol

$$m = \frac{a\Omega^2}{GMM/a^2},$$

Ω a forgás szögsebessége, G a gravitációs állandó, MM a bolygó tömege, C a forgástengelyre vonatkozó tehetetlenségi nyomaték. (Az m paraméter nagyjából az egyenlítői centrifugális és gravitációs gyorsulások hányadosa.) A (6.1.1) formula egy sorfejtés kezdő tagjaiból áll elő, de a bolygók körében észlelt viszonylag kis lapultságok esetében tökéletesen pontosnak tekinthető. Mint látjuk, a lapultság meghatározásába a belső tömegeloszlás csak egy paraméteren, a C/MMa^2 relatív tehetetlenségi nyomatékon keresztül szól bele. A C/MMa^2 értéke, mint ismeretes, homogén gömbre 0.4, s ennél kisebb, ha a gömb (vagy közelítőleg gömb) alakú test sűrűsége a középpont felé nő. A Darwin-formula azt mutatja, hogy rögzített m (azaz rögzített bolygóméret és rögzített forgássebesség) esetén a lapultság csökken, ha C/MMa^2 csökken. Ha m és f ismert értékek, akkor a hidrosztatikai egyensúly - minden bizonnyal helytálló - feltételezésével (6.1.1) szerint a C/MMa^2 számítható. Az m paraméterhez az eddigieken kívül az Ω -ra van szükség. Ezt a legtöbb bolygó esetében klasszikus módszerekkel, a bolygófelszín fotografikus megfigyelésével meg

lehetett határozni. Erősebben lapult bolygók (pl. Jupiter, Szaturnusz) esetében több-kevesebb hibával az f lapultság is meghatározható fotografikus úton. Ezek után a C/MMa^2 mennyiséget számítani tudjuk.

A lapultság meghatározásához más, pontosabb módszer is kínálkozik holddal vagy műholddal rendelkező bolygók esetében. E holdak pályája csak gömbszimmetrikus erőterben lenne térben fix Kepler-pálya, az anyabolygó lapultsága miatt azonban a pályasík elfordul, normálisa a bolygó forgástengelyének iránya körül kúpos mozgást (precessziót) végez. Ennek szögsebességét meg lehet mérni, s belőle a lapultság egyszerűen számítható.

Az átlagsűrűség alapján (lásd VIII. táblázat) a bolygók két nagy csoportra oszthatók: a Föld-típusú bolygókra (másképpen belső bolygókra, a Merkurtól a Marsig), amelyeket nagy, 4-5 g/cm³ sűrűség jellemez; ill. a Jupiter-típusú bolygókra (vagy külső bolygókra, a Jupitertől a Neptunuszig, sőt esetleg a Plutó is ide tartozhat), ezeknek 1 g/cm³ körüli sűrűségük van. Ez a nagy sűrűségkülönbség nyilván gyökeres összetételbeli eltérést jelent. A belső bolygók felszíne (általában) kőzetfelszín (még a vastag, átlátszatlan felhőtakaróval borított, sűrű légkörű Vénusz is kőzetfelszínt rejteget nem mélyen a felhőzóna alatt). A belső bolygókat kőzetbolygóknak is lehet nevezni. A külső bolygók látható felszínét gázok és felhők alkotják, s nem tudni, pontosan milyen mélységig. Az alacsony átlagsűrűség azonban arra vall, hogy e bolygók belsejében a kőzettest (ha van) igen mélyen helyezkedhet el, így őket gázbolygóknak is nevezhetjük.

A C/MMa^2 relatív tehetetlenségi nyomatók - ahol ismert - arról árulkodik, hogy a bolygók sűrűsége a középpontjuk felé növekszik. A Hold kivétel: jó közelítéssel homogén gömbnek vehető. A többi esetben érthetőnek látszik a sűrűség növekedése, hisz ezek nagyobb testek, melyekben jelentős a nagy nyomásból fakadó, a mélységgel növekvő kompresszió. A kompresszióval persze nem magyarázható minden: egy adott bolygó belsejében előfordulhat sűrűség szerinti rétegződés a változó összetétel (és nem a növekvő nyomás) hatására.

Pusztán az átlagsűrűség és a tehetetlenségi nyomatók nem teszi lehetővé, hogy a fentieknél több következtetést tegyünk a bolygók tömegeloszlására vagy anyagára vonatkozóan. A Föld az egyetlen a bolygók közt, melynek belsejéről további közvetlen adataink vannak.

A SZEIZMOLÓGIA A FÖLD BELSEJÉRŐL A földrengések kipattanásakor a földrengések fészkeiben rugalmas hullámok keletkeznek, amelyek a Föld belsejében minden irányban tovaterjednek. A földrengés-fészkek többnyire a felszín közelében, a Föld 6370 km-es sugarához viszonyítva nem nagy mélységben helyezkednek el (700 km-nél mélyebb rengést még nem észleltek). Ahol a Föld anyaga szilárd halmazállapotú, ott mindkét térfogati hullám, a longitudinális és transzverzális is terjed, rendre

$$v_p = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5.1.2)$$

ill.

$$v_s = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5.1.3)$$

sebességgel. (Itt λ és μ a Lamé-állandók, ρ a közeg sűrűsége.) Ahol a Föld anyaga folyékony, ott természetesen transzverzális hullámot nem észlelhetünk. A gyorsabb, azaz a

megfigyelőhöz előbb érkező longitudinális hullámot a szeizmológiában hagyományosan P (primer) hullámnak nevezik, a transzverzális pedig S (szekunder) hullámnak. A P hullám v_p sebességét ki lehet fejezni helyett a K adiabatikus kompressziómodulus segítségével is, melynek értéke

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu,$$

s akkor

$$v_p = \left(\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (5.1.4)$$

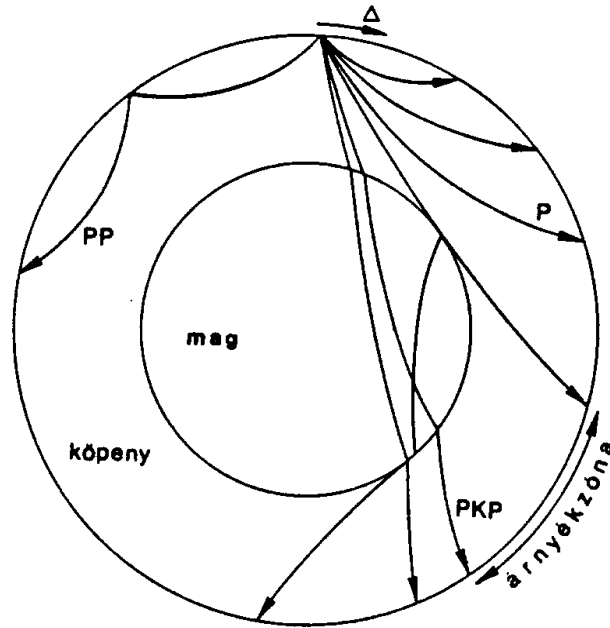
A szeizmikus hullámok inhomogenitások hatásán, pl. réteghatárokon visszaverődést és törést szenvednek a Snell-törvénynek megfelelően, mely szerint

$$\frac{\sin \theta}{v} = \text{állandó} \quad (5.1.5)$$

a visszaverődést vagy törést megelőző és követő terjedéskor (θ a beesési merőlegessel bezárt szög, v a megfelelő terjedési sebesség). A hullámpálya azonban megtörik és görbe vonalat követ a Föld homogén anyagú régióiban is, mert a mélységgel növekvő nyomás növekvő hullámsebességeket okoz. Vagyis a Föld kémiaiilag homogén belső tartományai is finoman, "folytonosan" rétegzettnek tekinthetők, melyekben v_p és v_s is lefelé menet csaknem mindenütt növekszik. Ezért (6.1.5) miatt a Föld belseje felé valamilyen θ_1 ($\neq 0$) szögben induló hullám normálisa fokozatosan egyre nagyobb szöget fog bezárni a vertikális iránnyal, majd pályája visszagörbül a Föld felszíne felé (28. ábra).

A földrengés fészkének (a hipocentrumnak) a földfelszínre vett vetületét epicentrumnak nevezzük. Képzeljük el egy földrengést a felszín közelében, s egy sor obszervatóriumot, amelyek különböző epicentrális távolságoknál észlelik a földrengéshullámok beérkezését. A Δ epicentrális távolságot fokokban mérjük a főkör menti köríven, a t beérkezési időt pedig a földrengés kipattanási idejétől számítjuk. A t természetesen egyre nagyobb a Δ növekedésével. Az adott P vagy S hullámra vonatkozó $t(\Delta)$ függvényt menetidőgörbének nevezzük. A szeizmikus menetidőgörbék alapvető fontosságúak a Föld belső szerkezetének meghatározásában. Minthogy a Föld első közelítésben gömbszimmetrikusnak tekinthető, minden egyes (adott mélységben kipattanó) földrengéshez ugyanazok a $t(\Delta)$ görbék tartoznak. Sok földrengés sok obszervatóriumban való észlelésével így nagy pontosságú menetidőgörbéket lehet összeállítani.

Ilyen menetidőgörbéket mutat a 29. ábra. Kis távolságok, tehát a Föld belsejébe nem nagyon mélyen bemerülő hullámok esetében mind a P, mind az S görbéje sima, folytonos. Szembetűnő azonban, hogy $\Delta = 105^\circ$ -nál a görbék megszakadnak és $\Delta = 143^\circ$ -ig egy "árnyékvona" található, ahol a közvetlen P hullám nem észlelhető (csak más hullámfázisok, pl. a földfelszínről kétszer-háromszor visszaverődött hullámok, amelyeket PP, PPP..., SS, SSS... stb. rövidítés jelöl). Kb. 143° -on túl a közvetlen P hullám újra megjelenik, itt PKP-nek jelöljük; ám láthatóan késésben van ahhoz képest, amit a P görbe folytonos meghosszabítása mutatna. Az S hullám $\Delta = 105^\circ$ -on túl viszont hamarabb érkezik a vártnál; itt SKS-nek nevezzük. Ezek a megfigyelések vezettek a Föld magjának felfedezésére. Azok a hullámok, amelyeknek $\Delta = 105^\circ$ után kellene felszínre érkezniük (az árnyékvonában), egy erős diszkontinuitásba ütköznek a Föld mélyén, és törésük vezet a felsorolt észlelésekre. Ez alatt a diszkontinuitás alatt csak egy hullám terjed, s az jóval lassabb, mint a P hullám, illetve valamivel gyorsabb, mint az S hullám a diszkontinuitás felett. A



28. ábra: Szeizmikus hullámpályák a Föld belsejében

diszkontinuitás alatti tartományt hívjuk földmagnak. Mivel benne csak egy hullám terjed (a longitudinális), halmazállapotának folyadékszerűnek kell lennie.

A különböző menetidőgörbék kvantitatíve is “invertálhatók”, azaz meghatározható belőlük a v_p és v_s hullámsebességek mélységgel való változása. Az eredményeket a 30. ábra mutatja be. A görbék ugrásai a Föld belső réteghatárait jelölik ki. A legkülső vékony földhéjt kéregnek nevezzük, vastagsága kontinentális területeken átlag 30 km, óceánok vize alatt csak 5-6 km. Alatta következik a köpeny a 2900 km mélységben található köpeny-mag határig. A köpeny felső részében kisebb jelentőségű “anomális” szakaszok észlelhetők a sebességek menetében. A Föld belsejének legélesebb határfelülete kétségtelenül a köpeny-mag határ. Alatta a magot még két részre osztja egy 5120 km mélységben kijelölhető további diszkontinuitás. A mag külső része folyékony halmazállapotú, a belső mag szilárd (csakúgy, mint a kéreg és a köpeny).

A v_p és v_s hullámsebességek mélységfüggésének ismeretében a földbelső sűrűségeloszlása is meghatározható. Vezessük be a

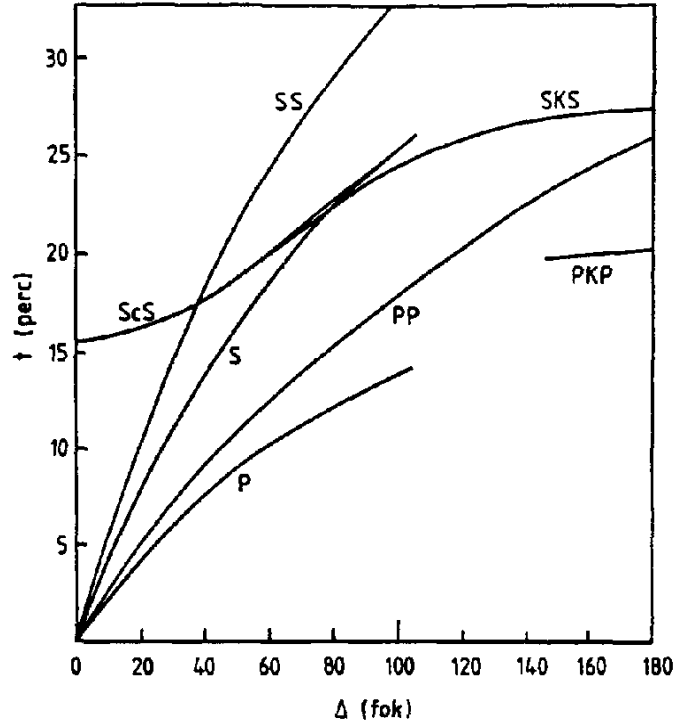
$$\Phi = v_p^2 - \frac{4}{3}v_s^2$$

mennyiséget, amely tehát mért adatnak tekinthető. (6.1.4) és (6.1.3) alapján

$$\Phi = \frac{K}{\rho}.$$

A kompressziómodulusról, amely a kompresszibilitás reciproka, tudjuk, hogy

$$K = \rho \frac{dp}{d\rho},$$



29. ábra: Szeizmikus menetidőgörbék. PP, SS: a Föld felszínén egyszer visszaverődött P és S hullámok; PKP, SKS: a magon áthaladó P, ill. S hullám; ScS: a magról egyszer visszaverődött S hullám.

ahol p a nyomás. Ezek szerint

$$\Phi = \frac{dp}{d\rho},$$

vagy másként, a $\rho = \rho(p)$ ún. (adiabatikus) állapotegyenlet deriváltját véve:

$$\frac{d\rho}{dp} = \frac{1}{\Phi}.$$

Feltesszük, hogy a Föld gömbszimmetrikus, és az r távolságot a középpontjától mérjük. Feltesszük emellett, hogy belsejében hidrosztatikus egyensúly van, s ekkor

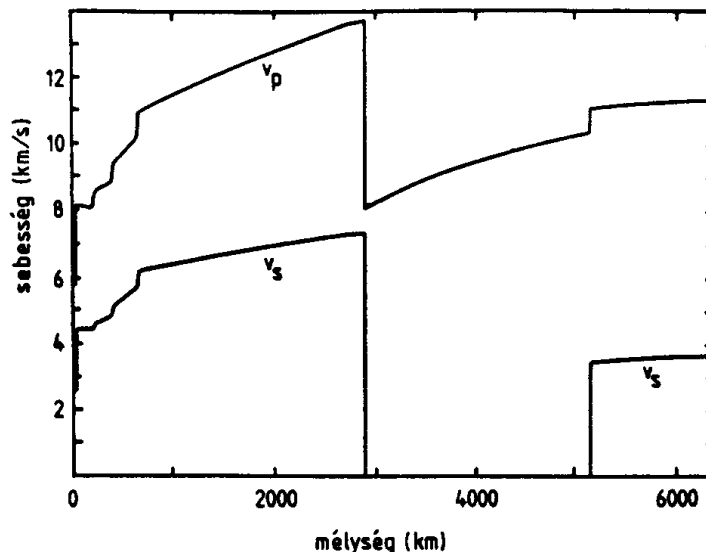
$$\frac{dp}{dr} = -g\rho,$$

ahol $g = g(r)$ a helyi gravitációs gyorsulás. A két utolsó összefüggés kombinálásával:

$$\frac{d\rho}{dr} = -\frac{g\rho}{\Phi}. \quad (5.1.6)$$

Ez az ún. Adams–Williamson-egyenlet, a sűrűségeloszlás meghatározásának alapegyenlete. Megoldásához a g definícióját is fel kell használnunk:

$$g = g(r) = \frac{GM(r)}{r^2} = \frac{4\pi G}{r^2} \int_0^r \rho(r')(r')^2 dr'.$$



30. ábra: A szeizmikus sebességek mélységgel való változása a Föld belsejében

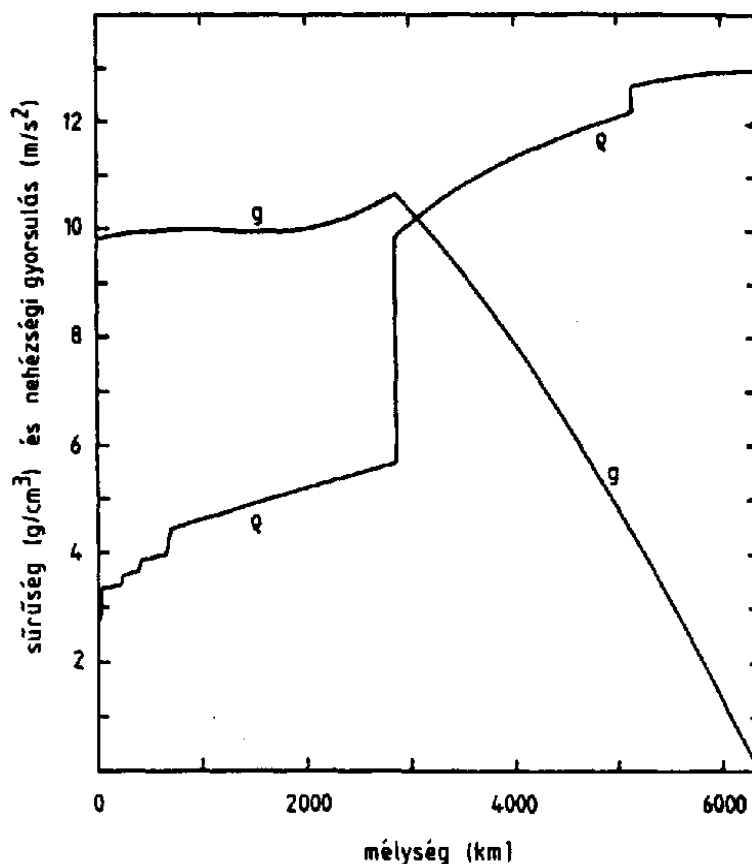
Ebben $\mathcal{M}(r)$ a Földdel koncentrikus r sugarú belső gömb össztömege. Deriválással:

$$\frac{dg}{dr} = -\frac{2g}{r} + 4\pi G\rho. \quad (5.1.7)$$

(6.1.6) és (6.1.7) együtt kétismeretlenes elsőrendű differenciálegyenlet-rendszert alkot, amelyet Φ ismeretében, a ρ és g felszíni értékeiből mint kezdőfeltételekből kiindulva numerikusan lehet megoldani. Mindaddig, amíg Φ folytonos, s így feltehetőleg ρ is az, a megoldás nem okoz gondot. A Φ diszkontinuitásainál azonban ρ ugrása nem ismert előre, s így feltevésekkel kell élni. A kéreg és a köpeny határán lévő kisebb diszkontinuitás még viszonylag könnyű eset, mert a kéregből és a felsőköpenyből kőzetminták állnak rendelkezésünkre, azaz az itteni sűrűségeket közvetlenül is meghatározhatjuk. Semmiféle előzetes adat nincs azonban arról, hogy a köpeny-mag határon, ill. a külső és belső mag határan mekkora sűrűségugrás lehet. Az egyenletek megoldása során ezeket próbálgatással kell felvenni és meghatározni. Két feltételünk van, amelyek a problémát határozottá teszik: a megoldásból nyert $\rho(r)$ függvénynek olyannak kell lennie, hogy a belőle számítható átlagsűrűség és C tehetetlenségi nyomaték a Föld valódi adataival egyezzenek.

A Földre kapott sűrűségeloszlás, valamint a g változása a 31. ábrán látható. A legfeltűnőbb sűrűségugrás a köpeny-mag határon tapasztalható: a mag durván kétszer sűrűbb anyagból van, mint a köpeny.

Mint látjuk, a földbelső sűrűségeloszlása azért határozható meg, mert mérni lehet a Φ értékét minden mélységre. A további szükséges feltételi adatok (felszíni ρ és g , átlagsűrűség, tehetetlenségi nyomaték) más bolygókra is ismeretesek, de a Φ eloszlása csak a Föld esetében. Ennek ellenére más bolygók belsejéről is vannak sűrűségmodelljeink, amelyeket a (6.1.6)-(6.1.7) egyenletrendszer megoldásával állítottak elő. Ilyenek készítéséhez valamilyen minimális ismeret szükséges a bolygók anyagáról, pontosabban azok $\rho = \rho(p)$



31. ábra: A sűrűség és g változása a Föld belsejében

állapotegyenletéről (amelyből, mint láttuk, Φ deriválással adódik). Az állapotegyenletet empirikusan, nagynyomású laboratóriumokban lehet meghatározni, ha van valamilyen ésszerű feltevésünk arról, hogy az adott bolygót vagy legalább annak valamely rétegét milyen anyag alkotja.

Felmerül még a kérdés, hogy a Föld (vagy a bolygók) sűrűségeloszlásának meghatározásához miért éppen az adiabatikus $\rho = \rho(p)$ állapotegyenletet használjuk, hiszen a valóságban a sűrűség a nyomáson kívül a hőmérséklettől is függ, s ez utóbbinak nem kell feltétlenül az adiabatát követnie. A kérdésre a választ a 6.2 fejezetben fogjuk megadni.

A FÖLD BELSEJÉNEK ANYAGA A földbelső legjobban ismert öve természetesen a közvetlenül talpunk alatt lévő szilárd kéreg, hiszen ez a geológia tudományának vizsgálati színtere. A kéreg azonban a Föld méreteihez képest igen vékony, a globális fizikai folyamatokban csak passzív szerepet játszik, vele most nem foglalkozunk. A Föld térfogatának több mint 99%-át a köpeny és a mag teszi ki. Kérdés, milyen anyagok alkotják őket?

A köpenyből közvetlenül mintát venni még nem sikerült, a kéreg ahhoz nem elég vékony, hogy mélyfúrással keresztülhatoljunk rajta. Szerencsére vannak olyan geológiai folyamatok, elsősorban a vulkanizmus, amelyek kőzetmintákat hoznak fel a köpenyből. A vulkánok

ún. elsődleges magmakamrái jórészt a köpenyben vannak. Ez nem jelenti azt, hogy a felszínre ömlő vulkáni anyag (láva) azonos a köpenyanyaggal, hiszen az sosem olvad meg 100 %-ig. A láva legfeljebb egy parciális olvadás terméke, a köpenyanyag differenciátuma lehet. A különböző összetételű ásványok olvadáspontjából, a sok komponensű rendszerek megolvadásának mechanizmusából azonban következtethetünk arra, hogy adott összetételű olvadékot milyen összetételű anyaközetből kapunk. Még egyszerűbb a dolog akkor, ha a láva az eredeti köpenyanyag meg nem olvadt zárványait hozza felszínre (mint gyakran teszi). A zárványok ásványtársulásából, azaz az ásványösszetételből származásuk mélységére (nyomásra, hőmérsékletre) lehet következtetni. Ez a mélység sokszor 100 km körül van.

Így végül is egészen megbízható képünk van arról, hogy a köpeny legfelső részén milyen az anyag összetétele. Ezt a zömmel magnézium-vas-szilikátnak tekinthető kőzetet pirolitnak nevezték el. Nagyonbár (több mint 60 %-ban) olivinkristályok alkotják, összetételük $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$, második fő ásványa (kb. 30 %) az ortopiroxén, azaz $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$. Az Mg és Fe ionok kb. 89:11 arányban szerepelnek a kristályrácsban. A többi, jelentéktelenebb ásvány figyelembevételével a pirolit kémiai összetételét a IX. táblázat első oszlopa adja meg. Az ilyen összetételű kőzet rugalmas tulajdonságai (sűrűség, kompresszibilitás, hullámsebességek) a laboratóriumi mérések tanúsága szerint pontosan egyeznek a felsőköpeny szeizmológia nyújtotta adataival. A felsőköpeny mélyebb részében tapasztalt anomális hullámsebesség-emelkedések (30. ábra) a nagynyomású kísérletek szerint abból fakadnak, hogy itt a pirolit ásványai sűrűbb módosulataikat veszik fel (fázisátmenet), de közben a köpenyanyag kémiai összetétele nem változik. Feltehető, hogy az egész köpeny kémiai szempontból (közelítőleg vagy akár teljesen) homogén.

IX. táblázat: A PIROLIT ÉS A KONDRITMETEORITOK FŐ KÉMIAI ÖSSZETEVŐI a könnyen illók nélkül

	pirolit	kondritok redukált vastartalommal	kondritok eredeti összetétele
SiO_2	45	48	33
MgO	38	34	24
FeO	8.0	8.1	35
Al_2O_3	3.3	3.5	2.4
CaO	3.1	3.3	2.3

Az adatok súlysúlyszázalékot jelentenek.

A *mag* összetételéről semmilyen közvetlen adatunk nincs. Régóta fennálló hipotézis azonban, hogy a mag anyaga a magnézium-vas-szilikát köpenyétől gyökeresen eltér, s ez a gyökeres kémiai különbség tükröződik a köpeny-mag határ fentebb tapasztalt éles

diszkontinuitásában. A hipotézis szerint a mag anyaga fémes vas (Fe), amelyet kisebb mennyiségben más elemek (Ni, Si, S) vagy egyszerű vegyületek (FeS, FeO) ötvözhetnek. A külső magban ez a fémes ötvözet olvadt állapotban van, a belső mag határán azonban a nyomás eléri a megszilárdulásához szükséges értéket, s így a belső magban ugyanez az anyag szilárd halmazállapotú.

A vasmag hipotézise a *meteoritok* összetételének analógiájára született. A Földre hulló meteoritok az ember első Hold-expedíciójáig az egyetlen, közvetlenül vizsgálható kozmikus anyagmintát jelentették, s így nagy kozmogóniai és kozmokémiai jelentőségre tettek szert. Összetételük alapján a következő csoportokra oszthatjuk őket:

1. Vasmeteoritok alkotják a Földre hulló meteoritok kb. 7%-át. Fő alkotójuk a vas, ezen kívül változó mennyiségben (4-35%) nikkeltalálható bennük, valamint néhány járulékos elem (Co, S stb.).
2. A vas-szilikátmeteoritok (kb. 2%-a az összesnek) átmeneti csoport az 1. és 3. osztály között, anyaguk részben fémes fázisból áll, dominánsan vasból, részben pedig a 3. csoport szilikátjaiból. A fémes és a szilikátfázis is számottevő arányban fordul elő bennük.

A többi meteorit, azaz a zöm (91%) szilikátmeteorit. Ezek további két csoportra oszthatók:

3. Akondritok (9% az összesből): olyan szilikátok alkotják őket, amelyek a földi kéregben és köpenyben is gyakoriak; a fémes fázis elenyésző bennük.
4. Kondritok: ezek teszik ki az összes meteoritok túlnyomó többségét (82%-át). Főleg szilikátokból állnak, mégpedig elsősorban a földköpeny fő alkotóiból, olivinból és piroxénből; ezenkívül kisebb mennyiségben a vas-nikkeltalálható fázis is megjelenik bennük. A kondritok a bennük található, olivin és piroxén tartalmú kis gömböcskéktől (chondros) kapták nevüket; az akondritokban ilyenek nincsenek. A kondritok egy nagy fontosságú alcsoportja hidratált szilikátokat és szénvegyületeket, azaz könnyen illó, csak alacsony hőfokon stabil anyagokat is tartalmaz (szenes kondritok).

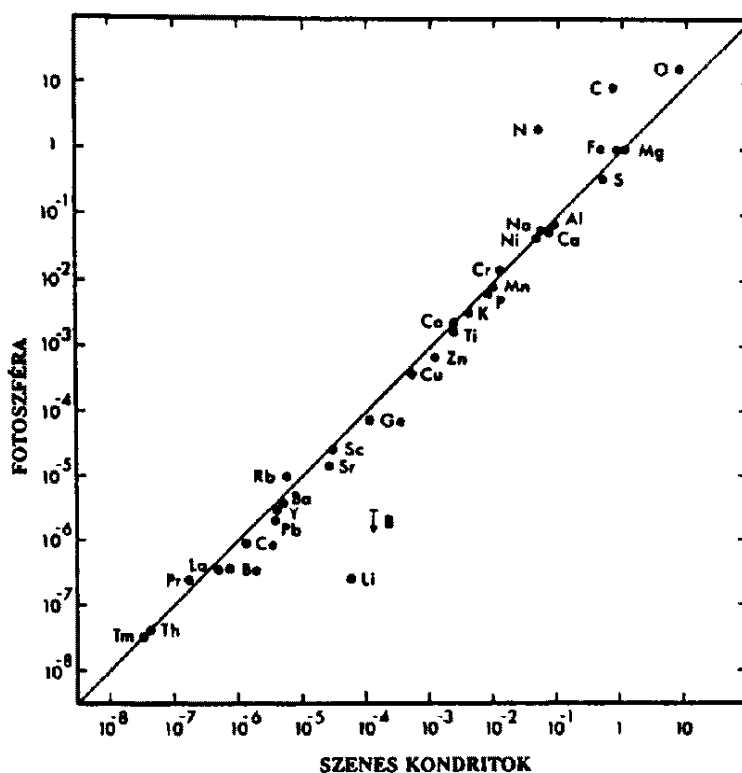
A meteoritok kémiai és ásványi összetételének vizsgálata azt mutatja, hogy az első három csoport (1–3.) magas hőfokon, olvadékból differenciálódott anyagokból áll. Ez a differenciáció nagyobb bolygótestek belsejében zajlott le. Az olvadékból különvált a fémes fázis, ill. a szilikátok. A nehéz fémes anyag a bolygó közepén gyűlt össze, s ezt a magot szilikáthéj vette körül. Ezek a valamikori bolygók kihűlésük után eddig ismeretlen okból összetöredtek, s az így létrejött törmelékből származnak az első három csoport meteoritjai: a vasmeteoritok a magból, az akondritok a szilikáthéjből, a második, átmeneti csoport pedig a két zóna határáról. A kondritok, és főként a szenes kondritok, nem differenciálódtak jelentősen, azaz bizonyára sosem álltak össze nagyobb méretű bolygótestté, ahol hosszan tartóan magas hőmérsékletnek lettek volna kitéve.

A Föld gömbhéjas szerkezetének kialakulását is a fenti analógiára lehet elképzelni. Hogy a köpeny szilikátokból áll, azt tapasztaljuk; hogy a mag vas-nikkeltalálható anyagú, az eredetileg ebből az analógiából következik.

Az analógia alkalmazása mögött az az alapfeltevés áll, hogy a meteoritok és a Föld (legalább hozzávetőleg) azonos összetételű anyagból keletkezett. Igazolható-e ez? Az összehasonlításához a kondritokat, s azon belül is a szenes kondritokat használjuk, hiszen ezek mentek át a legkevesebb differenciáción, még bizonyos könnyen illó anyagokat is megtartottak. Ám a számításból a könnyen illókat ki kell hagynunk, mert ezek a Föld belsejéből

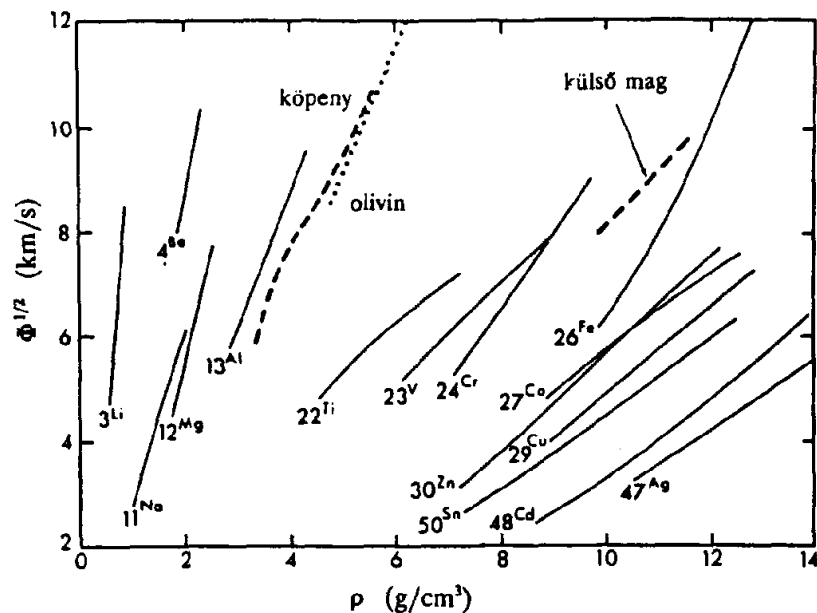
eltávoztak (az óceánokba, a légkörbe, a világűrbe). A szenes kondritok fő nemilló-oxidjainak arányait a IX. táblázat harmadik oszlopa tartalmazza. Ezek az arányok jelentősen eltérnek az első oszlop adataitól, amelyek a földköpeny összetételét reprezentálják. Nem csoda, hiszen feltevésünk szerint a köpeny differenciáció terméke: a Föld eredeti nemilló anyagából a vas jórészt kivált, ma a magot alkotja, s a köpeny csak a maradék lehet. Ezt a differenciációt azonban gondolatban az ősi, differenciálatlan kondrit-anyagon is elvégezhetjük. Vegyünk földtömegnyi kondritanyagot (a könnyen illók nélkül), s vonjunk ki belőle annyi vasat, amennyi a Föld magjában van. A maradék oxidos összetételét a IX. táblázat második oszlopa mutatja be. Láthatóan ezek az adatok jól egyeznek az első oszlopban találhatóakkal, a földköpeny adataival.

Nagy jelentőségű a bolygók anyagi összetételének tárgyalásában még az a tény is, hogy nemcsak a vasmagúnak feltételezett Föld anyaga egyezik meg a differenciálatlan meteoritanyaggal, hanem egy további minta is: a Nap fotoszférája (légköre), természetesen megint csak a könnyen illók, az olyan kis tömegszámú atomok kivételével, mint a H, He, C, N (lásd 32. ábra). A Nap fotoszférájának összetételét spektroszkópiai úton határozták meg. A fenti egybeeséseket a Naprendszer keletkezésének modellezésekor fogjuk kihasználni.



32. ábra: A Nap fotoszférájának és a szenes kondritoknak az elemösszetétele. Mindkét tengelyen mól-arányok szerepelnek a Si mennyiségére mint egységre normálva

Megjegyezzük, hogy a Föld magjának fémes vassal való azonosítását független érvként támogatják még a *nagynyomású kísérletek* eredményei. Sztatikusan ugyan még nem sikerült olyan nagy nyomást előállítani, amilyen a magban uralkodik, de lökéshullám-kísérle-



33. ábra: Hugoniot-görbék fémekre, olivinre, a Föld köpenyére és a külső magra

tekkkel, 10^{-6} sec-nyi időtartamra igen. E kísérletekkel az adiabatikus $\rho(p)$ állapotgörbéhez hasonló ún. Hugoniot-görbét lehet meghatározni, s ebből az adiabata kiszámítható. A 33. ábrán különböző fémek Hugoniot-görbéi láthatók, konkrétan a $\Phi^{1/2} = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)^{1/2}$ ún. átlagos hangsebesség a ρ sűrűség függvényében. Az ábra feltünteti a külső magot is, ahogyan a szeizmológiából ismerjük. Ez a görbe éppen a vas Hugoniot-jához esik legközelebb, noha az is kiderül, hogy a vasnál könnyebb ötvöző elemeknek vagy vegyületeknek (pl. FeO, FeS) is jelen kell lenniük a magban, kisebb mennyiségben.

A BOLYGÓK LÉGKÖRE A légkörrel rendelkező bolygókat, atmoszférájuk legfőbb gázaival a X. táblázat sorolja fel. Az összetételi arányok a légkörök legalsó, legsűrűbb, áramlások által homogénné kevert rétegére vonatkoznak. A külső bolygók esetében ez a réteg közvetlenül a bolygók látható felszínét alkotó átlátszatlan felhőzóna felett helyezkedik el, a belső bolygók esetében pedig a szilárd kőzetfelszín felett.

A Föld a maga nitrogén-oxigén atmoszférájával kivételes jelenség, a másik két nagyobb belső bolygó, a Vénusz és a Mars légköre széndioxid-nitrogén összetételű. A külső bolygók légköre főleg hidrogénből és héliumból áll, nagyjából a Nap fotoszférájában észlelhető arányokban. Mindazonáltal figyelemre méltóak az eltérések is ettől az aránytól. Például az Uránusz és a Neptunusz légkörében kevesebb a hidrogén, több a hélium és jelentős mennyiségű a metán.

A ritka felső atmoszférákban, ahol az áramlások és a keveredés szerepe már elhanyagolható, a gázok aránya megváltozik a magasság növekedésével a könnyebb gázok javára. A gázok eloszlását főként a nehézségi erő határozza meg, ezért egyensúlyban a következők

X. táblázat: A BOLYGÓLÉGKÖRÖK ÖSSZETÉTELE

	H ₂	He	CH ₄	N ₂	CO ₂	O ₂	Ar	H ₂ O
Föld				78.1	0.03	20.9	0.9	változó (0–3)
Vénusz				4	96			~ 0.1
Mars				3	95	0.1	1.6	
Jupiter	90	10	0.1					
Szaturnusz	93	7	0.1–0.2					
Uránusz	83	15	2					
Neptunusz	~ 83	~ 15	~ 2					
Nap	89	11						

Az adatok térfogatszázalékokat jelentenek.

írhatók valamely gázkomponens p parciális nyomására:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho$$

és

$$p = Nk_B T,$$

az utóbbi az ideális gázok törvénye. Az egyenletekben z a magasság, g a nehézségi gyorsulás, ρ az adott gáz tömegsűrűsége, N a részecskesűrűsége ($\rho = Nm$, ha m a gáz molekuláinak tömege), k_B a Boltzmann-állandó, T a hőmérséklet. Ha feltesszük az egyszerűség kedvéért g és T állandóságát, az egyenletek megoldása

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{z}{H_0}\right),$$

ahol $H_0 = k_B T / mg$ az adott gázra vonatkozó skálamagasság. (N_0 a sűrűség a $z = 0$ referenciaszinten.) Vagyis mindegyik gázkomponens sűrűsége fölfelé exponenciálisan csökken, de a könnyebb gázok skálamagassága nagyobb, azaz ők lassabban fogynak el. Ezért minden bolygó legkülső atmoszféráját a legkönnyebb gáz, a hidrogén alkotja (a napsugárzás hatására atomos, azaz disszociált, sőt ionizált állapotban), még akkor is, ha a legalsó légrétegekben a hidrogén legfeljebb nyomokban fordul elő.

A BOLYGÓK KELETKEZÉSE A Naprendszer keletkezéséről vallott mai felfogás nagymértékben épít a meteoritok, a Föld és a Nap (valamint, amióta a holdközeteket is ismerjük, a Hold) nemilló anyagainak azonosságára. Eszerint az egész Naprendszer, a

Napot is beleértve, nagyjából egyszerre, egy közös anyagfelhőből jött létre. Ez a hideg intersztelláris “köd” (ún. preszoláris köd) olyan elemekből tevődött össze, amelyeket a környező idősebb csillagok belsejében zajló nukleoszintézis, ill. még korábban az ősrobbanás termelt. Így a köd tömegének túlnyomó részét H, kevesebbet He tette ki, azután a könnyű C, N, O elemek következtek, és még kevesebb mennyiségben a nehezebb elemek, pl. fémek. Az Fe-nél nagyobb tömegszámú elemekről úgy tartjuk, hogy zömmel szupernova-robbanás hozza létre őket, tehát a preszoláris ködöt is feltehetőleg egy szupernova-robbanásban elpusztult idősebb csillag látta el nehéz elemekkel. Az elemek természetesen különféle vegyületeket is alkottak.

A köd anyagait szokás *gázokra, jegekre és porra* felosztani. A köd alacsony hőmérsékletének megfelelően csak a H és He létezett gáz állapotban, s a becslések szerint ők alkották a köd tömegének kb. 98 %-át. A jegek főleg a C, N, O elemek hidrogénnel képezett vegyületei lehettek (metán, ammónia, vízjég), kb. 1.5 %-nyi mennyiségben. A maradék kb. 0.5 %-ot kitevő por fémekből, oxidokból, szilikátokból állt.

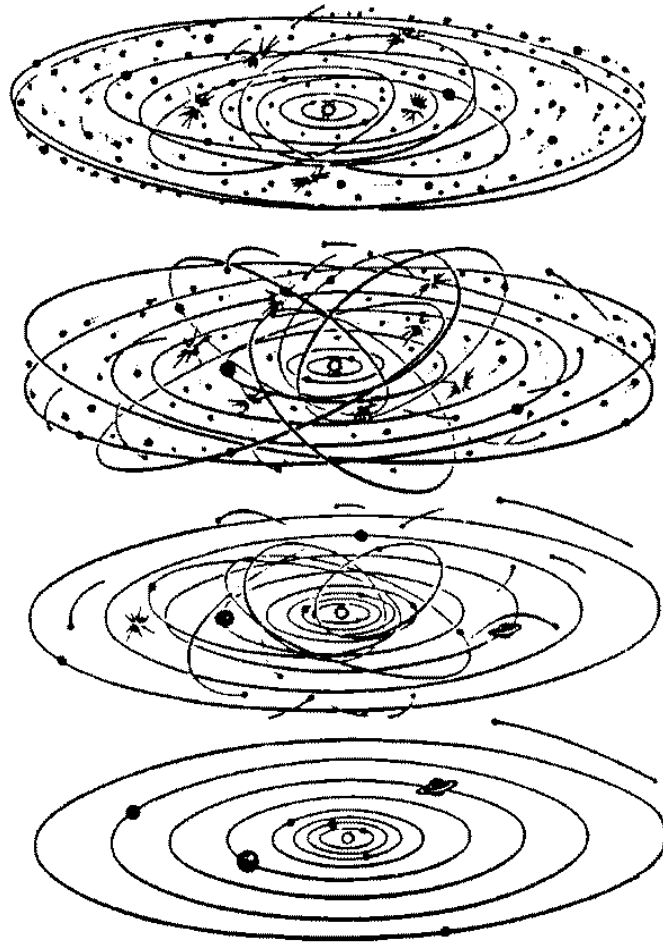
A Naprendszer kialakulása a ködből annak gravitációs összehúzódásával kezdődött. A legsűrűbb anyagcsomó először a köd közepén gyűlt össze, s vált ősnappá. A belé zuhanó gázok és részecskék felszabaduló gravitációs energiája, mihelyt a centrum elég sűrűvé és átlátszatlanná vált ahhoz, hogy ezen energia kisugárzását meggátolja, melegíteni kezdte az összehúzódó köd belsejét. A ködben kifelé csökkenő hőmérsékleteloszlás alakult ki. A centrumbeli ősnap akkor alakult csillaggá, mikor benne a hőmérséklet elérte a hidrogénfúzió beindításához szükséges szintet.

A köd, összehúzódása során, megtartva eredeti impulzusmomentumát, egyre gyorsabban forgott és egyre laposabb korong formáját öltötte. A korong külső gyűrűiben kezdődött meg a bolygótestek összeállása (akkréciója) a por- és jégrészecskék összetömörülésével és egyre nagyobb méretű anyagcsomók kialakulásával. A méretek skálája ma is teljes a mikrometeoroktól kezdve a meteorokon, üstökösökön, kisbolygókon át a nagybolygóig. Kezdetben azonban a legkisebb méretű testek töltötték ki a teret, s csak a nagyobb bolygók akkréciója során “tisztult ki” a bolygóközi tér annyira, ahogyan ma tapasztaljuk (lásd 34. ábra).

Az ősi Naphoz közeli kondenzátumokon a magas hőmérséklet miatt nem maradtak meg az illékony (gáznemű, alacsony olvadás- és forráspontú) elemek, ill. vegyületek. Ha egy kialakulóban lévő bolygótest felszínén a gázmolekulák sebessége meghaladja a szökési sebességet, a gáz elillan a bolygókról. Nyilván az adott égitest illókat megtartó képessége a tömegétől is függ, általában azonban a Naptól távolodva, a csökkenő hőmérséklettel a megkötött könnyen illók (pl. a gázok és jegek) mennyiségének növekedése, következésképp a sűrűség csökkenése várható. A VIII. táblázat azt mutatja, hogy a bolygók átlagsűrűsége nagy vonalakban követi ezt a szabályt.

Másrészt viszont a nemilló (azaz magas olvadás- és forráspontú) anyagok, a fémek- és szilikátok eloszlását a preszoláris köd hőmérsékleteloszlása nem befolyásolta, így a Naprendszer nemilló anyagának nagyjából mindenütt azonos összetételűnek kell lennie. Említettük már, hogy ezt a konklúziót igazolja a Nap fotoszférájának, a differenciálatlan meteoritoknak és a Földnek a kémiai összetétele.

Az akkrécióval akkumulálódó bolygótestek természetesen nem maradtak az őket alkotó anyagok homogén konglomerátumai, hanem ezek különböző fizikai és kémiai folyamatok során szétváltak és a leendő bolygók egyes rétegeit hozták létre. A bolygó által megkö-



34. ábra: A bolygók akkréciója a Naprendszer kialakulása során

tött gázok, továbbá azok a légnemű (és folyékony) anyagok, amelyek a becsapódó szilárd részecskékből a becsapódáskor szabadultak ki az akkréció során, a bolygó gáz- (és folyadék-) burkát alkották. A légkörök később is bonyolult kémiai fejlődésen mehettek keresztül, pl. a Föld oxigéndús és széndioxid-szegény atmoszférájának létrehozásában az életnek is döntő szerepe volt. A bolygók szilárd belsejét fölépítő anyag, azaz a szilikátok, fémek, ezenkívül hidegebb környezetben (a Naprendszer külső részén) a jeges, szintén differenciáción mentek keresztül, s a különvált rétegek sűrűségük sorrendjében hozták létre a bolygóbelsők egyes héjait. Ennek példája a szilikátköpeny és a vasmag szétválása a Földben és a differenciálódott meteoritok eredeti anyagbolygóiban. Planetáris méretű differenciáció természetesen csak folyadékfázisban mehetett végbe, amelyhez a bolygóbelsők legalább parciális olvadása kellett.

Tekintsük még át, hogy az eddigiek alapján hogyan modellezhetjük a Föld bolygótestvéreinek belső szerkezetét.

A FÖLD-TÍPUSÚ BOLYGÓK A belső bolygók mindegyike ún. "kőzetbolygó": viszony-

lag jelentéktelen légkörük alatt szilárd kőzetfelszín található. (A Merkurról a Holdhoz hasonlóan állíthatjuk, hogy légköre nincs.) A Naprendszer keletkezéséről vallott mai fel-fogás alapján s a Föld analógiájára feltesszük, hogy valamennyi belső bolygó *szilikátkő-penyéből* és *vasmagból* áll.

A Merkúr a sűrűség-táblázat alapján (lásd VIII. táblázat), ha még azt is hozzá vesszük, hogy kis tömege miatt belsejében a kompresszió nem jelentős, a legsűrűbb anyagú bolygó. Ez meg is felel annak, hogy a Naphoz legközelebb, a legmelegebb zónában keletkezett. Becslések szerint vasmagja az egész bolygótömeg 60-65 %-át teszi ki (a Földben ez az arány 32.5%). A Merkúr kisebb szilikáttartalma arra vall, hogy a Nap ilyen közelségében még a szilikátok egy része sem kondenzálódhatott a kialakuló bolygón.

A Vénusz többé-kevésbé akkora és olyan, mint a Föld. Kicsit kisebb sűrűsége nagyjából megmagyarázható kicsit kisebb tömegével, azaz belsejének kisebb kompressziójával.

A Mars jóval kisebb sűrűségű a Földnél és nemcsak kis tömege miatt. A Földnél hideg-gebb, így nagyobb illótartalmú környezetben keletkezett. Ezért (egy elképzelhető modell szerint) belsejében, pl. a vasmagban nagyobb az FeO/Fe arány, s ez vezet alacsonyabb sűrűségéhez.

A KÜLSŐ BOLYGÓK A külső bolygók “gázbolygók”: sűrűségük szembetűnően kicsi a belső bolygókéhoz képest. De nem teljesen egyformák. A Jupiter és a Szaturnusz valóban főként a preszoláris köd gázaiból (H, He) állt össze, az Uránusz és a Neptunusz valószínűleg zömmel “jegekből” (H₂O, CH₄, NH₃) áll. Az utóbbiak ugyanis sokszorta kisebb tömegűek a két óriásbolygónál, és mégis nagyobb sűrűségűek. (A 0 nyomásra redukált becsült sűrűségük messze felülmúlja a Jupiter és a Szaturnusz hasonló jellemzőit.)

A Naprendszer keletkezésének modellje alapján, a kifelé csökkenő hőmérsékletnek megfelelően azt várnánk, hogy az Uránusz és a Neptunusz még kisebb sűrűségű legyen, mint a Jupiter és a Szaturnusz, hiszen a kis sűrűségű könnyen illó anyagok “befogásának” valószínűsége a preszoláris köd peremvidéke felé haladva egyre nőtt. Valószínűleg e négy nagy bolygó akkréciója egyformán indult egy-egy kőzet+jég összetételű kondenzációs mag kialakulásával. A Jupiter és a Szaturnusz felépülése azonban valamilyen oknál fogva “megszaladt”, és olyan nagy tömeget gyűjtöttek egybe, amelynek gravitációs ereje már elég volt a H és He megkötéséhez is. Ezek a bolygók a preszoláris köd megfelelő gyűrűjének teljes anyagát begyűjtötték, így mai összetételük kb. a Nap összetételének felel meg: valóban elsősorban H és He gázokból állnak. Az Uránusz és a Neptunusz kisebb tömege ilyesmire nem volt elegendő. Légkörük azt tanúsítja, hogy ők is jelentős mennyiségű hidrogént és héliumot fogtak be, anyaguk zöme azonban mégis “jegekből” tevődik össze. Ezért lettek sűrűbbek a két óriásbolygónál.

A Jupiter és a Szaturnusz tehát két nagyon hasonló felépítésű bolygó. Belső szerkezetük részletesebb modelljét a hidrogén kísérletileg meghatározott állapotdiagramjának felhasználásával alkották meg. A nagy nyomáson végzett mérések kimutatták, hogy azokon a hőmérsékleteken, amelyek e bolygók belsejében uralkodhatnak, a hidrogén kb. 2 Mbar (200 GPa) nyomásig molekuláris (H₂) fluidum formájában létezik, majd a 2 Mbar-os szinten jólvezető fémes (atomos) folyadék alakját ölti. A fázisátmenet során nagy sűrűség-növekedés is bekövetkezik (kb. 1 g/cm³-ről 4 g/cm³-re).

A Jupiter és a Szaturnusz így a következő rétegekből állhat: legkívül az átlátszó, kb. 90 százalékban H₂-ből álló légkör található. A bolygók látható felszínénél, a középponttól

mérve $r = R$ bolygósugárnyi távolságnál különböző ködök és felhők átlátszatlaná teszik a második réteget, amely továbbra is főleg molekuláris H_2 gázból, valamint He-ből áll. A harmadik réteg a 2 Mbar-os nyomásszinten kezdődik, a Jupiterben $r = 0.78R$, a Szaturnuszban $r = 0.5R$ távolság környékén. E rétegben tehát a hidrogén már fémes folyadékot alkot. A bolygók legbelső magja (kb. $0.2 - 0.25R$ -nél mélyebben) kőzet+jég összetételű, esetleg folyékony halmazállapotú, s önmagában is rétegzett.

Az Uránusz és a hozzá nagyon hasonló Neptunusz, mint láttuk, nagyrészt “jegekből”, azaz vízből, metánból, ammóniából állhat. Közülük a H_2O lehet a leggyakoribb komponens. Érdekes róla megjegyeznünk, hogy a nagy nyomású kísérletek tanúsága szerint e közönséges folyadék is érdekes fázisátmenetet mutat néhány Mbar nyomáson: elektromos vezetőképessége, akárcsak a hidrogéné, hirtelen nagyságrendeket nő, és fémes jellegűvé válik. Az Uránusz és a Neptunusz modelljének rétegei a következők lehetnek: A legkülső H_2+He légkör átlátszó. A felhőzóna alatti második réteg összetétele még a légkörével azonos. A harmadik (legvastagabb) héj az említett folyadék halmazállapotú “jegekből” áll, alsóbb részében a H_2O nagy vezetőképességű. A negyedik, központi zóna a kőzetmag.

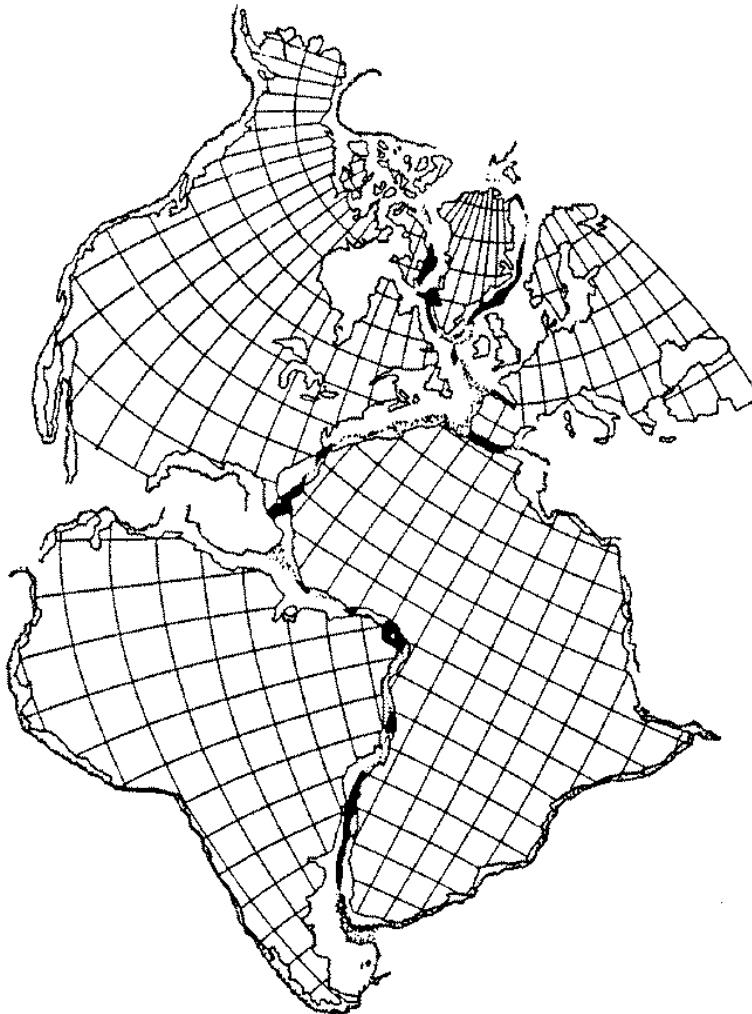
6.2. TERMIKUS KONVEKCIÓ A NAPRENDSZER ÉGITESTJEIN. A GEOLÓGIAI FOLYAMATOK HAJTÓEREJE

A Naprendszer nagyobb égitestjeinek anyagát, a folyadékként viselkedő öveget nagy léptékű áramlások “keverik”. Ezeknek az áramlásoknak a hajtóereje általában a gravitációs felhajtóerő, amely hőmérsékleti inhomogenitásokból adódó sűrűségkülönbségek következménye (termikus konvekció). A példák közül kiemeljük a Föld köpenyének cirkulációját, mint a kontinensvándorlásnak és más belső eredetű geológiai folyamatoknak okozóját.

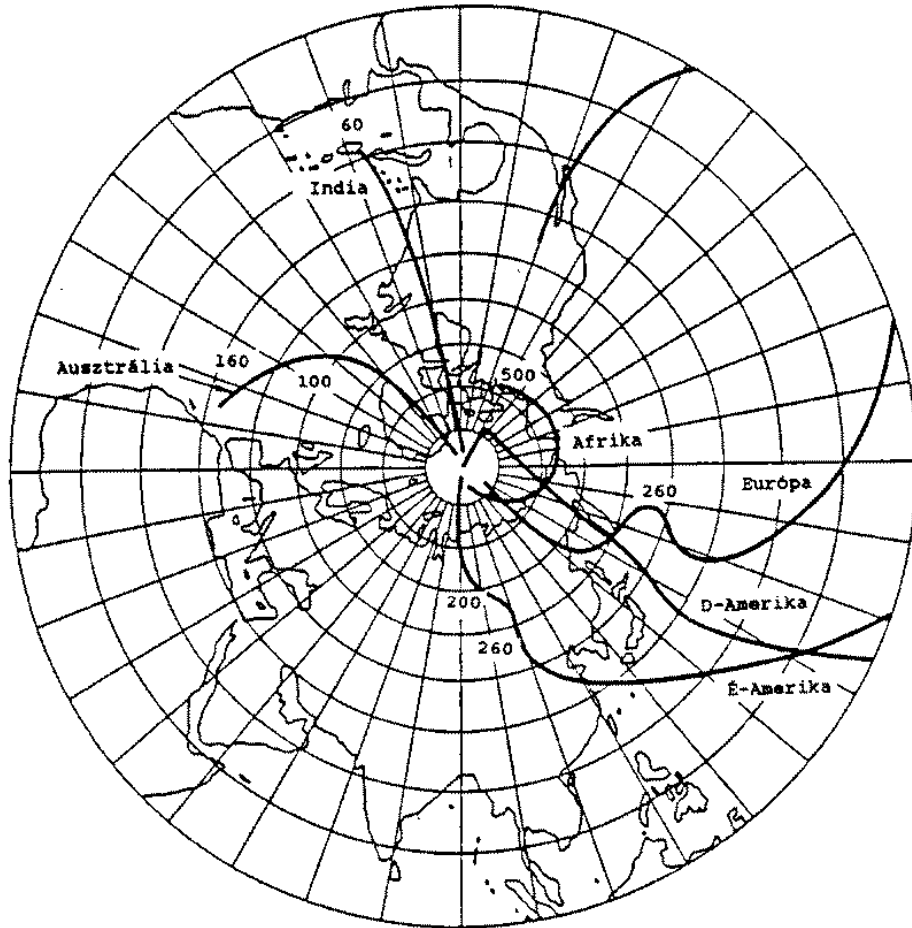
A FÖLDI LEMEZTEKTONIKA Hogy a Föld kérgét alkotó kőzetek valamiféle belső erők hatására nagy léptékű plasztikus, folyadékszerű deformációt szenvednek, az a geológia számára régóta nyilvánvaló. A nagy lánchegységekben lépten-nyomon megfigyelhetők egykor vízszintesen lerakódott kőzetrétegek kaotikus gyűrődései. E hegységek anyaga eredetileg a mainál sokkal nagyobb felületeket borított be, s csak merevebb kéregblokkok szorításában gyűrődött össze és tornyosult fel hegyláncokká.

A földkéreg egyes darabjainak vízszintes mozgására még jobb példa a kontinensvándorlás. Ennek igazolására nagyon sok geológiai tapasztalat hozható fel. Először csupán bizonyos kontinenspartvonalak párhuzamos lefutása (pl. Dél-Amerikáé és Afrikáé) sejtette azt, hogy ma különálló kontinensek egykor egybefüggettek, majd kettéhasadtak és eltávolodtak egymástól. Hogy tényleg így lehetett, arra az is utal, hogy az eltávolodott kontinensek képzeletbeli visszaállításával (35. ábra) olyan elrendezést kapunk, melyben az egyik kontinens adott közettartományai pontosan a szemben lévő kontinensparton folytatódnak. Sok jele van, hogy a mai klímaövek egészen mások, mint a néhány százmillió évvel ezelőttiek. Egykor trópusi környezetben keletkezett kőzetek ma a sarkvidékekhez vannak közel, és fordítva. Ez csak úgy lehetséges, hogy a kontinensek ma már egészen más helyzetben vannak a pólusokhoz és az egyenlítőhöz képest, mint régen. Az egyes kontinenseknek a pólusokhoz viszonyított folytonos eltolódását a legpontosabban paleomágneses mérésekkel követhetjük nyomon. Ez a módszer azon a (használhatónak bizonyult) feltételezésen alapszik, hogy a Föld mágneses pólusai, mint ma, úgy régen is mindig a földrajzi pólusok közelében voltak. Sokfajta kőzet, pl. a lávakőzetek is jól mérhető mennyiségben

tartalmaznak mágnesezhető ásványokat. Ilyen a magnetit, Fe_3O_4 és még mások is. Amikor egy lávakőzet megszilárdulása után kihűl, mágnesezhető ásványai a földi mágnesezés irányában orientálódnak, s a kőzet egy darabjának mágnesezettsége a földi térrel egyirányú. E mágnesezettség megméréssel meghatározható, hogy a mintavétel helyétől milyen irányban és milyen távolságban helyezkedett el a mágnesezés pólusa a kőzet keletkezésének időpontjában. A tapasztalatok szerint az egészen fiatal kőzetek mágnesezettsége a mai földrajzi pólusok környékére mutat (ami nem meglepő), ám az idős kőzeteké máshová, sőt minél idősebbek, annál inkább máshová. Például az Észak-Amerika területén gyűjtött kb. 350 millió éves minták látszólagos pólusa a mai Csendes-óceán Japán körüli területére, 30° -os északi szélességre esik. Az egyes kontinensekre külön-külön meghatározott látszólagos pólus "vándorlási" útvonalát a 36. ábra mutatja be. De nyilván nem a mágnesezés pólus vándorolt a kontinensekhez képest, már csak azért is, mert összesen csak egy északi mágnesezés pólus létezik, s nem annyi, ahány nyomvonal a 36. ábrán. Valójában a kontinensek mozogtak és mozognak ma is, mégpedig különböző pályákon.



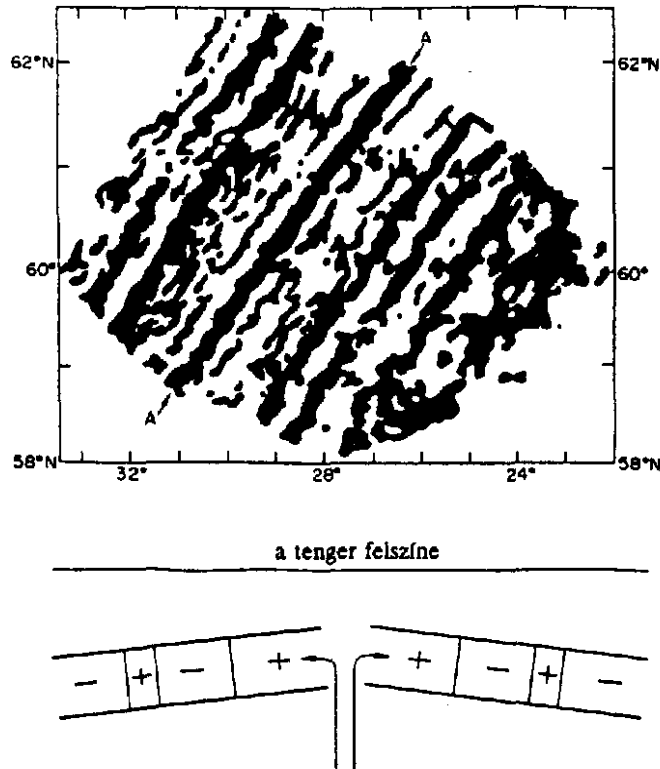
35. ábra: Kontinens-rekonstrukció



36. ábra: Látszólagos pólusvándorlási görbék. A görbékre írt számok geológiai kort jelentenek millió években.

Amikor egy ősi kontinens kettészakad és darabjai eltávolodnak, közöttük egy új óceáni medence nyílik ki, amelynek alját új óceáni kéreg alkotja. Ez az új kéreg a hasadékvonal mentén képződik a köpenyből felnyomuló vulkáni anyagból, folytonosan hozzáforrva kétoldalt a távolodó kéregblokkok szegélyéhez. Ilyen ún. akkréciós hasadékvonal található ma mindegyik óceán belsejében, az Atlanti-óceánnak például csaknem pontosan a középvonala mentén. Az Indiai-óceán hasadékvonala az Adeni-öbölben és a kelet-afrikai nagy tavak árok-rendszerében folytatódik, jelezve előre, hogy Afrika is kettészakadóban van. Az óceánfenék szétterjedésének fenti mechanizmusát is mágneses mérésekkel sikerült először kimutatni. Az új óceáni kéreg alkotó kihűlő láva a hasadékvölgy két oldalán szimmetrikusan mágneseződik az aktuális földi mágneses térben (kis mértékben ugyan, de észlelhetően; ismét csak mágnesezhető járulékos ásványainak jóvoltából). Minthogy pedig a földi tér időnként, kb. százezer év nagyságrendű nyugodt szakaszok után pólust vált, azaz az addigi északi pólus a déli helyére kerül és fordítva, a hasadékvölgy két oldalán jól kimutatható, ellentétesen mágnesezett sávok jönnek létre (37. ábra). A földtörténeti közelmúlt pólusváltásainak ideje jól ismert, így e sávok szélességéből az óceánfenék

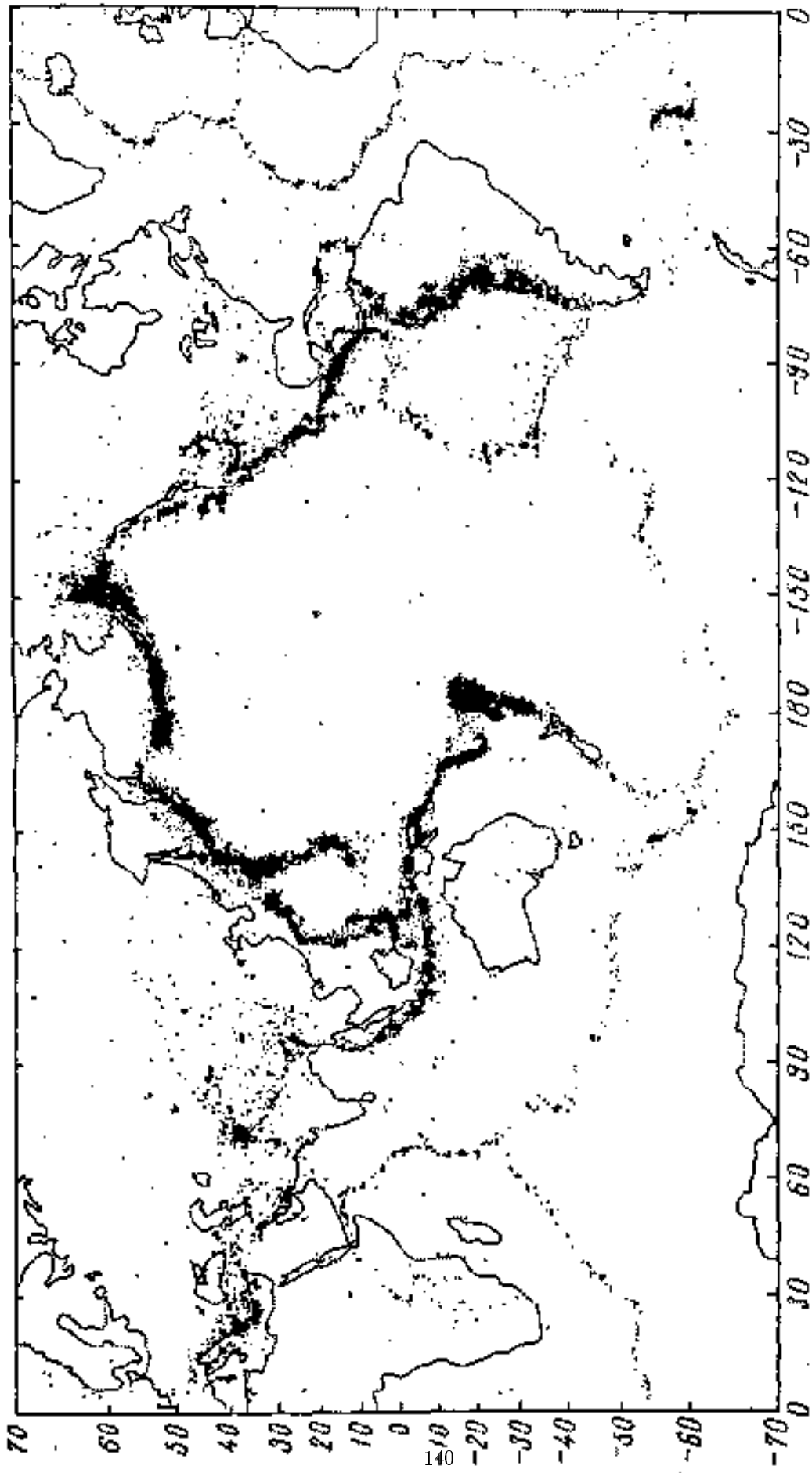
szétterjedésének sebessége könnyen meghatározható. Az eredmény: néhány cm/év.



37. ábra: Ellentétesen mágnesezett sávok az óceánfenéken Izlandtól délnyugatra. Az AA vonal az Atlanti-óceán közepén húzódó vulkáni hasadékvölgy egy szakasza. A sötét sávok a mai földmágneses tér polaritásának megfelelően mágneseződtek, a fehér területek ellenkezőleg. Az ábra alsó része jelzi az óceánfenék szétterjedésének és mágneseződésének folyamatát

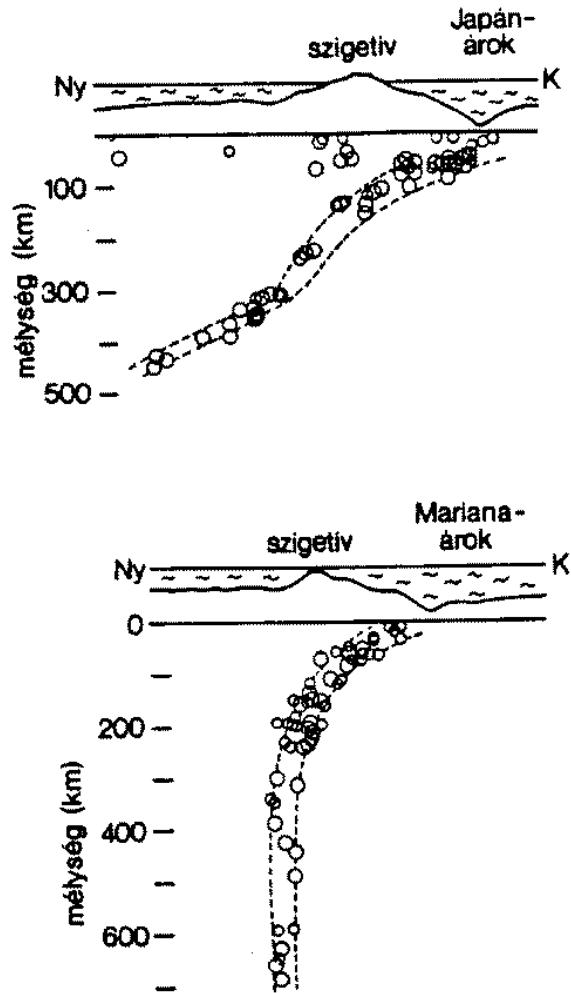
Amint az elmondott mechanizmusból sejtethető, bizonyos óceáni kéregblokkok kontinensekkel vannak összeforrrva, pl. az Atlanti-óceán délnyugati része a hasadékvölgytől nyugatra egy merev egységet képez Dél-Amerikával. A földkéreg tektonikai egységei tehát nem a kontinensek vagy az óceánok, hanem olyan blokkok, ún. *lemezek*, amelyeken kontinens és óceán együtt is előfordulhat.

A lemezek tehát mozognak egymáshoz képest, az óceáni hasadékvölgyek mentén például távolodnak, miközben új óceáni kéreg keletkezik a mélyből. Másutt, a konvergens lemezszegélyeknél, ahol két lemez egymás felé mozog, régi kéregnek kell eltűnnie, mélybe buknia, hiszen a Föld felszínének területe nem változik. Hol történik e mélybe bukás (szubdukció)? Ahogyan az óceáni hasadékvölgyek vonalában is sűrűek a földrengések, várhatóan a konvergens lemezszegélyeket, két lemez ütközésének vonalát is földrengések

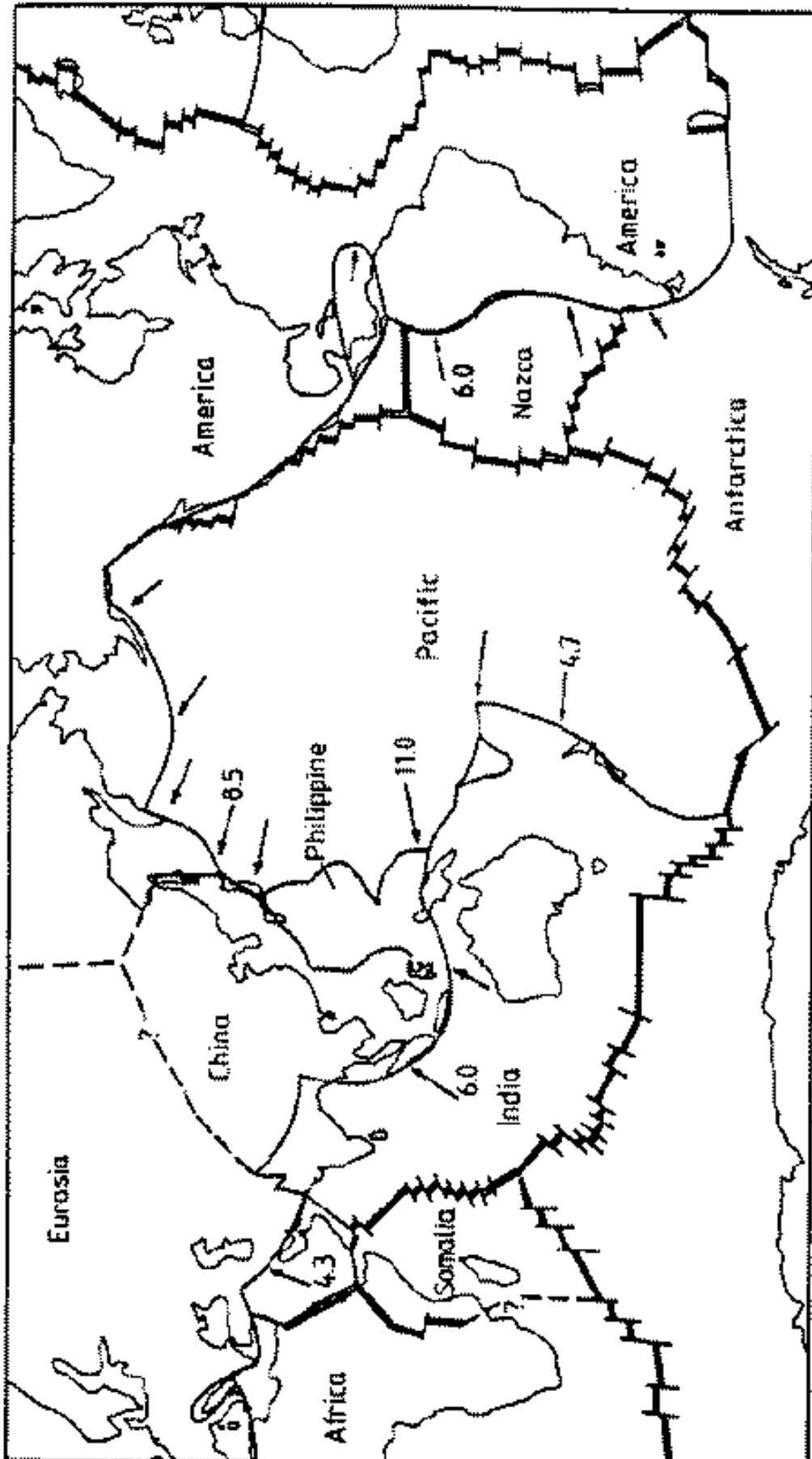


38. ábra: A földrengés-epicentrumok eloszlása a Föld felszínén

fogják kijelölni (38. ábra). A térkép szerint a mélytengeri árkokat és szárazföldeken a fiatal lánchegységeket kísérik még gyakori és sűrű rengések, jól kijelölhető szűk sávban. E sáv a közeledő lemezek határvonala. Például a Csendes-óceán legnagyobb részét magába foglaló Pacifikus-lemez nyugat felé a Japán-, Mariana- stb. árkok alatt bukik le a földköpenybe. Mélybenyomulásának síkját néhány száz km mélységig földrengésszékkel jelölik ki (39. ábra). Lemezek ütközésekor nemcsak szubdukció (mélybenyomulás) történik, hanem a lemezek szorítása a felszín kőzeteit lánchegységekké gyűrheti fel. Például említhetjük az Andok felgyűrődését Dél-Amerika nyugati partján vagy a Himaláját az Indiai és Eurázsiai lemez ütközésénél (40. ábra).



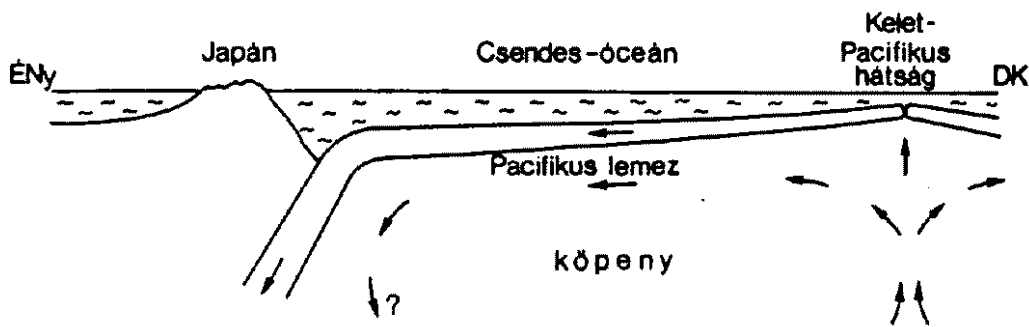
39. ábra: Földrengés-hipocentrumok eloszlása a Japán-, ill. Mariana-árok alatt húzódó szubdukciós övben



40. ábra: A mai lemezek és lemezhatárok. A dupla vonalak akkréció, a szimpla vonalak szubdukciós lemezszegélyt jelölnek. A nyílak a szubdukció irányát mutatják, a rájuk írt számok a szubdukció sebességét cm/év egységben

A lemezek mozgásával a fentiekén kívül még számos geológiai jelenséget meg lehet magyarázni. Azt lehet mondani, hogy a lemezmozgás — és maga az a földköpenybeli nagy áramlási rendszer, amely a lemezmozgásban nyilvánul meg — a belső eredetű geológiai folyamatok motorja, így a Föld fejlődésének egyik legalapvetőbb mechanizmusa.

A köpeny áramlási rendszerének, pl. a sebességeloszlásnak a pontos feltérképezése a geofizika jövőbeli feladata, ám a főbb vonásokat a felszíni struktúrák vizsgálatával már meg lehetett állapítani. Így bizonyos, hogy az áramlás leszálló ágát a lemezek mélybebukása, a szubdukció testesíti meg. Az óceáni hasadékvölgyek alatt viszont felszálló anyagáramnak kell lennie. Egy sematikus keresztmetszetet a Csendes-óceán alatt működő cirkulációról a 41. ábra vázol fel.



41. ábra: A Pacifikus-lemezt mozgató cirkuláció a Föld köpenyében

A FÖLDKÖPENY ÁRAMLÁSAINAK EREDETE A termikus konvekcióhoz folyadék kell, gravitációs tér, valamint fűtés, amely az áramlás energiaforrását adja. A Föld köpenyében természetesen a Föld saját gravitációs tere jelen van, de vajon a köpenyanyag folyadék-e és fűti-e valami?

A földrengés-regisztrátumok tanúsága szerint a köpenyben longitudinális és transzverzális hullámok is terjednek, tehát a köpeny szilárd halmazállapotú. (Térfogatának csak jelentéktelen hányada lehet parciálisan olvadt, pl. vulkánok alatt.) Kellően nagy vagy hosszan élő feszültségek hatására azonban, mint minden szilárd test, a kristályos köpenyanyag is anelasztikus, folyadékszerű deformációt szenved. Ennek mechanizmusa a köpeny szilikátjaiban is ugyanolyan, mint pl. fémekben, azaz a kristályhibák elkerülhetetlen jelenlétén és migrációján alapszik. Vonalszerű rácshibák (diszlokációk) mozgása a kristályokban vagy pontszerű rácshibák (lyukak, idegen atomok) vándorlása a kristályokban és a szemcsehatárokon hosszan ható feszültség hatására a kristályok folytonos deformációját okozza. Ez a deformáció makroszkopikusan valamilyen effektív viszkozitással jellemezhető.

A köpeny átlagos viszkozitását meglehetősen jól ismerjük a szilárd földfelszín bizonyos vertikális mozgásainak megfigyeléséből. Ismeretes, hogy a legutóbbi jégkorszak idején, amely kb. 10000 évvel ezelőtt ért véget, Skandinávia vagy Kanada területét olyan jégpajzs fedte, amilyen ma pl. Grönland szigetén található. Ennek hatására a Föld kérge megsüllyedt, pontosabban belesüllyedt a folyadékszerűen deformálódó köpenyanyagba. A jégtakarók elolvadása óta e területek újra emelkednek (még ma is), nyilván a lassan visszaáramló köpenyanyag hatására. Az emelkedés sebessége, ill. ennek időbeli változ-

sa és térbeli eloszlása jól ismert az említett két területen, s ezekből az adatokból meg lehetett határozni a köpeny átlagos viszkozitását. Ez közönséges mértékkel mérve igen nagy érték: 10^{22} poise (10^{21} pascal sec). Bár a viszkozitás általában érzékenyen változik a hőmérséklettel és a nyomással, a köpenyben együttes hatásuk — úgy tűnik — olyan, hogy a viszkozitás nagyjából mindenütt az említett nagyságrendben marad. Csupán a köpeny legfelső kb. 200 km-én tapasztalható változás: 100 és 200 km mélység között viszkozitásmínimum észlelhető (két nagyságrendnyi viszkozitáscsökkenéssel), a legfelső 100 km-ben viszont több nagyságrenddel nagyobb a viszkozitás a köpenybéli átlagnál. Ezt a legfelső, “merev” övet, amely a Föld kérgét és köpenyének tetejét foglalja magában, *litoszférának* szokás nevezni.

Ami a köpeny fűtését illeti, az közismert tapasztalat, hogy a Föld belsejében meleg van: a mélyfúrásokban 20–30 fokot nő kilométerenként a hőmérséklet. Ez a gyors emelkedés persze nem mehet sokáig, mert a köpeny anyaga így már 50–60 km mélységben megolvadna, s olvadt maradna ezalatt mindenütt, ami nem tapasztalható. A hőmérsékleti gradiens tehát a mélyben kisebb, mint a felszíni érték. A korábban már említett köpeny-eredetű ásványminták stabilitási viszonyaiból arra lehet következtetni, hogy 100 km mélységben 1000–1400 °C lehet. Ezalatt már nagyon bizonytalan a hőmérséklet értéke. Abból, hogy a szilikátos köpeny szilárd, de a vasötvözet külső mag folyékony, a köpeny-mag határra 3000–4000 °C adódik.

A Földnek ez a belső melege valószínűleg részben még születésének idejéből, az akkréció során felszabadult hőből ered, részben radioaktív elemektől. Ilyenek — bár kis mennyiségben — a köpenyből származó ásványokban és a meteoritokban is találhatóak. Az ebből becsült radioaktív hőmennyiség elegendő az említett hőmérsékletek megmagyarázására.

A Föld köpenyébe tehát alulról, a magból is érkezik hőáram, meg magában a köpenyben is termelődik hő. Ahhoz, hogy egy alulról vagy belülről fűtött folyadékrétegben konvekció induljon és maradjon fenn, bizonyos kvantitatív feltételeknek is teljesülniük kell. Vizsgáljuk meg ezeket.

A TERMIKUS KONVEKCIÓ EGYENLETEI A konvekció első két egyenlete a hidrodinamika alapegyenleteivel, a kontinuitási és a Navier-Stokes egyenlettel azonos (Landau-Lifsic VI. 15.):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (5.2.1)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \rho g e_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (5.2.2)$$

Itt t az idő, x_i derékszögű koordináták, u_i az áramlási sebesség komponensei, ρ a sűrűség, p a nyomás, σ_{ij} a viszkózus feszültségtenzor, g a nehézségi gyorsulás, e_i pedig a g irányát megadó egységvektor elemei, továbbá

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}.$$

Az egyenletek egyes tagjaiban fellépő azonos indexekre szummázni kell. A σ_{ij} tenzor elemei az η és η' viszkozitási együttthatókkal (és a δ_{ij} Kronecker-deltával):

$$\sigma_{ij} = \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \eta' \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}.$$

A konvekció harmadik egyenlete a hőtranszportot írja le. Jelöljük s -sel a fajlagos entrópiát (az egységnyi tömegű folyadékelem entrópiáját) és T -vel az abszolút hőmérsékletet. Ekkor $\rho T ds$ az egységnyi térfogat hőmennyiség-differenciálja. Erre írjuk fel a harmadik egyenletet (Landau-Lifsic VI. 49.):

$$\rho T \frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\xi \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \Psi + H. \quad (5.2.3)$$

Azaz az egységnyi térfogatú, az áramlással együtt mozgó folyadékelem hőmennyiség-változását három tag adja meg. Az első a térfogatelembe hővezetéssel érkező hő, ξ a hővezetési együttható. (Ez a tag a $\xi \nabla T$ vezetési hőáram divergenciája.) A Ψ -vel jelölt tag a viszkozus súrlódásból adódó hőfejlődés (disszipáció):

$$\Psi = \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j},$$

a H pedig a térfogati hőtermelés, a Föld esetében a radioaktív úton keletkező hő.

Homogén anyagú közegben a T és p szabad változókkal

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp.$$

A parciális deriváltak kifejezéséhez használjuk fel a fajhő definícióját:

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p,$$

illetve a Gibbs-féle G szabad energia

$$dG = -s dT + v dp$$

differenciáljára épülő Maxwell-relációt (melyben v az egységnyi tömeg térfogata, azaz $v = 1/\rho$):

$$- \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \alpha v = \frac{\alpha}{\rho},$$

ahol α a hőtágulási együttható. Tehát

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \frac{\alpha}{\rho} dp, \quad (5.2.4)$$

és akkor a (6.2.3) egyenlet így alakul:

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} - \alpha T \frac{dp}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\xi \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \Psi + H. \quad (5.2.5)$$

A konvekció egyenletrendszerét (6.2.1), (6.2.2) és (6.2.5) alkotja. Mivel az ismeretlenek (u_i, ρ, T, p) száma eggyel több az egyenletekénél, még egy egyenlet hiányzik. Ez nyilván a sűrűség (T, p)-függését fogja szolgáltatni:

$$\rho = \rho(T, p),$$

ami anyagi egyenlet, konkrét alakja anyagonként változó. Általánosságban azonban írhatjuk, hogy

$$d\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_t dp,$$

illetve az α hőtágulás és a χ_t izotermikus kompresszibilitás felhasználásával:

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\alpha dT + \chi_t dp. \quad (5.2.6)$$

A konvekció egyenleteit tanulságos lesz vizsgálni egy gyakran használt közelítés, a Boussinesq-approximáció segítségével. Mint látni fogjuk, ennek elhanyagolásai a Föld köpenyére csak marginálisan alkalmazhatók, azért az egyszerűsített egyenletek megoldását csupán első lépésnek tekintjük.

A BOUSSINESQ-APPROXIMÁCIÓ Ez a közelítés az izotermikus áramlások elméletében használt inkompresszibilis közelítés kiterjesztése a nem izotermikus esetre. A sűrűség változásait elhanyagolhatónak veszi az egyenletekben mindenhol, egyetlen kivétellel, mégpedig a $\rho g e_i$ tömegerő ("felhajtóerő") kivételével. Ez utóbbiban legalább ρ hőmérsékletfüggését, a hőtágulást meg kell tartanunk, hiszen ez a konvekció hajtóereje. (6.2.6) alapján ekkor közelítőleg vehető:

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)], \quad (5.2.7)$$

ahol ρ_0 a sűrűség értéke a T_0 referenciahőmérsékleten. A felhajtóerőben tehát (6.2.7)-et alkalmazzuk, minden más tagban pedig legyen $\rho = \text{konstans} = \rho_0$.

Mi a feltétele annak, hogy a sűrűség nyomásfüggését elhanyagolhatjuk? (6.2.6) alapján nyilván az, hogy a folyadékban észlelhető Δp rendű nyomáskülönbségekkel

$$\chi_t \Delta p \ll 1$$

legyen. Ha a folyadék d vastagságú réteget alkot, akkor Δp értéke maximálisan kb.

$$\Delta p \sim \rho g d,$$

azaz a kívánt feltétel:

$$\chi_t \rho g d \ll 1.$$

Ezt a feltételt a

$$\Gamma = \frac{\alpha}{\chi_t \rho c_v}$$

Grüneisen-paraméter segítségével szokás még más formába írni:

$$\Gamma^{-1} \frac{c_p}{c_v} \frac{\alpha g d}{c_p} \ll 1.$$

Mivel, mint a termodinamikából ismert, szilárd és folyékony anyagokra összetételüktől függetlenül, szélsőséges hőmérséklet- és nyomásváltozások között is a Grüneisen-paraméter csaknem állandó, 1 körüli érték, továbbá a két fajhő is körülbelül egyenlő: $c_p \sim c_v$, ezért feltételünk így egyszerűsíthető:

$$\frac{\alpha g d}{c_p} \ll 1. \quad (5.2.8)$$

A (6.2.8) teljesülése, ami tehát a kompresszió elhanyagolhatóságát jelenti, további egyszerűsítéseket igazol. Az egyik az, hogy a hőtranszportot nem fogja lényegesen befolyásolni a kompressziós munka, azaz (6.2.5) baloldalán a második tag elhanyagolható lesz az elsőhöz képest. Ezt könnyen beláthatjuk az alábbi becsléssel, ahol feltesszük, hogy a folyadékban ΔT rendű hőmérsékletkülönbségek vannak, s az utolsó lépésben alkalmazzuk (6.2.8)-at:

$$\alpha T \frac{dp}{dt} \bigg/ \rho c_p \frac{dT}{dt} \sim \alpha T \Delta p / \rho c_p \Delta T = \frac{\alpha T \rho g d}{\rho c_p \Delta T} \sim \frac{\alpha g d}{c_p} \ll 1.$$

Másfelől ugyanígy belátható Ψ elhanyagolhatósága is. A Ψ definíciójából és σ_{ij} kifejezéséből ugyanis nagyságrendileg

$$\Psi \sim \eta \frac{U^2}{\delta^2},$$

ahol U az áramlási sebesség tipikus értéke, δ pedig ennek térbeli változására jellemző hosszúságmérték; a (6.2.2) mozgásegyenletben pedig a felhajtóerő és a viszkózus feszültségek közelítő egyensúlyát véve

$$\rho_0 \alpha \Delta T g \sim \eta \frac{U}{\delta^2}.$$

Ezekből pedig

$$\Psi \sim \rho_0 \alpha \Delta T g U,$$

és végül

$$\Psi \bigg/ \rho c_p \frac{dT}{dt} \sim \frac{\rho_0 \alpha \Delta T g U}{\rho_0 c_p U (\Delta T / d)} = \frac{\alpha g d}{c_p} \ll 1.$$

A Boussinesq-approximáció fenti elhanyagolásait egészítsük még ki azzal, hogy az egyes anyagi jellemzőket (α , η , ξ) az egyszerűség kedvéért konstansnak tekintjük, s foglaljuk össze a módosított egyenleteket. A kontinuitási egyenlet ρ itt feltételezett állandósága miatt a sebességtér divergenciamentességét fogja előírni, a többi egyenletet pedig az elhanyagolt tagok kiiktatásával írhatjuk így:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{5.2.9}$$

$$\rho_0 \frac{du_i}{dt} = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)] g e_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \eta \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \tag{5.2.10}$$

$$\rho_0 c_p \frac{dT}{dt} = \xi \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + H \tag{5.2.11}$$

A következőkben megvizsgáljuk a termikus konvekció létrejöttének feltételeit a (6.2.9-11) egyenletrendszer alapján.

A RAYLEIGH–BÉNARD PROBLÉMA Ismét csak az egyszerűség kedvéért tekintünk egy d vastagságú, vízszintes, végtelen folyadékra, tekintsük alulról fűtöttnek, a belső hőtermelés elhanyagolásával ($H = 0$). Az eredeti problémánkban szereplő földköpeny ugyan nem ilyen, de sem a geometria megváltoztatása, sem H elhagyása nem érinti a gondolatmenet lényegét, a végeredmények eltérésére pedig visszatérünk. Legyen a folyadékban g állandó, z irányú, lefelé mutató; továbbá legyen a felső folyadékfelszín

hőmérséklete T_0 , az alsóé T_1 ($> T_0$), mindkettő konstans. Konvekció, kísérleti tapasztalat szerint is, akkor indulhat, ha $\Delta T = T_1 - T_0$ egy kritikus értéket meghalad. Amíg csak vezetési hőterjedés van, áramlás nincs, addig egyensúlyi helyzetben

$$T = T_e(z) = T_0 + \beta_e z, \quad (5.2.12)$$

$$\beta_e = \Delta T/d, \quad (5.2.13)$$

azaz a hőmérséklet lineárisan nő a mélységgel, gradiense β_e . ($z = 0$ a felső folyadékhatár helye.) A megfelelő egyensúlyi nyomásgradiens

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p_e}{\partial z} = \rho_e g, \quad (5.2.14)$$

ahol

$$\rho_e = \rho_0[1 - \alpha(T_e - T_0)] = \rho_0(1 - \alpha\beta_e z).$$

Amint ΔT egy kicsit túllépi a kritikus értéket, kis amplitúdójú áramlás indulhat és maradhat fenn. Ehhez még annyi kell, hogy a (6.2.12) hőmérsékleteloszlásra valamilyen zavar rakódjék, ami vízszintes irányban hőmérsékletkülönbségeket okoz. A természet mindig produkál ilyen zavarokat. Vizsgáljuk meg ezt az éppen induló, kis amplitúdójú áramlást. Legyen benne

$$T = T_e + T', \quad p = p_e + p', \quad (5.2.15)$$

ahol

$$T' \ll T_e, \quad p' \ll p_e.$$

(6.2.15)-öt behelyettesítve a (6.2.9-11) egyenletekbe, s elhanyagolva a kis mennyiségek (T' , p' , u_i) egymással képzett szorzatait mint másodrendűen kicsi értékeket, az alábbi lineáris (ún. perturbációs) egyenleteket kapjuk:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.2.16)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\alpha \rho_0 g T' e_i - \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \eta \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (5.2.17)$$

$$\rho_0 c_p \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + u_z \beta_e \right) = \xi \frac{\partial^2 T'}{\partial x_i^2} \quad (5.2.18)$$

A mozgásegyenletben (6.2.14) miatt tagok kiestek. Vezessük be most az alábbi jelöléseket: $\nu = \eta/\rho_0$ (kinematikai viszkozitás); $\kappa = \xi/(\rho_0 c_p)$ (hődiffuzivitás); ill. $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z) \equiv (u, v, w)$ a sebesség komponensei. Osszuk el (6.2.17)-et ρ_0 -val, (6.2.18)-at $\rho_0 c_p$ -vel, majd a (6.2.17) vektoregyenlet mindkét oldalára alkalmazzuk a $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{a}) \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{a}) - \nabla^2 \mathbf{a}$ operációt, használjuk fel (6.2.16)-ot, s tekintsük az eredmény z -komponensét. Így az alábbiakhoz jutunk:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 w = \alpha g \nabla_2^2 T' - \nu \nabla^4 w$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -w \beta_e + \kappa \nabla^2 T'$$

Itt

$$\nabla_2^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

A két egyenlet rendezésével:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \nabla^2 w = -\alpha g \nabla_2^2 T' \quad (5.2.19)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2\right) T' = -\beta_e w \quad (5.2.20)$$

A két megmaradt ismeretlen (w és T') közül valamelyik eliminálásával egymismeretlenes egyenletet kaphatunk. Ha T' -t elimináljuk:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2\right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \nabla^2 w = \alpha g \beta_e \nabla_2^2 w,$$

ha pedig w -t:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \nabla^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2\right) T' = \alpha g \beta_e \nabla_2^2 T',$$

azaz a baloldali operátorok felcserélhetősége miatt mindkétszer azonos alakú egyenlet adódik.

Keressük a megoldást a változók szeparációját követve az alábbi formában:

$$w = W(z) f(x, y) e^{\sigma t}$$

$$T' = \Theta(z) f(x, y) e^{\sigma t}$$

Behelyettesítéssel azt kapjuk, hogy

$$\nabla_2^2 f + \lambda^2 f = 0, \quad (5.2.21)$$

ahol λ^2 a változók szeparációjából következő állandó, illetve

$$\left[\sigma - \kappa \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \lambda^2\right)\right] \left[\sigma - \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \lambda^2\right)\right] \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \lambda^2\right) \begin{Bmatrix} W \\ \Theta \end{Bmatrix} = -\alpha g \beta_e \lambda^2 \begin{Bmatrix} W \\ \Theta \end{Bmatrix}.$$

Vezessük be a dimenziótlan z' koordinátát a $z' = z/d$ relációval, majd legyen

$$D = \frac{\partial}{\partial z'}, \quad a^2 = \lambda^2 d^2, \quad \sigma^* = \sigma \frac{d^2}{\kappa},$$

illetve

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa} \quad (5.2.22)$$

$$\text{Ra} = \frac{\alpha g \beta_e d^4}{\nu \kappa} \quad (5.2.23)$$

Ez utóbbi dimenziótlan számok neve Prandtl-szám és Rayleigh-szám. A bevezetett dimenziótlan mennyiségekkel:

$$(D^2 - a^2 - \sigma^*) \left(D^2 - a^2 - \frac{\sigma^*}{\text{Pr}}\right) (D^2 - a^2) \begin{Bmatrix} W \\ \Theta \end{Bmatrix} = -a^2 \text{Ra} \begin{Bmatrix} W \\ \Theta \end{Bmatrix} \quad (5.2.24)$$

Ha még a határfeltételeket is hozzávesszük ehhez az egyenlethez, rögzített a esetén megkapható a megoldás és a hozzá tartozó σ^* . Ha $\text{Re}(\sigma^*) < 0$, időben eltűnő megoldást

kapunk, azaz az áramlás nem marad fenn. Ha $\text{Re}(\sigma^*) > 0$, a kis amplitudójúnak indult áramlás felerősödik. Számunkra épp a határhelyzet, $\text{Re}(\sigma^*) = 0$ érdekes. Ez az a helyzet, melyben a folyadékra áramlás nélküli, hővezetési egyensúlyi állapota instabillá válik. Rayleigh kimutatta, hogy a (6.2.24) egyenlet megoldásaiból $\text{Re}(\sigma^*) = 0$ esetén $\text{Im}(\sigma^*) = 0$ is következik. Vizsgáljuk tehát ezt a határesetet, $\sigma^* = 0$ behelyettesítésével:

$$(D^2 - a^2)^3 \left\{ \begin{matrix} W \\ \Theta \end{matrix} \right\} = -a^2 \text{Ra} \left\{ \begin{matrix} W \\ \Theta \end{matrix} \right\}. \quad (5.2.25)$$

Most rögzítsük a határfeltételeket. A T' hőmérsékletpertubációra, s így Θ -ra is $z = 0$ -nál és d -nél zérus adódik, hiszen a két folyadékhatár hőmérsékletét állandónak írtuk elő:

$$\Theta = 0 \quad (z' = 0, 1) \quad (5.2.26)$$

A mechanikai határfeltételekről még nem beszéltünk: ezek többfélék lehetnek a folyadékhatárok természetének megfelelően. Most válasszuk az ún. "szabad" folyadékhatárok esetét, amelyben egyrészt azt írjuk elő, hogy a határon keresztül mozgás nincsen, azaz w és W eltűnnek:

$$W = 0 \quad (z' = 0, 1), \quad (5.2.27)$$

másrészt a tangenciális feszültségeket zérusnak vesszük:

$$\begin{aligned} \sigma_{xz} &= \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \\ \sigma_{yz} &= \eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) = 0 \end{aligned}$$

Ez utóbbiakból $w = 0$ miatt $\partial u/\partial z = 0$ és $\partial v/\partial z = 0$, s mivel $\partial u_i/\partial x_i = 0$:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 0,$$

azaz másképpen

$$D^2 W = 0 \quad (z' = 0, 1).$$

Megjegyezzük, hogy a Föld köpenyének (pontosabban az együtt áramló köpeny-kéreg együttesnek) határait valóban feszültségmentesnek lehet tekinteni, mert jóval kisebb viszkózitású közeg határolja alul-fölül: alul a folyékony halmazállapotú külső mag, fölül pedig az atmoszféra vagy az óceán.

Mellesleg (6.2.26) miatt (6.2.19)-ből $D^4 W = 0$ is következik mindkét folyadékhatáron, azaz végül is

$$W = D^2 W = D^4 W = 0 \quad (z' = 0, 1),$$

másrészt (6.2.27) miatt (6.2.20)-ból $D^2 \Theta = 0$ és kétszeres deriválással $D^4 \Theta = 0$, azaz összegyűjtve

$$\Theta = D^2 \Theta = D^4 \Theta = 0 \quad (z' = 0, 1).$$

Ezen nagyon egyszerű határfeltételekkel (6.2.25) megoldása könnyen felírható:

$$\left\{ \begin{matrix} W \\ \Theta \end{matrix} \right\} = \text{konst.} \sin n\pi z',$$

ahol $n = 1, 2, 3, \dots$. Ezt (6.2.25)-be írva a megoldás feltételül az adódik, hogy

$$\text{Ra} = \frac{(n^2\pi^2 + a^2)^3}{a^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (5.2.28)$$

Ez a feltétel onnan származik, hogy rögzített a -nál és határfeltételeknél (6.2.25) sajátértékegyenlet (a Rayleigh-szám tekinthető sajátértéknek), azaz megoldásai diszkrétnek Ra függvényében. (6.2.28)-ból látható, hogy Ra nem lehet akármekkora, legkisebb értéke $n = 1$ -nél

$$\text{Ra} = \frac{(\pi^2 + a^2)^3}{a^2} \quad (n = 1);$$

ez utóbbinak minimuma pedig $a = \pi/\sqrt{2}$ -nél adódik, azaz

$$\text{Ra}_{\min} \equiv \text{Ra}_{\text{krit}} = \frac{27}{4}\pi^4 \simeq 658.$$

Ezt a számértéket a vizsgált problémára vonatkozó kritikus Rayleigh-számnak nevezzük. Ha a folyadék aktuális paramétereivel számolt (6.2.23) alakú, vagy másként — (6.2.13) miatt —

$$\text{Ra} = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\kappa \nu} \quad (5.2.29)$$

alakú Rayleigh-szám Ra_{krit} -nél kisebb, akkor fennmaradó áramlás nem lehetséges. Amikor pl. ΔT növekedése miatt Ra eléri a kritikus értéket, a (6.2.12) hőmérsékleteloszlás, azaz a hővezetési helyzet instabillá válik, s bármely kis zavar fennmaradó áramlást indít. Az $\text{Ra} = \text{Ra}_{\text{krit}}$ határhelyzetben a konvekció térbeli elrendezését (6.2.21) megoldása adja meg, amely nyilván

$$f(x, y) = \cos \frac{2\pi}{L_1} x \cos \frac{2\pi}{L_2} y$$

alakú tagok szuperpozíciója, feltéve, hogy

$$(2\pi)^2 \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right) = \lambda^2 = \frac{a^2}{d^2} = \frac{\pi^2}{2d^2}.$$

Tehát a folyadékréteget periodikusan ismétlődő áramlási “cellák” töltik ki. Alakjuk felületben lehet hatszöges vagy négyzetes, vagy a legegyszerűbb esetben (42. ábra) egy irányban végtelen hosszú sávok. Ez utóbbi “kétdimenziós” áramlás esetén

$$f(x, y) = \cos \frac{2\pi}{L} x,$$

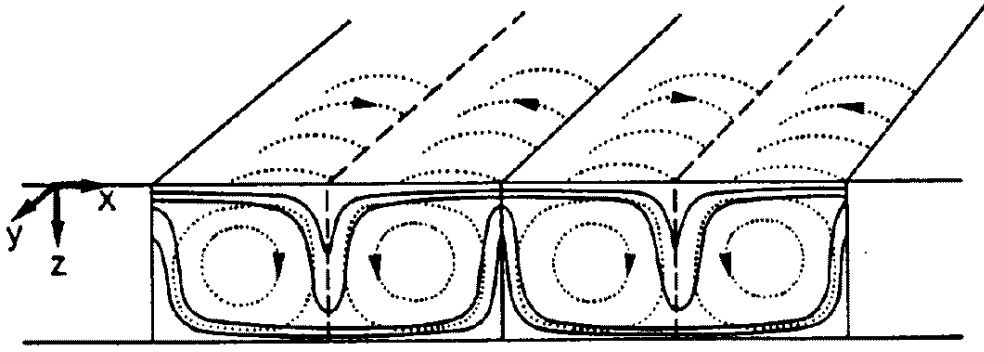
ahol a “hullámhossz”

$$L = 2\sqrt{2}d,$$

illetve egy félcella, azaz egyetlen jobbra vagy balra forgó konvektív örvény szélessége

$$L/2 = \sqrt{2}d. \quad (5.2.30)$$

A konvekció létezésének feltétele tehát az, hogy a folyadékréteg adataiból számított (6.2.29) Rayleigh-szám a kritikus értéket meghaladja. A fent vizsgált esetben (izotermikus feszültségmentes folyadékhatárok, zérus belső fűtés) az Ra_{krit} nagysága 658-nak adódott, más esetben ettől eltérő. Például ha a folyadékhatárokat vízszintes merev lapok



42. ábra: Végtelen rétegben zajló kétdimenziós konvekció sémája. A folytonos vonalak izotermák, a pontozottak áramvonalak

alkotják, s így nem a tangenciális feszültségek, hanem a tangenciális sebességek eltűnését kell előírni, akkor $Ra_{krit} = 1708$. Vagy ha a határok feszültségmentesek ugyan, de egyenletesen eloszló belső fűtés van ($H = konstans$) alulról való fűtés nélkül ($\partial T/\partial z = 0$ az alsó határon), akkor $Ra_{krit} = 434$. Hozzáteesszük, hogy ez utóbbi esetben (6.2.29)-ben $\Delta T = Hd^2/(2\xi)$. És még egy érdekes eset: ha a d vastagságú folyadék réteg egy $2d$ sugarú, saját gravitációs terében lévő homogén gömb külső héja (kb. mint a Föld köpenye), feszültségmentes és izotermikus folyadékhatárokkal, akkor meg $Ra_{krit} = 978$. Ekkor (6.2.29)-ben g a külső határon vett gravitációs gyorsulásnak értendő (hiszen egyébként g értéke változik a rétegben).

Összefoglalva annyit lehet mondani, hogy a kritikus Rayleigh-szám 1000 körüli érték: $Ra_{krit} = \mathcal{O}(10^3)$.

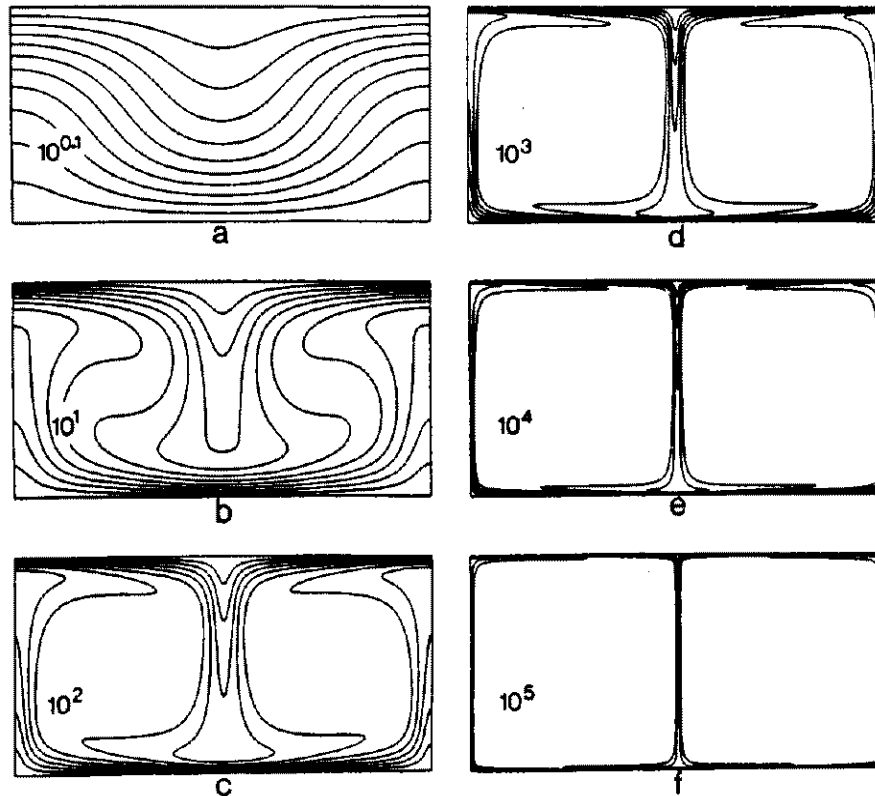
Alkalmazzuk a Föld köpenyére a mondottakat azzal, hogy megbecsüljük a köpenyre vonatkozó aktuális Rayleigh-számot. Vegyük sorra a (6.2.29)-ben szereplő paramétereket. Néhányukat már eddig is megemlítettük, pl. láttuk, hogy a köpeny vastagsága $d = 2900$ km, benne a g értéke alig ingadozik, azaz nagyjából a felszíni nehézségi gyorsulással azonos: $g = 10 \text{ m s}^{-2}$ (lásd 31. ábra). A ΔT -ről megállapítottuk, hogy meglehetősen bizonytalan, becslésünkhöz legyen $\Delta T = 3000 \text{ K}$. A ν kinematikai viszkozitást is meghatározhatjuk η említett átlagos értékéből (10^{21} pascal sec) és a felsőköpeny $\rho_0 = 3.3 \text{ g cm}^{-3}$ sűrűségéből: $\nu = \eta/\rho_0 \simeq 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Az α és κ paraméterek közvetlen meghatározására nincs mód, csak az az út járható, hogy laboratóriumban végzünk méréseket a köpenyével megegyező összetételű ásvány- és kőzetmintákon. Az eredmények legfőbb bizonytalansága onnan adódik, hogy a mérésekben legfeljebb csak a köpeny legfelső részében uralkodó (p, T) -viszonyokat sikerült megteremteni, így extrapolációra van szükség. A hődiffuzivitás átlagos értékére így $\kappa = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ adódik, de az alsóköpenyre extrapolált érték akár 2–3-szoros faktorialis eltérhet az igaztól. A hőtágulási tényezőre átlagosan $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ kapható (ennek hibája legfeljebb 10–20 %).

A felsorolt szám adatokkal a köpenyre vonatkozó Rayleigh-szám

$$Ra = 4 \cdot 10^7,$$

amihez kb. ± 1 nagyságrend hibát hozzáképzélhetünk, mégis azt kapjuk, hogy ez a szám 4–6 nagyságrenddel felülmúlja a kritikus értéket. Vagyis a köpenyben termikus konvekciónak kell lennie. Az ilyen erősen szuperkritikus konvekcióra természetesen már nem alkalmazhatók a Rayleigh-Bénard-probléma (6.2.16–18) linearizált egyenletei, vissza kell térni a (6.2.9–11) egyenletekhez.



43. ábra: Határréteg-szerkezet kialakulása magas Rayleigh-számoknál. Az ábrák paramétere az Ra/Ra_{krit} hányados. A kontúrok izotermák

KONVEKCIÓ MAGAS RAYLEIGH-SZÁMOKNÁL A (6.2.9–11) egyenletek nemlineárisak, analitikusan megoldani nem tudjuk őket. A konvekció természetét magas Rayleigh-számoknál az egyenletek numerikus megoldásával lehet vizsgálni. A legfontosabb jellegzetesség az, hogy az áramlás határréteges szerkezetet vesz fel. A 42. ábrán vázolt “két-dimenziós” konvekciós cellák magas Ra értékeknél a 43. ábrának megfelelően alakulnak át: egyre nagyobb lesz az egyes félcellák középső izotermikus magja, nagyon csekély hőmérsékletváltozásokkal, s egyre vékonyabbak a félcellák peremén húzódó határrétegek, ahová a hőmérséklet változásai koncentrálnak.

Ennek a tapasztalatnak a birtokában kidolgozható a határréteg-elmélet, amely a (6.2.9–11) egyenleteknek a határrétegekre szóló analitikus megoldását nyújtja. Az alábbiakban — az egyenletek pontos integrálása helyett — a határréteg-elmélet egyszerű félkvantitatív vázlatát fogjuk megadni. Előbb azonban a Föld köpenyének speciális viszonyait figyelembe véve két egyszerűsítést hajtunk végre a (6.2.9–11) egyenleteken.

Először is el fogjuk hagyni a (6.2.10) mozgásegyenlet baloldalán szereplő inerciatagokat, melyek alakja kifejtve

$$\rho_0 \frac{du_i}{dt} = \rho_0 \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (5.2.31)$$

mert a köpeny nagy viszkozitása miatt az áramló közeg tehetetlensége teljesen elhanyagolható. Erről meggyőző az inerciatagok és a viszkozus feszültségeket kifejező utolsó tag nagyságrendjének összevetése (a (6.2.31)-ben szereplő két tag azonos rendű, így célszerű a másodikat használni a becsléshez):

$$\rho_0 u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \bigg/ \eta \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \simeq \rho_0 \frac{U^2}{\delta} \bigg/ \eta \frac{U}{\delta^2} = \frac{\rho_0 U \delta}{\eta} = \frac{U \delta}{\nu}$$

Itt, mint a Boussinesq-approximáció korábbi igazolásakor, U tipikus áramlási sebesség, δ pedig ennek térbeli változását jellemző karakterisztikus hosszúság. A kapott arány Reynolds-számnak nevezhető. A köpenybéli U sebesség nagyságrendileg nyilván a kéreglemezek néhány cm/év-es sebességével azonos, azaz $U \sim 10^{-9}$ m/s. A δ várhatólag nagyjából $\delta \sim 1000$ km = 10^6 m; a viszkozitás értékét fentebb használtuk: $\nu = 3 \cdot 10^{17}$ m²/s. Ezekből

$$\text{Re} = \frac{U \delta}{\nu} \sim 10^{-20},$$

ami azt jelenti, hogy az inerciatagok tökéletesen elhanyagolhatók.

Második egyszerűsítésként tárgyaljuk csupán a 42. és 43. ábrán is bemutatott két-dimenziós esetet. Erre — legalábbis közelítésképpen — feljogosít minket a földfelszín alkotó lemezek merev egységként történő mozgása, ami azt sejteti, hogy a mozgás a mélyben is főként az adott lemez mozgásirányában kijelölt vertikális síkokkal párhuzamosan zajlik, a keresztirányú sebességek viszonylag kicsik. (A 43. ábrát modellszerűen úgy lehet értelmezni, hogy két félcellája fölött egy-egy lemez mozog a felszínen jobbra, ill. balra.)

Kétdimenziós áramlás leírásához célszerű bevezetni a $\underline{\psi}$ sebességpotenciált, amely- (6.2.9)-nek megfelelően $\mathbf{u} = \nabla \times \underline{\psi}$ alakban adja meg a sebességet: ha $\mathbf{u} = (u, 0, w)$, azaz $v = 0$, tehát a mozgás az xz síkban zajlik, akkor $\underline{\psi}$ -nek csak y komponense lesz, vagyis

$$\begin{aligned} \underline{\psi} &= (0, \psi, 0) \\ u &= -\frac{\partial \psi}{\partial z} \\ w &= \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned}$$

Ezenkívül az $\underline{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ örvényerősség is egykomponensű:

$$\begin{aligned} \underline{\omega} &= (0, \omega, 0) \\ \omega &= \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = -\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right). \end{aligned}$$

Most képezzük a (6.2.10) mozgásegyenlet mindkét oldalának rotációját, s vegyük az eredmény y komponensét, az inerciatagok már jelzett elhagyásával:

$$\alpha \rho_0 g \frac{\partial T}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) = 0.$$

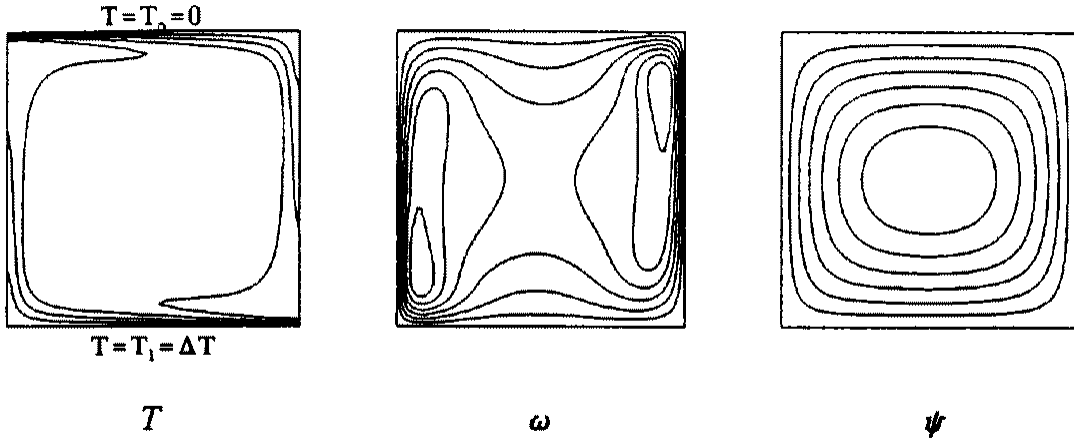
Gyűjtsük egybe a kétdimenziós probléma egyenleteit (használjuk a korábban bevezetett ν és κ paramétereket, s legyen a belső hőtermelés $H = 0$, mint a Rayleigh–Bénard esetben):

$$u = -\frac{\partial\psi}{\partial z}; \quad w = \frac{\partial\psi}{\partial x} \quad (5.2.32)$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\omega \quad (5.2.33)$$

$$\frac{\partial^2\omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\omega}{\partial z^2} = -\frac{\alpha g}{\nu} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.2.34)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5.2.35)$$



44. ábra: Kétdimenziós termikus konvekció (fél)cellája magas Rayleigh-számok esetén. Balról jobbra rendre a hőmérséklet, az örvényerősség és a sebességpotenciál izovonalai láthatók

A magas Rayleigh-számnál kialakuló konvekció egy félcellájának tipikus képét mutatja be a 44. ábra (numerikus megoldás stacionárius végeredménye: $\partial T/\partial t = 0$). Mint a Rayleigh–Bénard-problémában, itt is az a kiindulás, hogy a vízszintes határok feszültségmentesek és izotermikusak, köztük ΔT hőmérsékletkülönbség van. Így a félcella középpontjára vonatkozóan szimmetrikus, s a határain $\omega = \psi = 0$. Megjegyezzük, hogy ψ izovonalai *áramvonalak*, amelyek mindenütt párhuzamosak a helyi áramlási sebességgel. Ez (6.2.32)-ből könnyen belátható.

A félcella belseje nagyjából izotermikus, benne a hőmérséklet $T \simeq T_m = \Delta T/2$, ezenkívül itt az örvényerősség is közel állandó: $\omega \simeq \omega_m$. A *vízszintes határrétegekben* a hőmérsékletgradiens jó közelítéssel vertikális irányú, a konvektív hőtranszport viszont $w \simeq 0$, $u \simeq$ konstans miatt horizontálisan zajlik, ezért (6.2.35)-ből

$$u \frac{\partial T}{\partial x} \simeq \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2},$$

azaz ha l a félcella hossza és δ a határréteg vastagsága, akkor

$$u \frac{T_m}{l} \simeq \kappa \frac{T_m}{\delta^2},$$

vagyis

$$u \simeq \frac{\kappa l}{\delta^2}. \quad (5.2.36)$$

A (6.2.34) egyenlet jobboldala (a hőtágulásos “felhajtóerő”) csak a *függőleges határrétegekben* jelentős, ahol a hőmérséklet vízszintes irányban erősen változik. Ezért itt közelítőleg

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \simeq -\frac{\alpha g}{\nu} \frac{\partial T}{\partial x},$$

tehát

$$\frac{\omega_m}{\delta^2} \simeq \frac{\alpha g T_m}{\nu \delta},$$

amiből

$$\omega_m \simeq \frac{1}{2} \frac{\alpha g \Delta T \delta}{\nu}. \quad (5.2.37)$$

Másrészt a félcella függőleges felezővonalára mentén $\partial \omega / \partial x \simeq 0$, azaz

$$\omega \simeq \frac{\partial u}{\partial z},$$

s így

$$\omega_m \simeq \frac{u}{d/2}. \quad (5.2.38)$$

A (6.2.36–38) három közelítő egyenlőség az u , δ , ω_m ismeretlenekre. (6.2.30) alapján feltehető, hogy $l = \sqrt{2}d$, s akkor a két érdekesebb ismeretlent így fejezhetjük ki:

$$u \simeq 2^{-7/6} \frac{\kappa}{d} \text{Ra}^{2/3} = 0.45 \frac{\kappa}{d} \text{Ra}^{2/3}$$

$$\delta \simeq 2^{5/6} d \text{Ra}^{-1/3} = 1.78 d \text{Ra}^{-1/3}$$

A határréteg-elmélet precíz alkalmazása ugyanezekhez az eredményekhez vezet, eltérés csak a numerikus konstansokban van:

$$u = 0.14 \frac{\kappa}{d} \text{Ra}^{2/3} \quad (5.2.39)$$

$$\delta = 7.38 d \text{Ra}^{-1/3} \quad (5.2.40)$$

Azaz κ és d rögzített értéke esetén a felszíni áramlási sebesség a Rayleigh-szám 2/3-adik hatványával arányos növekszik, a felszíni határréteg vastagsága pedig Ra köbgyökével fordított arányban csökken. Érdekes kiszámítanunk (6.2.39) és (6.2.40) értékét a Föld köpenyére fentebb megadott Rayleigh-számmal, κ -val és d -vel:

$$u = 21 \text{ cm/év}$$

$$\delta = 63 \text{ km}$$

Ez a sebességérték kb. kétszerese a földi lemezek legnagyobb tapasztalt sebességének, a δ -t pedig a felsőköpenybeli viszkozitásminimum fölött elhelyezkedő, nagy merevségű

litoszféra említett 100 km-es vastagságával lehet összevetni. (A viszkozitás minimuma ott következik be, ahol a mélységgel növekvő hőmérséklet gradiense lecsökken, azaz a termikus határréteg alján.)

A fenti eredmények kicsi eltérése a tapasztalt valóságtól azt mutatja, hogy a konvekciós elmélet az alkalmazott sok egyszerűsítés ellenére, közelítő formájában is magyarázni tudja a lemeztectonikai mozgások eredetét. (Ha meggondoljuk Ra és κ fentebb tárgyalt nagy bizonytalanságát, azt kapjuk, hogy u és δ kalkulálható hibasávjába a valóságos értékek belesznek.)

A KOMPRESSZIBILITÁS SZEREPE Az eddig használt Boussinesq-approximáció a földköpeny konvekciójára csak első lépésként alkalmazható. A kompresszibilitás nem teljesen elhanyagolható szerepét jelzi már a 31. ábra is, a köpeny tetejéről az aljáig a sűrűség 3.3-ról 5.6 g/cm³-re nő. Megvizsgálhatjuk azt is, hogy a Boussinesq-approximációt megalapozó (6.2.8) reláció teljesül-e a köpenyben? Ehhez a korábban megismert paraméterek mellett még a c_p fajhőt is fel kell használnunk. A köpeny magas hőmérsékletű szilárd testnek tekinthető, azaz fajhőjét a Dulong-Petit-szabály szerint átlagos atomsúlya határozza meg. Ezt a fő köpenyalkotó ásványok (olivin, piroxén) összetételéből könnyen kiszámíthatjuk, s innen már adódik: $c_p \simeq 6 \text{ cal/mol K} = 1.3 \cdot 10^3 \text{ J/kg K}$. A már használt többi mennyiséggel pedig

$$\frac{\alpha g d}{c_p} = 0.45.$$

Ez ugyan 1-nél kisebb, de nem sokkal, azaz meg kell gondolnunk a véges kompresszibilitás hatását. A konvekció teljes egyenletrendszerének, a (6.2.1-2) és (6.2.5) egyenleteknek numerikus megoldásai azt mutatják, hogy a legfontosabb ilyen — fentebb elhanyagolt — hatás a (6.2.5) egyenlet baloldalán lép fel, a kompressziós munkavégzésnek megfelelő második tagban. Írjuk át ezt a tagot, figyelembevéve, hogy a köpenyben a nyomás eltérése a hidrosztatikustól nem számottevő:

$$\alpha T \frac{dp}{dt} \simeq \alpha T u_z \frac{\partial p}{\partial z} \simeq \alpha T u_z \rho g = \rho c_p u_z \beta_s, \quad (5.2.41)$$

ahol a

$$\beta_s = \frac{\alpha T g}{c_p} \quad (5.2.42)$$

jelölés hőmérsékletgradiens dimenziójú mennyiséget takar. Mit jelent β_s ? Ha egy kis folyadékkelem az áramlásban úgy mozog, hogy hőt nem venne fel vagy nem adna le, azaz adiabatikusan elzárt volna, akkor benne a nyomás és a hőmérséklet kölcsönös változásait megkaphatnánk (6.2.5)-ből a jobboldali tagok elhagyásával vagy — ami ugyanaz — (6.2.4)-ből $ds = 0$ előírásával:

$$\frac{c_p}{T} dT - \frac{\alpha}{\rho} dp = 0,$$

azaz

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\alpha T}{\rho c_p},$$

illetve $dp = \rho g dz$ miatt

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\alpha T g}{c_p} = \beta_s.$$

Vagyis β_s az ún. adiabatikus gradiens, amely adiabatikusnak tekinthető áramlásban tapasztalható. A Föld köpenyében, mint az eddigi adatokból megbecsülhetjük:

$$\beta_s = 0.35 - 0.40 \text{ K/km.}$$

Ez az érték nagyjából állandó a köpenyben, legalábbis a vékony konvektív határrétegeken kívül. T növekedését ugyanis α mélységgel való csökkenése nagyjából kompenzálja a (6.2.42) formulában. Írjuk be (6.2.41)-et (6.2.5)-be:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} - u_z \beta_s \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\xi \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \Psi + H$$

majd vezessük be a

$$T^* = T - \beta_s z$$

új hőmérséklet-skálát. Ha feltételezzük β_s állandóságát és egyébként alkalmazzuk mindazokat a közelítéseket, amelyeket a Boussinesq-approximáció előír ($\rho = \rho_0$, $\xi = \text{konstans}$, $\Psi = 0$), ezt a hőtranszport-egyenletet kapjuk:

$$\rho_0 c_p \frac{dT^*}{dt} = \xi \frac{\partial^2 T^*}{\partial x_i^2} + H.$$

Ez alakilag megegyezik (6.2.11)-gyel, csak T helyett T^* -ra szól. Vagyis a (6.2.9–11) egyenletrendszerben az ott még elhanyagolt kompressziós munkavégzést a legegyszerűbben úgy vehetjük figyelembe, hogy T -t felcseréljük T^* -gal. (A mozgásegyenletben is felcserélhetők, hiszen a felhajtóerő csak a $\partial T / \partial x = \partial T^* / \partial x$ deriválttól függ, lásd pl. (6.2.34)-ben.)

Ezek szerint a Boussinesq-approximációval kapott eredményeket kompresszibilis közegben is alkalmazhatjuk, ha T helyébe T^* -ot tesszünk. Ennek egyik következménye, hogy a Rayleigh-szám (6.2.23) definíciójában β_e helyett az ún. szuperadiabatikus ($\beta_e - \beta_s$) gradiens szerepel, csökkentve ezzel Ra aktuális értékét. A földköpenyre nézve ez a csökkenés nem jelentős, utána számolhatunk, hogy Ra korábban megadott értéke legfeljebb 40 %-kal lesz kisebb (ami Ra amúgy ± 1 nagyságrendnyi bizonytalanságához képest lényegtelen változás). Fontosabb következtetés azonban az, hogy a konvekció celláinak magjában nem T , hanem T^* lesz állandó, vagyis a hőmérséklet,

$$T = T^* + \beta_s z,$$

az adiabatikus gradiensnek megfelelően változik: magas Rayleigh-számoknál a konvektív cellák magja adiabatikus, tehát ilyen a Föld köpenye is a vékony határrétegeken kívül. (Ezért szokás egyébként a szeizmológiában az adiabatikus $\rho = \rho(p)$ állapotegyenletet használni.)

Megjegyezzük még, hogy a köpenykonvekció numerikus modellezésében elkerülhetők mindazok az egyszerűsítések, közelítések, amelyeket a fentiekben tettünk. A numerikus vizsgálatok ma is folynak, hiszen sok tisztázatlan kérdés van még elsősorban a köpenykonvekció térbeli struktúráját illetően.

TERMIKUS KONVEKCIÓ A NAPRENDSZERBEN A termikus konvekció nemcsak a Föld köpenyét és kérgét megmozgató jelenség, hanem minden valószínűség szerint általánosan elterjedt a Naprendszerben. A Mars felszínének egy jól körülhatárolható részén

(az ún. Tharsis régióban) több óriási, ma inaktív vulkán található; egyikük 27 km magas és 600 km átmérőjű. Méreteik arra utalnak, hogy a Mars történetében valamikor nagyon hosszú időn át működtek, s a Mars merev litoszférája alatt e régióban magas hőmérséklet uralkodott. A legvalószínűbb magyarázat szerint a Mars köpenyében zajló konvekció felszálló áramlata hozta létre e magas hőfokú zónát. A marsbeli konvekció azonban a litoszféra viszonylagos vastagsága miatt sosem volt képes a kérget lemezekre darabolni és a földihez hasonló lemeztektonikát előidézni. A Földhöz méreteiben, sajátságaiiban legközelebb álló Vénusz felszíni alakzatai a jegyzet írásakor még nem ismeretesek annyira, hogy róluk eldönthessük: működik-e a Vénuszban konvekció (csak a Földhöz való közeli rokonsága miatt remélhető, hogy igen).

A termikus konvekció teljesen általános a bolygóatmoszférákban. A földi légkörzés végső mozgatója a Nap melegítő hatása. A külső bolygók látható felszínét alkotó felhőrendszerek az egyenlítővel párhuzamos sávokba rendeződő konvektív áramlást mutatnak: az elrendezés egyébként nyilván a gyors tengelykörüli forgásnak köszönhető.

A következő fejezetben utalni fogunk rá, hogy a mágneses térrel rendelkező bolygók valamely belső zónáját (azt, amelyik a mágneses teret létrehozza) nagy valószínűséggel termikus eredetűnek tekinthető konvektó keveri. És végül megemlítjük még a Napot: ennek legkülső zónájában gyors, turbulens konvekció zajlik, ez szállítja a felszínre a Nap magjában keletkező óriási hőmennyiséget. A konvektív zóna gyorsan változó cellái okozzák a napfelszín jól ismert szemcsézettségét (granuláit).

6.3. MÁGNESES TEREK A NAPRENDSZERBEN

A FÖLDI MÁGNESES TÉR A Föld mágneses tere jól ismert: a felszínen és a Föld legközelebbi környezetében jó közelítéssel dipólikusnak tekinthető. A dipólus magnetostatikus potenciálja

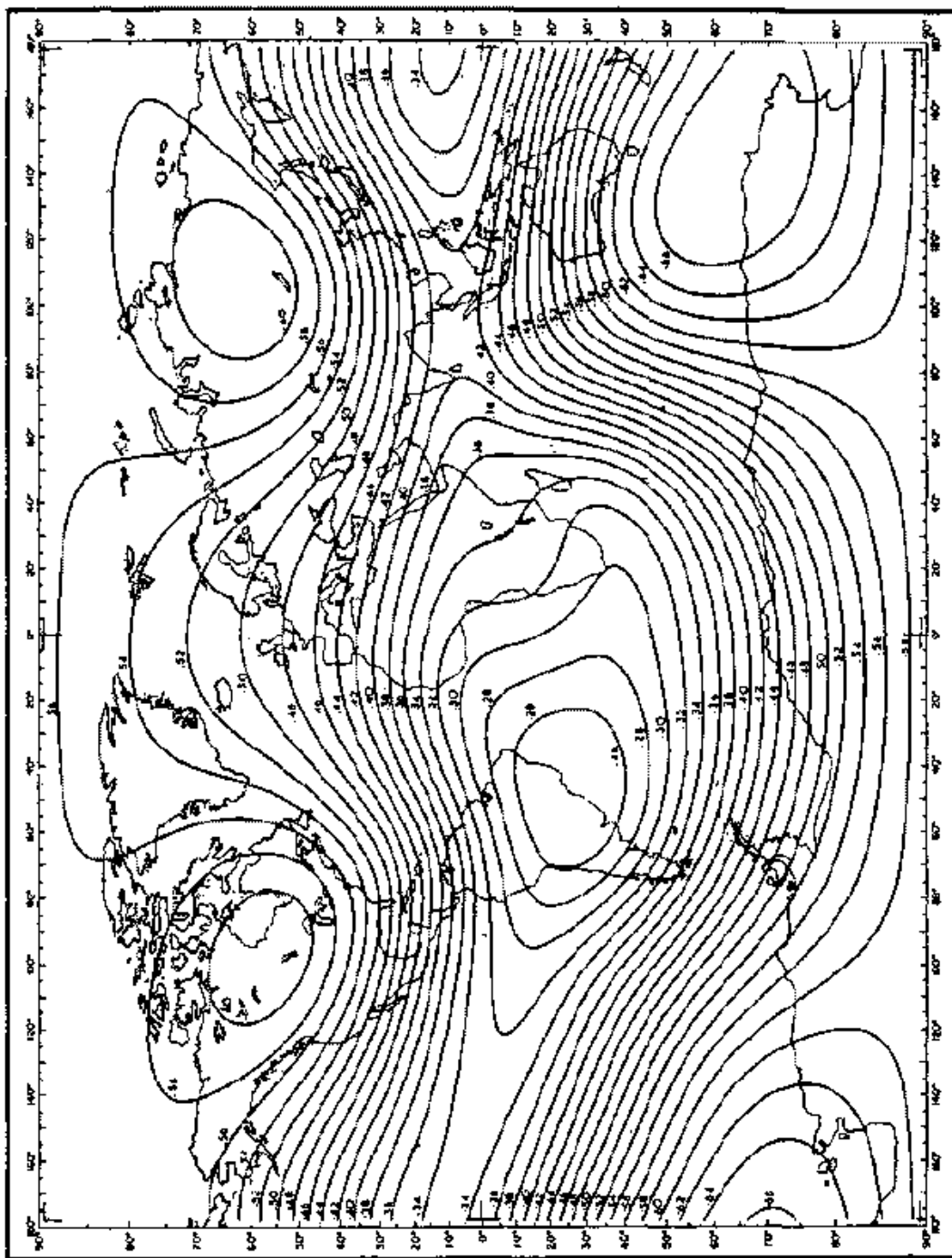
$$V(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{m}\mathbf{r}}{r^3},$$

ahol \mathbf{m} a dipólmomentum-vektor, \mathbf{r} a helyvektor (a dipólustól kifelé mutat) és $r = |\mathbf{r}|$. A mágneses térerősség eloszlását V -ből

$$\mathbf{H} = -\nabla V$$

adja meg. Képzeljük az \mathbf{m} dipólust a Föld középpontjába helyezve, s használjuk az $r\theta\phi$ gömbi koordinátákat úgy, hogy a poláris tengelyt \mathbf{m} -mel ellentett irányúnak választjuk. (Ugyanis a Föld "északi", azaz pozitív mágneses pólusa délen van.) Ekkor, ha $m = |\mathbf{m}|$:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= -\frac{m}{r^2} \cos \theta \\ H_r &= -\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{2m}{r^3} \cos \theta \\ H_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = -\frac{m}{r^3} \sin \theta \\ H_\phi &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \end{aligned}$$



45. ábra: A H teljes térségség változása a Föld felszínén, oersted egységekben (1965)

Ezek szerint a gömb alakúnak tekintett Föld felszínén ($r = R$) az ún. teljes térerősség:

$$H = |\mathbf{H}| = (H_r^2 + H_\theta^2)^{1/2} = \frac{m}{R^3}(4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)^{1/2} = \frac{m}{R^3}(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}$$

A térerősség irányába beálló iránytűnek a vízszintessel bezárt szögét inklinációnak (I) szokták nevezni (pozitív akkor, ha az iránytű lefelé hajlik):

$$\operatorname{tg} I = \frac{H_r}{H_\theta} = 2 \operatorname{ctg} \theta$$

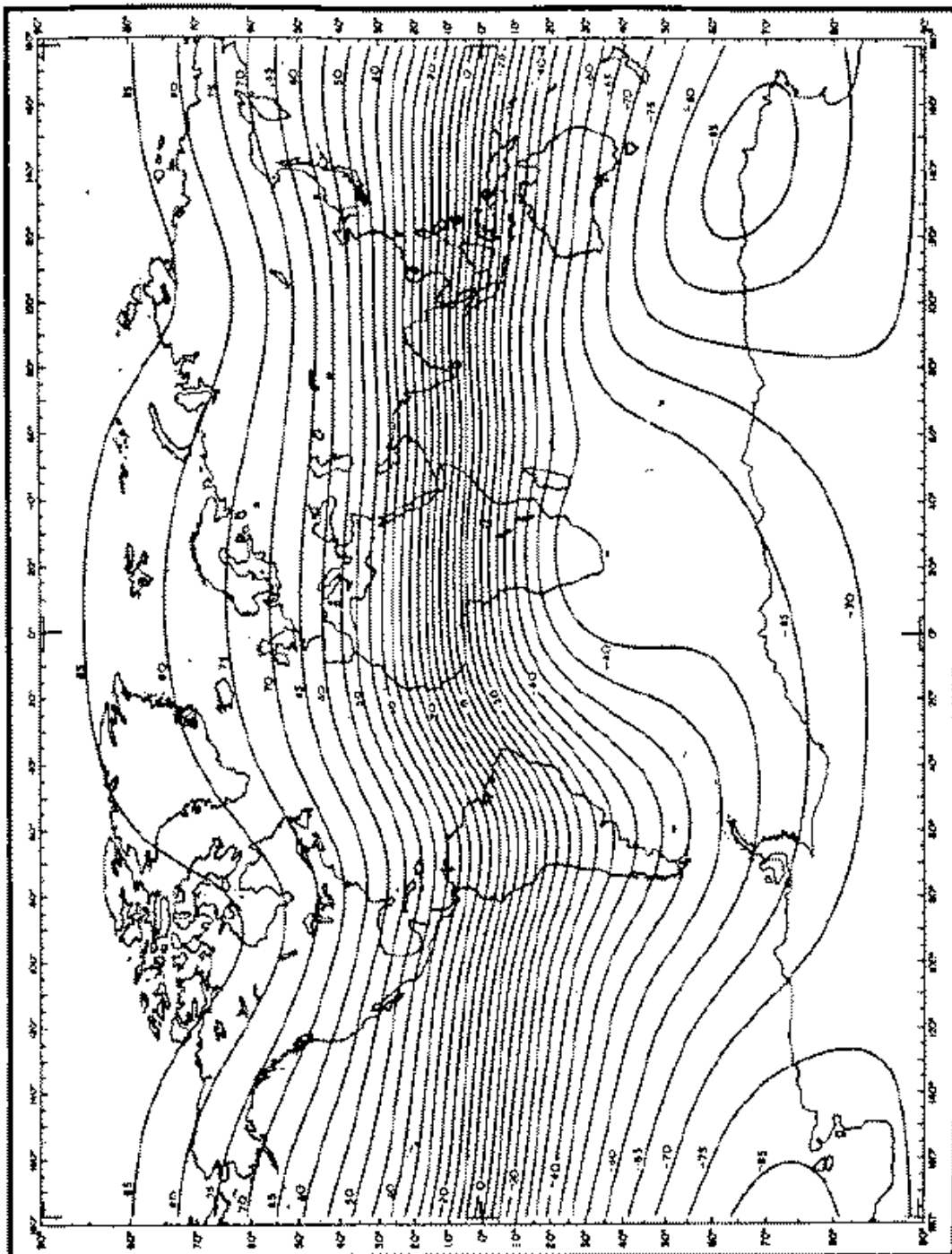
Vagyis a Föld felszínén mind H -nak, mind I -nek csupán a θ pólustávolságtól kell függenie, azaz térképi ábrázolásban a H és I izovonalainak szélességi körökkel kell egybeesnie. Azt várjuk ezenkívül, hogy H maximális a pólusokon ($2m/R^3$) és minimális az egyenlítőn ($\theta = \pi/2$ -nél $H = m/R^3$), illetőleg I pozitív az északi féltekén, negatív a délin.

A H és az I valóságos földfelszíni eloszlását a 45. és 46. ábrák mutatják be. A kép arra utal, hogy a földi mágneses tér csak közelítőleg dipólikus, továbbá a dipólus tengelye nem esik egybe a Föld forgástengelyével. Ez utóbbi abban a közismert tényben is kifejezésre jut, hogy a mágneses és a csillagászati északi irány közt szögeltérés van (deklináció).

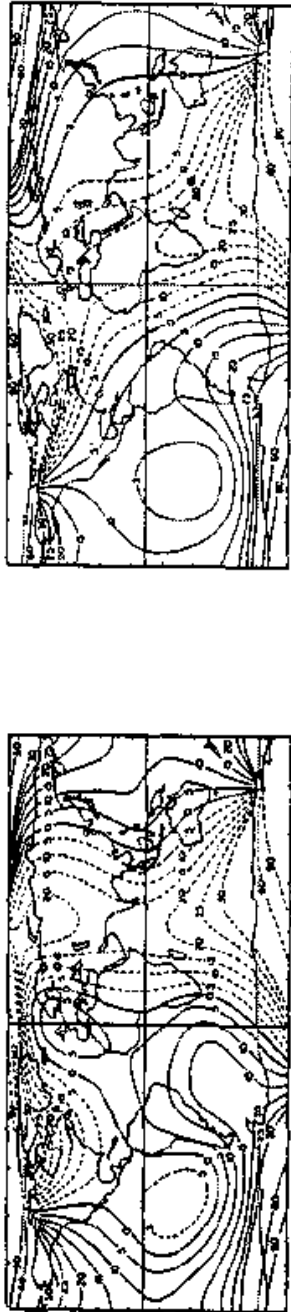
A valóságos földi térre legjobban illeszkedő (a Földdel koncentrikus) dipólus olyan, hogy tengelye kb. 11° -os szöget zár be a forgástengellyel, a földfelszín Grönland északnyugati részén metszi, ezenkívül a dipólus térerőssége a mágneses egyenlítőn 0.31 oersted. A 45. ábra azonban azt mutatja, hogy a H meridiánmenti minimális értéke nem 0.31 oersted, hanem változik kb. 0.24 és 0.41 oersted között. Ebből arra lehet következtetni, hogy a dipólus nem is a Föld középpontjában van, hanem attól kb. Indonézia felé eltolva, s ez okozza, hogy a mágneses egyenlítőn Indonézia környékén jóval nagyobb H mérhető, mint ellentétes irányban valahol Brazíliában. Valóban, a földi térre legjobban illeszkedő excentrikus dipólus a mondott irányban, a Föld középpontjától kb. 500 km-re helyezhető el.

Meg kell azonban jegyeznünk, hogy akár centrikus, akár excentrikus dipóllal közelítjük a Föld terét, a közelítés és a valóság között igen jelentős eltérések maradnak (az excentrikus dipól közelítésben is helyenként több, mint 0.02 oersted). Azaz a földi mágneses tér nem pontosan dipólikus, szabálytalanságai nem elhanyagolhatóak.

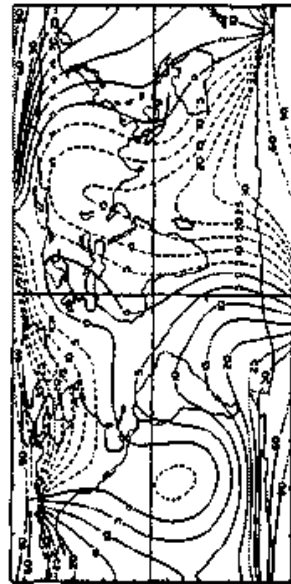
Hozzájárul e szabálytalanságokhoz a tér időbeli változása is. Ez geológiai időskálán mérve nagyon gyors: néhány évtized is elég ahhoz, hogy a térerősség földfelszíni eloszlását bemutató térképeken észrevehető változások történjenek. Erre példát mutat a 47. ábra, amelyen a deklináció évszázados változása látható. A deklináció a tengerhajózásban nagyon fontos, állandóan regisztrált mennyiség volt, ezért a XVI. század óta jól használható deklinációtérképek állnak rendelkezésünkre. Mint az ábrák mutatják, az évszázados változás is alapvetően szabálytalan, ám egy határozott tendencia mégis megfigyelhető: a Föld nagy területein, így az Atlanti-óceán vidékén és Euráziában a térképek mintázata nyugati irányban tolódik el fokozatosan. A legjobban a nulla deklinációt jelző ún. agon-vonal driftje követhető nyomon: 1600 körül még Kelet-Szibériában húzódott, 1850-ben már elérte Európa keleti vidékeit, ma pedig (ez már az ábrán nem látható) Magyarországot is elhagyta nyugat felé. Ennek az ún. nyugati driftnek a sebessége jelenleg kb. 0.2 fok/év. A földmágneses tér évszázados változása megnyilvánul a dipólmomentum ingadozásában vagy a mágneses pólusok helyváltozásában is. Ez utóbbi azonban — a korábban említett paleomágneses mérések tanúsága szerint — mindig csak kisebb mértékű lehetett,



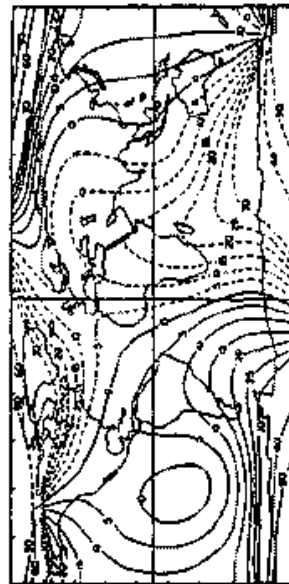
46. ábra: Az inklináció változása a Föld felszínén, fokokban (1965)



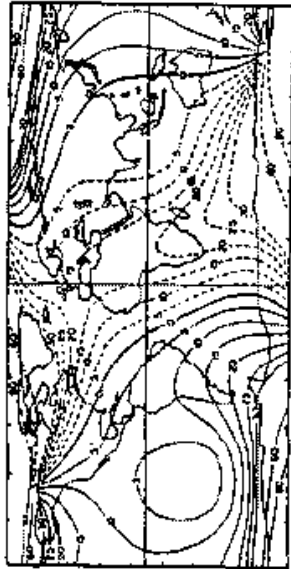
(a) 1600



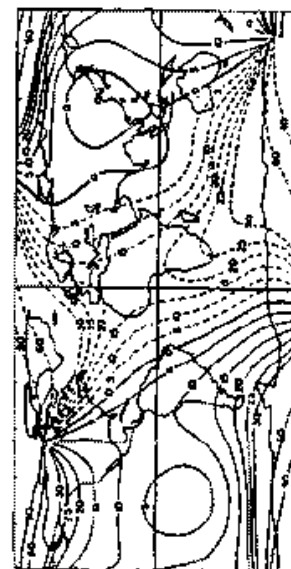
(b) 1650



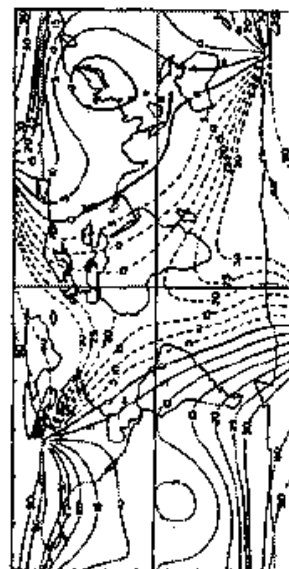
(c) 1700



(d) 1750



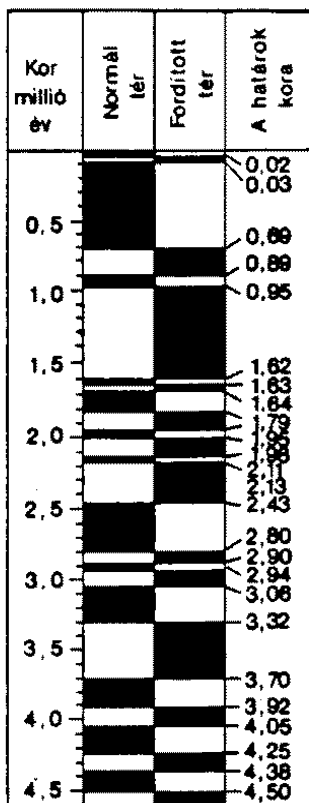
(e) 1800



(f) 1850

47. ábra: A deklináció változása a Föld felszínén 1600 és 1850 között. A kontúrok (ún. izogonok) az egyenl deklinációjú helyeket kötik össze. Pozitív deklináció (folytonos vonalak) kelet, negatív deklináció (szaggatott vonalak) nyugat felé elhajló iránytűt jelent. A számok fokokat jelentenek

úgyhogy a mágneses sarkok mindig a földrajzi pólusok közelében voltak. A földi mágneses tér talán legérdekesebb változása, amit ugyancsak a paleomágneses módszerrel mutattak ki, a néhány százezer évenként bekövetkező pólusváltás. A legutóbbi 4.5 millió év normális (azaz maihoz hasonló) és fordított polaritású időszakait láthatjuk a 48. ábrán.



48. ábra: A Föld mágneses terének pólusváltásai a legutóbbi 4.5 millió évben

A TÖBBI BOLYGÓ MÁGNESES TERE A VIII. táblázat feltünteti a bolygók mágneses terének erősségét. Ezeket űrszondák segítségével a helyszínen mérték meg. Mint látható, a Földön kívül csak a négy nagy külső bolygónak van számottevő mágneses tere, s esetleg még a Merkurnak, noha ez két nagyságrenddel gyengébb a többinél (felszíni térerősségét tekintve). Mindegyik mágneses tér első közelítésben dipólikus, de a dipólus tengelye és a bolygó forgástengelye közti szög értéke elég változatos: a Földben 11° , a Jupiterben 10° , a Szaturnuszban nagyon kicsi: 1° -nál kisebb, meglepően nagy viszont az Uránuszban és a Neptunuszban: 60° , illetve 47° . A Jupiter, az Uránusz és a Neptunusz esetében a valóságos tér és az ideális dipólus eltérése nagyobb, mint a Földnél tapasztaltuk, a Szaturnusz tere viszont sokkal szabályosabb dipólus.

A tengely körüli forgás és a mágneses tér jelenléte között, úgy tűnik, határozott kapcsolat van (lásd VIII. táblázat): csak gyorsan forgó bolygóknak van mágneses tere. A lassan forgó Vénusznak nincs, a Merkurnak is csak gyenge tere van. Ám a gyors forgás

önmagában még nem elégséges a mágneses tér létrejöttéhez: a Mars például kb. ugyanolyan szögsebességgel forog, mint a Föld, mégis saját mágneses tere. Nyilván belső szerkezetében kell keresni ennek okát.

A forgás és a mágneses tér közti egyszerű kapcsolat ellen szól az Uránusz és a Neptunusz esete is. Korábban úgy véltük, hogy a forgás határozottan a forgástengely irányába tereli a bolygó-dipólusok tengelyét. E két utoljára megismert bolygó ellentmond e korai következtetésnek.

A DINAMÓELMÉLET A bolygók mágneses terét minden bizonnyal az ún. dinamómechanizmus hozza létre. Ehhez szükség van a bolygók belsejében egy elektromosan jól vezető zónára, amelynek ráadásul folyékonynak kell lennie, hogy viszonylag gyors áramlások folyhassanak bennük. A dinamó elindulásához ezenkívül kell még egy kezdeti mágneses tér, ami nagyon gyenge is lehet. Ez a bolygók rendelkezésére áll a Nap vagy a Galaxis mágneses tere formájában. Ha mármint a külső mágneses tér erővonalaival átjárt vezető zónában áramlás indul, akkor az erővonalak metszése során az indukciótörvény szerint feszültség indukálódik, ez pedig a vezető közegben elektromos áramot kelt. Az elektromos áramoknak mágneses tere van, s ez hozzáadódik a külső térhez. Ha az indukált áramok mágneses tere a külső teret erősíti, a dinamó működni kezd, az eredő mágneses tér felelőssé, regenerálja önmagát, azaz fennmarad akár a külső tér megszűnése esetén is.

A Föld belsejében a mágneses tér a külső magban keletkezik: mint láttuk, ez a zóna főleg folyékony fémes vasból áll. A Merkurnak is bizonyára van egy jelentős méretű vasmagja, s a bolygó mágneses tere azt sejteti, hogy ez legalább részben szintén folyékony állapotban van, áramlásokat téve lehetővé. A Jupiter és a Szaturnusz belső felépítésének tárgyalásakor említettük, hogy ezekben a bolygókban a hidrogén alkot fémesen vezető zónát néhány megabarnál nagyobb nyomáson. Az Uránusz és a Neptunusz vezető rétegét a H_2O , CH_4 , NH_3 vegyületek egy fémes állapotú keveréke alkothatja a bolygók mélyében. (A Mars mágneses terének hiányát, gyors forgása ellenére, az okozhatja, hogy vasmagja kis méretű és már kihűlt, azaz nem folyékony halmazállapotú.)

Föltételezhető, hogy mindegyik mágneses térrel rendelkező bolygóban termikus konvekció működteti a dinamót. A termikus konvekciót okozó hő pedig lehet a hűlő bolygók eredeti hője és a bolygómagokban összegyűlt radioaktív elemek bomlásából származó hő.

A dinamó fenti kellékeinek együttes megléte még nem vezet szükségszerűen a dinamó elindulásához. Úgy tűnik, további feltételeknek is teljesülniük kell. Ilyen lehet a gyors forgás.

A MAGNETOHIDRODINAMIKA ALAPJAI A dinamó tehát jól vezető mozgó folyadék mágnes-tér-generáló mechanizmusa. Fizikai leírásához szükségesek a Maxwell-egyenletek. Írjuk fel őket a magnetohidrodinamikában elhanyagolható eltolási áram nélkül, illetve zérus elektromos töltéssűrűség behelyettesítésével:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (5.3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5.3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (5.3.4)$$

A szokásos jelölések: \mathbf{H} és \mathbf{E} a mágneses és elektromos térerősségek, \mathbf{B} és \mathbf{D} a megfelelő

indukcióvektorok, \mathbf{j} az áramsűrűség. Itt és a továbbiakban az SI egységrendszert fogjuk használni. (A bolygók mágneses térerősségét fentebb oerstedben, azaz CGS egységben adtuk meg. $1 \text{ Oe} = 1000/4\pi \text{ Am}^{-1}$, ahol 1 Am^{-1} a \mathbf{H} SI egysége. Gyakran oersted helyett gausst mondunk, noha utóbbi a \mathbf{B} CGS egysége. E keveredés megengedhető, mert mindenütt egységnyi relatív permeabilitású közegekről beszélünk, s akkor CGS-ben $\mathbf{B} = \mathbf{H}$. Mellesleg a \mathbf{B} SI egysége: $1 \text{ tesla (T)} = 10^4 \text{ gauss.}$)

Legyen még

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}, \quad (5.3.5)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}, \quad (5.3.6)$$

ahol a μ permeabilitás és ϵ is a vákuumra vonatkozó konstans értékekkel egyezzek meg, továbbá

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (5.3.7)$$

ami az Ohm-törvény mozgó közegekre szóló alakja (σ az elektromos vezetőképesség, \mathbf{u} az áramlási sebesség, $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}$ az elektromos térerő a közeggel együtt mozgó koordináta-rendszerben, nemrelativisztikus esetben).

A (6.3.1–4) egyenletek a (6.3.5–7) relációk segítségével így alakulnak:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu\sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (5.3.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.3.9)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0 \quad (5.3.10)$$

$$\nabla \mathbf{E} = 0 \quad (5.3.11)$$

Vegyük most (6.3.8) rotációját, tekintsük σ -t állandónak és használjuk fel (6.3.9)-et:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \mu\sigma \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \right) \quad (5.3.12)$$

Vezessük be az

$$\eta^* = \frac{1}{\mu\sigma} \quad (5.3.13)$$

jelölést (η^* neve “mágneses viszkozitás” vagy mágneses diffuzivitás), ill. vegyük észre, hogy

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} = -\nabla^2 \mathbf{B}.$$

Ekkor (6.3.12) rendezése ezt adja:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta^* \nabla^2 \mathbf{B} \quad (5.3.14)$$

Ez a magnetohidrodinamika alapegyenlete. Ha \mathbf{u} eloszlása ismert, akkor a megfelelő kezdeti és határfeltételekkel \mathbf{B} mint a dinamómechanizmus eredménye innen kiszámítható. A dinamó teljes egyenletrendszeréhez természetesen hozzátartoznak az \mathbf{u} -t meghatározó hidrodinamikai egyenletek, ill. ha feltételezésünknek megfelelően a bolygó-dinamókat termikus konvekció működteti, akkor a termikus konvekció egyenletei. Ezek vizsgálatát későbbre halasztjuk.

Szokásos a (6.3.14) alapegyenletet dimenziótlan alakba írni, a hosszúság, idő és sebesség dimenziótlánításával. Legyen ehhez L a problémát jellemző tipikus hosszúságérték (pl.

a földi dinamó esetében a földmag sugara), U pedig tipikus sebességérték. Az időskála ekkor L/U . Ezek kiemelésével, a dimenziótlan mennyiségek vesszővel történő megjelölésével (6.3.14)-ből ezt kapjuk:

$$\frac{U}{L} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t'} = \frac{U}{L} \nabla' \times (\mathbf{u}' \times \mathbf{B}) + \frac{\eta^*}{L^2} \nabla'^2 \mathbf{B},$$

rendezve

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t'} = \nabla' \times (\mathbf{u}' \times \mathbf{B}) + \frac{1}{R_m} \nabla'^2 \mathbf{B},$$

ahol

$$R_m = \frac{UL}{\eta^*} = \mu\sigma UL$$

az ún. mágneses Reynolds-szám. Az alábbiakban megvizsgáljuk a (6.3.14) alapegyenletet két határesetben: a nagyon nagy (végtelen), illetve nagyon kicsi (nulla) mágneses Reynolds-szám esetében.

A MÁGNESES TÉR BEFAGYÁSA ÁRAMLÓ KÖZEGEKBEN Végtelen nagy mágneses Reynolds-számot kapunk, ha a mágneses diffuzivitás zérus, azaz az elektromos vezetőképesség végtelen. Ez tehát a nagyon jó vezetőképességű közeg határesetete. Ekkor (6.3.14) így egyszerűsödik:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (5.3.15)$$

Ismert azonosság szerint

$$\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{B} - \mathbf{B} \nabla \mathbf{u},$$

amelyből az utolsó előtti tag $\nabla \mathbf{B} = 0$ miatt kiesik. A $\nabla \mathbf{u}$ -ra szintén kaphatunk egy kifejezést a kontinuitási egyenlet mindenkor igaz (6.2.1) alakjából:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \rho + \rho \nabla \mathbf{u} = 0,$$

azaz

$$\nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \mathbf{u} \nabla \rho.$$

Mindezeket (6.3.15)-be helyettesítve, ρ -val való osztás és némi összevonás után ez adódik:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \right) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \nabla) \frac{\mathbf{B}}{\rho}$$

De

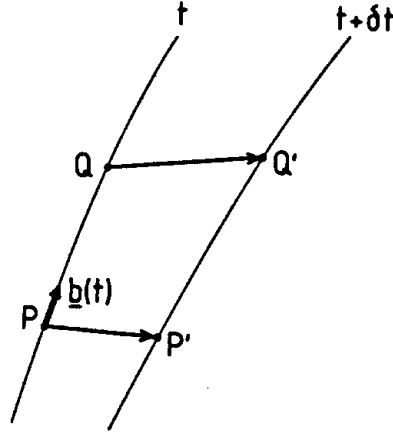
$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla),$$

tehát végül is

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \right) \mathbf{u} \quad (5.3.16)$$

Ez az egyenlet (6.3.15)-tel ekvivalens alak. Az egyszerűbb írásmód kedvéért vezessük be a $\mathbf{b} = \mathbf{B}/\rho$ jelölést, s akkor

$$\frac{d\mathbf{b}}{dt} = (\mathbf{b} \nabla) \mathbf{u}. \quad (5.3.17)$$



49. ábra: Az erővonalak befagyása

Tekintsünk egy adott t időpontban egy mágneses erővonalat, amely tehát minden pontjában \mathbf{b} -vel egyirányú. (Precízebben mondhatnánk indukcióvonalat is, de \mathbf{B} és \mathbf{H} vonalai a mi esetünkben egybeesnek, ezért maradjunk a szokásos “erővonal” kifejezésnél.) Jelöljük ki az erővonalon két közeli folyadékrészecskét, P-t és Q-t (lásd 49. ábra). Ekkor

$$\overrightarrow{PQ} = \delta l \mathbf{b}(t). \quad (5.3.18)$$

A két részecske az áramlással együtt elmozdul, és kevéssel később, a $t + \delta t$ időpontban már a P' és Q' pontokban található. Kérdés: $\overrightarrow{P'Q'}$ =? Az ábra szerinti négyszögből

$$\overrightarrow{P'Q'} = \overrightarrow{PQ} + (\mathbf{u}(Q) - \mathbf{u}(P)) \delta t.$$

Ellenben P és Q közelsége miatt

$$\mathbf{u}(Q) = \mathbf{u}(P) + (\overrightarrow{PQ} \nabla) \mathbf{u}(P),$$

tehát

$$\begin{aligned} \overrightarrow{P'Q'} &= \overrightarrow{PQ} + \delta t (\overrightarrow{PQ} \nabla) \mathbf{u}(P) = \delta l \{ \mathbf{b}(t) + \delta t (\mathbf{b}(t) \nabla) \mathbf{u} \} \\ &= \delta l \left\{ \mathbf{b}(t) + \delta t \frac{d\mathbf{b}}{dt} \right\} = \delta l \mathbf{b}(t + \delta t), \end{aligned}$$

ahol felhasználtuk előbb (6.3.18)-at, majd (6.3.17)-et. A végeredmény tehát az, hogy a két részecske δt idő eltelte után is egy erővonalon helyezkedik el. Ez nyilván továbbra is így marad a végtelenségig.

Interpretálva a fenti eredményt, azt mondhatjuk, hogy ha egy adott pillanatban kijelölünk egy erővonalat, illetőleg a rajta lévő folyadékrészecskék fonalát, majd ezt a fonalat nyomon követjük az áramlás során, a fonal minden későbbi időpontban újra erővonalon fog elhelyezkedni. Az erővonal általában matematikai absztrakció, nem fizikai individuum. A mi esetünkben azonban érdemes (mert szemléletes) minden egyes erővonalat a rajta fekvő részecskefüzérrel fizikailag is azonosítani, s azt mondani, hogy a füzérrel egy

későbbi időpontban megegyező erővonal azonos a fűzérrel korábban egybeeső erővonalal. Vagyis a végtelen vezetőképességű közeg erővonalai együtt mozognak a közeggel, bármilyen bonyolult is az áramlás. Szokás ezt úgy mondani, hogy az erővonalak be vannak fagyva a közegbe (ez a *befagyás tétele*).

A befagyás tételének számos szemléletes alkalmazása van a magnetohidrodinamikában (plazmafizikában), később mi is használni fogjuk. Szigorúan persze csak $\sigma = \infty$, azaz $\eta^* = 0$ esetben lenne alkalmazható. Mihelyt η^* véges, az erővonalak “diffúziója” elrontja a tétel érvényességét.

A MOZDULATLAN FOLYADÉK ESETE A (6.3.14) alapegyenlet másik szélső esete: $R_m = 0$, ami megvalósul, ha nincs áramlás. Ekkor

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta^* \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (5.3.19)$$

Ez diffúziós egyenlet: a mágneses mező csak diffúzióval változik. Az egyenlet megoldható megfelelő kezdeti és határfeltételekkel. Tekintsük például a bolygók belsejében lévő gömb vagy gömbhéj alakú vezető zónát. Ennek térfogatát jelölje V , a V -n kívül található szigetelőt \hat{V} . ($V + \hat{V}$ = a teljes tér). V -ben érvényes (6.3.19), valamint

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} = \mu \sigma \mathbf{E} = \frac{1}{\eta^*} \mathbf{E}. \quad (5.3.20)$$

A \hat{V} szigetelőben áram nem folyik, ezért (6.3.1) és (6.3.2) alapján

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (5.3.21)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (5.3.22)$$

A V és \hat{V} határain \mathbf{B} és \mathbf{E} folytonosan megy át, a végtelenben a terek eltűnnek.

Tekintsünk most egy $e^{-\lambda_i t}$ időfüggésű megoldást, melyben az \mathbf{x} térkoordináták így szeparálódnak:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}^{(i)}(\mathbf{x}) e^{-\lambda_i t}$$

Helyettesítsük ezt a (6.3.19–22) egyenletekbe. Ezek szerint V -ben:

$$\nabla^2 \mathbf{B}^{(i)} = -\frac{\lambda_i}{\eta^*} \mathbf{B}^{(i)} \quad (5.3.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(i)} = \mu \mathbf{j}^{(i)} = \mu \sigma \mathbf{E}^{(i)} \quad (5.3.24)$$

\hat{V} -ben pedig:

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(i)} = 0 \quad (5.3.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}^{(i)} = \lambda_i \mathbf{B}^{(i)} \quad (5.3.26)$$

(6.3.23) a Laplace-operátorra szóló sajátértékegyenlet (amely a kiegészítő (6.3.24–26) összefüggésekkel s a mondott határfeltételekkel együtt teljes). A $\mathbf{B}^{(i)}$ tehát V -ben a Laplace-operátor sajátfüggvénye, $(-\lambda_i/\eta^*)$ a hozzá tartozó sajátérték. A sajátfüggvények teljes rendszert alkotnak, ezért a (6.3.19) kezdőfeltételül megadott $\mathbf{B}(\mathbf{x}, 0)$ velük kifejthető:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, 0) = \sum_i a_i \mathbf{B}^{(i)}(\mathbf{x}),$$

és akkor $t > 0$ -ra:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \sum_i a_i \mathbf{B}^{(i)}(\mathbf{x}) e^{-\lambda_i t} \quad (5.3.27)$$

Nem tudván előre, hogy λ_i és $\mathbf{B}^{(i)}$ valós vagy komplex mennyiségek-e, jelöljük $\mathbf{B}^{(i)+}$ -szal a $\mathbf{B}^{(i)}$ konjugáltját, majd szorozzuk meg vele (6.3.23) mindkét oldalát és integráljunk a V térfogatra:

$$\int_V \mathbf{B}^{(i)+} \nabla^2 \mathbf{B}^{(i)} dV = -\frac{\lambda_i}{\eta^*} \int_V |\mathbf{B}^{(i)}|^2 dV \quad (5.3.28)$$

Használjuk fel a

$$\nabla^2 \mathbf{B}^{(i)} = -\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}^{(i)}) = -\mu \nabla \times \mathbf{j}^{(i)}$$

összefüggést és a

$$\mathbf{b}(\nabla \times \mathbf{a}) = -\nabla(\mathbf{b} \times \mathbf{a}) + \mathbf{a}(\nabla \times \mathbf{b}) \quad (5.3.29)$$

azonosságot (6.3.28) baloldalának átalakításához:

$$\begin{aligned} \int_V \mathbf{B}^{(i)+} \nabla^2 \mathbf{B}^{(i)} dV &= -\mu \int_V \mathbf{B}^{(i)+} \nabla \times \mathbf{j}^{(i)} dV \\ &= \mu \int_V \nabla(\mathbf{B}^{(i)+} \times \mathbf{j}^{(i)}) dV - \mu \int_V \mathbf{j}^{(i)} \nabla \times \mathbf{B}^{(i)+} dV \end{aligned}$$

Az itt szereplő utolsó előtti integrálra alkalmazzuk még a Gauss-tételt, s akkor (6.3.28)-ból, (6.3.24) figyelembevételével:

$$\frac{\lambda_i}{\eta^*} \int_V |\mathbf{B}^{(i)}|^2 dV = \mu\sigma \int_F (\mathbf{E}^{(i)} \times \mathbf{B}^{(i)+}) \mathbf{n} dF + \int_V |\nabla \times \mathbf{B}^{(i)}|^2 dV \quad (5.3.30)$$

Itt F a V határoló felülete, \mathbf{n} a felület normálisa, mely V -ből \hat{V} felé mutat.

Most a \hat{V} térfogatra térve, szorozzuk meg (6.3.26)-ot is $\mathbf{B}^{(i)+}$ -szal és integráljunk:

$$\lambda_i \int_{\hat{V}} |\mathbf{B}^{(i)}|^2 dV = \int_{\hat{V}} \mathbf{B}^{(i)+} \nabla \times \mathbf{E}^{(i)} dV = - \int_{\hat{V}} \nabla(\mathbf{B}^{(i)+} \times \mathbf{E}^{(i)}) dV = \int_F (\mathbf{E}^{(i)} \times \mathbf{B}^{(i)+}) \hat{\mathbf{n}} dF$$

Itt is felhasználtuk (6.3.29)-et és a Gauss-tételt, $\hat{\mathbf{n}}$ -nel jelölve a \hat{V} -ből V felé mutató felületnormálist ($\hat{\mathbf{n}} = -\mathbf{n}$). Szorozzuk mindkét oldalt $1/\eta^* = \mu\sigma$ -val, s cseréljük fel $\hat{\mathbf{n}}$ -et \mathbf{n} -nel:

$$\frac{\lambda_i}{\eta^*} \int_{\hat{V}} |\mathbf{B}^{(i)}|^2 dV = -\mu\sigma \int_F (\mathbf{E}^{(i)} \times \mathbf{B}^{(i)+}) \mathbf{n} dF \quad (5.3.31)$$

Figyelembe véve $\mathbf{E}^{(i)}$ és $\mathbf{B}^{(i)}$ folytonosságát az F határnál, adjuk össze (6.3.30)-at és (6.3.31)-et:

$$\frac{\lambda_i}{\eta^*} \int_{V+\hat{V}} |\mathbf{B}^{(i)}|^2 dV = \int_V |\nabla \times \mathbf{B}^{(i)}|^2 dV,$$

amiből

$$\lambda_i = \eta^* \frac{\int_V |\nabla \times \mathbf{B}^{(i)}|^2 dV}{\int_{V+\hat{V}} |\mathbf{B}^{(i)}|^2 dV}. \quad (5.3.32)$$

Ebből egyrészt az látszik, hogy λ_i valós, másrészt

$$\lambda_i > 0. \quad (5.3.33)$$

(Kizárható a $\lambda_i = 0$ eset is, ahhoz ugyanis az kellene, hogy $\nabla \times \mathbf{B}^{(i)} = \mu \mathbf{j}^{(i)} = 0$ legyen V -ben mindenütt. Az ilyen $\mathbf{B}^{(i)}$ -t nem a V -ben folyó áram, hanem valamilyen külső forrás tartaná fenn.)

Végül is (6.3.33) miatt (6.3.27) minden tagja idővel lecseng, azaz $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ eltűnik. Fizikailag ennek az felel meg, hogy a mágneses tér energiája Joule-hővé alakul. A mágneses tér tehát mozgás nélkül ($\mathbf{u} = 0$) véges vezetőképességű folyadékban nem maradhat meg. Ezek szerint a bolygók saját mágneses tere is csak úgy maradhat fenn, ha vezető zónájukban áramlás van.

(6.3.32) alapján nagyságrendileg

$$\lambda_i \sim \frac{\eta^*}{L^2} = \frac{1}{\mu\sigma L^2}.$$

Kiszámítható, hogy ha a V vezető zóna L sugarú gömb, akkor

$$\min_i \lambda_i = \frac{\pi^2}{\mu\sigma L^2},$$

vagyis (6.3.27)-ben a leghosszabb lecsengési időállandó $\tau_{\max} = \mu\sigma L^2/\pi^2$.

Becsüljük meg ez utóbbit a Föld magjára, melyre $L = 3470$ km. Szükség van még a σ vezetőképesség értékére. Ezt a folyékony vasra és ötvözeteire kapott nagynyomású laboratóriumi adatok alapján $\sigma = 5 \cdot 10^5$ (ohm m)⁻¹-nek szokás venni. (A pontos érték bizonytalan, 10^5 és $8 \cdot 10^5$ közé esik. A nagy szórás főként abból adódik, hogy nem ismerjük a földi vasmag pontos összetételét, az ötvöző anyagok mennyiségét. Összehasonlításként a tiszta vas vezetőképessége földfelszíni körülmények között kb. 10^7 (ohm m)⁻¹.) A mondott értékekkel $\tau_{\max} = 24\,000$ év. Vagyis a Föld mágneses terének néhány száz év alatt el kellene tűnnie, ha magjában nem lennének áramlások. Minthogy pedig többször százmillió évig visszamenőleg biztosan felismerhetők a földi tér paleomágneses nyomai, a Földben dinamónak, áramlásoknak kell működniük.

Az óriásbolygókban, pl. a Jupiterben és a Szaturnuszban a jól vezető zóna mérete kb. egy nagyságrenddel nagyobb lehet, mint a Földben, a fémes hidrogén vezetőképessége viszont nagyjából a földi mag vezetőképességének rendjébe esik. Így a két óriásra vonatkozó mágneses lecsengési idő a földinél kb. két nagyságrenddel nagyobb, vagyis néhány millió év körüli. Ez még mindig nagyon kicsi a bolygók 4.6 milliárd éves korához képest. Vagyis okkal feltételezhetjük, hogy e bolygók mágneses tere sem egy ősi tér maradványa, hanem ma is működő dinamó terméke.

A DINAMÓEFFEKTUS FELTÉTELEI Térjünk most vissza a magnetohidrodinamikai

alapegyenlet teljes (6.3.14) alakjához. Tegyük fel tehát, hogy a véges, zárt vezető V térfogatában folyadékáramlás van adott $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ sebességeloszlással. Ezek szerint V -ben:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta^* \nabla^2 \mathbf{B} \quad (5.3.34)$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (5.3.35)$$

A V -n kívül, a szigetelő \hat{V} térfogatában most is:

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (5.3.36)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (5.3.37)$$

A V és \hat{V} határain ismét csak \mathbf{B} és \mathbf{E} folytonosságát kell előírni. Próbálkozzunk most is

$$\mathbf{B} \propto e^{-\lambda t}$$

időfüggésű megoldással. Ezt (6.3.34)-be helyettesítve, némi rendezéssel ez adódik:

$$\nabla^2 \mathbf{B} + \frac{1}{\eta^*} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = -\frac{\lambda}{\eta^*} \mathbf{B} \quad (5.3.38)$$

Most is (6.3.23)-hoz hasonló sajátértékproblémát kaptunk, csak a baloldali operátor változott meg (függ η^* -tól és főleg \mathbf{u} -tól). Az $\mathbf{u} = 0$ esetben visszanyerjük (6.3.23)-at, s akkor — mint láttuk — $\lambda > 0$ valós szám, ami lecsengő teret jelent. Az $\mathbf{u} = 0$ esetre térve legyen

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = U \mathbf{f}(\mathbf{x}), \quad (5.3.39)$$

ahol

$$U = \max |\mathbf{u}(\mathbf{x})|,$$

$\mathbf{f}(\mathbf{x})$ pedig a sebességeloszlás struktúráját írja le. Az U növekedésekor az $U = 0$ esetnek megfelelő pozitív értékből indulva λ valószínűleg folytonosan változik (és komplexszé is válhat). Ha U egy meghatározott értékénél $\text{Re } \lambda$ nullává, majd negatívvá válik, akkor a \mathbf{B} tér fennmaradhat, sőt növekedhet, s ekkor mondjuk, hogy fellép a *dinamóhatás*. Elképzelhető azonban az is, hogy az $\mathbf{u} \mathbf{f}(\mathbf{x})$ struktúrája vagy a kiinduló \mathbf{B} sajátfüggvény olyan, hogy az U semmilyen értékénél sem lesz $\text{Re } \lambda \leq 0$, vagyis nincs dinamóeffektus.

A fenti formális megfontolást a jelenség fizikai lényegéhez közelebb álló alakban is bemutatathatjuk, ha megvizsgáljuk a mágneses tér \mathcal{E} energiájának időbeli változását. Az integrálást a teljes $V + \hat{V}$ térre kell kiterjeszteni:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dt} \int_{V+\hat{V}} \mathbf{B}^2 dV = \frac{1}{\mu} \int_{V+\hat{V}} \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dV \\ &= \frac{1}{\mu} \int_V \mathbf{B} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) dV + \frac{\eta^*}{\mu} \int_V \mathbf{B} \nabla^2 \mathbf{B} dV - \frac{1}{\mu} \int_{\hat{V}} \mathbf{B} \nabla \times \mathbf{E} dV \end{aligned}$$

Itt már felhasználtuk a (6.3.34) és (6.3.27) egyenleteket. Alkalmazzuk most a (6.3.29) azonosságot, alakítsuk át $\nabla^2 \mathbf{B}$ -t és használjuk \hat{V} -ben (6.3.36)-ot:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= -\frac{1}{\mu} \int_V \nabla(\mathbf{B} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})) dV + \frac{1}{\mu} \int_V (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \nabla \times \mathbf{B} dV - \frac{\eta^*}{\mu} \int_V \mathbf{B} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) dV \\ &+ \frac{1}{\mu} \int_{\hat{V}} \nabla(\mathbf{B} \times \mathbf{E}) dV = -\frac{1}{\mu} \int_V \nabla(\mathbf{B} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})) dV + \frac{1}{\mu} \int_V \mathbf{u}(\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})) dV \\ &- \frac{\eta^*}{\mu} \int_V (\nabla \times \mathbf{B})^2 dV + \frac{\eta^*}{\mu} \int_V \nabla(\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})) dV - \frac{1}{\mu} \int_V \nabla(\mathbf{B} \times \mathbf{E}) dV \end{aligned}$$

A legutolsó integrálban azt használtuk ki, hogy a Poynting-vektor divergenciájának integrálja az adott (\hat{V}) térfogatból kiáramló, azaz a másik (V) térfogatba beáramló energiát

jelenti. (Ez az azonosság az integrál felületi integrállá való átalakításával, \mathbf{B} és \mathbf{E} folytonosságának kihasználásával is belátható.) Vegyük még észre, hogy a három divergenciát tartalmazó integrál összevonható és (6.3.8) miatt zérust ad. Ezért végül:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{\eta^*}{\mu} \int_V (\nabla \times \mathbf{B})^2 dV + \frac{1}{\mu} \int_V \mathbf{u}(\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})) dV = -\frac{1}{\sigma} \int_V \mathbf{j}^2 dV - \int_V \mathbf{u}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV$$

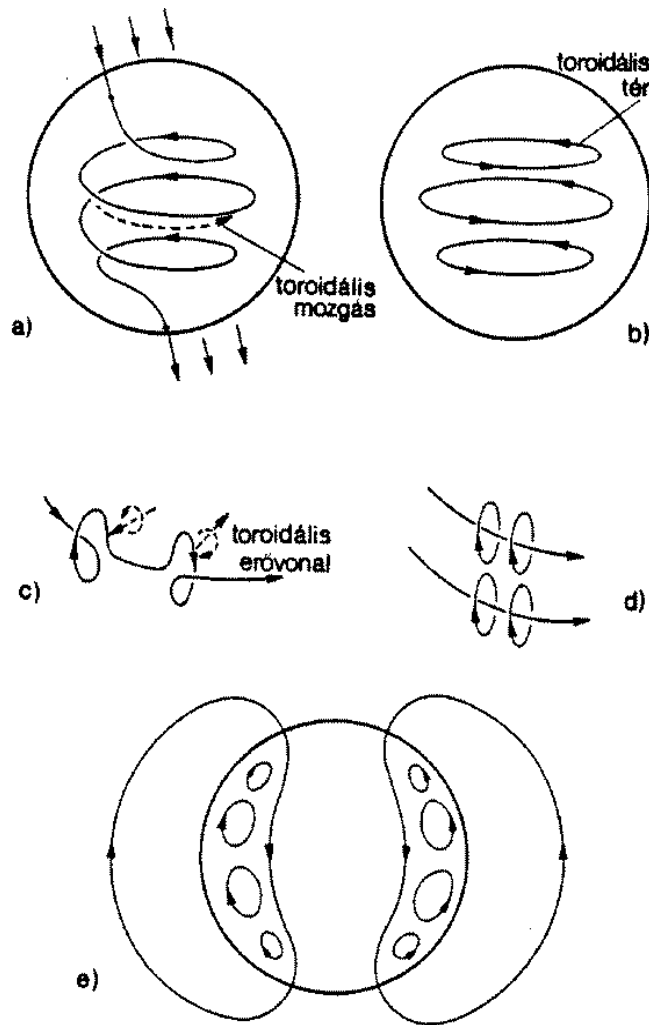
Itt az első tag negatív: a Joule-hő miatt bekövetkező energiaveszteséget fejezi ki. A második tag a $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ Lorentz-erő munkájának ellentettje, ez lehet pozitív is, negatív is. A mágneses tér energiája tehát csak akkor maradhat meg (ill. növekedhet), ha a második tag pozitív és kellően nagy. Ehhez \mathbf{u} -nak (ill. U -nak) is elegendően nagyoknak kell lennie.

Az adódik tehát, hogy a dinamóhatás létrejöttéhez egyrészt alkalmas (6.3.39) sebességeloszlás, másrészt kellően nagy sebességamplitúdó szükséges. Ez utóbbi — adott méretű és vezetőképességű V tartomány esetében — úgy is fogalmazható, hogy az $R_m = UL/\eta^*$ mágneses Reynolds-számnak egy kritikus értéket meg kell haladnia.

Sok vizsgálat történt már arról, hogy milyen $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ sebességeloszlások alkalmasak a dinamóeffektus létrehozására. Ez az ún. kinematikai dinamóelmélet: nem törődünk egyelőre azzal, hogy mely erők mozgatják a folyadékot, hanem $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ -et ismertként vesszük fel, s megoldjuk a (6.3.38) sajátértékegyenletet, eldöntendő, hogy a \mathbf{B} tér fennmaradhat-e. Bizonyos sebességszerkezetekről eleve kimutatható, hogy nem képesek dinamót működtetni, más esetekben az bizonyítható, hogy adott szerkezetű \mathbf{B} tér nem jöhet létre dinamóhatás útján (ezek az ún. antidinamó-tételek). Nevezetes tétel az, hogy hengerszimmetrikus \mathbf{B} tér, így például egzakt, szabályos dipóltér semmilyen dinamóban nem maradhat fenn (Cowling-tétel). Ez és más hasonló tételek sajnos éppen a legegyszerűbb eseteket húzzák ki a lehetséges dinamómodellek listájáról, ezért már a kinematikai dinamóelmélet is meglehetősen bonyolult.

A 50. ábra vázlatosan bemutatja egy tipikus (működő) dinamómodell lényeges mozgáselemeit. Ha egy gömb alakú vezető folyadéktérfogatban ún. toroidális (pl. az egyenlítővel párhuzamos síkokban zajló) áramlás indul, miközben külső mágneses tér erővonalai járják át a folyadékot, a befagyás tételének megfelelően az erővonalak “felcsavarodnak” és toroidális mágneses tér jön létre (50a,b ábrák). Minél nagyobb a mágneses Reynolds-szám, annál inkább érvényesül az erővonalak befagyása s annál kevésbé durva a vázolt kép. A kialakult toroidális tér erővonalai a vezetőn kívül nem észlelhetők, így további mozgáselem szükséges a külső tér felerősítésére. Egy ilyen nagyon hatásos mozgásforma az ún. helikoidális (csavarvonalú) áramlás, melynek során a folyadékrezecskék radiális komponenssel rendelkező csavarvonalú pályán mozognak (emelkednek vagy süllyednek). Ennek hatására a toroidális tér erővonalain észak-déli irányú hurkok jönnek létre (50c,d ábrák), s ezek végül a véges η^* diffúziós koeficiens hatására nagy, kívül is észlelhető hurkokká olvadnak össze. E külső tér az eredetit erősítheti, illetve a vezető tartománytól nagyobb távolságban közelítőleg dipólteret hoz létre (50e ábra). Ez a durva kvalitatív kép — számítással igazolhatóan — működő dinamót ír le. (A két fenti mozgáselem természetesen egyidejűleg, egymásra szuperponálódva hat, mesterséges szétválasztásuk csak a szemléletességet szolgálja.)

Az ehhez hasonló működő dinamóhoz meghatározható a mágneses Reynolds-szám kritikus $R_{m,krit}$ értéke. Ez általában 10-es nagyságrendű szám: $R_{m,krit} = \mathcal{O}(\infty)$. Becsüljük meg a Föld magjára vonatkozó aktuális R_m értéket. A földmag két adatát korábban már említettük ($L = 3470$ km a mag sugara, $\sigma = 5 \cdot 10^5$ (ohm m) $^{-1}$ a vezetőképessége), szükség



50. ábra: Gömbi dinamó működésének vázlata öt lépésben. Toroidális áramlásnak, ill. mágneses térnek nincs radiális komponense. Folytonos vonal erővonalat, szaggatott vonal folyadékmozgást jelöl

volna az U sebességamplitúdó becslésére. Ehhez a befagyás tételét és a földmágneses térnek az atlanti féltéken észlelhető, fentebb említett nyugati driftjét használhatjuk fel. Úgy gondoljuk, hogy ez 0.2 fok/év sebességű nyugati drift egy nyugati irányú áramlatnak a hatása, ui. a folyadék magával viszi a tér erővonalait. A 0.2 fok/év nyilván a köpeny-mag határ közelében uralkodó áramlási sebességet jelenti, így a mag L sugarával szorozva adódik: $U \simeq 0.4$ mm/s. Ezek után a mágneses Reynolds-szám: $R_m \simeq 900$. Ez határozottan nagyobb a várható kritikus értéknél, jelezve, hogy valóban megvannak a dinamóeffektus feltételei.

A MÁGNESES TÉR DINAMIKAI MODELLJE A kinematikai dinamóelmélet hiányossága, hogy nem ad számot az \mathbf{u} sebességtér létrejöttéről, sem pedig arról a visszacsatolásról, amellyel maga a mágneses tér hat a sebességeloszlásra. (A fentiekben azt láttuk, hogy ha $R_m > R_{m,krit}$, a mágneses tér exponenciálisan erősödik. Ez nyilván azért nem

folytatódik a végtelenségig, mert előbb-utóbb a tér visszahat \mathbf{u} -ra és megváltoztatja.)

Mint említettük, a legkézenfekvőbb feltevés szerint a bolygó-dinamókat termikus konvekció működteti. A dinamómechanizmus egyenletrendszere akkor lesz teljes, ha a (6.3.14) magnetohidrodinamikai alapegyenlethez hozzávesszük a konvekció egyenleteit is. Ezek fogják meghatározni, hogy milyen sebességtér alakul ki: a dinamikai elméletben tehát $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ -re nem valamilyen ad hoc eloszlást veszünk fel.

A termikus konvekció egyenleteit a 6.2 fejezetben megismertük. Az egyszerűség kedvéért a közeg kompresszibilitását elhanyagolva a Boussinesq-approximációból indulhatunk ki. (Ez az elhanyagolás a Föld külső magjában sokkal inkább elfogadható, mint a köpenyben. Nem biztos, hogy ez így van pl. a külső bolygók vezető övében is.) A Boussinesq-approximáció egyenleteit (6.2.9–11)-ből vehetjük. A mozgásegyenletet azonban egészítsük ki két taggal: 1) a bolygók forgásának figyelembevételére a Coriolis-erővel (a centrifugális gyorsulást a \mathbf{g} nehézségi gyorsulásba építve képzeljük el), 2) a mágneses tér hatásának figyelembevételére a $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ Lorentz-erővel. Ezek szerint egyenletrendszerünk a következő:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta^* \nabla^2 \mathbf{B} \quad (5.3.40)$$

$$\nabla \mathbf{u} = 0 \quad (5.3.41)$$

$$\rho_0 \frac{d\mathbf{u}}{dt} + 2\rho_0 \underline{\Omega} \times \mathbf{u} = \rho(T) \mathbf{g} - \nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5.3.42)$$

$$\rho_0 c_p \frac{dT}{dt} = \xi \nabla^2 T + H \quad (5.3.43)$$

Itt a már korábban megismert jelöléseket használtuk; rajtuk kívül $\underline{\Omega}$ az adott bolygó forgási szögsebessége, és $\rho(T)$ rövidíti a termikus felhajtóerőben a sűrűséget, melyet itt a T hőmérséklet függvényének tekintünk (egyébként pedig $\rho \equiv \rho_0 = \text{állandó}$).

A (6.3.40–43) egyenletrendszer a maga teljességében ma még kezelhetetlen, s a jövőben is csak numerikus eszközöktől, szuperszámítógépen végzett számításoktól várhatjuk megoldásait. Addig a dinamikai dinamóelmélet csak egyszerűsítő, közelítő modellekkel tud dolgozni, és sok esetben kérdéses ezek alkalmazhatósága a bolygók mágneses terére. Az alábbiakban röviden áttekintjük a jelenleg legkidolgozottabb elmélet (*Busse-modell*) néhány lényeges pontját, ám utalni fogunk hiányosságaira is.

Konkrét esetként vegyük szemügyre a Föld folyékony külső magját, s vizsgáljuk meg a (6.3.42) mozgásegyenlet domináns tagjait abból a szempontból, hogy milyen struktúrájú áramlást határoznak meg. Ehhez, mielőtt még termikus konvekcióról beszélénk, felejtjük el a sűrűség hőmérsékletfüggését, azaz legyen $\rho(T) = \rho_0$. Osszuk el (6.3.42)-t ρ_0 -val, vegyük figyelembe, hogy a \mathbf{g} potenciálból számítható:

$$\mathbf{g} = -\nabla W,$$

s legyen

$$\tilde{p} = \frac{p}{\rho_0} + W$$

az ún. redukált nyomás. Ekkor ezt kapjuk:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} + 2\underline{\Omega} \times \mathbf{u} = -\nabla \tilde{p} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{\rho_0} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5.3.44)$$

Ebben ν a már ismert kinematikai viszkozitás. Tegyük fel, hogy az áramlás tipikus hosszúságskálája L , sebességének nagyságrendje U , a mágneses tér értéke tipikusan B_0 . Vezessünk be dimenziótlan (vesszővel jelölt) mennyiségeket így:

$$\mathbf{x} = L\mathbf{x}'; \quad \mathbf{u} = U\mathbf{u}'; \quad t = \frac{L}{U}t'$$

$$\underline{\Omega} = \Omega\hat{\mathbf{z}}; \quad \tilde{p} = \Omega LU\tilde{p}'; \quad \mathbf{B} = B_0\mathbf{B}'$$

Itt $\hat{\mathbf{z}}$ a z irányú, forgástengellyel parallel egységvektor. Ha még figyelembe vesszük (6.3.7)-et, ez is írható:

$$\mathbf{j} = \sigma UB_0\mathbf{j}'$$

Dimenziótlanítás és ΩU -val való osztás után (6.3.44)-ből ezt kapjuk:

$$\text{Ro} \frac{d\mathbf{u}'}{dt'} + 2\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{u}' = -\nabla\tilde{p}' + \text{Ek}\nabla^2\mathbf{u}' + \text{El}\mathbf{j}' \times \mathbf{B}' \quad (5.3.45)$$

ahol

$$\text{Ro} = \frac{U}{\Omega L} \quad (\text{Rossby-szám}),$$

$$\text{Ek} = \frac{\nu}{\Omega L^2} \quad (\text{Ekman-szám}),$$

$$\text{El} = \frac{B_0^2\sigma}{\rho_0\Omega} \quad (\text{Elsässer-szám}),$$

s e dimenziótlan számok rendre az inerciaerőknek, a viszkózus feszültségeknek és a Lorentz-erőknek a Coriolis-erőhöz való viszonyát jellemzik. Becsüljük meg őket a Föld magjára vonatkozóan. Tegyük fel, hogy az L hosszúságskála a mag sugarával egyezik meg ($L = 3470$ km); a sűrűség a 31. ábra alapján $\rho_0 = 10^4$ kg m⁻³; a forgási szögsebesség jól ismert: $\Omega = 7.3 \cdot 10^{-5}$ s⁻¹; U -ra és σ -ra már használtuk az alábbiakat: $U \simeq 4 \cdot 10^{-4}$ m s⁻¹; $\sigma = 5 \cdot 10^5$ (ohmm)⁻¹. A földmagban uralkodó B_0 mágneses indukciót megbecsülhetjük a felszíni $B \simeq (3-6) \cdot 10^{-5}$ tesla értékéből a dipólus r^{-3} távolságtörvényének alkalmazásával: $B_0 \simeq 3 \cdot 10^{-4}$ tesla. Végül szükség van a ν kinematikai viszkozításra, amelyet a folyékony vas viszkozitásának extrapolálásával $\nu = 10^{-6}$ m²s⁻¹-nek szokás felvenni (megjegyezzük: ez az érték több nagyságrend bizonytalanságot hordoz).

Mindezekkel a Föld magjára

$$\text{Ro} \simeq 10^{-6}$$

$$\text{Ek} \simeq 10^{-15}$$

$$\text{El} \simeq 10^{-1}$$

Ha a dimenziótlanítás skálamennyiségeit jól választottuk meg, akkor a (6.3.45) vesszős mennyiségei egységnyi nagyságrendűek. A fenti három szám (de Ro és Ek különösen is) 1-hez képest kicsi, ezért (6.3.45) megfelelő tagjai első közelítésképpen elhanyagolhatók. Ami marad (ismét dimenziós formában):

$$2\underline{\Omega} \times \mathbf{u} = -\nabla\tilde{p} \quad (5.3.46)$$

az ún. *geosztrofikus egyenlet*, illetve az általa meghatározott geosztrofikus áramlástípus. Ebben tehát lényegében a Coriolis-erő tart egyensúlyt a nyomásgradienssel. Ez a geosztrofikus egyensúly a gyorsan forgó folyadékok áramlásainak sajátja. Fenti elemzésünk szerint a Föld magja gyorsan forgó folyadéknak tekinthető. (Ugyanez elmondható a légkörről is, ezért van oly nagy szerepe a meteorológiában a geosztrofikus áramlásoknak (szeleknek). A Föld köpenyében a 6.2 fejezetben megismert adatokkal számítva $Ek \simeq 10^9$, azaz a Coriolis-erő elhanyagolható a viszkózus feszültségek mellett. Ezért nem szerepelt a köpeny konvekciójának ismertetésében.)

Vegyük most (6.3.46) mindkét oldalának rotációját. Ezt kapjuk:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = 0 \quad (5.3.47)$$

vagyis a sebességtér z -től nem függ, a forgástengellyel párhuzamos irányban nem változik. Ez a geosztrofikus egyensúly legfontosabb folyománya, amiből sok további érdekesség fakad. Nyilvánvaló, hogy (6.3.47) egzaktnak csak akkor lehetne igaz, ha a folyadék kitöltene a végtelen teret s nem lennének határai. A valóságban, pl. a Föld magjában ez nem így van. Ha a folyadékot merev falak határolják, azokon az $\mathbf{u} = 0$ határfeltételnek kell teljesülnie, s ez nem illik össze (6.3.47)-tel, ha tényleg van áramlás. A falak mentén a súrlódásnak, azaz a viszkozitásnak lényeges szerepe van, így itt a (6.3.46) egyensúly nem teljesül. A (6.3.46)-nak megfelelő geosztrofikus áramlás csak a folyadék belsejében valósul meg, s a folyadék belseje, valamint a merev falak között egy vékony határréteg (az ún. Ekman-réteg) jön létre, melyben a viszkozitás nem hanyagolható el. Fentebb a (6.3.44) egyenlet egyes tagjainak, így pl. a viszkózus tagnak elhagyásakor azt tételeztük fel, hogy az áramlás jellemzőinek térbeli változását mindenütt az L (nagy léptékű) hosszúságskála határozza meg. Ez az Ekman-féle határrétegben nem így van. Ha ennek vastagsága δ ($\ll L$), akkor az δ jellemző hosszúságérték δ lesz, s a fentebb elemzés rá nem vonatkozik: a viszkozitást tartalmazó tagot a határréteg leírásában meg kell tartanunk. Azaz:

$$2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = -\nabla \tilde{p} + \nu \nabla^2 \mathbf{u},$$

vagy komponensenként, $\underline{\Omega} = \Omega \hat{\mathbf{z}}$ figyelembevételével s az $\mathbf{u} = (u, v, w)$ jelölésekkel:

$$-2\Omega v = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (5.3.48)$$

$$2\Omega u = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (5.3.49)$$

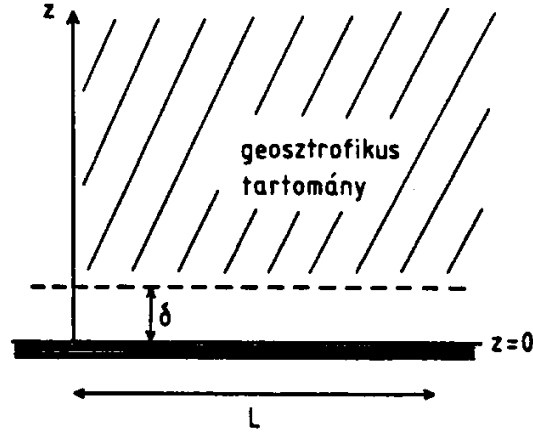
$$0 = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \quad (5.3.50)$$

Vegyük még ide a (6.3.41) kontinuitási egyenletet is:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5.3.51)$$

Az egyszerűség kedvéért, az Ekman-réteg hatásának megértéséhez, tekintsünk végtelen félteret ($z > 0$), melyet $z = 0$ -nál sík merev határ határol (51. ábra). A határrétegen kívül ($z \gg \delta$ esetén) (6.3.46) érvényesül, azaz, ha \mathbf{u}_0 és p_0 jelöli e geosztrofikus tartomány jellemzőit:

$$2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_0 = -\nabla \tilde{p}_0 \quad (5.3.52)$$



51. ábra: Ekman-réteg kialakulása merev határnál

Egyébként e tartományban az L nagyléptékű hosszúságskála jellemzi \mathbf{u}_0 és p_0 változásait, s ha még nagyságrendileg $u_0 \sim v_0 \sim U$, illetőleg $p_0 \sim \Pi$, akkor

$$\Pi \sim \Omega LU. \quad (5.3.53)$$

A határrétegben $\nu \nabla^2 \mathbf{u}$ nyilván akkor válik összemérhetővé a többi taggal, pl. a Coriolis-erővel, ha itt a z szerinti deriváltak nagyok. Ezek nagyságrendje $\partial/\partial z \sim \delta^{-1}$, azaz (6.3.48) és (6.3.49) szerint

$$\Omega \sim \nu/\delta^2,$$

vagy a (6.3.45) szerinti Ekman-számmal

$$\delta/L \sim (\text{Ek})^{1/2}.$$

Ha az Ekman-szám kicsi (ahogyan a földmagban), akkor az Ekman-réteg valóban vékony lesz. Mármost (6.3.51) miatt a határrétegben $w \sim (\delta/L)U$, s ha (6.3.50)-et integráljuk a határrétegen keresztül, kiderül, hogy a nyomásesés itt kb. $(\nu/\delta)w \sim \text{Ek} \Pi$, vagyis nagyon kicsi. Ezért az Ekman-rétegbeli \tilde{p} nyomást \tilde{p}_0 -val helyettesíthetjük, s akkor (6.3.48–49)-ből, jó közelítéssel:

$$\begin{aligned} -2\Omega v &= -\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ 2\Omega u &= -\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \end{aligned}$$

Ha ezekből kivonjuk a (6.3.52)-ből adódó

$$\begin{aligned} -2\Omega v_0 &= -\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial x} \\ 2\Omega u_0 &= -\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial y} \end{aligned}$$

egyenleteket, (6.3.47)-nek megfelelően figyelembe véve azt is, hogy $\partial u_0/\partial z = \partial v_0/\partial z = 0$:

$$\begin{aligned} -2\Omega(v - v_0) &= \nu \frac{\partial^2}{\partial z^2}(u - u_0) \\ 2\Omega(u - u_0) &= \nu \frac{\partial^2}{\partial z^2}(v - v_0) \end{aligned}$$

A határfeltételek:

$$\begin{aligned} u = v = 0, & \quad \text{ha } z = 0 \\ (u - u_0) \rightarrow 0, \quad (v - v_0) \rightarrow 0, & \quad \text{ha } z/\delta \rightarrow \infty \end{aligned}$$

A megoldás a jól ismert eszközökkel könnyen előállítható:

$$\begin{aligned} u &= -v_0 e^{-\lambda z} \sin \lambda z + u_0(1 - e^{-\lambda z} \cos \lambda z) \\ v &= u_0 e^{-\lambda z} \sin \lambda z + v_0(1 - e^{-\lambda z} \cos \lambda z) \end{aligned} \quad (5.3.54)$$

ahol

$$\lambda = L^{-1} (\text{Ek})^{-1/2},$$

ami épp a δ reciproka.

Tekintsünk egy olyan pontot, ahol a geosztrofikus áramlás éppen x irányú ($v_0 = 0$). Alatta a határrétegben:

$$\begin{aligned} u &= u_0(1 - e^{-\lambda z} \cos \lambda z) \\ v &= u_0 e^{-\lambda z} \sin \lambda z \end{aligned}$$

Vagyis a határrétegben van az áramlásnak keresztirányú komponense is. (Ez a szituáció a Föld légkörében is fennáll: ha a felszín felett nagyobb magasságban fújó szél geosztrofikus, a sík felszín közelében a szélirány más, mint fönt.) A keresztirányú mozgást az áramlásra mindenkor merőleges Coriolis-erő és a súrlódás kölcsönhatása okozza. Amíg nincs súrlódás, a Coriolis-erő a nyomásgradienssel tart egyensúlyt, s a mozgás lehet adott, pl. x irányú. Mihelyt azonban a súrlódás u_0 -t csökkenti, megszűnik az előbbi egyensúly, s a Coriolis-erő megváltozott értéke miatt keresztirányú mozgás is fellép.

Az 52. ábra azt az esetet mutatja be, amikor az \mathbf{u}_0 áramlás örvényes, s az örvényvektor $\underline{\Omega}$ -val egyirányú. A szaggatott nyilak a határrétegbeli áramlási irányt jelzik. Az eredmény az, hogy a határrétegben az örvény közepe felé folyó eredő áram van, amit a kontinuitás miatt az örvény közepén felemelkedő áramlatnak kell kiegyenlítenie. Ez belátható matematikailag is. (6.3.51) és (6.3.54) alapján ugyanis:

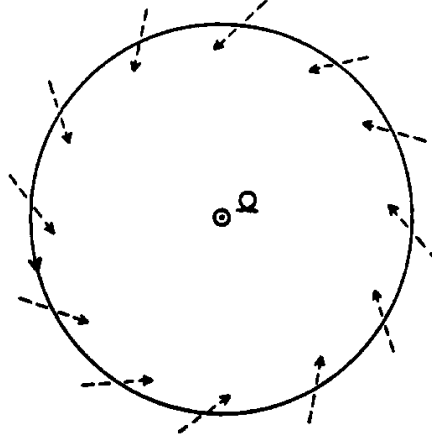
$$-\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} \right) (1 - e^{-\lambda z} \cos \lambda z) - \left(\frac{\partial v_0}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial y} \right) e^{-\lambda z} \sin \lambda z$$

Ám a kontinuitási egyenlet és $\partial \mathbf{u}_0/\partial z = 0$ miatt

$$\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0,$$

s akkor (ha $\omega_0 = \partial v_0/\partial x - \partial u_0/\partial y$ jelöli az örvényvektor z -komponensét), tekintettel arra, hogy $w = 0$ $z = 0$ -nál:

$$w = \omega_0 \int_0^z e^{-\lambda z} \sin \lambda z dz$$



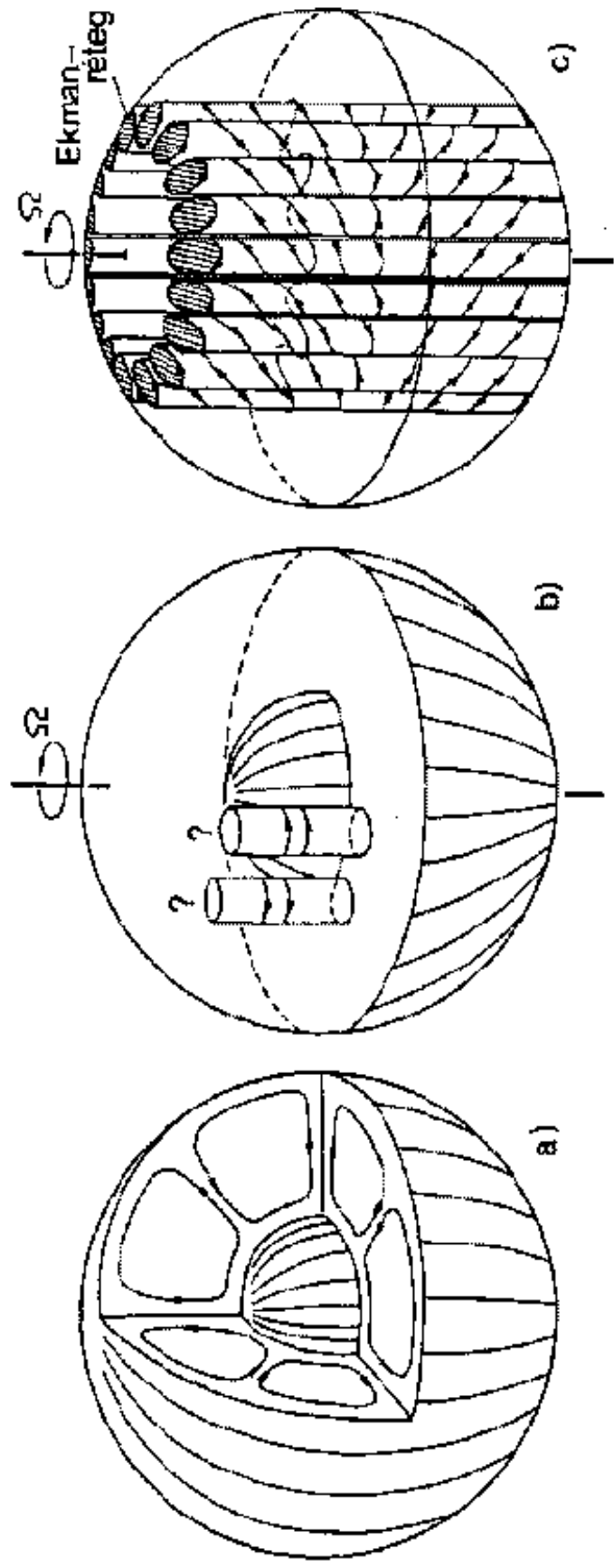
52. ábra: Örvényes geosztrofikus áramlás felülnézetben. A folytonos vonal a nagy magasságban folyó geosztrofikus áramlás irányát mutatja. A szaggatott nyilak az Ekman-rétegbeli áramlást jelzik

Innen $z \rightarrow \infty$ határátmenettel

$$w_0 = \frac{\omega_0}{2\lambda} = \frac{1}{2}\omega_0 L \text{Ek}^{1/2} = \frac{1}{2}\omega_0 (\nu/\Omega)^{1/2},$$

s ez tényleg pozitív, ha ω_0 pozitív. Örvényes geosztrofikus áramlásnak tehát van z irányú összetevője is, s ez az Ekman-réteg hatása. Ilyen áramlásban a részecskék csavarvonalú pályán mozognak.

Eddig még nem vettük figyelembe az áramlás forrását, vagyis azt, hogy a Föld magjában termikus konvekció zajlik. A forrástagot, ti. a hőtágulás miatti felhajtóerőt (6.3.44) levezetésekor elhanyagoltuk azzal, hogy a sűrűséget egzaktnak vettük. Ennek ellenére az elmondottak a termikus konvekció lehetséges struktúráját is meghatározzák, amint ezt részletesebb számításokkal, ill. kísérletekkel igazolták. (A kísérletek érdekessége, hogy a katasztrófát szenvedett Challenger űrrepülőgép egyik utolsó útján végezték el őket 1985-ben. Földi laboratóriumban ugyanis nem lehet gömbhéjba zárt folyadékban radiális gravitációs teret létrehozni, hiszen jelen van a földi erőter. Az űrben, súlytalan viszonyok között a radiális gravitációt elektromosan szimulálták úgy, hogy dielektromos folyadékot használtak, s a gömbhéj falai közt potenciálkülönbséget létesítettek.) Ha a gömbhéjba zárt folyadék nem forgó rendszerben helyezkedik el, akkor termikus konvekciója, amelyet belső határának magasabb hőmérséklete okoz, hasonló a 6.2 fejezetben látottakhoz. Az 53a ábra ezt a gömbhéj egy metszetével illusztrálja, a konvektív cellák kitöltik a gömbhéjat, s benne felszálló és leszálló ágak váltakoznak. Ezekben a folyadék radiális irányban mozog. Ellenben, ha a gömbhéj és a folyadék gyorsan forog, ahogyan a Föld külső magja teszi, akkor a termikus felhajtóerő megjelenése ellenére is erős a tendencia a (6.3.46) geosztrofikus egyensúly megvalósulása, ill. a (6.3.47)-tel leírt szituáció felé. Vagyis az áramlás igyekszik minél inkább olyan szerkezetet felvenni, melyben a sebességeloszlás a tengely menti z koordinátával nem változik. Ez persze nem valósul meg az 53a ábrán, de elképzelhető az 53b ábra szerint, ha a konvektív cellák z -vel párhuzamos tengelyű hengerek formáját öltik (s ez esetben a fel- és leszálló ágak ugyan meridionális síkokban mozognak, de az egyenlítői metszet kivételével nem radiális irányban). A (6.3.47)-et még ebben az



53. ábra: Termikus konvekció gömbhéjban (a) forgás nélküli; (b) ha a gömb gyorsan forog, de határának hatását nem vesszük figyelembe; végül (c) ha a gömb gyorsan forog s az Ekman-réteg hatására a konvekciós oszlopokban helikoidális mozgás jön létre

esetben is sérti a gömbhéj falainak jelenléte. Végül is a konvekció az 53c ábra szerinti elrendezésben valósul meg. A fő konvektív mozgás z -vel parallel, a belső gömböt érintő, viszonylag kis átmérőjű hengerekben zajlik. A gömbhéj belsejében az áramlás közelítőleg geosztrofikus, (6.3.47)-nek megfelelő, a külső határnál viszont Ekman-rétegek jönnek létre, s hatásukra a konvekciós hengerekben csavarvonalú, helikoidális mozgás alakul ki. A hengereken kívül a cirkuláció viszonylag gyenge. Alaposan föltételezhető, hogy a Föld külső magjában tényleg ilyen szerkezetű termikus konvekció zajlik.

A *Busse-féle dinamómodell* ebből a mozgásformából indul ki, s kimutatja, hogy ez dinamóhatást kelt, ha a konvekció sebessége már elég nagy, azaz a mágneses Reynolds-szám meghalad egy kritikus értéket. Ennek matematikai igazolása igen bonyolult, helyette csak arra utalunk, hogy az 53c ábra konvekciója toroidális és helikoidális mozgáskomponenst is tartalmaz, vagyis pontosan azokat a "kellékeket", amelyeket a legtöbb kinematikai dinamómodell hatékony mágnes-tér-keltő mozgásformának talált (emlékezzünk a 50. ábráról mondottakra). Az is következik a Busse-modellből, hogy a létrejött mágneses tér a magtól nagyobb távolságban jó közelítéssel dipólikus, tengelye pedig a forgástengelyre esik. Figyelembe lehet venni még a (6.3.44)-ben szereplő Lorentz-erőt is, amely a mágneses térnek az áramlásra való visszahatását fejezi ki, s amely a dinamómechanizmus "elfutását" megakadályozza. A Lorentz-erő segítségével az is megbecsülhető, hogy milyen erősségű tér várható modellünk szerint. Ezek a számítások reprodukálni tudják a Föld, sőt a többi gyorsan forgó, mágneses térrel rendelkező bolygó (a külső bolygók) észlelt térerősségét is.

A Busse-modell ma a legjobb dinamómodell. Alapvető szerepe van benne a gyors forgásnak, a Coriolis-erőnek. Eredményeit az imént vázoltuk, ám meg kell említenünk hiányosságait is. Egyrészt túlságosan szabályos, tengelyirányú és időben állandó mágneses teret magyaráz. Nem ad tehát számot a földi térfordulásokról, sem arról, hogy a legtöbb észlelt mágneses tér nem teljesen forgástengely-irányú, sőt az Uránusz és a Neptunusz mágneses dipólja igen nagy szögben elhajlik a forgástengelytől. Elképzelhető, hogy e bolygóknál a vezető zóna gömbhéja viszonylag vékony, ezért benne a konvektív cellák tengelyirányú orientációja csak nagyon töredékesen valósulhatott meg, és ennek folyományaképpen a mágneses tér is szabálytalanabb szerkezetű. A Busse-modell egy másik hiányossága lehet, hogy a Lorentz-erőt viszonylag kicsinek, másodlagos jelentőségűnek tekinti. (Ez elfogadható, ha a (6.3.45)-ben definiált Elsasser-szám valóban kicsi 1-hez képest. Elképzelhető azonban, hogy a magban uralkodó mágneses térerősséget alábecsültük, mert a magban olyan toroidális, felszínre nem vetülő tér is lehet, melynek erőssége jóval nagyobb a felszíni dipólerősségből becsülnél.) Ha a magbeli térerősség és következésképpen a Lorentz-erő nagy, akkor az áramlás szerkezetét ez utóbbi jelentősen módosíthatja. Az a dinamómodell, amely mindezekkel a tényekkel és lehetőségekkel számol, egyelőre még nem született meg, s várhatóan csak számítógépes szimuláció eredménye lesz a jövőben.

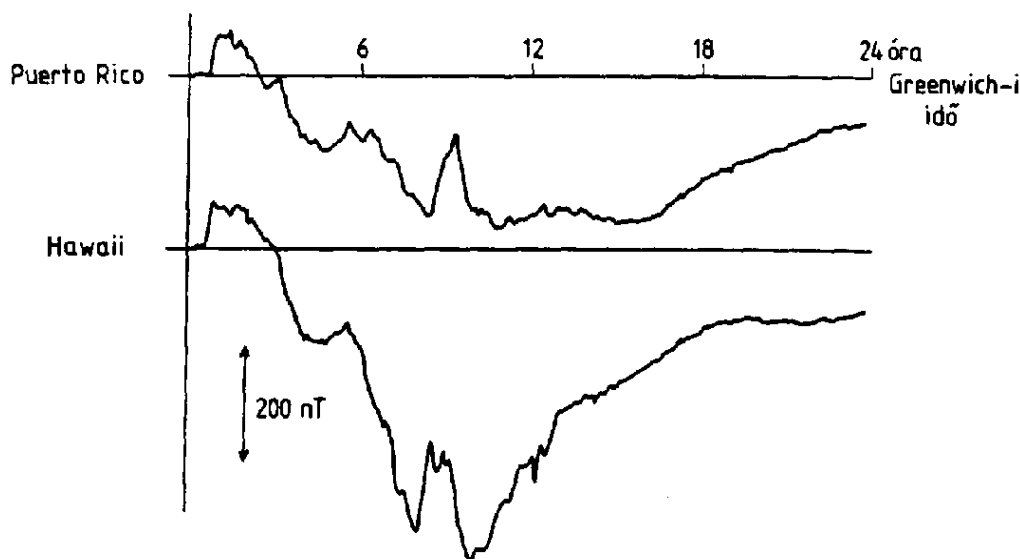
6.4 BOLYGÓ-MAGNETOSZFÉRÁK

A Föld légköre a felszín közelében semleges atomokból és molekulákból áll, azaz elektromosan szigetelő. Nagyobb magasságokban azonban a napsugárzás hatására egyre nagyobb mértékben ionizálódik, s ezzel nő az elektromos vezetőképessége. Az ún. *ionoszférában*, kb. 90 km felett az ionizáció már számottevő, és éjjel-nappal fennmarad, mert a légkör itt már oly ritka, hogy a rekombinációnak egy napnál hosszabb időre volna szüksége a

nappal keletkezett ionok és elektronok eltüntetésére. A magasság további növelésével a légkör tovább ritkul, s az ionizált gázhányad növekszik. Az ionoszféra felett, kb. 2000–3000 km-től kezdve a légkör teljesen ionizáltnak tekinthető, s ritkasága miatt a részecskék ütközései is elhanyagolhatók. A részecskemozgást itt főként a mágneses tér határozza meg, ezért a felsőlégkörnek ezt a részét *magnetoszférának* nevezzük. Benne (a 6.1. fejezetben mondottak miatt) a légkört lényegében protonokból és elektronokból állónak vehetjük. Összetételét tekintve a földi légkör folytonosan olvad bele az interplanetáris tér anyagába. Ez utóbbi nem más, mint a Nap légkörének legkülső része, és túlnyomórészt szintén protonokból és elektronokból álló teljesen ionizált gáz. Vagyis a Föld környezetét, legalábbis 2000–3000 km-től fölfelé ritka, teljesen ionizált, ezért ideálisan jól vezető közeg, *plazma* alkotja. Ebben elektromos áramok folyhatnak és folynak is.

A Föld mágneses tere a felszínen, s felette is néhány földugárnyi távolságig jó közelítéssel dipólikusnak tekinthető. A Föld plazma-környezetében folyó áramok nagyobb távolságokban azonban jelentősen torzítják a mágneses teret. Ez néhány földugárnyi magasságtól kifelé már nem hasonlít a dipólus teréhez, ráadásul erővonalai (a magnetoszféra erővonalai) nem nyúlnak a végtelenbe: a magnetoszférának határozott külső határa állapítható meg. A Föld dipólterét torzító és lehatároló áramok nagyrészt az interplanetáris tér plazmájának áramlásától, az ún. *napszél*től (ld. 3.2. fejezet) nyerik eredetüket.

Az alábbiakban a napszél és a földi mágneses tér kölcsönhatásával, a magnetoszféra szerkezetének kialakulásával és belsejének legfontosabb folyamataival fogunk foglalkozni. Mondanivalónk azonban alkalmazható a többi erős mágneses térrel rendelkező bolygó (a külső bolygók) esetére is: ezeknek is van magnetoszférája.

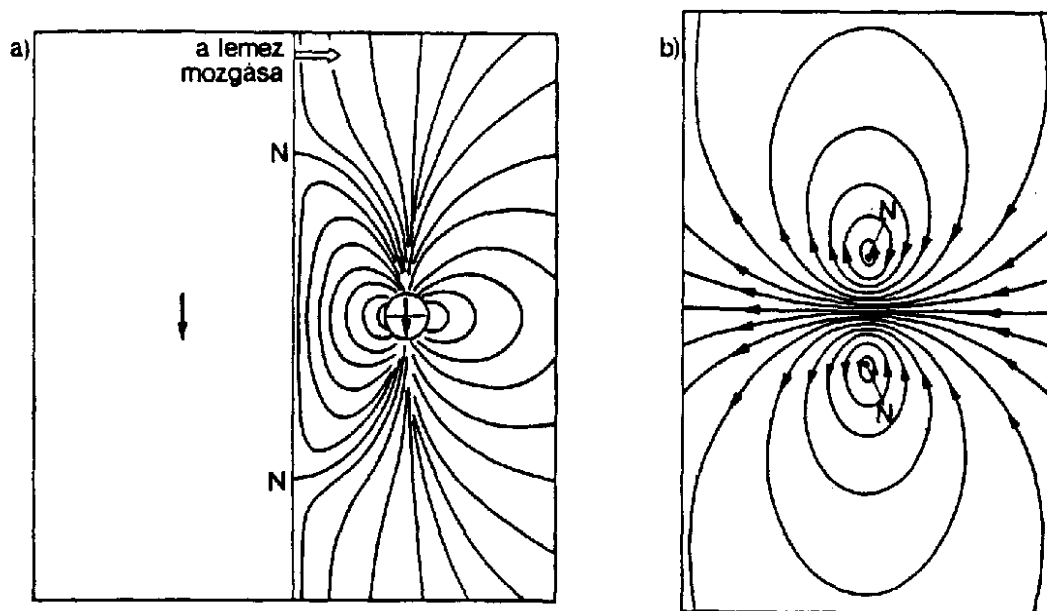


54. ábra: Mágneses vihar 1957 szeptember 13-án a Föld két pontján mérve. A függőleges tengelyen a B indukció vízszintes komponense szerepel

A FÖLDI MAGNETOSZFÉRA KIALAKULÁSA A Napból érkező részecskeáram és a földi mágneses tér kölcsönhatására először a napkitöréseket (flereket) követő ún. mágneses

viharok hívták fel a figyelmet. A fler a napfelszín egy kis foltjának hirtelen kifényesedéseként jelentkezik, s néhány perctől néhány óráig terjedő ideig marad fenn. A kitörést követően kb. egy nap múlva a Föld felszínén mágneses vihar keletkezhet, ami mindenekelőtt a mágneses térerősség ingadozását jelenti. Alacsony földrajzi szélességeken lévő obszervatóriumokban az 54. ábrához hasonló térerősségváltozás figyelhető meg. A vihar hirtelen térerősségnövekedéssel indul (ez az ún. kezdeti fázis), majd térerősségcsökkenés kezdődik, s a minimum néhány óra hosszát tart (fő fázis). A mágneses viharral más jelenségek is párosulnak; közülük a legszebb a sarkifény megjelenése az északi és déli mágneses pólusok környékén. De említhetjük a földi rádiózás időleges zavarait is, amelyek a rádióhullámokat visszaverő és részben elnyelő ionoszféra állapotának megváltozását tükrözik.

Mint hogy a flernek ezek a hatásai kb. egy napos késéssel jelentkeznek a Földön, kézenfekvő volt feltenni, hogy e hatásokat korpuszkuláris sugárzás, pontosabban a fler által kidobott plazmacsomag közvetíti. A Nap-Föld távolságból (150 millió km) kiszámítható, hogy ez a plazmacsomag 1000–2000 km/s sebességgel mozog az interplanetáris térben. A sarkifényt és az ionoszféra-zavarokat okozó hatását nem könnyű megmagyarázni (ezt későbbre halasztjuk), a mágneses vihar kezdeti fázisát azonban megérteti az 55. ábra egyszerű modellje.



55. ábra: Mozgó, ideális vezető lemez és mágneses dipólus kölcsönhatása. (a) Erővonalak. (b) Az elektromos áram áramvonalai a lemez síkjában a dipólus felől nézve. N: neutrális pontok

Képzeljük el, hogy a flerből kidobott plazma a Föld távolságában már egy vékony, de szélesen szétterjedő felhőként mozog. Modellszerűen egy elhanyagolható vastagságú és ideálisan jól vezető lemeznek is felfoghatjuk, amely — egyébként vákuumban mozogva — megközelíti a Föld mágneses dipólusát. Benne a mozgási indukció miatt elektromos áramok keletkeznek, s ezek mágneses tere hozzáadódik a földi térhez. Ezt az indukciós

feladatot már Maxwell is megoldotta 1873-ban. Az eredmény az, hogy ha a lemez valóban ideális vezető, az áramok a lemez mögött teljesen leárnyékolják a dipólus terét, a lemez előtt pedig egy torzult, összenyomott dipóltér alakul ki. Ez utóbbi nem más, mint az eredeti dipólustól, valamint a lemez mögötti tükörképétől származó dipólterek összege. A tér erővonalait az 55a, a lemezben folyó áramok áramvonalait az 55b ábra mutatja be. Ezek az egyszerűség kedvéért arra az esetre szólnak, amikor a dipólus merőleges a plazma mozgásirányára. Könnyen belátható, hogy a mágneses térerősség tangenciális komponense a lemeznek a dipólus felőli oldalán a zavartalan esethez képest megduplázódik, a normális komponens pedig eltűnik. A lemezen kialakul két neutrális pont is, ahol a térerősség zérus. E pontokba egy-egy erővonal fut be a dipólusból, s a lemez áramvonalai is e pontokat veszik körül. Az is látható, hogy az 55a ábrának megfelelő helyzetben a Föld felszínén az egyenlítőnél (ill. kis szélességeken) a mágneses térerősség megnövekszik, hiszen a tükörkép-dipólus tere itt egyirányú az eredeti térrel. Ezzel lehetett megmagyarázni a mágneses vihar kezdetén tapasztalt térerősség-növekedést.

A fenti modell sok szempontból nagyon leegyszerűsíti a valóságot. Mindenekelőtt kiderült, hogy a Napból nemcsak flerek idején távozik plazma, hanem állandóan, s ez a folytonos, radiális irányú részecskeáram az egész Naprendszer kitölti. Jelenlétét az üstökösök csóvjának magyarázatára már korábban is feltételezték, végül 1960 körül űreszközökkel közvetlenül kimutatták.

Ez az állandó részecskeáram a napszél: voltaképpen a Nap-léggör legkülső részének, a koronának állandó táguló mozgása, expanziója. A Nap légköre ugyanis nincs hidrosztatikai egyensúlyban, mert a korona igen magas (kb. millió K-es) hőmérsékletéből fakadó termikus nyomás nagyobb, mint a külső légköri rétegeknek a gravitációból származó nyomása, tehát a légkör, azaz az interplanetáris plazma radiálisan kifelé áramlik. Nem teljesen tisztázott kérdés még, hogy mi az a mechanizmus, amely a koronát ilyen magas hőfokra fűti, ill. tágulásra készíti. Valószínűleg a naplégkör legalsó részében keletkező, turbulens áramlások gerjesztette (magnetohidrodinamikai) hullámokról van szó, amelyek kifelé terjednek és a koronában adják le energiájukat.

A napszél kifelé semleges plazma, lényegében protonokból és elektronokból áll, a Föld távolságában kb. 5 proton/cm^3 sűrűséggel. Áramlási sebessége a Föld pályájánál általában 200 és 700 km/s között változik, nyugodt naptevékenységi időszakban átlagosan 320 km/s. Ez 530 eV proton-, ill. 0.3 eV elektronenergiának felel meg. A részecskék rendezett, egyirányú mozgására rendezetlen termikus mozgás is szuperponálódik, melynek átlagos energiája 10 eV, azaz kb. 10^5 K körül van. Ez a protonok esetében

$$v = \left(\frac{2E_{\text{kin}}}{m_{\text{p}}} \right)^{1/2} = \left(\frac{2kT}{m_{\text{p}}} \right)^{1/2},$$

azaz számszerűleg kb. 40 km/s termikus sebességet jelent; az elektronok esetében természetesen $(m_{\text{p}}/m_{\text{e}})^{1/2}$ -szer többet. Itt E_{kin} a kinetikus energia, k a Boltzmann-állandó, T a hőmérséklet, m_{p} és m_{e} a proton-, ill. elektrontömeg. Érdekes még felidézni, hogy a proton-elektron plazmában a hangsebesség

$$v_h = \left(\gamma \frac{k(T_{\text{p}} + T_{\text{e}})}{m_{\text{p}}} \right)^{1/2} = \left(\gamma \frac{2kT}{m_{\text{p}}} \right)^{1/2},$$

ha a T_{p} proton- és T_{e} elektronhőmérsékletek megegyeznek (γ a fajhőhányad, ideális egyatomos gázban $\gamma = 5/3$). Azaz a hangsebesség nagyjából megegyezik a protonok ter-

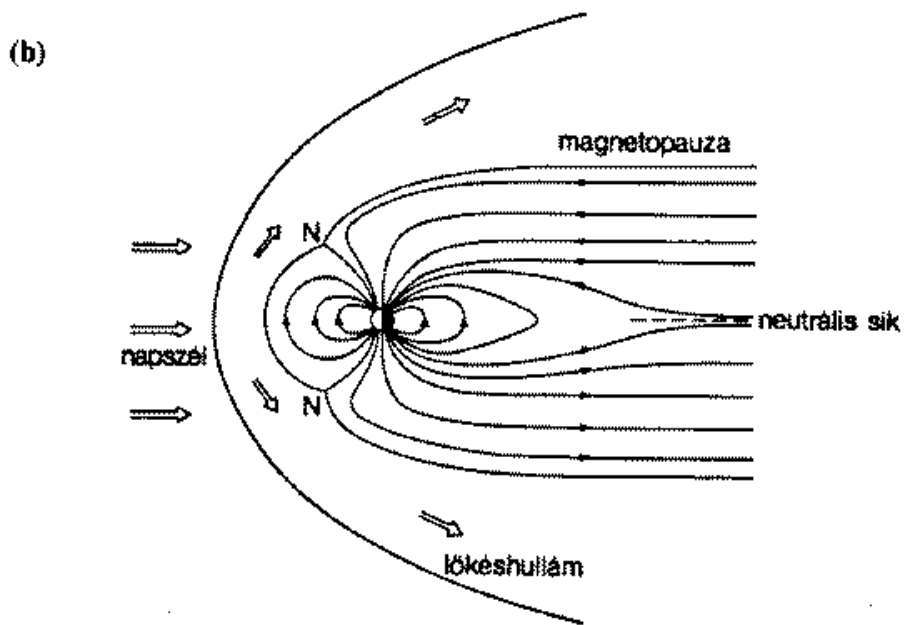
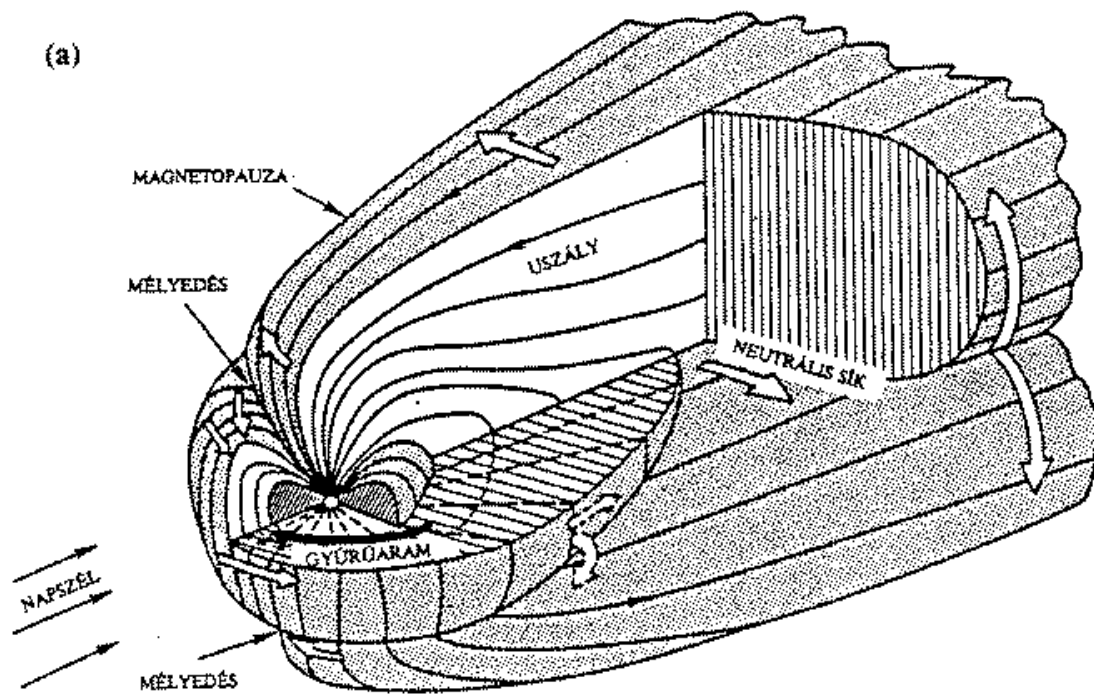
mikus sebességével, s így a fentebbi adatokból láthatóan a napszél a földpályánál erősen szuperszónikus áramlás. Megjegyezzük még, hogy a plazmát a Nap mágneses terének erővonalai járják át, noha ez a tér a Föld távolságában már meglehetősen gyenge ($B \simeq 5 \cdot 10^{-9}$ tesla = 5 nT).

A napszél állandó plazmaáramának és a Föld mágneses terének “találkozásakor” más lesz a helyzet, mint az 55. ábrán. A Föld mágneses erővonalai most nem egy merev síkkal határolt féltérbe, hanem egy hosszan elnyúló, csóvaszerű “üregbe”, az ún. magnetoszféa-üregbe szorulnak (56. ábra). Ezt az üreget a napszél körülöleli, nem hatol belé. Az üreg határa, a magnetopauza egy vékony határréteg, a magnetoszféra méreteihez képest felületnek is tekinthető (vastagsága 100 km körüli). Ebben a határrétegben folynak a plazma és a földi mágneses tér kölcsönhatásaképpen keletkező áramok (56a ábra), amelyeknek tere a földi térhez hozzáadódik, s így ezt végül is egy üregbe korlátozza. Az 55. és 56. ábra között sok hasonlóság is van. Most az a helyzet, mintha az 55. ábra merev síkjára ráterülne egy csóva alakú képződményre. Megvannak a neutrális pontok is, amelyekbe egy-egy erővonal fut be a Föld Nap felőli oldalán északon és délen valahol a 78° -os szélességi kör környékén. E neutrális pontoknál egy-egy mélyedés tapasztalható a magnetopauzán. A határrétegben folyó áramok a két neutrális pontot éppen olyan két örvényben ölelik körül, mint az 55. ábrán is. Ezek az áramok a Nap felőli oldalon az egyenlítői síkban keleti irányban folynak, s a magnetopauza “tetején” és “alján” záródnak (lásd 56a ábra).

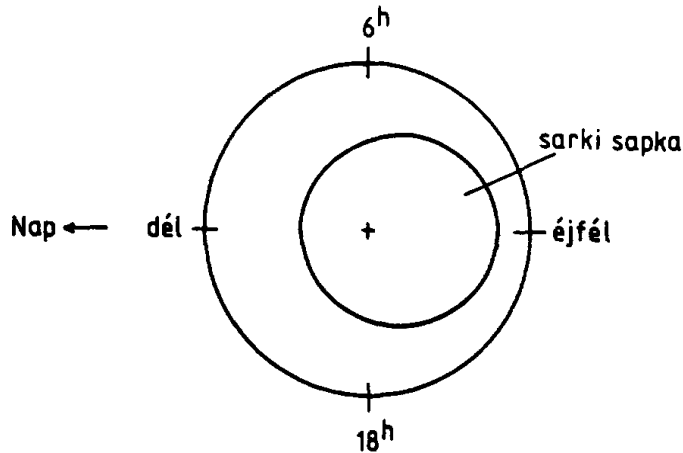
A magnetopauza a Nap irányában nyugodt időszakban kb. 10 földugárnyi geocentrikus távolságban ($\simeq 64\,000$ km) húzódik. A Nappal ellentett oldalon azonban a magnetoszféa-üreg többszáz földugárnyi messzeségbe nyúlik ki, s itt már nincs éles határa az interplanetáris tér felé.

A magnetoszféra belsejében, a Földhöz közel a mágneses tér közelítőleg dipólus, kevésbé torzult, erővonalai zártak (56b ábra). A Nap irányában is csak olyan erővonalak találhatók, amelyek a Földben záródnak. A zárt erővonalak zónája egy kicsit torzult tórusz formájában körülöleli a Földet. A Föld felszínén az északi és déli sark környékén egy-egy ovális alakú határvonal húzható (57. ábra), amelyek az ún. sarki sapkákat zárják körül. A sarki sapkákon kívül metszik a Földet a tórusz zárt erővonalai, a két sarki sapkából induló széles erővonalköteg azonban a Nappal ellentett oldalon messzire nyúlik a magnetoszféra ún. uszályába, ahol az erővonalak lényegében az ekliptikával párhuzamosan futnak. Ha a télerősség irányát is figyelembe vesszük, a déli sarki sapkából az erővonalak kifelé futnak (58. ábra), az északi sarki sapkába viszont befelé. A két erővonalköteget az uszályban egy vékony határréteg (“neutrális sík”) választja szét, benne a magnetopauza áramaihoz csatlakozó nyugati irányú áram folyik (56a és 59. ábra). Az uszály mágneses tere tehát két, egymásra helyezett szolenoid teréhez hasonlít.

A magnetoszféra a napszél számára áthatolhatatlan akadály. Amint a napszél szuperszónikus áramlása a magnetoszférába ütközik, egy lökéshullám-front alakul ki a magnetoszféra “orra” előtt 2–3 földugárnyi távolságban (56b ábra). A jelenség teljesen analóg például egy szuperszónikus repülőgép orra előtt kialakuló lökéshullámmal. A front előtt a napszél még zavartalan, nem érzékeli az akadályt. A front mögött (a front és a magnetopauza közötti ún. magnetoszféra-burokban) a napszél szubszónikusá válik, a plazma sűrűsége és hőmérséklete többszörösére nő, s az áramlás kikerüli a magnetoszférát. A lökéshullám frontja, csakúgy mint a magnetopauza, több fizikai mennyiség változásában szakadási felületet jelent.



56. ábra: A magnetoszféra szerkezete. (a) A nagy nyilak a magnetopauzának és a magnetoszféra belsejének áramait jelölik. (b) Éjfél-déli meridionális metszet. Az egyszerűség kedvéért a földi dipólus tengelyét a napszél irányára merlegesnek vesszük. N: neutrális pontok



57. ábra: A sarki sapka észak felől nézve

Az 56. ábrán vázolt kép a stacionáriusnak tekintett napszél-áramlás és a földi mágneses tér kölcsönhatását mutatja be. Flerek idején a napkitörés egy nagysebességű és a környezeténél nagyobb sűrűségű plazmacsomagot “lő bele” az egyébként nyugodt napszélbe. (E plazmacsomag sebessége, mint láttuk, 1000–2000 km/s lehet a napszél átlagos 320 km/s sebessége helyett). A fler plazmája szuperszónikus “lövedékként” hatol át a napszélplazmán, s így előtte is lökéfront alakul ki. A mágneses vihar akkor kezdődik, amikor ez a front eléri a magnetoszférát. Hatása olyan, mintha a napszél hirtelen megerősödött volna.

A magnetosféra kialakulásáról elmondottakat nagyszámú űrszondás mérés nyomán lehetett megállapítani. Az alábbiakban megvizsgáljuk, hogyan jellemezhető a magnetosféra a plazma magnetohidrodinamikai tárgyalásmódjának keretei között.

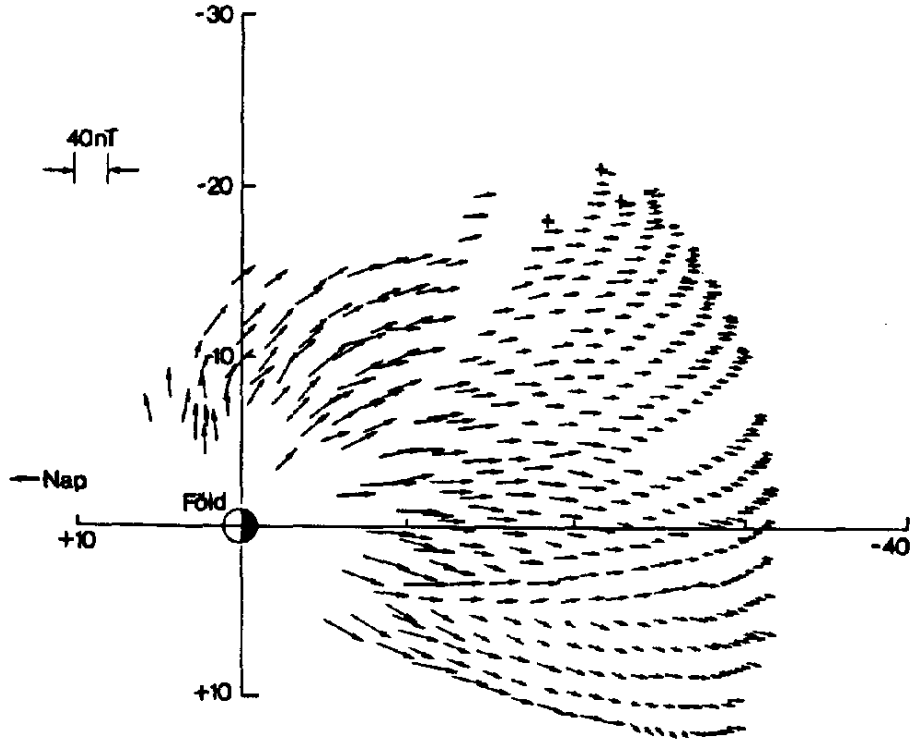
AZ IDEÁLIS MÁGNESEZETT PLAZMA MÉRLEGEGYENLETEI Ebben és a következő két szakaszban a földkörüli térség plazmáját folytonos közegként fogjuk kezelni, s a magnetohidrodinamika egyenleteit fogjuk rá alkalmazni. Már utaltunk rá, hogy ez a közeg ideálisan jó vezető. Ha kiindulásul felhasználjuk a (6.3.7) Ohm-törvényt, mely szerint az \mathbf{E} elektromos és \mathbf{B} mágneses tér jelenlétében \mathbf{u} sebességgel áramló közeg áramsűrűsége

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}),$$

akkor $\sigma \rightarrow \infty$ esetben (véges \mathbf{j} miatt)

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (5.4.1)$$

Ez az összefüggés az ideális mágnesezett plazma alaptörvénye lesz az alábbiakban. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy a földkörüli térség plazmájára alkalmazva (6.4.1) fenti “levezetése” formálisan helyes ugyan, de nem teljesen korrekt. A Föld ionoszférája fölött ugyanis a plazmarészecskék ütközései elhanyagolhatóan ritkák, ezért a szokásos vezetőképesség fogalma, valamint az Ohm-törvény idézett alakja nem használhatók. A (6.4.1) érvényességét később precízebben is be fogjuk látni, s az érvényesség határait is kitérünk majd.



58. ábra: A mágneses tér az uszály déli felében a Nap-Föld síktól kb. 5 földugárnyi “mélységben”. Műholdas mérések 1964-ből. Az ábra távolságegysége a Föld sugara

Ha (6.4.1)-et behelyettesítjük a (6.3.9) Maxwell-egyenletbe, az ismert

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (5.4.2)$$

alakot kapjuk: ez (6.3.15)-tel azonos és a mágneses erővonalak “befagyását” jelenti. A (6.4.2)-höz hozzá kell vennünk a hidrodinamika egyenleteit, azaz a

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (5.4.3)$$

kontinuitási egyenletet, valamint a mozgásegyenletet, amelynek jobboldalán a nyomásgradiens mellett csak az elektromágneses (Lorentz-) erőt kell figyelembe vennünk:

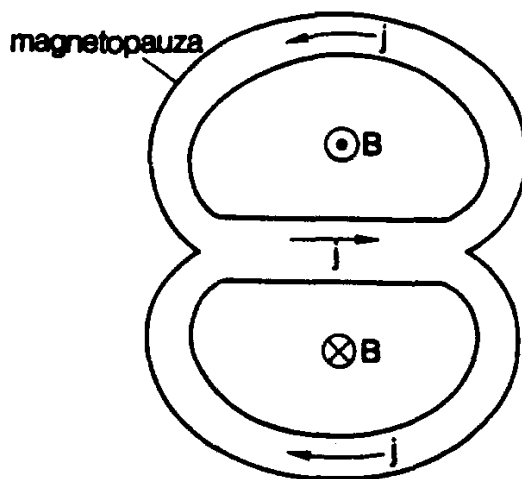
$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

Jelöléseink ugyanazok, mint (6.2.1-2)-ben és (6.3.42)-ben voltak. A \mathbf{j} áramsűrűséget (6.3.1) és (6.3.5) alapján \mathbf{B} -vel is kifejezhetjük, s akkor a mozgásegyenlet ilyen lesz:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (5.4.4)$$

Azonosság szerint

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B} - \nabla(B^2/2).$$



59. ábra: Az uszály metszete a Föld felől nézve. A magnetopauza és a neutrális sík mint véges vastagságú határrétegek vannak feltüntetve

Ha ezt beírjuk (6.4.4)-be, melyhez még hozzáadjuk (6.4.3) \mathbf{u} -val szorzott alakját, továbbá kihasználjuk, hogy $\nabla \mathbf{B} = 0$, akkor a (6.4.4) mozgásegyenletből az impulzusmegmaradás alábbi formáját kapjuk némi összevonás után:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} \quad (5.4.5)$$

Ez derékszögű koordinátákban a vektoregyenlet i -edik komponense; benne Π_{ik} az impulzusáram-sűrűség tenzora:

$$\Pi_{ik} = \rho u_i u_k + p \delta_{ik} + \frac{1}{\mu} \left(\frac{B^2}{2} \delta_{ik} - B_i B_k \right) \quad (5.4.6)$$

Az impulzusáramban a mechanikából is ismert első két taghoz csatlakozik a harmadik, a Maxwell-féle mágneses feszültségtenzor. Ennek izotrop része, $B^2/2\mu$ p -hez hasonló szerepet tölt be, ezért mágneses nyomásnak nevezik.

Végül szükségünk lesz még az energiaáram-sűrűsége is. Az energia mérlegegyenletét (6.2.3)-ból kiindulva kaphatjuk meg, felismerve, hogy az ütközésmentes plazmában nincs disszipáció, pl. hővezetés vagy belső súrlódás útján (és persze nincs hőtermelés sem):

$$\rho T \frac{ds}{dt} = 0$$

Itt s az egységnyi tömeg entrópiája, mely az egységnyi tömeg ϵ belső energiájával így is írható:

$$T ds = d\epsilon + p d \left(\frac{1}{\rho} \right),$$

azaz

$$\rho \frac{d\epsilon}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0.$$

Az első tagot $d(\rho\epsilon)/dt$ -re cserélhetjük s $d\rho/dt$ -t (6.4.3)-ból vehetjük:

$$\frac{d(\rho\epsilon)}{dt} + (\rho\epsilon + p)\nabla\mathbf{u} = 0;$$

másképpen

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t} + \nabla[\mathbf{u}(\rho\epsilon + p)] - \mathbf{u}\nabla p = 0.$$

A nyomásgradienst (6.4.4)-ből véve:

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t} + \nabla[\mathbf{u}(\rho\epsilon + p)] + \rho\mathbf{u} \left[\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} \right] - \frac{1}{\mu}\mathbf{u}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (5.4.7)$$

Ebben még a harmadik és negyedik tagot kell átalakítanunk. A harmadik (6.4.3) ismételt felhasználásával ilyen lesz:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2 \right) - \frac{1}{2}\mathbf{u}^2\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{1}{2}\rho(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u}^2 = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2 \right) + \nabla \left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2\mathbf{u} \right)$$

A negyedik pedig a (6.3.29) azonosság és (6.4.2) miatt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{B})(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) &= \nabla \left[\frac{1}{\mu}\mathbf{B} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \right] + \frac{1}{\mu}\mathbf{B}\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ &= \nabla \left[\frac{1}{\mu}\mathbf{B} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B^2}{2\mu} \right) \end{aligned}$$

Ezeket összegyűjtve és (6.4.7)-be helyettesítve adódik, hogy

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho\epsilon + \frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2 + \frac{B^2}{2\mu} \right) = -\nabla\mathbf{j}_e, \quad (5.4.8)$$

ahol

$$\mathbf{j}_e = \mathbf{u} \left(\rho\epsilon + p + \frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2 \right) + \frac{1}{\mu}\mathbf{B} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (5.4.9)$$

A (6.4.8) az energiamegmaradás kifejezője, benne a baloldalon szereplő zárójeles kifejezés az energiasűrűséget, jobboldalon \mathbf{j}_e az energiaáram-sűrűséget adja meg. Vegyük észre, hogy \mathbf{j}_e utolsó tagja (6.4.1) miatt a Poynting-vektorral egyezik meg.

Összefoglalva a mondottakat: a földkörüli térség plazmáját (6.4.1)-nek megfelelően "ideálisnak" tekintjük (ezzel a befagyás tételét is érvényesnek vesszük); további vizsgálathoz pedig a (6.4.3), (6.4.5) és (6.4.8) mérlegegyenletekből fogunk kiindulni.

MAGNETOHIDRODINAMIKAI DISZKONTINUITÁSOK Mint láttuk, a magnetopauza és az interplanetáris tér lökeshullámai szakadási felületeknek tekinthetők. Most megvizsgáljuk, hogy milyen határfeltételek vonatkoznak az ilyen diszkontinuitásokra a magnetohidrodinamika szerint. Olyan koordinátarendszert használunk, amelyben a vizsgált határfelület nem mozog. Szögletes zárójellel fogjuk jelölni e szakaszban egy adott X mennyiség ugrását a szakadáson keresztül:

$$[X] = X_2 - X_1,$$

ahol az '1' és '2' index a szakadás két oldalára vonatkozik. Vektorok esetében az n és t indexek normális és tangenciális komponenset jelentenek.

A határfeltételek egy részét a (6.4.3), (6.4.5) és (6.4.8) megmaradási törvények adják: a bennük szereplő áramsűrűségek normális komponensének folytonosnak kell lennie. Ha bevezetjük a

$$\mathbf{j}_m = \rho \mathbf{u}$$

tömegáramot, s az \mathbf{n} felületi normális egységvektort, akkor feltételeinket így írhatjuk:

$$\begin{aligned} [\mathbf{j}_m \mathbf{n}] &= 0 \\ [\Pi_{ik} n_k] &= 0 \quad (i = 1, 2, 3) \\ [\mathbf{j}_e \mathbf{n}] &= 0 \end{aligned}$$

Ezeket (6.4.6) és (6.4.9) felhasználásával kifejtve:

$$\begin{aligned} [\rho u_n] &= 0 \\ \left[\rho u_n^2 + p + \frac{1}{2\mu} (\mathbf{B}_t^2 - B_n^2) \right] &= 0 \\ \left[\rho u_n \mathbf{u}_t - \frac{1}{\mu} B_n \mathbf{B}_t \right] &= 0 \\ \left[u_n \left(\rho \epsilon + p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 \right) + \frac{1}{\mu} (u_n \mathbf{B}^2 - B_n (\mathbf{u} \mathbf{B})) \right] &= 0 \end{aligned}$$

Hozzájuk kell még sorolnunk az elektrodinamikában általánosan érvényes $[B_n] = 0$ és $[\mathbf{E}_t] = 0$ határfeltételeket. Az utóbbiból (6.4.1) miatt ez következik:

$$[B_n \mathbf{u}_t - u_n \mathbf{B}_t] = 0$$

A \mathbf{B}_t tangenciális komponens általában nem lesz folytonos a felületben folyó elektromos áramok miatt. A következőkben célszerű lesz a normális irányú tömegáramot külön jelölni:

$$J = \rho u_n \quad (5.4.10)$$

A fenti egyenletekből J és B_n mindenkori folytonossága mellé a következő négy feltételt sorolhatjuk fel:

$$J^2 \left[\frac{1}{\rho} \right] + \left[p + \frac{1}{2\mu} \mathbf{B}_t^2 \right] = 0 \quad (5.4.11)$$

$$J[\mathbf{u}_t] = \frac{1}{\mu} B_n [\mathbf{B}_t] \quad (5.4.12)$$

$$J \left[\epsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \mathbf{u}_t^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{J}{\rho} \right)^2 + \frac{1}{\mu\rho} \mathbf{B}_t^2 \right] = \frac{1}{\mu} B_n [\mathbf{u}_t \mathbf{B}_t] \quad (5.4.13)$$

$$B_n [\mathbf{u}_t] = J \left[\frac{1}{\rho} \mathbf{B}_t \right] \quad (5.4.14)$$

Ezeknek a feltételi egyenleteknek alapján a magnetohidrodinamikai szakadások négy alapesetét szokás megkülönböztetni. Az első kettőben közös, hogy bennük $J = 0$, azaz a szakadás nem terjed a plazmában (másképpen: nincs rajta keresztül anyagmozgás). A másik kettőben $J \neq 0$. Vegyük sorra őket.

- (1) *Kontakt diszkontinuitás*: $J = 0$, emellett $B_n \neq 0$. (6.4.11–14)-ből leolvasható, hogy ekkor a sebesség, nyomás és mágneses tér folytonos a határon át, de ρ -nak, ϵ -nak ugrása lehet. Az ilyen szakadás, mint neve mutatja, két különböző közegnek az érintkezése.
- (2) *Tangenciális diszkontinuitás*: ha $J = 0$ mellett $B_n = 0$, akkor a sebesség is, mágneses tér is érintőleges a felületre (innen van a neve). Az alábbi mennyiségek ugrása tetszőleges:

$$[\mathbf{u}_t] \neq 0, \quad [\mathbf{B}_t] \neq 0, \quad [\rho] \neq 0 \quad (5.4.15)$$

viszont

$$\left[p + \frac{1}{2\mu} \mathbf{B}_t^2 \right] = 0,$$

vagy egyszerűbben

$$\left[p + \frac{\mathbf{B}_t^2}{2\mu} \right] = 0. \quad (5.4.16)$$

- (3) *Rotációs (vagy Alfvén-) diszkontinuitás*: ebben $J \neq 0$, de $[\rho] = 0$. Következésképpen $[u_n] = 0$, és (6.4.11)-ből

$$\left[p + \frac{1}{2\mu} \mathbf{B}_t^2 \right] = 0. \quad (5.4.17)$$

Ha (6.4.12)-ből $[\mathbf{u}_t]$ -t kifejezzük és beírjuk (6.4.14)-be, adódik, hogy

$$\frac{B_n^2}{\mu J} [\mathbf{B}_t] = \frac{J}{\rho} [\mathbf{B}_t],$$

amiből, minthogy csak a $[\mathbf{B}_t] \neq 0$ eset vezet diszkontinuitáshoz,

$$\frac{B_n^2}{\mu^2 J^2} = \frac{1}{\mu \rho}, \quad (5.4.18)$$

illetve

$$u_n = \pm \frac{B_n}{\sqrt{\mu \rho}}. \quad (5.4.19)$$

A (6.4.13)-ből ρ és J folytonosságának, illetve (6.4.18)-nak figyelembevételével és a tagok átcsoportosításával:

$$J[\epsilon] + \frac{J}{\rho} \left[p + \frac{1}{2\mu} \mathbf{B}_t^2 \right] + \frac{J}{2} \left[\left(\mathbf{u}_t - \frac{B_n}{\mu J} \mathbf{B}_t \right)^2 \right] = 0$$

Itt a második tag (6.4.17), a harmadik (6.4.12) miatt zérus, tehát $[\epsilon] = 0$. De mivel ha két termodinamikai mennyiség (ϵ és ρ) folytonos, az összes többi is az lesz, például p , azért (6.4.17) következtében:

$$[[\mathbf{B}_t]] = 0$$

Összefoglalva: E diszkontinuitáson B_n és $|\mathbf{B}_t|$ is folytonos, ami azt jelenti, hogy \mathbf{B} nagysága változatlan marad, csak iránya fordul el az \mathbf{n} felületnormális körül, vele változatlan szöget bezárva (ezért “rotációs” a szakadás). Ezenkívül a plazma rögzített, (6.4.19) szerinti u_n sebességgel lép át a határon, ám termodinamikai állapotjelzői nem változnak. Az \mathbf{u}_t szakadását \mathbf{B}_t határozza meg, (6.4.12) és (6.4.18) szerint így:

$$[\mathbf{u}_t] = \pm \frac{1}{\sqrt{\mu \rho}} [\mathbf{B}_t]$$

- (4) *Lökéshullám*: ebben $J \neq 0$ és $[\rho] \neq 0$, vagyis plazma áramlik át a felületen, közben sűrűsége ugrásszerűen megváltozik, s persze vele együtt u_n is. Általában a lökésfront mögött a sűrűség és a nyomás megnő (kompressziós hullám). Ebben és több más tekintetben a magnetohidrodinamikai lökés hullám nagyon hasonló a közönséges hidrodinamikában előforduló lökés hullámokhoz.

A NAPSZÉL ÉS A MAGNETOSZFÉRA DISZKONTINUITÁSAI A magnetopauza az 55. és 56. ábrák és a mondottak alapján *tangenciális diszkontinuitásnak* tekinthető (véges vastagságát elhanyagolva). Az, hogy a napszél nem hatol át rajta s a belső oldalán a földi mágneses tér érintőirányú ($B_n = 0$), egyértelműen tangenciális szakadásra utal. A külső oldalon, a napszél-plazmában uralkodó gyenge mágneses tér is nyilván érintőirányú. Ezek szerint a magnetopauzán a (6.4.16) határfeltétel érvényes:

$$p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu} = p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu},$$

azaz a plazma termikus és mágneses nyomásának összege mindkét oldalon ugyanaz. Az 55. és 56. ábrák kapcsán azt tételeztük fel, hogy mágneszetlen napszélplazma érkezik a földi mágneses tér közelébe, mely viszont vákuumban helyezkedik el. Első közelítésben valóban megtehetjük, hogy a napszéláramlás p_1 nyomása mellett a gyenge interplanetáris \mathbf{B}_1 tér nyomását elhanyagoljuk (a fentebb közölt adatokból ez könnyen igazolható), a másik oldalon viszont a ritka és a napszélnél alacsonyabb hőmérsékletű gáz nyomása hagyható el a földi \mathbf{B}_2 tér nyomásával szemben. Ekkor

$$p_1 = \frac{B_2^2}{2\mu}. \quad (5.4.20)$$

A magnetopauza kvantitatív modelljeinek általában ez az egyenlet az alapja. A (6.4.20) egy szabad peremérték-feladat: ha ismert a napszéláramlás a végtelenbeli startnál, ill. adottak az origóban elhelyezett földi dipólus paraméterei, meg kell találni azt a határfelületet, amelyen (6.4.20) teljesül. Ennek a felületnek a jelenléte, ill. a benne folyó áramok természetesen megváltoztatják a napszelet is meg az eredetileg dipólikusnak tekintett mágneses teret is, ezért a feladat meglehetősen nehéz, csak közelítéssel oldható meg. Feltehetjük például, hogy a napszél protonjai és elektronjai rendezetlen termikus mozgás nélkül, azonos \mathbf{u} sebességgel érkeznek a magnetopauzához, ahol a földi mágneses tér visszafordítja őket, mintegy "visszapattannak". Rugalmas visszaverődést feltételezve az általuk leadott impulzus, azaz a kinetikus nyomás

$$p_1 = 2N(m_p + m_e)u^2 \cos^2 \phi, \quad (5.4.21)$$

ahol N a protonok részecskesűrűsége, m_p és m_e a már használt részecsketömegek, ϕ a beeső részecskék \mathbf{u} sebessége és a felület normálisa közti szög. (6.4.21) helyett írható

$$p_1 = a\rho u^2 \cos^2 \phi, \quad (5.4.22)$$

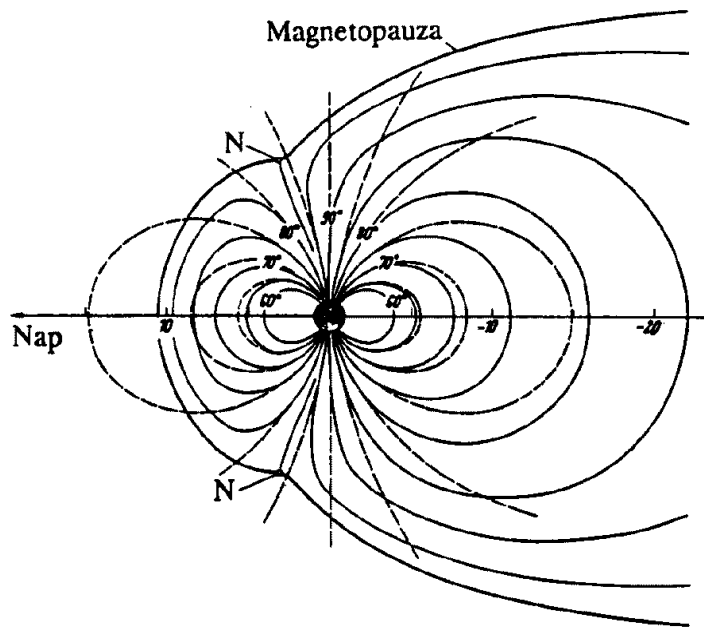
ahol $\rho = N(m_p + m_e)$ a sűrűség, ill. $a = 2$ az említett rugalmas visszaverődéskor. Valójában a napszélrészecskék nem verődnek vissza rugalmasan a magnetopauzán, hanem az áramlás körül folyja ezt a felületet. Numerikus vizsgálatokkal kimutatták, hogy ez az eset

jól leírható (6.4.22)-vel, ha benne $a \leq 1$. A számítás azonban még így sem könnyű, hiszen a \mathbf{B}_2 tér nem ismert előre. A megoldás iterációval nyerhető. A magnetopauza egy első közelítése kapható (6.4.20)-ból, azzal a feltételezéssel, hogy a határon belül a \mathbf{B}_2 kétszerese az eredeti földi dipóltér tangenciális komponensének, úgy, ahogy az 55. ábra modelljén. Ekkor kiszámítható a \mathbf{j}^* felületi áramsűrűség a mágneses tér tangenciális komponensének ugrását meghatározó ismert elektrodinamikai határfeltételből:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = \mu \mathbf{j}^*,$$

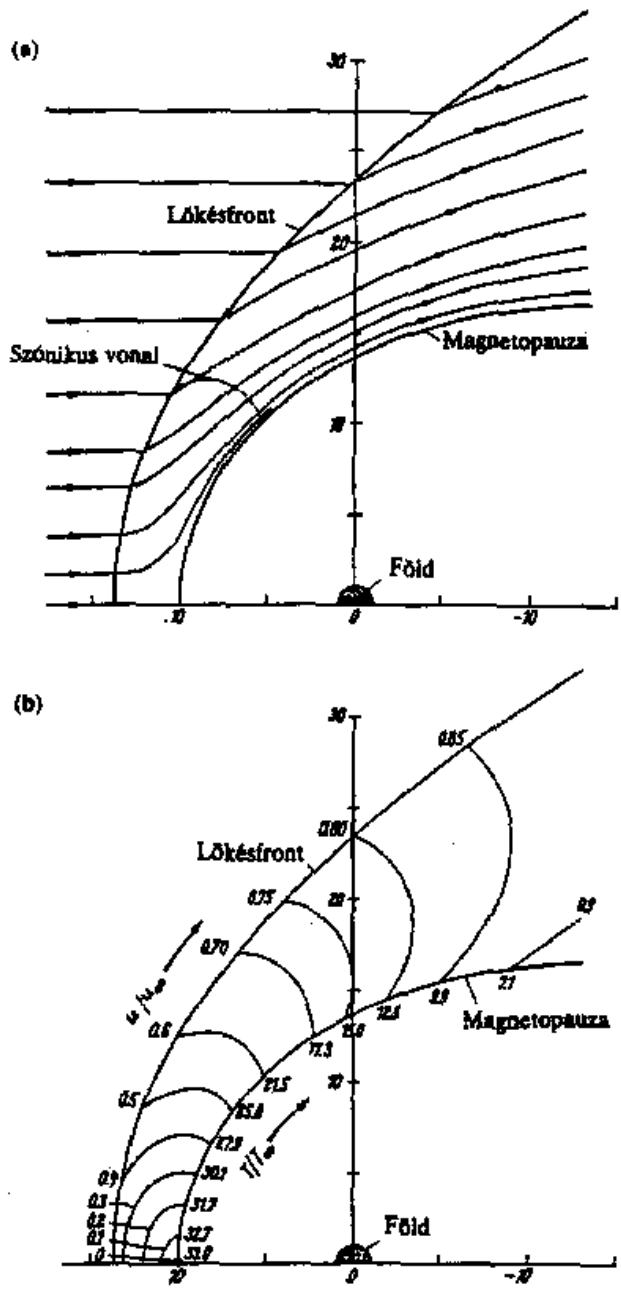
ahol \mathbf{n} a felület normálisa és persze $\mathbf{B}_1 = 0$. Ezután a \mathbf{j}^* árameloszlásnak megfelelő mágneses teret kell meghatározni a Biot-Savart-törvényből, s hozzáadnunk a földi dipóltérhez. Ezzel a mágneses tér első korrekciója megtörtént. Vele új felület, új áramsűrűség és új mágneses tér számítható, s ezt a lépéssort addig kell ismételnünk, amíg a felület már nem változik tovább, s kívülről a tér megszűnik.

Egy ilyen számítás eredményét mutatja az 60. ábra. Az egyszerűsítések ellenére a magnetopauza így számított helyzete és alakja nagyon jól megegyezik a műholdas megfigyelések adataival. A magnetopauza napfelőli orra nyugodt időszakban valóban kb. tíz föld sugárnyi távolságban alakul ki, s belül a mágneses tér értéke 60–70 nT.



60. ábra: A magnetopauza számított modellje az éjfél-déli meridiánsíkban. A szaggatott vonalak a szabályos dipólus, a folytonos vonalak a modell erővonalai. N: neutrális pontok. Távolságegység a Föld sugara

A magnetoszféra orra előtt a napszélben egy másik szakadás is létrejön: ez *lökéshullám* a fenti osztályozás szerint. Ennek helyzetét és alakját is számítani lehet. Jó eredményeket lehet kapni a napszél gyenge mágneses terének elhanyagolásával, a közönséges hidrodinamika itt nem részletezett lökéshullám-elméletéből. Ehhez kiindulásul szokás venni a magnetopauza korábban meghatározott felületét mint rögzített, áthatolhatatlan aka-



61. ábra: A lökésfront és a magnetoszféra-burok. (a) A napszél áramvonalai. A szónikus vonal a szubszónikus és szuperszónikus tartományok határa. (b) A sebesség- és hőmérsékleteloszlás a burokban. A sebesség- és hőmérsékletarányok a zavartalan napszél u_∞ , T_∞ értékeit tartalmazzák. Az u és T izovonalai egybeesnek

dályt. A 61. ábra feltünteti egy modellszámítás alapján a lökésfront helyzetét, ill. a front mögötti magnetoszféra-burokban az áramvonalakat s a sebesség- és hőmérsékleteloszlást. Láthatók a korábban említett sajátságok, pl. hogy a magnetoszféra orra előtt az áramlás szubszónikussá lassul, hőmérséklete jelentősen megemelkedik.

Nagyon érdekes és máig meg nem oldott kérdés, hogy mi okozza a lökésfrontban a kinetikus energia disszipációját (ami a hőmérsékletnövekedést produkálja). A közönséges hidrodinamikai lökeshullámban a részecskék ütközése a felelős ezért, ám a napszélbeli lökésfront *ütközésmentes*. Mégis kétségtelen (műholdas mérésekkel igazolt) tény, hogy a magnetoszféra-burok elülső részén az áramlás szubszónikus és turbulens. Ebben a napszél gyenge mágneses terének szerepét kell észrevennünk. A lökésfront mögött ez is megerősödik, a zavartalan napszélbeli értéknek 4–5-szörösére is megnő a magnetopauza orra előtt. A mágneses térnek a lökésfrontban keletkező perturbációi hullámokat keltenek, s a hullám-részecske kölcsönhatások játszhatnak szerepet az áramlás lelassításában és “termalizálásában”.

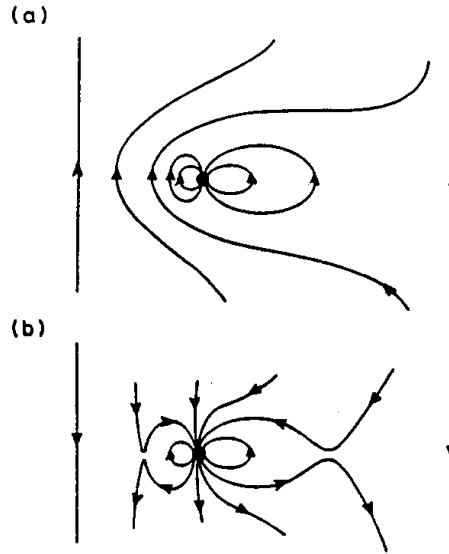
Minthogy az eddig mondottak értelmében a napszél nem hatol be a magnetoszférába, a napszélbe fagyott mágneses erővonalak is kikerülnek, körülölelik a magnetopauzát. Ez tehát azt jelenti, hogy erővonal se metszi a magnetoszféra határát, a mágneses tér kívül-belül tangenciális a magnetopauzára. Ezt a műholdas mérések sok esetben igazolták is, hozzáátéve, hogy $|\mathbf{B}_t|$ -nek egyúttal szakadása van e felületen.

De nem mindig. És ezzel az eddig mondottakon egy fontos módosítást kell tennünk. A megfigyelések egy jelentékeny hányadában (a mérési nehézségek miatt nem tudni, valójában nem a túlnyomó hányadában-e) a magnetopauzánál B_n nem tűnik el, $|\mathbf{B}_t|$ folytonos, csak iránya fordul el, pontosan úgy, ahogy egy *rotációs diszkontinuitástól* várható. Ezek szerint a magnetopauza semmiképpen se stacionárius jelenség, s legalábbis időnként $B_n \neq 0$ miatt rajta keresztül a napszél és a földi mágneses tér erővonalai összekapcsolódnak. A becslések szerint ez az összekapcsolódás maximum 10–20 %-os, ami azt jelenti, hogy a napszél magnetoszféra felé tartó erővonalainak csak ekkora hányada metszi a magnetopauzát, a többi kikerüli. (Ezért $|B_n|$ általában jóval kisebb $|\mathbf{B}_t|$ -nél.) Amikor a magnetopauza a tangenciális szakadás jegyeit mutatja, akkor minden napszél-erővonal kikerüli a magnetoszférát.

A 62. ábra két lehetséges szélső esetét mutatja a napszélbeli mágneses tér és a földi dipólus viszonyának. Amikor a napszél tere pontosan északi irányú, az erővonalak topológiája olyan, hogy nincs mód erővonalkapcsolódásra. Ki lehet mutatni, hogy minden más irányítás mellett lehetséges az összekapcsolódás, de a legkedvezőbb helyzet a másik szélső eset, amikor a napszél tere déli irányba mutat.

Ezt a kedvező esetet részletesebben és kicsit valóságghűbben mutatja be a 63. ábra. A magnetopauza ezen mint az összekapcsolódott erővonalak töréspontjain áthaladó felület látható.

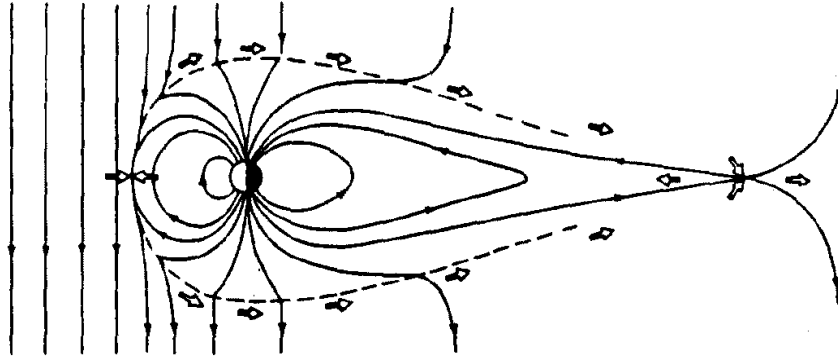
Az erővonalkapcsolódásnak nagyon lényeges következményei vannak a magnetoszféra belsejében játszódó folyamatokra nézve. Egyrészt a rotációs szakadáson a plazma átléphet, mint láttuk, (6.4.19) szerinti sebességgel. Azaz a napszél plazmája végül is behatolhat a magnetoszférába, s az ellenkező folyamat is lejátszódhat. Másrészt mivel a napszél a befagyás tétele miatt magával viszi a mágneses tér erővonalait, a kapcsolódó földi erővonalaknak is a magnetoszféra uszálya felé kell mozogniuk. Ez — ismét csak a befagyás következtében — úgy lehetséges, hogy a magnetopauzán belül lévő “földi” plazma szintén



62. ábra: A napszél és a Föld mágneses terének viszonya vázlatosan. (a) Amikor a napszél tere pontosan északi irányú. (b) Amikor a napszél tere pontosan déli irányú

az uszály felé áramlik. Más szóval az erővonal-összekapcsolódás fizikai mechanizmusának olyannak kell lennie, amely a magnetoszférában is plazmaáramlást kelt. Amint a 63. ábra jelzi, az összekapcsolódás a magnetoszféra orránál történik, ahol — az ábra síkjában — a napszél és a földi dipólus egy-egy erővonala kettészakad és a magnetopauza másik oldaláról választ magának “párt”, mellyel egyesül. Itt egyfajta szingularitás alakul ki, leírására a magnetohidrodinamikai közelítésmód nem alkalmas. Az erővonalak ezután hátrafelé mozognak, s a magnetopauza mindkét oldalán a plazma is ebben az irányban áramlik. Az erővonalak visszakapcsolódása valahol az uszályban, a Földtől nagy messzeségben történik meg. Itt egy másik szinguláris pont van, amelyből az újra bezárult földi erővonalak most már a Nap (illetve a Föld) felé áramlanak vissza, természetesen plazmával együtt. A plazma áramlásának, szokásos nevén a *plazmakonvekciónak* az áramvonalait az egyenlítői síkban a 64. ábra tünteti fel (nyugodt naptevékenység idejére).

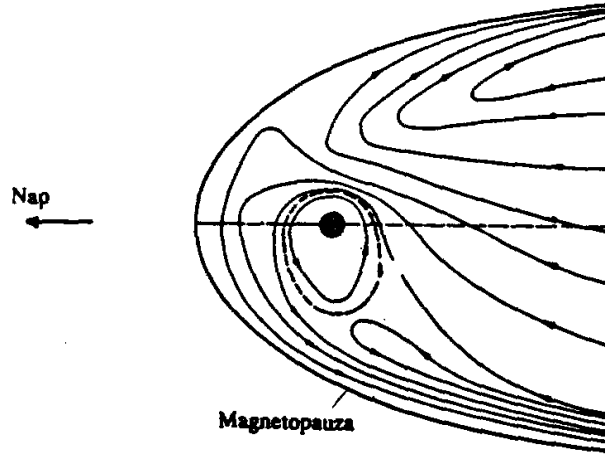
A magnetoszféra orrának és uszályának szinguláris pontjaiban lezajló, az erővonal-kapcsolódást okozó fizikai mechanizmus ma még kevésbé ismeretes. (Ezek valójában nem is pontok, hanem a 63. ábra síkjára merőleges vonalszakaszok lehetnek.) Egy valószínű mechanizmust a 65. ábra vázol fel, az orrbeli szinguláris pontra alkalmazva. Az első fázisban a magnetopauza még tangenciális szakadás, a benne folyó felületi áramok biztosítják a B_t ugrását. Ez a szituáció azonban instabillá válhat, például ha a napszél kissé megerősödik s a vele szállított déli irányítású erővonalak sűrűsége megnő. Az így összenyomott áramréteg először áramfonalakra szakadhat, majd a fonalak széthúzódnak és egy árammentes sáv marad nyitva a magnetopauzán, létrehozva B_n -t. A szinguláris ponttól távolodó erővonalakkal gyors plazmamozgás is társul. A vékony áramrétegek fenti instabilitása (tearing-instabilitás) a plazmafizikában jól ismert, s ez vezethet a magnetopauzán keresztül történő erővonalkapcsolódáshoz. Az uszálybeli szinguláris pont fizikája hasonló lehet. Vegyük észre, hogy a magnetoszféra uszályának *neutrális síkja* (56a és 59. ábra)



63. ábra: A magnetoszféra és a napszél összekapcsolódott erővonalai. A nagy nyilak az erővonalak és a plazma áramlását mutatják

szintén tangenciális diszkontinuitás mindaddig, amíg rajta keresztül nincs erővonalkapcsolódás az uszály északi és déli felének be- ill. kifutó erővonalai közt. Ez az elrendeződés azonban megint csak az előbb vázolt módon instabil lehet (különösen azok után, hogy a magnetopauza orránál már elindult az erővonalak uszály felé tartó konvekciója), s létrejön az uszálybeli szinguláris pont. Ettől kezdve az uszálybeli neutrális sík is rotációs diszkontinuitás.

A magnetoszféra diszkontinuitási felületeinek instabilitásai, a tangenciális szakadásból rotációsba való átmenet, másképpen az erővonalkapcsolódás a magnetoszféra-fizika legfontosabb és máig sem teljesen tisztázott kérdésköre. A megfigyelés oldaláról az okozza a bizonytalanságot, hogy nem sikerült még eldönteni: az erővonalkapcsolódás általános és folytonosan zajló folyamat-e vagy csak sporadikusan történik. Az elmélet pedig a fent vázolt instabilitás pontos modelljével adós. Ugyanakkor a magnetoszféra belsejének folyamatai, elsősorban a már említett plazmakonvekció döntően függnék az erővonalkapcsolódástól. Ez vonatkozik a mágneses viharokra is. A mágneses viharok megértésében odáig jutottunk, hogy a napszélben, nála gyorsabban mozgó flerplazma kelti: akkor kezdődik, amikor a plazmacsomag előtt haladó lökéshullám eléri a magnetoszférát. Úgy lehet felfogni, hogy e lökéshullám mögött a napszél hirtelen megerősödik, s (6.4.22) értelmében nagyobb nyomást fejt ki a magnetopauzára. Ez utóbbi közelebb húzódik a Földhöz, s a benne folyó j^* felületi áramok is megerősödnek. A felületi áramok hirtelen megnőtt mágneses tere okozza a mágneses vihar kezdeti fázisát (54. ábra). A lökéshullám után a fler plazmacsomagja is megérkezik a magnetoszféra orrához. A megfigyelések szerint e plazmacsomagban viszonylag gyorsan változó mágneses tér uralkodik (bizonyos turbulenciára utalóan). Többnyire elérkezik tehát a pillanat, amikor ez a mágneses tér erős déli komponenssel rendelkezik, s a magnetoszféra orránál a magnetopauzában bekövetkezik vagy megerősödik a 65. ábra instabilitása, ill. az erővonalkapcsolódás. Az összekapcsolódott és az uszályba szállított erővonalak (az általuk megnövelt mágneses nyomás) az uszály neutrális síkja mentén okoznak instabilitásokat, esetleg több helyen is, erős viharok esetén a Földtől nem is nagyon messze, akár 12–15 földesugár távolságban (66. ábra). Ezekkel megerősödő plazmakonvekció jár együtt. Egy, a 66. ábra szerinti szinguláris pont plazmát lök szét a neutrális síkban mindkét irányban. A Föld felé tehát az éjszakai olda-



64. ábra: Plazmaáramlás a magnetoszféra egyenlítői síkjában. A szaggatott vonalon belül a plazma együtt forog a Földdel

lon erős plazmaáram indul. Ennek viselkedése döntő befolyással van a mágneses vihar további szakaszára. Megértéséhez azonban most fel kell adnunk a plazma magnetohidrodinamikai leírásmódját, s az egyes plazmarészecskék (protonok és elektronok) mozgását kell megvizsgáljunk.

TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK MOZGÁSA MÁGNESES TÉRBEN A \mathbf{B} indukciójú mágneses térben mozgó m tömegű és e töltésű részecske mozgásegyenlete:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.4.23)$$

Itt \mathbf{v} a részecske pillanatnyi sebessége.

1. Közismert a sztatikus *homogén mágneses tér* esete. Bontsuk fel a részecske sebességét \mathbf{B} -vel párhuzamos és rá merőleges komponensekre:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp} \quad (5.4.24)$$

Ezek közül \mathbf{v}_{\parallel} időben állandó marad, s a részecske a mágneses tér iránya mint tengely körül végez egyenletes körmozgást (ha $v_{\parallel} = 0$) vagy egyenletes spirálmozgást (ha $v_{\parallel} \neq 0$). Ez utóbbi úgy is felfogható, hogy a körmozgás vagy *giráció* középpontja, az ún. *vezetőcentrum* egyenletes v_{\parallel} sebességgel mozog a mágneses erővonalak irányában. A körpálya sugara (gíroradiusz, más néven Larmor- vagy ciklotronsugár):

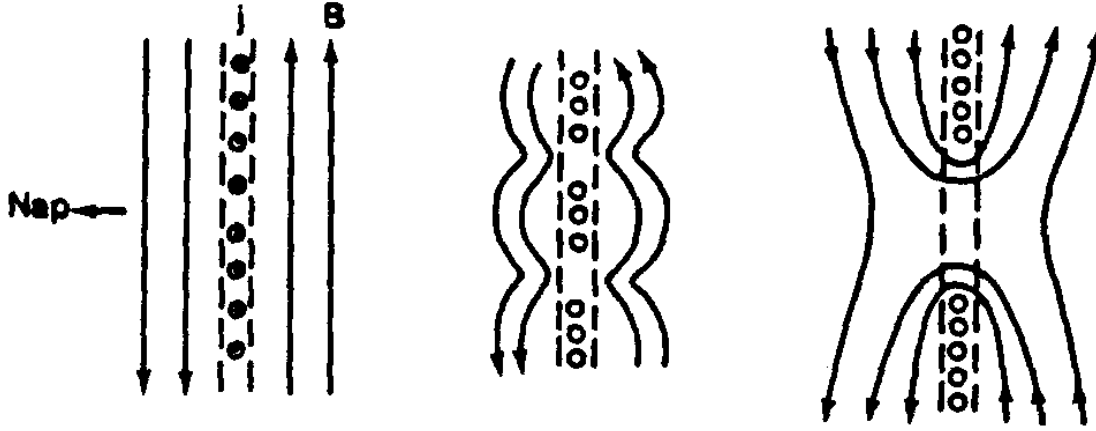
$$r_c = \frac{mv_{\perp}}{|e|B}, \quad (5.4.25)$$

a körfrekvencia (gírofrekvencia, másképpen Larmor- vagy ciklotronfrekvencia):

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (5.4.26)$$

Az ω_c előjelét a részecsketöltés előjelével megegyezőnek tekintjük. A részecske \mathbf{x} pillanatnyi helyvektorát is érdemes felbontani:

$$\mathbf{x} = \mathbf{R} + \mathbf{r}, \quad (5.4.27)$$



65. ábra: Vékony áramréteg (magnetopauza) instabilitása és erővonalkapcsolódás. A nyilak a plazmaáramlás irányát mutatják

ahol \mathbf{R} a mindenkori vezetőcentrum helye és \mathbf{r} síkbeli körmozgást ír le. Ekkor

$$\mathbf{v} = \dot{\mathbf{x}} = \dot{\mathbf{R}} + \dot{\mathbf{r}}, \quad (5.4.28)$$

$$\dot{\mathbf{R}} = \mathbf{v}_{\parallel},$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}_{\perp},$$

továbbá (lásd 67. ábra):

$$\dot{\mathbf{r}} = -\omega_c(\mathbf{n} \times \mathbf{r}), \quad (5.4.29)$$

ahol \mathbf{n} a \mathbf{B} irányába mutató egységvektor.

2. Most vizsgáljuk meg azt az esetet is, amikor a sztatikus homogén \mathbf{B} mellett sztatikus homogén \mathbf{E} elektromos tér is jelen van. A mozgásegyenlet ekkor így fest:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.4.30)$$

A \mathbf{v} sebességet írjuk

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \mathbf{w} \quad (5.4.31)$$

alakba, ahol

$$\mathbf{w} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (5.4.32)$$

az elektromos teret pedig (6.4.24)-hez hasonlóan bontsuk fel:

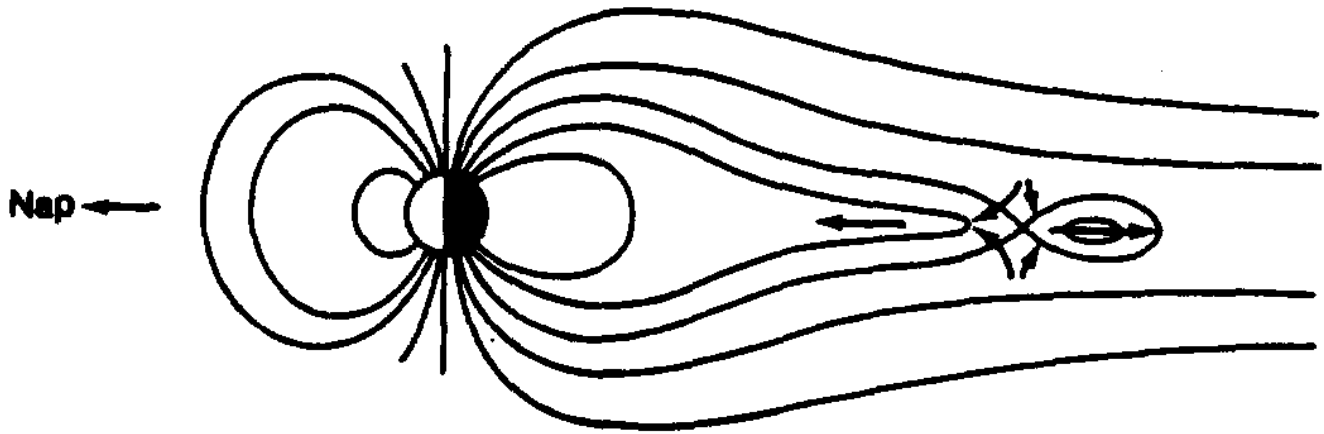
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{E}_{\perp}$$

Mivel (6.4.32) szerint

$$\mathbf{w} \times \mathbf{B} = -\mathbf{E}_{\perp}, \quad (5.4.33)$$

(6.4.31)-nek a (6.4.30)-ba való helyettesítésével ez adódik:

$$m \frac{d\mathbf{v}'}{dt} = e(\mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{v}' \times \mathbf{B}),$$



66. ábra: Az uszálybeli neutrális sík instabilitása éjfél-déli meridionális metszetben. A nyilak a plazmaáramlás irányát mutatják

ill. komponensenként ($\mathbf{v}' = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}'_{\perp}$):

$$m \frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = e\mathbf{E}_{\parallel}$$

$$m \frac{d\mathbf{v}'_{\perp}}{dt} = e(\mathbf{v}'_{\perp} \times \mathbf{B})$$

A (6.4.31) transzformációval tehát azt értük el, hogy \mathbf{v}'_{\perp} -t ugyanaz az egyenlet határozza meg, mint az $\mathbf{E} = 0$ esetbeli részecskemozgást. Vagyis \mathbf{v}'_{\perp} -nek megfelelően a részecske most is végzi a girációt, csak a vezetőcentrum mozgása lett összetett. A (6.4.27) alkalmazásával:

$$\dot{\mathbf{R}} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{w}$$

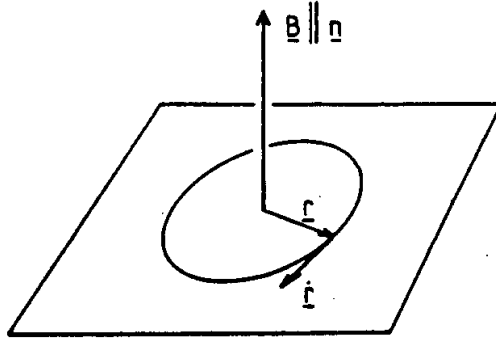
$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}'_{\perp}$$

Az $E_{\parallel} \neq 0$ esetben \mathbf{v}_{\parallel} erővonal-irányú gyorsuló mozgást jelent, \mathbf{w} pedig egy \mathbf{E} -re és \mathbf{B} -re egy-

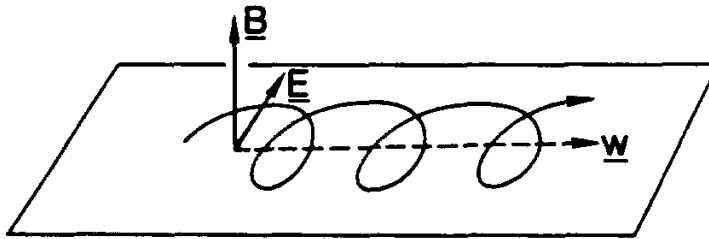
aránt merőleges egyenletes sebességkomponens, az ún. *elektromos drift*. (A \mathbf{w} persze csak akkor lép fel, ha $\mathbf{E}_{\perp} \neq 0$.) Az $E_{\parallel} = 0$, $v_{\parallel} = 0$ speciális esetben a részecskepálya ciklois (68. ábra). A girorádusznál jóval nagyobb távolságokon úgy lehet tekintetni, hogy a giráció kiátlagolódik, s a részecskemozgást a vezetőcentrum $\dot{\mathbf{R}}$ mozgásával lehet azonosítani.

3. Harmadik esetként a sztatikus *inhomogén mágneses teret* vizsgáljuk, \mathbf{E} nélkül. A mozgásegyenlet most is (6.4.23), de benne \mathbf{B} az \mathbf{x} hely függvénye. Feltesszük azonban, hogy a \mathbf{B} változása lassú, ami megengedi, hogy a részecske alapvető mozgása most is a giráció legyen. Ehhez azt kell megkövetelnünk, hogy a mágneses tér változását jellemző L karakterisztikus hosszúság nagy legyen ahhoz az úthoz képest, melyet a részecske a giráció $T_c = 2\pi/\omega_c$ periódusideje alatt befut. A (6.4.26) alapján, az érdektelen 2π faktort mellőzve, legyen tehát

$$L \gg \left| \frac{m\mathbf{v}}{eB} \right|. \quad (5.4.34)$$



67. ábra: Proton girációja mágneses térben



68. ábra: Elektromos drift $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ esetén

Ez például azzal a szemléletes következménnyel is jár, hogy L sokkal nagyobb a girorádiusznál, lásd (6.4.25)-öt:

$$L \gg r_c.$$

Fő kérdésünk most az lesz, hogy a giráció vezetőcentrumának pályája hogyan módosul a fentebbi első esethez képest. Ismét alkalmazzuk tehát (6.4.27)-et, \mathbf{B} -t pedig sorbafejtjük az \mathbf{R} pont körül:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mathbf{B}(\mathbf{R}) + (\mathbf{r}\nabla)\mathbf{B}(\mathbf{R}) + \dots \quad (5.4.35)$$

Írjuk ezt be (6.4.23)-ba, használjuk fel (6.4.28)-at:

$$m(\ddot{\mathbf{R}} + \ddot{\mathbf{r}}) = e(\dot{\mathbf{R}} + \dot{\mathbf{r}}) \times [\mathbf{B}(\mathbf{R}) + (\mathbf{r}\nabla)\mathbf{B}(\mathbf{R})] \quad (5.4.36)$$

Vegyük most figyelembe, hogy a giráció (\mathbf{r} , $\dot{\mathbf{r}}$ vagy $\ddot{\mathbf{r}}$) bármely komponense szinuszos időbeli változást mutat, s alkalmazzuk (6.4.36)-ra a giráció egy periódusára történő átlagolás $\langle \dots \rangle$ műveletét. A keresztszorzat kifejtése után az \mathbf{r} -ben és deriváltjaiban lineáris tagok kiátlagolódnak, s ez marad:

$$m\ddot{\mathbf{R}} = e[\dot{\mathbf{R}} \times \mathbf{B}(\mathbf{R})] + e\langle \dot{\mathbf{r}} \times (\mathbf{r}\nabla)\mathbf{B}(\mathbf{R}) \rangle \quad (5.4.37)$$

Jelöljük \mathbf{f} -fel az átlagolandó szorzatot:

$$\mathbf{f} = \dot{\mathbf{r}} \times (\mathbf{r}\nabla)\mathbf{B}$$

A giráció jellemzőit (6.4.25), (6.4.26) és (6.4.29) adja meg azzal, hogy most $v_{\perp} = |\dot{\mathbf{r}}|$ és $B = |\mathbf{B}(\mathbf{R})|$. Használjuk fel (6.4.29)-et, melyben most $\mathbf{n} \parallel \mathbf{B}(\mathbf{R})$:

$$\mathbf{f} = -\omega_c(\mathbf{n} \times \mathbf{r}) \times (\mathbf{r}\nabla)\mathbf{B}$$

Mivel $\mathbf{r}\nabla$ skalároperátor, áthelyezhető:

$$\mathbf{f} = -\omega_c[\mathbf{n} \times \mathbf{r}(\mathbf{r}\nabla)] \times \mathbf{B}$$

Ennek átlagolásához hívjuk segítségül, hogy az \mathbf{r} -nek a giráció síkjába eső, \mathbf{n} -re merőleges r_i, r_j komponenseivel

$$\langle r_i r_j \rangle = \frac{1}{2} r_c^2 \delta_{ij},$$

ahol δ_{ij} a Kronecker-delta. Ezért:

$$\langle \mathbf{f} \rangle = -\frac{1}{2} \omega_c r_c^2 (\mathbf{n} \times \nabla) \times \mathbf{B} = -\frac{1}{2} \omega_c r_c^2 \left[\nabla(\mathbf{n}\mathbf{B}) - \frac{1}{2} B \nabla(\mathbf{n}\mathbf{n}) - \mathbf{n}(\nabla\mathbf{B}) \right]$$

Itt felhasználtuk, hogy $\mathbf{B} = B\mathbf{n}$. Végül mivel $\mathbf{n}\mathbf{B} = B$, $\mathbf{n}\mathbf{n} = 1$, $\nabla\mathbf{B} = 0$, az

$$M = \frac{1}{2} e \omega_c r_c^2$$

rövidítéssel ez írható:

$$e\langle \mathbf{f} \rangle = -M \nabla B \quad (5.4.38)$$

Ebben mellesleg M a girációt végző részecske mint köráram mágneses momentuma, egyszerűen a *részecske mágneses momentuma* (ui. a giráció T_c periódusidejével a köráram $e/T_c = e\omega_c/2\pi$, a kör területe πr_c^2 , s a kettő szorzata valóban M). A mágneses momentum (6.4.25–26) segítségével így is írható:

$$M = \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B} \quad (5.4.39)$$

Visszatérve a vezetőcentrum (6.4.37) “mozgásegyenletéhez”, az (6.4.38)-cal így alakul:

$$m\ddot{\mathbf{R}} = e(\dot{\mathbf{R}} \times \mathbf{B}) - M \nabla B \quad (5.4.40)$$

Az $\dot{\mathbf{R}}$ sebességvektort most is felbontjuk a $\mathbf{B}(\mathbf{R})$ -rel párhuzamos és rá merőleges komponensekre:

$$\dot{\mathbf{R}} = \dot{\mathbf{R}}_{\parallel} + \dot{\mathbf{R}}_{\perp},$$

és a korábban már alkalmazott jelöléseket adaptáljuk:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{\parallel} &= \dot{\mathbf{R}}_{\parallel} \\ \mathbf{w} &= \dot{\mathbf{R}}_{\perp} \end{aligned}$$

A (6.4.40)-nek \mathbf{n} -nel való vektoriális szorzásából, átrendezéssel ezt kapjuk:

$$\mathbf{w} = \frac{1}{eB} \mathbf{n} \times (M \nabla B + m\ddot{\mathbf{R}}) \quad (5.4.41)$$

Ez a kifejezés megadná a vezetőcentrumnak \mathbf{B} -re merőleges driftjét, ha ismernénk benne $\ddot{\mathbf{R}}$ -ot. Vegyük észre, hogy homogén \mathbf{B} esetén $\mathbf{w} = 0$ (mert $\nabla B = 0$ és $\ddot{\mathbf{R}} = 0$); a

(6.4.34)-nek eleget tevő, most tárgyalt gyengén inhomogén térben pedig \mathbf{w} elsőrendűen kicsi mennyiség, $\mathbf{w} \sim \mathcal{O}(\nabla_c/\mathcal{L})$, azaz $r_c/L \ll 1$ első hatványával arányos. Ez (6.4.41) első tagjáról azonnal látható is, mert ez kb. $(r_c/L)v_\perp$ -sel egyezik meg, ha $L \sim B/|\nabla B|$. (Lásd ehhez (6.4.25)-öt és (6.4.39)-et.) A második tagról is kitűnik, hogy nagyságrendje $(r_c/L)(|\ddot{\mathbf{R}}|L/v_\perp)$, tehát elég benne $\ddot{\mathbf{R}}$ “nulladrendű”, (r_c/L) -t nem tartalmazó részét megtartanunk: $\ddot{\mathbf{R}}$ -nek további $\mathcal{O}(\nabla_c/\mathcal{L})$ rendű tagja (6.4.41)-hez már másodrendűen kicsiny járulékot adna. Ámde

$$\ddot{\mathbf{R}} = \frac{d\mathbf{v}_\parallel}{dt} + \frac{d\mathbf{w}}{dt} = \frac{d\mathbf{v}_\parallel}{dt} + \mathcal{O}(r_c/L),$$

hiszen \mathbf{w} már elsőrendűen kicsi. Tovább kifejtve:

$$\ddot{\mathbf{R}} = \frac{d\mathbf{v}_\parallel}{dt} = \frac{d(v_\parallel \mathbf{n})}{dt} = \mathbf{n} \frac{dv_\parallel}{dt} + v_\parallel \frac{d\mathbf{n}}{dt} = \mathbf{n} \frac{dv_\parallel}{dt} + v_\parallel (\dot{\mathbf{R}} \nabla) \mathbf{n} = \mathbf{n} \frac{dv_\parallel}{dt} + v_\parallel^2 \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} + \mathcal{O}(r_c/L)$$

Itt $\partial/\partial s = (\mathbf{n} \nabla)$ a \mathbf{B} irányba menti deriválást jelöl. Ha \mathbf{n} -nel vektoriálisan szorzunk:

$$\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{R}} = v_\parallel^2 \mathbf{n} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s}$$

Ezt beírva (6.4.41)-be, végeredményben:

$$\mathbf{w} = \frac{1}{eB} \mathbf{n} \times \left(M \nabla B + m v_\parallel^2 \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} \right) \quad (5.4.42)$$

Rátérve most \mathbf{v}_\parallel vizsgálatára, szorozzuk (6.4.40)-et \mathbf{n} -nel skalárisan:

$$m \mathbf{n} \ddot{\mathbf{R}} = -M \frac{\partial B}{\partial s} \quad (5.4.43)$$

Ennek jobb oldala (r_c/L) -ben nulladrendű, így a baloldalon is csak ilyen járulékot tartunk meg:

$$\mathbf{n} \ddot{\mathbf{R}} = \frac{d}{dt} (\mathbf{n} \dot{\mathbf{R}}) - \dot{\mathbf{R}} \frac{d\mathbf{n}}{dt} = \frac{dv_\parallel}{dt} - v_\parallel v_\parallel \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} + \mathcal{O}(r_c/L) = \frac{dv_\parallel}{dt} - v_\parallel^2 \mathbf{n} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} + \mathcal{O}(r_c/L)$$

Itt a második tag egzaktul zérus, hiszen $\mathbf{n} \partial \mathbf{n} / \partial s = \frac{1}{2} \partial (\mathbf{nn}) / \partial s$ és $\mathbf{nn} = 1$. Végül tehát (6.4.43)-ból ez adódik:

$$m \frac{dv_\parallel}{dt} = -M \frac{\partial B}{\partial s} \quad (5.4.44)$$

Összefoglalóan értelmezzük most két végeredményünket, (6.4.42)-t és (6.4.44)-et. Mindkettő a girációt végző ($v_\perp \neq 0$) részecske vezetőcentrumának mozgását írja le. A (6.4.42)-beli \mathbf{w} a mágneses tér irányára merőleges driftsebességet ad meg, hasonlóan a (6.4.32) elektromos drifthez, ez a mostani \mathbf{w} azonban (r_c/L) -ben elsőrendűen kicsi értékű. (Az elektromos drift nulladrendű, nem függ (r_c/L) -től.) A (6.4.44) a mágneses tér irányába eső v_\parallel sebességkomponens mozgásegyenlete, csak nulladrendű tagokat tartalmaz. Ez azt jelenti, hogy a vezetőcentrum “nulladik közelítésben” most is erővonalmenti mozgást végez csupán, azaz követi az enyhén görbülő erővonalat is, a jóval lassabb merőleges drift (\mathbf{w}) csak “első közelítésben” lép fel. A v_\parallel parallel mozgás azonban inhomogén térben nem állandó, gyorsulása (6.4.44) szerint olyan, mintha a részecskére az erővonal mentén a nagyobb térerősségű helyektől a kisebb térerősségűek felé mutató erő hatna. A \mathbf{w} drift

két részből áll. Az első tagját ∇B miatt *gradiensdriftnek* hívják, s akkor lép fel, ha \mathbf{B} -re merőleges irányban van változás $|\mathbf{B}|$ -ben. A második tag csak $v_{\parallel} \neq 0$ esetben jelentkezik, azaz az erővonalm menti mozgáshoz kapcsolódik. Vegyük észre, hogy $\partial \mathbf{n} / \partial s$ az erővonal görbületi középpontja felé mutató vektor, nagysága reciproka a görbületi sugárnak. Azaz $(-mv_{\parallel}^2 \partial \mathbf{n} / \partial s)$ az erővonalon mozgó részecskére ható centrifugális erő. Ezért \mathbf{w} -nek ezt a második részét centrifugális vagy *görbületi driftnek* nevezzük.

Kiegészítésül még bebizonyítunk egy fontos állítást: a (6.4.34)-nek megfelelően lassan változó \mathbf{B} térben az M mágneses momentum a részecskemozgás *adiabatikus invariánsa*, vagyis időben állandó, ha (r_c/L) rendű mennyiségektől eltekintünk. Abból indulunk ki, hogy a mágneses tér nem változtatja a részecske kinetikus energiáját:

$$\frac{m}{2}(\dot{\mathbf{r}} + \mathbf{w} + \mathbf{v}_{\parallel})^2 = \frac{m}{2}(\dot{\mathbf{r}} + \mathbf{w})^2 + \frac{m}{2}v_{\parallel}^2 = \text{konstans}$$

Mint láttuk, \mathbf{w} elsőrendűen kicsi $\dot{\mathbf{r}}$ -hoz képest, ezért

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_{\perp}^2}{2} + \frac{mv_{\parallel}^2}{2} \right) = 0. \quad (5.4.45)$$

Másként, (6.4.39) miatt:

$$\frac{d}{dt} \left(MB + \frac{mv_{\parallel}^2}{2} \right) = 0 \quad (5.4.46)$$

A (6.4.44)-ből v_{\parallel} -sal való szorzás után, ugyancsak az elsőrendűen kicsi mennyiségek elhagyásával:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_{\parallel}^2}{2} \right) = -Mv_{\parallel} \frac{\partial B}{\partial s} = -M \frac{dB}{dt}$$

Ezt írjuk (6.4.46)-ba, s akkor

$$\frac{d}{dt}(MB) - M \frac{dB}{dt} = 0,$$

amiből

$$\frac{dM}{dt} = 0. \quad (5.4.47)$$

Megjegyezzük, hogy ez az eredmény, vagyis M adiabatikus invarianciája általánosabb érvényű: akkor is igaz, ha \mathbf{B} mellett \mathbf{E} is jelen van, de mindkettő térben is és időben is csak nagyon lassan változik.

4. Most még egyszer végigtekintjük a részecskemozgás fent tárgyalt eseteit, ezúttal részecskesokaságra, *ütközésmentes plazmára* alkalmazva. Ebben minden egyes részecske külön-külön a fenti mozgásokat végzi, ám most együttes makroszkopikus viselkedésükre vagyunk kíváncsiak. Eltekintünk a girációtól, s a részecskéket a vezetőcentrummal "azonosítjuk". A homogén \mathbf{B} tér esete önmagában nem érdekes, így mindjárt vegyük hozzá \mathbf{E} -t is. A vezetőcentrumok $\mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{w}$ mozgásában \mathbf{v}_{\parallel} állandó, ha $E_{\parallel} = 0$, s bár az egyes részecskére más és más, de külön az ionok és elektronok együttesére is kiátlagolódik, ha a plazma nem mozog \mathbf{B} iránya mentén. A \mathbf{v}_{\parallel} -ból csak $E_{\parallel} \neq 0$ esetben lesz rendezett mozgás és egyben áram is, hiszen az ionok és az elektronok ellenkező irányban gyorsulnak \mathbf{B} mentén. Ez időben nagyon gyorsan növekvő áramot ad, s véges méretű plazmában töltésszétváláshoz, végső soron E_{\parallel} gyors megszűnéséhez vezet. Ilyen "tranzienstől" eltekintve, normális

esetben az ütközésmentes plazmában $E_{\parallel} = 0$. A (6.4.32) szerinti \mathbf{w} elektromos drift minden részecskére közös (nem függ e -től vagy m -től), azaz a plazma egészének mozgását, áramlását (\mathbf{u}) jelenti:

$$\mathbf{u} = \mathbf{w} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

Ez viszont (6.4.33) szerint azt jelenti, hogy $E_{\parallel} = 0$ esetén a plazmával együtt mozgó koordinátarendszerben az elektromos térerősség eltűnik:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0,$$

másképpen

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B},$$

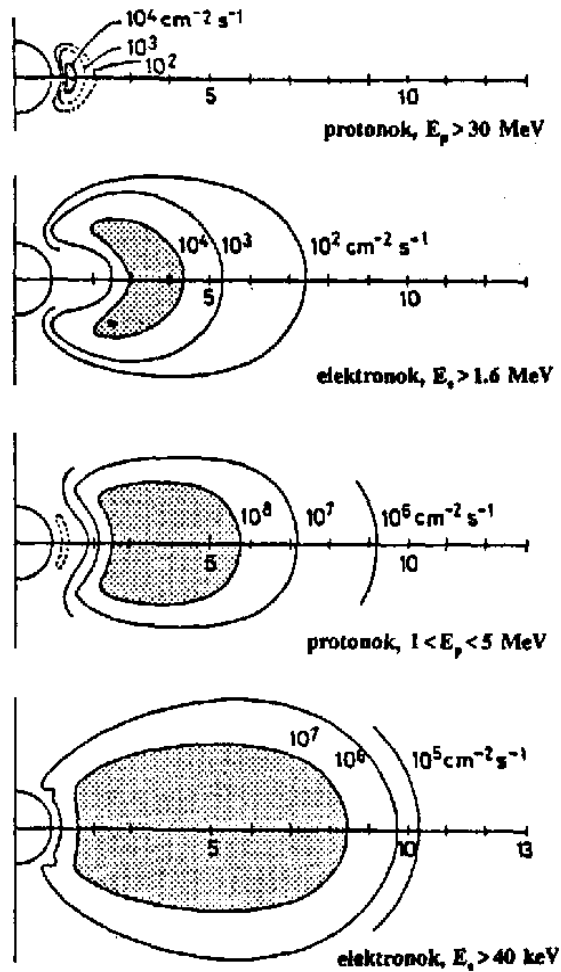
azaz visszakaptuk (6.4.1)-et. Az eredményt kétféleképpen is lehet értelmezni. Egyrészt úgy, hogy merőleges \mathbf{E} és \mathbf{B} erők hatására a plazma mindkettőjükre merőlegesen \mathbf{u} sebességgel áramlik, akkora \mathbf{u} -val, hogy (6.4.1) éppen teljesül. Másrészt úgy is mondhatjuk, hogy ha egy koordinátarendszerben \mathbf{B} jelenlétében és bármilyen okból \mathbf{u} sebességű plazmamozgás történik, akkor (6.4.1)-nek megfelelő \mathbf{E} térerősség indukálódik.

A (6.4.1) volt az alapja a földkörüli térség plazmájára alkalmazott magnetohidrodinamikai leírásmodnak. Mint látjuk, ez ütközésmentes plazmában $E_{\parallel} = 0$ esetben egzaktul teljesül, ha \mathbf{E} és \mathbf{B} állandó. Változó terekben a \mathbf{w} driftmozgáshoz újabb komponensek csatlakoznak, például változó \mathbf{B} esetén a gradiensdrift és a görbületi drift. Amíg azonban a térváltozás lassú, azaz (6.4.34) érvényesül, a további mozgások csak elsőrendűen kicsiny korrekciókat jelentenek (6.4.1)-ben. Ugyancsak sértik (6.4.1) érvényességét a nem elektromágneses erők, pl. a gravitáció vagy nyomásgradiens, de a vizsgált földkörüli térségben ezek hatása elhanyagolhatóan csekély.

A lassan változó \mathbf{B} térben tapasztalt gradiensdrift és görbületi drift áramok keletkezéséhez vezet. Vegyük észre ugyanis, hogy a driftek iránya ellentett pozitív és negatív töltésekre, lásd (6.4.42). Ezek az áramok \mathbf{B} -re merőlegesen folynak, s elektromos tér nem kell hozzájuk.

RÉSZECSEKMOZGÁS A BELSŐ MAGNETOSZFÉRÁBAN Alkalmazzuk az előző szakasz megállapításait a magnetoszféra belső, Földhöz közeli részére, ahol a mágneses tér még jó közelítéssel dipólikusnak tekinthető (mondjuk 7–8 földugárnyi távolságig). Ebben a régióban, ha nem tekintjük a sarki sapkák fölötti térrészt, melyből a mágneses erővonalak az elnyúlt uszályba tartanak, a magnetoszférikus plazmát két részecskepopuláció alkotja. Az egyik a termikus plazma, melynek hőmérséklete durván 10^4 K, azaz a részecskeenergiák nagyságrendje 1 eV, s a plazmasűrűség pl. 3 földugárnyi geocentrikus távolságban 10^3 részecske/cm³ körüli (kifelé csökkenő). A másik populáció gyors részecskékből áll, tipikusan 10 keV-től 100 MeV-ig terjedő energiasávban; sűrűsége normálisan több nagyságrenddel kisebb a termikus plazmáénál, noha időnként és helyenként, pl. mágneses viharok idején jelentősen megnövekszik. E gyors részecskék alkotják a Föld ún. sugárzási öveit, más néven van Allen-öveket, melyeknek felfedezése 1958-ban az űrkutatás legelső eredményei közé tartozott (69. ábra).

Mindkét részecskepopuláció ionjai (protonjai) és elektronjai az előző szakaszban leírt mozgásokat végzik. A földmágneses tér közölt erősségével (lásd 6.3 fejezet) kiszámítható, hogy a Föld most vizsgált közvetlen környékén a (6.4.34) feltétel egészen a GeV nagyságrendű részecskeenergiáig teljesül, azaz a mágneses tér lassan változónak minősíthető. Így



69. ábra: Van Allen-övek meridionális metszetben. A kontúrok a befogott részecskék fluxusát adják meg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ egységekben. A vízszintes tengelyen a geocentrikus távolság látható, az egység a Föld sugara.

minden részecske girációt végez és részt vesz a (6.4.42) szerinti gradiensdriftben, $v_{\parallel} \neq 0$ esetén pedig erővonalmenti mozgás és görbületes drift is fellép. Van azonban elektromos drift is. A Föld közelében ugyanis számottevő \mathbf{E} tér uralkodik amiatt, hogy a Föld forgó mágnes. Legyen a koordinátarendszerünk origója a Föld középpontja. A Földdel együtt forgó rendszerben $\mathbf{E}' = 0$, ugyanakkor az álló (magnetoszférához rögzített) rendszerben $\mathbf{E} \neq 0$ mérhető. A kettő közti transzformáció

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v}_R \times \mathbf{B},$$

ahol

$$\mathbf{v}_R = \underline{\Omega} \times \mathbf{x} \tag{5.4.48}$$

az \mathbf{x} pont forgási sebessége az álló rendszerben ($\underline{\Omega}$ a forgás szögsebesség-vektora). Azaz

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_R \times \mathbf{B} \tag{5.4.49}$$

Ennek a térnek hatására fellép a (6.4.32) szerinti elektromos drift, mellyel

$$\mathbf{w} = \mathbf{v}_R. \quad (5.4.50)$$

Azaz, ha más erő nem volna, a plazma együtt forogna a Földdel, megfelelően annak a felismerésünknek, hogy az ideális plazma igyekszik úgy mozogni, hogy a vele mozgó rendszerben \mathbf{E} eltűnjék. Ezt a törekvést, mint láttuk, a nem elektromos driftek sértik. Ugyanakkor (6.4.42) azt mutatja, hogy ez utóbbiak annál erőteljesebbek, minél nagyobb a részecske E_{kin} kinetikus energiája. Kérdés, vajon melyik az az energia, melynél a nem-elektromos drift és az energia-független (6.4.50) elektromos drift egyenlő erősségűek? A számítást korlátozzuk az egyenlítő síkjában \mathbf{B} -re merőlegesen mozgó részecskékre ($v_{\parallel} = 0$). Ekkor csak a gradiensdrift marad meg (6.4.42)-ben. Az egyenlítői síkban $B = B_0 R^3 / r^3$, ahol $B_0 = 3.1 \cdot 10^{-5}$ T a földfelszíni érték, R a Föld sugara, r a vizsgált pont geocentrikus távolsága. A gradiens sugárirányú, nagysága $|\nabla B| = 3B/r$. (6.4.39) szerint most $M = E_{\text{kin}}/B$, s akkor a gradiensdrift és (6.4.48) nagyságát egyenlővé téve:

$$\Omega r = \frac{3E_{\text{kin}}}{eBr} = \frac{3E_{\text{kin}}r^2}{eB_0R^3},$$

amiből

$$E_{\text{kin}} = \frac{eB_0R^3\Omega}{3r}.$$

Az $\Omega = 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ értékkel számolva, például $r = 6R$ -nél

$$E_{\text{kin}} \simeq 5 \text{ keV}.$$

E fölött az energia fölött, azaz a Van Allen-féle gyors részecskékre az elektromos drift elhanyagolható s a nem elektromos driftek dominálnak. A termikus plazma esetében viszont ez utóbbiak hanyagolhatók el, vagyis ez a plazmapopuláció együtt forog a Földdel. Valóban ez a tapasztalat kb. 4 földszögnyi távolságig (64. ábra), azon túl a termikus plazma a magnetoszférikus konvekcióban vesz részt (azaz a konvekcióval kapcsolatban (6.4.1) miatt fellépő elektromos tér itt már felülmúlja a (6.4.49) teret, ez ugyanis \mathbf{B} csökkenése miatt a Földtől távolodva egyre kisebb).

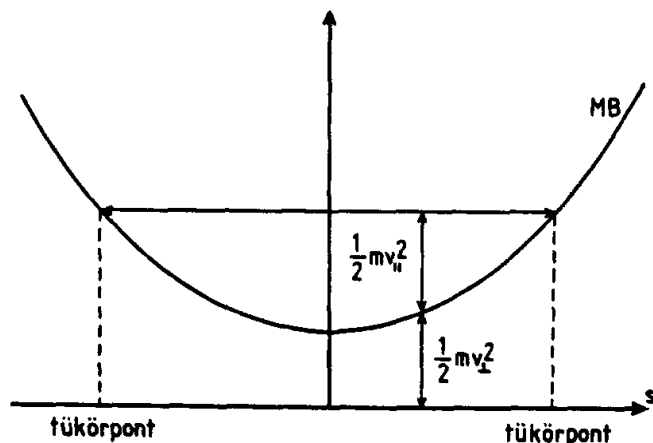
A továbbiakban csak a gyors részecskék mozgásával foglalkozunk, elhanyagolva az elektromos teret.

E részecskéknél a giráció mellett második alapvető mozgásuk az erővonal menti mozgás (ha $v_{\parallel} \neq 0$), s ezt (6.4.44) írja le. A kettő együtt csavarvonalú pályát jelent. Legyen ennek "menetszöge" egy adott pontban α , azaz a részecske v sebességével:

$$v_{\perp} = v \sin \alpha$$

$$v_{\parallel} = v \cos \alpha$$

A (6.4.45) összefüggés miatt $v = \text{állandó}$, ám mivel a térerősség az erővonal mentén változik, (6.4.44) szerint v_{\parallel} is és így α is változni fog. Egy másik mozgásállandó az M mágneses momentum. A B térerősségnek, ill. MB -nek egy dipólus-erővonal menti változását a 70. ábra vázolja. Az s erővonal menti távolságot a mágneses egyenlítő síkjától mérjük. A $B(s)$ ekkor szimmetrikus konkáv görbe. Emiatt, akár az északi, akár a déli félteke fölött jár, a részecskére mindig az egyenlítő felé visszatérítő erő fog hatni (6.4.44) alapján. Gondoljuk el tehát, hogy a részecske az egyenlítőtől indul valamilyen $\alpha = \alpha_0$ menetszöggel (ez



70. ábra: A térerősség változása a dipólus egy erővonala mentén. A tükrőpontok kialakulása

ne legyen most 90° , sem 0° vagy 180°). Távolodva az egyenlítőtől, $|v_{\parallel}|$ csökken, α tart 90° felé. A részecske (6.4.45) szerint állandó mozgási energiájának egyre nagyobb része alakul át $MB = mv_{\perp}^2/2$ -vé (70. ábra), végül elérjük a $v_{\parallel} = 0$, $\alpha = 90^\circ$ helyzetet. Innen, ebből a *tükrőpontból* a részecske a visszatérítő erő hatására visszafordul az egyenlítő felé. A $|v_{\parallel}|$ maximumát, α minimumát (α_0 -t) az egyenlítőnél éri el, majd minden ismétlődik a másik féltekén. Végeredményben a részecske az egyenlítőre szimmetrikus két tükrőpont között *oszcillál* (71. ábra). Ennek során M és v állandósága miatt

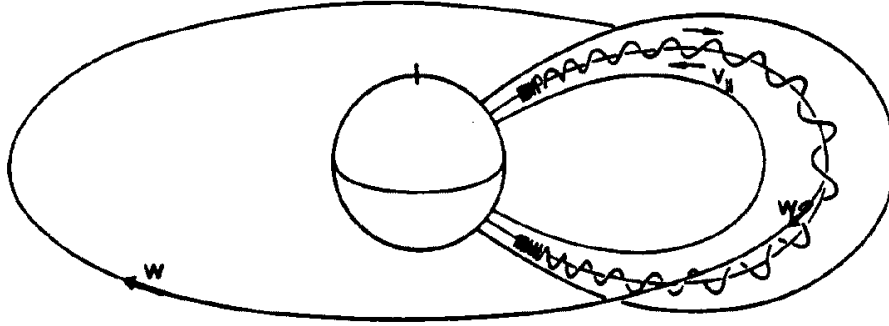
$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{konstans},$$

azaz az egyenlítői sík metszésénél mérhető B_e és a tükrőpontbeli B_m értékekkel

$$B_m = \frac{B_e}{\sin^2 \alpha_0},$$

s így a tükrőpont helye egyértelműen meghatározható. Ha az egyenlítői α_0 menetszöggel 0 -hoz (vagy 180° -hoz) tartunk, B_m egyre nagyobb, s a tükrőpont egyre közelebb kerül a sűrű légkörhöz. A nagyon kis menetszöggel induló részecske tehát elnyelődik (ütközések útján) a légkörben, s elvész a magnetoszférából. A dipólus egyenleteiből nem nehéz meghatározni az egyenlítői *vesztési kúp* α_{01} nyílásszögét (72. ábra). Például az egyenlítői síkot $r = 3R$ (három földugárnyi) geocentrikus távolságban metsző erővonalra $\alpha_{01} \simeq 11^\circ$, $r = 6R$ -nél $\alpha_{01} \simeq 3^\circ$.

A részecskemozgás további komponense a (6.4.42) szerinti gradiens- és görbületi drift. A földmágneses tér Földhöz közeli részét tengelyszimmetrikusnak tekinthetjük, ezért az erővonalak síkgörbék és a (6.4.42)-ben szereplő ∇B és $\partial \mathbf{n} / \partial s$ vektorok erővonalra merőleges komponensei az erővonal síkjában a Föld felé mutatnak. Következésképpen mindkét drift azonos irányú, az erővonalsíkra (mágneses meridiánsíkra) merőleges, mégpedig az ionok esetében keletről nyugat felé mutat, elektronokra ellenkezőleg. A drift, mint láttuk, viszonylag kis sebességű, ezért a részecskepályát úgy lehet elképzelni, hogy a részecske két erővonalmenti tükrőpont között oszcillál, de a két tükrőpont közti szakasz lassan körbe-



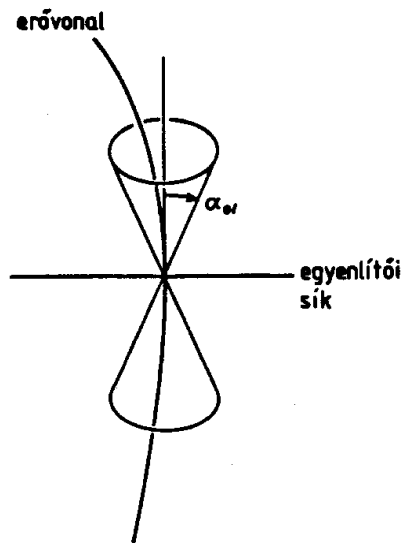
71. ábra: Részecskemozgás a Föld dipólterében: giráció, oszcilláció és drift

forog a földi dipólus tengelye körül, azaz körbejárja a Földet. Ez a szakasz eközben egy erővonalhéjat, egy önmagába záródó véges felületet súrol.

Végül tehát a belső magnetoszféra gyors részecskéi háromszorosan periodikus mozgást végeznek. Először is a részecske girációt, körmozgást végez a vezetőcentrum körül. Másodszor a vezetőcentrum oszcillál a tükrönpontok közti erővonalszakaszon. Harmadszor ez a szakasz egyenletes driftsebességgel körbejárja a Földet. A három periódusidő jelentősen eltérő. Egy tipikus részecskére, mondjuk 100 keV-os protonra, amely $r = 6R$ távolságban indul $\alpha = 45^\circ$ -os egyenlítői menetszöggel, a következő értékek számíthatók: a giráció periódusa kb. fél másodperc, az oszcillációé kb. fél perc, a földkörüli drifté kb. 80 perc. (Ezekről jelentősen különböző szám adatok kaphatók más részecske-energiákra, ill. elektronokra. A három periódus azonban mindenképpen más-más nagyságrendbe esik.)

A háromszorosan periodikus mozgás azt jelenti, hogy ezek a részecskék a földmágneses tér foglyai, zárt pályákon (de legalábbis zárt felületeken) mozognak. Ezek a *csapdába esett* részecskék alkotják a Föld sugárzási övezeteit: a 69. ábráról szembetűnő, hogy ezek az övezetek a dipólus erővonalainak alakját követik. A sugárzási övek azért maradnak fenn, mert nagyon csekély a részecskeforgalom a környezetükkel. Egy állandó veszteségi forrást jelent mindenesetre a sűrű légkör a veszteségi kúpba kerülő részecskék számára. A részecskék a magnetoszférában persze csak elvétve ütköznek, kölcsönhatásaik főként részecske-hullám-részecske típusúak: a girációt végző részecskék gyenge elektromágneses sugárzása hat a többi részecskére, s ennek folytán α_0 megváltozhat, így az elveszett részecskék helyébe a veszteségi kúpba mindig újak léphetnek be. Ez azonban viszonylag lassú folyamat. Részecskéket veszíthet, ill. foghat be a sugárzási övek csapdája olyankor, amikor a mágneses tér időben viszonylag gyorsan változik (pl. mágneses viharok idején), azaz amikor az előző szakaszban tárgyalt részecskemozgások feltételei sérülnek.

Mielőtt még a mágneses viharok ezen hatásait szemügyre vennénk, jegyezzük meg, hogy a protonok és elektronok ellentett irányú földkörüli driftje áramot okoz: ez az áram a pozitív töltések mozgásirányában, azaz keletről nyugat felé folyik a Föld körül, egy a sugárzási övezetekkel egybeeső gyűrű vagy tórusz belsejében, legerősebben a mágneses egyenlítő síkjában. Ennek az állandó *gyűrűáramnak* gyenge, állandó mágneses tere a gyűrű közepén (a Föld felszínén) északról dél felé mutat, s hozzáadódik a földbelsőből



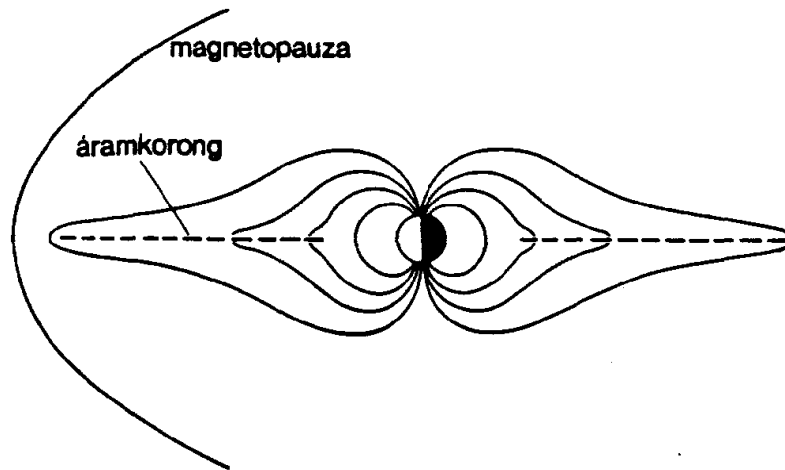
72. ábra: Veszteségi kúp: azok a részecskék, melyeknek sebességvektora az α_{01} nyílásszögű kúpba esik, elnyelődnek a légkörben

eredő dipóltérhez. A gyűrűáram mágneses tere leginkább olyankor észlelhető, amikor az áramerősség változik (pl. megint csak mágneses viharok idején).

És akkor most még egyszer térjünk rá a mágneses vihar értelmezésére. Mint láttuk, a vihart okozó, hirtelen megerősödött napszél a magnetoszféra uszályának instabilitásaihoz vezet, s az uszályból a Föld éjszakai oldala felé intenzív plazmaáramlás indul. Ebben a plazmaáramban gyors (keV-nál nagyobb energiájú) részecskék is érkeznek. Amint ezek elérik a sugárzási övek (a “csapdarégió”) külső részét, másképpen mondva az 56. ábra szerinti zárt erővonalak tartományát, a gradiens- és a görbületi drift hatására földkörüli pályára térnek, a protonok nyugat, az elektronok kelet felé. Vagyis ugyanúgy, mint a sugárzási öv részecskéi, földkörüli driftjük során hozzájárulnak a gyűrűáramhoz. Megeshet, hogy a mágneses tér vihar idején mutatott időbeli változásai módot nyújtanak arra is, hogy az újonnan érkezett részecskék végleg földkörüli körpályára fogódjanak be. De ha ez nem következik be, azaz teljes kört nem írnak le a Föld körül, akkor is megnövelik a gyűrűáram erősségét. A gyűrűáram megnövekedő mágneses tere okozza a mágneses vihar fő fázisában észlelhető térerősségminimumot (54. ábra; vegyük észre, hogy a gyűrűáram tere a Föld felszínén, alacsony földrajzi szélességeken ellentétes irányú a földi dipólus terével).

Az uszály energikus plazmájának ez a behatolása a belső magnetoszférába az egyenlítői síkban kb. a 6–7 R geocentrikus távolságig történik. A részecskék a megfelelő erővonalak mentén oszcilláló mozgást is végeznek, s a legkisebb α menetszöggel rendelkezők lejutnak a légkörig. Ezek az erővonalak a sarki sapkák (57. ábra) határvonalának egyenlítő felőli oldalán érkeznek a sűrű légkörbe, az éjszakai oldalon kb. a 66–68°-os szélességeknél. Pontosan ez az a sáv, ahol mágneses viharok idején kifényesedik a sarki fény. Az említett erővonalakon megnövekedett részecskesűrűség azt is magával hozza, hogy a veszteségi kúpba is sok új részecske kerül. Amikor ezek a légkörbe érnek, sorozatos ütközéseikkel gerjesztik és fénykibocsátásra késztetik annak atomjait. (Tipikusan kb. 100 km magasságban.) A magnetoszférikus részecskék felfokozott “kicsapódása” (*precipitációja*) okozza a látványos

sarki fényt. Ennek legintenzívebb, legszebb formáit 5–10 keV energiájú elektronok zápora hozza létre. (Ez utóbbi esetben, mikor is hasonló intenzitású protonkicsapódás nem társul az elektronokhoz, erővonal irányú elektromos áram folyik a légkör és a magnetoszféra között. Az ezt okozó E_{\parallel} elektromos tér létrejöttének körülményei még nem tisztázottak. Mindenesetre ez példa arra, amikor a magnetohidrodinamikai leírás (6.4.1) alapösszefüggése a magnetoszférikus plazma egy tartományában nem teljesül.) A részecske-precipitáció a sarkvidéki ionoszféra ionizációs fokának jelentős megnövekedését is jelenti, s ez a rádiózás zavaraihoz vezet mágneses viharok idején.



73. ábra: A Jupiter diszkoszti formáló erővonalai magnetoszférája belső részében

NÉHÁNY SZÓ A TÖBBI BOLYGÓ MAGNETOSZFÉRÁJÁRÓL Az erős mágneses térrel rendelkező többi bolygó, azaz a külső óriásbolygók minden lényeges szempontból ugyanolyan magnetoszférával vannak körülvéve, mint a Föld. Az őket meglátogató űrszondák mindegyiküknél észlelték a magnetopauzát, még előtte a napszél lökésfrontját, vagy például a sarki fényhez vezető részecske-precipitációt. De van ezeknek a magnetoszférának néhány különleges vonása is. Az egyik az, hogy sokkal nagyobb kiterjedésűek a földinél, aminek egyik oka az, hogy a külső Naprendszerben a napszél nyomása jóval kisebb, másik oka, hogy a négy óriásbolygó dipólmomentuma jóval nagyobb a földi értéknél. Ha a Jupiter magnetopauzája fénylő felület volna, a Földről nézve nagyobbak látnánk, mint a teliholdat. Azt várhatjuk, hogy az erős mágneses terek kiterjedt sugárzási övezeteket is fenntartanak a belső magnetoszférákban. A Jupiter esetében így is van, ez vezetett a legnagyobb bolygó mágneses terének első földi észleléséhez még az "űrkorszak" előtt. A rádiócsillagászok kimutatták, hogy a Jupiter az égbolt egyik legerősebb rádiósugárzó objektuma a mikrohullámú sávban. Ez a sugárforrás az észlelések szerint kb. olyan alakzatban övezi a bolygó korongját, mint a 69. ábrán a Földet a Van Allen-övek. Ma már beigazolódott, hogy ez a sugárzás nagyenergiájú (relativisztikus) részecskék, zömmel 10 MeV körüli elektronok erős mágneses térben zajló girációjától ered (ún. szinkrotronsugárzás). Ennek energiájából az űrszondás "helyszíni" mérések előtt is jól meg lehetett becsülni a Jupiter mágneses terének erősségét. A sugárzást keltő részecskék alkotják a Jupiter van

Allen-öveit. Viszont a Szaturnusz nagyon gyenge rádiósugárzó, s valóban a Van Allen-övei kevésbé fejlődtek ki, noha ennek a bolygónak is erős mágneses tere van: az ok a Szaturnusz gyűrűrendszere, amely útját állja az erővonalak mentén oszcilláló részecskéknek.

Az erős tér és a nagy méret mellett e bolygók gyors forgása is a Földnél nem tapasztalt jelenséghez vezet, leginkább a Jupiter magnetoszférájának belsejében. A forgó mágneses dipól indukált elektromos tere a Jupitert övező plazmát is forgásra készíti, de ez a bolygóval együtt forgó plazmarégió sokkal nagyobb kiterjedésű — még a Jupiter nagy méreteihez viszonyítva is — mint földi megfelelője, melyről említettük, hogy kb. 4 földesugárnyi távolságig tart. A Jupiternek ebben a régiójában, a plazmával együtt forgó rendszerben nagyon nagy, a gravitációt messze felülmúló centrifugális erő hat a részecskékre. A centrifugális drift, amely most nem elsősorban a görbült, erővonal menti oszcillációból ered, mint a földi gyűrűáramban, a Jupiter körül egy nagyon erős áramkorongot hoz létre. Ez a bolygó dipólterét a magnetoszféra belsejében lapos diszkosz alakúvá torzítja, egész más konfigurációt kölcsönözve az erővonalaknak, mint a Föld esetében láttuk (73. ábra).

- [1] Marik M. (szerk.): *Csillagászat*. Akadémiai, 1990
- [2] Chandrasekhar, S.: *Radiative Transfer*. Clarendon, 1950
- [3] Kitchin, C.R.: *Astrophysical Techniques*. Adam Hilger, 1984
- [4] Green, R.M.: *Spherical Astronomy*. Cambridge UP, 1985
- [5] *Handbuch der Physik LI: Astrophysik*. Springer, 1958
- [6] Böhm-Vitense, E.: *Introduction to Stellar Astrophysics*. Cambridge UP, 1989
- [7] Chandrasekhar, S.: *An Introduction to the Study of Stellar Structure*. Chicago UP, 1938
- [8] Unsöld, A.: *Physik der Sternatmosphären*. Springer, 1955
- [9] Clayton, D.D.: *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. McGraw-Hill, 1968
- [10] Kippenhahn, R., Weigert, A.: *Stellar Structure and Evolution*. Springer, 1990
- [11] Binney, J., Tremaine, S.: *Galactic Dynamics*. Princeton UP, 1987
- [12] Saslaw, W.C.: *Gravitational Physics of Stellar and Galactic Systems*. Cambridge UP, 1985
- [13] Contopoulos, G., Kotsakis, D.: *Cosmology*. Springer, 1987
- [14] Dolgov, A.A., Sazhin, M.V., Zeldovich, Ya.B.: *Basics of Modern Cosmology*. Ed. Frontières, 1990
- [15] Ringwood, A.E.: *Origin of the Earth and Moon*. Springer, 1979
- [16] Poirier, J.P.: *Introduction to the Physics of the Earth's Interior*. Cambridge UP, 1991
- [17] Chandrasekhar, S.: *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Clarendon, 1961
- [18] Coulomb, J., Jobert, G.: *Traité de Géophysique Interne*, tome I–II, Masson, 1973, 1976
- [19] Hargreaves, J.K.: *The Upper Atmosphere and Solar-Terrestrial Relations*. Van Nostrand Reinhold, 1979

Mutató

(A mutatóban a **vastag** számok az adott fogalom meghatározására, a *dőlt* számok pedig részletes diszkussziójára utalnak.)

3α -folyamat, 73

aberráció, 30

évi, 30

állandója, 30

napi, 30

planetáris, 30

abszolút fekete test, 20, 43

abszolút magnitúdó, 44

abszolút vonatkoztatási rendszer, 8, 110, 111

abszorpciós koeficiens, 18

Adams–Williamson-egyenlet, 125

adaptív optika, 27, 36

AGB, 47, 73–77

akkréció, 66, 99, 109, 133, 134, 144

akkréció-indukált kollapszus, 81

akkréciós korong, 66, 79–82, 107

akkréciós tölcser, 82

akondritok, 129

aktív galaxisok, 84, 99, 103–104

aktív optika, 27

Alfvén-diszkontinuitás, 193

Alfvén-sebesség, 64

Algol-paradoxon, 80

állapotegyenlet

csillaganyagé, 48

kozmológiai

nemrelativisztikus anyagé, 112, 115

relativisztikus anyagé, 115, 115

vákuumé, 114

3α -folyamat, 58

α -folyamatok, 58, 109

általános relativitás elve, 110, 111

általános relativitáselmélet, 110–111, 114
alapegyenletei, ld. Einstein-egyenletek, 111

ambipoláris diffúzió, 65

amorf galaxisok, 103

Androméda-köd, 88, 102

anémikus galaxiskorongok, 87, 88

annihiláció, 115, 117, 118

antenna, 26

antianyag, 116

antropikus elv, 118

Ap, Am csillagok, 42

apertúra, 26

árapálycsonkolás, 102

árapályfeszítés, 102

asszociációk, 62, 64, 65

aszimptotikus óriáság, ld. AGB

asztrodinamika, 12

asztrofizika, 12, 13

asztrometria, 12, 13

áthaladási idő, 91

átlagtér-közelítés, 92

átviteli függvény, 32

AU, ld. csillagászati egység

azimut, 28

baricentrikus dinamikai idő (BDT), 32

barionkeltés problémája, 118

barionos anyag, 9, 10–12, 38, 105, 112, 114

barna törpék, 11

BCD galaxisok, 103

BDT, 32

befagyás tétele, 169, 173

β -bomlás, 24, 55

inverz, 24

Big Bang, ld. Ősrobbanás, 112

bipoláris kiáramlások, 70, 82

bipoláris nyalábok, 99, 104

BL Lacertae objektumok, 104

blazárok, 104

bolométer, 25

bolometrikus korrekció, 33

Boltzmann-egyenlet, ütközésmentes, 93

Boltzmann-formula, 20

bolygók

adatai, 121

Föld-típusú, ld. közetbolygók

Jupiter-típusú, ld. gázbolygók

lapultsága, 120–122
 légköre, 131–132
 sűrűsége, 122
 tehetetlenségi nyomatéka, 120
 tömege, 120
 bolygórendszerek, 11, 12
 bolygórendszerek kialakulása, 68
 Bouguer törvénye, 36
 Boussinesq-approximáció, 146–147, 154,
 157, 158, 175
 Bremsstrahlung, ld. fékezési sugárzás
 bulge, ld. öböl
 Busse-féle dinamómodell, 175–182

 Cassegrain-távcső, 27
 CCD, 25–26
 cD galaxisok, 103
 CDM, 10, 105–106, 107, 109
 cefeidák, 88
 II. populációs, 74
 klasszikus, 74
 centrifugális zsilipmechanizmus, 82
 Chandrasekhar-féle határ, 55, 81
 Chile, 37
 ciklotronsugárzás, 19, 23
 CMB, ld. háttérsugárzás
 CNO-ciklus, 57, 69
 Compton-szórás, 23
 Coudé-távcső, 27
 csillagászat
 jelentősége, 13–14
 tagozódása, 12–13
 tárgya, 7
 csillagászati egység, 8
 csillagfoltok, 70
 csillaggáz, 91
 csillaghalmazok, 13, 45, 64, 65
 csillagképződési ráta, 64, 107–109
 csillagközi anyag, 38, 60–63, 87
 elliptikus galaxisokban, 97–98
 galaxiskorongokban, 98
 csillagközi buborékok, 61
 csillagközi felhők, 61, 62–63
 csillagközi por, 63
 csillagok, 11
 állapotjelzői, 38
 alrendszerei, 40
 kémiai összetétele, 38–40
 tömege, 11
 csillagpopulációk, 40
 I., 40, 45
 II., 40, 47, 108
 korong, 40, 108
 csillagrendés, 79
 csillagszél, 62, 68, 74, 102
 csillagtevékenység, 70–71
 csillagvihar, 66, 100, 102, 103
 csillagvihar-galaxisok, 103
 csóva, galaxisoké, 102
 Cyg X-1, 82

 D galaxisok, 103
 Darwin-formula, 120
 Debye-hossz, 23
 deklináció, 28
 detektor, 24
 deutériumégés, 11, 56, 68
 differenciáció, 134
 differenciális rotáció, 96
 diffúz anyag, 11, 12
 dinamikai sűrűlódás, 94, 103
 dinamómechanizmus, 70, 165–182
 dinóda, 25
 diszkontinuitás
 rotációs, 199
 tangenciális, 199
 diszlokációk, 143
 diszperzió, 24
 dobozpályák, 95
 Doppler-effektus, 85, 89
 Doppler-kiszéledés, 21

 e-folyamatok, 59
 effektív hőmérséklet, 21
 effektív rádiusz, 84, 86
 éggömb, 28
 égi egyenlítő, 28
 égi mechanika, 12
 Einstein–de Sitter modell, 89, 107, 112,
 112
 Einstein-egyenletek, 111, 115
 ekliptika, 29
 Ekman-réteg, 177, 182
 Ekman-szám, 176, 178

ekvivalens rádiusz, **84**, **86**
 elektromágneses spektrum, **15**
 elektromos drift, **202**, **208**
 elektronhőmérséklet, **21**
 elfajult anyag, **38**, *54–56*, **73**
 állapotegyenlete, **54**
 elliptikus galaxisok, **86**
 elnyelési függvény, **34**
 eloszlásfüggvény, **93**
 Elsässer-szám, **176**
 Első Fény, **105**, **109**
 emissziós koeficiens, **18**
 energia-impulzus tenzor, **111**, **114**
 energiamegmaradás, **110**, **111**
Ep galaxisok, **102**
 epicentrum, **123**
 epocha, **31**
 ϵ , **38**
 ergodelmélet, **92**
 erővonalkapcsolódás, ld. mágneses rekonnexió
 eseményhorizont, **10**
 excentricitás, **95**
 exponenciális korongok, **87**
 extinkció, **24**
 intersztelláris, **36**, **88**
 légköri, **36**
 extinkciós koeficiens, **18**
 extragalaktikus csillagászat, **13**

 Faber–Jackson reláció, **86**, **89**
 [Fe/H] index, **40**
 fehér törpék, **12**, **14**, **38**, **44**, **46**, *54–55*,
 76–77, **80–81**
 színképe, **43**, **77**
 fekete lyukak, **10**, **12**, **79**, **82**
 galaxisok központjában, *98–99*, **103**
 feketesugárzás, **20**
 fékezési sugárzás, **19**, *22*
 termikus, **22**
 felhőközi anyag, *61–62*
 felhőmagok, **63**, **64–66**
 fémek, **39**
 fémvonalas csillagok, **42**
 fény-idő effektus, **31**
 fényelnyelés, ld. extinkció
 fényerő, **27**
 fényességi hőmérséklet, **21**
 fényév, **8**
 fényszennyezés, **36**
 fénytörés, ld. refrakció
 flaring, ld. villogás
 flerek, **70**, **100**, **184**, **185**, **188**
 flerplazma, **199**
 flickering, ld. lobogás
 flokkulens spirálszerkezet, **87**, **88**, **98**
 fluktuációk
 háttérsugárzásé, ld. háttérsugárzás, fluktuációi
 kozmológiai, *117*
 spektrumuk, **117**, *118*
 fluxus, sugárzási, **17**, **32**
 fókusz-távolság, **27**
 foltinterferometria, **37**
 folyó luminozitás, **52**
 folyó tömeg, **50**
 forró folt, **80**
 forró sötét anyag, ld. HDM
 forró szubtörpék, **76**
 fotodezintegrációs átrendeződések, **58**
 fotoelektron-sokszorozó, ld. PM-cső
 fotografikus emulzió, **24**, **33**
 fotokonduktív cellák, **25**
 fotometriai sávok, **32**
 fotoszféra, **38**
 főcsatorna, **57**
 Föld
 mágneses tere, *159–164*, **171**, **183–188**,
 194–213
 szerkezete, *124*
 földkéreg, **124**, **127**
 földköpeny, **124**, *127–130*, **150**, **157**, **158**,
 177
 viszkozitása, **144**, **157**
 földmag, **124**, *128–131*, **171**, **175**, **176**, **182**
 belső, **124**
 külső, **124**
 földrengések, **122**
 földrengéshullámok, *122–127*, **143**
 longitudinális, **122**
 primer (P), **123**
 szekunder (S), **123**
 transzverzális, **122**
 földtömeg, **8**

fősorozat, **44**, 53, 57, 71
 nulla korú, ld. ZAMS
 Freeman törvénye, **87**
 Friedmann-egyenlet, **112**
 fundamentális katalógus, **31**
 fundamentális koordinátarendszer, *31–32*

 galaktikus kannibalizmus, **103**
 galaktikus csillagászat, **12**
 galaktikus szél, 102, 109
 galaxiscsoportok, **11**, 12
 galaxishalmaz, 103
 galaxishalmazok, **11**, 13, 85, 89, 98
 galaxiskor, 115–117
 galaxiskorongok, 107
 galaxisnukleuszok, **84**, *98–99*
 többszörös, 103
 galaxisok, **11**, 13
 elliptikus, *86*, 102, 104, 108, 109
 dobozos, **86**
 korongos, **86**
 óriás, 86
 törpe, 86, 87, 102
 fejlődése, *104–109*
 fényessége, *84*
 kinematikája, *85*
 koronája, **97**
 korrelációs függvénye, **106**
 kölcsonhatása, *99*, *102–103*
 luminozitási függvénye, 84
 luminozitási osztályai, **88**
 magja, 84
 mérete, *84*, 102
 morfológiája, *85–87*
 osztályozása, *87–88*
 pekuliáris, 95
 szabálytalan, **86**, 103
 törpe, 102
 színindexe, 88
 színképe, *84*, 88
 távolsága, *88–90*
 tömeg–fény aránya, *85*, 88
 tömege, 85
 törpe szferoidális, 107, 109
 galaxisok kora, 104
 Galilei, 13
 gammaviharok, *82*
 lágy, **82**
 gázbolygók, **122**, *135–136*
 geosztrofikus áramlás, **177**, 180, 182
 geosztrofikus egyenlet, **177**
 gerjesztési hőmérséklet, **21**
 giromágneses sugárzás, 19, *22–23*
 giroszinkrotron sugárzás, 19, **23**
 globulák, **63**
 gluonok, 116
 gömbhalmazok, **47**, 94
 görbületi drift, **206**, 207, 210
 görbületi tenzor, 111
 gradiensdrift, **206**, 207, 210
 gravitációelmélet, 110, 114
 gravitációs lencsehatás, **37**
 gyenge mértékbozonok, 116
 gyűrűáram, **211**
 gyűrűgalaxisok, **103**
 gyűrűpályák, **95**

 hadronkor, 116
 hadronok, 116
 halmazképződés korszaka, **108**, 109
 halmazközeg, **98**, 109
 halo, galaxisoké, **86**, 109
 Harkins-szabály, **39**
 háttérsugárzás, **9**, 105, 116
 fluktuációi, 104, 109, 113, 117
 Hawaii, 37
 HdC csillagok, **43**
 HDM, **105**
 He-flash, ld. héliummag-villám
 He-shell flash, ld. héliumhéj-villám
 helikoidális áramlás, **173**
 helioszféra, **71**
 héliumbőség, **116**
 héliumégés, **58**, 72
 héliumhéj-villám, **73**
 héliummag-villám, 73, 81
 Hertzsprung–Russell diagram (HRD), *44–47*, 71–77
 gömbhalmazoké, *47*
 nyílthalmazoké, *45–47*
 Hertzsprung-úr, **46**, 72
 H I felhők, **62**, 99
 híd, galaxisok között, 102
 hideg sötét anyag, ld. CDM , ld. CDM

hidrogénfúzió, 56–58, 71
hierarchikus halmozódás, **105**, 107
Higgs-tér, 118
H II régiók, 63, 65, 86, 98, 102, 103
 intergalaktikus, **103**
hipernóva, 83
hipocentrum, **123**
HIPPARCOS műhold, 31, 32, 88
Hold, 122, 135
Holmberg-rádiusz, **84**, 85, 87
horizont, **28**
 kozmológiai, **117**, 118
horizontális ág (HB), **47**, 53, 73
horizontprobléma, 117
hőmérsékletfajták, 21
hőmérsékleti sugárzás, 19–22, 78
hőmérsékletinverzió, 35
Hubble-diagram, 87–88
Hubble-effektus, **89**
Hubble-idő, **112**
Hubble-konstans, 110, 112
Hubble-törvény, **89**, 90
Hugoniot-görbék, **131**
hurokpályák, **95**, 98
hülési függvény, **60**, 61, 106
hűlőáram, 103
hűlőáramok, **98**
Hyadok, 46
I0 galaxisok, ld. pekuliáris galaxisok
IAU, 32
ICRF, ICRS, 32
Im galaxisok, ld. galaxisok, szabálytalan
indukált csillagképződés, **66**
inerciarendszer kitűzése, 31
inklináció, **95**
instabilitási sáv, **74**
intenzitás, **15**
intergalaktikus anyag, 11, 98, 106, 114
intersztelláris anyag, ld. csillagközi anyag-

inverz Compton-szórás, 22
ionizációs hőmérséklet, **21**
ionoszféra, **182**, 188
izofóta, **84**, 86
JD, ld. Julián-dátum

Julián-dátum (JD), **29**
julián-év, 7
Julián-évek, **29**, 31
Jupiter, 122, 135, 164, 171

Kanári-szigetek, 37
 κ -mechanizmus, 74
katakizmikus változók, 80–81
kék kompakt törpegalaxisok, ld. BCD gala-
 xisok
Kelvin–Helmholtz időskála, **50**, 55, 66–
 69, 73, 75, 78
Kepler-pálya, 122
késői típusú galaxisok, **87**
késői típusú színeképek, 41
kettős héjégés, 73, 77
kettőscsillagok, **11**, 12
 fedési, **43**
 keletkezése, 68
 szoros, 79–82
 vizuális, **43**
keveredéshossz-elmélet, 54
kezdeti tömegfüggvény (IMF), 69–70
 Salpeter-féle, **69**
kiloparszek (kpc), 8
kinetikus hőmérséklet, **21**
King-eloszlás, **94**
Kirchhoff törvénye, **20**, 21
kisbolygók, 133
kollektív módusok, 91, 96, 98
kompakt galaxisok, **86**
kompakt objektumok, **12**, 38
kompaktifikáció, 118
kompressziómodulus, **124**
kondritok, **129**
 szenes, 129–130
kondukción front, **62**
kontakt diszkontinuitás, **193**
kontinensvándorlás, ld. lemeztektonika
kontinuum, **22**
koordinált világidő, ld. UTC
koordinátarendszer
 azimutális, 28, 29
 baricentrikus, 28, 29
 ekliptikai, 28–30
 galaktikus, 28, 29
 geocentrikus, 28, 29

horizontális, 28
 I. ekvatoriális, 28, 29
 II. ekvatoriális, 28–30
 szupergalaktikus, 28, 29
 topocentrikus, 28, 29
 korai típusú galaxisok, **87**
 korai típusú színeképek, 41
 koronggalaxisok, **85**, 87
 törpe, 102
 koronghajtású rendszerek, **80**, 82
 ködök, **63**
 emissziós, **63**
 planetáris, 63, **76**
 reflexiós, **63**
 sötét, **63**
 kozmikus elemgyakoriság, *38–39*, 56
 kozmikus mikrohullámú háttér (CMB), ld. háttér-
 társugárzás
 kozmikus sugarak, 13, **15**, 22, 24, 59–61,
 106
 kozmikus szálak, 10
 kozmogónia, **13**
 kozmológia, 12, **13**, *110–119*
 alapegyenletei, **111**
 értelmezésük, **112**
 állandó állapotú, **110**
 inflációs, *118–119*
 klasszikus
 problémái, 117–118
 Λ CDM, **119**
 nemstandard, *114–115*
 standard, **111**, *110–114*, 116, 119
 standard CDM, **119**
 kozmológiai elv, **110**, 111
 perfekt, **110**
 kozmológiai konstans, 89, **111**, *114–115*
 problémája, **115**, *119*
 kozmológiai tesztek, **113**
 könnyűfémek, 38, 59
 közepes hely, **31**
 közepes katalógus hely, **31**
 középnap, **7**, 29
 standard, **7**, 29
 közetbolygók, **122**, *134–135*
 kritikus sűrűség, **113**
 kromoszféra, 61, **71**
 küllő, **86**, 96
 kvark-gluon plazma, 116
 kvarkbezárás, 116
 kvarkkor, 116, 118
 kvarkok, 116, 118
 kvazárkorszak, *107–109*
 kvazárok, 89, **104**, 108
 kváziperiodikus oszcillációk (QPO), 82
 kvázisztelláris források, ld. kvazárok
 kvázisztelláris objektumok, ld. kvazárok
 kvázisztelláris rádióforrások, ld. kvazárok
 Lacertidák, **104**
 lágy galaktikus röntgenháttér, 60, **62**
 Λ , ld. kozmológiai konstans
 Λ CDM-kozmológia, 119
 Landau-csillapodás, **91**, 96
 laposság problémája, *117*
 látszó hely, **30**
 Ledoux-kritérium, **53**
 lefordulási pont, **46**, 47
 lemeztektika, *136–143*, 157
 lencse, galaxisokban, **87**
 lentikuláris galaxisok, ld. lentikuláris gala-
 xisok
 leptonkor, 116
 letörési rádiusz, **84**
 LINER-ek, **104**
 litoszféra, **144**
 lobogás, **80**
 Lokális Buborék, **62**, 102
 Lokális Csoport, **11**, 88, *102*
 Lokális Felhő, **62**
 Lokális Szuperhalmaz, ld. Virgo Szuper-
 halmaz
 lokális termodinamikai egyensúly, ld. LTE
 lökéshullámok, **194**
 bolygóközi, **186**, 191, 195, 199, 213
 csillagközi, 61, 96, 98, 103, 108
 LTE, **21**, 24, 35
 luminozitás, **12**
 luminozitási osztályok, **42**
 M31, ld. Androméda-köd
 M33, 102
 Madau-féle ábra, 108

magasság, **28**
Magellán-felhők, 88, 102
mágikus atommagok, 39, 58
mágneses deklináció, **161**
mágneses diffuzivitás, **166**
mágneses fékeződés, **71**
mágneses inklináció, **161**
mágneses nyomás, **190**, 194
mágneses rekonnexió, 70, 200
mágneses Reynolds-szám, **167**, 173, 182
mágneses vihar, **184**, 199, *212*
magnetárok, **82**
magnetopauza, **186**, 194, 195, 197, 198, 213
magnetoszféra
 Földé, *183–213*
 Jupiteré, *213–214*
magnitúdó
 abszolút, **34**
 bolometrikus, **33**
 látszó, **33**
magnitúdóskála, *32–34*
magrádiusz, **84**
magreakciók
 csillagokban, *56–59*
 sugárzási korban, 113
maradványsugárzás, ld. háttérsugárzás
Mars, 131, *135*, *159*, 164
másodlagos csillagképződés, **65**
Megaparszek (Mpc), 8
menetidőgörbék, *123–124*
meridián, **29**
Merkur, *135*, 164
Metagalaxis, 8, 110
meteoritok, *129–130*, 132, 133
meteorok, 133
metrikus tenzor, 111, 114
mézeremisszió, 70
Mezopotámia, 13
Mira változók, 74
MK-rendszer, **42**
molekulafelhők, 59, *63*, 64–66, 98
 óriás (GMC), **63**, 64, 98, 100
 törpe (DMC), **63**, 64
morfológia–sűrűség reláció, **102**
Morgan-féle osztályozás, galaxisoké, 88
 μ , **84**
N galaxisok, **103**
nadir, **28**
Nap
 fotoszférája, 130, 131, 133
 környezete, *100*
 mágneses ciklusa, 70
 oszcillációi, **75**
 színképtípusa, 42
napfizika, 13
napfoltok, 70
napkorona, 61, **71**, 185
napneutrínó-probléma, 57
Naprendszer, 11
napszél, 13, **15**, 24, **71**, 183, 185, 186, 194, 195, 197, 199, 213
naptevékenység, *70–71*
naptömeg, 7, **7**
Nemzetközi Csillagászati Unió, ld. IAU
neonégés, **58**
Neptunusz, 131, 135, 164
neutrínók, 9, 15, 24, 57, 105
neutronbefogás, **58**
neutroncsillagok, 12, 14, 38, *55–56*, 79, 81–83
Newton, 14
nóvák, **80**
nóvakitörések, 81
nóvaszerű változók, **81**
nukleáris egyensúly (NE), **48**, 58
nukleosintézis, ld. magreakciók
nutáció, **30**
nyílthalmazok, **45**, 62
 kora, 46
nyomási kiszélesedés, 41
objektív, 27
objektív prizma, **27**
OH/IR objektumok, 76
 Ω , 89, **113**, *117*, 118, 119
opacitás, **18**, 24, 51
optikai mélység, **18**
optikai vastagság, **18**, 66
óraszög, **28**
orbit, **95**
óriás üregek, **11**
óriáság, **44**, 46
óriáscsillagok, **42**, 44, 53, 59

óriásgalaxisok, **84**, 85, 99, 103
 Orion óriás molekulafelhő, 102
 Orion-kar, 100
 oxigénégés, **58**
 öböl, **86**, 87
 Ősrobbanás, 110, **112**, 115, 119

p-folyamat, **59**
p-p ciklus, **56**
 pályamozgás, **31**
 parallaxis, 30
 évi, **30**
 napi, **30**
 trigonometrikus, **30**
 párkeltés, 115, 118
 parszek, 30
 parszek (pc), **8**
 pekuliáris galaxisok, **103**
 Perseus-kar, 100
 photomultiplier, ld. PM-cső
 pillangópályák, **95**
 pirolit, **128**
 Planck-függvény, **19**
 Planck-hossz, 115, 119
 Planck-idő, 115
 Planck-törvény, 43
 planetáris testek, **11**, 12, 38
 planetológia, 7, 13
 plazmaemisszió, 19, 23
 plazmafrekvencia, **23**
 plerionok, **78**
 PM-cső, 25
 Pogson-képlet, **32**
 polárgyűrű, **102**
 Prandtl-szám, **149**
 precesszió, 30–31, 122
 általános, **30**
 preferenciális galaxisképződés, **106**
 preszoláris köd, **133**
 primér elemek, **57**
 proporcionális számláló, 26
 protocsillag, 66–68
 protogalaxisok, 106, 107
 pulzációs instabilitás, 74
 pulzáló változócsillagok, **74**
 pulzárok, 78–79
 milliszekundumos, **82**
 röntgen, **82**
 QSO-k, ld. kvazárok
 QSR-ek, ld. kvazárok
 QSS-ek, ld. kvazárok

r-folyamat, **59**
 rádiógalaxisok, 104
 ráfordulási pont, **45**
 Rák-köd, 78
 Rayleigh–Bénard probléma, 147–153, 155
 Rayleigh-Jeans közelítés, **19**, 21, 22
 Rayleigh-szám, **149**, 151, 153, 155, 156,
 158
 földköpenyé, 152
 kritikus, 151
 reflexió, 24
 refrakció, 24
 légköri, 36
 rejtett tömeg, ld. sötét anyag, 85, 114
 rektaszcenzió, **28**
 relaxáció
 ütközéses, 94
 violens, 92, 93–94, 102, 108
 Reynolds-szám, **154**
 ρ Ophiuchi-komplexum, 100
 Roche-felület, 79
 Roche-lebeny, **79**
 Roche-térfogat, **79**
 Rossby-szám, **176**
 Rosseland-féle átlagos opacitás, **52**
 rotációs diszkontinuitás, **193**
 Römer, Olaf, 14
 röntgenkettősök, 81–82
 röntgentranziensek, 82
 röntgenviharok, **81**
 RR Lyrae csillagok, **74**

 S0 galaxisok, **85**, 86, 102, 108, 109
 Sagittarius–Carina-kar, 100
 Saha-formula, **20**
 sajátmozgás, 31, 32
 sarki fény, 213
 Schmidt-távcső, 27
 Schwarzschild-kritérium, **54**, 69
 sebességdifúzió, **94**
 seeing, **27**, **36**
 Seyfert-galaxisok, 103–104

SFR, ld. csillagképződési ráta
 skálafaktor, **111**, 113
 Skorpió–Kentaur asszociáció, 62, 100
 Snell-törvény, 123
 sokaság, 92
 sötét anyag, **10**, 105
 sötét felhőkomplexumok, **63**
 sötét halo, 85, 98, 99, 109
 Sötét Kor, 104–109
 speckle-interferometria, ld. foltinterfero-
 metria
 spektrálindeks, **23**, 35
 spektrográf, **27**
 spektrum, ld. színkép
 spirálgalaxisok, **86**, 102, 103, 109
 óriás, 107
 spirálkarok, 61, 98
 spirálszerkezet, 96–97
 kvázistacionárius, **97**
 nemstacionárius, **97**
 Spitzer–Schwartzschild mechanizmus, **98**
 SS 433, 82
 starburst, ld. csillagvihar
 Stefan-Boltzmann konstans, **19**
 Stefan-Boltzmann törvény, **19**
 Stonehenge, 13
 struktúráképződés, 113
 sugárnyomás, 24, 48
 sugárzási fluxus, **17**, 32
 sugárzási hőmérséklet, **21**
 sugárzási korszak, 115, 116
 sugárzási övek, ld. van Allen övek
 sűrűség hullám, 96–98
 szabadesési időskála, **50**
 Szaturnusz, 122, 135, 164, 171
 szcintilláció, **36**
 szeizmikus hullámok, ld. földrengéshullá-
 mok
 szekundér elemek, **57**
 szélhajtású rendszerek, **80**, 82
 széncsillagok, **43**
 szénégés, **58**
 szénvillám, **81**
 szférikus csillagászat, **12**, 27–32
 szferoid, galaxisoké, **86**, 107
 szikrakamra, 26
 szilárdtest képdetektorok, 25
 szilíciumégés, **58**
 szín–fényesség diagram (ld. még Hertzsprung–Russell diagram), **44**
 színhőmérséklet, **21**
 színindex, **34**, 43, 44
 színekép, 35
 csillagoké, 35
 ködöké, 35
 színeképelemzés, 13
 színeképosztályok, 41–42
 színeképtípus, 41, 43, 44
 színeképvonalak, **22**
 abszorpciós, **22**, **35**
 emissziós, **22**, **35**
 profilja, 35
 tiltott, **22**
 szinkrotronsugárzás, 19, **23**, 78
 szórás, **23**
 inkoherens, **23**
 koherens, **23**
 szigorúan koherens, **23**
 sztellárasztronómia, **12**
 sztellárdinamika, 90–99
 sztellárkinematika, **90**
 sztellárstatisztika, **90**
 sztochasztikus önterjedő csillagképződés,
 98, 100
 szubadiabatikus rétegződés, **54**
 szubdukció, **141**
 szubóriás ág (SB), **46**, 72
 szubóriások, **42**, 72
 szubtörpék, **42**, 44, 53
 szuperadiabatikus rétegződés, **54**
 szuperbuborékok, 62
 szuperhalmazok, **11**, 13
 szuperhúr-elméletek, 118
 szuperkompakt objektumok, **12**
 szupernóvák, 48, 59, 61, 62, 65, 97, 102,
 106, 108, 133
 I. típusú, 81, 89, 109
 II. típusú, 77–78, 109
 szupernóvamaradványok, 63, 78
 szuperóriás galaxisok, **84**, 103
 szuperóriások, **42**
 szuperszél, 76
 születésvonal, **68**

T Tauri csillagok, **70**
 tangenciális diszkontinuitás, **193**, 194
 tavaszpont, **29**
 távcsövek, *26–27*
 technécium, 43
 Tejútrendszer, **11**, 40, 60, 62, 63, 66, 88,
 99–102
 fősíkjá, 11
 középpontja, 88
 központja, 99
 küllője, 99
 spirálkarjai, 100
 vastag korong, 100
 teremtés, **119**
 téridő, 119
 geometriája, 111, 113
 görbült, 111
 Minkowski-féle, 110, 114
 tízdimenziós, 118
 termális pulzus, **73**, 76
 termikus egyensúly (TE), 19–21, 35, 48
 termikus konvekció
 bolygókban, *136–159*, 165, 175, 177,
 180
 csillagokban, *53–54*, 68–69
 Napban, 159
 termikus sugárzás, ld. hőmérsékleti sugár-
 zás
 Tharsis régió, 159
 Thomson-szórás, **23**
 toroidális mágneses tér, 173
 töltéscsatolt eszköz, ld. CCD
 tömeg-fényesség reláció, *43–44*, 45
 tömegszegregáció, **94**
 törpecsillagok, **42**
 törpegalaxisok, **84**, 107
 törpenóvák, **81**
 trajektória, **95**
 trigonometrikus parallaxis, 88
 Tully–Fisher reláció, **89**
 tükörpont, **210**
 UBV-rendszer, **32**
 újrafűtés, **106**, 109
 Univerzum
 fogalma, **119**
 forró, *115–117*
 hőmérséklete, **115**
 kémiai összetétele, 114
 kora, 110, 112
 korszakai, *115–117*
 régmúltja, *117–119*
 sugara, ld. skálafaktor, **111**
 Univerzum tágulása, 89
 Uránusz, 131, 135, 164
 uszály, magnetoszféráé, 186, 198, 199, 212
 UTC, **29**
 üregsugárzás, **20**
 üstökösök, 133
 ütközés, sztellárodinamikai, **91**
 vákuumenergia, *114–115*, 118
 vákuumfluktuáció, 119
 valódi abszorpció, **23**
 valódi hely, **30**
 van Allen-övek, **207**, 212
 Jupiteré, 214
 van den Bergh-féle luminozitási osztályo-
 zás, **88**
 vasmeteoritok, **129**
 vastag korong, **87**
 Vénusz, 122, 131, *135*, 164
 villogás, 82
 Virgo halmaz, **11**
 Virgo Szuperhalmaz, **11**
 virializáció, 108
 Vlaszov-egyenlet, 93
 VLBI, 31, 36
 Vogt–Russell tétel, **53**, 54
 vonalas színekép, *22*
 vörös óriáság (RGB), **46**, 72
 vörös óriások, 72
 pekuliáris, **42**
 vöröseltolódás, 89
 vulkanizmus, 127
 Weber–Fechner-féle pszichofizikai törvény,
 33
 Wien-féle eltolódási törvény, **19**, 104
 Wien-féle hőmérséklet, **21**
 Wien-közelítés, **19**
 wimpek, 105
 Wolf–Rayet csillagok, **78**
 wuonkor, 116

wuonok, 116

X, Y, Z , 39

ZAMS, **45**, 74, 77

Zeldovics-spektrum, 118

zenit, **28**

zéró-határfeltételek, **53**