

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Galaxisok	3
2.1. Galaxisok osztályozása	3
2.2. Spirálgalaxisok, spirálstruktúra	5
3. A Tejútrendszer morfológiája	20
3.1. A korong komponensek	22
3.2. A csillagközi anyag	24
3.3. A szferoid komponensek	25
3.4. Egyéb összetevők	27
4. Galaxisunk spirálszerkezete	28
4.1. Távmérségmérés	29
4.2. A Tejútrendszer spirálszerkezetének vizsgálati módszerei	33
4.3. A nyílthalmazok és a cefeidák galaktikus eloszlása	39
5. Galaxisunk szerkezetének megfigyelése	44
6. Összefoglalás	52
7. Köszönetnyilvánítás	53
8. Irodalomjegyzék	54

1. Bevezetés

A Tejútrendszer az a galaxis, amely Naprendszerünkkel együtt kb. 200 milliárd csillag „otthona”, valamint halmazok és ködök ezreit tartalmazza. Neve abból ered, hogy a sötét éjszakákon egy fényes sávként látszik a fejünk felett. Galilei nézte meg először távcsővel és rámutatott arra, hogy ez a fényes sáv csillagokból áll. Azóta tudjuk, hogy amit látunk galaxisunk korongja az éléről nézve.

Tejútrendszerünk egy spirális galaxis, így lapos korongnak látszik. Napunk a korongban, az egyik spirálkarban helyezkedik el, kb. 8 kpc távolságra a centrumtól. A Tejútrendszer korongjában koncentrálódik galaxisunk por- és gázanyagának legnagyobb része, ezért az eltakarja előlünk galaxisunk nagy részét. Ezen kívül még megnehezíti a spirális struktúra kimutatását, hogy csak éléről láthatunk rá Tejútrendszerünkre.

Dolgozatomban a galaxisok, ezen belül is különösen a spirálgalaxisok tulajdonságai és a velük foglalkozó elméletek, valamint a Tejútrendszer szerkezetének áttekintése után bemutatom azokat a módszereket, amelyekkel meghatározható galaxisunk spirálszerkezete. Az ún. spirálkar-indikátorok közül a nyílthalmazok és a cefeidák legfrissebb adatait összegyűjtve megvizsgáltam tejútrendszerbeli eloszlásukat.

Végezetül az utolsó fejezetben azt részletezem, hogy Tejútrendszerünk tárgyalt jellemzőiből mit és hogyan lehet bemutatni és megfigyelni egy középiskolai óra kiegészítéseként esetleg egy csillagászati szakkör gyakorlati foglalkozásai során.

2. Galaxisok

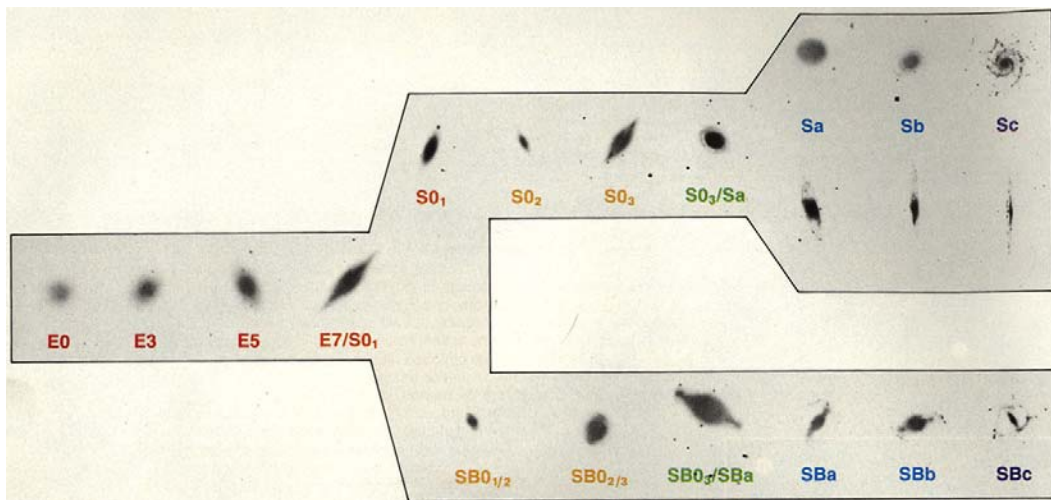
A galaxisok csillagok és csillagközi anyag összessége, amelyeket a gravitációs erő tart együtt.

Ebben a fejezetben röviden áttekintem, hogy milyen galaxistípusok léteznek, majd ezeken a típusokon belül részletesen elemzem a spirális galaxisok jellemzőit és röviden bemutatom a spirális struktúra kialakulásával foglalkozó elméleteket.

2.1. Galaxisok osztályozása

Ha csak néhány galaxist is megnézünk, könnyen észrevehetjük, hogy nem látunk rá mindegyik galaxis lapjára, hanem síkjaik különböző szögekkel hajlanak a látóirányunkra. Vannak olyanok, amelyeket éppen az élükéről látunk. Ezenkívül még egy nagyon szembe-tűnő tulajdonságukat figyelhetjük meg: nagyon változatos a külső megjelenésük. Vannak egészen szimmetrikus felépítésűek és vannak egészen szabálytalanok; vannak olyanok, amelyekben a csillagok eloszlása látszólag homogén és vannak, amelyekben bizonyos forma, spirálstruktúra fedezhető fel.

A galaxisok első osztályozása **Edwin Hubble** nevéhez fűződik. A galaxisok osztályo-



1. ábra. A Hubble-féle osztályozás. (George Lake)

zása kizárólag a külső megjelenésük szerint történik. Hubble nagyon alapos és általános

vizsgálatot végzett az extragalaktikus „ködökre”, ez alapján dolgozta ki osztályozását. Ma is ez a legelterjedtebb, legismertebb osztályozása a galaxisoknak.

Hubble négy nagy csoportba osztotta a galaxisokat, amelyeket a következőképpen jelölt:

E: elliptikus;

S, SB: a normál, valamint küllős spirál;

Irr: szabálytalan alakúak.

Az utolsó csoport kivételével a galaxisok alakja nagyrészt szimmetrikus. Némely elliptikus galaxis csaknem teljesen kereknek látszik. Ezt túl gyakran találta Hubble ahhoz, hogy véletlen legyen, ezért arra következtetett, hogy vannak teljesen gömbszimmetrikus galaxisok is. Némely elliptikus galaxis viszont egészen elnyúlt alakú.

Az elliptikus galaxisok a látszó alakjukon kívül alig különböznek egymástól. Az azonos lapultságú galaxisokra közel azonos fényességeloszlás jellemző. Hubble így az elliptikus galaxisokat lapultság alapján osztotta fel kisebb alcsoportokra. Ezt az *E* betű után egy szám jelzi, amely egyenlő a lapultság tízszeresével. Tehát ha *a* és *b* az ellipszis nagy-, illetve kistengelye, akkor a lapultság $\frac{a-b}{a}$. Ez alapján az *E0* csoportba tartozó teljes kereknek látszik. Érdekes, hogy *E7*-nél lapultabb galaxist nem ismerünk.

A spirálgalaxisokat nem lehet a lapultságuk alapján osztályozni, sokuk korong alakú, míg némelyik egy elliptikus galaxisra emlékeztet közepén egy kidudorodással. Hubble az osztályozás egyik kritériumaként a mag kiemelkedését és a spirális korong relatív méretét adta meg. Ezenkívül még a karok bonyolultsága, illetve a különböző kisebb egységekre való szétbomlásuk, valamint a karok feltekeredése a további kritériumok. Ezen kritériumok között nincs túl éles átmenet, de két alapvető alcsoportot mégis megkülönböztethetünk a spirálgalaxisokon belül. Vannak ún. „normál” spirálok és küllős spirálok, amelyeknél a spirálkarok a küllők végéről indulnak ki. Hubble ezeket két párhuzamosan lévő sorozatba rendezte, amelyekre a következő jelölést használjuk: *S* illetve *SB*, amelyen belül három alcsoport van.

A Hubble-szekvencia közepén átmeneti objektumok találhatóak, amelyeket lentikuláris (lencse) galaxisoknak hívunk és *S0* (normál lencse) illetve *SB0*-val (küllős lencse) jelölik. Ezeknek is három alcsoportja van.

A Hubble féle osztályozás illusztrációját „Hubble-féle hangvillának” szokták hívni, amely az 1. ábrán látható. Hubble idején ezt az osztályozást fejlődési útvonalnak is gon-

dolták, ezért szokás a „hangvilla” bal oldalán lévő galaxisokat korai, a jobb oldaliakat kései galaxisoknak is hívni. Ma már tudjuk, hogy nincsen semmi kapcsolat az osztályozás és a fejlődés között.

Később mások finomították az osztályozást, illetve más alapokon is klasszifikálták a galaxisokat. Többek között de Vaucouleurs, Körmendy, Elmegreen és Elmegreen munkái a legjelentősebbek ezen a téren.

2.2. Spirálgalaxisok, spirálstruktúra

Mivel Tejútrendszerünk egy spirális galaxis, most ismerkedjünk meg általánosan a spirálgalaxisokkal, azok fajtáival, valamint a spirálszerkezet kialakulására és fennmaradására vonatkozó elméletekkel.

A spirálstruktúra nagyon változatosan van jelen a spirálgalaxisokban, amely a karok számában, felcsavarodásuk szorosságában, a csillagok és a gáz, por eloszlásában, a küllő létezésében vagy hiányában, valamint a felületi fényesség különbségében mutatkozhat meg. A spirálgalaxisok egyik fajtája a **globális spirálok**. Ezek általában két nagyon szimmetrikus és jól meghatározott karral rendelkeznek. A legismertebb ilyen fajta spirális galaxis az M51 (NGC 5194), amelyet Örvény-ködnek (2. ábra) is hívnak. Az M51-nek van egy kísérő társa (NGC 5195), amely az egyik spirálkar végénél található.

Azonban nem minden spirális galaxis globális. Például az M101 (3. ábra) négy karral, míg az NGC 2841 (4. ábra) részleges karfragmentumok sorozatával rendelkezik. Az olyan galaxisokat, mint az NGC 2841, amelyeknek nincs jól meghatározott, jelentős szög-távolságon keresztül nyomonkövethető spirálkarjaik, **flokkulens spirálok**nak hívjuk. A spirális galaxisoknak csak 10%-a globális, másik 60%-a többkarú és a maradék 30% flokkulens.

Sok galaxisnak van **küllője**, amely keresztülhalad a galaxis centrumán és a küllők végéről erednek a spirálkarok. A spirális galaxisok egyharmada erősen küllős, másik egyharmaduk mutat átmenetet a valóban küllős és a normális között. A mi galaxisunk is tartalmaz küllőszerű struktúrát a centrumához közel.

A feltűnő karjaikon kívül a spirálok bonyolult és szövevényes jellegzetességek egész sorát mutatják. Bizonyos galaxisok olyan spirálkarokkal rendelkeznek, amelyek végigkövethetőek egészen a centrumig. Bizonyos galaxisok spirálkarjai viszont egy belső körön belül véget érnek. Speciális megnevezések segítenek osztályozni ezeket a rendszereket,



2. ábra. Az M51 (Örvény-köd) és kísérője az NGC 5195 galaxisok. (Adam Block/NOAO/AURA/NSF)

amelynek alapja az előző pontban említett Hubble-szekvencia. Az M101 (3. ábra) az első csoporthoz tartozik (nyomonkövethető karokkal) és Sc(s)I-gyel jelölt csoportba tartozik, ahol (s) jelöli, hogy a centrumig "bemegy" a spirál. Másrészt az NGC 7096 (5. ábra) és az M81 (6. ábra) a második csoportba tartozó galaxisok, amelyeket sorrendben Sa(r)I és Sb(r)II-val jelölt csoporthoz osztályozzák, ahol az (r) jelzi a belső kör (tartomány) létezését. A galaxisoknak lehet felismerhető, külső gyűrűje is. Egy példa erre a Hoag objektum (7. ábra), osztályozásában egy R előtag jelöli a külső gyűrűt.

A spirális galaxisok optikai képein dominánsak a karok. Ez azért van, mert nagy luminozitású, O, B színképtípusú fősorozati csillagokat és HII régiókat találhatunk bennük. Mivel a nagytömegű OB csillagok viszonylag rövid életűek a galaxisokra jellemző rotációs periódushoz képest, így a spirálstruktúrának az aktív csillagkeletkezési területeknek kell megfelelnie. (Például az OB csillagok kora rendszerint 10 millió év, míg a Tejútrendszerben a Nap körüli csillagok keringési periódusa 230 millió év.)

A különféle képek körültekintő vizsgálata felfedi, hogy szemmel láthatóan porsávok vannak a spirálkarokban: az M51 (2. ábra) különösen jó példa erre. A 21cm-es HI sugárzás megfigyelése azt mutatja, hogy a gázfelhők a karok belső régióihoz közel gyakorib-



3. ábra. Az M 101 galaxis. (Csák B., Sárneczky K. és Szabó Gy., Calar Alto)

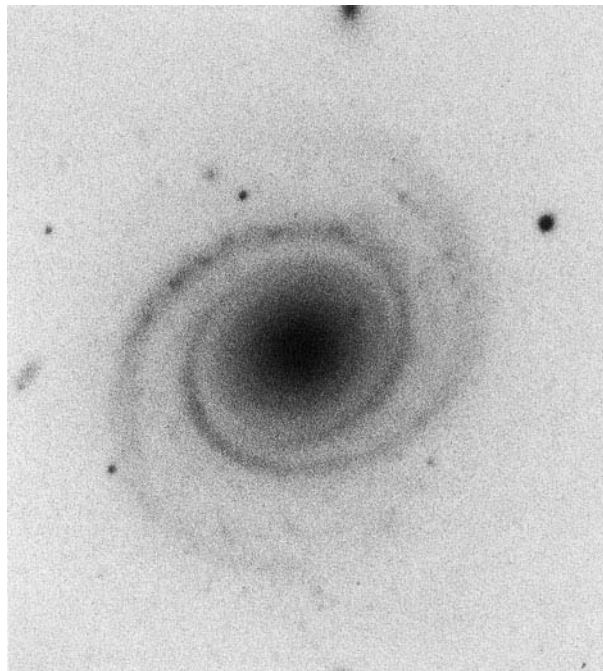
bak.

Ha egy spirális galaxist vörös fényben figyelünk meg, a karok sokkal szélesebbé és kevésbé hangsúlyozottá válnak, habár még mindig detektálhatóak. Mivel a vörös hullámhosszú mérések kiemelik a hosszú életű, kistömegű csillagok, valamint a vörös óriások sugárzását, ez arra utal, hogy a korong tömegében túlsúlyban vannak az öreg csillagok. Azonban a spirálkarok között található kis tömegű csillagok dominanciája dacára a megfigyelések azt mutatják, hogy még nagyobb az öregebb csillagok számsűrűsége a spirálkarokon belül.

Ha egy spirális galaxist nézünk, azt gondolnánk, hogy a spirálkarok végei a rotáció irányával ellentétes irányba mutatnak, azaz olyanok, mintha a rotáció feltekerné őket. Ezeket a spirálkarokat **vezető spirálkaroknak** (8. ábra, bal oldal) nevezzük. Pedig vannak olyanok, amelyek a galaxis rotációjának irányával ellentétesen tekerednek, ezeket **követő spirálkaroknak** (8. ábra, jobb oldal) hívjuk. Nem is túl könnyű feladat meghatározni, hogy melyik esettel is van dolgunk az egyes galaxisoknál. Szinte minden eset, amely tisztán meghatározható, azt mutatja, hogy a spirálkarok vezetőek. Bár egy esetben, az



4. ábra. Az NGC 2841 galaxis. (Jim Rada és Karen Jensen/Adan Block/ NOAO/ AURA/ NSF)



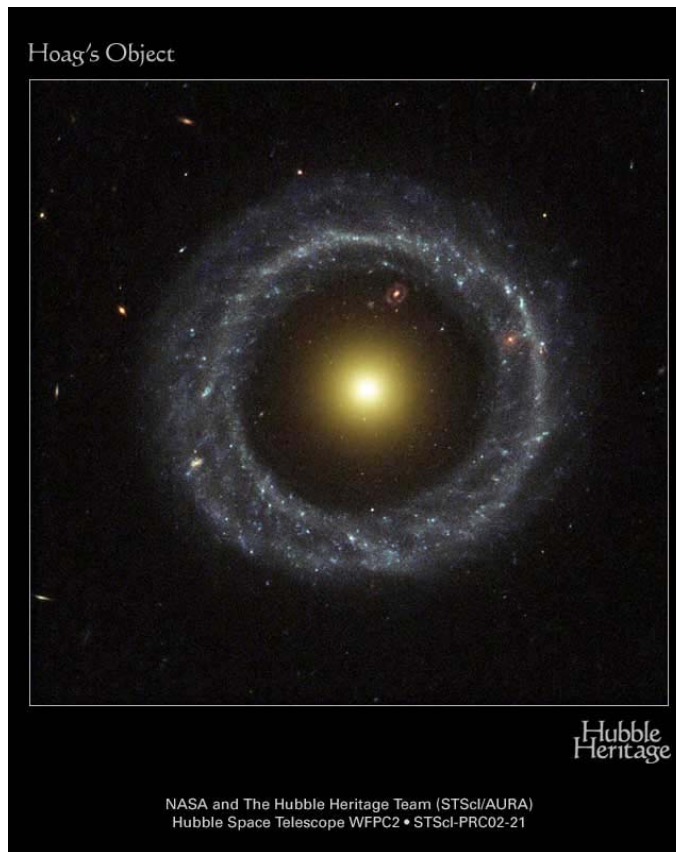
5. ábra. Az NGC 7096 galaxis. (Sandage A., Bedke J., The Carnegie Atlas of Galaxies)



6. ábra. Az M 81 galaxis. (www.tls.-tautenburg.de/research/gallery/english/galaxien.jpg)

NGC 4622 (9. ábra) esetén, két kar egyirányba, egy másik kar ellentétes irányban halad. Ezek közül egynek biztosan vezetőnek lennie.

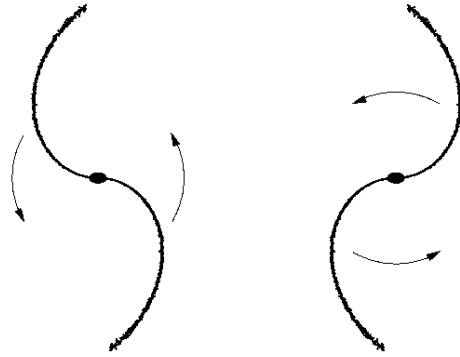
Látható tény, hogy spirálgalaxisok léteznek az Univerzumban. Felvetődik hát a kérdés, hogy mi hozza létre a spirálstruktúrát, vajon hosszú életűek vagy átmeneti jelenségek a spirálkarok. Az első azonnal felmerülő probléma, amikor a spirális struktúrát tekintjük, hogy ha gázfelhők és azonosítható csillagok állandó halmazából képzett anyagi jellegűnek képzeljük el a karokat, akkor ezek időskálája összemérhető a galaxis korával. Ugyanakkor a galaxisok differenciális rotációja nem hagyja változatlanul a gázfelhők és a csillagok eloszlását. Ez az ún. **feltekeredési probléma**, amelyet a következőképpen lehet a legegyszerűbben megérteni. Tekintsük a csillagok halmazát kezdetben egyenes vonalban



7. ábra. A Hoag objektum. (HST)

elrendeződve, de különböző távolságra a galaxis centrumától (10. ábra, bal oldal). Mivel a galaxis korongja differenciálisan rotál, a külső csillagoknak több időre van szükségük, hogy egy teljes keringést megtegyenek, mint a kisebb sugarú pályán mozgóknak. Ez a hatás megmagyarázná a vezető karok kialakulását, de később, néhány keringés után, olyan szorosan feltekerednének, hogy nem lehetne külön észlelni őket (10. ábra, jobb oldal). Ebből arra következtethetünk, hogy más mechanizmusok szükségesek a spirálstruktúra kialakulásához.

Elsőként kézenfekvő lenne a newtoni mechanika segítségével keresni magyarázatot a spirális szerkezetre. A newtoni mozgásegyenletek és a gravitációs törvény időben megfordítható. Így, ha elkészítjük egy olyan N tömegpontból álló rendszer mozgásának pályáját, amelyek között csak gravitációs kölcsönhatás létezik, akkor olyan dinamikailag lehetséges mozgásokat kapunk, amelyek időben előre felé vagy visszafelé is léteznek.

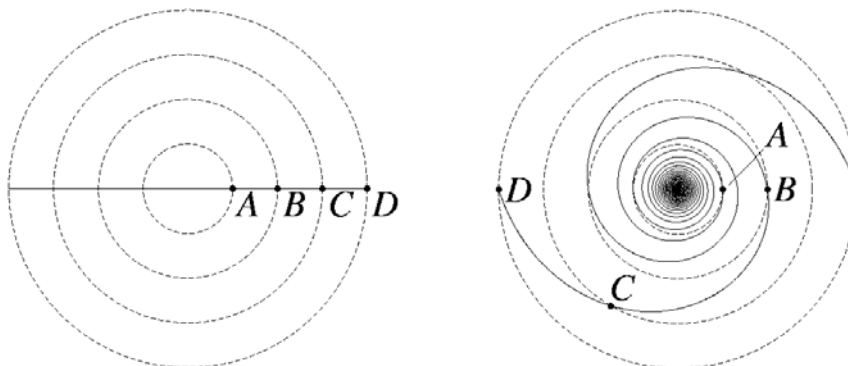


8. ábra. Bal oldal: vezető spirálok, jobb oldal: követő spirál. (Caroll B.W., Ostlie D.A., 1996)



9. ábra. Az NGC 4622 galaxis. (HST)

Ugyanígy, ha egy spirális galaxis dinamikáját a newtoni egyenletekkel írjuk fel és a galaxis állandó állapotban van, akkor a galaxis mozgásának időben való megfordításával szintén egy lehetséges állandó állapotú megoldást tartalmazó egyenletet kapunk. Az időben való



10. ábra. A feltekeredési probléma anyagi karok esetén. A bal oldalon a csillagok egy vonalban helyezkednek el $t=0$ időpillanatban. Az A-val jelölt csillag két keringése után a jobb oldali ábra szerint fognak elhelyezkedni a csillagok. (Caroll B.W., Ostlie D.A., 1996)

megfordítás esetén például a követő spirálok vezető spirálokká módosulnak azzal, ha az összes sebesség előjelét megváltoztatjuk. Ez a gondolatmenet jelenti az **anti-spirál elmélet** alapját, amely abban áll, hogy ha egy időben megfordítható egyenletrendszer egy állandó állapotú megoldása egy követő spirál minta, akkor lennie kell azonos megoldásnak egy vezető spirál mintában (Lynden-Bell & Ostriker, 1967). Az anti-spirál elmélet így azt is tartalmazza, hogy egyenlő arányban kellene találnunk követő és vezető spirálokat. A valóságban viszont a követő spirálok sokkal gyakoribbak, mint a vezetőek. Tehát ha pusztán a newtoni gravitációs törvény vonatkozó állandó állapotú megoldásait akarunk figyelembe venni a spirális galaxisok értelmezésére, akkor azok kiegészítésre szorulnak. Ebből két lehetséges következtetést vonhatunk le: a spirálok nincsenek állandó állapotban (például növekszik az amplitúdójuk, amely származhat bizonytalan normál módusokból vagy újkeletű zavarból), vagy a spirális mintára olyan folyamatok gyakorolnak hatást, amelyek időben nem fordíthatók meg (mint például az energiaelnyelés a csillagközi gázban).

Az 1950-es években a csillagászok úgy sejtették, hogy a spirálstruktúra az intersztel-láris gáz és a mágneses mező bonyolult kölcsönhatásának eredménye. Az ezen alapuló elméletet hívjuk **magnetohidrodinamikai elméletnek**. Tejútrendszerünkben a mágneses mező kb. $2 \cdot 10^{-10}$ T nagyságú. Az elméleti számítások szerint ez az érték kisebb 5 nagyságrenddel a mezőben és 25 nagyságrenddel az energiasűrűségben annál, hogy képes

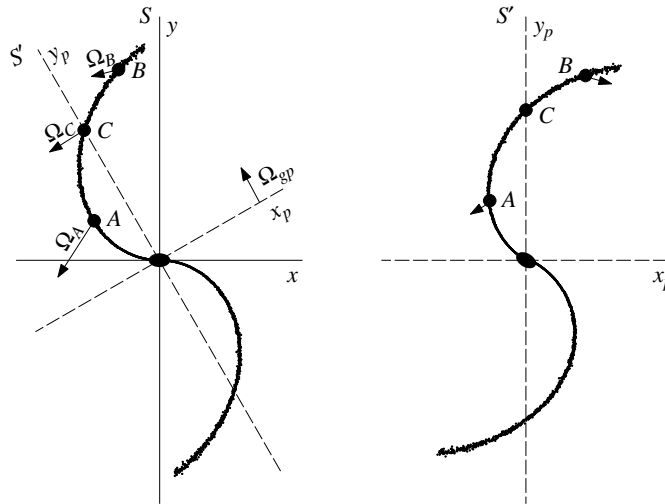
lenne befolyásolni a spirálstruktúrát. Tehát úgy tűnik, hogy az intersztelláris mágneses mező nem játszik jelentős szerepet a spirálstruktúra kialakításában.

A svéd Bertil Lindblad az 1950-es években azt javasolta, hogy a spirálkarok nem anyagi dolgok, hanem formák és hogy különböző időben különböző csillagokat tartalmaznak. Lindblad soha sem tudta megmagyarázni pontosan, hogy ezek a formák hogyan működnek és rendeződnek, de az ötlet a jövő gondolkodásmódját nagyon is elősegítette.

Az 1960-as évek közepén C.C. Lin és F. Shu amerikai csillagászok azt tételezték fel, hogy a spirálstruktúra hosszú életű kvázi-statikus (többé-kevésbé állandó) sűrűség-hullám jelenlétének következtében jön létre. Ezt az elméletet **Lin-Shu hipotézis** (1964, 1966) néven szokták emlegetni. Sűrűség-hullámokat a galaxiskorong azon területei tartalmaznak, ahol a tömegsűrűség nagyobb, mint az átlag, a relatív fluktuációk elérik a 10–20%-ot. Tulajdonképp úgy lehet egyszerűen elképzelni a sűrűség-hullámokat, hogy olyan mozgó területek, ahol az anyag szorosabban tömörödött össze, mint a környezete. Ez a sűrűsödés az anyagtól függetlenül mozog. A legszemléletesebb példa a sűrűség-hullámokra a közlekedési dugó, amely a környezetéhez képest sűrűbb, de mindig más és más járműveket tartalmaz. A csillagok, a por és a gázfelhők, miközben a galaxis centruma körül keringenek, keresztülmennek a sűrűség-hullámokon, mint ahogy az autók is lassan keresztüljutnak egy autópálya dugóján. Az elmélet szerint a sűrűség-hullámok spirál alakúak és függetlenül rotálnak a galaxis anyagától, több rotációs perióduson keresztül is állandó állapotban maradnak fenn. A csillagok a galaxisban a centrum körül keringenek, saját útvonalukat járók és csak nagyon ritkán keresztezik egymást. Amikor egy sűrűség-hullám megközelít egy csillagot, annak nagyobb tömegsűrűsége „beszívja” a csillagot és egy kicsit visszatartja. A csillag végül is a sűrűség-hullámot másik oldalán elhagyja. Ez a folyamat biztosítja azt, hogy a csillag viszonylag több időt tölt el a sűrűség-hullám-ban, azaz a karban, mint azon kívül, ezzel állandósítja a spirált, ami a galaxisok képein kiemelkedik.

Lin és Shu eleinte nem foglalkoztak a spirális struktúra eredetének kérdésével, de a legtermészetesebb elképzelés az, hogy a spirális minta a galaxiskorong leginstabilabb normális módusa. Ahogy növekszik a hullám amplitúdója, a csillagközi közeg energiavegyelése csillapítja azt. A csillapodási ráta növekszik a hullám amplitúdójának növekedésével, így végül is a hullám elér egy stabilitást, végleges amplitúdót, amely okozza a ma megfigyelhető spirálstruktúrákat.

Lin és Shu azt javasolták, hogy amikor a galaxist forgó koordináta-rendszerből nézzük, amelyben Ω_{gp} a globális minta szögsebessége, akkor a spirális hullámforma stacionárius, azaz létezik ilyen vonatkoztatási rendszer. Ezt mutatja a 11. ábra. Ez nem arra utal,



11. ábra. A bal oldali ábra egy olyan galaxis, amelynek vezető spirálkarjai vannak. Az A csillag esetén a szögsebesség $\Omega_A > \Omega_{gp}$, a B csillagra $\Omega_B < \Omega_{gp}$, a C csillagra $\Omega_C = \Omega_{gp}$. A jobb oldali ábrán a csillagok mozgása, ahogy a sűrűséghullámmal együttforgó S' koordinátarendszerben látszik. (Carroll B.W., Ostlie D.A., 1996)

hogy a csillagok mozgása időben is állandó abban a rendszerben. A centrumhoz közeli csillagoknak rövidebb keringési periódusuk lehet, mint a sűrűséghullám formának ($\Omega > \Omega_{gp}$) és így megelőznek egy spirálkart, keresztülmennek rajta és folytatják útjukat addig, amíg szembekerülnek a következő spirálkarral. A galaxis centrumától távolabbra lévő csillagok sokkal lassabban mozognak, mint a sűrűséghullám forma, amely megelőzi azokat ($\Omega < \Omega_{gp}$). A centrumtól egy bizonyos távolságban (korotációs sugár, R_c), a csillagok és a sűrűséghullám együtt mozognak. Abban a nem inerciarendszerbeli alrendszerben, amelyben a sűrűséghullám forma statikus, a csillagok $R < R_c$ sugárral úgy tűnnek, hogy egy irányban mozogva haladnak át a karokon, míg $R > R_c$ sugárnál levő csillagok úgy tűnnek, mintha ellenkező irányba mozognának.

A Lin-Shu hipotézis megmagyaráz számos, eddig vitatott, spirálstruktúrára vonatkozó megfigyelést. Például a HI felhők és a porsávok elrendeződése a spirálkarok belső

peremén, a fiatal, nagy tömegű csillagok, valamint a HII régiók létezése a spirálkarokon mindenütt, és az öreg, vörös csillagok nagy száma a korong maradványában, a karok között. Ahogy a por- és a gázfelhők a korotációs sugáron belül megelőzik a sűrűség hullámot, összenyomódnak a megnövekedett lokális tömegsűrűség miatt. Ez azt eredményezi, hogy néhány felhő eléggé sűrűvé válik ahhoz, hogy kielégítse a Jeans-kritériumot és megkezdődjön az összehúzódás, ami által új csillagok jöhetnek létre. Amíg láthatóvá válik egy új csillag, eltelik egy kis idő (egy $15 M_{\odot}$ -ű csillag esetén kb. 100 000 év). Ezalatt az idő alatt a sűrűség hullám továbbhalad, így a fiatal csillagok a sűrűség hullám mögött jelennek meg spirálkar formájában. A legfényesebb és legkékebb új, nagytömegű O és B csillagok születése eredményezi a HII régiók létezését, mivel ezeknek a csillagoknak az UV sugárzása jut elegendően messzire a csillagközi térben, hogy ionizálja a hidrogénfelhőket. Mivel a nagytömegű csillagok viszonylag rövid életűek, haláluk előtt még mindig ugyanannak a sűrűség hullámnak a külső régiójában lehetnek, amely létrejöttüket eredményezte. A kistömegű, vörösebb csillagok sokkal tovább élnek (néhány tovább, mint egy galaxis) és a sűrűség hullám áthaladása után is tovább élnek, szétszóródva a korongban mindenütt. A vörös törpe csillagok azért vannak olyan nagy számban a spirálkarokon, mert a sűrűség hullám gravitációs potenciálgödrének alján helyezkednek el, azaz a sűrűség hullámmal együttjáró nagy tömeg odavonzza őket. Természetesen ugyanez játszódik le a korotációs sugáron kívül is.

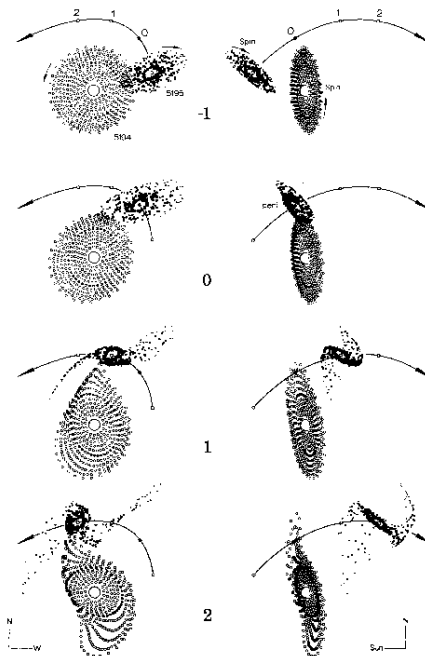
A sűrűség hullám elmélet azt állítja, hogy megoldást ad a feltekeredési problémára is. Ez a probléma azért keletkezik, mert figyelembe vesszük az anyagi karokat, azaz úgy tekintjük a spirálkarokat, hogy azokat rögzített halmazú csillagok alkotják. Ha ehelyett megengedjük, hogy a csillagok áthaladjanak a kvázi-statisztikus sűrűség hullámokon, akkor ez a probléma azzá módosul, hogy hogyan jön létre és hogyan marad fenn ez a sűrűség növekmény. Ez áll számos kutatás fókuszában, amióta a Lin-Shu hipotézist felvetették, számos elmélet látott napvilágot ebben a kérdésben, de végleges, mindent kielégítő magyarázat még nem született. Számos kutató úgy gondolja, hogy egy kavargó galaxiskorong bármely háborgása képes elindítani a sűrűség hullámokat. Például úgy vélik, hogy egy spirális galaxis olyan még kezdetleges gázfelhőből születik, amely a saját gravitációja alatt palacsintaszerűvé laposodik el, a centrifugális erő tartja vissza attól, hogy egy sűrű gömbbé zuhanjon össze. A hullámokat előidéző háborgás a korongban található csomósodásokból is származhatnak. Nemcsak a galaxis belső anyagától származhat a

sűrűség hullámok, hanem kívülről is, például egy közeli galaxis árapályerejétől.

A Lin-Shu hipotézisen kívül léteznek más elméletek is, amelyek a sűrűség hullámokon alapulnak. Egyik közülük a **kaotikus spirálkar elmélet**. Ez az elmélet inkább az egyenetlen spirálgalaxisokkal foglalkozik, amelyek számos rövid, töredezett karral rendelkeznek és nem jellemző rájuk tiszta kétkarú szimmetria. Ilyen például az NGC 2841 (4. ábra). Habár ezek a spirálok nem olyan feltűnőek mint a globális spirálok, mégis sokkal gyakrabban fordulnak elő. Egy kaotikus elméletben a karok részei állandóan keletkeznek és elhalnak. A legegyszerűbb elképzelések szerint a csillagközi gáz helyi gravitációs instabilitása új csillagok csoportját hozza létre, amelyeket a differenciális rotáció szétken spirális minta alakba. Ahogy telik az idő a karok is szétkenődnek egyre jobban, amíg a legfényesebb csillagok „meghalnak”. Mindkét effektus ahhoz vezet, hogy a karfragmentumok fokozatosan eltűnnek. Időközben új karok alakulnak ki másutt.

A legszebb spirálok közül soknak van közeli kísérőgalaxisa. A legjobb példa erre az M51 (2. ábra), amelynek kísérője az NGC 5195 (2. ábra) a két fő spirálkar egyikének végén helyezkedik el. Egy másik példa az M81 (6. ábra), amelynek legfényesebb és legközelebbi kísérője az M82 kb. 40 kpc távolságra helyezkedik el. Lehetséges, hogy az M51 és az M81 esetében a kísérő okozza a spirálstruktúrát? Ezzel a kérdéssel foglalkozik A. Toomre és J. Toomre (1972) az **árapályerők hatására kialakuló karok elméletében**. Az M51 esetére folytattak vizsgálatokat. Úgy modellezték a galaxisokat, hogy a korongot tesztrészecskék alkották, amelyek egy központi tömeg körül helyezkednek el. A legjobb modelljük, ami megfelelően reprezentálja a karok külső részeit, a 12. ábrán látható, de valójában ez sem képes leírni ezeknek a karoknak a folytatását a középpontba. Ezt a hiányosságot valószínűleg az okozhatja, hogy az egyes tesztrészecskék egymásra ható gravitációját nem vették figyelembe. Az M81 árapályhatásos modelljét Toomre készítette el 1981-ben. Ebben a modellben a spirál egy sűrűség hullám, habár a hullám inkább átmeneti ebben a modellben, szemben a Lin-Shu-féle hosszú életű hullámmal. Az árapályerők hatására kialakuló spirálkarok elméletei sikeresen reprodukálják a Lin-Shu hipotézis által megmagyarázott jellegzetességek legnagyobb részét, mint például a por vonalainak helyét és erősségét, a rádiótartományban folytonos karokat és a HI sebességkontúrok hurkait a karokon keresztül. Azonban mégsem alkalmazható minden galaxisra ez a modell, mert a nagy galaxisok kedvező pályákon való összeütközései nem elég gyakoriak.

1976-ban M.W. Mueller és W. David Arnett olyan spirálstruktúrára vonatkozó elmé-

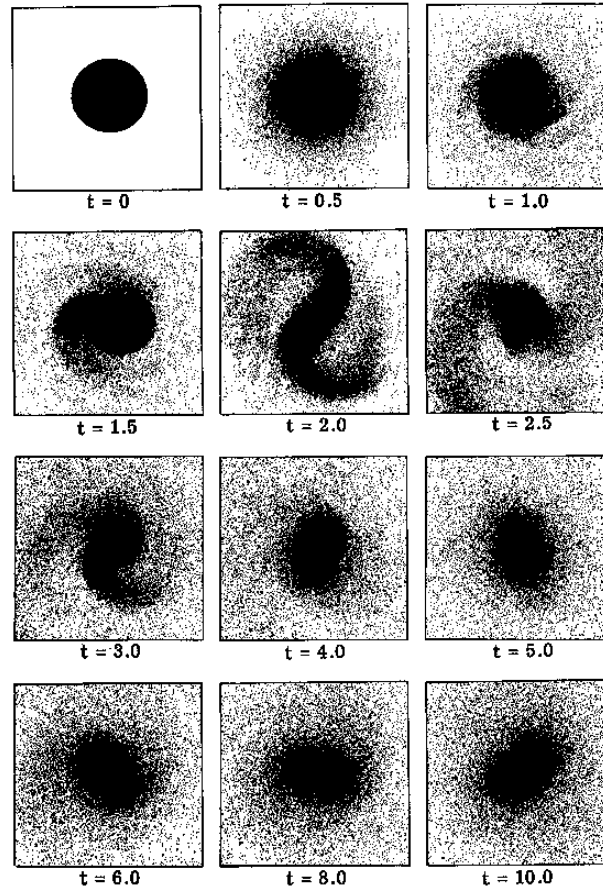


12. ábra. Az M51 rendszer modellje, amelyben a spirálkarok kialakulását az NGC 5195 áthaladása okozta. (Toomre, 1978)

letet alkottak a flokkulens spirálokra, amelyet **sztochasztikusan tovaterjedő csillagkeletkezés (stochastic self-propagating star formation, SSPSF)** néven ismerünk. Elméletükben úgy képzelik el a spirálstruktúrát, hogy az egy csillagkeletkezési kitörésből ered, amely az egész galaxison keresztülterjed. Az elmélet lényege a következő. Amikor a galaxisban megindul egy területen a csillagkeletkezés, a legtöbb nagytömegű csillag gyorsan megöregszik és szupernóvává válik. A szupernóva lökéshullámok keresztülszelik az interisztelláris közeget, előidézve a többi gázfelhő összehúzódását a közeli területeken, ahol további csillagkeletkezés indul be, ami elősegíti a folyamat folytatódását. Ez az elképzelés hasonló az erdőtűzhöz, ahogy a lángok terjednek fáról fára. A spirális struktúra akkor keletkezik, amikor a galaxis differenciális rotációja betekeri ezeket az újonnan „meggyújtott” régiókat a mozgó karba. Ez az elmélet jól működik a flokkulens spirálok kialakulásának szimulációjában, de a globális spirálok esetén már számos kérdést nem képes megválaszolni.

A galaxisok viselkedéséről az első számítógépes szimulációt 1960-ban Per Olof készítette el. Ebben a „csillagok” gyorsan felvették a spirális formát, de az azután gyorsan

el is tűnt. Egy hasonló szimuláció látható a 13. ábrán. Azóta is vitatott kérdés, hogy



13. ábra. Egy forgó korong N test szimulációja 10^5 db csillagra (egy időegység 150 millió év). A korong kezdetben tengelyszimmetrikusan majd gyorsan kétkarú spirállá fejlődik. Végül megszűnnek a spirálkarok. (Hohl F., 1971)

mennyire stabil a spirálszerkezet, azaz mennyire mulandó. Lin és Shu szerint hosszú életűek. Ez egy analógiával érthető meg leginkább. Képzeljünk el egy gyorsuló lövedéket! Ez folyamatosan nyomja félre a levegőt, ahogy halad. Az elmozdult levegő minden kis darabja beleütközik a következő kis levegődarabkába, így előidézi a levegő összenyomódását, ahogy egymás után ütköznek egymásba a levegődarabkák. A végső eredmény egy haladó sűrűség hullám lesz. A hullámok szétterjednek a lövedék mögött kúpformában, hasonló módon ahogy egy mozgó hajó háromszög alakú hullámokat hoz létre. Haladjon most a csónak vagy a lövedék egy kis kör mentén! Ekkor a hullámok legyezőszerűen

terjednek szét egy spirálban. Ezzel teljesen analógok a galaktikus sűrűség hullámok.

Az 1980-as évek végén egy fiatal tudós a Naval Research Laboratory munkatársa, Xiaolei Zhang egy spirális galaxis képét meglátva arra gondolt, hogy az anyagnak befelé kell spiráloznia. Egy professzora ugyan azt mondta neki erre, hogy a csillagok impulzusmomentuma „visszatartja” őket attól, hogy a centrumba essenek, ő mégis elkezdte azokat az útvonalakat vizsgálni, amelyen a csillagok elveszíthetik a impulzusmomentumukat és bespiráloznak a centrumba. Arra az eredményre jutott, hogy maga a spirál az az út, ahol elveszítik impulzusmomentumukat. Szerinte a csillagok a spirális hullámnak adják impulzusukat. Lassan süllyednek a centrum felé és így keresztezik a hullámcsúcsokat. A hullám a külső részekhez viszi az impulzust, így a külső csillagok egyre messzebb kerülnek. Legvégül a spirális galaxisok belső korongja összehúzódik egy csomóvá, hasonlóvá válik egy elliptikus galaxishoz. Ez az elmélet számos eddig megválaszolatlan kérdésre ad választ. Például a Hubble Űrteleszkóp megfigyelései azt mutatják, hogy ma a galaxisok nagyobb része elliptikus, mint a közeli múlt esetében, ugyanakkor a galaxisok összlétszáma nagyjából megegyezik.

3. A Tejútrendszer morfológiája

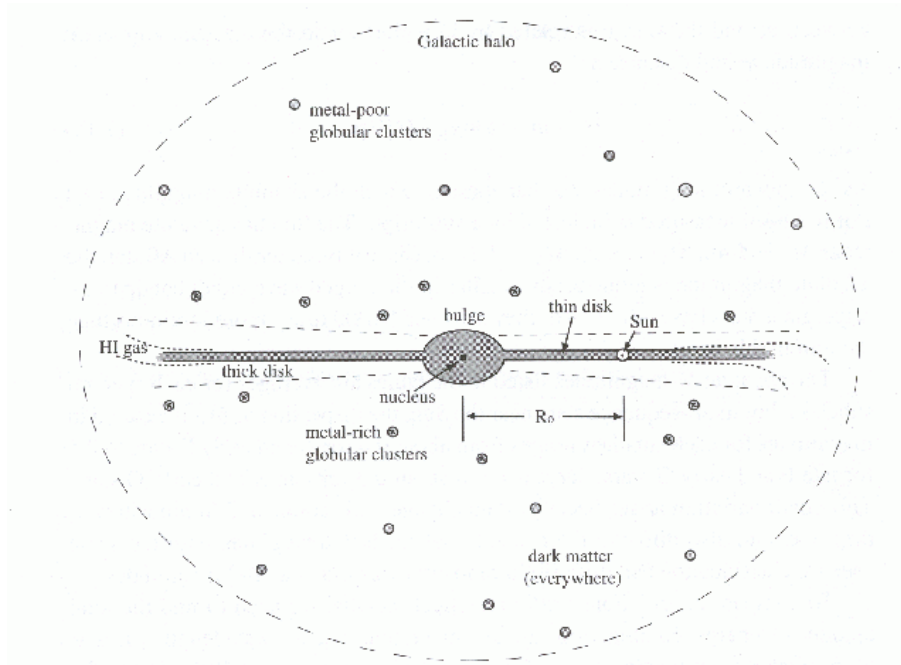
Napunk a Galaxis síkjában helyezkedik el, annak középpontjától kb. 8 kpc távolságra. Mivel a Naprendszerrel együtt a Föld is a síkban van, így nehéz a Földről belátni Galaxisunk egyes részeit, valamint feltérképezni, hogy tulajdonképp milyen típusú galaxisban is élünk. A csillagászok mégis bizonyos módszerekkel képesek modellt alkotni Galaxisunk struktúrájáról, ilyenek például a csillagszámlálásos megfigyelésekből származó adatok, különböző távolságindikátorokból kapott információk analízise, stb. A modell egyes részletei még jelenleg is bizonytalanok, de elég jól leírja Galaxisunk szerkezetét.

Ebben a fejezetben csak a Tejútrendszer általános morfológiáját mutatom be, kiemelve az egyes részletek fontosabb jellemzőit. A struktúra kialakulását, összetett mozgásait egy későbbi fejezetben tárgyalom.

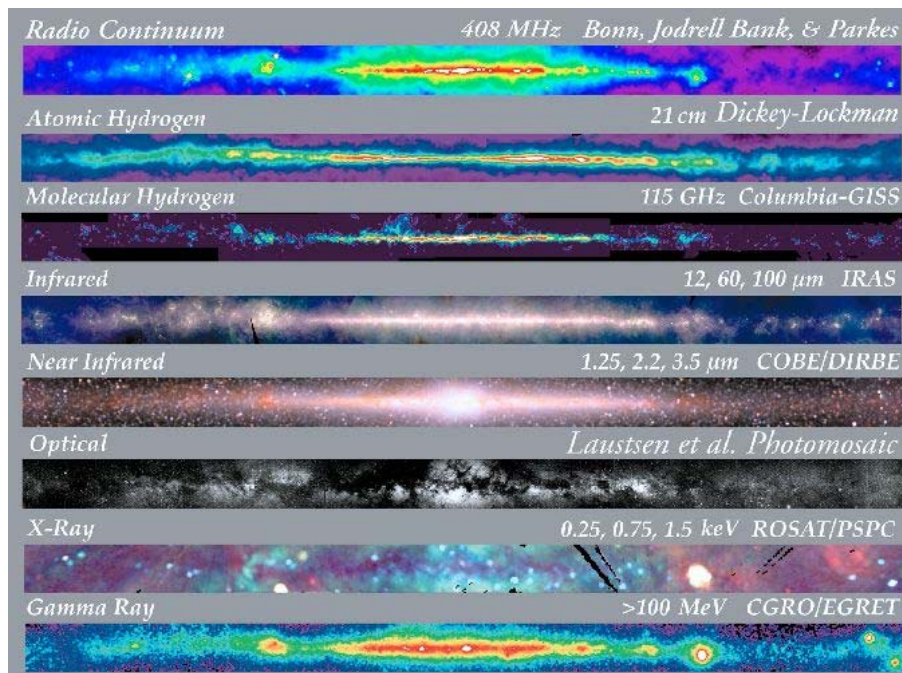
Tejútrendszerünk egy spirális galaxis. Korongja csillagokból áll, melyek egyike a Nap. Shapley mutatta ki, hogy a Nap nem a Galaxis közepén található. A Tejútrendszer középpontja a Sagittarius (Nyilas) csillagkép irányában látható. Mivel Földünk a Tejútrendszer síkjában kering, így galaxisunkat csak éléről figyelhetjük meg, sematikus oldalnézeti vázolata a 14. ábrán látható. A Galaxis komponenseinek fontosabb adatai a 1. és 2. táblázatban találhatóak, melyekben σ_w a korongra merőleges sebességkomponens szórása, L_B pedig a B sávban mért luminozitás. A Tejútrendszerből különböző hullámhossztartományokban más más komponens dominál, ez a 15. ábrán látható.

	semleges gáz	vékony korong	vastag korong
M ($10^{10} M_\odot$)	0,5	6	0,2 – 0,4
L_B ($10^{10} L_\odot$)	–	1,8	0,02
M/L_B (M_\odot/L_\odot)	–	3	–
átmérő (kpc)	50	50	50
alak	$e^{-h_z/z}$	$e^{-h_z/z}$	$e^{-h_z/z}$
skálamagasság (kpc)	0,16	0,325	1,4
σ_w (km/s)	5	20	60
[Fe/H]	> 0,1	-0,5 – +0,3	-1,6 – -0,4
kor (milliárd év)	0 – 17	< 12	14 – 17

1. táblázat: A Tejútrendszer korongkomponensének fontosabb adatai



14. ábra. A Tejútrendszer komponensei oldalsó nézetben.



15. ábra. A Tejútrendszer különböző hullámhosszakon. (casswww.ucsd.edu/public/tutorial/MW.html)

	központi dudor	sztelláris haló	sötétanyag haló
M ($10^{10} M_{\odot}$)	1	0, 1	55
L_B ($10^{10} L_{\odot}$)	0, 3	0, 1	0
M/L_B (M_{\odot}/L_{\odot})	3	~ 1	–
átmérő (kpc)	2	100	> 200
alak	esetleg küllő	$r^{-3,5}$	$(a^2 + r^2)^{-1}$
skálamagasság (kpc)	0, 4	3	2, 8
σ_w (km/s)	120	90	–
[Fe/H]	–1 – +1	–4, 5 – –0, 5	–
kor (milliárd év)	10 – 17	14 – 17	Galaxisnál idősebb

2. táblázat: A Tejútrendszer szferoidkomponensének fontosabb adatai

A Nap távolságát a Galaxis centrumától (amelyet a Nap galaktocentrikus távolságának hívnak) R_0 -al szokás jelölni, így a továbbiakban én is ezzel jelölöm. Ezt a távolságot először Shapley határozta meg, aki 15 kpc-nak állapította meg. 1985-ben a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU) azt javasolta, hogy egységesítsék az $R_0 = 8,5$ kpc értékben azzal a céllal, hogy közvetlenül lehessen összevetni a különböző kutatók a Galaxis struktúrájára kapott eredményeit. A legutóbbi eredmények szerint R_0 értéke nagy valószínűséggel $8,5 \pm 0,5$ kpc.

3.1. A korong komponensek

A korong teljes átmérője, beleértve a port, gázt és a csillagokat, kb. 50 kpc. Úgy tűnik, hogy a korong több kisebb részből tevődik össze. A **fiatal vékony korong** skálamagassága 50 pc. Ezen halad keresztül a galaktikus fősík, itt koncentrálódik a csillagközi por és gáz és jelenleg is itt zajlik csillagkeletkezés. Az **idős vékony korong** skálamagassága kb. 325 pc, míg a **vastag korongé** kb. 1,4 kpc. A vastag korong csillagszám sűrűsége csak 2%-a a vékony korongénak. A fiatal és az idős korongra a csillagszám sűrűség a következőképp írható fel (Carroll és Ostlie, 1995):

$$n(z, R) = n_0 \left(e^{-z/z_{\text{vékony}}} + 0,02 \cdot e^{-z/z_{\text{vastag}}} \right) e^{-R/h_R} \quad (1)$$

A vékony és a vastag korong nemcsak a skálamagasságban és a csillagsűrűségben különböztethető meg, hanem a kémiai összetétel, valamint a kinematikai jellemzők szerint is. A kémiai jellemzők alapján osztja a csillagokat két csoportba a populáció fogalma. Az **I-es populáció**jú csillagok fémgazdag csillagok, $Z \sim 0,02$. A **II-es populáció**jú csillagok fémszegények, $Z \sim 0,001$. A két szélsőség között vannak átmeneti fémségű csillagok is, ezeket közepes (korong) populációnak hívjuk. A populációt leginkább jellemző mennyiség a vas és hidrogén aránya a csillagban a Naphoz képest:

$$\left[\frac{Fe}{H} \right] = \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right) - \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{\odot} \quad (2)$$

A Tejútrendszerben idősebb, nagyon fémszegény csillagokra ez az érték $-4,5$ körüli, míg a fiatal, különösen fémgazdag csillagokra $+1$ körüli. A jelenlegi rekorder $-5,3$, azaz a Naphoz képest kétszázézerszer kevesebb vasat tartalmaz. Tehát Galaxisunkra a jellemző értéke általában:

$$-4,5 < \left[\frac{Fe}{H} \right] < 1 \quad (3)$$

A fősorozati elfordulási pontra vonatkozó vizsgálatok alapján (amelyből kormeghatározás végezhető) a fémgazdag csillagok fiatalabbak, míg a fémszegényebbek idősebbek. Ezt a kor és összetétel közötti összefüggést hívjuk **kor-fémesség reláció**nak. Ez a reláció azonban nem olyan biztos, az Ia típusú szupernóvák fémekkel való feldúsulást okoztak, amelyek a csillagkeletkezés után kb. 10^9 évvel jelentkeznek nagy számban.

(Szokás még a $\left[\frac{Fe}{H} \right]$ mellett az $\left[\frac{O}{H} \right]$ értéket is vizsgálni, amelyet hasonlóan képzünk a $\left[\frac{Fe}{H} \right]$ -hoz.)

A két alapvető korongkomponensre a következő $\left[\frac{Fe}{H} \right]$ értékek jellemzőek:

Vékony korong: $-0,5 < \left[\frac{Fe}{H} \right] < 0,3$

Vastag korong: $-0,6 < \left[\frac{Fe}{H} \right] < -0,4$

A vastag korong esetén akár $-1,6$ -ig is lemehet.

Ezek alapján arra következtethetünk, hogy a vékony korong csillagai jóval fiatalabbak, mint a vastag korong csillagai. Ennek magyarázatára a következő elmélet az elfogadott: a vékony korongban a csillagkeletkezés $10 - 12$ milliárd évvel ezelőtt indult meg és azóta is tart. A részletesebb vizsgálatok azt is kimutatták, hogy itt nem is folyamatos a csillagke-

letkezés, hanem nagyobb „kitörések” formájában, szakaszosan zajlott. A vastag korong esetében viszont rögtön a Galaxis kialakulása után megindult a csillagkeletkezés és be is fejeződött kb. 10 – 14 milliárd évvel ezelőtt.

Magán a korongon belül is jellegzetes szerkezet létezik. Ha csak a semleges hidrogénfelhőket, a viszonylag fiatal csillagokat, mint például az O-B csillagokat, a HII régiókat és a galaktikus (nyílt)halmazokat használjuk a galaktikus szerkezet nyomjelzőjének, akkor feltűnik egy spirálszerkezet. Galaxisunk a megfigyelések szerint kettő vagy négy kart tartalmaz. Napunk az Orion-Cygnus kar közelében helyezkedik el.

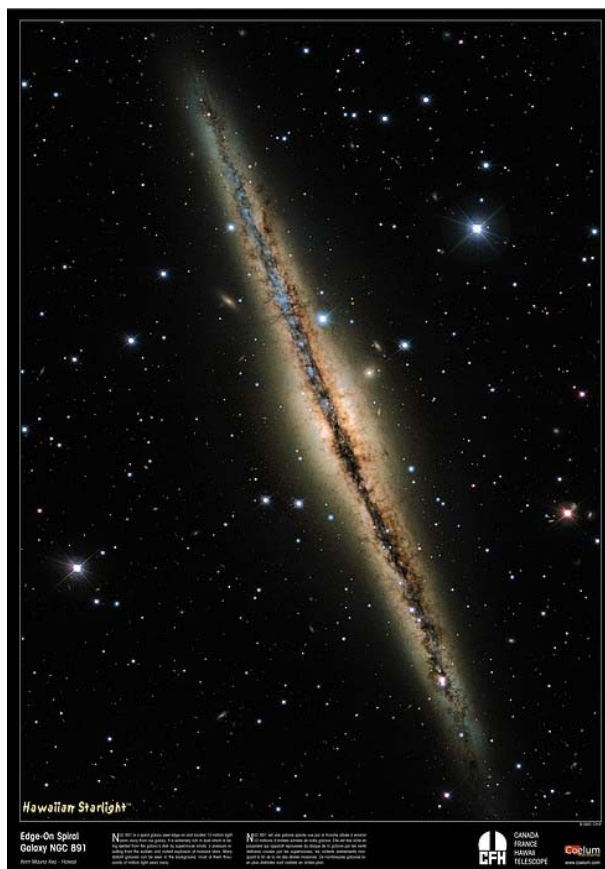
3.2. A csillagközi anyag

A csillagközi por és gáz a galaktikus síkban koncentrálódik, azon belül is a spirálkarokban sűrűbb. Ha éléről néznénk Galaxisunkat kívülről, akkor a síkban sötét sávot figyelhetnénk meg, hasonlóan az NGC 891-hez (16. ábra).

A csillagközi anyag globális feltérképezéséhez leginkább az infravörös méréseket, a HI 21 cm-es vonalon jelentkező emisszióját, valamint a CO sugárzás vizsgálatát használják. Ilyen vizsgálatokkal tárták fel a Tejútrendszerben lévő por és gáz eloszlását. A magtól 3–7 kpc távolságra molekuláris hidrogén és hideg por (a Nap távolságán belül), míg 3–25 kpc (a galaktikus korong széléig) atomos hidrogén található. Az atomos hidrogén becsült össztömege kb. $4 \cdot 10^9 M_{\odot}$, a molekuláris hidrogénéé kb. $10^9 M_{\odot}$. A molekuláris hidrogént és port tartalmazó területek skálamagassága kb. 90 pc. Az atomos hidrogén skálamagassága a Napnál kb. 160 pc, de a magtól 12 kpc-re ez hirtelen megnő, eléri a 800 pc-et. Ezen kívül az eloszlás közepe elhajlik a Galaxis síkjától, a maximális eltérés 15° . Ezt nevezük **warpnak**. Jelenleg sem értjük teljesen, hogy miért is létezik, de annyit már sikerült kimutatni, hogy pusztán egy másik galaxis perturbációja nem elég a kialakulásához.

Hidrogénfelhőket magas galaktikus szélességeken is találunk. Legtöbbjük nagy negatív radiális sebességgel rendelkezik (ami azt jelent, hogy közelednek hozzánk), akár 400 km/s-ot is elérhetik. Ezeket **nagysebességű felhőknek** hívják. Kialakulásukra az az elképzelés érvényes, hogy ezek szupernóvarobbanások által kidobott felhők. Ahogy távolodtak lehültek és most visszahullnak a galaktikus síkra. Távolságukat nem ismerjük. Ezt az elméletet **Galaktikus forrás modellnek** nevezik.

Kimutatható egy nagyon forró, ritka gáz létezése kb. 50 kpc távolságig. Ezt magasan



16. ábra. Az NGC 891 galaxis (Jean-Charles Cuillandre, CFHT)

ionizált elemek ultraibolyában jelentkező elnyelési vonalaival mutatták ki. Nem ismerjük sem a távolságát, sem kialakulásának okát. Ezt a gázt **koronális gáznak** hívjuk.

Egy másik nagy galaktikus szélességű jelenség a **Magellán-áram**. Ez egy keskeny sávban tapasztalt HI emisszió, ami eléri a Magellán Felhőket és több mint 180° -ot ível át az égen. Valószínűleg kb. 200 millió évvel ezelőtti galaxisközelítés eredménye.

3.3. A szferoid komponensek

A vékony korong skálamagassága fokozatosan nő a galaxismag felé haladva. Kb. 1 kpc távolságra a magtól találkozik a dudorral (bulge). Ez már teljesen elkülönül a korongtól és körülveszi a magot.

A Tejútrendszer legbelső 100 pc-es távolsága csak nagyon részlegesen ismert, mivel

nagyon nehéz megfigyelni. A látható tartományban 30 magnitúdós elnyelés van a mag irányában. Az $1 \mu\text{m}$ alatti hullámhosszakon szintén nem figyelhető meg, csak az ennél hosszabb hullámhosszakon (infravörös, mikrohullám, rádióhullám) lehet érdemes megfigyeléseket folytatni. Itt viszont az a gond, hogy más galaxisokat nem tudunk kellő felbontással detektálni ezeken hosszabb hullámhosszakon, így nem tudjuk kellőképpen összehasonlítani a megfigyeléseinket más galaxisokkal. Tehát leginkább rádió és infravörös hullámhosszakon készült térképek készültek erről a területről, kb $1''$ -es felbontóképeséggel. Ezen kívül kevés interferometrián alapuló vizsgálat is készült, ami jóval nagyobb felbontóképeségű.

A legbelső területek erős aktivitásúak, aminek természete teljesen ismeretlen. Ezen tartomány rotációs görbéjének vizsgálata alapján $0,5 \text{ pc}$ -en belül kb. $3,5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ tömeg található. Nagy valószínűséggel egy központi nagytömegű fekete lyuk található ott. Több vizsgálat is történt a Tejútrendszer közepének meghatározására. Az első, amely megindította a vizsgálatokat 1930-ban volt, amikor is Karl Jansky egy rádióforrást fedezett fel a Sagittarius csillagkép irányából. Ez a belső 8 pc nagyságú területről származó sugárforrás három komponensből áll:

- **Sgr A Kelet:** nem termális sugárzás, héjszerű megjelenéssel. Valószínűleg egy fiatal, $100 - 5000$ éves szupernóvamaradvány.

- **Sgr A Nyugat:** termális sugárzás. $1,5'$ -re található a Sgr A Kelet középpontjától. Ez egy szokatlan HII régió, amely egy „minispirálra” hasonlít.

- **Sgr A*:** erős, fel nem bontható, pontszerű rádiósugárzás. A Sgr A Nyugat közelében található.

A Tejútrendszer közepének a Sgr A*-t tekintik. A Sgr A Nyugat körül ionizált anyag-szálak figyelhetőek meg. A Sgr A emissziós spektrumában abszorpciós vonalak figyelhetőek meg negatív radiális sebességgel, ami arra utal, hogy ott kifelé haladó anyagfelhő található, amely kb. 50 km/s -os sebességgel közeledik. Ezt **3 kpc-es táguló karnak** hívjuk.

A központból kifelé haladva egyéb érdekességek figyelhetőek meg. Kb. 2 pc -ig ionizált gáz található, ezen kívül már semleges anyag van, amely meleg port és molekulákat tartalmaz. 2 és 8 pc között van egy forgó molekulagyűrű, amely körülveszi a magot. Ugyanebben a tartományban található még két γ -forrás. Az egyik 511 keV -on, a másik $1,8 \text{ MeV}$ -on jelentkezik. Ez utóbbi valószínűleg egy fiatal szupernóvamaradványtól száрма-

zik. Kifelé haladva kb. 700 pc-ig egy gyorsan forgó HI korong található.

A magot övezi a **központi dudor (bulge)**. A csillagok eloszlását a dudorban csillagszámlálással végezték. A dudor belsejében $\nu(R) \sim R^{-1,8}$, kifelé haladva meredekebbé válik az eloszlás. A bulge nem jellemezhető egyetlen populációval sem, mindkettőből van összetevő. Amit a dudorról tudunk, legnagyobb mértékben a különböző ablakokon keresztül ismerjük. A legismertebb a Baade-ablak, amely 550 pc-re halad el a galaxismagtól. Korábban azt hitték a dudorról, hogy gömbszimmetrikus, azonban a benne található AGB csillagok (ezek az R tarományban fényesek) vizsgálata rámutatott arra, hogy elnyúlt alakú. Tehát a Tejútrendszer egy **küllős spirálgalaxis**. Ezenkívül még a látóirányra is hajlik kb. 45° -kal.

Kb. $10 - 20^\circ$ -os galaktikus szélességeken már nem a dudort látjuk, hanem a **halo** válik dominánssá. Kb. 1 kpc távolságnál a csillagok populációja is megváltozik. A halo a Tejútrendszer legkiterjedtebb és legritkább része. Legfeltűnőbb részei a gömbhalmazok. Ezek azonban a teljes halopopulációnak csak az 1%-át teszik ki. A közeli mező halocsillagokat jól lehet vizsgálni, ezek nagy sajátmozgású csillagok.

Ha meghatározzuk azoknak a csillagoknak az össztömegét, amelyekből az összluminositás származik, akkor jóval kisebb tömeg adódik, mint amit a rotációs görbéből kapunk. Ez, valamint a warp jelenléte is arra utal, hogy **sötét anyag halo** is található Galaxisunkban. Ez valószínűleg halvány, törpe csillagokból (barna törpék, vörös törpék, fehér törpék, neutroncsillagok) áll.

3.4. Egyéb összetevők

Két további összetevőt még meg kell említenem ahhoz, hogy teljes legyen a Galaxisunk általános morfológiája.

Polarizációs mérésekkel mutatható ki a galaktikus mágneses tér. A korongon belül a mágneses tér a spirálkarokat követi, jellemzően $4 \cdot 10^{-10}$ T erősségű.

A másik nem „anyagi” összetevő a kozmikus sugarak. Ezek a mágneses tér erővonalai mentén haladó töltött részecskék (akár 10^9 GeV). Ezek szupernóvától, pulzároktól, egyéb kompakt objektumoktól származnak.

4. Galaxisunk spirálszerkezete

Tejútrendszerünk egy spirális galaxis. Ennek meghatározása nem olyan egyszerű feladat, mivel Földünk a Nappal együtt a Galaxis síkjában kering a galaktikus centrum körül, így nem látunk rá „felülről” Galaxisunkra. Ebben a fejezetben azokat a módszereket fogom bemutatni, amelyekkel meghatározható, hogy milyen formájú is Galaxisunk, azaz hogyan bizonyítható be, hogy spirális galaxisban élünk.

Azokat az objektumokat, amelyek segítségével meghatározható a spirálszerkezet, **spirálkar-indikátoroknak** hívják. Ez azt jelenti, hogy megfigyelésükkel kirajzolódik előttünk a Tejútrendszer spirálszerkezete, mivel (ahogy ez más galaxisok megfigyeléseivel is igazolódott) ezek az objektumok a spirálkarokban csoportosulnak. Spirálkar-indikátorként a következő objektumok használhatók:

1. **Asszociációk, fiatal nyílthalmazok**, amelyek laza, szabálytalan alakú csillagcsoportok. A nyílthalmazok kb. 1–20 pc átmérőjűek és pár tucat–ezer, de jellemzően pár száz csillagot tartalmaznak. Az asszociációk jóval kevesebb számú, de azonos fajta csillagokat tartalmaznak.

2. **Cefeida változók**, amelyek radiálisan pulzáló szuperóriás csillagok. Fényváltozásuk periódusa 1–100 nap, amplitúdója 0,1 – 2 magnitúdó. Nagy luminozitásúak.

3. **HII régiók**, amelyekben a hidrogén ionizált állapotban van.

Ezen kívül vannak még olyan objektumok, amelyek ezekhez szorosan kötődnek, mivel a HII régiókban vagy akár a fiatal nyílthalmazokban történhet csillagkeletkezés, illetve itt fordulnak elő igen fiatal, fényes csillagok. Tehát további nyomjelzői a spirálszerkezetnek:

4. **OB csillagok**, amelyek forró, 15 000–30 000 K hőmérsékletű csillagok.

5. **Be csillagok**, amelyek gyorsan forgó, nagy tömegvesztésű, B színképtípusú csillagok. Kis mértékű, kvázipériódikus fényváltozást mutatnak, amely valószínűleg pulzációból ered.

6. **Wolf–Rayet csillagok**, amelyek extrém magas hőmérsékletű, fényes, nagytömegű csillagok. Nagy mennyiségű tömegvesztés jellemző rájuk, amely valószínűleg egy kísé-

rőcsillag okoz.

7. Szuperóriások, amelyek nagy tömegű, ezért nagy luminozitású csillagok. Magjukban a hidrogén-hélium fúziónál magasabb rendű fúziók is végbemehetnek.

Az a tény, hogy Földünk a korong síkjában helyezkedik el, azért is okoz gondot, mert megnehezíti a megfigyeléseket az, hogy a korongban koncentrálódik a Galaxis por és gázanyagának nagy része. Ennek az intersztelláris anyagnak a fényelnyelése erősen befolyásolja az egyes objektumok távolságának pontos meghatározását, amely viszont alapvető fontosságú a spirálszerkezet meghatározásában.

A spirálszerkezet meghatározásához alapvetően ugyanazt a mechanizmust használják. Mivel az egyes spirálkar-indikátorok a spirálkarokban csoportosulnak, meghatározzák a távolságukat, valamint a galaktikus koordinátaikat. Így egy polárkoordináta-rendszerben ábrázolva ezeket, „kirajzolódik” a spirálszerkezet. Ezzel tulajdonképp távolságmeghatározási módszerekre és azok pontosságára redukálódik le a spirálszerkezet meghatározásának problémája.

A spirálkar-indikátorok között a legjelentősebbek a fiatal nyílthalmazok. Egyrészt azért, mert pontosabban lehet meghatározni a távolságukat, mivel több csillag áll rendelkezésre, másrészt tartalmazhatnak nagy luminozitású csillagokat, amelyek távolabbról is vizsgálhatók, így nagyobb távolságskálán lehet meghatározni a távolságokat. Ezenkívül még tartalmazhatnak más egyedi távolságindikátorokat (pl. cefeidákat, OB csillagokat), amelyekkel pontosabb kalibrációt lehet végezni.

4.1. Távolságmérés

Az adott spirálkar-indikátorok távolságának minél pontosabb meghatározása alapvető fontosságú a spirálstruktúra meghatározásában. A távolságok meghatározására mára már számos módszer látott napvilágot, lehet geometriai, fotometriai vagy egyéb módszert alkalmazni. Először néhány egyedi objektumokra, csillagokra használt módszert, majd pedig a csillagcsoportok, nyílthalmazok távolságának meghatározását mutatom be.

Az asztrometiai távolságmérés alapja a **parallaxis** szögének meghatározása. A parallaxis jelensége azért lép fel, mert az égitestet a tér különböző pontjaiból más és más irányban látjuk, látszólag elmozdul. Attól függően, hogy a megfigyelő elmozdulását milyen tényező okozza, beszélünk napi, évi és szekuláris parallaxisról. A napi parallaxis

azért jön létre, mert a Föld két különböző pontján álló megfigyelők más irányból látják a megfigyelt égitestet. Az évi parallaxis azért jön létre, mert a Földünk kering a Nap körül. Ennek következtében egy év alatt a földi megfigyelő úgy látja, mintha a megfigyelt égitest egy kis ellipszist írna le az égen, amelyet **parallaktikus ellipszisnek** hívunk.

A látszólagos ellipszis szögátmérője mérhető, ebből pedig meg lehet határozni a távolságot egy egyszerű összefüggéssel. Ha d a csillag távolsága, θ a látószög radiánban, s a két megfigyelés helyének távolsága és mivel egy csillag távol van, θ kicsi szög, ezért $\tan \theta \approx \theta$, a távolság a következő módon határozható meg:

$$d = \frac{s}{\theta} \quad (4)$$

A parallaxis szögének meghatározása meglehetősen nehéz feladat. Ezen kívül számos jelenség nehezíti a pontos méréseket: a csillagok sajátmozgása, a fény aberrációja, stb. Ez a módszer a közeli (50–100 pc távolságú) csillagok esetén ad elegendő pontossággal távolságot, mivel a távoli csillagok kevésbé mozdulnak el, így ezek parallaxisa is kis mértékű. Tehát ahhoz, hogy szinte az egész galaxisunkat „belássuk”, más módszert kell használni.

Pusztán fényességméréssel is lehet távolságot meghatározni. A Hipparkhosz által meghatározott magnitúdóskálát Pogson kapcsolta össze a fluxussal. Így az ő nyomán a következőt használjuk, ahol F_1, F_2 két csillag fluxusa, m_1, m_2 a látszó fényességük:

$$\frac{F_1}{F_2} = 100^{\frac{m_2 - m_1}{5}} = 10^{\frac{m_2 - m_1}{2,5}} \quad (5)$$

Ezt átrendezve:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \cdot \log \frac{F_1}{F_2} \quad (6)$$

Egy csillag látszó fényességét 10 pc távolságban abszolút fényességnek hívjuk. Ezt beírva a fenti képletbe egy csillagra, valamint behelyettesítve, hogy a fluxus a távolság négyzetével fordítva arányos a következőkre jutunk:

$$\mu = m - M = 2,5 \cdot \log \left(\frac{d}{10} \right)^2 = 5 \cdot \log \left(\frac{d}{10} \right) = -5 + 5 \cdot \log d, \quad (7)$$

ahol μ a távolságmodulus; m, M a csillag látszó, illetve abszolút fényessége; d a csillag

távolsága pc-ben. Ez alapján pedig már kiszámítható a távolság, amelyet **fotometriai parallaxis**nak is hívunk:

$$d = 10^{\frac{m-M+5}{5}} \quad (8)$$

Abban az esetben, ha a csillag és a megfigyelő között interisztelláris extinkció is fellép, akkor a távolságmodulus értéke a következő módon módosul:

$$\mu = m - M = -5 + 5 \cdot \log d + A, \quad (9)$$

ahol A az abszorpció mértékével arányos mennyiség. Ennek meghatározása nagyon nehéz feladat, emellett nagyon pontatlanná teheti a távolságértéket. Ebben az esetben a következőképpen módosul a fotometriai parallaxis:

$$d = 10^{\frac{m-M-A+5}{5}} \quad (10)$$

Ez a módszer csak akkor használható, ha ismert egy csillag abszolút fényessége. Tulajdonképp elmondhatjuk, hogy a különböző fotometriai távolságmérési módszerek lényegében az abszolút fényesség meghatározásának módjában térnek el.

Néhány csillag abszolút fényességét közvetlenül is meg tudjuk határozni. Ilyenek például az *RR Lyrae*, valamint a δ *Cephei* típusú csillagok. Ezeknél a változócsillagoknál a **periódus-fényesség relációból**, a fényváltozás periódusának ismeretében meghatározható az abszolút fényesség, a látszó fényesség egyidejű mérésével pedig kiszámítható a csillag távolsága. A periódus-fényesség reláció általános alakja a következőképpen néz ki:

$$M_V = B \cdot \log P + C, \quad (11)$$

ahol M_V az abszolút fényesség; P a fényességváltozás periódusa; B , C pedig az adott változó típusra jellemző konstansok (azaz másképp néz ki egy *cefeida* és egy *RR Lyrae* periódus-fényesség reláció).

Ez a módszer tehát nagyon jól használható a spirálkar-indikátorok egyik fajtájára, a *cefeida* változócsillagokra. Az így meghatározott távolságot **cefeida parallaxis**nak is szokás nevezni. Mivel a *cefeida* változók óriás csillagok nagy luminozitással, így a távolabbiak is megfigyelhetőek.

Más csillagok esetén is van mód az abszolút fényesség meghatározására. A csillagok

színe, színeképe információt ad a luminozitásról, sőt az esetleges fénygyengítés mértékéről is. A Hertzsprung–Russell-diagramon a csillagok abszolút fényességének színeképosztálytól való függése van ábrázolva. Ez utóbbi arányos a felszíni hőmérséklettel. Ezen a diagramon a csillagok jól meghatározott sávokban helyezkednek el. Csak első közelítésben igaz, hogy a csillagok színeképe a felszíni hőmérsékletüktől függ, befolyásolja azt a fotoszférájuk sűrűsége, amely viszont a felszíni gravitációs gyorsulással arányos. A nagy luminozitású óriás csillagok felszíni gravitációs gyorsulása kisebb, így légkörük ritkább, mint a fősorozati csillagoké. Így olyan spektrális jegyek születnek, amelyek segítségével meg lehet különböztetni az ugyanolyan színeképosztályba tartozó, de más abszolút fényességű csillagokat. Ezt módszert hívjuk **spektroszkópai parallaxisnak**, hatótávolsága kb. 2-5 kpc.

A spektroszkópai parallaxis módszere mezőcsillagokra alkalmazva eléggé pontatlan eredményt ad. Éppen ezért a fotometriai távolságmeghatározás terén nagy jelentősége van a csillaghalmazoknak, mivel tagjaik tőlünk gyakorlatilag azonos távolságra vannak és így az egyes tagokra végzett mérések átlagolhatók.

A laza, szabálytalan alakú csillagcsoportokat nyílthalmazoknak nevezzük. Egy nyílthalmaz csillagai egymással szorosabb gravitációs kapcsolatban vannak, mint a mezőcsillagokkal. Ugyanez igaz az asszociációkra, viszont ezek azonos fajta csillagokat tartalmaznak. Távolságuk meghatározása a halmaz **szín-fényesség diagramjának** segítségével történik, amelyben a halmaz csillagjainak abszolút fényességét ábrázolják a színindexük függvényében.

Ha megfigyeljük egy halmaz csillagainak sajátmozgását, azt vehetjük észre, hogy látszólag egy pont felé konvergálnak. Ez történhet egy pont felé vagy egy pontból szét tartóan. Ez hasonló egy madárcsoport repüléséhez, amelyben a madarak párhuzamosan repülnek, látszólag mégis egy irányba konvergálnak. Ha a halmaz elég nagy szögátmérőjű, akkor a konvergens pont meghatározható. Ennek segítségével meghatározható egy halmaz távolsága. Ezt a módszert **konvergens pont módszernek** hívjuk. A módszer lényege a következő. Bontsuk fel a csillagok sebességét látóirányú (v_r) és arra merőleges (v_t) komponensre! Jelöljük θ -val a térbeli sebesség és a látóirányú sebességkomponens szögét! Ekkor

$$v_t = v_r \cdot \tan \theta \quad (12)$$

v_r meghatározható a Doppler-eltolódásból, θ -t mérjük. Ebből a távolság:

$$d = \frac{v_r \cdot \tan \theta}{4,74 \cdot \mu} \quad (13)$$

Ebben az esetben a távolságot (d) pc-ben, a látóirányú sebességet (v_r) km/s-ban, a sajátmozgást (μ) ''/év-ben adjuk meg.

Másik módszer nyílthalmazok távolságának meghatározására az **izokrón-illesztés**. Ennél a módszernél először elméleti számításokkal meghatározzuk egy adott halmaz izokrónját (17. ábra felső része). Majd meghatározzuk (17. ábra) az elméleti izokrón és a halmaz szín-fényesség diagram távolságmodulusát ($V-M_V$) és színexcesszusát $E(B - V)$. Ha d a távolság, ezek között fennáll, hogy

$$V - M_V = -5 + 5 \cdot \log d + A_V \quad (14)$$

A megfigyelések szerint

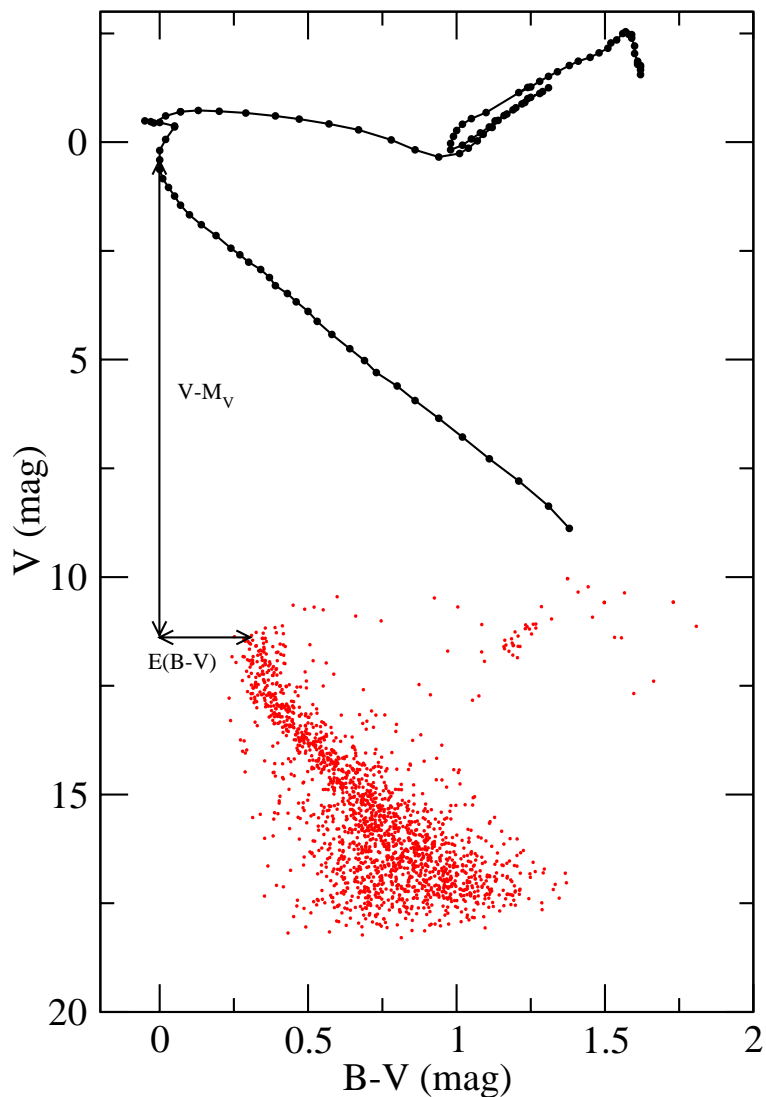
$$A_V \sim 3,1 \cdot E(B - V) \quad (15)$$

Ezek segítségével adódik a távolság.

4.2. A Tejútrendszer spirálszerkezetének vizsgálati módszerei

A Tejútrendszer szerkezetének meghatározásában alapvető fontosságú távolságmeghatározás rövid áttekintése után térjünk át a konkrét struktúra-meghatározás módszereire a megfigyelések tükrében.

Több módszer is létezik a csillagok és a gáz eloszlásának meghatározására. Az első módszer, amellyel kapott távolságot spektroszkópiai távolságnak hívunk, hogy ábrázoljuk az ismert csillagok távolságait. Ez egy közvetlen módszer a Tejútrendszer spirális szerkezetének meghatározására. Nagy hátránya ennek a módszernek, hogy a távolságok hibája kb. 10%, amely ahhoz vezet, hogy nagy bizonytalanságot visz a csillagok távolságába. Másik nagy hátránya, hogy kevés azoknak az objektumoknak a száma, amelyekre ez a módszer alkalmazható. Ilyen objektumok pl. az OB asszociációk, a nyílthalmazok, a legforróbb O csillagok, a HII területek, a 15 napnál hosszabb periódusú cefeidák. Az A és korai M színképtípusú csillagok is mutatnak némi sűrűsödést a karokban. Van olyan csillag, amelyek szorosan, a spirálkarok mentén koncentrálnak, ilyenek a



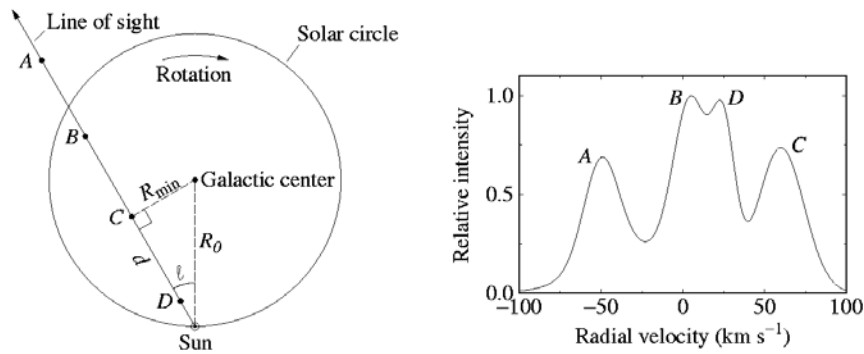
17. ábra. Az M37 nyílthalmaz szín-fényesség diagramja és a rá legjobban illeszkedő izokrón. (Kiss et al. (2001) adatai alapján)

Wolf-Rayet csillagok, a szénscillagok és a Be csillagok. Ezeket az objektumokat nevezzük a már említett spirálkar-indikátoroknak.

A távolságokat meg lehet határozni a spektrumvonalak sebességeiből, valamint a galaxis rotációs görbéjéből. Az így kapott távolságokat **kinematikai távolságoknak** hívjuk. Ezt a technikát a HI, HII és CO emissziós területeknél alkalmazzák. A Napon kívüli területeken a távolságok egyértelműek, de pontatlanok azért, mert pontatlan a rotációs

görbe. A Napon belüli területeken minden egyes sebesség két lehetséges távolságnak felel meg, így ahhoz, hogy megkapjuk a távolságot, további információkra van szükség. Ennek a módszernek a hibája általában 10-20% körüli, mert az általános rotációs görbe nem ismert tökéletesen, az emissziós vonalak sebességei random szórást vihetnek a helyi általános sebességek környékén és a sugárzó gáz esetleges áramlásai a karok mentén vagy között ismeretlen sebességeket hozhatnak be.

Szintén radiális sebességmérésen alapszik a **tangenspont módszer**. Egy adott galaktikus hosszúságban felvesszük a spektrumot (18. ábra). Feltesszük, hogy a felhők körpá-



18. ábra. Egy galaktikus hosszúság mentén gázfelhők megfigyelése, valamint egy tipikus 21 cm-es HI vonalprofil. (Caroll B.W., Ostlie D.A., 1996)

lyán mozognak. Ebben az esetben a legnagyobb radiális, azaz látóirányú sebességet akkor mérhetjük, amikor a radiális sebességvektor iránya merőleges a felhőtől középpontba húzott vektorra. Ekkor ez utóbbi vektor tulajdonképp a felhő középponttól mért távolsága, amely minimális ebben az esetben. Mivel ismerjük a Nap távolságát a galaxis centrumától, valamint a galaktikus hosszúság szögét ismerjük, egyszerű szögfüggvénnyel adódik a felhő tőlünk való távolsága, azaz ha R_0 a Nap távolsága, d a felhő távolsága a Naptól, l a galaktikus hosszúság:

$$d = R_0 \cdot \cos l \quad (16)$$

A megfigyeléseken alapuló vizsgálatok kettő vagy négy, ritka esetben három fő spirálkart eredményeznek, amelyek $5^\circ - 27^\circ$ -os szögben hajlanak. Galaxisunk spirálkarjainak hajlási szögének (p) és számának (n) kérdésében eléggé megoszlanak a megfigyelési adatok, viszont a logaritmikus spirál forma általánosan elfogadott. A négykarú spirál a

leginkább elfogadott. Mára már pontosabb távolságeloszlások jellemzőek a HII területek mind optikai, mind rádiótartománybeli megfigyelési adataira. Számos modern megfigyelési adat azt mutatja, hogy a mágneses mező erővonalai az optikai tartományban párhuzamosak a spirálkarokkal, így a mágneses erővonalak erősségének és irányának meghatározása a spirálkarok meghatározását adja. A különféle módszerekkel különböző eredmények adódnak.

A por térbeli elhelyezkedésének optikai vizsgálatai meglehetősen nehezek, mivel az a galaktikus síkban koncentrálódik, így nem látunk túl messzire a korongban. Ezért azok a tanulmányok, amelyek ilyenfajta vizsgálaton alapulnak, eléggé pontatlanok.

A molekuláris CO és H_2 gázfelhők térbeli elhelyezkedésének vizsgálatai már pontosabban mutatják a struktúrát. A hideg molekuláris CO rádiótartományban tanulmányozható. Ahhoz, hogy ezek az adatok használhatóak legyenek, kinematikai modell szükséges.

A meleg, atomos HI gáz tanulmányozása szintén rádiótartományú hullámhosszakon történik. Ehhez is szükséges kinematikai modell.

Az ionizált HII gáz térbeli elhelyezkedésének tanulmányozása optikai és rádiótartományban történik. Ezt gyakran használják fotometriai és kinematikai távolságmeghatározásra is.

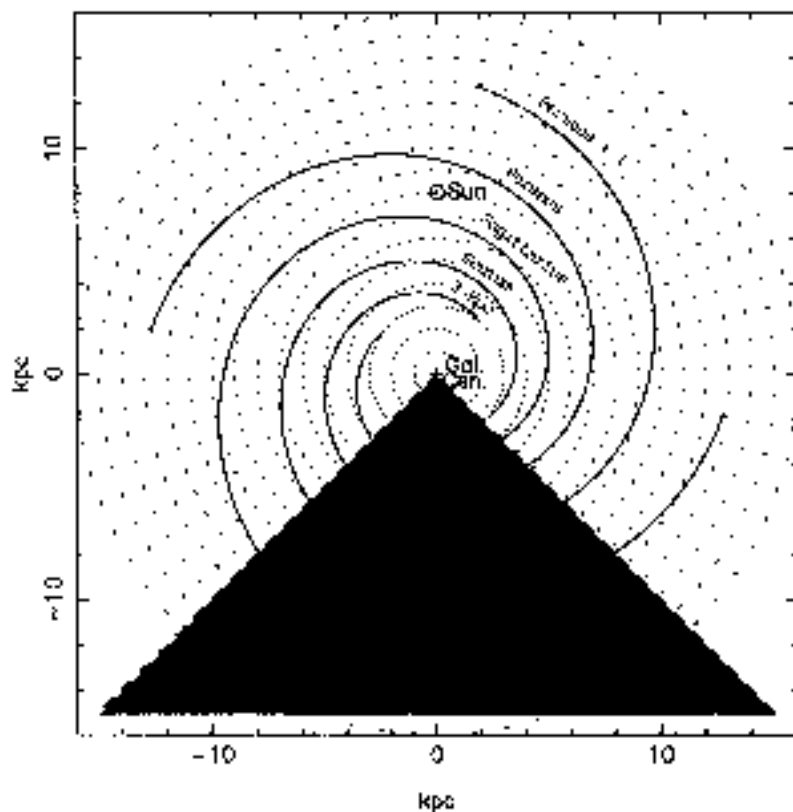
A csillagok és csillaghalmazok tanulmányozása gyakran csak egyetlen távolságmeghatározási sémát használ, amely optikai fotometrián alapul. A galaktikus síkban lévő por miatt gyakran csak a legfényesebb csillagokra vannak korlátozva.

A spirálkarok modelljeként leggyakrabban a logaritmikusan spirált használják (19. ábra). A következő egyenlettel írható fel m számú karral rendelkező spirálgalaxisra a karok intenzitásának hely és szögfüggése (Vallée, 1995):

$$I(\theta, r) = A \cdot \cos \left[0,5 \cdot m \cdot \left\{ \theta - \theta_0 - \left((\tan p)^{-1} \cdot \ln \frac{r}{r_0} \right) \right\} \right], \quad (17)$$

ahol A , θ_0 , r_0 konstansok, p (a karok hajlásszöge) $> 0^\circ$, ha $\theta > 0^\circ$ belső karra, θ az azimutális szög, r a centrumtól való távolság. Ebből bizonyos következtetéseket tudunk levonni a karokra. Az első karra akkor maximális az intenzitás, ha

$$0,5 \cdot m \cdot \left[\theta_1 - \theta_0 - \left\{ (\tan p)^{-1} \cdot \ln \frac{r_1}{r_0} \right\} \right] = 0, \quad (18)$$



19. ábra. Logaritmikusspirálkar modell. A spirálkarok hajlásszöge $p = 12^\circ$, száma $m = 4$. (Vallée, 1995)

ahol r_1 jelöli az első kar centrumtól való távolságát. Ekkor az azimutális szög θ -tól $\theta + 2\pi$ -ig megy, r_1 pedig $(r_{1,next})$ -ig megy, amely az első kar távolsága $\theta + 2\pi$ szög megtétele után. Így a maximális intenzitás:

$$0,5 \cdot m \cdot \left[\theta_1 + 2\pi - \theta_0 - \left\{ (\tan p)^{-1} \cdot \ln \frac{r_{1,next}}{r_0} \right\} \right] = 0 \quad (19)$$

A (19) egyenletből kivonva a (18) egyenletet a

$$2\pi \tan p = \ln \frac{r_{1,next}}{r_1} \quad (20)$$

kifejezésre jutunk, amely megadja az első kar esetén 2π szög megtétele után ugyanannak

a karnak centrumtól mért távolságának arányát. Tehát ugyanazon spirálkar esetén egy adott azimutális szögnél a centrumtól mért távolságok aránya a (20) képlet alapján függ a kar p hajlásszögétől.

Ha tekintjük az n -edik kart, ahol $n = 1, 2, \dots, m$, maximális az intenzitás, ha

$$0,5 \cdot m \cdot \left[\theta - \theta_0 - \left\{ (\tan p)^{-1} \cdot \ln \frac{r_n}{r_0} \right\} \right] = -(n-1)\pi, \quad (21)$$

azaz ha

$$\theta - \theta_0 = -2\pi (n-1) m^{-1} + \left[(\tan p)^{-1} \ln \frac{r_n}{r_0} \right]. \quad (22)$$

Ennélfogva az első karra ($n = 1$):

$$\theta_1 - \theta_0 = (\tan p)^{-1} \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (23)$$

Legyen $\theta_1 = \theta$ és vonjuk ki az utóbbi két egyenletet egymásból. A következőt kapjuk:

$$2\pi (n-1) m^{-1} \tan p = \ln \frac{r_n}{r_1} \quad (24)$$

Ezzel egy összefüggést kaptuk egy tetszőlegesen kiválasztott kar esetében arra, hogy annak és az első karnak centrumtól mért távolságának aránya hogyan függ a karok p hajlásszögétől és a kiválasztott kar sorszámától.

Ugyanarra a karra 2π szöggel később ($n=m+1$) a (24) egyenlet a (20) egyenletre redukálódik. A második ($n=2$) és az első ($n=1$) kar közti távolság s :

$$r_2 = r_1 + s \quad (25)$$

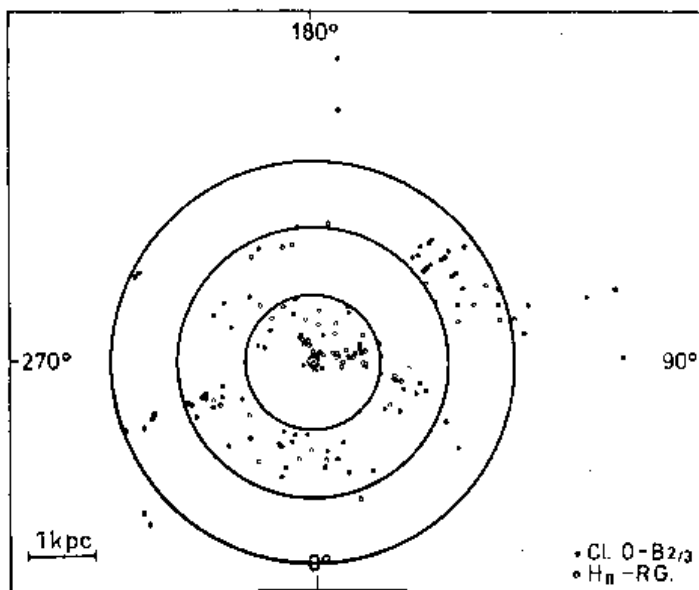
Ezt felhasználva a (24) egyenletből a következőt kapjuk:

$$2\pi \tan p = m \cdot \ln \left(1 + s \cdot r_1^{-1} \right) \quad (26)$$

Ezzel azt kaptuk meg, hogy logaritmikusan feltételezve milyen összefüggés áll fenn a karok száma, hajlásszöge és két kar centrumtól való távolsága között.

4.3. A nyílthalmazok és a cefeidák galaktikus eloszlása

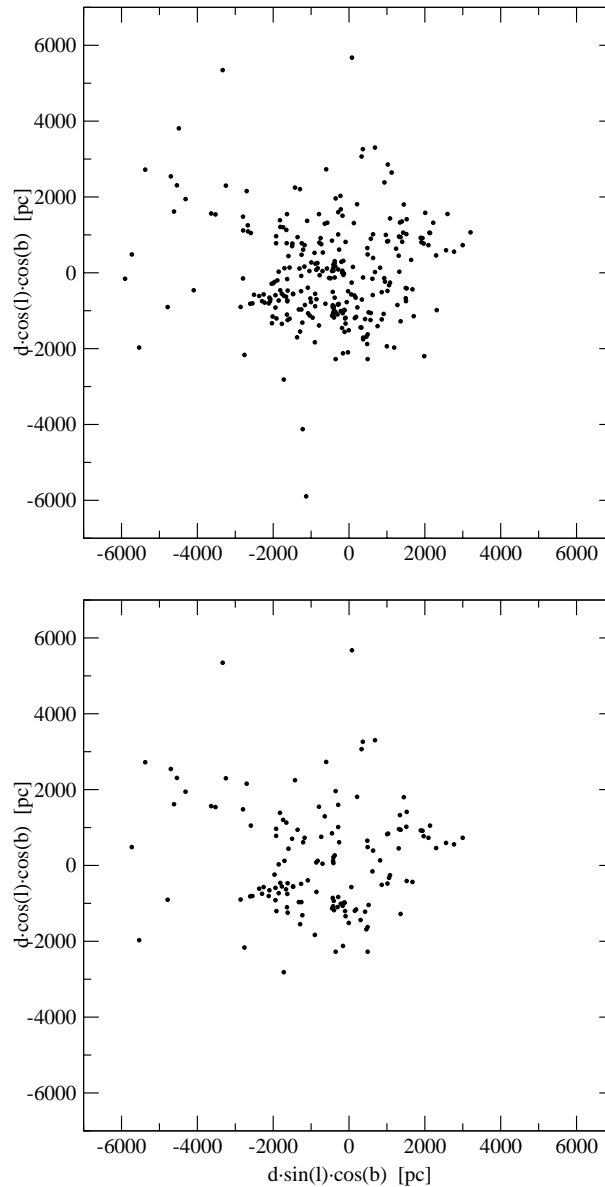
Ahogy a 4. fejezet elején már szó volt róla, a spirálkar-indikátorok eloszlása olyan egy galaxison belül, hogy megmutathatja a spirális struktúrát. A legfrissebb méréseket felhasználva megvizsgáltam a spirálkar-indikátorok közül a nyílthalmazok és a cefeidák eloszlását Tejútrendszerünkben azt az eredményt várva, hogy ezzel kirajzolódik a spirálszerkezete.



20. ábra. Fiatal nyílthalmazok és H II régiók eloszlása a galaktikus síkra vetítve. A sötét pontok jelezik a nyílthalmazokat, a világosak a H II területeket. A saját karunk a $l = 80^\circ$ és $l = 260^\circ$ között tartományban, $l = 290^\circ$ és $l = 30^\circ$ között a Carina-Sagittarius kar látszik. (Kolesnik és Vedenicheva, 1979)

Mivel egy nyílthalmaz csillagai gravitációsan kötöttek egymáshoz, feltételezhetjük, hogy ezeknek a csillagoknak a kialakulása közel azonos időben kezdődhetett. Ha a sűrűség hullám elméletet tekintjük, akkor a nyílthalmaz kialakulása tulajdonképp akkor kezdődött, amikor egy sűrűség hullám odaéert ahhoz a felhőhöz, amiből kialakult az adott nyílthalmaz. Így tehát, ha a sűrűség hullám a spirálkarok mentén halad végig, akkor a tőle kialakuló nyílthalmazok ugyanolyan spirális formát vesznek fel. Mivel a halmazoknak is van sajátmozgása, sok idő elteltével már kikerülhetnek a spirálkarokból. De ha elegendően fiatal nyílthalmazokat vizsgálunk és természetesen elég nagy számban, akkor

azoknak még mutatniuk kell a spirális struktúrát.



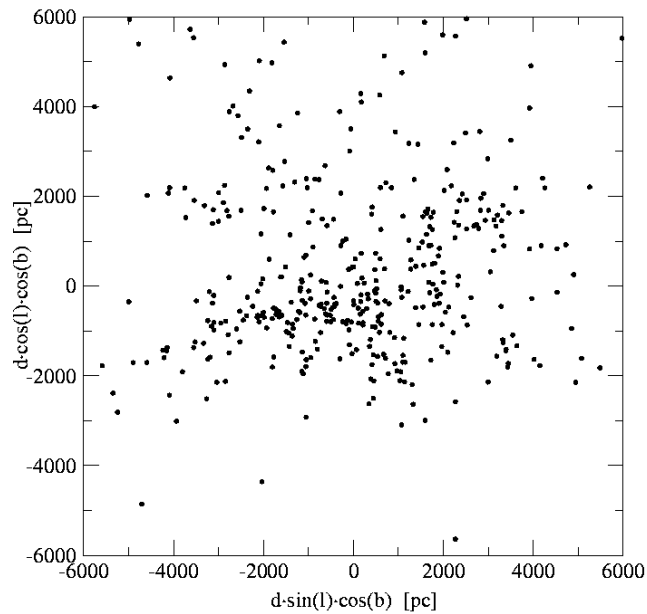
21. ábra. A Tejútrendszer nyílthalmazainak eloszlása. Felső ábra a $\log t = 8$ -nál fiatalabb, alsó ábra $\log t = 7, 2$ -nél fiatalabb halmazok esetén. (Dias és munkatársai adatai alapján, 2002)

Dias és munkatársai (2002) katalógusából kigyűjtöttem a nyílthalmazok galaktikus koordinátarendszer szerinti koordinátáit, távolságaikat, valamint a halmazok korát. Ezek-

ből az adatokból elkészítettem azoknak nyílthalmazok eloszlását, amelyek $\pm 10^\circ$ galaktikus szélesség között helyezkednek el. Először a $\log t = 8$ fiatalabb (21. ábra, fenn), majd a $\log t = 7,2$ fiatalabb (21. ábra lenn) nyílthalmazok eloszlását rajzoltam meg. Eredményül a Kolesnik és Vedenicheva (20. ábra) cikkében található ábrát vártam, de sajnos nem azt kaptam. Ennek több oka is van nagy valószínűséggel. Egyrészt a korongban koncentráló por és gáz miatt nem pontosak a nyílthalmaz-távolságok. Kolesnikék cikkében, valamint más galaktikus nyílthalmazok eloszlását vizsgáló cikkben szereplő ábrák jól mutatják a spirálkarokat. A jelenleg rendelkezésre álló adatokból több szempont szerint is megpróbáltam hasonló eredményre jutni, így például csak a legfiatalabb nyílthalmazokat vettem figyelembe vagy csak bizonyos galaktikus szélességeken belül lévő halmazokat vizsgáltam. Egyik sem vezetett hasonló eredményre. Ezért csak arra tudok következtetni, hogy ez annak tudható be, hogy azokon az ábrákon, ahol jól kirajzolódnak a spirálszerkezet egyes darabjai, a szerkezethez nem tartozó pontok mesterségesen kisebb súllyal lettek figyelembe véve, amit a szerzők nem említettek az eredeti publikációkban.

A cefeidák fiatal, I. populációs, pulzáló változócsillagok. Az, hogy fiatal csillagok, alapja annak, hogy jó objektumok lehetnek spirálkar-indikátorként. Emellett nagy jelentőségű a rájuk jellemző periódus-fényesség reláció, ami azt jelenti, hogy a pulzációs periódusuk kapcsolatban áll az abszolút fényességükkel a 4.1 fejezetben bemutatott (11)-es képlet szerint. Így a mérhető periódus segítségével megkaphatjuk abszolút fényességüket, amelyből pedig a távolságmodulussal a távolságukat. Természetesen a cefeida változókra is igaz, hogy távolságuk meghatározásának pontosságát nagy mértékben befolyásolja az extinkció, amelynek mértéke megjelenik a távolságmodulusban. Ugyanis ahogy a csillag fénye keresztülhalad az intersztelláris poron, a porszemek hullámhossztól függően szórják a fényt, azaz a kék fény nagyobb szögben szóródik, mint a vörös. Így a csillag fényét vörösebbnek látjuk. Ezt a jelenséget hívjuk **intersztelláris vörösödésnek**. Mivel az extinkció mértéke a Tejútrendszer síkjában jelentős, így nagyon nehéz galaxisunkban nagy pontossággal meghatározni a távolságukat, ami jelentősen befolyásolja azt, hogy mennyire tudjuk velük reprezentálni a spirális szerkezetet.

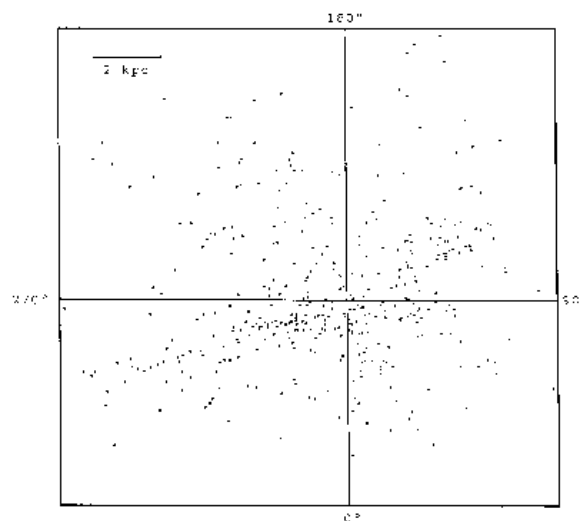
Mivel periódusuk arányos az abszolút fényességükkel, így luminozitásukkal, minél hosszabb periódusú cefeidákat vizsgálunk, azok annál nagyobb luminozitásúak, tehát azok nagyobb távolságból is vizsgálhatók. Ez azt jelenti, hogy cefeidák segítségével nagyobb távolságokon vizsgálható a spirálszerkezet. A távolabbi cefeidák vizsgálatának



22. ábra. A Tejútrendszer cefeidáinak eloszlása. Felső ábra az összes cefeida esetén, alsó ábra ezeknek a pontoknak a sűrűsége. (Fernie és munkatársai adatai alapján, 1995)

viszont az a hátránya, hogy mivel messzebb vannak, nagyobb mennyiségű interstelláris anyagon megy keresztül a fényük, tehát nagyobb az extinkció, amely pontatlanná teszi a távolságukat.

A David Dunlap Obszervatórium galaktikus cefeidákról szóló adatbázisából (Ferne, 1995) összegyűjtöttem a cefeidák galaktikus koordinátáit, távolságait és periódusukat. Ezekből elkészítettem tejútrendszerbeli eloszlásukat periódus szerint. Először az össze-
set ábrázoltam (22. ábra fenn). A 10 napnál hosszabb periódusúakat is megvizsgáltam, mert ezek általában fiatalabbak, de mivel kevés ilyen található, nem mutattak jelentősebb
struktúrát. A 22. ábrán látható eloszlás nagyon hasonló, mint ami C. Kim (1987) cikkében
szerepel (23. ábra). Szerinte az általa kapott eloszlásból leginkább saját karunk azonosít-



23. ábra. Kim (1987) cikkében található galaktikus cefeidák eloszlása.

ható, amely $l \simeq 80^\circ$ -tól folytatódik $R=3$ kpc távolságra a Naptól minimum $l \simeq 290^\circ$, $R=7$ kpc-ig. Ez alapján Kim 20° -osnak határozta meg a kar hajlási szögét.

A cefeidák térbeli eloszlásának szemléltetésére Kiss László segítségével ábrázoltam a pontok sűrűségeloszlását. Ez a 22. ábra alsó részén látható, amely ugyanúgy van skálázva, mint a felső ábra. Jól kitűnik egy karszerű struktúra a kép közepén balról átlósan felfelé haladva. Ez nem egy valóságos kar, valószínűleg csak jobban rálátunk erre a részre.

5. Galaxisunk szerkezetének megfigyelése

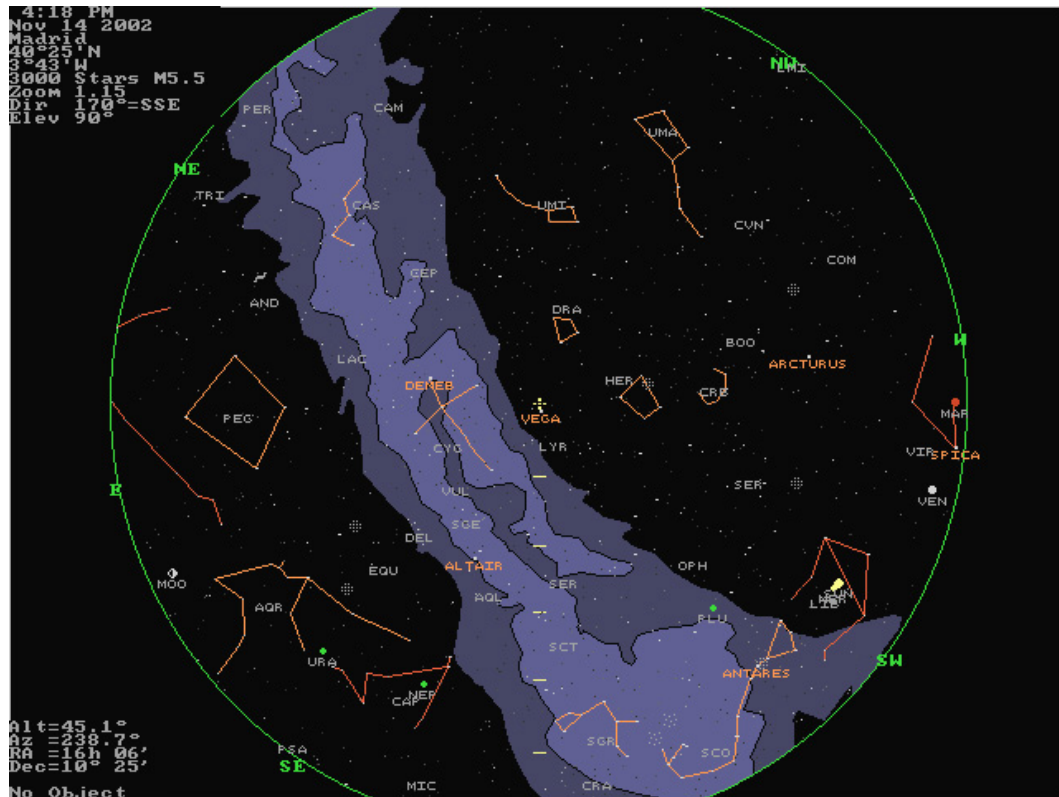
Galaxisunk szerkezete nem csak hosszas mérések eredményeként rajzolódik ki, hanem bizonyos struktúrákat hatalmas távcsövek nélkül is megfigyelhetünk. A Naprendszerünk szomszédságában húzódó spirálkarokat – egészen 6–8 ezer fényévig – meglehetősen könnyen nyomon lehet követni akár binokulárral, akár szabad szemmel. Így lehetőség nyílik arra, hogy mind a középiskolások, mind az általános iskolások ne csak tankönyvből ismerjék meg Tejútrendszerünk szerkezetét, hanem saját maguk is megfigyelhessenek belőle valamit. Ez bármely (a fizikát alap vagy emelt óraszámú tanuló) osztályban vagy akár szakkörön megvalósítható egy egyszerű binokulár és egy közvilágítás által kevésbé zavart hely segítségével. Megfigyeléseinket holdmentes, derült éjszakán végezhetjük el.

Ebben a fejezetben szeretném bemutatni, hogy az egyes évszakokban az ég mely területén figyelhetjük meg Galaxisunk spirális szerkezetét. Ehhez tehát nincs szükség egyébre, mint sötét égre, binokulárra, és persze nem árt ismerni a nagyobb csillagképeket, főként azokat, amelyek a Tejút sávjának közelében helyezkednek el. (Ezek nagyon gyorsan elcsúsznak.) Amikor kimegyünk diákjainkkal az ég alá, kezdjük azzal, hogy megmutatjuk nekik ezeket a főbb csillagképeket. Ehhez segítségünkre lehet számos planetárium program, ilyen például a linux-os **xephem** vagy az **xplns**, a dos-os **skyglobe** (a következő oldalakon látható ábrák ezzel a programmal készültek), vagy a windows-os **guide**. A Tejútrendszer vizsgálatára a kora őszi és a kora tavaszi időszakok a legjobbak. Az első esetben galaxisunk centruma, a második esetben anticentruma figyelhető meg kényelmesen a kora esti órákban.

Ahhoz, hogy könnyen tudjunk tájékozódni az égen, ismertessük meg diákjainkkal a **galaktikus koordinátarendszer** alapvető elemeit. A galaktikus koordinátarendszer alapja a Tejútrendszer középvonala, a **galaktikus egyenlítő**, amely óriási kört ír le az égen. A **galaktikus hosszúságot** a galaktikus egyenlítőn mérjük 0° és 360° között. 0° a Tejútrendszer középpontja irányába esik, 90° -ot a Naprendszer szomszédságában található csillagok keringési iránya jelöli ki, 180° épp átellenben esik a középponttal (ebbe az irányba esik legközelebb galaxisunk pereme), végül 270° az az irány, ahonnan a Naprendszer szomszédságában lévő csillagok „érkeznek”. A **galaktikus szélességet** 0° és 90° között mérjük (akárcsak a földrajzi szélességet), és azt adja meg, hogy a galaktikus egyenlítőhöz képest hol található egy adott objektum. A galaktikus pólusok jelentik a 90° -os szöveget. Az északi galaktikus pólus a **Coma Berenicesben** található, míg a déli galaktikus pólus a **Sculptor**

csillagképben.

Az iskolaév kezdetén, ősszel még látható a **nyári tejút** (24. ábra), amely széles ív-

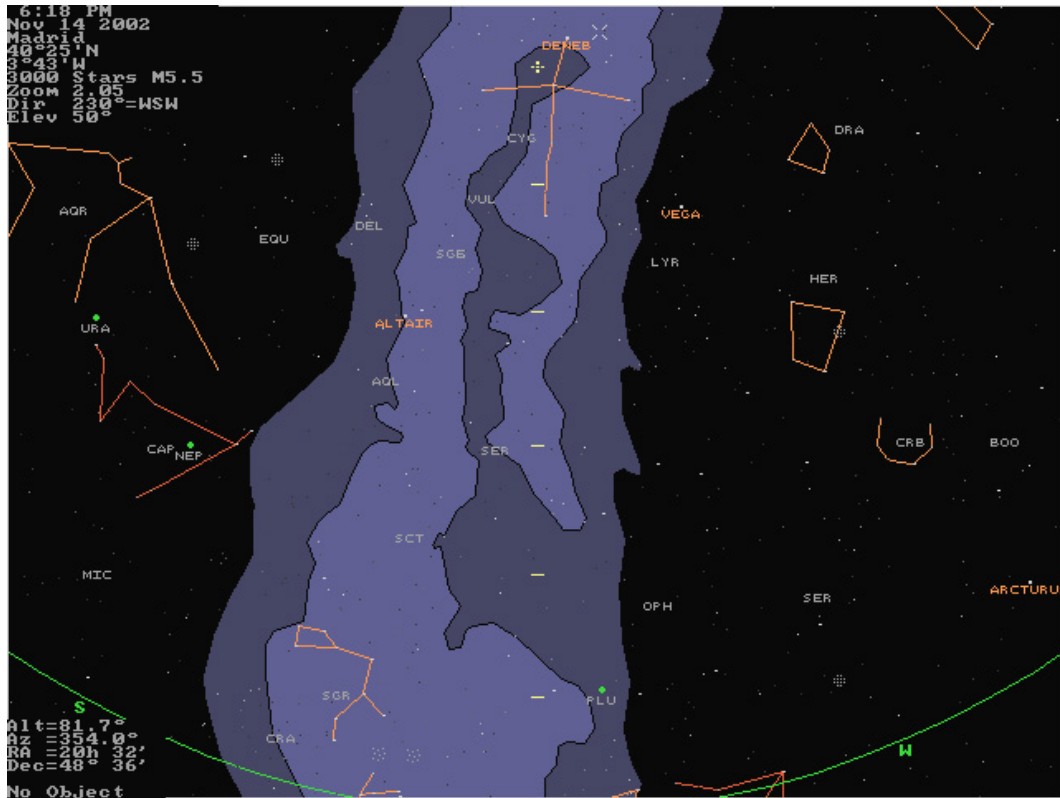


24. ábra. A nyári tejút.

ben indul a **Sagittarius**ból, keresztül a **Scutum**on és az **Aquilán**, fel a **Cygnus**ig (amely a nyári időszakban éppen a fejünk felett található), majd innen halad a **Cepheus**ba, a **Cassiopeiába** és a **Perseus**ba. A legfényesebb tejútfelhők a **Sagittarius**ban láthatók, mivel galaxisunk centruma is ebben az irányban helyezkedik el, melynek irányát meg is mutathatjuk: a γ **Sgr**-tól kb. 4° -kal nyugat-észak-nyugatra található, de az interstelláris por és gáz fényelnyelése miatt semmit sem láthatunk belőle.

A 90° -os galaktikus hosszúság iránya a **Cygnus**ba esik, a **Deneb**től kb. 5° -kal észak-keletre.

A nyári tejút legfeltűnőbb szabadszemes alakzata a **Nagy Hasadék** (25. ábra), amely a **Deneb**től kiindulva a dél-nyugati irányban két, többé-kevésbé párhuzamos ágra osztja a tejutat, mind szabadszemmel, mind binokulárral nézve nagyon érdekes látványosság,

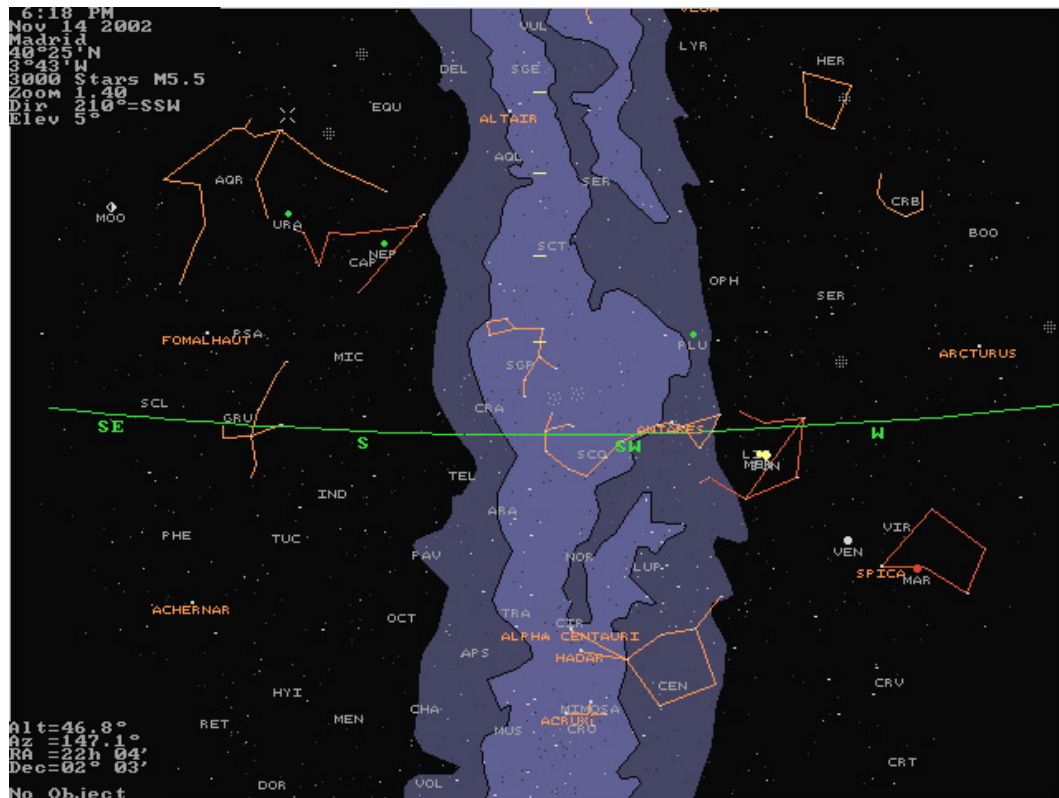


25. ábra. A Nagy Hasadék.

nagy élmény lehet diákjaink számára. Ez egy nagy kiterjedésű porsáv galaxisunk síkjában, amely elnyeli a mögötte lévő csillagok fényét, ezért látjuk sötétebbnek az ég azon területét. A **Nagy Hasadék** a **Sagittariuson** is túlnyúlik, át a **Scorpius** farkán, le messzire a déli égre, ahol is az α **Centauri** közelében ér véget.

Ha a **Sagittarius** felé nézünk, több réteget is megfigyelhetünk. A legtávolabbi alakzat, amit észlelhetünk, egy szelet galaxisunk központi kidudorodásából (26. ábra). Ez nem más, mint a γ **Sgr** és a δ **Sgr** vidékén megfigyelhető **Nagy Sagittarius Csillagfelhő**. Ez kb. 25–35 ezer fényévre helyezkedik el tőlünk, tehát binokulárral még a legfényesebb csillagok sem bonthatók fel. A **Nagy Sagittarius Csillagfelhő** kb. $3^\circ - 7^\circ$ távolságra helyezkedik el a galaktikus egyenlítőtől, ezért amikor észleljük, éppen „elnézünk” azon spirálkarok fölött, amelyek közöttünk és a galaktikus centrum között húzódnak.

Jól megfigyelhető számos spirálkar-indikátor is, mivel a csillagközi anyag (amelybe beletartoznak a nagy hidrogén felhők is) nem egyenletesen oszlik el, hanem kisebb-na-

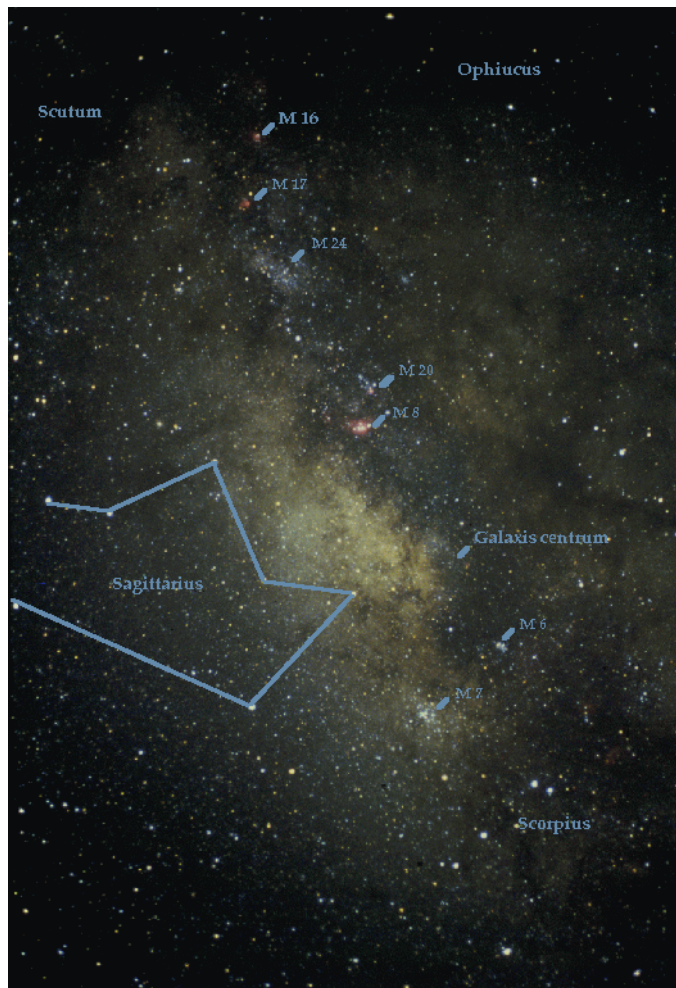


26. ábra. A dudor.

gyobb felhőkben fordul elő. Ez más közeli galaxisokban is jól látható. Jó példa erre a déli égbolton található **Szeneszsák**, amely egy porköd.

A **Kis Sagittarius Csillagfelhő** (amely 3°-kal észak-keletre található a μ Sgr-től) hosszabb, észak–észak-nyugati oldalán nagyjából félúton egy kicsi, sötét köd azonosítható. A **Kis Sagittarius Csillagfelhő** távolsága 16 ezer fényévre tehető. Ha ez az érték pontos, akkor ez a sötét kis felhő valamelyik spirálkarhoz tartozik, amely a **Napot** is magába foglaló karnál közelebb húzódik a galaktikus centrumhoz. Valószínűleg a belső kar része, azé a karé, amely a legelső spirálszerkezet a **központi kidudorodáson** kívül.

Ha a **Kis Sagittarius Csillagfelhőre** nézünk, egy olyan „ablakon” pillantunk keresztül, amely a **Sagittarius-Carina-kar** sötét interstelláris anyagán nyílik. A Nap spirálkarján belül eső szomszédos spirálkar a „Sagittarius-Carina”, mivel a benne látható legtöbb köd és nyílthalmaz a Carina észak-keleti részében és a Sagittariusban helyezkedik el. A Sagittariusban ezek között láthatjuk az **M8 (Lagúna-köd)** diffúz ködöt, az **M20 (Trifid-**



27. ábra. A Sagittarius-Carina karban található néhány nyílthalmaz és köd, valamint a Tejútrendszerünk közepének helye. (W. Keel, Cerro Tololo)

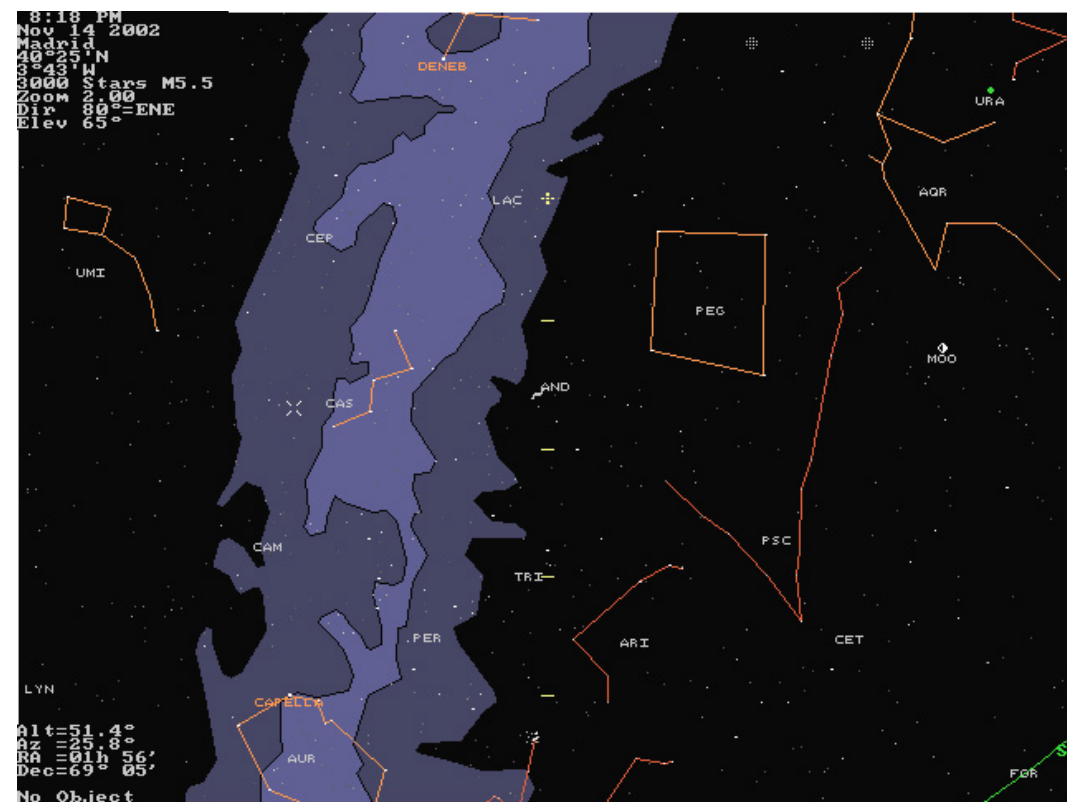
köd), és az M17 (Omega-köd), valamint az M21 és M18 nyílthalmazokat (27. ábra).

Mielőtt elhagynánk a **Sagittariust**, hívjuk fel diákjaink figyelmét a legfontosabbra, hogy saját spirálkarunkat is látjuk, melyet 2–3 magnitúdós csillagok képviselnek, amelyek alkotják magát a **Sagittarius** csillagképet. Ezek közül a λ **Sgr** a legközelebi, kb. 70 fényévnnyire van. A **Sagittarius** irányában nagyon kevés olyan objektum található, amely a spirálkarunkhoz tartozik. Ez egy nagyon fontos tényről árulkodik: a Nap spirálkarunk belső peremén helyezkedik el. Ha saját spirálkarunkhoz tartozó asszociációkat, halmazokat és ködöket akarunk megfigyelni, akkor nem galaxisunk belső vidékei felé kell tekin-

tenünk, hanem épp ellenkező irányba, a **téli tejút** irányába.

Ha az **Aquila** tejútrészletét figyeljük meg, akkor saját spirálkarunk fényes előtércsillagain nézünk keresztül, melyek mögött hosszú, viszonylag üres spirálkarközi terület következik, majd nagyon távoli csillagfelhőket pillanthatunk meg. Ha a **Cygnus**ban nézelődünk, saját spirálkarunkba látunk bele. Így közeli asszociációkat és ködöket figyelhetünk meg. Ilyen példa a **Cygnus OB7 asszociáció**, melynek legfényesebb csillaga a **Deneb**, amely a tőle 70 fényévre található **Észak-Amerika-köd** legfontosabb „fényforrása”. Ha van elegendő időnk, hagyjuk gyönyörködni diákjainkat a **Cygnus**ban hemzsegő halvány csillagokban, amelyek binokulárral nézve a felbonthatóság határán vannak.

Ha a **Cygnustól** tovább nézelődünk észak felé a **Cepheus**ba, nagyon feltűnő, hogy ismét „eltűnnek” az eddig oly fényes csillagmezők (28. ábra). Ezen a területen ismét ha-

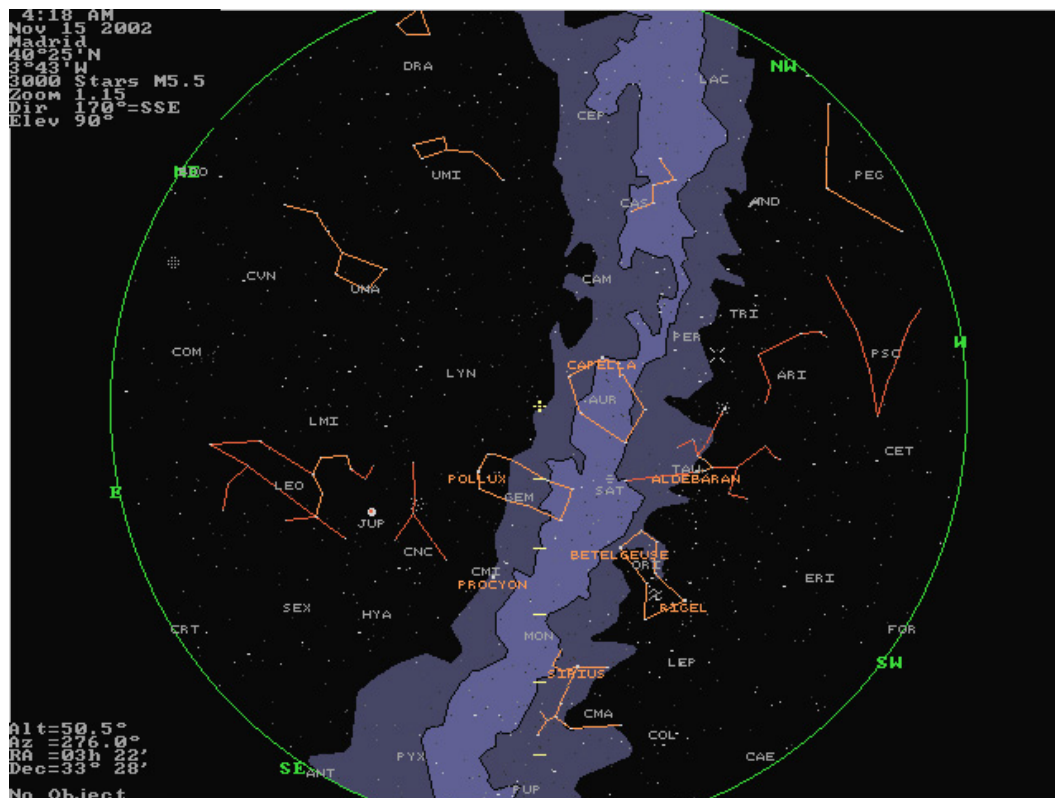


28. ábra. A Cepheus és a Perseus körüli porfelhők.

talmas fényelnyelő anyag van. Nagyon jó példa ez arra, hogy bemutassunk diákjainknak az intersztelláris anyag létezését.

A **Cepheus**ból továbbhaladva az tűnik fel, hogy a perseusbeli tejút sokkal halványabb és szegényesebb, mint a **Cassiopeiában**. A **Perseusban** található **Ikerhalmaz** kivételével nagyon kevés csillag figyelhető meg. Ennek az az oka, hogy a **Perseus** irányában különösen vastag spirálkarunk intersztelláris poranyaga, míg a **Cassiopeia** felé „ablak” nyílik, amelyen keresztül saját spirálkarunk csillagai mögött a kifelé következő spirálkart is megpillanthatjuk. Tehát ha a **Cassiopeia** irányába nézünk, saját spirálkarunkba nézünk bele, mivel a kar peremén helyezkedünk el. A **Cassiopeia** legtöbb nyílthalmaza a **Perseus-karban** helyezkedik el.

Ezek után eljutottunk oda, hogy a tejút további általános tanulmányozását már a **téli tejútban** (29. ábra) kell folytatnunk. A téli tejút alapvetően különbözik a nyári Tejút-



29. ábra. A téli tejút.

tól: homogén derengést látunk, melyben nem láthatók fényes csomósodások vagy sötét alakzatok. Ez részben annak tudható be, hogy galaxisunk pereme felé nézünk, ahol nem láthatóak olyan gáz- és porfelhők, mint a galaktikus centrum felé. A galaktikus anticent-

rum $3,5^\circ$ -kal keletre helyezkedik el a β Tauritól.

Mivel spirálkarunk peremén helyezkedünk el, szükségképpen át kell néznünk a spirálkarunk magján, ha a téli tejutat figyeljük. Ezt megerősíti néhány viszonylag közeli nyílthalmaz, asszociáció és fényes köd jelenléte a **Perseus** és a **Canis Major** közötti szakaszon. Ezekben, valamint a **Taurusban** és az **Orionban** számos asszociáció és nyílthalmaz figyelhető meg. Ezek sajátos elrendeződése talán annak köszönhető, hogy Napunk kissé „kilóg” a Tejútrendszer síkjából, vagyis nem csak „visszafelé”, hanem „lefelé” is nézünk saját spirálkarunkra. Lehetséges azonban, hogy mindez csak spirálkarunk helyi irregulitásának eredménye.

E néhány objektum megtekintésével bepillantást adhatunk a diákoknak Tejútrendszerünk spirális szerkezetének néhány részletébe. Egy ilyen távcsöves-szabadszemes nézelődés nemcsak hatalmas élményt nyújthat a tanulóknak, hanem ismereteik gyarapodását is elősegíti.

6. Összefoglalás

Dolgozatomban igyekeztem rövid áttekintést adni Tejútrendszerünkről és annak spirális szerkezetéről.

Az alapvető galaxistípusok bemutatása után a spirális galaxisok jellemzőivel foglalkoztam. Bemutattam azokat az elméleteket, amelyekkel magyarázni próbálják a spirális struktúrát és annak kialakulását.

Ezután magát a Tejútrendszert jellemeztem. Részletesen tárgyaltam az egyes komponensek kisebb összetevőit.

Mindez után rátértem a Tejútrendszer spirális szerkezetének vizsgálati módszereire. Ennek alapja a távolságmérés, így bemutattam a fontosabb távolságmeghatározási technikákat. Majd felvázoltam a konkrét módszereket, amelyekkel kimutatható, hogy spirális galaxisban mozgunk Naprendszerünkkel együtt. A 4. fejezet végén pedig bemutattam saját adatvizsgálataim eredményét két spirálkar-indikátor esetére. A nyílthalmazok galaktikus eloszlása sajnos nem mutatott jelentősebb struktúrát. A cefeidák eloszlásában viszont felfedezhető saját spirálkarunk egy része, valamint sejlik még egy spirálkar darabja.

Végül az 5. fejezetben áttekintést adtam arról, hogy ha kimegyünk egy éjszaka ég alá, mi az, amit meg is nézhetünk galaxisunk spirális szerkezetéből. Így be lehet építeni a középiskolai fizikaóra keretébe azt, hogy a tanulók saját maguk is megnézhessék Tejútrendszerünk egyes részleteit.

7. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek szakdolgozatom elkészítésében nyújtott segítségéért és útmutató tanácsaiért. Köszönettel tartozom Dr. Kiss Lászlónak és Dr. Szatmáry Károlynak ötleteikért, segítségükért. Végül, de nem utolsó sorban, köszönetet mondok szüleimnek tanulmányaim során nyújtott szerető támogatásukért.

8. Irodalomjegyzék

- Binney, J., Tremaine, S., 1994, Galactic Dynamics (3. kiad.), Princeton University Press
- Carroll, B.W., Ostlie, D.A., 1996, An Introduction to Modern Astrophysics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- Dias, W.S., Alessi, B.S., Moitinho, A., Lépine, J. R. D., 2002, Astron. Astrophys., 389, 871
- Elmegreen, D.M., 1985, IAUS, 106, 255
- Fernie, J.D., Beattie, B., Evans, N.R., and Seager, S., 1995, IBVS No. 4148
- Hohl, F., 1971, Astrophys. J., 168, 343
- Kim, C., 1987, Astrophys. & Space Science, 136, 101
- Kiss, L.L., Szabó, Gy., Sziládi, K. et al., 2001, Astron. Astrophys., 376, 561
- Kolesnik, L.N., Vedenicheva, I.P., 1979, Astron. Astrophys., 76, 124
- Lake, G., Understanding The Hubble Sequence of Galaxies,
www - hpcc.astro.washington.edu/old_content/scied/astro/hubble/hubble.html
- Lin, C.C., Shu, F.H., 1964, Astrophys. J., 140, 646
- Lin, C.C., Shu, F.H., 1966, Proc. Nat. Acad. Sci., 55, 229
- Lucentini, J., 2002, The Mysteries of Galaxy Spirals, Sky & Telescope
- Lynden-Bell, D., Ostriker, J.P., 1967, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 136, 293
- Marik, M. (szerk.), 1989, Csillagászat, Akadémiai kiadó
- Mizser A., 1997, Galaxisunk szerkezete - binokulárral, Meteor, 27, No.7-8, 9
- Mueller, M.W., Arnett, W.D., 1976, Astrophys. J., 210, 670
- Toomre, A., 1978, IAUS, 79, 109
- Toomre, A., Toomre, J., 1972, Astrophys. J., 178, 623

Vallée, J.P., 1995, *Astrophys. J.*, 454, 119

Vallée, J.P., 2002, *Astrophys. J.*, 566, 261

Whitney, C.A., 1978, *A Tejútrendszer felfedezése*, Gondolat kiadó