

B A L Á Z S    B É L A

a fizikai tudományok kandidátusa

A GALAKTIKUS SPIRÁLKAROK VIZSGÁLATA  
A NYILT CSILLAGHALMAZOK SEGÍTSÉGÉVEL

Doktori értekezés

Budapest, 1986

MAGYAR  
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA  
KÖNYVTÁRA

## TARTALOMJEGYZÉK

Előszó	3
1. Bevezetés	5
1.1. A galaktikus távolságskálában mutatkozó ellentmondások	8
2. Csillaghalmazok és asszociációk	14
2.1. A gömbhalmazok	15
2.2. A nyilthalmazok	15
2.3. Asszociációk	25
2.4. A nyilthalmazok legfontosabb jellemzőinek függése a galaktikus helytől	28
3. A nyilthalmazok távolságskálája	34
4. Függ-e a fiatal nyilthalmazok átmérője R-től?	56
5. A spirálkarok alakjának, helyzetének és szögsebességének meghatározása a nyilthalmazok térbeli eloszlásának segítségével	69
5.1. $\Omega_p$ levezetése a csillagok születési helyének azonosítása útján	89
5.2. $\Omega_p$ meghatározása a csillagok sebességmezéjéből	91
5.3. $\Omega_p$ meghatározása az anyag spirálkarokra merőleges relativ szögsebességkomponensének eloszlásából	93
5.4. $\Omega_p$ meghatározása a különböző korú nyilthalmazok galaktikus eloszlása alapján	95
5.5. $\Omega_p$ becslése az "antropikus elv" segítségével	114
6. A galaktikus spirálkarok szögsebessége és a Naprendszer őstörténete	122
Appendix	135
Irodalom	149
A CSCA hivatkozási rövidítésrendszere	I

## ELŐSZÓ

A néhány száztól néhány ezer parszekig terjedő távolságtartományban a legpontosabb távolságmérés -- +10%-osnál kisebb középphibával -- az un. nyilthalmazok fotometriai távolságmodulusának meghatározása útján érhető el. Miután ezek az objektumok szerencsére elég számosan fordulnak elő -- a jelenlegi becslések szerint mintegy 15 000 található belőlük csillagrendszerünkben --, és galaktocentrikus pályáik általában kis inklinációjúak, joggal várhatjuk el, hogy a spirális struktúrát a fiatal /  $\tau < 3,2 \cdot 10^7$  a/ nyilthalmazok elhelyezkedésének megállapítása útján megbízhatóan feltérképezhetjük, hiszen a nyilthalmazok a spirálkarok mentén húzódó lökéshullámfrontokban keletkeznek, és a fiatal halmazok még nem kerülhettek messze születési helyüktől.

Tekintettel arra, hogy a jelen értekezés elméleti alapját is képező Lin-féle gravitációs sűrűség hullám elmélet értelmében a Galaxis nyugalmi állapotban forgásszimmetrikus gravitációs potenciáletterében tovaterjedő -- közelítőleg logaritmikus spirális alakú -- kvázistacionárius "zavar" szögsebessége általában eltér a rendszer anyagának szögsebességétől, a közepesen idős csillaghalmazok /  $\tau < 10^8$  a/ térbeli eloszlásának vizsgálatából a spirálkarok relatív szögsebessége is megállapítható.

Jelen értekezésben -- az Akadémiai Kiadó gondozásában 1970-ben és 1981-ben összesen közel 4000 oldal terjedelemben megjelent "Catalogue of Star Clusters and Associations" c. IAU támogatott, társszerzős munkámból és kiegészítő forrásokból vett adatok alapján -- a Nap 2-3 kiloparszekes környezetében meghatároztam a fiatal nyilthalmazok rendszerére legjobban illeszkedő spirális mintát. Emellett kritikai elemzés alá vettem a galaktikus távolságskálát, valamint a nyilthalmazok átmérőjének esetleges függőségét a galaktocentrikus távolságtól, majd -- főként a közepesen idős nyilthalmazokra támaszkodva -- becslést adtam a spirálkarok szögsebességére. Nem tűztem ki célul átfogó monográfiaszerű fejezetek beiktatását, csupán a témakör múltbeli ill. jelenlegi nemzetközi műveléséből adódó képbe illesztettem be eredményeimet, és rámutattam a Naprendszer előtörténetével valamint az un. SETI témakörrel való szoros kapcsolatra is.

Az értekezés témaköre fontos helyet foglal el az ELTE -- 1968-óta vezetésem alatt álló -- Csillagászati Tanszéke kutatási profiljában, részterület "A csillagok fizikája és fejlődése" elnevezésű szocialista multilaterális akadémiai együttműködés keretében is, és tudományos tevékenységembe a nyilthalmazok terén végzett közel 25 éves kutatásaim olyan főbb eredményein keresztül illeszkedik, melyek a Galaxis nagyléptékű szerkezetére vonatkoznak.

## 1. BEVEZETÉS

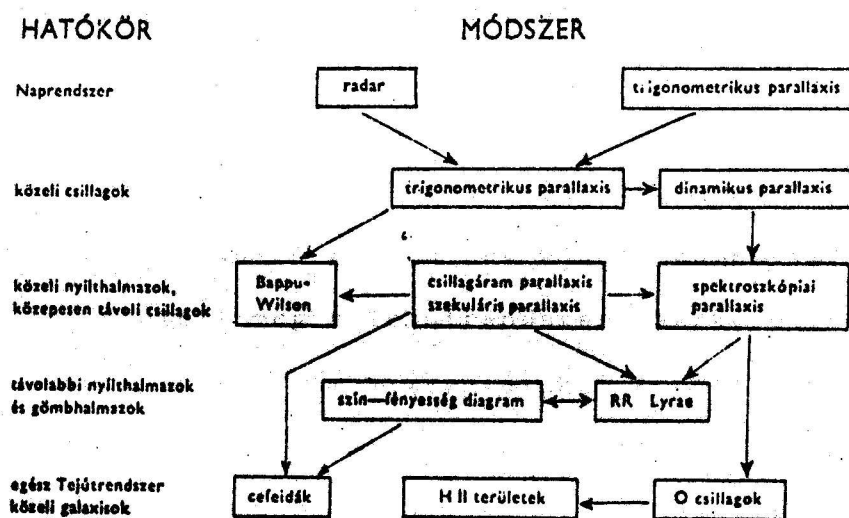
A csillagok és egyéb égitestek térbeli eloszlásának, azaz irányának és távolságának meghatározása a csillagászat egyik alapvető feladata. Az irány- és távolságmérés nemcsak az Univerzum geometriai szerkezetének megismerése szempontjából nélkülözhetetlen, hanem a különböző objektumtipusok fizikai állapotának felderítéséhez is. Miután ugyanis a különböző fizikai kölcsönhatások különböző léptékek, méretek mellett válnak uralkodóvá a természetben /v. ö. pl. A. L. Zelmanov [1]/, sem a Naprendszer, a csillagok, csillaghalmazok, galaxisok és galaxishalmazok stb. felépítése, sem az őket kormányzó erők és azok forrásai nem volnának érthetők a geometriai méretek ismerete nélkül.

De tisztán geometriai szemszögből nézve is, ha meg akarjuk ismerni saját csillagrendszerünk felépítését, akkor az égbolton "két dimenzióban" elénk táruló képből meg kell konstruálnunk a térbeli szerkezetet, ehhez pedig a rendszert alkotó égitestek távolságát is meg kell valamilyen módon mérnünk. Nem csoda, hogy a Tejútrendszer megismerésének története jórészt az egyre nagyobb hatótávú és egyre megbízhatóbb távolságmeghatározási eljárások története.

A galaktikus távolságskála jelenlegi helyzetének

vizsgálatakor örömmel mondhatjuk el, hogy már mintegy két évtizede nem fordulnak elő általánosan elfogadott drasztikus változtatások. Megnyugtató jel a kialakult kép reális volta szempontjából, hogy a közben megjelent idevágó munkák lényegében véve a már korábban is ismert módszerek és eredmények finomításával foglalkoztak. Továbbra sem szabad azonban elfelejtenünk, hogy a megbízható távolságmeghatározás nem könnyű feladat, és számottevő -- különösen szisztematikus jellegű -- hibák még ma is rejtve maradhatnak. Gondoljunk csak vissza arra, hogy már 1958-at irtunk, amikor A. R. Sandage [2] felfedezte, hogy a korábbi távolságmeghatározási munkákban az extragalaktikus ionizált hidrogénfelhőket /un.HII területeket/ nagyluminozitású csillagoknak vették, és ennek következtében a Tejútrendszeren kívüli távolságokra a valódi harmadát [1] kapták. Miután még további hibák is kiderültek, öt év leforgása alatt kereken a korábbi értékek öt-hatszorosára kellett növelni az extragalaktikus távolságokat! /Lásd pl. [3]./ A kozmikus távolságskála korrekciójára időről-időre várhatóan a jövőben is sor kerül majd, de minden reményünk meg van rá, hogy még megközelítően sem hasonló mértékűre. A. R. Sandage és G.A. Tammann ugyan a 70-es évek közepén a cikkek egész sorában érveltek az extragalaktikus távolságok további megduplázása mellett -- ami E. P. Hubble 1935-ös értékeinek tízszeres növelését jelentené --, de nézetük helyessége erősen meg-

kérdőjelezhető |3|. Ma már nagyszámú különböző és részben egymástól független távolságmeghatározási eljárás áll rendelkezésünkre, és kellő körültekintéssel történő alkalmazásuk esetén az említetteknel sokkal kisebb hibák is kideríthetők. A Tejútrendszeren belül használatos legfontosabb távolságmérési módszereket /az összefüggéseket is szemléltető blokkdiagram formájában/ az 1.1. ábrán tüntettem fel.



1. 1. ábra: A Tejútrendszerben használatos főbb geometriai, fotometriai és egyéb távolságmérési eljárások hatókörének és egymásra épülésének sémája.

### 1.1. A galaktikus távolságskálában mutatkozó ellentmondások

A távolságok kialakított rendszerének természetesen ellentmondásmentesnek kell lennie, azaz bármely adott objektum különböző /geometriai, fotometriai, spektroszkópiai stb./ módszerekkel mért "távolságai"-nak az elért pontossági szinten kompatibilisnek kell lennie. Véleményem -- és a kutatók jelentős részének álláspontja -- szerint ezt a kívánatos állapotot még nem értük el, és értekezésem számottevő része a bajok gyökérének a nyilthalmazok segítségével történő feltárásával foglalkozik.

R. P. Kraft és M. Schmidt [4] még 1963-ban egy kiemelkedő jelentőségű, ma már klasszikussá vált munkát jelentetett meg a Tejútrendszer szerkezetéről és forgásáról. A szerzők vizsgálatukat a cefeidák periódus-fényesség valamint periódus-szin reláción alapuló távolságaira, továbbá e csillagok radiális sebességeire és szekuláris parallaxisaira alapozták, és minden olyan cefeidát tekintetbe vettek, melyre megbízható fotoelektromos UBV fotometriai mérések léteztek /267 db/. A periódus-luminozitás összefüggés nullpontját 5 olyan cefeida segítségével határozták meg, melyek ismert távolságú nyílt csillaghalmazokhoz tartoztak, a logaritmusos idő- és magnitudóskálán kvázi-lineáris összefüggés dőlésszögét pedig a Kis Magellán



Felhő cefeidáinak felhasználásával /kihasználva azt a körülményt, hogy egy extragalaxis csillagainak távolságkülönbsége a rendszer tőlünk mért távolságához képest elhanyagolható/. Munkájuk közben észrevették ugyan, hogy a sajátmozgásokra alapozott szekuláris parallaxisok a cefeidákra gyengébb abszolút fényességeket és átlagosan 1,27-szer kisebb távolságokat adnak, ezt az eltérést azonban arra való hivatkozással nem tekintették lényegesnek, hogy a szekuláris parallaxisokon alapuló távolságok jóval pontatlanabbak a galaktikus halmazok fotometriai távolságmodulusaira támaszkodóknál.

Három évvel később A. A. Hoag [5] egy a nyílt-halmazok távolságmodulusait tárgyaló összefoglaló cikkében felhívta a figyelmet arra, hogy a Hertzsprung-Russell diagram nullkorú fősorozata /ZAMS/ alapján illetve a  $H_{\gamma}$  vonalak ekvivalens szélessége felhasználásával levezetett halmaztávolságok között szisztematikus eltérés tapasztalható. /A  $H_{\gamma}$  indexen alapuló luminozitásskála nullpontjának kalibrálása a nullkorú fősorozat koncepciótól független./ Az összegyűlt adatok elemzése azt mutatta, hogy a korai csillagok  $H_{\gamma}$  abszolút fényességei általában halványabbak, mint a ZAMS segítségével levezetettek.

Később további nyugtalanító eltéréseket is ta-

láltak. S. V. M. Clube [6, 7] a Nap mozgásának, galaktocentrikus távolságának és a galaktikus távolságskálának a vizsgálatakor 1970-ben arra a megállapításra jutott, hogy a halo populációhoz tartozó RR Lyrae csillagok ( $\Delta S \geq 5$ )\* addig használt abszolút fényességeinek hibásnak kell lenniök. Gondolatmenete a következő volt:

Egy bizonyos csillagcsoporthoz viszonyítva a Nap sebességét két különböző módon határozhatjuk meg.

/Lásd még pl. R. Woolley at al. [8]./ Az első módszer esetében a  $v_{\odot}$  sebességet és annak  $\sigma_{\odot}$  szórását a kiválasztott csillagok  $l$ ,  $b$  galaktikus pozíciója és  $\varrho$  radiális sebessége alapján számítjuk, azaz

$$\{\varrho, l, b\} \rightarrow v_{\odot\varrho}, \sigma_{\odot\varrho} \quad /1.1./$$

A második esetben pedig a csillagok helyzetéből,  $\mu$  sajátmozgásából\*, továbbá  $m$  mért látszólagos magnitudojából és  $M_0$  becsült abszolút fényrendjéből indulunk ki, hogy ugyanazt a célt elérjük. Mivel itt még az esetleges intersztelláris fényelnyelést  $A$  is

---

\*  $\Delta S$  az ugynevezett Preston-féle spektrálindeks, mely a fémek relativ gyakoriságát jelzi az RR Lyraek légkörében. Definíció szerint a hidrogén ill. a kalcium vonalokból -- fényesség minimum idején -- megállapított szinképtípus alosztály-különbség tiszte-rese:  $\Delta S = 10(Sp_H - Sp_{CaII})$ .

\* Lehetőleg tradicionális jelöléseket használunk, ami időnként átfedéseket eredményez. Pl.  $\mu$  máshelyütt a Galaxis fősíkában értelmezett felületi sűrűség,  $\varrho$  pedig a térbeli sűrűség.

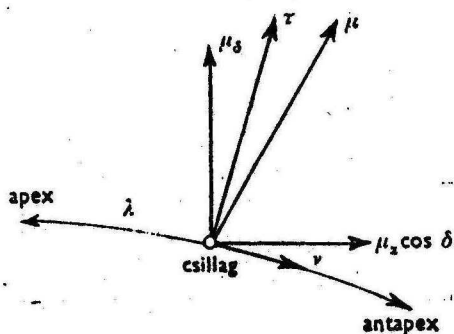
figyelembe kell venni kapjuk, hogy

$$\{M, l, b, m, M_0, A\} \rightarrow v_{\odot\mu}, \sigma_{\odot\mu} \quad /1.2./$$

/A második módszernél tulajdonképpen a csillagok Nap-hoz viszonyított sebességének látóvonalunkra merőleges komponensét "hasznosítjuk", és a fényességadatokra azért van szükség, mert a megfelelő sebességek a megmért sajátmozgásokból csak a távolságmodulusok ismeretében számíthatók./

Nyilvánvaló, hogy ha a kiválasztott csillagcsoport tagjainak pekuliáris sebességvektorai teljesen véletlenszerű eloszlásúak /ilyenkor a kiválasztott irányra vonatkozó sebességkomponensek abszolút értékeinek összege, valamint a megfelelő sebességdiszperzió iránytól független állandó/, akkor az /1.2./ alapján kapott eredmény abban az esetben egyezik meg az /1.1./ módszer által szolgáltatottal, ha  $M_0$  értéként a valódi abszolút magnitudót használjuk, A-t helyesen vesszük figyelembe, és a sajátmozgások meghatározásához használt referencia csillagok rendszerre nem forog az /extragalaxisok által rögzített/ inerciálrendszerhez képest. Könnyű látni: ez a feltétele annak is, hogy a sajátmozgások apex irányú  $v$  komponensein alapuló szekuláris parallaxis megegyezzen az apex irányára merőleges  $\tau$  sajátmozgás komponenseket és a radiális sebességeket hasznosító ún. statisztikus

parallaxissal. /Természetesen ugyanarra a csillagcsoport-  
ra vonatkozóan. 1. 2. ábra./



1. 2. ábra: A szekuláris parallaxismérés szempontjá-  
ból a csillagok  $\mu$  sajátmozgását az ekvatoriális  
koordinátarendszerben mért  $\mu_\delta$ ,  $\mu_x \cos \delta$  kompo-  
nensek helyett célszerűbb a csillagon és az apex-  
en átmenő gömbi főkör érintőjébe eső és arra me-  
rőleges összetevőkre felbontani / $\nu$ ,  $\tau$ /.  $\lambda$  az  
észlelési irány szögtávolsága az apextől.

A fenti gondolatmenetet alapul véve S. V. M. Clube,  
J. A. Dawe és D. H. P. Jones [9, 10, 11, 12] egy általuk  
kifejlesztett, és a "maximum likelihood" elvet hasz-  
náló regressziós számítási módszer segítségével nagy-  
számú halo és napkörnyéki fémszegény RR Lyrae csillag  
radiális sebességei és sajátmozgásai alapján arra a  
következtetésre jutott, hogy a referencia csillagok sa-  
játmozgására a galaktikus rotáció irányában  $-0,007/\text{év}$  \*

\* Hasonló mértékű helyesbités következik A. R. Klemola  
és S. Vasilevskis [13] munkájából is, akik halvány  
csillagok abszolút sajátmozgásait határozták meg az  
extragalaxisokhoz csatolt inerciálrendszerben.

korrekciót kell alkalmazni, és a kétféle módszer közötti legjobb egyezés /A. Bernicki |14| fényelnyelési értékeit használva/ az  $\bar{M}_V = 1,0^m \pm 0,2^m$  esetben teljesül. /Clube rámutat arra, hogy az eredmény R. F.

Christy pulzációs modelljeivel |15| is összhangban van./

Ez az érték kereken  $0,4^m$ -val halványabb, mint a J. H.

Oort és L. Plaut |16| által használt abszolút vizuális fényrend, amelynek alapján -- nagy feltűnést

keltett és ma már szinte klasszikusnak számító munkájukban -- 1975-ben  $R_\odot = 8,7 \pm 0,6$  kpc-et kaptak a

Tejúrendszer centrumának távolságára. Ha Oorték ér-

velését a Clube-féle abszolút magnitudót felhasználva

megismételjük,  $R_\odot$  értékére  $7,1 \pm 1,0$  kpc-et kapunk. A

későbbiekben kimutatom, hogy ez az érték a nyilthalmazokra támaszkodó távolságskálával is összhangba

hozható.

## 2. CSILLAGHALMAZOK ÉS ASSZOCIÁCIÓK

Figyelembe véve, hogy a galaktikus centrum távolsága éppen az RR Lyrae csillagok segítségével mérhető meg a legmegbízhatóbban\*, e csillagok abszolút fényességének pontositása a Tejútrendszeren belüli távolságskálát közvetlenül befolyásolja. A távolságskála revíziójánál azonban okvetlenül tekintetbe kell vennünk a csillaghalmaazokat, hiszen azok a galaktikus távolságok mérésénél legalább három okból is kiemelkedő szerepet játszanak:

- A halmazok távolsága nagyobb pontossággal határozható meg, mint az egyedi csillagoké.
- Sok halmaz és asszociáció tartalmaz nagyluminositású csillagokat, és így nagy távolságból is vizsgálat tárgyává tehető.
- A csillaghalmaazok különösen alkalmasak egyéb távolságindikátorok /pl. cefeidák, RR Lyraek, OB csillagok/ kalibrálására. Miután az RR Lyrae csillagok korábban elfogadott abszolút fényességét csillaghalmaazokban kalibrálták, ennek megváltoztatása szükségképpen csak a halmazok távolságának módosításával együtt történhet.

---

\* A Mira változók infravörös távolságmodulusai szintén elsődleges centrális távolságindikátorok. Infravörös közép magnitudoikat a közelmúltban I. S. Glass és M. W. Feast kalibrálta kielégítő pontossággal [177].

A csillaghalmazok olyan csillagcsoportosulások, melyekben a csillagok térbeli számsűrűsége meghaladja a környezetre érvényes megfelelő értéket. Különböző mértékben ugyan, de gravitációsan kötött és emellett genetikailag is összetartozó rendszerek. Gömbhalmazokra és nyilthalmazokra osztjuk őket.

### 2.1. A gömbhalmazok

nevüknek megfelelően közelítőleg gömbszimmetrikus képződmények. Tagjaik együttes gravitációs terének hatására rendkívül stabilak és hosszú életűek. Sűrűségük befelé erősen növekszik. Míg peremvidékükön térfogategységként egy nagyságrenddel több csillag található, mint Napunk környezetében, addig központjukig haladva ez az érték további három nagyságrenddel emelkedhet. Tömegük  $10^3 - 10^6 m_{\odot}$  ( $m \approx 10^5 m_{\odot}$ ). Lineáris átmérőjük 5pc és 107pc között mozog, összfényességük  $-2,60^M$  és  $-10,27^M$  közé esik. Mivel vizsgálatainkban csak érintőlegesen szerepelnek, itt további leírásuktól eltekintünk.

### 2.2. A nyilthalmazok

olyan az előbbinél jóval lazább, szabálytalan alakú csillagcsoportok, melyek tagjaira azonban szintén igaz, hogy erősebb gravitációs kapcsolatban állnak egymással, mint a környező mezőcsillagokkal. Eddig

1114 nyilthalmazt katalogizáltak [17, 18], valóságos számukat csillagrendszerünkben mintegy 18 ezerre tesszik. Galaktikus eloszlásuk a Galaxis fő szimmetriásíkja mentén erős koncentrációt mutat:

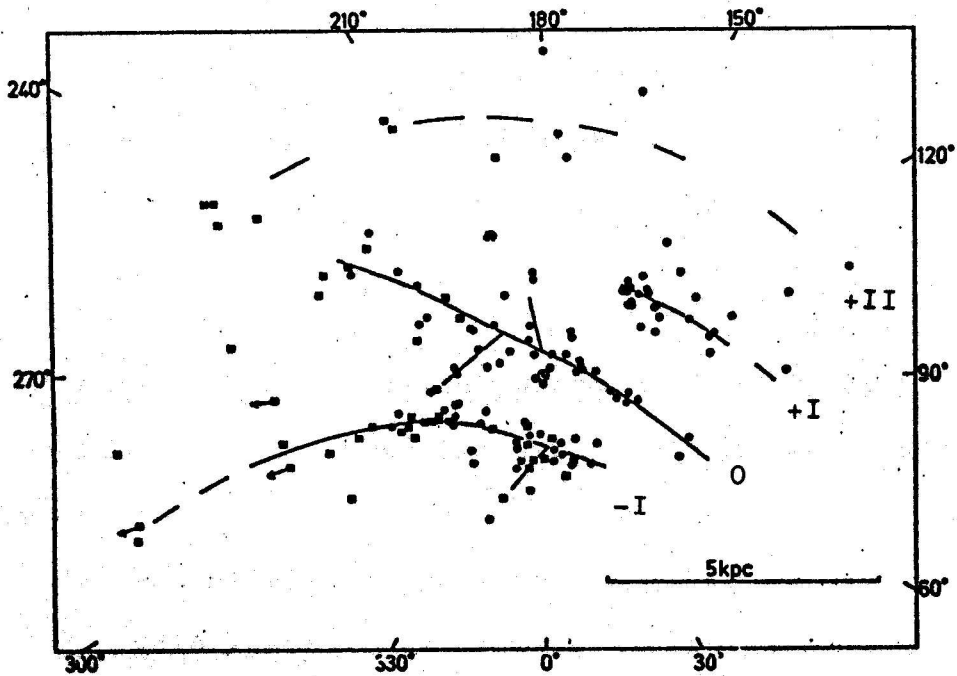
z [pc]	0	100	200	300	400	500
halm. kpc <sup>-3</sup>	400	120	30	15	8	4

Ezen belül minél korábbi szinképtípust tartalmazó halmazokat tekintünk, annál kihagsúlyozottabban csökken z növekedtével az objektumok számsűrűsége. Az összes ismert nyilthalmazra vonatkoztatva  $\overline{|z|} = 65$  pc. A fősíkon belül a fiatal nyilthalmazok -- ezek közé általában azokat a halmazokat soroljuk, amelyek B3-nál korábbi szinképtípusú csillaggal is rendelkeznek -- túlnyomó többségükben a galaktikus spirálkarokban található, így fontos spirálkar-indikátorok /2.1., 2.2. ábra/. Főként extrém I. populációs objektumok.

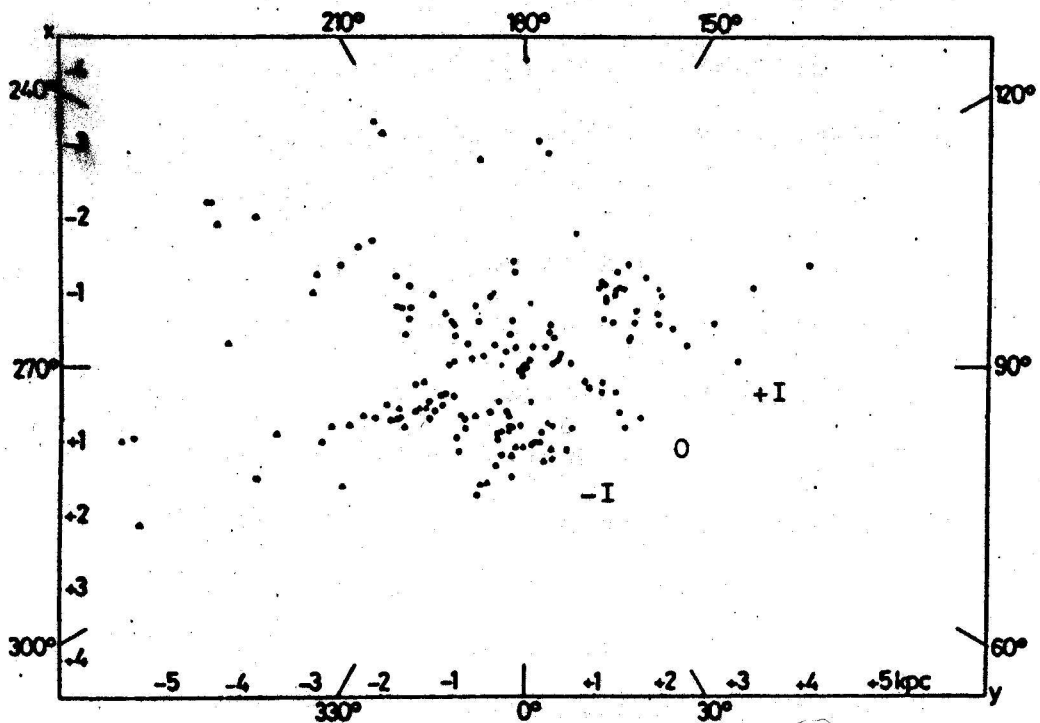
A nyilthalmazok átmérője 1-20 pc, átlagosan 4 pc. /Pl. a szabad szemmel is látható nyilthalmazok közül a Plejádok átmérője 10 pc, a Hyádoké pedig 4 pc. Lásd még a 3. I. táblázatot./ Tömegük  $10^2 - 10^4 m_{\odot}$  ( $\bar{m} = 2 \cdot 10^3 m_{\odot}$ ).

A nyilthalmazok csillagsűrűsége belülről kifelé haladva a gömbhalmazokénál jóval kevésbé csökken. A központi részeken észlelt számsűrűség  $0,25 - 80 \text{ */pc}^3$ , átlagosan  $18 \text{ */pc}^3$ . /Összehasonlításul megjegyezzük, hogy a napkörnyék átlagos csillagsűrűsége  $0,15 \text{ */pc}^3$ ./





2. 1. ábra: 153 fiatal nyílthalmaz galaktikus eloszlása A. F. J. Moffat és N. Vogt szerint [19].



2. 2. ábra: A fiatal nyílthalmazok elhelyezkedése a szerző szerint [20]. A római számok az érintett spirálkar-részeket jelölik W. Becker nyomán.

A nyilthalmazok rendszere részt vesz a Galaxis tengelykörüli forgásában. Az egyes tagok galaktocentrikus pályái általában kis inklinációjúak és excentricitásuk.

A nyilthalmazok osztályozása H. Shapley és R. J. Trümpler nyomán a következő három tulajdonság alapján történik:

a. A centrális koncentráció ill. az égi háttérből kiemelkedés mértéke szerint négy fokozatot különböztetünk meg. I: feltűnően erős, ..., IV: gyenge, még éppen észlelhető.

b. A halmaztagok fényesség szerinti megoszlása szerint három változatot tartunk számon:

1/ minden csillag közelítőleg egyforma fényrendű;

2/ egy nagyobb fényességintervallumot nagyjából egyenletesen töltenek ki a halmaztagok;

3/ néhány fényes csillag mellett a többiek viszonylag halványak.

c. A halmazokat csillaggazdagságuk szerint /N/ a következő csoportokba soroljuk:

p /angol poor = szegény/ --  $N < 50$  ,

m /angol moderate = közepes/ --  $50 \leq N < 100$  ,

r /angol rich = gazdag/ --  $N \geq 100$  .

Ez utóbbi helyett egyes szerzők az a /abundant = bőséges/ jelölést használják.

Ezek szerint a kritériumok szerint pl. a Pleiadok típusa II3r, a Hyadoké II3m, a  $\chi$  és h Perseié IV3r és a Praesepeé I2r.

Különösen kormeghatározási és tömegeloszlási szempontból célszerű a halmazokat a bennük előforduló legkorábbi szinképtípus valamint a HRD benépesedettsége szerint is osztályozni. Az előbbi kritérium szerint a halmazokat -- a bennük előforduló legkorábbi szinképtípusú csillagra való utalással -- o-, a-, b-, f- stb. jellel látjuk el; az utóbbi alapján pedig a következő három változatot különböztetjük meg:

- 1 - minden halmaztag a HRD főágán található,
- 2 - bár a legtöbb csillag a főágon van, az óriáság sem üres,
- 3 - a fényes csillagok többsége sárga vagy vörös óriás.

Eszerint az osztályozási rendszer szerint pl. a Pleiadok típusa 1b, a Praesepeé pedig 2a.

A nyilthalmazok további jellemző vonásai a következőkben foglalhatók össze:

$$\underline{\text{Összfényesség}}: +0^m,5 \leq M_B \leq -9^m,8; \bar{M}_B = -4^m,4.$$

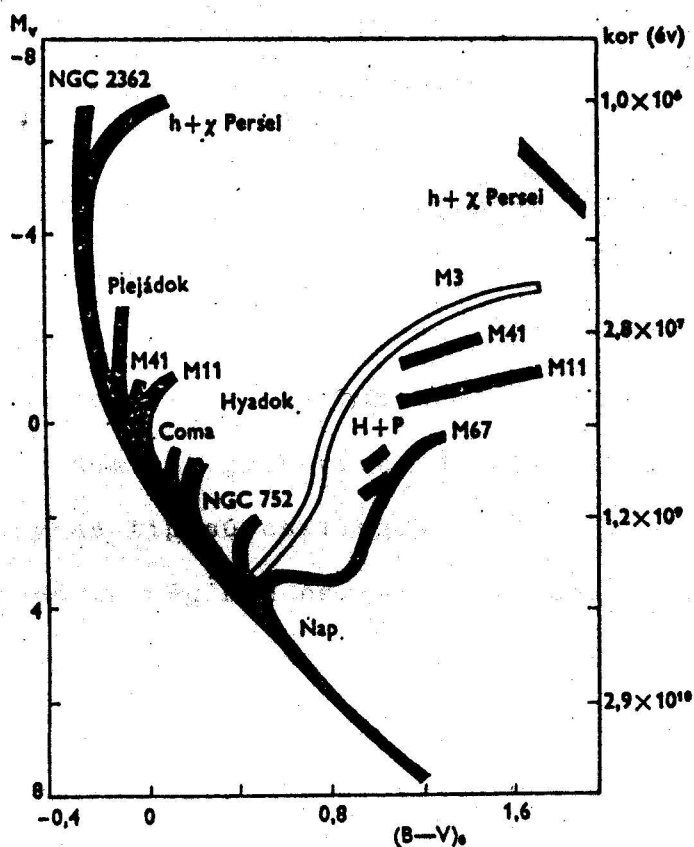
A legfényesebb halmaztagok abszolút fényrendje  $-7^m$  és  $+3^m$  között változik.

$$\underline{\text{Integrált szinképtípus}}: O5 \leq Sp_h \leq K0; \bar{Sp}_h = A5.$$

$$\underline{\text{Integrált színindex}}: -0^m,33 \leq B-V \leq +0^m,92; \bar{B-V} = +0,14.$$

HRD: A napkörnyéki I. populációs objektumok megfelelő diagramjára emlékeztet. Igen fontos -- és a halmazok távolságmodulusának megállapításakor messzemenően kihasznált -- körülmény, hogy mivel a halmaztagok gyakorlatilag mind egyforma távol vannak tőlünk, a HRD vagy a vele közel ekvivalens szín-fényesség-diagram egy konstans eltolástól eltekintve már a látszólagos fényességek alapján felrajzolható. Az állandó értékét ismert távolságú nyílthalmazok HRD-jával való összehasonlítás útján határozhatjuk meg.

Kor: Igen érdekes megfigyelési tény, hogy a különböző nyílthalmazok Hertzsprung-Russel-diagramjai sokkal jobban eltérhetnek egymástól, mint a gömbhalmazokéi. A részben elméletileg, részben empirikusan meghatározott ún. "nullkorú fősorozat"-ot az egyes nyílthalmazok fősorozatai az M törpéktől felfelé haladva különböző nagyságú abszolút magnitúdókig követik, majd jobbra lekanyarodnak róla /2. 3. ábra/. Az elhajlás helyével közel egy magasságban általában az óriáságon is vannak csillagok. A két ág között jelentkező ún. Hertzsprung-féle ür az elhajlás magasságával növekszik. A csillagfejlődési elméletek alapján kimutatható, hogy a nullkorú fősorozatra való illeszkedés maximális magassága a halmaz korára jellemző mérték. Ennél pontosabb, de jóval nagyobb



2. 3. ábra: Különböző korú nyilthalmazok és az M3 gömbhalmaz szín-fényesség-diagramjai A. R. Sandage nyomán. A függőleges tengelyen a csillagok abszolút vizuális fényrendjét, a vízszintesen pedig valódi hosszúhullámú színindexüket tüntettük fel az UBV színrendszerben. A halmazok kora főáguk elhajlási pontjának magasságából becsülhető.

fotometriai valamint számítástechnikai munkát igénylő -- és ezért az előzőnél még jóval kevesebb halmazra alkalmazott -- eljárás az elméleti csillagfejlődési izokrónok illesztése a teljes empirikus HRD-re. Az eddig meghatározott korok alapján elmondhatjuk, hogy a nyilthalmazok a gömbhalmazoknál jóval fiatalabb objektumok. Nagy többségük  $10^6 - 10^9$  évvel ezelőtt

keletkezett, és csak ritka esetben /pl. M67, NGC752/ éri el koruk a néhány milliárd évet.

Változó és pekuliáris halmaztagok. T Tauri csillagok mindenekelőtt a sok intersztelláris anyagot tartalmazó fiatal nyílthalmazokban találhatók.  $\zeta$  Cephei csillagok, flerek és többségükben az egyéb "fizikai" változók, bár nem túl gyakoriak, de szintén előfordulnak. RR Lyrae típusú csillagokat és növőket nyílthalmazokban eddig még nem észleltek. Ezzel szemben -- miután a halmazok általában sok kettőscsillagot tartalmaznak -- viszonylag gyakran találkozunk olyan halmaztagokkal, amelyek fedési változók. A nyílthalmazokban ugyancsak gyakoriak az erős fémvonalakat tartalmazó /pl. Am/ valamint az emissziós /pl. Be, W/ csillagok. A fehér törpék gyakorisága összhangban van a csillagfejlődési elméletekkel: minél kisebb abszolút fényességeknél kezdődik a HRD főága, relative annál több fehér törpe található a halmazban, és számuk arányos a főág elejéről "eltűnt" csillagokéval.

Intersztelláris anyag. Semleges hidrogéngáz sok halmazban kimutatható a 21 cm-es rádióvonal segítségével. Mennyisége erősen korrelál a halmaz korával. Az egészen fiatal halmazokban  $\mathcal{M}_H \approx \mathcal{M}_*$ , a kifejezetten idősökben viszont intersztelláris hidrogén már nem észlelhető. Intersztelláris molekulák

-- pl. OH, HCN, CS, H<sub>2</sub>O stb. -- szintén kimutathatók egyes nyilthalmazokban. Ugyanez áll a finoman elosztott csillagközi porra is.

Kémiai összetétel. A nyilthalmazok anyagának fémgyakorisága jóval meghaladja a gömbthalmazokét. A fémtartalom függ mind a halmaz korától, mind a Galaxisban elfoglalt helyétől. Pl. a galaktocentrikus távolsággal a következő összefüggés állapítható meg [21]:

$$d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = (-0,05 \pm 0,01) \text{ kpc}^{-1} \cdot \quad /2.1./$$

/Lásd még a 4. fejezetet./

Élettartam. A halmaztagok mindegyike az összes többivel folytonos gravitációs kölcsönhatásban áll. Ez  $\Delta t$  idő alatt kinetikus energiájának  $\Delta E$ -vel történő változásához vezet. Definíció szerint a  $T_r$  relaxációs idő az az időtartam, amely alatt egy átlagos halmaztag energiaváltozásainak négyzetösszege eléri a csillag eredeti kinetikus energiája négyzetét. Ha csak a viszonylag közeli csillagtalálkozásokat vesszük tekintetbe, a relaxációs idő a következő összefüggésből számolható:

$$T_r = \frac{1}{8\pi} \left( \frac{ND^3}{GM} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\ln N} \quad /2.2./$$

ahol  $N$  a halmaztagok száma,  $D$  a halmaz átmérője,  $M$  az

\* Az  $[\text{Fe}/\text{H}]$  relativ elemgyakorisági index jelentése:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \lg \left( \frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} \right)_{\text{halmaz}} - \lg \left( \frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} \right)_{\odot}$$

egy csillagra jutó átlagtömeg és  $G$  a gravitációs állandó. Látható, hogy a relaxációs idő annál hosszabb, minél nagyobb a halmaz mérete valamint a hozzá tartozó egyedek száma, és minél kisebb a csillagok átlagtömege.

Az idő haladtával a csillagok sebességeloszlása egyre jobban Maxwell-típusúvá válik, és a szökési sebéséget meghaladó sebességek következtében a halmaz lassan felbomlik. Kimutatható, hogy a  $\Delta t$  idő alatt elszökő tagok száma

$$N = 0,0074 \frac{\Delta t}{T_r} N \quad . \quad /2.3./$$

A relaxációs időnek megfelelő időintervallum alatt tehát a halmaztagok száma 0,74%-al fogy. Miután a fenti folyamat következtében  $D$  és  $N$ , így pedig  $T_r$  is csökken, a csillagok 90%-ának elvándorlásához szükséges idő "csak" mintegy  $40 T_{ro} / T_{ro}$  a közvetlenül a halmaz megszületése után érvényes relaxációs idő/.

A nyilthalmazok relaxációs ideje és élettartama jóval a gömbhalmazoké alatt marad. Pl. a Pleiadok relaxációs ideje  $5 \cdot 10^7$  év, és  $2 \cdot 10^9$  év múlva tömege már csak a jelenlegi fele, átmérője pedig 1/3-a lesz. Az intersztelláris felhőkkel való találkozás a halmazok élettartamát tovább csökkenti. Miután többségük élettartama  $10^8$  és  $10^9$  év közé esik nem csoda, hogy olyan kevés "idős" nyilthalmazzal találkozunk.



Mozgási halmazok. Laza felépítésű, viszonylag közeli nyilthalmazok, melyek térbeli mozgása meghatározható, és ennek alapján tagjaik valamint a környező mezőcsillagok szétválasztása elvégezhető. Fontos szerepet töltenek be a geometriai távolságmeghatározási eljárásoknál mert szekuláris parallaxismérésre előnyösen használhatók. Egyes esetekben a halmaz létezését csak a csillagok mozgásának elemzése útján állapíthatjuk meg, de "normálisan" azonosítható halmazok -- pl. Pleiadok, Hyadok, Praesepe -- is lehetnek mozgási halmazok. Legjellemzőbb képviselőjük az Uma mozgási halmaz. Átmérője mintegy 150 pc, ismert tagjainak száma 120 körül van. További részletesen megvizsgált mozgási halmazok a következők: Orion, Perseus, Scorpio-Centaurus.

### 2.3. Asszociációk.

Láttuk, hogy a nyilt- és gömbhalmazok különböző mértékben ugyan, de gravitációsan kötött képződmények. Tagjaik -- kollektív tömegvonzásuk hatására -- kozmogóniai értelemben is jelentős ideig együttmaradnak. Velük ellentétben az asszociációk vagy csillagtársulások közel azonos típusú csillagok olyan laza csoportosulásai, melyek térbeli számsűrűsége számottevően meghaladja a mezőcsillagok között található megfelelő egyedek sűrűségét, de alatta marad az összes környező

csillag számsűrűségének. Az extrém I. populációhoz tartoznak, és szintén genetikailag kapcsolódó, tehát nem pusztán véletlenszerűen -- pl. sűrűségfluktuáció útján -- létrejött együttesek. A Tejútrendszer összes asszociációinak számát mintegy ezerre becsülik. Három típusukat különböztetjük meg. Ezek az OB asszociációk, a T asszociációk és az R asszociációk.

Az OB asszociációk O-B2 típusú -- esetleg még WR -- csillagokból állnak. Egyedszámuk erősen változó /N = 5-től 70/, átmérőjük 30-tól 200 pc; átlagos távolságuk a Galaxis fősíkjától  $|\bar{z}| = 50 \pm 46$  pc. "Magjukban" egy O csillagokat is tartalmazó nyílthalmaz, továbbá időnként trapéz típusú instabil csillagkonfiguráció található. Eddig 88 OB asszociációt katalogizáltak |18|.

A T asszociációk T tauri csillagok csoportosulásai. Egyedszámuk szintén erősen változik /N = 10-től 400/. Ugyanez áll térbeli számsűrűségekre is /pl. a Tau T2 esetében 0,02 T Tauri/pc<sup>3</sup>, míg a Per T2-nél már 3/pc<sup>3</sup>/. Miután modern katalógusuk nem létezik, az eddig azonosított és megvizsgált T asszociációk pontos számát nehéz megadni. Valahol az ismert OB asszociációk számának harmada körül mozog. Miután azonban a T Tauri csillagok az OB típusuaknál jóval kisebb fényerejűek, és így adott határmagnitudoig végzett feltérképezéseknél a T asszociációk az előzőeknél

csak sokkal kisebb térrészben azonosíthatók, igen valószínű, hogy csillagrendszerünkben a T asszociációk jóval gyakoribbak, mint az OB csillagokat tartalmazók. Érdekes megfigyelési tény, hogy sok T asszociáció OB típusuakkal közös térrészt tölt ki.

Az R asszociációk reflexiós ködbe ágyazott közös eredetű csillagcsoportok. Főként BOV-től AOV típusú csillagokat tartalmaznak. Közepes átmérőjük 50 pc. /Eddig észlelt szélsőértékek: 5 pc ill. 400 pc./ Átlagos távolságuk a Galaxis fősíkjától  $|\bar{z}| = 72 \pm 60$  pc. Eddig összesen 41 R asszociációt katalogizáltak [22, 23].

Az asszociációk többsége jól mérhető expanziót mutat. Ebből, és a tagcsillagok fejlődési fázisából egyaránt arra lehet következtetni, hogy az asszociációk fiatal képződmények. Az eddig elvégzett korbecslések néhány milliótól néhányszor tízmillió éves értékeket adtak. Ezért az asszociációk is hasznos spirálkar-indikátorok. A jelenleg létező asszociációk becsült száma  $\approx 10^3$  alapján ebből arra lehet következtetni, hogy Tejútrendszerünkben néhány ezer évenként képződik egy-egy új asszociáció, azaz mintegy tízmillió csillagtársulás született meg és bomlott fel a Galaxis eddigi élete során. Ez a becslés is alátámasztja azt a jól ismert nézetet, hogy a csillagok általában csoportosan keletkeznek, és a halmazok valamint asszo-

ciációk vizsgálatának kiemelkedő jelentősége van a csillagok keletkezésekor lejátszódó folyamatok mélyebb megértésében. /Lásd pl. |24|. /

#### 2.4. A nyilthalmazok legfontosabb jellemzőinek függése a galaktikus helytől

A következőkben főként a |17|, |18| és |25| katalógusokra támaszkodva röviden áttekintjük, hogy a vizsgálataink empirikus gerincét alkotó nyilthalmazok lineáris átmérője, integrált abszolút fényessége, fémtartalma, kora és várható élettartama hogyan függ a galaktikus fősikra vonatkoztatott z magasságtól és az R galaktocentrikus távolságtól.

G. Lyngå idézett katalógusában 388 olyan halmaz található, melyre z értéke a katalogizált adatok alapján meghatározható. Középmagasságuk  $z = -8$  pc, a szórás 170 pc. Ha csak a Nap 1 kpc-es környezetére szorítunk, és a  $2 \cdot 10^8$  évnél fiatalabb halmazokat vizsgáljuk, az érték  $\bar{z} = -19$  ( $\pm 69$ ) pc.

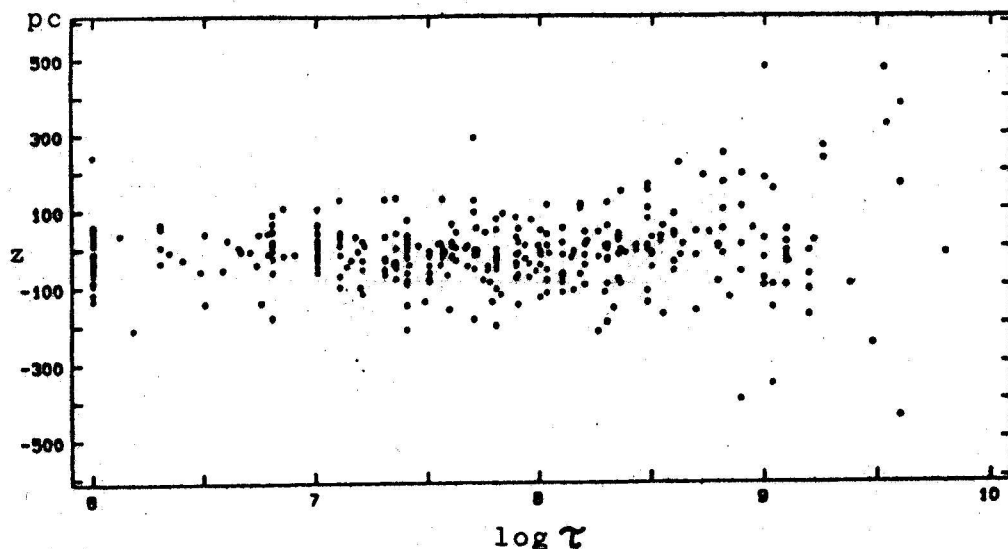
Az integrált abszolút fényességek z szerinti megoszlását vizsgálva határozott tendencia figyelhető meg abban az értelemben, hogy a nagyluminozitású halmazok mind a fősikhoz közel helyezkednek el. Ugyanez a megállapítás igaz a nagyfémtartalmú halmazokra is.

Ami a kor és a fősiktól való távolság közötti

összefüggést illeti, a  $10^8$  évnél fiatalabb halmazok  $|z|$  távolsága csak ritkán haladja meg a 150 pc-et /skálamagasságuk 60 pc/, és 300 pc felett csak  $10^9$  éves valamint még idősebb halmazok találhatók. A Halmazok eloszlása a  $[z, \log \tau]$  síkon arra utal

/2. 4. ábra/, hogy

- a galaktikus korong néhány százmillió évvel ezelőtt jóval vastagabb volt, mint jelenleg;
- a halmazok rövidebb élettartamúak a fősík közelében, mint attól távolabb.

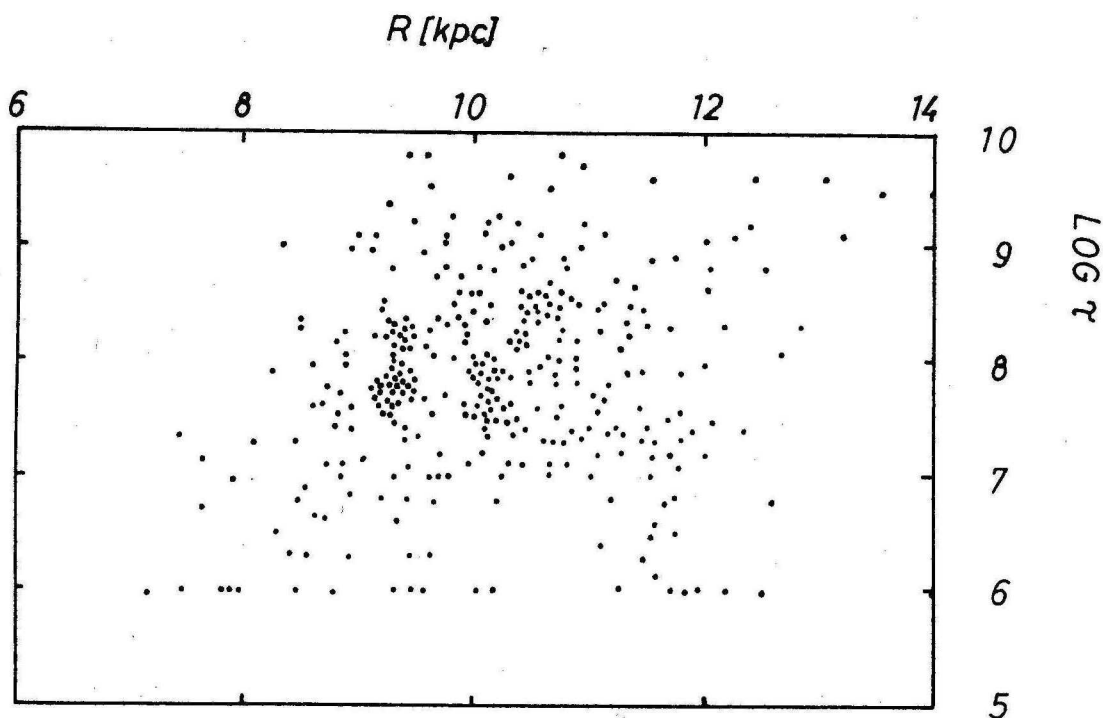


2. 4. ábra: A különböző korú nyilthalmazok távolsága a galaktikus fősíktól G. Lyngå nyomán.

A nyilthalmazok lineáris átmérőjének és relatív fémgyakoriságának esetleges függését a galaktocentrikus távolságtól a 4. fejezet tárgyalja. Az integrált abszolút fényesség vonatkozásában nem mutatható ki szigni-

fikáns eltérés a belső és külső halmazok között.

Ami a különböző galaktocentrikus távolságú nyilthalmazok korszerinti megoszlását illeti, G. Lyngå [26], továbbá S. van den Bergh és R. D. McClure [27] néhány éve kimutatták, hogy idős halmazok /  $\tau > 10^8$  a/ viszonylag gyakrabban fordulnak elő a Galaxis külső részein, mint a belső tartományokban. Az összefüggést Lyngå idézett katalógusa alapján a 2. 5. ábra szemlélteti. Ma még nem tudunk egyértelmű magyarázatot adni e jelenségre. Mindenesetre van den Bergh és McClure álláspontja tűnik a legvalószínűbbnek, mely szerint a ga-



2. 5. ábra: A különböző galaktocentrikus távolságú nyilthalmazok korszerinti megoszlása.

laktikus korong belső, nagyobb anyagsűrűségű részein ahol a nagytömegű kozmikus ködökkel /pl.  $H_2$  és CO felhőkkel/ való közeli találkozás jóval gyakrabban mehet végbe, a nyilthalmazok relaxációs ideje jelentősen kisebb, mint a külső tartományokban.

A nyilthalmazok várható élettartamát illetően R. Wielen [28] már a 70-es évek elején végzett becsléseket. U. Lindoff [29] valamint W. Becker és R. Fenkart [30] katalogizált adatai alapján azt kapta, hogy a nyilthalmazok 50%-a megéri az  $1,6 \cdot 10^8$  évet, de a  $3 \cdot 10^8$  éves korhatárt nézve ez már csak 20%-ukról mondható el. Miután a következő tíz évben a nyilthalmaz adatok száma jelentősen növekedett illetve javult, G. Lyngå idézett katalógusára támaszkodva megvizsgálta [31], hogy Wielen eredménye továbbra is érvényesnek tekinthető-e?

A katalogizált koradatok gyakorisági eloszlásából természetesen csak akkor következtethetünk az élettartamok megoszlására, ha a halmazok keletkezési rátája ismert. A legegyszerűbb annak a feltételezése, hogy az említett ráta időben konstans. Bár ez a feltevés a Galaxis egész múltjára nézve biztosan nem igaz, helytállóan vehető, ha csak a  $10^9$  évnél fiatalabb halmazokra szorítkozunk. Célszerű a legfiatalabb halmazok figyelmen kívül hagyása /itt  $\tau < 10^7$  év/, mivel

ezek között igen sok a laza szerkezetű, gyenge stabilitású egyed.

Ha már most valamely időegység alatt  $N$  halmaz keletkezett, a hozzá képest rövidre választott  $\Delta t$  idő alatt született halmazok száma  $N \Delta t$ . Kézenfekvő feltenni, hogy a halmazok szétesését exponenciális függvény írja le; így ha a bomlási állandót  $T$ -vel jelöljük, azon halmazok  $n(t, T)$  számára, melyek a kiszemelt  $\Delta t$  idő alatt keletkeztek és  $t$  időt megéltek írhatjuk, hogy

$$n(t, T) = N \Delta t e^{-t/T} \quad /2.4./$$

Lyngå a katalogizált koradatok eloszlását összehasonlította a különböző bomlási állandók mellett /2.4./-ből nyert értékekkel, és azt találta, hogy a Nap pályáján belül elhelyezkedő halmazokra  $T = 0,8 \cdot 10^8$  év használata mellett, az azon kívül fekvőkre pedig  $T = 1,2 \cdot 10^8$  év esetén áll elő a legjobb egyezés.

K. Janes és D. Adler [32] néhány éve úgy találták, hogy a halmazok várható élettartama a galaktocentrikus távolság mellett csillaggazdagságuk függvénye is. Eredményük Lyngå katalógusa alapján [33] a 2. I. táblázatban adható vissza. A táblázat adatai  $R_{\odot} = 10$  kpc esetén érvényesek. Logaritmikus időskálát használ, és a feltüntetett számértékek azt a kort adják meg, melynek megérésekor az egyszerre keletke-



zett halmazok száma az eredeti  $1/e$ -ed részére csökken. A táblázat alapján nyilvánvaló, hogy a csillaggazdag halmazok átlagosan hosszabb életűek szegényebb társaiknál, és a Nap pályáján belüli halmazok mindhárom kategóriában rövidebb élettartamúak, mint az azon kívül találhatóak.

2. I. táblázat: A nyilthalmazok átlagos élettartama

csillaggazdagság	$R < 10$ kpc	$R > 10$ kpc
r	8,42	8,90
m	7,97	8,27
p	7,87	7,77

A következőkben a nyilthalmazok távolságskálájával foglalkozom, és javaslatot teszek annak revíziójára.

### 3. A NYILTHALMAZOK TÁVOLSÁGSKÁLÁJA

A nyilthalmazok túlnyomó többségének a távolsá-  
ga háromszinfotometriai vizsgálatokon alapul. A W.  
Becker által bevezetett, ma már klasszikusnak számító  
eljárás /lásd pl. |30|/ szerint valamely csillaghal-  
maz UBV- vagy RGU-fotometriájának\*, és hosszú- vala-  
mint rövidhullámhosszú szín-fényesség diagramjának  
/V, B-V ill. B, U-B vagy R, G-R ill. G, U-G/ elkészíté-  
se után távolságát a következőképp határozzuk meg. Az  
un. nullkorú fősorozatot /zero age main sequence, ZAMS/,  
amelyet minden halmazra nézve egységesnek tételezhe-  
tünk fel /lásd pl. P. E. Zakharova |34|/, az alábbi  
három mellékfeltétel szem előtt tartásával önmagával  
párhuzamosan az abszcissza és az ordináta mentén ad-  
dig toljuk, míg az a legjobban nem illeszkedik a még  
-- kortól és tömegtől függő -- elfejlődési effektust  
nem mutató halmazcsillagokhoz:

---

\* Az említettek a nemzetközileg legelterjedtebb szín-  
rendszerek. Az UBV-rendszer -- melynek megjelölése a  
használt szintartományok angol neveinek kezdőbetűiből  
áll -- effektív hullámhosszai 350, 435 ill. 555 nm, az  
egyes sávok félszélessége 70, 90 ill. 70 nm. Az RGU-  
rendszer -- az elnevezés itt az érintett szintarto-  
mányok német neveinek kezdőbetűit használja -- effek-  
tív hullámhosszai 638, 481 ill. 370 nm, az egyes sávok  
félszélessége 60, 95 ill. 140 nm.

- a/ A távolságmodulusnak azonosnak kell lennie mindkét szín-fényesség-diagramon.
- b/ A halmaztagok illeszkedésének mindkét diagramon azonos "jóságúnak" kell lennie. /Erre különböző tapasztalati és matematikai kritériumok használatosak./
- c/ Az eltolásból eredő  $E(B-V)$  és  $E(U-B)$  színexcessusoknak eleget kell tenniük az inter-sztelláris elszíneződési /vörösödési/ törvénynek. Ez a törvény sztellárstatisztikai vizsgálatok szempontjából univerzálisnak tekinthető fel az egész Galaxisban. /Lásd pl. H. L. Johnson |35|./

Az eljárás sémáját a 3.2. ábra mutatja. Mint ahogy azt a rajz is érzékelteti, az elsősorban korai szinképtípusú csillagokat tartalmazó halmazok esetében a távolságmodulust a rövidhullámú, a színexcesszust /és ezzel a fényelnyelést/ pedig a hosszúhullámú diagram alapján lehet pontosabban megállapítani; az olyan halmazok esetén viszont, amelyek ilyen csillagokat nem tartalmaznak, fordított a helyzet.

Nyilvánvaló, hogy az ilyen módon kapott fotometriai távolságok erősen függenek a távolságmodulus megállapításához felhasznált nullkorú fősorozattól. A halmazok távolságmérésének szempontjából is igen

lényeges tehát az a körülmény, hogy különböző "iskolák-ból" származó szerzők egész sorának véleménye szerint /v.ö. |36, 37, 38, 39, 40|/ a jelenleg általában használt ZAMS hibás dőlésszögű, és valószínűleg nullpontkorrekcióra is szorul. /Az eltérés az A0-nál korábbi típusú csillagokra a legkihangsúlyozottabb, ami tulajdonképpen nem meglepő, miután a Nap környezetében a  $-1^m \leq M_V \leq +0,5^m$  luminozitás tartományban alig található fősorozati csillag, és ezért a ZAMS megbízható meghatározása a megfelelő szakaszon különösen nehéz./

A két leggyakrabban használt nullkorú fősorozat H. L. Johnson-tól illetve A. Blaauw-tól |41, 42| származik, és szorosan illeszkedik egymásra. A "megreformálását" szorgalmazó szerzők változatai általában ettől lefelé, azaz halványabb abszolút magnitúdó értékek felé, térnek el, mégpedig elsősorban a már említett korai szinképtartományban. /Eggenél a legnagyobb eltérés az  $1^m$ -t is meghaladja!/ Az eltérés okának megértéséhez ismernünk kell a ZAMS megszerkesztésének módját, mely -- Blaauw nyomán -- a következő:

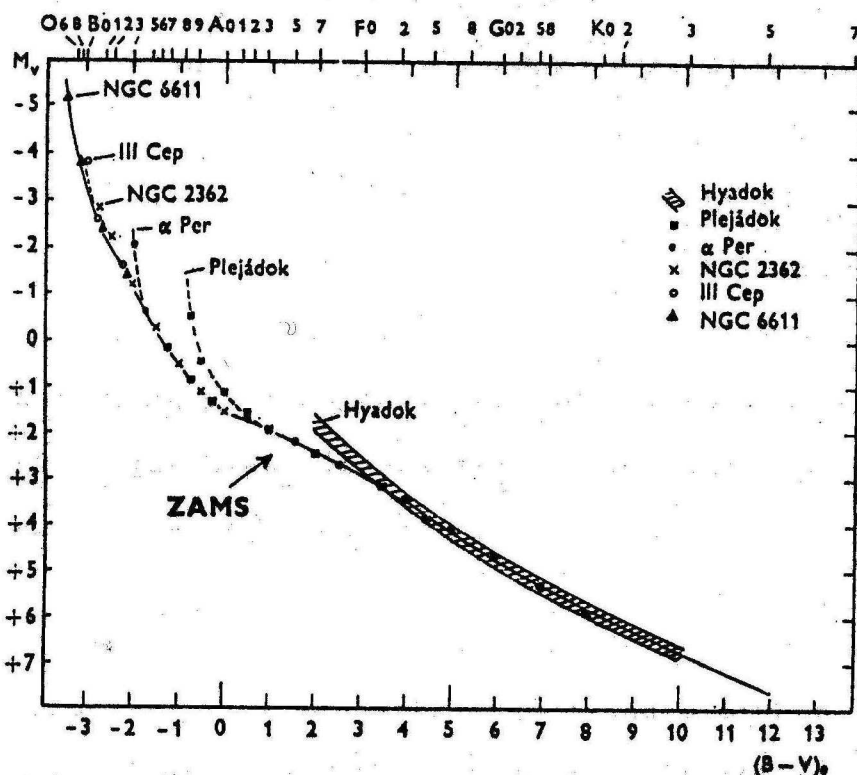
A Hyadok-ból indulunk ki, hiszen ennek a csillaggazdag halmaznak a távolságát geometriai módszerekkel is meg tudjuk mérni /lásd a 3. I. táblázatot/, és így a halmaztagok abszolút magnitúdója is kiszámítható.

3. I. táblázat: A Hyadok távolságmodulusa

csillagáram-parallaxis	3,31 $\pm$ 0,06 mag.
trigonometriai parallaxis	3,25 $\pm$ 0,08 "
dinamikus parallaxis	3,25 $\pm$ 0,12 "
Wilson-Bappu parallaxis	3,25 $\pm$ 0,20 "

R. B. Hanson szerint [43] a Hyadok legjobb összesített távolságmodulusaként  $3^m,30$  használható. Mivel azonban a Hyadok csak viszonylag késői csillagokat tartalmaznak /A7 - K/, a nullkorú fősorozat korai csillagokat felölelő részét csupán több lépcsőben tudjuk megszerkeszteni. Blaauw a Hyadok "csonka" fősorozatát először a Pleiadokkal egészítette ki. Ez a halmaz fiatalabb az előzőnél, ezért a nullkorú fősorozat segítségével nagyobb abszolút fényességekig követhető, ugyanakkor F és G típusú csillagai teljes fedésbe hozhatók a Hyadok megfelelő tagjaival. /A halmaz eleendően idős ahhoz, hogy ezek a kisebb tömegű csillagok is már a fősorozaton találhatóak./ Az egyre fiatalabb halmazok felé haladva a Pleiadokhoz az  $\alpha$  Persei, az NGC 2362 és a III. Cephei illeszthető olyan módon, hogy fősorozataik nullkorúnak számító részének alsó vége még az előző halmazéval esik egybe, felső része pedig egyre nagyobb tömegű és abszolút fényességű csillagokat fog át. A Blaauw-féle sort az NGC 6611 zárja. Ezzel az igen fiatal nyilthalmazzal már a fő-

sorozat legnagyobb luminozitású csillagai is elérhetők /3.1. ábra/.



3.1. ábra: A nullkorú főszorozat megszerkesztése az  $M_v$ ,  $(B-V)_0$  koordinátarendszerben, a Hyadok és fiatalabb nyílthalmazok főágainak megfelelő egymásra illesztése útján /Blaauw nyomán/.

A kritikai megjegyzések lényegében a fenti illesztési folyamattal kapcsolatosak. Pl. O. J. Eggen [38] kimutatta, hogy az  $\alpha$  Persei halmaztagok Blaauw által használt szinei szisztematikusan hibásak, és a Carson-féle opacitásokat használó csillagmodell számolások /R. Stothers [44]/ valamint D. L. Crawford ill. munkatársai [45, 46, 47, 48, 49, 50] által a 70-es évek

első felében végzett közepes sáv szélességű valamint  $H_{\beta}$  fotometriai mérések alapján arra a következtetésre jutott, hogy a Pleiadokban és az  $\alpha$  Perseiben már valamivel kisebb tömegű csillagok is elfejlődtek a ZAMS-tól, mint azt korábban gondolták. D. G. Turner [40] pedig felhívta a figyelmet arra, hogy Blaauw nem alkalmazott vörösödési korrekciót a Pleiadok csillagaira, és nem vette figyelembe ez előbbieket valamint a Hyadok fémgyakoriságának eltérését, pedig az a korai csillagok abszolút fényességének meghatározásánál el nem hanyagolható szerepet játszik.

Az Eggen által javasolt nullkorú fősorozat felhasználásával újra meghatároztam majdnem minden fiatal és közepes korú nyílthalmaz távolságát [51]\*. A halmazokat a társszerzőséggel készült csillaghalmaz katalógusból [17, 18], továbbá W. Becker és R. Fenkart [30] valamint A. F. J. Moffat és N. Vogt [19, 52, 53] idézett munkáinak közvetlen felhasználásával válogattam ki. A kapott távolságokat a 3. II. táblázat tartalmazza. Az "új"  $r_u$  és "régi"  $r_o$  heliocentrikus halmaztávolságok közötti összefüggés triviális módon felírható a következő formában:

$$r_{iu} = f_i \cdot r_{io} \quad (i = 1, 2, \dots, N) . \quad /3.1./$$

Itt  $N$  a felhasznált nyílthalmazok száma, és  $f_i$  az  $i$ -edik halmaz távolságának relativ megváltozása.

\*Az eljárás végrehajtási módjával kapcsolatban lásd pl. [65]-öt.

3. II. táblázat: A programhalmazok alapadatai

DCLE#	ORJ.	TAU#	l	b	A	a-H	r	F	eSp	esp	d <sub>i</sub>	d <sub>j</sub>	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	τ <sub>1</sub>	τ <sub>2</sub>
10	e N6C 6520	C1800-279	2.87	-2.85	0.94	11.35	1210	71	--	b8	5	6	1.8	2.1	54	--
19	N6C 6530	C1801-243	6.13	-1.36	0.99	11.10	1050	67	05	0	--	15	--	4.6	10	2.0
--	e B0 14	C1758-237	6.37	-0.50	4.86	14.42	815	71	06	--	2	--	0.5	--	--	10
24	e N6C 6546	C1804-233	7.31	-1.37	0.36	9.21	590	71	--	b2	15	13	2.6	2.2	245	40
26	N6C 6531	C1801-225	7.72	-0.44	0.96	11.00	1020	77	B0	B0	15	13	4.5	3.9	16	4.6
33	e Ma 38	C1812-190	11.99	-0.94	1.02	11.60	1305	71	B0*	--	--	2	--	0.8	--	--
34	e Tr 33	C1821-197	12.43	-3.22	1.54	11.36	920	71	--	b5	6	7	1.6	1.9	13	13
35	Cr 469	C1813-182	12.80	-0.80	2.24	12.30	1030	70	--	b2	3	11	0.9	3.3	--	100
38	IC 4725	C1828-192	13.58	-4.48	1.50	9.86	470	78	B4	B3	30	32	4.1	4.4	52	89
40	N6C 6613	C1817-171	14.15	-1.01	1.32	11.13	915	73	B3*	b2*	5	9	1.3	2.4	30	32
54	N6C 6611	C1816-138	16.99	+0.79	2.16	12.75	1310	78	07	0	--	7	--	2.7	10	5.5
56	e N6C 6604	C1815-122	18.16	+1.69	3.00	13.33	1165	71	09*	--	6	2	2.0	0.7	--	4.0
66	e N6C 6649	C1830-104	21.64	-0.78	3.60	13.43	925	71	--	b2	6	6	1.6	1.6	25	50
67	e N6C 6694	C1842-094	23.86	-2.92	1.97	12.01	1020	71	B8	b7	8	15	2.4	4.5	89	89
68	N6C 6664	C1834-082	23.95	-0.50	1.95	11.50	810	70	B3	B3	12	16	2.8	3.8	25	37
74	N6C 6683	C1839-063	26.28	-0.81	2.00	11.75	890	71	B4*	b2	3	11	0.8	2.8	--	100
76	e N6C 6705	C1848-063	27.31	-2.77	1.14	11.56	1210	71	B8	B8	--	14	--	4.9	76	224
77	e B46 1	C1845-059	27.36	-1.93	2.01	11.89	945	71	--	b5	5	9	1.4	2.5	58	--
82	N6C 6704	C1848-052	28.23	-2.23	2.98	13.49	1270	70	--	b2	6	6	2.2	2.2	25	20
83	e Tr 35	C1840-041	28.29	-0.01	3.60	13.51	960	71	--	b4	6	9	1.7	2.5	42	42
85	IC 4665	C1743+057	30.61	+17.08	0.50	7.57	260	79	B4	b9	70	41	4.8	2.8	49	36
96	N6C 6755	C1905+041	38.55	-1.70	3.55	13.70	1070	69	--	b0:	15	15	4.7	4.7	35	35
99	e N6C 6756	C1906+046	39.06	-1.69	4.13	14.47	1170	71	--	b4	4	4	1.4	1.4	47	47
100	e N6C 6709	C1849+102	42.16	+4.70	1.02	10.11	660	71	B8	b6	15	13	2.9	2.5	65	78
124	N6C 6823	C1941+231	59.41	-0.15	2.43	13.50	1640	68	07	0	7	12	3.3	5.7	10	5.0
125	e N6C 6830	C1940+229	60.14	-1.83	1.74	11.84	1045	71	--	b4	6	12	1.8	3.6	16:	100
134	N6C 6834	C1950+292	65.70	+1.18	1.92	12.75	1465	70	--	b3	6	5	2.6	2.1	23	79
138	Ro 4	C2002+290	66.96	-1.26	3.15	14.40	1780	61	--	b2*	6	10	3.1	5.2	10	6.3
148	N6C 6871	C2004+356	72.64	+2.08	1.23	11.50	1130	72	09	0	30	20	9.9	6.6	10	10
152	N6C 6883	C2009+357	73.29	+5.19	1.21	11.11	955	69	B3	b0	35	15	9.7	4.2	15	15



OCL#	OBJ.	IAU#	I	b	A	M-H	r	F	eSp	esp	d <sub>i</sub>	d <sub>2</sub>	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	r <sub>1</sub>	r <sub>2</sub>
158	IC 4996	C2014+374	75.36	+1.31	2.16	12.75	1315	74	B0	b0	7	6	2.7	2.3	10	10
168	M6C 6913	C2022+383	76.92	+0.60	2.89	12.55	855	68	B0	b0	10	7	2.5	1.7	10	10
181	M6C 6910	C2021+406	78.66	+2.03	2.89	13.10	1100	70	B0	b1	10	8	3.2	2.6	10	10
208	M6C 7067	C2122+478	91.19	-1.67	2.70	15.10	3020	67	--	ø	3	3	2.6	2.6	13	13
210	M6C 7031	C2105+506	91.32	+2.26	2.46	11.51	645	71	B5	b6	15	5	2.8	0.9	56	56
211	M6C 7092	C2130+482	92.46	-2.28	0.18	6.54	190	71	A0	b9	30	32	1.6	1.8	79	269
213	IC 5146	C2151+470	94.39	-5.50	2.04	11.10	650	68	B1	b1	20	9	3.8	1.7	--	4.0
214	M6C 7086	C2128+513	94.41	+0.20	2.09	11.75	855	71	--	b6	12	9	3.0	2.2	85	85
218	M6C 7128	C2142+534	97.35	+0.42	3.09	14.90	2300	74	B2	b1	4	3	2.7	2.0	10	10
221	M6C 7243	C2213+496	98.86	-5.55	0.55	9.74	690	79	B6	b5	30	21	5.4	3.8	26	107
222	IC 1396	C2137+572	99.29	+3.73	1.53	10.00	497	70	O6*	--	90	50	12.2	6.8	--	1.0
229	M6C 7235	C2210+570	102.72	+0.78	2.91	15.10	2740	67	B0	ø	6	4	4.8	3.2	10	2.0
236	M6C 7160	C2152+623	104.02	+6.45	1.71	10.20	500	71	B2	ø	5	7	0.7	1.0	10	10
237	M6C 7261	C2218+578	104.04	+0.86	2.94	14.60	2150	66	--	b1:	6	6	3.8	3.8	40	40
244	M6C 7380	C2245+578	107.08	+0.90	1.92	13.40	1975	70	O9	ø9	20	12	11.5	6.9	15	3.8
254	M 19	C2306+602	110.57	+0.15	2.46	12.37	960	71	--	b6	5	7	1.4	2.0	40	40
256	M6C 7510	C2309+603	110.96	+0.05	3.30	14.80	1995	69	B2	ø	7	4	4.1	2.3	10	10
257	M 58	C2313+602	111.36	-0.20	2.55	13.65	1600	75	--	b0	2	5	0.9	2.3	10	10
260	M6C 7654	C2322+613	112.76	+0.46	1.86	12.07	1100	71	B7	b4	16	13	5.1	4.2	35	35
275	M6C 7788	C2354+611	116.43	-0.79	0.91	12.10	1730	72	B1	b2	4	9	2.0	4.5	16	16
276	M6C 7790	C2355+609	116.59	-1.01	1.59	13.25	2150	68	--	b0	5	17	3.1	10.6	28	78
291	M6C 103	C0022+610	119.80	-1.38	1.70	13.40	2190	72	B3	b5	5	5	3.2	3.2	38	38
294	M6C 129	C0027+599	120.25	-2.54	1.72	12.29	1300	75	B3	b5	12	21	4.5	7.9	47	151
297	K 14	C0029+628	120.72	+0.36	1.80	13.00	1720	72	B2	b2	7	7	3.5	3.5	16	16
299	M6C 146	C0030+630	120.87	+0.49	2.22	13.40	1720	71	B3	b1	5	7	2.5	3.5	13	13
301	M6C 189	C0034+608	121.51	-1.77	1.52	10.94	770	71	A0	b9	5	3.7	1.1	0.8	20	20
320	M6C 436	C0112+585	126.07	-3.91	0.45	11.37	1525	71	B5	b6	5	6	2.2	2.7	79	79
321	M6C 457	C0115+580	126.56	-4.35	1.54	13.15	2080	75	B2	b1	20	13	12.1	7.9	11	25
326	M6C 581	C0128+604	128.02	-1.76	1.26	12.30	1615	66	B2	b2	6	6	2.8	2.8	10	22
328	Tr 1	C0132+610	128.22	-1.14	1.35	12.55	1740	71	B2	b2	3	4.5	1.5	2.3	--	'26

OBJ.	IAUH	l	b	A	B-H	r	F	eSp	esp	d <sub>i</sub>	d <sub>i</sub>	D <sub>2</sub>	r <sub>1</sub>	r <sub>2</sub>
329	M6C 637	C0139+637	128.55	+1.70	1.20	12.03	1465	70	B0	3	3.5	1.3	--	40
330	M6C 654	C0140+616	129.09	-0.35	2.61	13.80	1730	68	B0	6	5	3.0	15	15
332	M6C 659	C0140+604	129.34	-1.51	1.71	12.88	1470	70	B0	6	5	2.6	20	20
333	M6C 663	C0142+610	129.46	-0.94	2.40	13.30	1660	78	B1	15	16	7.2	10	22
345	M6C 744	C0155+532	132.39	-6.16	1.20	11.37	1080	71	B7	5	11	1.6	39	39
349.1	Bas 10	C0215+580	134.21	-2.44	3.25	14.61	2050	80	B2*	2	--	1.2	--	16
350	M6C 869	C0215+549	134.63	-3.72	1.70	12.61	1520	71	B1	18	30	8.0	10	5.6
351	Ma 6	C0225+604	134.68	+0.04	1.81	9.90	415	74	B1*	6	4.5	0.7	--	25
352	IC 1805	C0228+612	134.74	+0.92	2.40	13.70	1820	75	B5*	--	20	10.6	--	13
353	M6C 884	C0218+568	135.08	-3.60	1.70	12.95	1780	72	B1	18	30	9.3	10	3.2
357	M6C 1027	C0238+613	135.78	+1.48	1.20	10.00	575	72	B3	15	20	2.5	63	347
360	Be 65	C0235+602	135.84	+0.27	3.39	15.25	2350	71	B2*	5	5	3.4	--	6.3
362	M6C 957	C0230+573	136.34	-2.66	2.31	13.20	1505	72	B1	10	11	4.4	15	15
364	IC 1848	C0247+602	137.19	+0.09	1.80	12.80	1585	69	B0	18	12	8.3	--	1.0
365	Tr 2	C0233+557	137.41	-3.89	0.96	9.02	410	71	B9	17	20	2.0	32	78
383	M6C 1502	C0403+622	143.65	+7.62	2.25	11.15	600	70	B0	20	8	3.5	16	20
392	Hel 20	C0318+484	146.95	-7.11	0.33	5.70	120	70	B2*	300	185	10.5	--	51
394	M6C 1444	C0345+525	148.16	-1.29	2.10	11.25	675	73	B0	--	4	--	162	25
397	M6C 1528	C0411+511	152.04	+0.27	0.90	9.82	610	71	B8	18	4:	3.2	95	269
411	M6C 1664	C0447+436	161.66	-0.44	0.84	10.67	925	71	B0	--	18	--	89	302
421	H 45	C0344+239	166.56	-23.53	0.17	5.17	100	80	B5	120	110	3.1	16	78
429	M6C 1778	C0504+349	168.88	-2.00	0.99	10.51	800	71	B7*	8	7	1.9	32	158
433	M6C 1912	C0525+338	172.27	+0.70	0.72	10.73	1005	71	B5	15	21	4.4	43	224
439	M6C 1893	C0519+333	173.59	-1.70	1.65	14.90	2950	80	B5*	25	11	21.5	10	1.0
445	M6C 1960	C0532+341	174.52	+1.04	0.69	10.40	865	69	B3	10	12	2.5	29	25
448	K 8	C0546+336	176.40	+3.12	2.56	15.02	3105	71	B0*	4	8	3.6	--	--
455	Bas 4	C0545+302	179.23	+1.20	1.97	15.06	4150	70	B2*	5	8	6.0	--	13
463	M6C 1817	C0509+166	186.13	-13.13	1.05	11.65	1320	76	B0*	20	16	7.7	186	794
467	M6C 2129	C0558+233	186.61	+0.13	2.07	12.90	1465	78	B1	6	7	2.6	16	16
--	B0 1	C0622+198	192.43	+3.41	1.65	13.95	2880	71	B7*	--	--	--	--	1.0

OBJ.	IAU#	l	b	A	B-H	r	F	eSp	esp	d <sub>1</sub>	d <sub>2</sub>	r <sub>1</sub>	r <sub>2</sub>
481	M6C 2169	195.63	-2.92	0.41	9.50	660	71	B1	b0	6	7	1.2	1.3
495	M6C 2264	202.94	+2.20	0.21	8.45	490	68	08	σ	40	20	5.7	2.9
499	M6C 2251	203.60	+0.13	0.90	11.15	1120	79	--	b3	10	10	3.3	3.3
502	M6C 2395	204.62	+13.96	2.16	11.80	850	71	--	b4	15	12	3.7	3.0
515	M6C 2244	206.42	-2.02	1.35	11.55	1095	68	05	σ	30	24	9.6	7.6
537	Do 25	211.94	-1.29	2.43	15.29	3730	71	--	σ*	20	24	21.7	26.0
--	Do 2	212.30	-0.40	2.67	15.63	3905	71	--	σ*	1.5	--	1.7	--
540	M6C 2301	212.55	+0.28	0.13	8.74	530	71	B	b7	15	12	2.3	1.9
559	M6C 2323	221.64	-1.24	0.93	10.51	825	71	B8	b4	15	16	3.6	3.8
567	M6C 2353	224.72	+0.38	0.30	10.10	910	70	B0	b1	18	20	4.8	5.3
596	M6C 2422	230.97	+3.13	0.34	8.00	340	70	B3	b2:	25	30	2.5	3.0
597	M6C 2287	231.10	-10.23	0.00	8.38	475	71	B5	b4	40	38	5.5	5.3
598	M6C 2414	231.41	+1.96	1.62	13.80	2730	66	B1*	b1*	6	4.0	4.8	3.2
601	M6C 2437	231.87	+4.07	0.30	10.66	1180	71	B9	b8	20	27	6.9	9.3
--	Bo 5	232.57	+0.69	1.89	12.95	1630	71	--	σ <sup>2</sup>	5	11	2.4	5.2
662	Ha 19	234.02	+0.52	1.49	14.94	4900	71	B0*	--	2	1.8	2.9	2.6
--	Bo 6	234.77	-0.23	2.10	14.37	2840	71	--	σ <sup>2</sup>	10	--	8.3	--
619	Cr 121	235.39	-10.40	0.06	8.65	520	69	B3*	b1	90	50	13.6	7.6
618	M6C 2384	235.39	-2.41	0.81	12.50	2180	66	B0*	bσ*	5	2.5	3.2	1.6
621	M6C 2367	235.65	-3.84	1.05	12.50	1950	68	B1*	b1*	5	3.5	2.8	2.0
626	M6C 2421	236.24	+0.08	1.41	12.03	1330	71	--	b0.5*	8	10	3.1	3.9
633	M6C 2362	238.18	-5.53	0.39	10.70	1155	75	08	b0	6	8	2.0	2.7
635	Tr 7	238.28	-3.38	0.87	11.25	1190	74	B1*	b1*	5	5	1.7	1.7
649	M6C 2447	240.07	+0.15	0.18	9.64	780	71	B9	b9	10	12	2.3	2.7
651	Ru 32a	241.54	-0.60	1.08	13.40	2910	71	--	b0.5*	6	6	5.1	5.1
665/70	Na 18ab	243.12	+0.44	2.10	15.55	4900	71	07*	b0.5*	2	1	2.9	1.4
668	M6C 2467	243.14	+0.41	1.10	12.35	1780	71	06	--	15	16	7.8	8.3
677.1	M6C 2483	244.86	+0.28	1.29	12.70	1915	65	09*	σ	9	10	5.0	5.6
681	Ru 44	245.77	+0.52	2.10	15.46	4690	71	06*	--	10	5	13.6	6.8
688	M6C 2439	246.42	-4.42	0.75	10.93	1085	70	B1	b3:	9	10	2.8	3.2

OBJ.	IAU#	l	b	A	a-H	r	F	eSp	esp	d <sub>i</sub>	d <sub>f</sub>	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	r <sub>1</sub>	r <sub>2</sub>
695 e M6C 2533	C0805-297	247.81	+1.29	0.90	12.43	2080	71	--	b8:	6	3.5	3.5	2.1	95	182
696 Ha 15	C0743-326	247.88	-4.17	3.48	14.87	1745	70	B2*	b2*	3	3.5	1.5	1.8	--	6.3
701 M6C 2571	C0816-295	249.11	+3.54	0.93	19.60	860	67	--	b0	7	13	1.8	3.3	50	22
708 e M6C 2567	C0816-304	249.81	+2.98	0.47	10.98	1265	71	B7*	b8	11	10	4.0	3.7	68	68
713 e Ru 55	C0810-324	250.69	+0.76	1.62	14.09	3120	71	--	b0*	6	17	5.4	15.4	--	1.0
725 e Cr 185	C0820-360	254.76	+0.45	0.63	10.77	1065	71	B5*	--	7	9	2.2	2.8	79	79
726 M6C 2546	C0810-374	254.90	-1.98	0.33	9.20	595	71	B0	b0	70	41	12.1	7.1	29	42
727 M6C 2568	C0815-369	255.08	-0.74	1.55	12.31	1420	71	--	b7:	3	4.6	1.2	1.9	85	85
742 e Cr 197	C0842-411	261.56	+0.88	1.74	11.10	745	71	B1*	b1*	25	17	5.4	3.7	--	6.3
747 Tr 10	C0846-423	262.81	+0.64	0.15	7.60	310	73	B3	b2	30	15	2.7	1.4	47	47
753 e M6C 2547	C0804-491	264.55	-8.55	0.10	7.25	270	71	B3*	--	25	20	2.0	1.6	74	58
754 Pi 6	C0837-460	264.81	-2.87	1.20	11.20	1000	61	B2*	b2*	3	1.5	0.9	0.4	--	32
-- Bo 7	C0843-458	265.20	-1.97	2.58	15.65	4120	71	MN6	0	20	--	24.0	--	--	--
763 IC 2395	C0839-480	266.57	-3.81	0.39	9.30	605	71	B5	b0	17	8	3.0	1.4	16	16
764 e M6C 2670	C0843-486	267.47	-3.61	1.44	10.79	740	71	B5	b4	7	9	1.5	1.9	95	95
766 Ha 18	C0838-487	269.21	-1.85	2.26	12.40	1065	66	0*	b1*	5	2	1.5	0.6	--	1.0
767 e IC 2391	C0838-528	270.36	-6.88	0.12	5.33	110	71	B5	b3	60	50	1.9	1.6	25	36
776 e M6C 2546	C0757-607	273.94	-15.88	0.30	7.36	260	71	B3	b9	22	30	1.7	2.3	71	107
781 e M6C 2910	C0828-526	275.29	-1.18	0.27	10.10	925	71	--	b8	6	5	1.6	1.3	40	40
783 e M6C 2925	C0832-532	276.02	-1.24	0.18	8.81	530	71	--	b5	15	12	2.3	1.9	79	79
787 e Ru 79	C0938-536	277.09	-0.80	2.46	13.22	1420	71	--	b0.5*	6	11	2.5	4.5	--	13
790 Pi 16	C0949-529	277.82	+0.66	1.80	12.70	1515	71	B1*	b1*	2	1.5	0.9	0.7	--	6.3
798 M6C 3105	C0957-545	279.92	+0.28	3.30	17.00	5495	69	--	b1*	2	2	3.2	3.2	--	13
800 e M6C 3228	C1019-514	280.74	+4.58	0.04	7.79	335	71	B8	b7	5	18	0.5	1.9	42	42
802 e M6C 3114	C1001-598	283.34	-3.83	0.02	8.90	595	71	B9	b4	--	35	--	6.1	51	107
806 e M6C 3330	C1036-538	284.18	+3.83	0.54	10.51	985	71	B8*	b8	6	7	1.7	2.0	50	50
807 e Me 2	C1022-575	284.26	-0.33	5.04	17.79	3350	71	--	0*	2	1.5	2.1	1.5	--	1.0
811 IC 2381	C1025-573	284.60	+0.01	1.26	12.75	1965	72	B0	b0	5	8	2.9	4.6	--	10
816 M6C 3293	C1033-579	285.86	+0.07	0.85	12.25	1870	72	07*	--	--	6	--	3.3	10	25

OBJ.	OBJ.	IAUH	l	b	W	W-H	r	F	eSp	esp	d <sub>i</sub>	d <sub>2</sub>	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	r <sub>1</sub>	r <sub>2</sub>
819	e NGC 3324	C1035-583	286.22	-0.17	1.35	13.19	2330	71	06 <sup>a</sup>	--	--	6	--	4.1	--	2.2
--	e Bo 10	C1040-588	287.03	-0.32	1.08	12.98	1820	71	08 <sup>a</sup>	b0.5 <sup>a</sup>	20	--	10.6	--	--	7.1
825	Tr 15	C1042-591	287.40	-0.36	1.38	12.98	1215	72	0 <sup>a</sup>	b0	15	3	5.3	1.1	--	1.0
826	Tr 14	C1041-593	287.42	-0.58	1.35	14.09	1170	71	0	b0	--	5	--	1.8	10	10
829	Tr 16	C1043-594	287.61	-0.65	1.40	13.09	2180	74	05	σ	--	10	--	6.3	10	10
--	e Bo 11	C1045-598	288.03	-0.87	1.62	16.66	2335	71	08 <sup>a</sup>	b0 <sup>a</sup>	22	--	16.4	--	--	1.0
831	Tr 17	C1054-589	288.66	+0.43	2.01	12.75	1405	73	81 <sup>a</sup>	b1	5	5	2.0	2.0	35	35
833	e Pi 17	C1059-595	289.48	+0.14	1.53	13.90	2980	71	--	b0.5 <sup>a</sup>	--	0.6	--	0.5	--	1.0
838	IC 2602	C1041-641	289.60	-4.90	0.15	5.15	100	68	80	b1	100	50	2.9	1.5	32	36
845	e Sk 13	C1110-586	290.52	+1.55	0.72	12.11	1895	71	81 <sup>a</sup>	b0 <sup>a</sup>	5	3	2.8	1.7	--	25
846	NGC 3572	C1108-599	290.71	+0.21	1.47	12.80	1845	69	06 <sup>a</sup>	σ	7	7	3.8	3.8	13	13
847	e Ho 10	C1108-601	290.80	+0.10	1.38	12.35	1560	71	06 <sup>a</sup>	--	--	3	--	1.4	--	2.0
849	e Ho 11	C1109-601	290.89	+0.14	0.96	12.02	1630	71	--	b1 <sup>a</sup>	2	1.5	0.9	0.7	--	6.3
850	Tr 18	C1109-604	290.99	-0.14	1.05	11.15	1050	72	83 <sup>a</sup>	b1	6	12	1.8	3.7	--	25
852	e NGC 3590	C1110-605	291.21	-0.18	0.57	11.39	1460	71	--	b3	2	4	0.8	1.7	50	50
854	NGC 3603	C1112-609	291.62	-0.52	4.11	17.88	5675	70	05 <sup>a</sup>	σ	4	2.5	6.6	4.1	--	1.0
856	e Ne 105	C1117-632	292.89	-2.45	1.14	12.00	1490	71	87 <sup>a</sup>	--	5	4	2.2	1.7	59	59
860	NGC 3766	C1133-613	294.11	-0.05	0.51	11.00	1255	70	80	b2	15	12	5.5	4.4	11	22
862	IC 2944	C1134-627	294.57	-1.37	1.02	11.70	1375	70	06	σ	35	15	14.0	6.0	10	10
865	e Sk 14	C1141-622	295.23	-0.63	0.78	12.10	1840	71	82 <sup>a</sup>	b0.5 <sup>a</sup>	7	4	3.7	2.1	--	6.3
871	NGC 4103	C1204-609	297.57	+1.17	0.84	12.23	1495	79	B	b2	6	7	2.6	3.0	--	22
885	e NGC 4463	C1227-645	300.65	-2.01	1.32	11.04	880	71	81 <sup>a</sup>	b1 <sup>a</sup>	6	5	1.5	1.3	--	25
891	e Ho 15	C1240-628	302.04	-0.24	3.48	15.85	2980	71	--	b0 <sup>a</sup>	2.0	2.0	1.7	1.7	--	7.9
892	e NGC 4755	C1250-600	303.21	+2.53	0.93	10.26	735	71	83	b6	--	10	--	2.1	10	7.1
898	Sk 16	C1315-623	306.11	+0.14	1.59	11.78	1090	75	08 <sup>a</sup>	σ <sup>a</sup>	20	3	6.3	1.0	--	28
913	e NGC 5316	C1350-616	310.23	+0.12	0.54	10.04	795	71	88	b7	15	14	3.5	3.2	51	195
916	e Ly 2	C1420-611	313.78	-0.49	0.57	10.13	815	71	82 <sup>a</sup>	--	10	12	2.4	2.8	32	32
919	e NGC 5617	C1426-605	314.67	-0.10	1.56	11.45	950	71	83	b3	10	10	2.8	2.8	46	46
922	NGC 5606	C1424-594	314.84	+0.99	1.44	12.10	1355	71	80.5 <sup>a</sup>	b2	3	3	1.2	1.2	13	13
930	e NGC 5749	C1445-543	319.50	+4.53	1.14	10.17	640	71	88 <sup>a</sup>	b5	10	8	1.9	1.5	91	91

OCL#	OBJ.	IAU#	l	b	A	a-H	r	F	eSp	esp	d <sub>i</sub>	d <sub>z</sub>	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	r <sub>1</sub>	r <sub>2</sub>
932	Pi 20	C1511-588	320.52	-1.21	3.45	13.60	1070	73	80°	b0°	--	4.5	--	1.4	--	1.0
933	Ho 18	C1447-520	320.75	+6.43	1.59	11.09	760	69	83	b5	5	3	1.1	0.7	--	50
948	NGC 6087	C1614-577	327.76	-5.40	0.48	9.28	660	71	85	b5	15	12	2.9	2.3	41	60
951	NGC 6031	C1603-539	329.25	-1.53	1.29	13.04	2240	70	83°	b7	3	2	2.0	1.3	22	22
953	NGC 6067	C1609-540	329.76	-2.20	1.10	11.96	1490	71	--	b6	15	13	6.5	5.6	15	78
975	NGC 6193	C1637-486	336.70	-1.57	1.56	11.30	975	75	07	--	--	15	--	4.3	--	1.0
978	NGC 6200	C1640-473	338.00	-1.09	1.89	13.05	1705	71	--	b0	15	12	7.4	6.0	--	1.0
980	NGC 6178	C1632-455	338.40	+1.23	0.72	9.75	640	70	81°	b1°	5	4	0.9	0.7	--	6.3
981	Ho 22	C1643-470	338.55	-1.16	1.98	13.30	1835	66	09°	09°	3	1.5	1.6	0.8	--	1.0
982	NGC 6204	C1642-469	338.59	-1.08	1.53	11.35	920	70	06	b0	6	5	1.6	1.3	13	13
990	NGC 6124	C1622-405	340.77	+5.96	2.16	9.87	350	71	88	b7	40	29	4.1	3.0	51	51
991	NGC 6250	C1654-457	340.79	-1.83	1.14	10.29	675	71	--	b1°	10	8	2.0	1.6	--	14
992	Ly 14	C1651-452	340.88	-1.16	4.44	15.54	1660	71	--	09°	3	2	1.4	1.0	--	1.0
997	NGC 6231	C1650-417	343.47	+1.22	1.26	12.00	1405	79	09	b0	--	15	--	6.1	0.1	3.2
999	Tr 24	C1653-405	344.70	+1.51	1.12	11.57	1230	77	07°	0	--	60	--	21.5	--	1.0
1000	NGC 6322	C1714-429	345.27	-3.07	1.65	11.25	830	74	80	b0	5	10	1.2	2.4	10	10
1002	NGC 6268	C1658-396	346.04	+1.31	1.21	10.82	835	75	--	b2	--	6	--	1.5	--	25
--	Bo 13	C1714-355	351.19	+1.37	2.64	13.04	1205	71	07°	--	15	--	5.3	--	--	6.3
1015	Ru 127	C1734-362	352.89	-2.45	3.09	13.27	1085	71	--	b2°	5	8	1.6	2.5	--	6.3
1016	Pi 24	C1722-343	353.12	+0.71	5.16	16.04	1500	72	07°	07°	5	4	2.2	1.7	--	1.0
1026	NGC 6383	C1731-325	355.68	+0.05	0.78	10.25	785	74	07°	b2	20	5	4.6	1.1	20	4.5
1028	NGC 6475	C1750-348	355.86	-4.53	0.12	6.21	165	71	85	b4	80	80	3.8	3.8	50	224
1030	NGC 6405	C1736-321	356.58	-0.70	0.44	8.22	360	71	85	b3	20	15	2.1	1.6	50	51
1039	Cr 347	C1743-292	359.78	-0.32	3.48	13.63	1070	71	--	b0.5°	10	4.5	3.1	1.4	--	6.3

ASS#	OBJ.	IAU#	l	b	A	m-M	r	F	eSp	esp	d <sub>1</sub>	d <sub>2</sub>	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	γ <sub>1</sub>	γ <sub>2</sub>
25	I Lac	--	97.00	-17.15	0.29	8.70	480	80	07	--	--	--	--	--	--	2.5°
30	III Cep	--	111.15	+3.75	2.40	11.40	630	06	05	b1	--	--	--	--	--	1.6°
31	V Cas	--	112.05	+0.25	2.17	13.24	1640	82	07*	b1	--	--	--	--	--	--
47	II Per	--	159.25	-17.25	0.30	8.88	360	89	07	σ	--	--	--	--	--	1.3°
52	I Ori	--	202.30	-17.10	0.30	8.02	350	85	0	σ	--	--	--	--	--	4.5°
57	II Pup	--	244.00	+0.50	1.65	13.50	2350	82	06*	--	--	--	--	--	--	4.0°
66	I Ara	--	338.00	+0.00	1.35	11.78	1220	87	0	σ	--	--	--	--	--	13°
68	II Sco	--	350.05	+17.80	0.36	5.93	130	82	80	--	--	--	--	--	--	--

Jelmagyarázat:

OCL#, ASS# : A halmaz ill. asszociáció sorszáma |17|-ben ill. |18|-ban.

IAU# : A halmaz IAU sorszáma |54| szerint.

σ : Ezeknél a halmazoknál az  $r_u = \bar{f} \cdot r_0$  formulát alkalmaztam.

l, b : Galaktikus koordináták.

A : Magnitúdókban kifejezett interisztelláris abszorpció.

m-M : Látszólagos távolságmódulus.

r : Heliocentrikus távolság.

F :  $100 r_u / r_0$ .

eSp : A csillagcsoportban előforduló, szinkép alapján klasszifikált legkorábbi szinképtípus.

esp : " -- " fotometriailag meghatározott " -- " .

d<sub>1</sub>' : Látszólagos szögátmérő G. Lyngå mérései szerint |25|.

d<sub>2</sub>' : " - " a |17|, |18| ill. |25| alapján legjobbnak ítélt irodalmi adat szerint.

D<sub>1</sub> : A d<sub>1</sub>'-ből számított lineáris halmazátmérő parszekben.

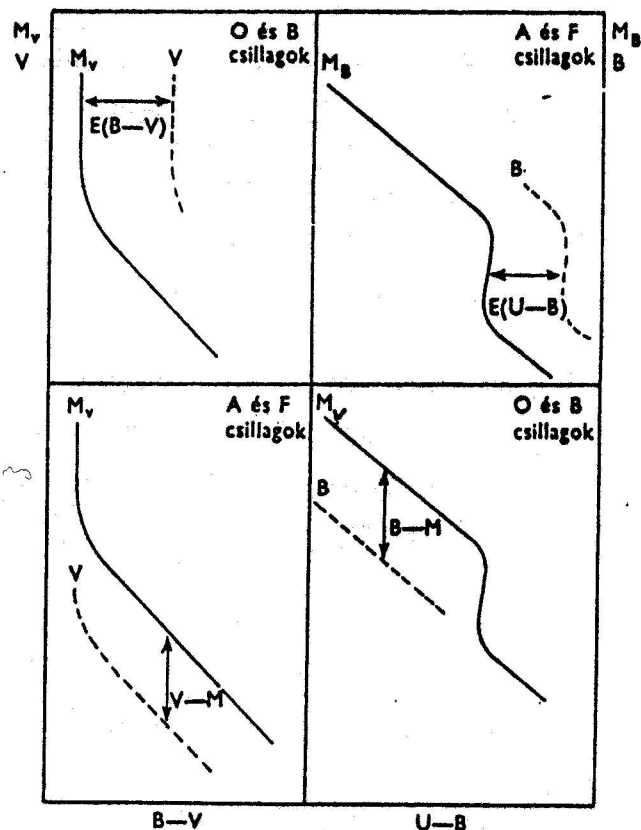
D<sub>2</sub> : A d<sub>2</sub>'-ből számított " " " " .

- $\tau_1$  : A halmaz kora a |17|, |18| ill. |25| alapján legjobbnak ítélt irodalmi adat szerint.
- $\tau_2$  : A halmaz kora A. Piszkunov szerint |55|. Egység:  $10^6$  év.

A spektroszkópiai adatok általában |30|-ból és |56|-ból származnak. A kivételek jelölése:

- \* : CSCA |17, 18|.
- + : Lyngå halmazkatalógusa |25|.
- : K. Janes és D. Adler katalógusa |32|.
- : A.F.J. Moffat és N. Vogt halmazlistái |19, 52|.

Az asszociációk kormeghatározása expansionizójukon alapul, így itt értelemszerűen  $\tau_1 = \tau_2$ . Miután a spirálkrok szögsebességét a Piszkunov-féle időkálán határoztam meg, a kinematikai korokat is ehhez csatoltam. Az adatforrások jelölése a szinképtipusnál alkalmazottal azonos.



3.2.: A nullkorú fűsorozat helyzetére támaszkodó Becker-féle távolságmeghatározási eljárás sémája



3. III. táblázat: A 3. II. táblázatban hiányzó  $\tau_1$  korokra kapott interpolációs értékek

Obj.	$\tau_1$	Obj.	$\tau_1$	Obj.	$\tau_1$	Obj.	$\tau_1$
Bo 14	12	Bo 5	9,9	Ru 79	15	Ho 15	12
Cr 469	40	Ha 19	12	Pi 16	12	Sk 16	17
NGC 6604	11	Bo 6	9,9	We 2	9,9	Pi 20	8,8
NGC 6683	40	Cr 121	25	IC 2581	13	NGC 6193	9,9
IC 1396	9,9	NGC 2384	8,8	NGC 3324	10	NGC 6200	8,8
Tr 1	27	NGC 2367	8,8	NGC 3105	15	NGC 6178	12
NGC 637	29	NGC 2421	21	Bo 10	11	Ho 22	9,9
Bas 10	25	Tr 7	21	Tr 15	9,9	NGC 6250	16
Ma 6	21	Ru 32a	8,8	Bo 11	9,9	Ly 14	9,9
IC 1805	13	Ha 18ab	9,9	Pi 17	8,8	NGC 6231	10
Be 65	23	NGC 2467	9,9	Sk 13	21	Tr 24	9,9
IC 1848	9,9	NGC 2483	12	Ho 10	10	NGC 6268	27
Mel 20	31	Ru 44	9,9	Ho 11	12	Bo 13	11
Bas 4	24	Ha 15	23	Tr 18	27	Ru 127	23
Bo 1	9,9	Ru 55	8,8	NGC 3603	9,9	Pi 24	9,9
Do 25	9,9	Cr 197	12	Sk 14	23	Cr 347	12
Bo 2	9,9	Pi 6	28	NGC 4103	26		
NGC 2414	12	Ma 18	9,9	NGC 4463	21		

/A feltüntetett értékek a /4. 9./ - /4. 11./ regressziós összefüggésekből adódnak. Egység:  $10^6$  év./

A 3. II. táblázat adatai szerint  $f_i$  0,61 és 0,80 között ingadozik, középértéke  $\bar{f} = 0,71$ , szórása  $\sigma_f = 0,04$ .

/f momentumainak kiszámításánál a heterogenitás elkerülésére az asszociációkat figyelmen kívül hagytam./

Az átszámítási tényező szórása nem vezethető vissza pusztán a távolságmodulusok véletlen hibáira, hanem

részben abban leli magyarázatát, hogy a Blaauw- és az Eggen-féle nullkorú fősorozatok eltérése a szinképtípus függvénye, és így az egyikük, majd a másikuk felhasználásakor adódó távolság-különbség attól is függ, hogy a H-R diagram különböző részein a szóban forgó halmaz esetében milyen gyakorisággal találhatók fotometrált csillagok. A 3. II. táblázatban található 203 nyilthalmaz és 8 asszociáció közül 86 nyilthalmazra -- csillagszegénység, adathiány stb. miatt -- nem tudtam alkalmazni a Becker-féle eljárást. Ezeknél az  $r_u = \bar{f} \cdot r_o$  formula alkalmazásával számítottam át a korábban katalogizált távolságadatokat az új távolságskálára.

A 2. 1. ábra 153 fiatal nyilthalmaz eloszlását mutatja a galaktikus fősikra vetítve A.F.J. Moffat és N. Vogt nyomán [19]. /A halmazok mindegyike tartalmaz B2/3-nál nem későbbi típusú csillagokat is./ Főbb struktúrális elemként kivehető a belső /-I jelű/ spirálkar egy darabja a Sagittarius-tól a Carina csillagképig, mintegy 1,7 kpc távolságban; a lokális ág az un Orion "spur"-ral; végül a /+I jelű/ Perseus kar, úgy 2,4 kpc-re tőlünk. További fontos vonások a következők:

1/ A már korábban is feltételezett +II jelű kar 5-6 kpc távolságban,  $l \approx 105^\circ$ -tól nemcsak  $180^\circ$ -ig, ha-

nem valószínűleg  $215^\circ$ -ig, sőt talán egészen  $245^\circ$ -ig követhető. Még nem zárható ki azonban annak a lehetősége sem, hogy az  $l = 245^\circ$  közelében található 4 halmaz a lokális ág egyik nyúlványához tartozik.

2/ Jól körülhatárolt nyilthalmaz csoport található  $l = 235^\circ$  és  $l = 255^\circ$  között, mintegy 4 kpc távolságban. Ezek a halmazok valószínűleg még a lokális ághoz tartoznak.

3/ Ugy tűnik, hogy a lokális ágat  $l \approx 270^\circ$  irányban egy kis nyúlvány köti össze a Carina karral.

4/ A Carina kar 8 kpc távolságig követhető, és a Sagittarius kar meghosszabbítása.

5/  $l = 340^\circ$  környékén mintegy 3 kpc távolságig jól követhető a Sagittarius kar egyik ferdén lefelé irányuló nyúlványa, amely esetleg összeköti a -I-es és -II-es spirálkarokat.

Most vizsgáljuk meg az általam kapott képet /2. 2. ábra/. A halmazok által kirajzolt lokális spirális struktúrán belüli távolságok átlagosan az eredeti  $\bar{r}$ -, azaz 0,71-szeresére csökkentek. A spirálkar szakaszok valamivel jobban kivehetők, az előbb felsorolt jellemzők megmaradnak, csupán a  $270^\circ$  irányában valószínűsített nyúlvány realitása válik kétségesse. Lehetséges, hogy itt még sincs összefüggés a lokális ág és a Carina kar között.

Egyáltalán nem meglepő, hogy a lokális spirális struktúra léptékcsökkenésének globális következményei is vannak. A galaktikus távolságskála módosításának szükségességét a legvilágosabban talán a cefeidák periódus-fényesség relációja mutatja, melyet fiatal halmazokban található változók segítségével kalibráltak [4]. A  $\kappa$  és  $\chi$  Persei kettőshalmaz távolságmodulusára az Eggen-féle ZAMS alapján a korábban A.R. Sandage és G. Tammann [57] nyomán elfogadott értéknél kb. 1 magnitúdóval kisebb adódott, pedig ez az objektum 4 kalibrációs célra is használt cefeidát is tartalmaz. A kalibrációs cefeidákat felölelő halmazok közül az NGC 7790 valamint az NGC 6664 távolságmodulusa változik a legerősebben, mivel az mindkét esetben szinte kizárólag olyan fősorozati csillagok illesztésén alapul, melyek hosszúhullámú színindexe negatív, azaz  $B - V < 0$ .

Kraft, Schmidt, Hoag, Clube, Eggen és Turner korábban említett megjegyzései már magukban foglalják azt a lehetőséget, hogy a galaktikus távolságskála jelentős módosítása szükségessé válhat. Figyelembe véve, hogy 59 fémszegény RR Lyrae csillag és 45 cefeida statisztikus parallaxisainak vizsgálata alapján S.V.M. Clube és J.A. Dawe [58, 59] a Nap galaktocentrikus távolságára 7 kpc körüli értéket kapott,

továbbá G. de Vaucouleurs és R. Buta [60] valamint C.S. Frenk és S.D.M. White [61] a gömbhalmazok térbeli eloszlásának elemzése útján ugyanezt az értéket hozta ki, a fiatal nyílthalmazok távolságmodulusaira kapott saját eredmények csak tovább erősítik azt a gyanút, hogy az  $R_0 = 10$  kpc-es "hivatalos" IAU értéket mintegy 30%-al csökkentenünk kell.

A kapott távolságskála sztellárkinematikai módszerekkel is ellenőrizhető. Ismeretes, hogy a távolságok "megváltoztatása" egyúttal a Tejútrendszer alapvető kinematikai paramétereinek, az un. Oort-féle állandóknak \* a módosulásához vezet. /Elég csupán arra emlékeznünk, hogy a Galaxis rotációjának klasszikus Oort-Lindblad modellje főként az OB-csillagok, cefeidák és fiatal csillaghalmazok mozgásán valamint távolságain nyugszik; ezek meghatározásánál pedig a Hyadok távolsága, továbbá a HRD nullkorú fősorozatának illesztése fundamentális szerephez jut./

Ismeretes továbbá, hogy  $AR_0$  és  $(A-B)R_0$  lehetséges

\*

Az A, B Oort-féle állandók a következők:

$$A = -\frac{1}{2} R_0 \left. \frac{d\Omega(R)}{dR} \right|_0; B = -\frac{1}{2} R_0 \left. \frac{d\Omega(R)}{dR} \right|_0 - \Omega_0 = A - \Omega_0,$$

ahol  $\Omega(R)$  a galaktikus rotáció szögsebessége R galaktocentrikus távolságban, és  $\Omega_0 = \Omega(R_0)$ .

értékeire olyan empirikus megszorítások érvényesek, melyek függetlenek a használt távolságskálától.  $AR_{\odot}$  a fősík mentén az első és negyedik negyedben az inter-sztelláris neutrális hidrogéngáz különböző  $l$  galaktikus hosszúságok mentén mért maximális radiális sebességeiből /  $\varphi_{\max}$  / nyerhető\*. Oort és Plaut [16] idevágó vizsgálatai szerint  $AR_{\odot}$  értéke 120 és 150 km/s közé esik. Miután a későbbi kutatások azt mutatják, hogy a Galaxis rotációja nem tér el olyan erősen a merev testétől, mint azt korábban gondolták /lásd pl. J.E. Gunn valamint Yu.N. Mishurov és munkatársaik vonatkozó félempirikus munkáit [62], [63]/, a valóság Oorték alsó határához állhat közel.  $AR_{\odot} = 120$  km/s esetén az általam kapott távolságokat használva  $A = 120/7,1 = 16,9$  km s<sup>-1</sup>/kpc, mely érték Oorték [16] súlyozott középértékével tökéletesen megegyezik.

$(A-B)R_{\odot}$  a Nap galaktocentrikus távolságában érvényes körsebességet adja meg, melyet empirikusan Napunknak a halocsillagokra és a lokális galaxishalmaz tagjaira vonatkoztatott mozgása alapján határozhatunk meg. Gunnék előbb idézett publikációja szerint a vonatkozó körsebesség  $W_{c\odot} = 220$  km/s, következésképp  $A-B = 220/7,1 = 31$  km s<sup>-1</sup>/kpc, azaz  $B = 16,9 - 31 = -14,1$  km s<sup>-1</sup>/kpc, és így az Oort-állandók aránya:  $-B/A = 0,83$ .

\*  $\varphi_{\max} = 2AR_{\odot}(1 - \sin l) \sin l$ .

Tudjuk, hogy a napkörnyéki csillagok sebességdiszperziójának radiális /  $\sigma_w$  / és tangenciális /  $\sigma_u$  / komponense valamint az Oort-féle állandók között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\sigma_w / \sigma_u = [-B / A - B]^{1/2} . \quad /3.2./$$

Oort szerint a fenti arány értéke 0,54 a halvány csillagokra, és 0,69 a fényesekre, míg az esetünkben adódó eredmény /0,67/ e két érték közé esik.

E rész összefoglalásaként elmondható, hogy az általam javasolt távolságskála -- és ezen belül az  $R_{\odot} = 7,1$  kpc érték -- nem áll ellentmondásban a galaktikus rotációra vonatkozó ismert adatokkal; ugyanakkor megszünteti azokat az ellentmondásokat, amelyek a geometriai-kinematikai és a fotometriai távolságmoduludok között fennálltak.

Mint ahogy arra O.J. Eggen több helyütt is rámutatott,  $R_{\odot}$  további csökkentése nem valószínű, mivel  $R_{\odot} < 7$  kpc és az Oort-állandók még képviselhető értékei esetén a Nap környezetében irreálisan sok csillag lépne túl a lokális szökési sebességet.

A galaktikus távolságok csökkentésére további indikációk is vannak. /Lásd pl. J.E. Gunn at al. |62|, R.J. Quiroga |64|. / Ezek közül kettő kapcsolódik a csillaghalmazok tulajdonságaihoz és térbeli eloszlásához. A következőkben részletesen elemezzük őket.

#### 4. FÜGG-E A FIATAL NYILTHALMAZOK ÁTMÉRŐJE R-TŐL?

G. Burki és A. Maeder [66] még a 70-es évek közepén arra a következtetésre jutott, hogy a fiatal  $\gamma < 1,5 \cdot 10^7$  év/ nyilthalmazok lineáris mérete erősen függ galaktocentrikus távolságuktól. Feltűnést keltett eredményük szerint az átmérők középértéke  $R = 8,5$  kpc-nél  $4,7 \pm 0,9$  pc, míg  $R = 11,5$  kpc-nél  $9,9 \pm 1,6$  pc. A talált effektust a szerzők az un. Jeans-átmérő

$$D_J = 1,526 \left( \frac{R T}{G} \right)^{1/2} \rho_{c1}^{-1/2} \quad /4.1./$$

$R$  az univerzális gázállandó,  $T$  ill.  $\rho_{c1}$  pedig az intersztelláris közeg abszolút hőmérséklete ill. sűrűsége/ pozitív gradiensének számlájára írják. A Galaxis differenciális rotációja következtében egy  $M_c$  tömegű halmaz stabilitási átmérője P. Bouvier [67] nyomán a

$$D_s \sim R M_c^{1/3} \quad /4.2./$$

arányosságnak megfelelően változik a galaktocentrikus távolság függvényében, és így  $M_c$ -t gyakorlatilag a Jeans-tömeggel azonosítva, R.B. Larson [68] vonatkozó eredménye alapján

$$D_s / D_J \sim R D_J^{-0,54} \quad /4.3./$$

Miután számításaik szerint a  $D_s / D_J$  arány kifelé menve csökken, az idősebb halmazok jobb uniformitását Burkiék úgy magyarázzák, hogy az eredetileg nagyobb külső, korosodó halmazok instabilabbak a Tej-



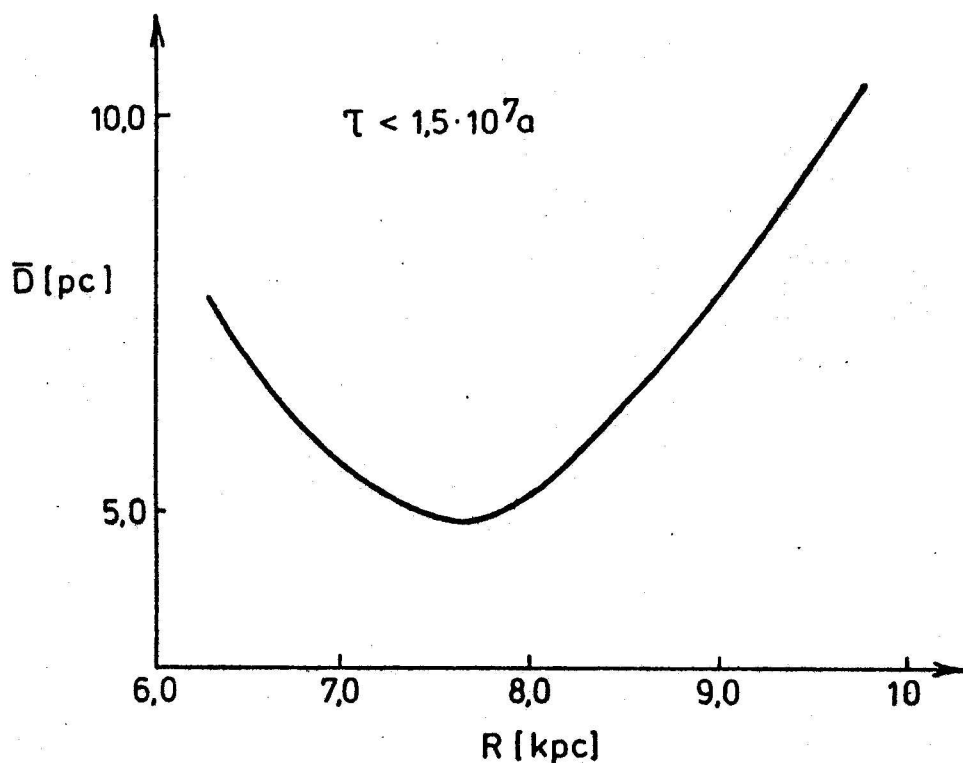
útrendszer centrumához közelebb fekvőknél, és az idők folyamán a külső részeiken elhelyezkedő tömeget gyorsabban elveszítik.

Mielőtt a szóban forgó szerzők tetszetős érvelését elfogadnánk, emlékeztetni szeretnék arra, hogy R.J. Trumpler [69, 70] több, mint 50 évvel ezelőtt az intersztelláris extinkciót éppen azáltal fedezte fel, hogy a csillaghalmazok átmérőjének a távolsággal arányos látszólagos növekedését a használatos távolság-skála szisztematikusan torzított voltaként fogta fel.

Igen valószínű, hogy esetünkben hasonló a helyzet; pusztán a skálatorzítás oka más. W. Becker és R. Fenkart [30] továbbá U. Lindoff [71] fotometriai távolságadatait valamint R.J. Trumpler [70] látszólagos szögátmérő értékeit felhasználva, K.A. Barkhatova és O.P. Pyl'skaya [72, 73, 74] ugyan természetesen szintén a fiatal halmazok lineáris átmérőjének nagyobbodását kapták a Naptól mért  $r$  távolság növekedtével -- konkrétan a legfiatalabb halmazok átlagos átmérőjére a

$$\bar{D}(r) = D_0 + k r = D_0 + (2,58 \pm 0,84)r \quad /4.4./$$

összefüggés adódott --, de rámutattak arra a gyanút keltő körülményre is, hogy ha ugyanezen halmazok megfelelő méretét az  $R$  galaktocentrikus távolság függvényében rajzoljuk fel, akkor parabolikus eloszlást kapunk, melynek minimuma 8 kpc környékére esik /4.1.ábra/.



4. 1. ábra: Az  $1,5 \cdot 10^7$  évnél fiatalabb nyilthalmazok átmérőinek K.A. Barkhatova és O.P. Pyl'skaya által felfedezett "heliocentrikus" eloszlása [75] szerint.  $R_{\odot} = 8$  kpc.

Miután a szóban forgó szerzők az  $R = R(r, l, b; R_{\odot})$  átszámításhoz az  $R_{\odot} = 8$  kpc értéket használták, észrevételük heliocentrikus -- vagy ha tetszik "antropocentrikus" -- képhez vezet, hiszen eszerint a fiatal nyilthalmazok átlagosan a Naprendszer közvetlen környezetében a legkisebbek, és közepes méretük mind  $R$  növekedtével, mind  $R$  csökkenésével növekszik. Barkhatováék eredményét úgy is érzékeltethetjük, hogy a Burkiék idézett cikkének 2. táblázatában /4. 1. táblázat/ szereplő fiatal

4. I. táblázat: Az átmérő-eloszlás szempontjából G.  
Burki és A. Mader |66| által vizsgált nyílthalmazok

Obj.	§	sp	l	b	r [pc]	R-R <sub>0</sub> [pc]	d [']	D [pc]
NGC 6231		b0	343.5	+ 1.2	1770	-1680	16	8.2
NGC 6530		o	6.1	- 1.4	1560	-1550	14	6.4
NGC 6531		b0	7.7	- 0.4	1335	-1320	12	4.7
NGC 6204		b0-1	338.6	- 1.1	1320	-1220	6	2.3
NGC 6242	*□	b1-2	345.5	+ 2.4	1215	-1170	11	3.9
NGC 6322		b0-1	345.3	- 3.1	1120	-1080	9	2.9
NGC 6823		o	59.4	- 0.1	2400	- 980	7	4.9
NGC 3572 b		o	290.8	+ 0.2	2690	- 610	5	3.9
Tr 16		o	287.6	- 0.7	2950	- 470	10	8.6
Tr 17	*	b1	288.7	+ 0.4	1930	- 440	5.5	3.1
Tr 15		b0	287.4	- 0.4	1690	- 370	3.5	1.7
Tr 14		b0	287.4	- 0.6	1650	- 360	4	1.9
NGC 6871		o	72.6	+ 2.1	1580	- 350	25	11
NGC 6883		b0	73.3	+ 1.2	1385	- 310	15	6.0
IC 4996		b0	75.4	+ 1.3	1780	- 300	6	3.1
NGC 6913		b0	76.9	+ 0.6	1250	- 210	7	2.5
NGC 6910		b1	78.7	+ 2.0	1580	- 190	13	6.0
IC 2602	*	b1-2	289.6	- 4.9	145	- 50	65	2.7
IC 1396		o	99.3	+ 3.7	705	140	60	12
M 20	*	b1	147.0	- 6.0	170	140	240	12
NGC 7160		o	104.0	+ 6.5	700	190	10	2.0
NGC 2546	*	b0	254.9	- 2.0	840	230	45	11
NGC 2571	*	b0	249.1	- 3.6	1280	520	10	3.7
NGC 2264	*	o	202.9	+ 2.2	715	660	30	6.2
NGC 1502	*	b0	143.6	+ 7.6	860	700	8	2.0
NGC 7128		b1	97.4	+ 0.4	3100	840	3.2	2.9
NGC 2169		b0-1	195.6	- 2.3	930	900	6	1.6
NGC 7380		o	107.1	- 0.9	2820	1180	9	7.4
NGC 7510		o	111.0	0.0	2880	1360	3	2.5
NGC 2244		o	206.4	- 2.4	1620	1470	27	13
NGC 663		b0-1	129.5	- 1.0	2130	1470	14	8.7
NGC 7235		o	102.7	+ 0.8	4080	1600	4.5	5.3
NGC 869		b0	134.6	- 3.7	2150	1610	30	19
NGC 957		b0-1	136.3	- 2.7	2100	1610	9	5.5
NGC 1817	*□	o	186.1	-13.1	1740	1690	16	8.1
NGC 654		b0-1	129.1	- 0.4	2530	1760	5.5	4.0
IC 1848		o	137.2	+ 0.1	2310	1800	22	15
IC 1805		o	134.7	+ 1.0	2400	1810	20	14
NGC 457		b1	126.6	- 4.4	2760	1850	12	9.6
NGC 2129	*	b0-1	186.6	+ 0.1	1870	1860	7	3.8
NGC 884		b0	135.1	- 3.6	2480	1880	30	22
NGC 1893		o	173.6	- 1.7	3700	3680	15	16

Az oszlopok jelölései a már korábban alkalmazottak. Kivételt képez a §-al jelölt második oszlop, mely megjegyzéseimet tartalmazza. \*: a halmaz a  $\Upsilon_1$  időskálán túl idős. □: eSp > B3. A megjelölt halmazokat a regressziós összefüggésekben nem szerepeltettem. R<sub>0</sub> = 10 kpc.

nyilthalmalmazoknak az  $R-R_{\odot}$  távolság függvényében ábrázolt lineáris átmérőire regressziós egyenest fektetünk, mégpedig külön a Nap pályáján belül fekvő, és külön a Nap pályáján kívül található objektumokra. Miután a belső halmazokra a

$$\bar{D}(R-R_{\odot}) = D_{\odot} + K(R-R_{\odot}) = 4,48 - 0,62(R-R_{\odot}) \quad /4.5./$$

$$/ \sigma_{D_{\odot}} = 1,30 ; \sigma_K = 1,47 ; \text{szignifikancia szint: } 0,68/ ,$$

a kívül elhelyezkedőkre pedig a

$$\bar{D}(R-R_{\odot}) = 3,72 + 3,87(R-R_{\odot}) \quad /4.6./$$

$$/ \sigma_{D_{\odot}} = 3,04 ; \sigma_K = 1,83 ; \text{szignifikancia szint: } 0,052/$$

összefüggés adódik, az átmérőkre ismét heliocentrikus gyanús eloszlási képet kapunk. Mivel ismereteink szerint sem a Jeans-rádiusz, sem a közepes intersztelláris gázsűrűség nem mutat csillagrendszerünkön belül hasonló tendenciát, Burki és Maeder magyarázatát igen szkeptikusan kell fogadnunk.

De ez még nem minden. Barkhatováék arra is rámutatnak, hogy ha a fiatal halmazok távolságmodulusának megállapításához a Blaauw-féle helyett Ju. N. Jefremov és I.M. Kopylov [36] már korábban említett ZAMS-át használják,  $D$  távolságfüggése erősen kérdésessé válik:

$$\bar{D}_{JK} = D_{\odot JK} + (0,92 \pm 0,78)r \quad /4.7./$$

Az Eggen-féle nullkorú fősorozatot használva az összefüggés további gyengülését kapják:

$$\bar{D}_E = D_{\odot E} + (0,76 \pm 0,67)r \quad /4.8./$$

Végül az általam kapott  $/r, D_2/$  adatpárookra támaszkodva, az átmérővizsgálat szempontjából azokat a halmazokat használtam fel, melyek mind a  $\tau_1$  korbecslés, mind a legkorábbi spektráltípus szempontjából fiatalnak tekinthetők  $/ \tau_1 \leq 1,6 \cdot 10^7$  a; eSp  $\leq$  B3/. Ezeket a halmazokat becsült koruk szerint két csoportra osztottam. Az elsőbe azok az objektumok kerültek, melyek kora -- tizedes kerekítéssel --  $10^7$  év. A másodikba pedig azok, melyekre nézve  $\tau_1 \neq 10^7$  a. Azokban az esetekben, amikor csak  $\tau_2$  állt rendelkezésre,  $\tau_1$ -et a 3. II. táblázat  $/\tau_{1i}, \tau_{2i}/$  adatpárai alapján, a legkorábbi szinképtípus szerint csoportosítva, az alábbi  $\tau_1 = A \tau_2 + B$  elsőfokú regressziós összefüggések egyikével számítottam ki:

$$\tau_1 = 0,26 \tau_2 + 9,66 \quad , \quad \text{ha } eSp < B0 \quad /4. 9./$$

$$/ \sigma_A = 0,16 ; \sigma_B = 2,34/ ,$$

$$\tau_1 = 0,52 \tau_2 + 8,33 \quad , \quad \text{ha } B0 \leq eSp \leq B1 \quad /4. 10./$$

$$/ \sigma_A = 0,11 ; \sigma_B = 3,16/ ,$$

$$\tau_1 = 0,18 \tau_2 + 21,99 \quad , \quad \text{ha } B2 \leq eSp \leq B4 \quad /4. 11./$$

$$/ \sigma_A = 0,04 ; \sigma_B = 3,45/ ,$$

$$\tau_1 = 0,15 \tau_2 + 40,98 \quad , \quad \text{ha } eSp > B4 \quad /4. 12./$$

$$/ \sigma_A = 0,07 ; \sigma_B = 7,58/ .$$

Az ilymódon nyert  $\tau_1$  adatokat a 3. III. táblázat tartalmazza.

A szóban forgó  $/r, D_2/$  adatpárok azt mutatják,

hogy a halmazok átmérőinek heliocentrikus távolságfüggése egyáltalán nem valószínű:

$$\bar{D}_B = D_{oB} + k_B r = 4,82 + 0,04 r, \text{ ha } \tau_1 \approx 10^7 \text{ a } /4.13./$$
$$/ \sigma_{D_o} = 1,36; \sigma_k = 0,64; \text{ szignifikancia szint: } 0,95/,$$
$$\bar{D}_B = D_{oB} + k_B r = 3,16 + 0,25 r, \text{ ha } \tau_1 \neq 10^7 \text{ a } /4.14./$$
$$/ \sigma_{D_o} = 0,83; \sigma_k = 0,41; \text{ szignif. szint: } 0,55/.$$

Burkiék elképzelésének tarthatatlanságát különösen világosan mutatja a keletkezésük után már stabilizálódott, de szétesésnek még biztosan nem indult halmazok csoportján alapuló /4.13./ összefüggés, mely szerint a  $\rho(D, r)$  korrelációs együttható zérus voltának valószínűsége 0,95!

A 16 millió évnél nem idősebb halmazokat egységesen kezelve a következő egyenlethez jutunk:

$$\bar{D}_B = D_{oB} + k_B r = 4,05 + 0,14 r \quad /4.15./$$
$$/ \sigma_{D_o} = 0,85; \sigma_k = 0,42/. \text{ Az általam javasolt}$$

távolságskálát használva tehát a halmazátmérők /4.4./-ben adódott távolságfüggése gyakorlatilag eltűnik. /Az utolsó három összefüggésben alkalmazott B index jelen sorok szerzőjének nevére utal./

Miután /4.8./ is az Eggen-féle nullkorú főszorozaton alapuló távolságokat használja, a /4.15/-től való, de a szórásokon belül maradó eltérés feltehetően a mintanagyságok /N/ közötti jelentős különbségben rejlik. Mig /4.7./ és /4.8./ esetében  $N = 22$ , addig

/4.15./ 68 nyilthalmaz adatain alapszik.\* /Ugyanerre az okra vezethető vissza az egy kisebb mintára támaszkodó korábbi munkám [75] megfelelő eredménye és /4.15./ közötti -- nem szignifikáns -- eltérés is./ Az összefüggésekhez megadott szignifikancia szintek az N-2 szabadságfokú t-próbán alapulnak.

Fentiek alapján tehát az a véleményem, hogy a halmazátmérők korábban kapott távolságfüggésének nem az az oka, hogy a csillaghalmazok kialakulásának és szétesésének folyamatai változhatnak a galaktocentrikus távolsággal, hanem részben a túl kicsiny mintáknál gyakran fellépő kiválasztási effektusra /Burkiéknél N=34/ és a pontatlan korszelekcióra, részben pedig egyszerűen arra vezethető vissza, hogy a használt távolságskála torzított volt. Miután közvetlenül csak a szögnagyságokat tudjuk mérni, a lineáris méretek a távolságtól függő mértékben szisztematikusan torzulnak, ha a távolságmodulusok meghatározásánál szisztematikus hibát vétünk.

Az előbbieken láttuk, hogy ha a távolságmodulusok meghatározásánál Blaauw nullkorú fősorozatát

\* A listára a katalogizált eSp-vel nem rendelkező, de mind esp, mind  $\tau_1$  szerint megfelelő, NGC 3105-öt is fektettem, abból a célból, hogy a vizsgált két diszjunkta halmazcsoport közelítőleg azonos távolságintervallumot fogjon át.

az Eggen-félével helyettesítjük, olyan távolságská-  
lához jutunk, melynek használata mellett a fiatal  
nyilthalmazok lineáris átmérője nem mutat szignifi-  
káns változást a galaktocentrikus távolsággal. Miután  
azonban a nullkorú főszorozat nem független a csillagok  
fémtartalmától, és a nyilthalmazok fémgazdagságát il-  
letően negatív galaktikus gradienst észlelünk, jogosan  
felmerül a kérdés, hogy az említett gradiens figyel-  
men kívül hagyása nem vezet-e további jelentős skála-  
torzításhoz? Ez a kérdés annál is inkább indokolt,  
mivel  $M = 1,5 M_{\odot}$  tömeg felett a főszorozati csillagok  
energiatermelését a relativ fémtartalomtól jelentősen  
függő hatékonyságú CNO-ciklus szolgáltatja, és a fia-  
tal nyilthalmazok távolságmodulusát elsősorban a HRD  
főágának felső része alapján határozzuk meg.

A nyilthalmazok fémgyakoriságában mutatkozó ne-  
gativ galaktikus gradienst először K. Janes-nek sike-  
rült kimutatnia [76]. Vizsgálata csak B5-nél későbbi  
szinképtípusú csillagokat tartalmazó nyilthalmazokra  
és késői óriásokra -- azaz a galaktikus korong viszony-  
lag idősebb komponensére -- támaszkodott, és a relativ  
fémgyakoriság galaktikus gradiensére  $Q_Z = \Delta[Z/X] / \Delta R =$   
 $= -0,05 \text{ dex/kpc}$  értéket adott.\* N. Panagia és M. Tosi [77]

\* A szokásos jelölésnek megfelelően X, Y és Z rendre a  
csillag anyagának relativ hidrogén, hélium és nehezebb  
elem tartalmát jelöli. Nyilvánvaló, hogy  $X + Y + Z = 1$ .



B2-nél későbbi csillagokat tartalmazó nyilthalmazok HRD-jeinek elméleti csillagfejlődési izikrónokkal való összehasonlítása útján  $Q_Z = -0,095$  dex/kpc-es gradiensst kapott, ami jól egyezik P.A. Shaver és munkatársai [78] eredményével, akik 67 H II-terület optikai valamint rádióspektroszkópiai vizsgálata alapján az oxigényakoriság gradiensére  $Q_Z = -0,07$ , a nitrogényakoriságéra pedig  $Q_Z = 0,09$  dex/kpc értéket hoztak ki. Miután G. Lyngå [31, 33, 79] a Lund csillaghalmaz katalógusban [25] előforduló összes ismert  $[Z/X]$ -ű nyilthalmaz felhasználásával arra az eredményre jutott, hogy Panagia és Tosi említett értéke jól tükrözi a valóságot, a gyakoriság gradiens figyelmen kívül hagyásából származó távolságmodulus torzítás mértékének felső becsléséhez  $Q_Z = -0,1$  dex/kpc értéket indokolt használni.  $Q_Z$  természetesen az elfogadott távolságskálától is függ, hiszen  $[Z/X]$  ill.  $\Delta[Z/X]$  meghatározása spektroszkópiai úton történik, és a kapott eredmény kizárólag bizonyos szinképi karakterisztikumokon alapul. Mivel a fenti értékek a Blaauw-féle ZAMS és  $R_0 = 10$  kpc feltételezése mellett adódtak, esetünkben valójában a  $Q_{ZB} = Q_Z/0,71 = -0,14$  dex/kpc gradiens érvényes. Tekintettel azonban arra, hogy a későbbiekben levezetésre kerülő /4.19/-es összefüggésben csak az invariáns  $Q_Z \Delta R$  szorzat szerepel, a változó elemgyakoriság figyelmen kívül hagyásából szár-

mazó átlagos relativ távolsághiba független attól, hogy milyen távolságskálát fogadtunk el.

A különböző szóhajövő Z-értékekhez tartozó eleméleti nullkorú fősorozatok helyzetének meghatározása A. Alcock és B. Paczynski [80] valamint J.G. Mengel és munkatársai [81] csillagmodelljeinek segítségével történt. Alcock-ék modelljei 3, 5, 7 valamint 10 naptömegre,  $X = 0,7$ -re és  $Z = 0,01$  továbbá  $Z = 0,03$ -ra adottak. Mengelék modelljei közül csak a 2,8 és 3,5 naptömegnek megfelelőket használtuk. Ezekre a következő elemgyakorisági értékek állnak rendelkezésre:  $Y = 0,2 ; 0,3 ; Z = 0,01$  és  $0,04$ . /A választott tömegértékekkel kapcsolatban emlékeztetünk arra, hogy az A0 csillagok tömege a Napénak mintegy háromszorosa, és a fiatal nyilthalmazok távolságmodulusának meghatározásához elsősorban az A0-nál korábbi, tehát nagyobb tömegű, csillagok jönnek szóba./

A szóban forgó modellek alapján konstans Z és változó Y mellett a ZAMS gyakorlatilag önmagában tolódik el, és így a héliumtartalom változásának csupán igen kis hatása van a távolságmodulusra. Emellett -- mint ahogy arra P.E. Nissen [82] rámutatott -- az eddig végzett megfigyelések nem is adnak okot annak a feltételezésére, hogy Y a galaktocentrikus távolság függvénye. Ami Z megváltozásának a hatását

illeti, a bolometrikus abszolút magnitudo megváltozásának mértéke állandó effektív hőmérséklet mellett:

$$\Delta M_{\text{bol}}(T_e = \text{const.}) = Q_L \Delta Z = -25 \Delta Z .$$
 Összehasonlításul

érdeemes megjegyezni, hogy D. Mihalas és J.J. Binney

|83| a Naphoz hasonló csillagokra  $\Delta M_{\text{bol}} = -12,5 \Delta Z$

összefüggést adnak.

Alcock és Paczynski bolometrikus luminozításokat és effektív hőmérsékleteket használnak, ezeket egyrészt P.J. Flower |84|  $BC \leftrightarrow T_e$  és  $/B-V/_{\odot} \leftrightarrow T_e$ , másrészt A. Maeder és J.C. Mermilliod |85|  $/U-B/_{\odot} \leftrightarrow T_e$  kalibrációi alapján számíthatjuk át a rövid ill. hosszú hullámhosszú ZAMS használatos koordinátáinak megfelelő  $/B-V/_{\odot}$ ,  $/U-B/_{\odot}$  ill.  $M_V$  értékekre.  $/M_{\text{bol}}_{\odot} = 4,75^m$ ; BC a bolometrikus korrekciót jelöli, azaz  $BC = M_V - M_{\text{bol}}$ .

Az elemgyakorisági gradiens hatása a bolometrikus korrekcióra és a színindexekre elhanyagolható, hiszen  $\log T_e = 4$  esetén a szóban forgó mennyiségek változása csak néhány század magnitudót tesz ki akkor, ha a napkörnyék  $Z_{\odot}$  elemgyakoriságát a tizedére csökkentjük. /lásd pl. R.L. Kurucz |86| /; és figyelembe véve  $Q_Z$  fentebb elfogadott értékét nyilvánvaló, hogy esetünkben -- azaz a vizsgált nyilthalmazok által lefedett galaktikus tartományban -- Z megváltozása ennél kisebb mérvű lesz. A

$$\Delta[Z/X] = \log Z/Z_0 = Q_Z \Delta R, \quad /4.16./$$

$$\Delta M_V = M_V(Z) - M_V(Z_0) = Q_L \Delta Z \quad \text{és} \quad /4.17./$$

$$r_{\text{cal}} = r_{\text{val}} 10^{0,2 \Delta M_V} \cong r_{\text{val}} (1 + 0,46 \Delta M_V) \quad /4.18./$$

relációk alapján az  $r_{\text{val}} = r_{\text{valódi}}$  és az elemgyakorisági gradiens figyelmen kívül hagyása mellett meghatározott  $r_{\text{cal}}$  távolság között a következő összefüggést írhatjuk fel:

$$\begin{aligned} r_{\text{cal}} &\cong r(1 + 0,46 Q_L \Delta Z) = \\ &= r(1 + 0,46 Q_L [10^{Q_Z \Delta R} - 1] Z_0) \quad ,* \quad /4.19./ \end{aligned}$$

ahol

$$\Delta R = (r^2 + R_0^2 - 2rR_0 \cos(\cos b))^{1/2} - R_0 \quad . \quad /4.20./$$

Ha /4.19./-et a  $Q_Z = -0,1$ ,  $Q_L = -25$ ,  $Z_0 = 0,02$  és  $R_0 = 7$  konstansok felhasználásával minden /4.15./-ben szereplő halmazra megoldjuk, azt találjuk, hogy az eltérés mintegy felüknél 5%, és túlnyomó többségüknél 10% alatt marad, azaz nem éri el a csillaghalmazok fotometriai távolságmeghatározásánál szokásos szórás mértékét.

---

\*  $r = r_{\text{val}}$

5. A SPIRÁLKAROK ALAKJÁNAK, HELYZETÉNEK ÉS SZÖGSEBESSÉGÉNEK MEGHATÁROZÁSA A NYILT-  
HALMAZOK TÉRBELI ELOSZLÁSÁNAK SEGÍTSÉGÉVEL

A spirálkarok kialakulása, alakja, mozgása és fennmaradása századunk második felének egyik kiemelkedő fontosságú sztellárdinamikai témaköre. Ismeretes, hogy a többi spirális galaxissal együtt /melyek az összes csillagrendszerek mintegy kétharmadát teszik ki/ Tejútrendszerünk rotációs szögsebessége is a centrumtól mért távolság függvénye. Ha tehát a spirálkarok anyagcsövek lennének, akkor folyamatosan deformálódnának, néhány körfordulás után felcsavarodnának és azonosíthatatlanná válnának. Mint kiderült, ezt a folyamatot a karokban észlelhető mágneses mező sem tudná megakadályozni, mivel a -- pulzárak és más kompakt rádióforrások polarizált sugárzásának Faraday-rotációjából, ill. a 21 cm-es intersztelláris hidrogénvonal Zeeman-felhasadásából mért -- térerősség mindössze 3  $\mu$ gauss körül van, és így a mágneses energiasűrűség inkább az intersztelláris gáz turbulens mozgása energiasűrűségének nagyságrendjébe esik, ami jelentősen alatta marad a csillagközi gáz galaktikus rotációjából származó energiasűrűségnek /5. I. tábl./.

5. I. táblázat: Energiasűrűségek a Galaxisban [ $10^{-12}$  erg/cm<sup>3</sup>]

Galaktikus rotáció	1300
Intersztelláris gáz turbulens mozgása	0,5
Elektromágneses sugárzás	0,7
Kozmikus sugárzás	1
Mágneses mező ( $10^{-5}$ gauss)	4

A mágneses mező tehát nem képes a gáz nagyléptékű mozgását jelentős mértékben szisztematikusan befolyásolni.\*

Erre a következtetésre Zelmanov [1] nyomán tisztán heurisztikusan azon általános megfontolásból is eljuthatunk, hogy a Galaxis méreteinek megfelelően fő morfológiai sajátosságainak kialakításában az alapvető fizikai kölcsönhatások közül a gravitációnak kell dominálnia.

Mindezt figyelembe véve a felcsavarodási problémát például úgy kerülhetjük meg, ha arra az álláspontra helyezkedünk, hogy a karok anyaga nem állandó, hanem a spirális struktúra a Galaxisban állandóan jelen levő, gravitációs erők által kormányzott, nagyléptékű sűrűség hullám helyi maximumaiból áll egybe. A sűrűség hullám mind a csillagok, mind a gáz eloszlását befolyásolja, mozog a csillagrendszer anyagához képest, és így nincs szükségképpen kitéve a differenciális rotáció deformáló hatásának. Lényeges kiemelni, hogy a sűrűség hullám kvázistacionárius; tovaterjedését és fennmaradását elsősorban az a hullámszerű zavar

\* Az elektromágneses kölcsönhatásra alapozó elméletek ellen szól az a megfigyelési tény is, hogy léteznek spirális, de számottevő sűrűségű intersztelláris gáz nélküli galaxisok is. Ezek általában a Curtis-féle [87]  $\theta$ -galaxisok közé tartoznak.

biztosítja, melyet az okozott sűrűségfluktuáció a Galaxis gravitációs terében létrehoz. /Analóg jelenséggel ütközésmentes plazmákban találkozunk, ott azonban a hullámot az elektromágneses tér perturbációja tartja fenn./ A korongszerűen lapult galaxisok a gravitációs sűrűség hullámokkal szemben különösen "fogékonyak", mivel -- ellentétben az elliptikus galaxisokkal -- a gravitációs térerősség egy-egy adott pontjukban a teljes csillagrendszer részletes sűrűségeloszlásától függ.

Az utóbbi években egyes kutatók a spirális szerkezet alternatív magyarázatával próbálkoztak. /Lásd pl. M.W. Mueller és W.D. Arnett [88] valamint H. Gerola és P.E. Seiden [89, 90] vonatkozó munkáit./ Leginkább elterjedt formájában ez az elképzelés a spirális szerkezetet egy sztochasztikusan önmagától tovaterjedő csillagkeletkezési folyamat következményeként fogja fel. Gerola és Seiden a kétdimenzióssá "tömörített" galaktikus korongot  $N$  gyűrűtartományra, és mindegyiket egyenlő területű cellákra bontja fel.\* A csillag fogalmát a modell a szokásosnál tágabban értelmezi, és valószínűleg együtt született csillagcsoportot, nyilthalmazt vagy asszociációt ért alatta a hozzá tartozó H II területtel együtt. A modell diszkrét idejű /egy lépés-köz kb. 15 millió év/. Egy-egy időlépés alatt minden

\* A cellák lineáris mérete kb. 300 pc.

nagy tömegű csillag  $P_{st}$  valószínűséggel indukál egy másikat valamelyik szomszédos cellában. Egy csillag születése után meghatározott ideig nem keletkezhet több ugyanabban a cellában. Nagy tömegű csillagok -- az előbbinél jóval kisebb --  $P_{sp}$  valószínűséggel spontánul is keletkezhetnek. A létrejövő csillaglánccokat a galaxis differenciális rotációja formálja azután spirálkar darabokká.

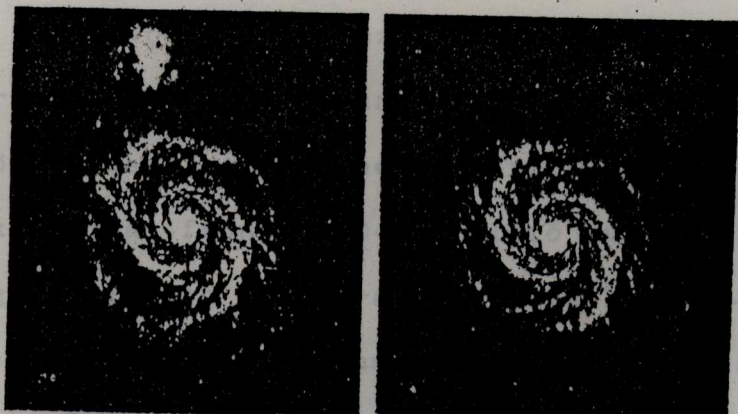
Ezt az elképzelést a továbbiakban részletesen nem tárgyaljuk, miután -- mint ahogy arra a "Dynamical Astronomy" elnevezésű MTA-NSF kutatási projekt 1984. év őszén tartott texasi munkaülésén is rámutattam [91] -- a sztochasztikus csillagkeletkezési folyamattal nem magyarázható meg a galaxisok nagyléptékű spirális struktúrájához kapcsolódó alábbi megfigyelések:

- a/ Léteznek sima lefutású karokkal rendelkező, fiatal csillagokat nem tartalmazó SO-galaxisok.
- b/ Az intersztelláris semleges hidrogéngáz sűrűsége és az intersztelláris mágneses tőr erővonal szerkezete "sima" lefutású. A maximális sűrűségű helyek a csillagközi por sűrűség-maximumaival esnek egybe, mely utóbbiak szintén elsőrendű spirálkar-indikátorok.
- c/ Jelentős számban található horogspirálisok.
- d/ A nagyléptékű spirális szerkezet nagymérték-



ben tengelyszimmetrikus és túlnyomórészt kétkarú. Már kis léptékek mellett is feltűnő szimmetriák lépnek fel a szemközti spirálkarok között.

Ez utóbbit igen meggyőzően mutatta ki A.J. Kalnajs [92], mégpedig egy szellemes fotografiai "trükk" segítségével. Az 5. 1.-es ábra baloldalán a jólismert M 51-es galaxist láthatjuk, jobboldalán pedig az objektum szimmetrizált változatát, mely úgy készült, hogy az eredeti képből csak azokat a részleteket hagyták meg, melyek  $180^{\circ}$ -os forgatás után megfelelő ellenpárral rendelkeztek. A kísérő galaxis és a mezőcsillagok eltűntek, de a spirális szerkezet majdnem érintetlenül megmaradt, és ez a megállapítás még a 4, 5, 10 és 11 óra irányában tapasztalható felhasadásokra is vonatkozik!



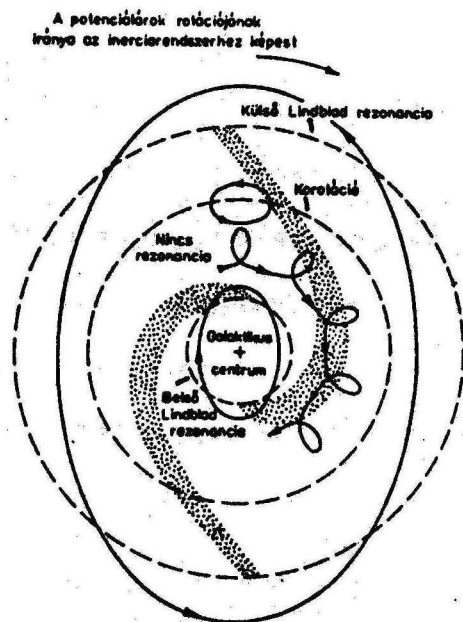
5. 1. ábra: Az M 51 fényképe /balra/ és szimmetrizált változata /jobbra/.

Ismeretes ugyan, hogy az új csillagok keletkezése a szomszédos területeket 10 pc nagyságrendű távolságig befolyásolni tudja, de a sztochasztikus elmélet képviselőinek azt kellene megmutatnia, hogy létezik olyan fizikai hatás, amely képes arra, hogy a csillagkeletkezési folyamatot több száz parszek távolságra is átvigye. Ebben a vonatkozásban azonban igen szkeptikusak lehetünk. Mint ahogy azt Yu.N. Efremov [93, 94] a szuperóriások és cefeidák térbeli eloszlásának vizsgálata alapján a 70-es évek végén kimutatta, az aktiv "csillagtermelő" területek karakterisztikus mérete 300-500 pc, azaz az egyedi OB asszociációkét jóval meghaladja. Az intersztelláris anyagból a spirálkarok mentén keletkező kozmikus ködök tipikus méretét pedig B.G. Elmgreen és D.M. Elmgreen [95] legutóbbi kutatásai szerint az egymás mellett többé-kevésbé szabályosan elhelyezkedő H II-területek adják. G. Tenorio-Tagle és munkatársainak számításai szerint a nagytömegű csillagok szupernóva-robbanásakor keletkező lökéshullám-frontok 30-40 millió év alatt érik el a sugárzási úton már korábban ionizált H II-zónák határát, és ekkorra az expanziós sebesség már a szökési sebesség alá esik [96, 97, 98]. A lökéshullám-frontok amúgy is erősen anizotróp módon, elsősorban a galaktikus fősíkra merőleges irány mentén terjednek ki /hiszen az intersztelláris közegellenállás a z-irányban a legkisebb/.

Ha azonban a galaxisban már jelen van a nagyléptékű spirális sűrűség hullám, mely a lokális jelenségeket szinkronizálni képes, a sztochasztikus modellek a kisléptékű finomszerkezet magyarázatára igen hasznosak lehetnek. /Lásd pl. W.W. Roberts |99|./ Analóg megállapítás vonatkozik a kihangsúlyozott spirális szerkezet nélküli, elsősorban filamentáris mintázatot mutató galaxisok struktúrájának megmagyarázására is, mely utóbbiaknál valószínűleg a tisztán sztochasztikus csillagkeletkezési folyamatok dominálnak.

Térjünk tehát vissza a sűrűség hullám elméletre, mely a további vizsgálataink alapjául szolgál. B. Lindblad csak félsikert hozó kezdeti próbálkozásai |100| után a galaktikus méretű sűrűség hullám fundamentális jelentőségére C.C. Lin és munkatársai irányították rá a figyelmet |101, 102, 103, 104|. Linék elgondolása értelmében a spirális galaxisok jellegzetes felépítése a csillagrendszer magja körül rotáló kvázistacionárius sűrűség hullám következtében jön létre. A gázdinamika tömegmegmaradási és kontinuitási egyenleteinek megfelelően a sűrűség hullám jelenléte a csillagok és az intersztelláris gáz egyszerű kör- ill. ellipszis mozgásának perturbálásával jár együtt. A sűrűség maximumok környékén az anyag mozgása szükségképpen lelassul, a galaktocentrikus pálya menti sebesség periodikusan fluktuál.

A kozmikus objektumok a Galaxis középpontja körül általában kisebb-nagyobb excentricitású ellipszis pályákon keringenek. Mozgásuk Lindblad nyomán elliptikus epicikloisokkal is leírható /5. 2. ábra/. A  $\chi(R)$  epiciklikus frekvencia a galaktikus rotáció egyéb alap-



5. 2. ábra: A Lindblad-féle epiciklikus pályák és rezonanciák szemléltetése egy  $\Omega_p$  szögsebességgel forgó galaktocentrikus koordinátarendszerben

jellemezőivel a következő kapcsolatban van:

$$\chi(R) = 2 [-B(A - B)]^{1/2} \quad /5. 1./$$

Az A, B Oort-féle mennyiségek az előző fejezetben már használt -- és a Nap környezetére\* érvényes -- Oort-

\*Az itt értelmezett környezethez azok az égitestek tartoznak, melyek topocentrikus távolsága galaktocentrikus távolságukhoz képest elhanyagolható.

állandók általánosításai, és a következő módon füg-  
genek a galaktocentrikus távolsággal változó  $\Omega(R)$  ro-  
tációs szögsebességtől:

$$A(R) = -\frac{1}{2} R \frac{d\Omega}{dR} ; \quad B(R) = A(R) - \Omega(R) \quad /5.2.-3./$$

$A(R)$  és  $B(R)$  a differenciális rotáció mértékének kifejezői. Segítségükkel a galaktikus korong bármely pontjának környezetében\* az objektumok radiális se-  
bessége és sajátmozgása a topocentrikus távolság va-  
lamint a helyi galaktikus hosszúság szinuszának ill.  
koszinuszának lineáris függvényeként adható meg. Emel-  
lett az Oort-féle mennyiségek összege a helyi galak-  
tocentrikus körsebesség negatív radiális gradiensét,  
különbsége pedig a vonatkozó rotációs szögsebességet  
szolgáltatja.

$\Omega(R)$  és  $\kappa(R)$  a Galaxis gravitációs potenciálte-  
rében végbemenő szabad rezgőmozgások sajátfrekvenciái-  
ként foghatók fel. Könnyen látható, hogy a fenti saját-  
értékek, valamint a mereven rotáló sűrűség hullám  $\Omega_p$   
szögsebessége között rezonanciák léphetnek fel. Ezek  
közül az alábbiak a legfontosabbak:

a/ Korotáció:  $\Omega - \Omega_p = 0.$

---

\* Az itt értelmezett környezethez azok az égitestek tartoznak,  
melyek topocentrikus távolsága a kiválasztott pont galaktocent-  
rikus távolságához képest elhanyagolható.

b/ Belső Lindblad rezonancia:  $\Omega - \Omega_p = \kappa/m$ .

c/ Külső Lindblad rezonancia:  $\Omega - \Omega_p = -\kappa/m$ .

/Lásd még az 5. 2. ábrát.  $m$  a spirálkarok száma./

A megfelelő nem perturbált pályaalakokat az 5. 2. ábra szemlélteti egy  $\Omega_p$  szögsebességgel forgó -- azaz a nagyléptékű spirális mintához képest nyugalomban levő -- koordinátarendszerben  $/m=2/$ . A rezonancia szögsebességeknek megfelelő rezonancia rádiuszok  $\Omega_p$  mellett tehát  $\Omega(R)$  konkrét függvényalakjától, azaz a csillagrendszer tömegeloszlásától függenek. /A Galaxis tömegeloszlásának forgásszimmetrikus modellje éppen a centrumtól mért távolsággal változó  $R \Omega(R)$  körsebesség megfigyelt függvényalakjából vezethető le |105|/.

Már Lindblad eredeti elmélete nagymértékben kihasználta azt a tényt, hogy Tejútrendszerünkben  $\Omega - \kappa/2$  aránylag széles gyűrűtartományban szinte független a galaktocentrikus távolságtól /A. 2. ábra/.  $\Omega_p$  alkalmas értékére tehát az egész tartományban rezonancia lép fel. A belső és külső Lindblad rezonanciák Lin elméletében a sűrűség hullám radiális kiterjedésének határait szabják meg. Az elméletet az Appendix ismereteti, itt csak gondolatmenetének alapvonásait érintem.

Miután a galaxisok igen jelentős részének spirális szerkezete hosszú időn keresztül stacionárius /és környezetüktől nagymértékben izolált rendszerekről

van szó/, a spirálkarok jelenlétére csak önfenntartó neutrális sűrűség hullám adhat magyarázatot. A hullám paramétereit a következő módon kaphatjuk meg. A galaktikus fősikra vetített felületi sűrűséget használjuk és feltesszük, hogy egy kis zavar lépett fel a Galaxis egyébként forgásszimmetrikus sűrűségeloszlásában  $\mu_0 \gg \mu_1$ :

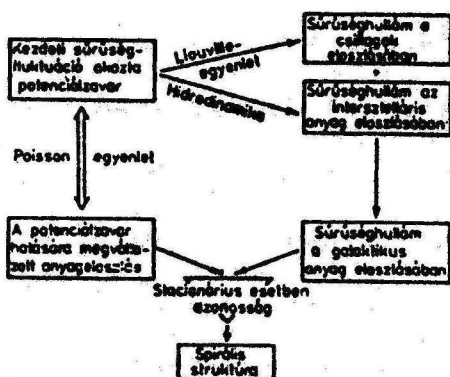
$$\mu(\text{perturbált}) = \mu_0(\text{nyugalmi}) + \mu_1(\text{zavar}). \quad /5.4./$$

A csillagrendszer sűrűségeloszlásának időbeli viselkedését leíró differenciálegyenletek /Boltzmann-egyenlet ill. kontinuitási egyenlet, Euler-egyenlet, Poisson-egyenlet/  $\mu_1$  számára linearizálhatók, és megoldásul csillapított, neutrális vagy növekvő amplitudójú hullámokat adnak. A keresett megoldástípusok az alábbiak:

$$\mu_1(R, \vartheta; t) = \hat{\mu}(R) \exp\{i[m(\Omega_p t - \vartheta) + \phi(R)]\}. \quad /5.5./$$

/Itt  $R$  és  $\vartheta$  a fő szimmetriasíkokban értelmezett galactocentrikus polárkoordináták,  $t$  az idő,  $\hat{\mu}$  a sűrűség hullám időtől független amplitudója,  $m$  ill.  $\Omega_p$  a kialakult maximális sűrűségű vonalak, "karok" száma ill. szögsebessége,  $\phi$  pedig a hullám radiális fázisa./ A zavar akkor lesz stacionárius, ha a Galaxis gravitációs potenciáletterében általa létrehozott perturbáció a sűrűségeloszlásban éppen olyan kismérvű változáshoz vezet, amely azonos a kezdeti sűrűségfluktuációval.

Az Appendixben leírtak alapján az /5. 5./ jobb oldalán szereplő függvények ill. paraméterek meghatározhatók. A stacionárius megoldás sémáját az 5. 3. ábra szemlélteti.



5. 3. ábra: A stacionárius sűrűség hullám paramétereinek meghatározási sémája K. Rohlfs nyomán |106|.

A Galaxis anyagában tovaterjedő sűrűség hullám együtt mozog a gravitációs potenciáltérben létrejövő fluktuációval: a maximális sűrűségű helyek a potenciálárkokkal esnek egybe. Kimutatható, hogy  $\beta(R)$  annál nagyobb, minél kisebb a rendszerhez tartozó objektumok sebességszórása. /Ezért lép fel az intersztelláris gázban jóval erősebb sűrűség-perturbáció, mint a csillagok között./ A merev testként -- és ezért általában a csillagrendszer anyagától eltérő szögsebességgel -- rotáló potenciálárkok áthaladását az anyaggal együttmozgó megfigyelő

$$v(R) = m[\Omega_p - \Omega(R)]/k(R) \quad /5. 6./$$

frekvenciával észleli. Megfelelő stacionárius megoldás csak a  $v^2 < 1$  feltétel mellett létezik, azaz



teljesülnie kell az

$$\Omega - \kappa/m < \Omega_p < \Omega + \kappa/m \quad /5.7./$$

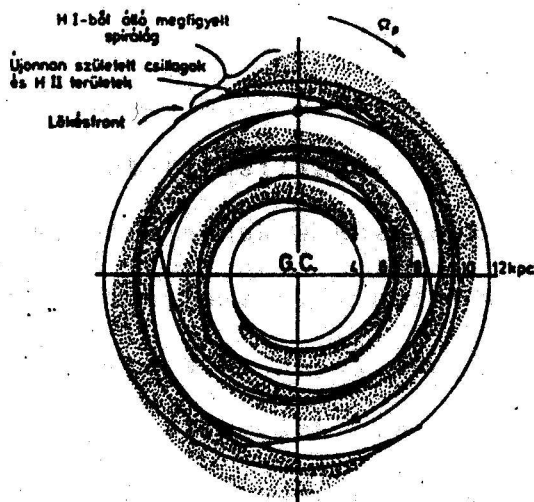
egyenlőtlenségnek. Tehát -- összhangban a megfigyelésekkel és az Appendixben elmondottakkal -- a spirálkarok csak a csillagrendszer centruma körüli meghatározott körgyűrűben maradhatnak fenn. Az A. 2. ábra a Schmidt-féle tömegeloszlási modell alapján tünteti fel a rotációs és epicyklikus frekvenciák lefutását a Galaxisban. Látható, hogy  $m = 2$  esetén a spirálkarok kialakulására alkalmas tartomány sokkal szélesebb, mint  $m > 2$  mellett. /Ugyanez mondható el a legtöbb dinamikailag analizálható normális spirális galaxisra./ A spirálkarok száma tehát általában kettő, és további ágak csak a csillagrendszer szélén léphetnek fel, ahol  $\Omega$  és  $\kappa$  már alig tér el egymástól, és a galaktikus távolsággal csak igen lassan változik. Egyes újabb rádiócsillagászati megfigyelések arra utalnak, hogy a galaktikus korong szélei felé Tejútrendszerünk is 4 spirálkarral rendelkezik [107].

A Lin-féle koncepció csillagkozmozgóniai elképzeléseinket is lényegesen befolyásolja. A fentiekben tárgyalt lineáris közelítésben a csillagok, ill. az intersztelláris anyag "nyugalmi" eloszlását megzavaró sűrűség hullám csak relativ amplitudójában különbözik egymástól. A galaktikus sűrűség hullám

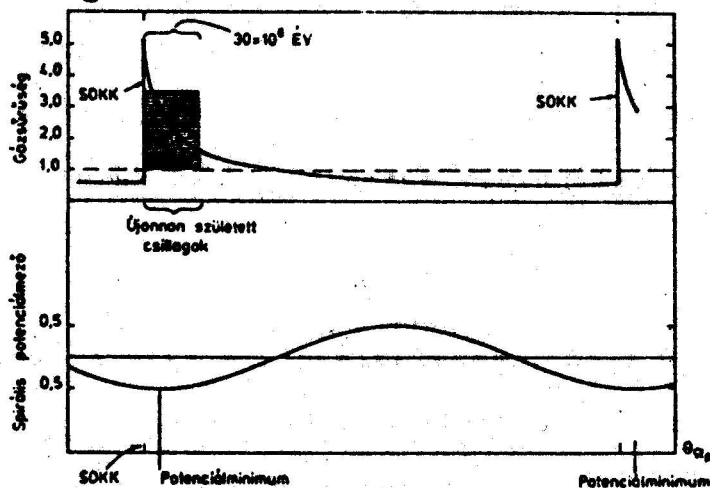
viselkedését jobb közelítésben leíró nem lineáris megoldások azonban kvalitatív eltérést mutatnak: a potenciálárkokon való áthaladás az intersztelláris gázban lökéshullámokat kelt. W.W. Roberts [108, 109] szerint Galaxisunkban  $R = 10$  kpc galaktocentrikus távolságban a lökéshullámfrontban létrejövő maximális sűrűség ötszöröse a nyugalmiának, ha a potenciálárok relatív mélysége 5%. A gáz áramvonalai az  $\Omega_p$  szögsebességgel forgó koordinátarendszerben olyan -- körhöz közeli -- zárt görbék, melyeknek a lökéshullámfrontokban töréspontjai vannak. A potenciálárkoknál nagyobb szögsebességgel mozgó gázban a lökéshullámfront elérésekor a hirtelen sűrűségnövekedéssel együtt nagymérvű kompresszió is fellép, így döntően megjavulnak az új csillagok kialakulásának feltételei. /Egyúttal az intersztelláris porrészecskék képződése is meggyorsul, ami magyarázatot ad arra, hogy miért rajzolják ki a fényelnyelő kozmikus ködök is a spirális struktúrát./

Mivel a korotációs zónán belül a lökésfront a spirálkarok belső szélén helyezkedik el, a fiatal O-csillagok és az általuk gerjesztett H II-területek is itt figyelhetők meg, erősen kiemelve a belső kontúrokat /lásd pl. [110]; 5. 4., 5. 5. ábra/. A spirálkarok nem azért olyan szembeötlőek, mert sokkal anyaggazdagabbak környezetüknél, hanem azért, mert tömeg- és időegységenként sokkal több energia szabadul fel ben-

nük, mint a karok közötti területeken. Tekintve, hogy a csillagok a sűrűség hullámnál általában lényegesen nagyobb szögsebességgel mozognak, a spirálkarokban a galaktikus rotáció irányában egyre idősebb csillagok találhatóak, és ezzel a képpel konzisztens tendenciát mutat a különböző korú nyílthalmazok eloszlása is [111].



5. 4. ábra: Spirális galaxis sematikus szerkezete a nagyléptékű lökéshullámfront, valamint az újonnan kialakult csillagok, illetve a gáz áramlási vonalainak feltüntetésével egy  $\Omega_p$  szögsebességgel forgó koordinátarendszerben.



5. 5. ábra: Az intersztelláris gáz sűrűségének változása potenciálmíniumtól-potenciálmíniumig  $R \approx 10$  kpc galaktocentrikus távolságban.

A spirálkarok és általában a galaktikus korong kor szerinti rétegződésének, átvitt értelemben vett "évgyűrűinek" feltárása a galaktikus csillagászat egyik legfontosabb feladata. Ezen a téren nemcsak a különböző korú csillagok térbeli eloszlása, hanem kinematikai sajátosságai is segítségünkre lehetnek. Tudjuk pl., hogy az intersztelláris gáz sebességszperziója jóval kisebb, mint általában a csillagoké, és az újonnan született csillagok "lecsatolódásukkor" egy ideig megőrzik annak a közegnek a megfelelő kinematikai jellemzőit, amelyből keletkeztek. Mint ahogy arra R. Woolley és M.P. Candy már 1968-ban rámutatott [112], miután a "csillaggáz" nem rendelkezik az intersztelláris anyagéhoz hasonlóan hatékony hűtési mechanizmusokkal, a galaktikus gravitációs tér irregularitásaival való kölcsönhatás következtében idővel növekvő sebességszperziót mutat. Minnél idősebb tehát a csillagok valamely alrendszeré, annál nagyobb a sebességszperziója. A differenciális rotáció mellett ez a fő oka annak, hogy a születéskor örökölt térbeli eloszlási minták kozmogóniailag viszonylag rövid idő alatt elmosódnak.

Visszatérve a Lin-elmélethez, ha a Galaxis különböző alrendszeréinek megfelelő paraméterei már ismertek -- beleértve rotációs görbéjüket  $/\Omega_1(R)/$ , a

galaktikus fősikban értelmezett felületi sűrűségüket  $\mu_i(R)$ , radiális sebességszórásukat  $\sigma_i(R)$  és a spirálkarok számát  $m$  -- akkor az elmélet alapján a spirális szerkezet geometriai jellemzőit egyetlen szabad paraméter: a merev testként rotáló gravitációs potenciálárok  $\Omega_p$  szögsebessége szabja meg.

A szóban forgó paraméterek megválasztásánál igen körültekintően kell eljárni, mivel a valóság túlzott leegyszerűsítése könnyen helytelen eredményekhez vezethet. Tudjuk, hogy a Galaxis több olyan alrendszerből áll, melyek rotációs görbéje, sűrűség- és sebességszórás-eloszlása lényegesen eltér egymástól, és ezt a körülményt feltétlenül szükséges figyelembe venni a spirális szerkezet korrekt levezetésekor.

Mint ahogy az az Appendixből is kitűnik, a lineáris elméletben a sűrűség-hullámok alakját és mozgását az ún. diszperziós egyenlet szabja meg, amely a perturbáció és a rendszernek a perturbációra adott válasza közötti egyezés tényét fejezi ki. A Galaxis-hoz hasonló rendszerekben, ahol a rendszer vastagsága a fősikban mért átmérőhöz képest kicsi, az egyes alrendszerek hozzájárulása a diszperziós relációhoz  $\mu_i/\sigma_i^2$ -el arányos /lásd pl. L.S. Marochnik és A.A. Suchkov vonatkozó munkáit [113, 114]/. Így a nagy se-

bességdiszperziójú alrendszerek a sűrűség hullámokra és a spirálkarok alakjára valamint mozgására csak viszonylag kis hatást gyakorolnak.

Lin és Shu [101] az un. "mixmaster" megközelítésükben a Galaxis Schmidt 1965-ös modellje szerinti tömegeloszlását vetítették ortogonálisan a fősikra, és az így nyert felületi sűrűségeloszlást használták fel számításaikban. Modelljükben -- a spirális minta  $\Omega_p$  szögsebessége mellett -- csak négy "bemenő" paraméter szerepel:  $\Omega(R)$ ,  $\mu(R)$ ,  $\sigma(R)$  és  $m$ . Mivel a megfigyelésekből  $\sigma$  csak a Nap közvetlen környezetére határozható meg, Linék feltételezték, hogy minden  $R$ -re nézve a sebességdiszperzió a lokális stabilitáshoz szükséges minimális értéket veszi fel /A. Toomre [115]//:

$$\sigma(R) = \sigma_{st} = 3,36 G \mu(R) \kappa(R)^{-1} \quad /5.8./$$

Itt  $G$  a gravitációs állandó, és  $\kappa(R)$  az  $R$  galaktocentrikus távolságban érvényes epiciklikus frekvenciát jelöli:

$$\kappa(R)^2 = (2\Omega)^2 \left(1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR}\right) \quad /5.9./$$

A spirális sűrűség hullámok kvantitatív leírását lehetővé tevő -- már említett -- diszperziós egyenlet megoldása a spirális minta  $\lambda(R)$  radiális hullámhossza /lásd az Appendixet/ és  $\Omega_p$  szögsebessége között ad meg összefüggést:

$$\lambda(R) = \lambda[m, \Omega_p, \Omega(R), \mu(R), \sigma(R)] \quad /5.10./$$

A már tárgyalt  $\Omega(R)$ ,  $\mu(R)$  valamint  $\sigma(R)$  függvényeket használva,  $m=2$  esetén, Linék akkor kaptak kielégítő egyezést az empirikusan meghatározott spirális szerkezettel, ha a még szabad paramétert --  $\Omega_p$ -t --  $13,5 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  körüli értékűnek választották.

L.S. Marochnik és munkatársai [116] a hetvenes évek elején kimutatták, hogy miután a Galaxis legtöbb alrendszere nagy sebességszperzióval rendelkezik, a sűrűség hullámok sajátosságait közvetlenül nem a Tejútrendszer teljes tömegeloszlása határozza meg, hanem csak leglaposabb alrendszeréé, mivel ennek a többiekénél jóval kisebb a sebességszperziója. /5.10./-ben tehát valójában az erre az alrendszerre vonatkozó  $\Omega_f(R)$ ,  $\mu_f(R)$ ,  $\sigma_f(R)$  értékeknek kell szerepelnie.\* Marochnikék rámutattak arra, hogy  $\mu_f$  sokkal kevésbé függ  $R$ -től, mint  $\mu$ , és így a számításokban konstansnak vehető. Azt találták, hogy Galaxisunkban az ún. "hosszú" sűrűség hullámok /lásd az Appendixet/ gerjesztődnek, és csak  $\mu_f 40 M_\odot/\text{pc}^2$  valamint  $\Omega_p 23 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  körüli értékei mellett adódik jó egyezés az elméletből folyó spirális minta és az intersztelláris semleges

\* E három paraméter természetesen nem független a Galaxis többi részétől -- pl. a rotációs görbe alakját elsősorban a II. populációs objektumok határozzák meg --, de a spirális szerkezet alakja és mozgása közvetlenül tőlük függ.

hidrogéngáz nagyléptékű galaktikus eloszlása között.  $\mu_f$   $10 M_\odot/\text{pc}^2$ -es ill.  $\Omega_p$   $5 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ -es eltérése a megfelelő fenti értékektől már az észlelésekkel össze nem egyeztethető modellstruktúrához vezet. /Megjegyzendő, hogy a Linék által használt lokális felületi sűrűség  $114 M_\odot/\text{pc}^2$ -et tett ki!/ A Schmidt modell alapján  $\mu$  értéke  $R = 14 \text{ kpc}$ -nél  $40 M_\odot/\text{pc}^2$ ; ilyen nagy galaktocentrikus távolságban már a lapos alrendszer válik dominánssá.

A gravitációs sűrűség hullám elmélet gyakorlati ellenőrzésének fontos módja a modell alapján meghatározott és az észlelésekből adódó  $\Omega_p$  szögsebességek összehasonlítása. A vonatkozó irodalomban az empirikus  $\Omega_p$ -t leggyakrabban úgy választják, hogy az  $\Omega(R) = \Omega_p$  egyenlőség által definiált  $R_c$  korotációs rádiusz egybeessen a megfigyelt legkülső H II-területek galaktocentrikus távolságával /lásd pl. J.V. Feitzinger és Th. Schmidt-Kaler [117]/. Mivel az  $\Omega(R)$  rotációs görbe a szóban forgó tartományban meglehetősen lapos, a módszer eléggé pontatlan. Alkalmazásával -- az  $R_\odot = 10 \text{ kpc}$ -es standard értéket használva -- a spirális minta szögsebességére a  $11 < \Omega_p < 21 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ -es intervallumba esik. Nyilvánvaló, hogy ezt az eredményt minél több független empirikus vagy szemempirikus módszerrel ellenőriznünk kell. A következőkben öt ilyen el-



járást ismertetek. Az utolsó kettőt tudomásom szerint én dolgoztam ki és alkalmaztam először  $\Omega_p$  meghatározására ill. megbecslésére.

5. 1.  $\Omega_p$  levezetése a csillagok születési helyének azonosítása útján

A spirális minta szögsebessége meghatározható a csillagok alkalmasan kiválasztott csoportjai kalkulált születési helyének és a spirálkarokhoz viszonyított jelenlegi pozíciójának összehasonlítása útján. A számításokat legalkalmasabb egy olyan derékszögű  $\xi, \eta, \zeta$  koordinátarendszerben elvégezni, melynek középpontja a Nap galaktocentrikus távolságában érvényes körsebességgel a galaktikus fősíkban körpályán kering a Tejútrendszer centruma körül. A  $\xi$  tengely mindig a középpont felé mutat,  $\eta$  a rotáció irányába, a  $\zeta$  tengely pedig az északi galaktikus pólus felé irányul. /Az irodalomban az origó szögsebességére ill galaktocentrikus távolságára leggyakrabban használt értékpár:  $\Omega_0 = 25 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ ,  $R_0 = 10 \text{ kpc}$ ./ Valamely próbatest mozgásegyenletei e forgó koordinátarendszerben /lásd pl. B. Bock |118|/:

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} + 2\Omega_0\dot{\eta} + \Omega_0^2(R_0 - \xi) &= -\frac{\partial V}{\partial \xi} \quad , \\ \ddot{\eta} - 2\Omega_0\dot{\xi} - \Omega_0^2\eta &= -\frac{\partial V}{\partial \eta} \quad , \\ \ddot{\zeta} &= -\frac{\partial V}{\partial \zeta} \quad . \end{aligned} \quad /5. 11./$$

Az /5. 11./ egyenletek jobboldalán szereplő  $V$  gravitációs potenciál egy tengelyszimmetrikus és egy spirális komponensre  $/V_0, V_1/$  bontható:

$$V = V_0(R) + V_1(R, \vartheta; t) \quad , \quad |V_0| \gg |V_1| \quad . \quad /5. 12./$$

/Itt  $\vartheta$  a galaktocentrikus hengerkoordináta-rendszer szögkoordinátája./  $V_0$  lefutására -- legalábbis a fő-sík nappályán belüli részére -- már elég megbízható kváziempirikus adataink vannak /lásd pl. |119|/.\*

C. Yuan |120| a Lin-féle sűrűség hullám-elmélet keretei között a Galaxis karjait logaritmikus spirálisokkal közelítette. Az általuk létrehozott gravitációs potenciál a következő alakú:

$$V_1 = A_1 \cos [2(\Omega_p t - \vartheta) + \phi(R)] \quad , \quad /5. 13./$$

$$2A_1 = f_{r,0} R_0^2 \Omega_0^2 \operatorname{tg} i \quad , \quad /5. 14./$$

$$\phi(R) = -2 \operatorname{ctg} i \ln R/R_0 + \phi_0 \quad . \quad /5. 15./$$

Itt  $\phi(R)$  a karok alakját adja meg,  $\phi_0$  egy fáziskonstans,  $i$  a karok állandó inklinációja és  $f_{r,0}$  a spirális ill. tengelyszimmetrikus gravitációs térben ható radiális erők aránya  $R_0$  galaktocentrikus távolságban. A Yuan által választott értékek:  $i = 6,2^\circ$ ,  $f_{r,0} = 0,05$  és  $\phi_0 = -0,3777$ .

Yuan 26 napkörnyéki kései B típusú csillagot használva  $\Omega_p = 13,5 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ -et kapott a spirális minta szögsebességére, és eredményét évekig úgy te-

\*

A  $V_0(R)$  lefutására adható viszonylag egyszerű approximációs formulát lásd pl. |121|-ben.

kintették, mint a Lin-modell erős kváziempirikus alátámasztását. Még az 1970-es évek első felében kiderült azonban, hogy a módszer alkalmazása közben több nem kielégítően ismert tényezőt kell tekintetbe venni, és ezért a kapott szögsebesség meglehetősen pontatlan. /Pl. A.J. Kalnajs [122] kimutatta, hogy a csillagok kormeghatározásában mutatkozó 15%-os bizonytalanság következtében szignifikáns eredményt csak több száz csillag felhasználásával lehetne kapni./ A problémát egyedi csillagok helyett csillaghalmazok alkalmazásával sem sikerült kiküszöbölni. Mint ahogy azt J. Palouš és munkatársai 1977-ben kimutatták [121], az általuk tekintetbe vett 24 nyílthalmaz születési helyei korrelációba hozhatók a sűrűséghullám-elméletből adódó spirálkarokkal, a baj csupán az, hogy a megoldás kétértékű:  $\Omega_p = 13,5 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  és  $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  szögsebesség egyformán elfogadható eredményhez vezet.

### 5. 2. $\Omega_p$ meghatározása a csillagok sebességmezejéből

A spirális struktúra több más paramétere mellett  $\Omega_p$  is meghatározható a csillagok sebességmezejének megfigyelése útján. Ha -- a valóságnak megfelelően -- feltételezzük, hogy a spirálkarok csak kis eltérést jelentenek a Galaxis alapvető tengelyszimmetrikus állapotától, és a karok i inklinációja kicsi /azaz  $m/|t g i| \gg 1$ /, akkor valamely kiszemelt csillag szisztematikus sebes-

ségének a galaktikus fősíkban vett polárkomponensei a következő alakot öltik:

$$W = R \Omega(R) + f_w \sin \chi \quad /5.16./$$

és

$$U = f_u \cos \chi \quad , \quad /5.17./$$

ahol

$$f_w = f_w[\varphi, m, i, \Omega_p, \Omega(R), \sigma(R)] \quad , \quad /5.18./$$

$$f_u = f_u[\varphi, m, i, \Omega_p, \Omega(R), \sigma(R)] \quad . \quad /5.19./$$

Az utolsó két egyenlet a spirálkarok hatására létrejött szisztematikus mozgás dinamikai paramétereit adja,

$$\chi = \chi[R, \theta, m, i, \Omega_p; t] \quad /5.20./$$

a sűrűséghullám fázisát jelentő geometriai paraméter, és -- a már ismert mennyiségek mellett --  $\varphi$  a spirális szerkezet gravitációs potenciáljának amplitudója. Így ha a sebességkomponenseket és a szereplő paramétereket empirikusan meghatározzuk, akkor az /5.18./, /5.19./ ill. /5.20./ egyenletek alapján  $\Omega_p$ -t és  $\varphi$ -t kiszámíthatjuk. K. Rohlfs |123|, valamint M. Crèze és M.O. Mennessier |124| idevágó úttörő, de csak rész-sikert hozó munkái után Yu. N. Mishurov és munkatársai |125|, a módszer lényegesen javított változatát alkalmazva 183 A, F, G szuperóriásra továbbá 192 hosszúperiódusú cefeidára, azt kapták, hogy  $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} / \text{kpc}$  szögsebesség mellett áll fenn a legjobb egyezés az észlelési adatokkal.

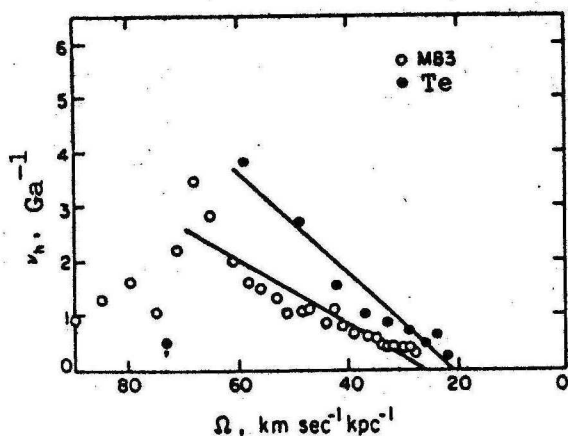
5. 3.  $\Omega_p$  meghatározása az anyag spirálkarokra merőleges relativ sebességkomponensének eloszlásából

Az intersztelláris gáz eloszlásának legtöbb nagyléptékű tulajdonsága, mindenekelőtt a 21 cm-es H I emisszió izofótjainak lefutása, továbbá a H II-területek, CO-felhők,  $\gamma$  sugárforrások, szupernóva maradványok stb. elhelyezkedése a sűrűséghullám elmélet keretei között mint a gáz kompressziójának az R galaktocentrikus távolsággal való változása függvénye fogható fel. Az intersztelláris közeg összenyomódásának mértéke a spirálkarra merőleges relativ sebességkomponens nagyságával arányos, azaz mivel

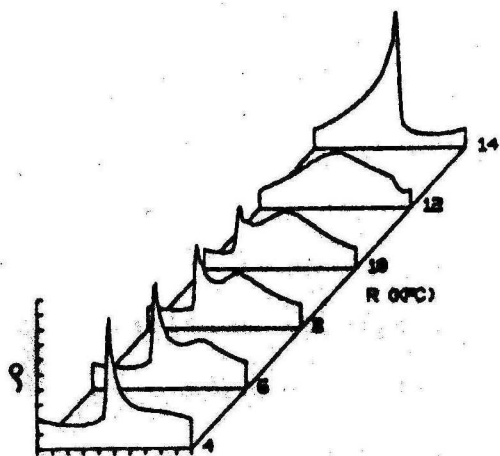
$$W_{\perp} = R[\Omega(R) - \Omega_p] \sin i \quad , \quad /5. 21./$$

egyúttal az  $\Omega_p$  szögsebesség függvénye.

Ezen az alapon W.B. Burton |126|, F.W. Stecker |127|, R.J. Talbot |128| valamint V.G. Berman és Yu. N. Mishurov |129| kimutatták, hogy a fentebb említett galaktikus összetevők geometriai, kinematikai és sugárzási karakterisztikumai  $\Omega_p$  20 km s<sup>-1</sup>/kpc körüli értékeit preferálják /5. 6. ábra/. A. Nelson és T. Matsu-  
da |130| ugynevezett egydimenziós galaktikus lökéshullámokat vizsgálva azt találta, hogy  $\Omega_p \approx 13,5$  km s<sup>-1</sup>/kpc esetén mintegy 12 kpc-es galaktocentrikus távolságig erős lökéshullámfrontok lépnek fel mielőtt az áramlás a korotációs zónában szubszonikusává válik.

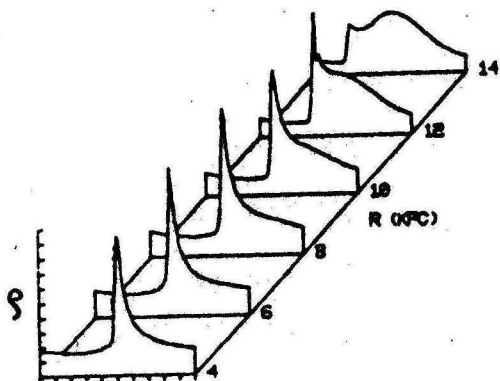


5. 6. ábra: A nagytömegű csillagok egységnyi tömegre számított keletkezési rátája, mint az  $\Omega(R)$  rotációs szögsebesség függvénye, az M83-ban és a Tejútrendszerben, gigaév<sup>-1</sup> egységben kifejezve /Talbot nyomán/.



5. 7. ábra: A  $\rho$  anyagsűrűség galaktikus eloszlása a nagyléptékű spirális lökeshullámfront mentén, hat különböző galaktocentrikus távolságban /Nelson és Matsuda nyomán/.

a:  $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} / \text{kpc}$



b:  $\Omega_p = 13,5 \text{ km s}^{-1} / \text{kpc}$

$\Omega_p \cong 20 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  szögsebesség mellett viszont a korotáció 11 kpc környékén, az előbbi esetnél jóval beljebb következik be, és intenzív lökeshullámok az  $R \leq 8$  kpc valamint az  $R \geq 13$  kpc relációknak megfelelő zónákban lépnek fel. Mivel a megfigyelések szerint a Nap galaktikus pályáján belül a nagyléptékű lökeshullámfrontokban kialakuló objektumok  $/R_0 = 10 \text{ kpc}$  esetén/ 8 kpc külső sugarú tartományra korlátozódnak, eloszlásuk az  $\Omega_p \cong 20 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  nagyságú szögsebesség mellett szól. /5. 7. ábra/

#### 5. 4. $\Omega_p$ meghatározása a különböző korú nyilthalmazok galaktikus eloszlása alapján

Ez a -- G. Lyngå publikálatlan ötletére alapozott és általam kidolgozott -- módszer azt használja ki, hogy a sűrűség hullám elmélet helyessége esetén a nagyléptékű csillagkeletkezés mértani helye együtt mozog a Tejútrendszer szimmetriatengelye körül merev testként forgó spirálkarokkal; így -- tekintettel a Galaxis differenciális rotációjára -- a galaktocentrikus rádiuszra merőleges sebességkomponense általában eltér az anyag körsebességétől, és ezért  $\Omega(R)$  valamint  $\Omega_p$  függvényeként szisztematikus eltolódásokat várhatunk el a különböző korú spirálkar-indikátorok galaktikus elhelyezkedése között.

Több oka is van annak, hogy a nyílt csillaghal-

mazok miért különösen alkalmasak a fenti eltolódások, és ezzel az  $\Omega_p$  szögsebesség vizsgálatára:\*

□ A nyilthalmazok heliocentrikus távolságát nagyobb pontossággal tudjuk megmérni, mint az egyedi csillagokét. A már tárgyalt háromszin-fotometriai módszer alapján kapott távolságmodulus pontossága jelenleg  $0^m,1$  és  $0^m,3$  között van. /A távolságmeghatározás relatív pontosságának  $\pm 10\%$ -on -- azaz  $\pm 0,2$  magnitudón -- belül kell lennie ahhoz, hogy a mérési hibák miatt a spirális struktúra még  $R_0$ -hoz közel eső távolságokon se mosódjon el./

□ Sok halmaz és asszociáció tartalmaz nagyluminozitású csillagokat, és így nagy távolságból is megfigyelhető. Egy viszonylag kis kiterjedésű, a galaktikus centrumot magában foglaló szögtartománytól eltekintve, jelenlegi lehetőségeink keretein belül, segítségükkel a Galaxis mintegy 10 kpc-es heliocentrikus távolságig feltérképezhető. /Lásd pl. |132|-öt./ Bár az eddig katalogizált nyilthalmazok látszólagos galaktikus eloszlását elsősorban az intersztelláris abszorpció határozza meg, a spirális struktúrát a helyről-helyre változó fényelnyelés nem mossa teljesen el, és az a nyilthalmazok segítségével nyomon követhető /G. Lyngå |31|, Balázs és Lyngå |133|/.

\* Az okokra részben már a 2. fejezet is kitért. /Lásd még |131|-et./



□ A HR-diagram alapján a csillagok elméleti fejlődési vonalainak segítségével a halmazok kora a többi spirálkar-indikátorénál pontosabban meghatározható. /Lásd pl. A. Piskunov |134|, G. Lyngå<sup>o</sup> |33|./

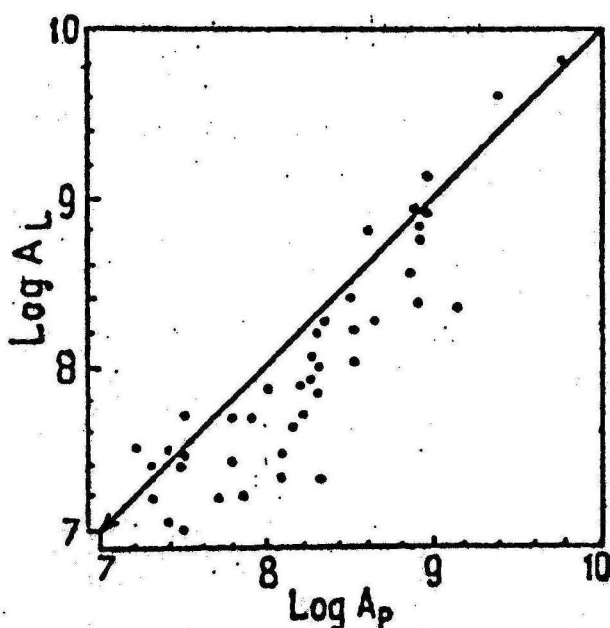
□ A halmazok térbeli sebessége nagyobb pontossággal határozható meg -- a hibahatár néhány km/s --, mint bármely más spirálkar-indikátoré. /Lásd pl. R. Wielen |135|./

Nyilvánvalóan fontos, hogy a vizsgálatához használt halmazok korára lehetőleg minnél homogénebb időskála álljon rendelkezésre. A következőkben leírt számításoknál A. Piskunov 1980-ban rendelkezésemre bocsátott -- V.V. Muzyliev |136| csillagfejlődési trajektóriákat használó kormeghatározási módszerén alapuló -- koradatait használtam |55|, és a Piskunovnál hiányzó, de U. Lindoff katalógusában |29| korral együtt szereplő halmazok korait is Piskunov korskálájára redukáltam. A két korskála közötti összefüggést az 5. 8. ábra szemlélteti.

A szakirodalomban általában elfogadott tény, hogy a galaktikus spirálkarok nagyléptékű lefutása az alábbi alakú logaritmikus spirálisokkal közelíthető /lásd pl. J. Palouš és munkatársai |122|, P. Pişmiş |137|/:

$$R(\vartheta) = R_0 e^{\vartheta \operatorname{tg} i} \quad , \quad /5. 22./$$

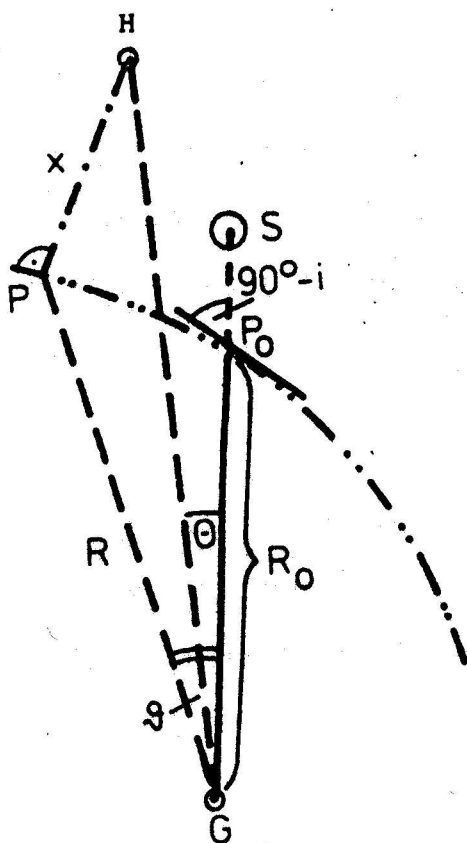
ahol  $R$  és  $\vartheta$  ismét a galaktocentrikus polárkoordináták-



5. 8. ábra: Az A. Piskunov  $A_p$  ill. U. Lindoff  $A_L$  által adott nyílthalmaz-korok közötti összefüggés szemléltetése.

at,  $i$  a spirálkarok dőlésszögét jelöli,  $R_0$  pedig a Nap galaktocentrikus iránya és a spirálvonal metszéspontjának távolságát a Galaxis középpontjától /5. 9. ábra/.

Feltéve, hogy az /5. 22./ összefüggés a fiatal  $\tau \approx 3,2 \cdot 10^7$  év/ nyílthalmazok galaktikus eloszlására is érvényes, és az "eszményi" spirálvonaltól való eltérés pusztán véletlenszerű szórás jellegű, bármely adott  $R_0$  és  $i$  értékpárhoz tartozó spirális és a fiatal nyílthalmazok eloszlása közötti egyezés "jóságát" a következő egyszerű módszerrel határozhatjuk meg: Kiszámítjuk a görbe valamint minden vizsgált halmaz



5. 9. ábra: A halmazok merőleges kartávolságainak /X/ meghatározásához használt geometriai séma. /Jelmagyarázat a szövegben./

X merőleges távolságát,\* és megnézzük, hogy az ismert

$$w(X, s) = c e^{-X^2/2s^2} \quad /5. 24./$$

Gauss-féle súlyfüggvény alkalmazásával a  $\sum_n w(X, s)$  összsúly mekkorának adódik. /Itt c egy egyszerű lépték-

\* X értéke egyszerűen adódik. Tekintsük az 5. 9. ábrán a GHP háromszöget. Könnyű látni, hogy HPG  $\alpha = \beta - i$  és HGP  $\alpha = \gamma - \theta$ . Ha H galaktocentrikus távolságát  $\varphi$ -val jelöljük, akkor a GHP háromszög alapján a következő összefüggésekhez jutunk:

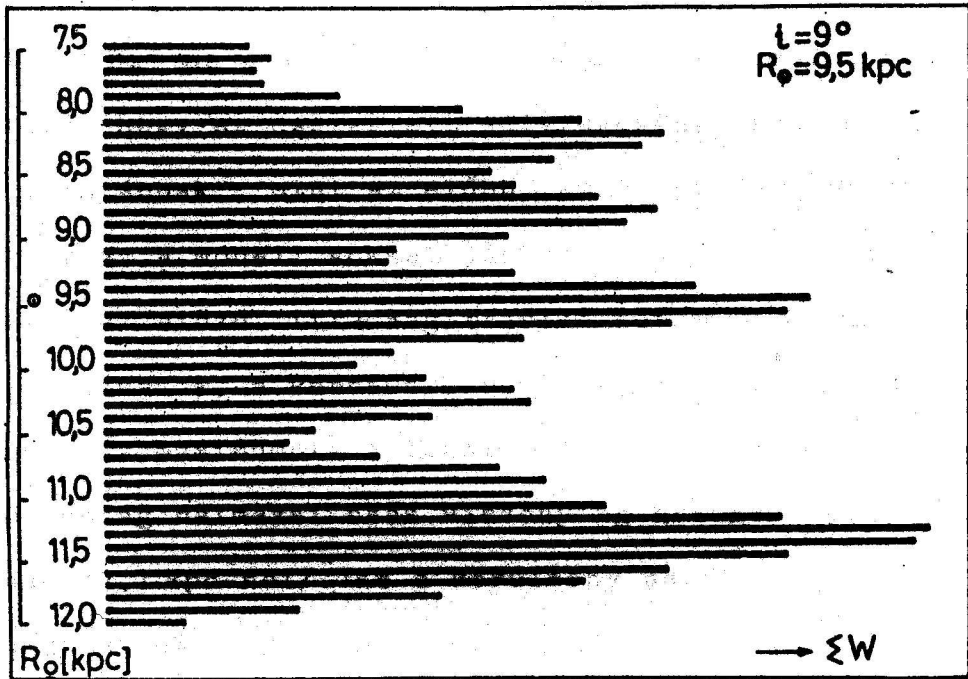
$$\frac{X}{\sin(\gamma-\theta)} = \frac{\varphi}{\sin i} = \frac{R(\varphi, i)}{\sin(i-\theta+\theta)} \quad /5. 23./$$

/5. 23./ alapján X és vele W(X, s) minden programhalmazra kiszámítható. Mivel analitikus megoldás nem létezik, a megoldás iterációval történik.

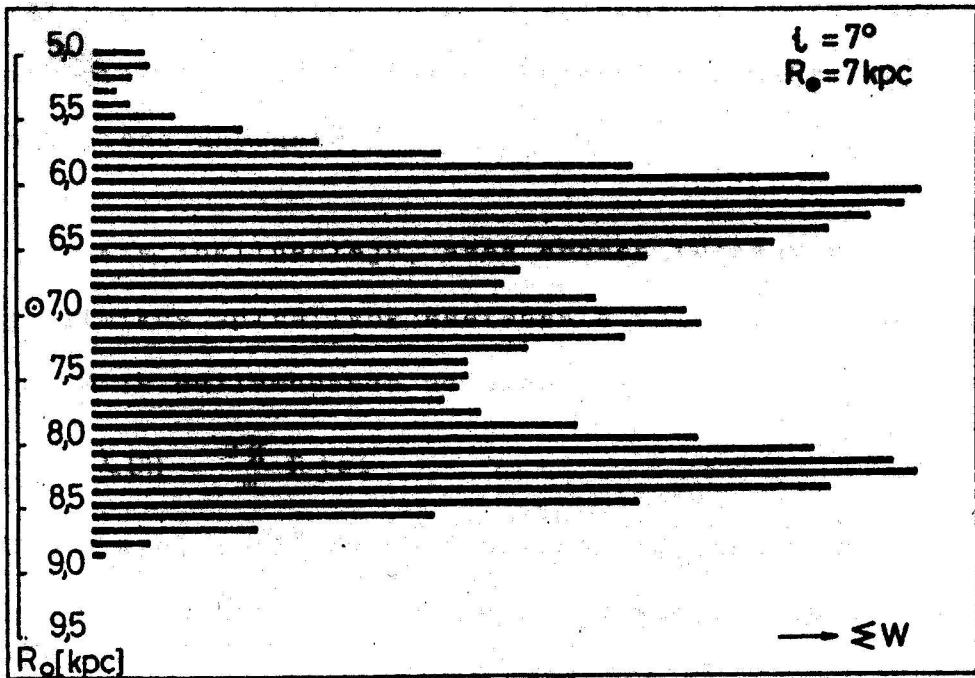
állandó, s a módszer szelektivitását határozza meg,  $n$  pedig a programhalmazok száma./ Azt az  $R_0$ ,  $i$  értékpárt tekintjük optimálisnak, amely használata mellett  $\sum w$  a maximumát veszi fel. /A szelektivitási paraméter értékét 150 pc-nek célszerű venni, mert csökkentése néhány előnyösen fekvő halmaz túlzott preferálásához, növelése pedig a spirális minta "elmosásához" vezet.

Amint az a korábbi vizsgálatok alapján várható volt, a 3. II. táblázatban szereplő nyilthalmazok eloszlásából eléggé jól kivehető a spirális szerkezet. A Becker és Fenkart [30] katalógusában szereplő heliocentrikus halmaztávolságokat használva akkor kapjuk a maximális maximumokat  $\sum w$  eloszlásában, ha  $R_0$ -t 9,5 kpc-nek  $i$ -t pedig  $9^\circ$ -nak választjuk. Ezt az esetet mutatja be az 5. 10. ábra. A horizontális vonalak hossza a függőleges skálán feltüntetett  $R_0$  paraméter aktuális értékével számított  $\sum w$  összsúllyal arányos. A 8,2 - 8,8 kpc tartományban valamint 9,6 és 11,4 kpc környékén figyelhetők meg maximumok, ezeket a Sagittarius kar, a lokális ág ill. a Perseus kar hatásának tulajdoníthatjuk. A spirális struktúra jelenléte gyanítható, de a szórás igen nagy.

A nyilthalmazok általam javasolt új távolságskáláját és ennek következményeként  $R_0 = 7$  kpc-et használva [20] akkor kapjuk a legjobb egyezést az empirikus



5. 10. ábra:  $\Sigma w$  eloszlása  $i = 9^\circ$  és  $R_0 = 9,5 \text{ kpc}$  esetén.



5. 11. ábra:  $\Sigma w$  eloszlása  $i = 7^\circ$  és  $R_0 = 7 \text{ kpc}$  esetén.

adatokkal, ha a spirálisok inklinációját  $7^{\circ}$ -nak választjuk.\* Ezt az esetet mutatja be az 5. 11. ábra. Szembe-  
ötlő, hogy az összegzett súlyfüggvény maximumai sokkal  
"tisztábbak", mint az előbb, amit úgy foghatunk fel,  
hogy ez a modell sokkal jobban mintázza a valóságot,  
mint az előző. Itt a Sagittarius kar  $R_0 = 6,1$  kpc-nél  
jelentkezik, a Perseus kar halmazai pedig  $8,4$  kpc-nél  
adják a maximumot. A lokális sűrűségnövekedés, az un.  
Orion ág halmazai csak viszonylag gyenge maximumot ad-  
nak  $/7,1$  kpc-nél/. Ez a körülmény azzal magyarázható,  
hogy ennek a képződménynek az inklinációja  $28^{\circ}$  körül  
van, és így a galaktikus "grand design"-nak megfelelő  
spirálisokkal csak igen durván közelíthető. /A terü-  
leten dolgozó szakemberek általános véleménye szerint  
az Orion ág pusztán két szomszédos spirálkar közötti  
tranzienst anyaghid./

Kis inklinációjú, azaz erősen felcsavarodott lo-  
garitmikus spirálisok esetében a spirális minta  $\lambda(R)$   
radiális hullámhossza az alábbi alakot ölti:

$$\lambda(R) = \frac{2\pi}{m} R \operatorname{tgi} \quad . \quad /5. 25./$$

$R_0 = 7$  kpc,  $i = 7^{\circ}$  és  $m = 2$  használata esetén  $\lambda(6,1) = 2,35$   
kpc, ami kompatibilis az empirikusan adódott  $2,3$  kpc-el,

\* Mint a kézirat gépelésekor ismertté vált eredményt, itt  
említem meg, hogy újabb centrumkörnyéki RR Lyrae ész-  
lelések valamint intersztelláris fényelnyelés adatok  
alapján, a luminozitás-fém tartalom reláció figyelembe  
vételével V.M. Blanco |138|  $R_0$  értékére  $6,94 \pm 0,58$   
kpc-et kapott.

hiszen a spirálkarok szélessége legalább 300 pc.

Már említettük, hogy a sűrűséghullám elmélet érvényessége esetén a nagyléptékű csillagkeletkezés mértani helye együtt mozog a merev testként forgó spirálkarokkal. Így -- tekintettel a Galaxis differenciális rotációjára --  $\Omega(R)$  valamint  $\Omega_p$  függvényeként szisztematikus eltolódásokat várhatunk el a különböző korú spirálkar-indikátorok és a spirálkarok aktuális elhelyezkedése között.

Tekintettel arra, hogy a spirális minta hosszú időn keresztül egyenletes szögsebességgel forog, annak a spirálkarnak az egyenlete, amelyben egy halmaz  $t_0 - t$  idővel ezelőtt született, a következő alakban írható:

$$R^1(\vartheta^1) = R_0 e^{\vartheta^1 \text{ tgi}} \quad /5.26./$$

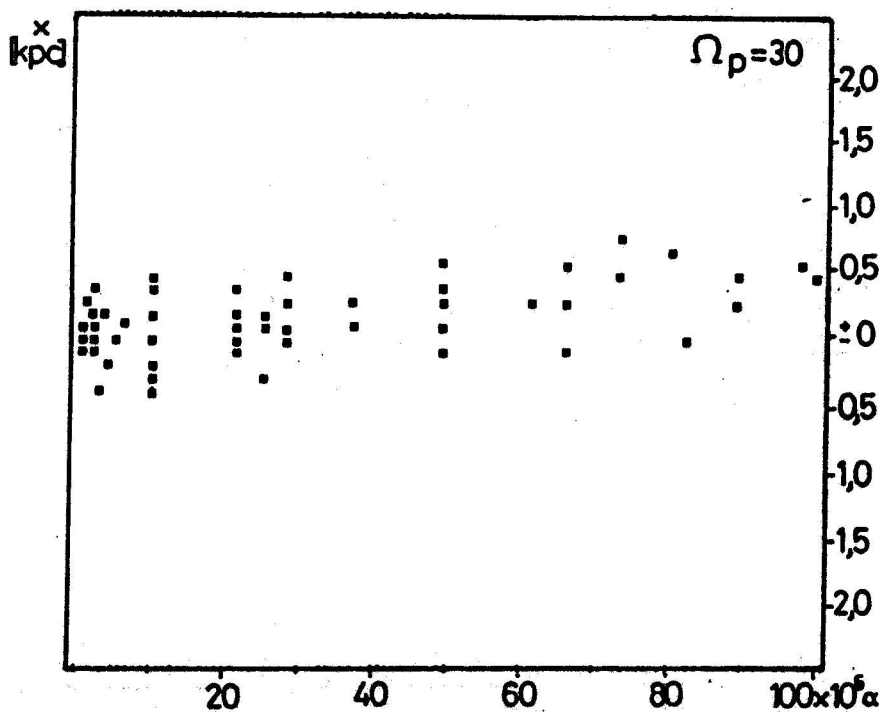
Itt  $\vartheta^1 = \vartheta + (t - t_0)\vartheta'$ ,  $\vartheta' = \Omega_p$  és  $t_0$  a megfigyelés időpontja.

$\Omega_p$  meghatározásához ki kell tehát számítanunk egyrészt a spirálkarok  $R^1(\vartheta^1)$  lefutását minden programhalmaz születési időpontjára, másrészt pedig a halmaz merőleges távolságát az őt létrehozó spirálkartól. Ezek után meg kell vizsgálnunk e távolságok eloszlását, mint a halmazok korának függvényét /Balázs |139|/. Tekintettel arra, hogy R.J. Talbot és munkatársai |140| extragalaktikus felületi fotometriai vizsgálatai szerint az ujonnan született objektumok szisztematikus

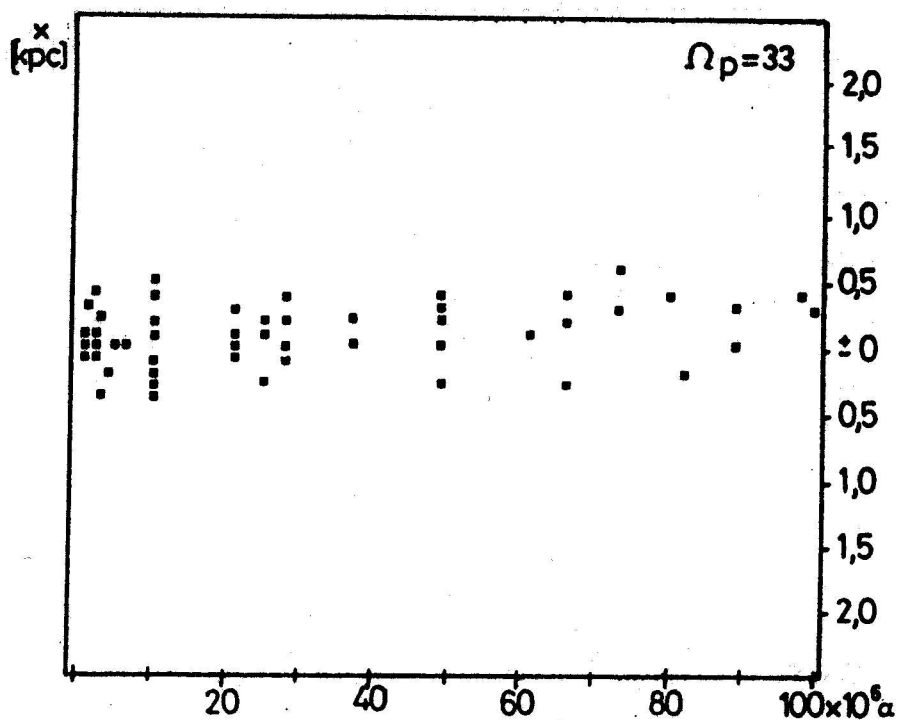
mozgása mintegy  $10^8$  évig a spirálkarok mentén törté-  
nik /valószínűleg annak következtében, hogy keletke-  
zésükkor átlagosan a nagyléptékű lökéshullámfrontból  
kilépő intersztelláris anyag sebességmezejét "öröklük",  
lásd pl. az 5. 4. ábrát/, bár várható, hogy a halmazok  
pekuliáris sebességkomponense következtében az egy  
korcsoporthoz tartozó halmazok  $X$  távolságainak szó-  
rása a korról növekszik; a kortól függő szisztema-  
tikus eltérésre csak akkor számíthatunk, ha 5. 26-ban  
helytelen  $\Omega_p$ -t használtunk. Az 5. 12., 5. 13., 5. 14.  
és 5. 15. ábra a fenti módszerrel kapott eredményt mu-  
tatja a spirális minta 30, 33, 36 ill. 39  $\text{km s}^{-1}/\text{kpc}$ -es  
szögsebessége mellett:  $\Omega_p = 30$  esetén az  $X$  távolsá-  
gok a halmazok korával szembeötlően növekszenek, ami  
azt jelenti, hogy ez az érték a valóságosnál még kis-  
sebb; az  $\Omega_p = 39$  esetén tapasztalható csökkenés vi-  
szont arra utal, hogy ez a szögsebesség már túl nagy.  
Látható, hogy a reális  $\Omega_p$  valahol 33 és 36  $\text{km s}^{-1}/\text{kpc}$   
között van. /Miután itt  $R_0 = 7 \text{ kpc}$ , ez az eredmény a  
standard IAU rendszerben  $23 < \Omega_p < 25 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ -nek  
felel meg./ Az ábrákon vizuálisan jól érzékelhető  
tényállás természetesen egyszerű matematikai eszkö-  
zökkel is leírható. A  $10^7$  éves intervallumokban kép-  
zett, és az egyes szakaszokba eső halmazok száma sze-  
rint súlyozott  $\bar{X}$  átlagokra fektetett regressziós egye-  
nesek egyenlete rendre a következő:

\* A korlátozott felbontás miatt egy négyszög több halmazt is jelölhet.

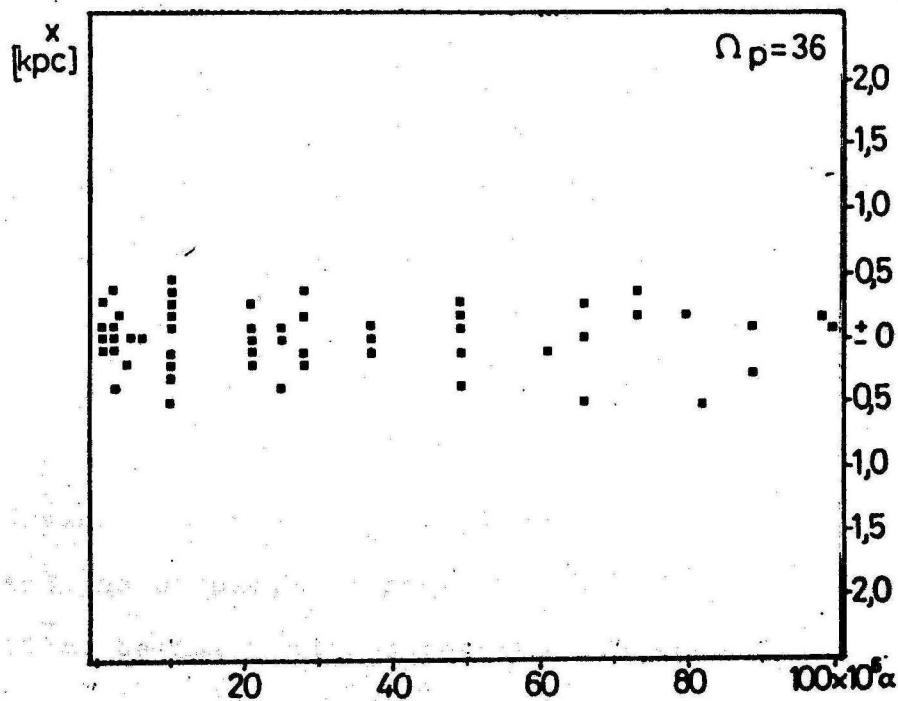




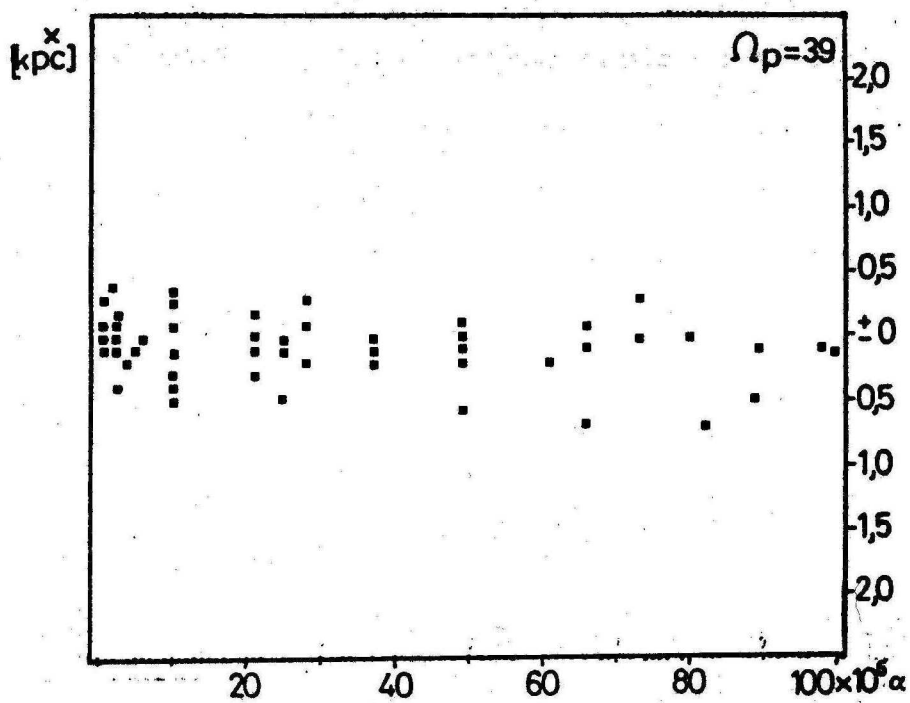
5. 12. ábra: A legközelebbi kartól mért  $X$  távolságok eloszlása a programhalmazok korának függvényeként,  $\Omega_p = 30 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ .



5. 13. ábra: Mint fent,  $\Omega_p = 33 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ .



5. 14. ábra: A legközelebbi kartól mért  $X$  távolságok eloszlása a programhalmazok korának függvényeként,  $\Omega_p = 36 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ .



5. 15. ábra: Mint fent,  $\Omega_p = 39 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ .

$$\bar{X}_{30}(t) = (51,30_{\pm 2,56})t - (6,49_{\pm 10,96}) , \quad /5. 27./$$

/szignifikancia szint: 0,001/,

$$\bar{X}_{33}(t) = (25,01_{\pm 2,47})t + (3,41_{\pm 10,57}) , \quad /5. 28./$$

/szignifikancia szint: 0,001/,

$$\bar{X}_{36}(t) = -(2,15_{\pm 2,40})t + (14,52_{\pm 10,29}) , \quad /5. 29./$$

/szignifikancia szint: 0,379/,

$$\bar{X}_{39}(t) = -(30,19_{\pm 2,37})t + (26,93_{\pm 10,16}) , \quad /5. 30./$$

/szignifikancia szint: 0,001/.

$\bar{X}$  indexei az aktuális szögsebességekre utalnak; t egy-  
sége  $10^7$  a. Látható, hogy a regressziós egyenes irány-  
tangense 33 és 36  $\text{km s}^{-1}/\text{kpc}$  között vált előjelet.

Fenti eredmény jó összhangban van P.J. Grosból  
|141|, Nelson és Matsuda |130|, E.D. Pavlovskaya és A.  
A. Suchkov |142|, Mishurov és munkatársai |125|, J.  
Palouš |143| valamint Talbot |128| egyéb módszerekkel  
kapott  $\Omega_p$  értékeivel. Megjegyzendő, hogy a vonatko-  
zó számításokat a Lyngå katalógus |25| koradataival is  
elvégeztem, de az eredmény az előzőtől csak lényegtelen  
mértékben különbözik.

Nézetem szerint az eddig ismertettek közül a 4.  
módszer a legmegbízhatóbb, mert egyrészt az optimális  
spirálkar-indikátoroknak tekinthető fiatal ill.  $10^8$   
évnél nem idősebb nyilthalmazok kvázi-empirikus anyagá-  
ra támaszkodik, másrészt a lehető legkevesebb modell-  
feltevéssel ill. paraméterrel dolgozik. Ugy tűnik ezért,

hogy az általam kapott  $\Omega_p$  érték jóval közelebb esik a valósághoz, mint az eredetileg Lin és Shu által képviselt, és így nem az észlelt legkülső H II-területek, hanem a nappálya környezetének objektumai fekszenek a galaktikus korotációs zónában. A  $\Delta\Omega_0 = \Omega_0 - \Omega_p$  különbségre kapott kis értéket A. Blaauw [144] egy ma már szinte klasszikusnak számító munkája a közvetlen megfigyelések oldaláról is alátámasztja. Blaauw azt találta, hogy a napkörnyék asszociációi  $/r < 1 \text{ kpc}/$  különböző korú alrendszerekből állnak. A szeparáció iránya közel párhuzamos a galaktikus fősikkel, nagysága pedig 10 - 40 pc, azaz az alrendszerek átmérőjének nagyságrendjébe esik. Miután a szomszédos alrendszerek közötti korkülönbség  $3 \cdot 10^6$  év körül van, az őket létrehozó fizikai hatás sebességének 5 és 10 km/s közé kellett esnie, ami jó egyezésben van az  $\Omega_p$  szögsebességre kapott eredményemmel, de teljesen összeegyeztethetetlen a Linék által javasolt értékkel.

Az új módszerrel kapott  $\Omega_p$  összhangban van Marochnik és munkatársai [116] már idézett elméleti eredményével, mely szerint  $23 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  körüli szögsebességű /itt  $R_0 = 10 \text{ kpc}/$ , un. "hosszú" sűrűséghullámok alakítják ki a spirális struktúrát /lásd még az appendixet/. Már láttuk, hogy összefüggés van /5.10./ az  $\Omega_p$  szögsebesség és a spirálkarok  $\lambda(R)$  radiális

hullámhossza között. Miután logaritmikus spirálisoknál  $\lambda(R) = (2\pi/m)R$  tgi nyilvánvaló, hogy egy

$$i = i[m, \Omega_p, \Omega(R), \mu(R), \sigma(R)] \quad /5. 31./$$

relációnak is fenn kell állnia. A Lin elmélet alapján /5. 31./ a következő explicit formára hozható:

$$m^2 \Delta \Omega^2 = k^2 \sigma^2 + \kappa^2 - 2\pi G \mu |k| \quad , \quad /5. 32./$$

ahol -- a már az előző összefüggésben is szerepelt mennyiségek mellett --  $\kappa(R)$  az /5. 9./ alapján számítható epicyklus frekvencia,  $k = m/R$  tgi a spirális minta radiális hullámszáma,  $G$  pedig a gravitációs állandó megfelelő egységekben kifejezve  $/G = 4,3037 \cdot 10^{-6} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ kpc}^1 \text{ M}_\odot^{-1}/$ . Korotáció esetén  $\Delta \Omega = 0$ , azaz az anyag és sűrűség hullám együttmozgásának feltétele:

$$k^2 \sigma^2 + \kappa^2 - 2\pi G \mu |k| = 0 \quad . \quad /5. 33./$$

$R_\odot = 7 \text{ kpc}$ -et,  $i = 7^\circ$ -ot, az  $R_\odot = 10 \text{ kpc}$  mellett érvényes  $\mu = \mu_f = 40 \text{ M}_\odot / \text{pc}^2$ -et valamint  $\kappa_\odot = \kappa(R_\odot)$  standard IAU értékét használva, továbbá szem előtt tartva, hogy  $R_\odot \kappa_\odot$  és  $R_\odot^2 \mu$  független a választott távolságskálától, a kétkarú spirális minta napkörnyéki korotációjára a  $\sigma(R_\odot) = 23,9 \text{ km/s}$  feltételt kapjuk. Ez az érték összhangban van a Nap környezetében található dMe csillagok észlelt radiális sebességszórásával  $/\sigma \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ , lásd pl. R.B. Shatsova |145|/, ha figyelembe vesszük, hogy kis mértékben az egyébként a főszik mentén  $39 \text{ km s}^{-1}$  radiális sebességszórású |146| ko-

rongpopulációs csillagok hatása is jelentkezik. Mint ahogy azt A.H. Joy és H.A. Abt [147] megmutatta, a még kontrakciós fázisukban található, fiatal, emissziós objektumok részesevése  $dM4,5$ -nél mintegy 50%,  $dM5,5$ -nél pedig már eléri a 100%-ot. A  $dM4 - dM5$  szinképti-  
pus-intervallumban az abszolút vizuális fényrend  $13^m - 14^m$ . A luminozitási függvény maximuma éppen ebbe a fényesség-tartományba esik, és pl. M. Joeveer [148] eredménye szerint a  $13^m - 15^m$ -ös csillagok a Nap környezetében észlelt teljes sűrűség /  $\rho_{t0} = 0,05 M_{\odot} pc^{-3}$  / több mint felét teszik ki. Valószínűnek látszik tehát, hogy a szomszédságunkban fekvő csillagok térbeli sűrűségének felét a viszonylag kis sebességszperziójú Me törpéknek tulajdoníthatjuk. Ez pedig éppen a spirális sűrűség hullámok létéért felelős leglapultabb alrendszer számításba vett sűrűségének felel meg.

A  $10^8$  évnél fiatalabb nyilthalmazok fentebb le-  
irt vizsgálata tehát arra enged következtetni, hogy  $\Omega_p \approx \Omega_0$  és így a Galaxis spirális szerkezetéért a Lin-féle "hosszú" sűrűség hullámok a felelősek. Ezzel egyúttal valószínűleg megoldódik az a probléma is, hogy milyen mechanizmus pótolja a sűrűség hullámok kikerülhetetlen energiaveszteségét. Bármennyire is kedvezőek a feltételek a galaktikus méretű neutrális sűrűség hullám fennmaradásához, valamiféle energiadiszipációval természetesen mindig számolnunk kell. Mint

ahogy arra Oort már 1972-ben rámutatott [149], a hullámnak évente mintegy  $10^{46}$  erget / $10^{39}$  joule/ kell a rezonanciatartományban húzott bármely galaktocentrikus körön keresztül szállitania. D. Lynden-Bell [150] Linék modelljétől inspirált elképzelése szerint a sűrűség-hullám energiaveszteségét mindenekelőtt a Galaxis forgási energiájából pótolja, mégpedig a következőképpen:

A korotációs rezonanciatartomány mentén azok a csillagok, melyeknek pálya-epicentrumai csupán csekély mértékben vannak kisebb távolságra a Galaxis centrumától, mint az  $R_c$  korotációs távolság, azaz amelyekre

$$\Omega(R_c) = \Omega_p \text{ mellett}$$

$$0 < R_c - R \ll R_c, \quad /5.34./$$

a sűrűség-hullámnál valamivel nagyobb körsebességgel rendelkeznek, és azt gyorsítják /impulzusmomentumot adnak át/. Azok a csillagok viszont, amelyeknek epicentrumai kissé a korotációs körön kívül fekszenek, azaz ha

$$0 < R - R_c \ll R_c, \quad /5.35./$$

a sűrűség-hullámnál valamivel kisebb körsebességgel keringenek, és attól impulzusmomentumot vonnak el. Végeredményben az, hogy a kölcsönhatás folyamán a sűrűség-hullám energiát nyer vagy veszít attól függ, hogy a galaktikus korong korotációs zónájában a galaktocentrikus távolság növekedésével milyen gyorsan

csökken az anyag sűrűsége. Mivel az /5. 34./-nek eleget tevő epicentrumokkal rendelkező csillagok pályamenti impulzusmomentuma a sűrűség hullámmal való kölcsönhatás következtében csökken, e csillagok pályátmérője egyre kisebbé válik. Miután -- analóg megfontolás alapján -- az /5. 35./ egyenlőtlenységnek megfelelő csillagok pályátmérője növekszik, a korotációs tartomány sűrűsége lecsökken. Lynden-Bell számításai szerint a korotációs zóna idővel befelé vándorol, maga előtt nyomva az intersztelláris anyagot is. Így a sűrűség hullám és a galaktikus rotáció valamint epicyklus mozgás kölcsönhatásaként csillagrendszerünk fajlagos perdülete csökken, centrális tömegkoncentrációja pedig növekszik.

Lynden-Bell eredeti elképzelésével kapcsolatban azonban komoly gondok merülnek fel. Linék 1969-es modellje szerint a korotációs kör a galaktikus korong szélén  $R \approx 17$  kpc távolságban húzódik, és a spirális struktúrát az ún. "rövid" sűrűség hullámok alakítják ki. Mint ahogy azt Toomre [153] még 1969-ben megmutatta, a Lin-féle sűrűség hullámok  $v_g$  csoportsebessége szükségképpen nullától különböző. A hullámcsomagok E energiátranzportja -- pontosabban az  $E/(\Omega - \Omega_p)$  hatás -- a rövid hullámok esetén kívülről befelé, míg a hosszú hullámoknál belülről kifelé irá-



nyul a korotációs körön belül /F.H. Shu |151|/. Linék modelljénél a sűrűség hullámok lecsengését megakadályozó energiautánpótlást tehát valóban a -- náluk a spirális struktúra külső szélén húzódó -- korotációs zónában kereshetjük; 17 kpc-es galaktocentrikus távolságban azonban a fősík mentén a sűrűséggradiens már nagyon kicsi, a Lynden-Bell-féle mechanizmusnál pedig az /5. 7./ egyenlőtlenségnek eleget tevő  $\Omega_p$ -k közül csak olyan realizálódik, melynél a korotációs zóna megfelelően erős radiális sűrűségváltozású gyűrűartományra esik.

Az energiautánpótlás "külső" biztosítására a vonatkozó szakirodalomban az adott csillagrendszeren kívülről jövő hatásokat is tárgyalnak. /Általában egy kísérő galaxis vagy véletlenül közel kerülő extragalaxis gravitációs vonzásáról van szó. Lásd pl. J. Pfleiderer |152|./ Ezeknek az elképzeléseknek közös gyenge oldala azonban, hogy kísérő nélküli spirális galaxisokat nagy számban figyelünk meg. A spirális szerkezetnek tehát elsődlegesen a csillagrendszer belső sajátosságáiból kell fakadnia.

Ha azonban a spirálkarokért a hosszú hullámok a felelősek, akkor az alapvető energiapótlási mechanizmus a galaxis közepén keresendő. Végeredményben ilyenkor is a csillagrendszer összerdőlete "csapolódik meg",

de az átvitelhez már a mag viszonylag kismérvű ellipticitása is elegendő. /Lásd pl. A. Toomre |153|, S. M. Simkin |154|, K.O. Thielheim |155|. / Miután centrális ovális torzulások létrejötte elméletileg az Ostriker-Peebles típusú instabilitás |156| következtében igen valószínű, és ilyen képződmények sok S típusú galaxisnál meg is figyelhetők, joggal vélelmezhető, hogy a spirális szerkezet hosszú időn keresztül történő fennmaradásának oka egyszerűen a galaktikus mag nem-tengelyszimmetrikus voltában rejlik.

#### 5. 5. $\Omega_p$ becslése az "antropikus elv" segítségével

Miután -- mint láttuk -- az  $\Omega_p$  meghatározására irányuló vizsgálatok gyakran arra az eredményre vezetnek, hogy a Nap a Tejútrendszer korotációs zónájában tartózkodik, érdemes elgondolkoznunk azon, hogy az  $\Omega_p$  valamint  $\Omega_0$  értékek közelítő egyezése talán egyáltalán nem véletlen, és a spirálkarok szögsebességének nagyságára már pusztán létezésünk, azaz a földi civilizáció létrejötte is szigorú korlátokat állít.

Lényegében a Föld kozmikus helyének kitüntetett-ségét tagadó "kopernikuszi principium" -- mely legextrémebb változatában mint a Hoyle-féle "perfekt kozmológiai elv" vonult be a tudománytörténelembe -- túlhajtásával szembeni reakcióként vezette be a hetvenes

évek elején B. Carter [157] az úgynevezett "antropikus elv"-et /anthropic principle/, mely erős formájában azt mondja ki, hogy "az Univerzumnak olyannak kell lennie, amely lehetővé teszi megfigyelők kialakulását egy bizonyos stádiumban", gyenge változatában viszont pusztán azt deklarálja, hogy "figyelembe kell vennünk azt a tényt, hogy az Univerzumban elfoglalt helyünk szükségképpen kitüntetett abból a szempontból, hogy összeegyeztethetőnek kell lennie megfigyelőként való létezésünkkel."

Mint ahogy az a jelen fejezetben eddig leírtak alapján már nyilvánvaló, a még 1961-ből származó, jól ismert "Drake-egyenlet"\* tényezőinek felírásakor Galaxisunk /az általános gyakorlattal ellentétben/ nem kezelhető homogén és izotróp közegként, hanem elengedhetetlenül figyelembe kell vennünk, hogy meghatározott geometriai, és kinematikai struktúrával rendel-

\* A Galaxisban jelenleg található, fejlett technikai szinten álló civilizációk száma  $N_c$  /F.D. Drake nyomán a következő alakban írható:

$$N_c = R f L \quad ,$$

ahol R a megfelelő bolygórendszer létrehozására és tartós fenntartására alkalmas csillagok keletkezési rátája, f egy összetett szelekciós tényező /lásd pl. F.D. Drake [158], C. Sagan és I.S. Shklovskii [159], J.G. Kreifeldt [160], J. Dorschner és J. Gürtler [161]//, L pedig a kommunikáló civilizáció átlagos élettartama.

kező, nagy vonalakban már felderített történetü és fejlődési útú rendszerről van szó.

A Lin elmélet keretein belül maradvá könnyen belátható, hogy a  $\lambda$  radiális hullámhosszra és az  $i$  inklinációra vonatkozó /5. 10./ és /5. 31./ összefüggésekhez hasonlóan valamely  $r, l, b$  heliocentrikus galaktikus koordinátákkal rendelkező bolygórendszer és a Naprendszer kora közötti  $\Delta T$  időkülönbség -- bizonyos megszorításokkal -- a következő formában írható:

$$\Delta T = F[r, l, b, \Omega_p, \Omega(R), \mu(R), \sigma(R)] \quad . \quad /5. 36./$$

Megjegyzendő, hogy a csillagok pekuliáris sebességei és a csillagok keletkezésekor fellépő különböző "inkubációs" idők következtében létrejövő korszorás\* miatt /5. 36./ a gyakorlatban csak a közöttünk és az  $r, l, b$  koordinátákkal adott galaktikus hely környezetében található bolygórendszerek között fennálló korkülönbségek átlagára, azaz  $\overline{\Delta T}$ -re igaz. Nyilvánvaló, hogy /5. 36./ speciálisan a Naprendszer és a spirálkarokban jelenleg fellelhető lökéshullámfrontok korkülönbségére is alkalmazható.

Nos, ha V.I. Krasovszkij és I.Sz. Sklovskij [162], S.V.M. Clube és W.M. Napier [163] valamint L.S. Maroch-

\* A nagyléptékű lökéshullámfrontban összenyomódó köd-komplexumokban a csillagok nem teljesen egyidejűleg alakulnak ki /lásd pl. J.W. Warner at al. [165], M. Cohen [166] valamint A.M. Jakobsen [167]/.

nik |164| nyomán elfogadjuk azt a gondolatot, hogy egy planetáris civilizáció nagy valószínűséggel nem éli túl azokat a kozmikus katasztrófákat, amelyek a spirálkarok keresztezésekor fenyegetnek /közeli szupernóva robbanások\*, intersztelláris üstökösök becsapódása\*\*/, akkor valamely galaktikus bolygón kialakult civilizáció élet-tartamára sztellárkinematikai korlát létezik: a magasabbrendű élet fennmaradása általában nem terjedhet túl azon az időszakon, amely alatt az adott bolygórendszer galaktikus pályáján két szomszédos spirálkar között tartózkodik. Mivel Naprendszerünk kora  $T = 4,6 \cdot 10^9$  év, és a Nap  $\chi_0 = 152^\circ$ -os radiális fázisszöge a Sagittarius és Perseus karok között a nagyléptékű sűrűség hullám  $24,72 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ -es szögsebességének felel meg /ha a standard IAU értékekkel számolunk, azaz  $R_0 = 10 \text{ kpc}$  és  $\Omega_0 = 25 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ /. Ismeretes, hogy a Nap környezetében az  $\Omega(R)$  rotációs görbe lineáris

\* Sklovskij kimutatta, hogy egy 10 pc-nél közelebb fellángoló szupernóva fatális következményekkel jár.

\*\* A galaktikus korongban található üstökösök száma egyes becslések szerint 10 nagyságrenddel meghaladja a csillagokét /lásd pl. F.A. Tsitskin és munkatársai |168|/. Ezek egyrészt eleve interstelláris eredetűek, másrészt pedig a csillagok körül található Oort-féle üstökösfelhőkből szóródnak ki a csillagok közötti térbe. /A Naprendszerhez tartozó üstökösök "elpárolgási" rátája pl. közelítőleg 1 objektum/év./

/lásd pl. J. Hron és H.M. Maitzen |169|/ és hajlás-  
szöge  $-2A/R_{\odot}$ . Az A Oort-féle állandó standard IAU ér-  
téke  $15 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ , és így az  $\Omega(R_c) = \Omega_p$  egyenlőséggel  
definiált  $R_c$  korotációs rádiuszra az

$$R_c = R_{\odot} [1 + \Delta\Omega_{\odot}/2A] \quad /5.37./$$

összefüggésből  $10,1 \text{ kpc}$ -et kapunk, azaz a Nap a korotá-  
ciós körhöz valóban nagyon közel helyezkedik el

$$/\Delta R_{\odot} R_{\odot}^{-1} = 0,01/!$$

Bár a bolygórendszerek keletkezésére vonatkozó  
jelenleg még távolról sem tökéletes ismereteink alapján  
nem vagyunk abban a helyzetben, hogy eldönthessük: a  
közelítő korotáció szükséges és/vagy elegendő feltéte-  
le-e a mienkéhez hasonló bolygórendszerek kialakulásá-  
nak, egyáltalán nem elképzelhetetlen, hogy a korotációs  
zónában uralkodó speciális körülmények /pl. a hosszú  
időn keresztül ható gyenge külső nyomás/ ebből a szem-  
pontból lényegesek, és a Naprendszer galaktikus elhe-  
lyezkedése nem véletlen. |164|. Talán a korotációs kör-  
től távolabb, ahol  $|\Omega_p - \Omega|$  és vele az intersztelláris  
közeg kompressziójának mértéke nagyobb, csak önmaguk-  
ban álló, továbbá kettős, esetleg többes csillagok ke-  
letkeznek, és a Naprendszerhez hasonló képződmények  
nem találhatók.

Már láttuk, hogy a csillagközi anyag pályamenti  
sebességének a nagyléptékű hullámfronta merőleges

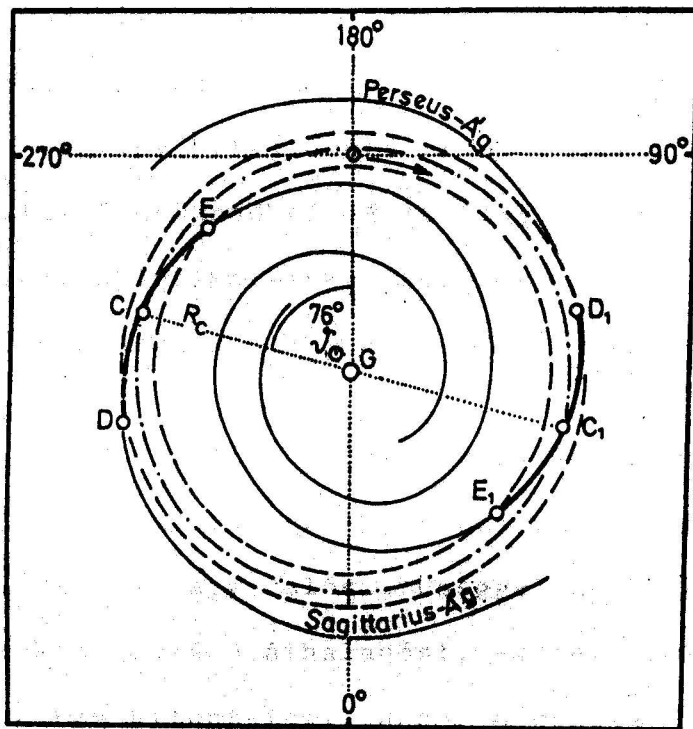
komponense a

$$w_{\perp} = R[\Omega(R) - \Omega_p] \sin i \quad /5. 21./$$

alakban írható. Az összefüggésben szereplő mennyiségek valamint az intersztelláris hangsebesség ismeretében könnyen kiszámítható, hogy a korotációs kör durván 1 kiloparszekes környezetében a Lin-féle gravitációs sűrűség hullámok hatására lökéshullám és erős nyomásnövekedés nem lép fel a csillagközi anyagban, tehát az előbbi hipotézis helyessége esetén a Naprendszer társait ebben a zónában kellene keresnünk. Ha azonban igaz, hogy a civilizációk a bekövetkező kozmikus katasztrófák következtében nem élik túl a spirálkarokon keresztül történő áthaladást, akkor az intelligens élet Galaxisunkban a korotációs kör körüli még szűkebb gyűrűtartományra korlátozódik |170|.

Valóban, mivel a Nap radiális fázisa  $152^{\circ}$ , azok az objektumok, melyekre nézve  $\Delta_1 \Omega_{\text{crit}} = (360/152) \Delta \Omega_0 = 0,66 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ , és amelyek a Naprendszer keletkezésével egyidőben, azaz  $T_{\text{crit}} = 4,6 \cdot 10^9$  évvel ezelőtt hagyták el a galaktikus rotáció irányában a Sagittarius ill. a Perseus kart, éppen most érték el a szembenálló spirálágat, míg azok, melyek esetében  $\Delta_2 \Omega_{\text{crit}} = -0,66$ , az ellenkező értelemben tették meg az utat a két spirálkar között. Jelöljük az említett objektumok galaktocentrikus sugarát  $R_{1\text{crit}}$ -el ill.  $R_{2\text{crit}}$ -el, így /5. 37./ alapján kapjuk, hogy

$R_c - R_{1crit} = R_{2crit} - R_c = |\Delta\Omega_{crit}|/3$  , /5.38./  
azaz a fejlett civilizációknak megfelelő helyet biztosító galaktikus öv félszélessége pusztán 0,22 kpc körül mozog /5.16. ábra/.



5.16. ábra: Az "intelligens élet galaktikus öve". G a Galaxis középpontja; C és C<sub>1</sub>, D és D<sub>1</sub> valamint E és E<sub>1</sub> a spirálkarok metszéspontjait jelölik a korotációs körrel továbbá az öv külső és belső határával.  $\mathcal{J}_0$  a Nap jelenlegi centrális szögtávolsága a feltételezett születési helytől.

Ha még azt is figyelembe vesszük, hogy a már említett inkubációs szórás következtében a spirális sűrűség hullám adott helyen történő áthaladása folytán keletkezett csillagok nem teljesen egyidősek, az "intelligens élet övé"-nek félszélessége csak jelentékte-



lenül módosul  $|170| \cdot 10 \text{ km s}^{-1}$  R-irányú pekuliáris sebesség az öv csillagainak peri- ill. apogalaktikumait a pálya középvonalához képest mintegy  $\pm 300 \text{ pc}$ -el tolja el.

Ugy tűnik tehát, hogy a spirálkarok csak a korotációs kör viszonylag szűk környezetére korlátozódó rövid szakaszukon hoznak létre olyan bolygórendszereket, melyeken az esetleg kifejlődött értelmes élet hosszú időn keresztül fennmaradhat. A csillaghalmazok eloszlására alapozott spirálkar-inklináció esetén a szóban forgó kardarabok hossza  $2|R_c - R_{\text{crit}}|/\sin i = 3,6 \text{ kpc}$ .

Az előbb kifejtettekből egyenesen következik, hogy ha elfogadjuk azt a hipotézist, miszerint a hozzánk hasonló civilizációk nagy valószínűséggel nem élik túl a spirálkarokon történő áthaladást, és feltesszük, hogy a mi esetünk nem kitüntetett, akkor a pusztán jelenlétünk, már önmagában az a tény, hogy értekezésem megszülethetett, arra utal, hogy  $\Omega_p$  csak olyan értéket vehet fel, amely mellett a Naprendszer -- mint az intelligens élet galaktikus övében keringő képződmény -- nem kerül messze a korotációs körtől. A szokásos standard IAU skálán tehát az  $|\Omega_p - 25|$  különbség értéke az  $1 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  közelébe esik.

## 6. A GALAKTIKUS SPIRÁLKAROK SZÖGSEBESSÉGE ÉS A NAPRENDSZER ŐSTÖRTÉNETE \*

A spirálkarok szögsebességére kapott eredményemből lényeges következtetéseket lehet levonni a Naprendszer őstörténetével kapcsolatban is. /A planetáris kozmogónia interdiszciplináris volta ezen a vonalon is jól érzékelhető./

Már jó ideje tudjuk, hogy a Naprendszer kozmogóniájában a következő három időtartam /időskála/ alapvetően fontos szerepet játszik /lásd pl. H. Reeves |171|, D.N. Schramm |172|/:

$$T_1 = 4,6 \cdot 10^9 \text{ év}; \quad T_2 = 10^8 \text{ év}; \quad T_3 = 10^6 \text{ év}.$$

Ez a jelntől visszafelé számított három időtartam a Naprendszer létrejöttével kapcsolatban három kiemelkedően fontos eseményt jelöl ki. Az első  $T_1$  idővel ezelőtt, a második és a harmadik pedig azt megelőzően  $T_2$  ill.  $T_3$  évvel következett be. A következőkben sorra vesszük őket.

$T_1$  bolygórendszerünk kora, melyet több alkalmas, hosszú felezési idejű és nagy gyakoriságú radioaktív

\* Ez a -- részben az utószó és kitekintés szerepét is betöltő -- fejezet planetáris kozmogóniai érveket sorol fel a nyilthalmazok eloszlásából kapott spirálkar-szögsebesség "előnyei" mellett. Jól példázza, hogy a fizika, geofizika és a csillagászat látószólag távoleső területei milyen szorosan összefonódhatnak egymással.

elem /urán, kálium, rubidium stb./ bomlásának segítségével állapítottak meg. Ezek szerint Földünk legrégebbi kőzetei "csak" 4,1 milliárd évesek, de miután az elemzett holdközetek alapján a holdkéreg korára is 4,1 milliárd évet kaptak, és a legősibb meteoritok 4,6 milliárd évesek, továbbá a Hold keletkezésétől a kéreg kialakulásáig mintegy félmilliárd évnek kellett eltelnie, joggal mondhatjuk, hogy az egész Naprendszer kora is  $4,6 \cdot 10^9$  év körül van.

Ami  $T_2$ -t illeti, J.H. Reynolds és munkatársai [173] még a hatvanas évek közepén azt találták, hogy egyes meteoritokban a xenon a földitől eltérő izotópgyakorisággal fordul elő. Szokatlanul magasnak bizonyult a  $^{129}\text{Xe}$  aránya, amelyről tudjuk, hogy a "csupán"  $1,6 \cdot 10^7$  év felezési idejű  $^{129}\text{J}$  bomlásterméke; emellett a  $^{131}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Xe}$ ,  $^{134}\text{Xe}$  és a  $^{136}\text{Xe}$  relatív gyakorisága azt mutatta, hogy ezek -- a  $8,2 \cdot 10^7$  év felezési idejű  $^{244}\text{Pu}$  rádióaktív széteséséből származó -- izotópok szintén "helyben", és nem sokkal a Naprendszer létrejötte előtt keletkeztek. A kiindulási izotópok felezési ideje valamint elméletileg ismert eredeti relatív gyakorisága alapján az adódott, hogy a rádióaktív jód és plutónium csupán mintegy 100 millió évvel a vizsgált ősi meteoritok s ezzel a bolygórendszer keletkezése előtt szintetizálódott. /Pl. C.M. Hohenberg és munkatársai [174]

szerint a vizsgált meteoritokban a  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  izotóparány  $10^{-4}$  körül volt, a szóban forgó magokat létrehozó r-folyamat viszont eredetileg a  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I} \approx 1$  értékhez vezet; lásd pl. [172]/. Tudjuk, hogy mind a jód, mind a plutónium szupernóva-robbanás során keletkezik. A preszoláris köd tözsomszédságában tehát, még a planetáris testek kialakulását megelőzően, szupernóva lángolt fel.

A  $T_3$  időskálát is radioaktív korbecslésből kapjuk. Ismeretes, hogy a magnéziumnak három stabil izotópja van:  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Mg}$  és  $^{26}\text{Mg}$ . Normálisnak számító körülmények között a teljes magnéziummennyiségen belül a változatok relatív gyakorisága /az előbbi sorrendben/: 78,99%, 10%, 11,01%. Az un. Allende-meteoritban azonban T. Lee és munkatársai [175] a  $^{26}\text{Mg}$  feltűnő feldúsulását tapasztalták: relatív gyakorisága 11,5%-ot tett ki! A leletet az tette különösen fontossá, hogy a  $^{26}\text{Mg}$  részben a radioaktív  $^{26}\text{Al}$   $\beta$ -bomlása útján keletkezik.

Tegyük fel, hogy bizonyos mennyiségű sugárzó  $^{26}\text{Al}$  keveredett a protoszoláris ködbe, közvetlenül a /valószínűleg/ legrégebb meteorok, az un. szenes kondritok keletkezése előtt. Mivel ez az alumíniumizotóp a stabil  $^{27}\text{Al}$ -mal gyakorlatilag azonos kémiai tulajdonságokkal rendelkezik, minden olyan ásványba, amely alumíniumot is tartalmaz, kezdeti relatív gyakoriságának

megfelelő százalékban épült be. Néhány millió év elteltével azonban a  $^{26}\text{Al}$  túlnyomó része már elbomlott /mivel felezési ideje csupán  $7,2 \cdot 10^5$  év, tízmillió év után már csak az eredeti mennyiség  $1/20\,000$ -e maradt meg!/, így a Naprendszer eddigi létezése során a teljes mérhető mennyiség  $^{26}\text{Mg}$ -má alakult. Ha a szóban forgó ásvány első kikristályosodása óta nem volt kitéve ún. termometamorf átalakulásnak, vagy más olyan folyamatnak, ami képes lenne a kémiai elemek szétválasztására, akkor a végtermék, azaz a  $^{26}\text{Mg}$  mennyiségéből az eredetileg bezáródott  $^{26}\text{Al}$  aránya elvileg meghatározható.

A  $^{26}\text{Mg}$  feldúsulását nem okozhatták kémiai folyamatok, hiszen azok a többi magnéziumizotópra is hasonlóan hatottak volna. Az egyértelmű végkövetkeztetéshez azonban ki kellett zárni az egyéb -- nem alumíniumot használó -- magreakciók befolyását is a  $^{26}\text{Mg}$  relatív gyakoriságára. Ezt meg is tették oly módon, hogy a relatív  $^{26}\text{Mg}$  többletet függvénykapcsolatba állították az Allende-meteorit ásványainak Al/Mg arányával. Egyszerű lineáris összefüggést kaptak: minél nagyobb a fenti arány, annál erősebb a vizsgált magnéziumizotóp mennyiségének százalékos növekedése. Ha az izotóp keletkezésénél más folyamatok játszottak volna szerepet, ilyen összefüggés nem állhatna fenn. Az arányosságot megadó egyenes dőlésszögéből azonnal következik, hogy a meteorit olyan anyagból formálódott, melyben minden

egy  $^{26}\text{Al}$  atomra 20 000  $^{27}\text{Al}$  esett.

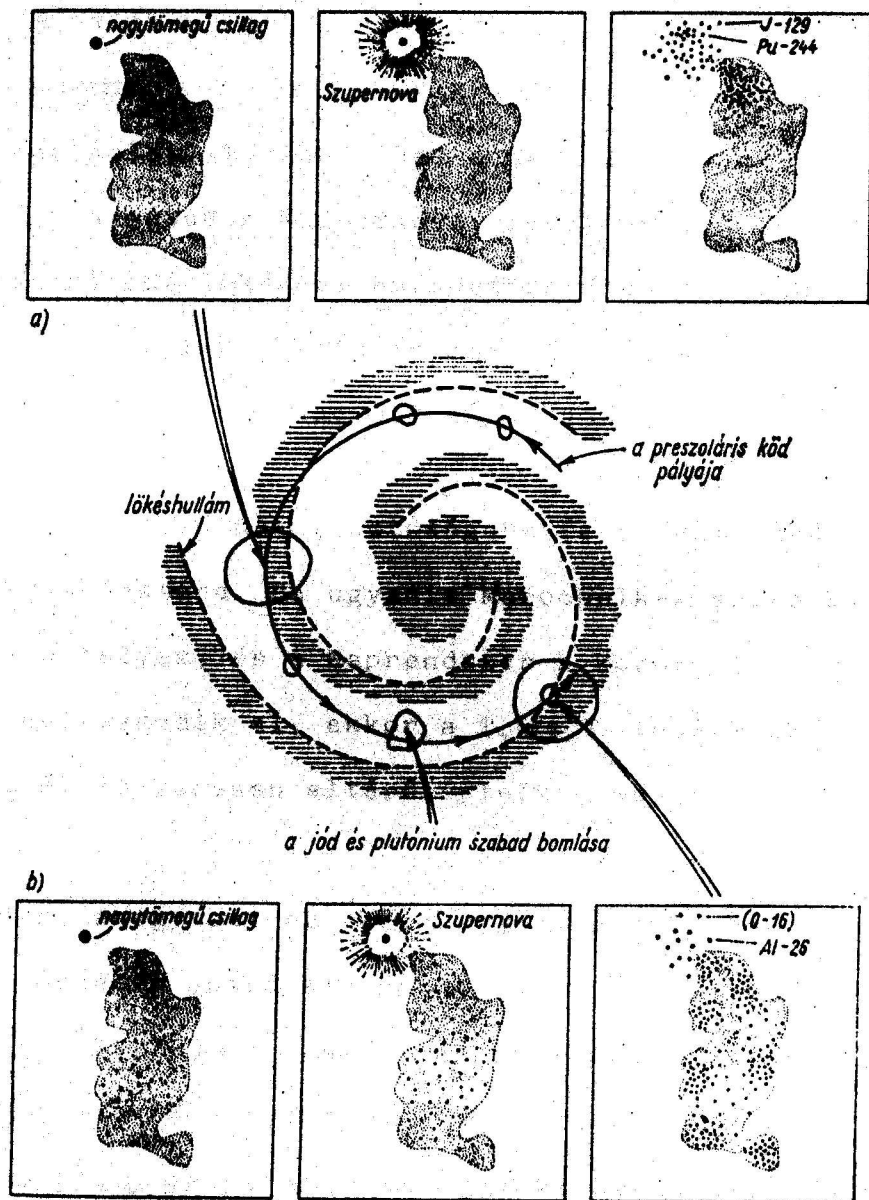
Magfizikai ismereteinkből tudjuk, hogy -- bármilyen magreakciók útján is jöttek létre az alumínium izotópok -- az eredeti  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  aránynak 1-nél kisebbnek kellett lennie. Így a radioaktív alumínium viszonylag rövid felezési ideje miatt csupán néhány millió év telhetett el a  $^{26}\text{Al}$  keletkezése és kristályba záródása között. Ha a radioaktív alumínium még az anyag megszilárdulása előtt a mérhetőség határáig mind magnéziummá alakult volna, ez a magnézium a protoszoláris ködben elkeveredett volna, és a későbbi kondenzációkban, ásványokban semmiféle összefüggést sem mutatna az alumínium helyi előfordulási arányával, hiszen az alumínium és a magnézium kémiai tulajdonságai eltérőek. Arra kell tehát következtetnünk, hogy a vizsgált  $^{26}\text{Al}$  izotóp nem többel, mint néhány millió évvel a Naprendszer keletkezése előtt jött létre. Miután egy naptömegű csillag kondenzációjához mintegy  $10^7$  év szükséges, csillagképződési időléptékkal mérve a két esemény egy időben történt.

Jelenlegi tudásunk szerint a jód, plutónium és alumínium csak szupernóvákból keletkezik. Pontosabban ezek közül az első kettő -- közvetlenül az explózió előtt -- a csillag vas-nikkel héjában, a harmadik pedig a valamivel e fölött elhelyezkedő szén héjában.

A jód és plutónium másfelől az alumínium erősen eltérő felezési ideje miatt azonban a harmadik elem nem keletkezhetett az első kettővel egyidőben, azaz azonos szupernóvában. A Naprendszer szomszédságában tehát -- mintegy  $10^8$  év korkülönbséggel -- két szupernóva-robbanásnak kellett bekövetkeznie. A szóban forgó időintervallum nagyságának sztellárkinematikai magyarázatára eddig két lényegesen eltérő hipotézis született, és az  $\Omega_p$ -re kapott eredményem ezek közül egyértelműen a második mellett szól.

Reeves [171] és Schramm [172] scenáriója szerint -- akik Lin  $\Omega_p = 13 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$ -es szögsebesség értékét használták -- a nagyléptékű gravitációs sűrűség hullám a fősíkban  $R_\odot$  sugárral húzott galaktocentrikus kör bármely pontján mintegy  $10^8$  évenként egyszer vonul át. Ilyen időközönként keletkeznek tehát a Nap környezetében is nagyobb számban új csillagok, közöttük a tömegspektrumnak megfelelően olyan masszívak is, melyek kozmogóniailag rövid idő alatt szupernóvává alakulnak. Az említett szerzők szerint a bolygórendszer keletkezését megelőző utolsó előtti áthaladás kb.  $4,7 \cdot 10^9$  évvel ezelőtt ment végbe, és egy akkor keletkezett szomszédos preszoláris szupernóva szállította a radioaktív jód- illetve plutónium-izotópokat. A százmillió évvel későbbi -- azaz  $4,6 \cdot 10^9$  évvel ezelőtt bekövetke-

zett -- következő találkozás alkalmával jelent meg a közelünkben / $r \approx 10$  pc/ az a második szupernóva, amely egyrészt felelőssé tehető a  $^{26}\text{Al}$  eredetéért, másrészt előidézhette a preszoláris köd kollapszusát kiváltó lökéshullámot. /6. 1. ábra/. A megindult összehúzódsági



6. 1. ábra: Reeves és Selramm elképzelése a Naprendszer történetéről. A radioaktív szennyeződéseket okozó két közeli szupernóva szerintük különböző spirálkarokban lángolt fel. A megfigyelt  $^{129}\text{J}$  és  $^{244}\text{Pu}$  az első esetben (a), a  $^{26}\text{Al}$ -izotóp pedig a második alkalommal (b) került a Naprendszer anyagába. A protoszoláris köd kollapszusát a második robbanás váltotta ki



és feldarabolódási folyamat azután viszonylag gyorsan -- mintegy  $10^6$  év alatt -- megformálhatta az első meteorokat, aszteroidákat, majd a Naprendszer nagyobb égitesteit.\*

Ha valóban így következtek be az események, akkor a  $T_1$  valamint a  $T_2$  és  $T_3$  időskála között nincs különösebb kapcsolat. Továbbá csak a véletlennel magyarázható, hogy a második szupernóva, amely éppúgy a spirálkar peremén húzódó lökéshullámfrontban /tehát feltehetően hasonló fizikai körülmények között/ született, mint a megelőző, miért nem hagyott hátra jódot és plutóniumot.

Van azonban más lehetőségünk is a fenti időskálák magyarázatára. Ha ugyanis Marochnikék spirálkar-modellje a helyes, és a Naprendszer a korotációs körhöz közel helyezkedik el, akkor a  $T_1$  és  $T_2$  időskálák az előbbitől lényegesen eltérő értelmet kapnak.

Mint ahogy azt az előző fejezetben láttuk, a Nap két szomszédos spirálkar között mért radiális fázisából  $\Omega_p = 24,72 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc}$  szögsebességet kapunk, így  $\Omega_\odot - \Omega_p = \Delta\Omega \approx 0,3 \text{ km s}^{-1}/\text{kpc} = 3,09 \cdot 10^{-10} \text{ év}^{-1}$ .

( $1 \text{ kpc}/\text{km s}^{-1} = 0,97 \cdot 10^9$  a az un. galaktikus időegység.)

\* A gondolatsor utolsó lépése még E.J. Öpikre [176] vezethető vissza, aki tudomásom szerint először mutatott rá arra a lehetőségre, hogy a szupernóvák közvetlen környezetükben további csillagok keletkezését idézik elő.

A "Naprendszer kora", azaz  $T_1$  itt annak az időintervallumnak felel meg, amely azóta telt el, hogy a preszoláris köd a Sagittarius kar egy bizonyos pontján áthaladt.  $T_1$  tehát a Sagittarius kar megfelelő pontja és a Naprendszer jelenlegi helyzete közötti radiánban kifejezett  $\Delta \mathcal{V}$  szögeltéréssel, valamint az  $a^{-1}$  egységben mért  $\Delta \Omega$  szögsebesség eltéréssel a következő egyszerű módon fejezhető ki:

$$T_1 = \Delta \mathcal{V} \Delta \Omega^{-1} \quad /6.1./$$

Ami  $T_2$ -t illeti, az alternatív értelmezés közvetlenül a szupernóva gyakorisághoz kapcsolódik. A nyílt-halmazok galaktikus eloszlása alapján azt kaptuk, hogy a Naprendszer vizsgált környezetében a spirálkarok radiális szeparációja 2,3 kpc. Miután a spirálkarok effektív szélessége mintegy 300 pc, a Napon keresztül húzott galaktocentrikus sugár hosszának  $0,3/2,3 = 0,13$ -ad részét fedik le a spirálkarok a Sagittarius és Perseus ágak tengelyei között. Ha feltételezzük, hogy ez az arány a belső és külső Lindblad-rezonancia között  $R$ -től független állandó, azt kapjuk, hogy a rezonancia körök közötti gyűrűtartomány  $0,13$ -a tartozik a spirálkarokhoz. /Ez az eredmény természetesen független az elfogadott távolságskálától./ Marochnik modelljében a szóban forgó gyűrűtartomány 2 és 14 kpc között húzódik. Miután a spirálkarok  $z$  irányú vastagsága 100 pc-nek vehető, a karokat még éppen tartalmazó gyűrű

térfogata  $3,14 \cdot 100 \cdot (14^2 - 2^2) \cdot 10^6 = 6,03 \cdot 10^{10} \text{pc}^3$ .

Igy a spirálkarok közelítő köbtartalma  $7,84 \cdot 10^9 \text{pc}^3$ .

Jelenlegi ismereteink szerint az I. populációba tartozó, csak a spirálkarokban előforduló II. típusú szupernóvák gyakorisága csillagrendszerünkben  $1/50 \text{ a}^{-1}$  körül mozog. Ha az előfordulás gyakorisága a karokon belül a vizsgált térfogattal arányos, akkor -- a már említett  $10 \text{pc}$ -es hatótávolságnak megfelelően -- a Nap  $10 \text{pc}$ -es környezetében

$$50 \cdot \frac{7,84 \cdot 10^9}{4,19 \cdot 10^3} = 0,94 \cdot 10^8$$

évente várható egy-egy szupernóva megjelenése, amikor bolygórendszerünk valamelyik spirálkarban tartózkodik. A  $T_2$  időtartam esetünkben tehát közelítőleg annak az átlagos periódusnak felel meg, amely a  $10 \text{pc}$ -es környezetünkben szukcesszive előforduló két szupernóva megjelenése között eltelt, miközben a preszoláris köd a Sagittarius karon áthaladt. Tekintettel arra, hogy az egy-egy spirálkar átszeléséhez szükséges  $\Delta t$  idő egyszerűen a

$$\Delta t = \Delta r / R_0 \Delta \Omega \sin i \quad /6.2./$$

összefüggésből számolható /ahol  $\Delta r$  a spirálkarok vastagsága, és a többi mennyiségek már ismertek/, könnyű látni, hogy  $\Delta t$   $10^9$  év körül mozog, azaz a bolygórendszernek /ill. "elődjének"/ elegendően hosszú idő állt rendelkezésére ahhoz, hogy a közeli szupernóva-robba-

nások valóban bekövetkezzenek.

A  $T_3$  időskála itt nem pusztán a második szupernóva által létrehozott lökéshullám és a protoszoláris köd kölcsönhatásával függ össze, hanem magában foglalja a gravitációs sűrűség hullám helyi átvonulásának tartamát is. Jelöljük a protoszoláris köd átmérőjét  $d$ -vel, és a sűrűség hullám maximumának áthaladási idejét  $\Delta\tau$ -al. Akkor nyilván

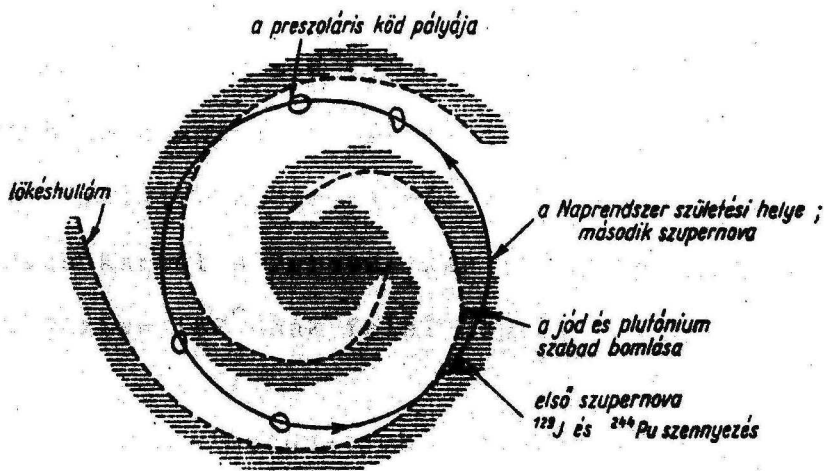
$$\Delta\tau = d/w_{\perp} = d/\Delta\Omega R_{\odot} \sin i \quad , \quad /6.3./$$

ahol /5.21./ jelöléseit használtuk. A  $T_2$ -nél már szerepelt értékeket behelyettesítve kapjuk, hogy  $w_{\perp} = 0,256 \text{ km s}^{-1} = 8,08 \cdot 10^6 \text{ km a}^{-1}$ , így miután a protoszoláris köd átmérője 0,5 pc és 1 pc közé eshetett,  $\Delta\tau \approx T_3$   $1,9 \cdot 10^6$  év valamint  $3,8 \cdot 10^6$  év közötti érték. A Naprendszer megszületése tehát a protoszoláris köd és a második szupernóva valamint a nagyléptékű gravitációs sűrűség hullám együttes hidrodinamikai kölcsönhatására vezethető vissza.

Ha tehát a Naprendszer valóban a korotációs kör közelében tartózkodik, őstörténetét a következőképp írhatjuk le:

A preszoláris köd kb.  $4,7 \cdot 10^9$  évvel ezelőtt lépett be a Sagittarius karba. A megnövekedett külső nyomás következtében a csillagközi anyagból nagytömegű csillagok képződtek. Ezek  $10^6$  év nagyságrendű idő alatt szupernóvává váltak. Legalább egy közülük a majdani Nap-

rendszer közelében robbant fel, és jóddal valamint plutóniummal "szennyezte" be a preszoláris ködöt /6. 2. ábra/. Ez után az esemény után a képződött radioaktív



6. 2. ábra: Alternatív elképzelés a Naprendszer őstörténetéről. Ebben az esetben a Nap a Galaxis korotációs körének közelében helyezkedik el, a spirális mintához képest mért galaktocentrikus szögsebessége kicsiny, és a két közeli szupernóva egy spirálkaron belül lép fel /|164| nyomán/.

elemek mintegy  $10^8$  éven keresztül  $T_2$  szabadon bomlottak le az intersztelláris térben, majd még a Sagittarius karban fellángolt az a második közeli szupernóva, amely az aluminium 26-os tömegszámú izotópját szolgáltatotta, és részben előidézte a Naprendszer kialakulását, amely közelítőleg  $T_3$  ideig tartott. Az a feltevés, hogy a második szupernóva csak  $^{26}\text{Al}$ -t juttatott a protoszoláris ködbe itt kevésbé ad hoc jellegű, mint Reeves-ék változatában, mivel az szükségképpen a spirálkarnak az elsővel ellentétes szélén lépett fel,

és más fizikai körülmények között /például a kisebb tömegű csillagokat preferáló, eltérő csillagkeletkezési tömegspektrum mellett/ jött létre /lásd még [164]-et/.

Az azóta eltelt  $4,6 \cdot 10^9$  évben  $/T_1/$  a Naprendszer a spirálkarok közötti térben tartózkodik, mintegy  $3 \cdot 10^{-10} \text{ a}^{-1}$  relativ szögsebességgel lassan halad a Sagittarius kartól a Perseus kar felé, és jelenlegi radiális fázisa  $152^\circ$ -nak felel meg.

Befejezésül elmondhatjuk tehát, hogy  $\Omega_p$  értékének helyes ismerete nemcsak a Galaxis nagyléptékű spirális szerkezetének modellezésében alapvető jelentőségű, hanem "lokális" planetáris kozmogóniai szempontokból is; így a jövőben további komoly erőfeszítéseket kell tennünk annak érdekében, hogy a spirálkarok szögsebességét még pontosabban és megbízhatóbban meghatározhassuk.

\* \* \*

Köszönetnyilvánítás: Az értekezésben felhasznált számítások főként az ELTE Számítóközpont R 40-es számítógépével valamint a saját tulajdonomban levő, 48 k RAM-mal és floppy diszk egységgel rendelkező, TI 99/4a típusú személyi számítógéppel, kisebb részben pedig a bécsi egyetemi csillagászati intézet VAX 11/760-as számítógépével készültek. A nyújtott számítástechnikai segítségért Vörös Tibornak, Surek Györgynek és Gerhard Hermannak ezúton is köszönetet mondok.

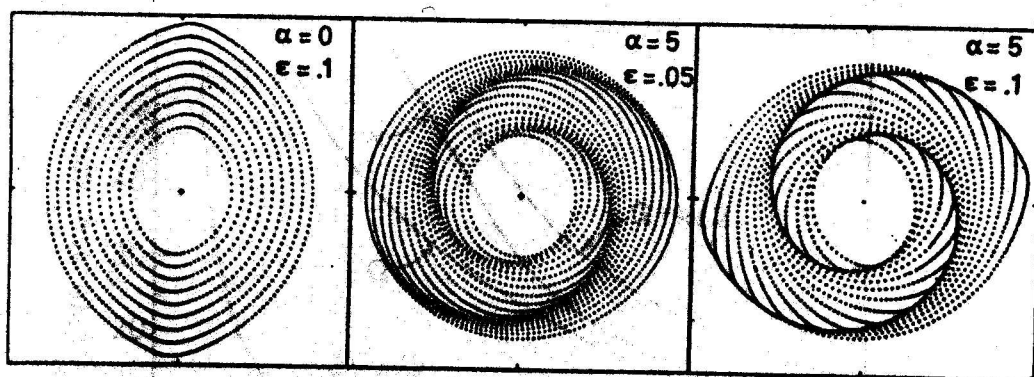
## A P P E N D I X \*

A galaxisok mintegy 2/3-a spirális szerkezetű, így kiemelkedő fontosságú a kérdés: hogyan maradhatnak fenn a spirálkarok az erős differenciális rotáció ellenére? A sűrűség hullám elmélet e kérdést úgy válaszolja meg, hogy a karok anyaga nem állandó, hanem a spirális struktúra a Galaxisban permanensen jelen levő, gravitációs erők által kormányzott, nagyléptékű sűrűség hullám helyi maximumaiból áll egybe. A sűrűség hullám mozog a csillagrendszer anyagához képest, és így nincs szükségképpen kitéve a differenciális rotáció deformáló hatásának. A jelenség aránylag szemléletesen leírható a diszperziós pálya fogalmának segítségével, melyet B. Lindblad még 1958-ban vezetett be.

Ha a Galaxis valamely  $R$  rádiuszú egyensúlyi körpályán mozgó tömegpontját kissé kitérítjük, úgy az az 5. fejezetben már tárgyalt  $\kappa(R)$  epiciklikus frekvenciával oszcillál eredeti pályája körül.  $\kappa(R)$ , melyet a rotációs szögsebességgel azonos egységekben szokás megadni, általában jelentősen eltér a galakto-

\* A függelék főként C.C. Lin [178] továbbá K. Rohlfs [106] idevágó monográfiáinak felhasználásával készült, és a gravitációs sűrűség hullám elmélet vázlatos ismertetését tartalmazza.

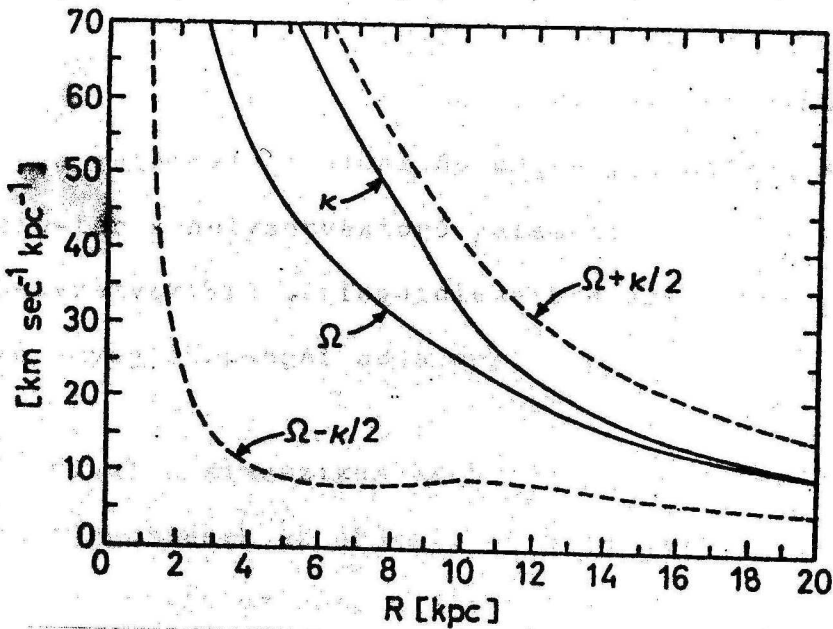
centrikus körpályán érvényes szögsebességtől. A tömegpont általában rozetta alakú pályát ír le, amely inerciálrendszerben csak akkor zárt, ha  $\Omega/\kappa$  racionális szám. Miután  $[\Omega_p - \Omega(R)]/\kappa(R)$  azt a frekvenciát adja meg, amellyel egy  $\Omega_p$  szögsebességgel forgó galaktocentrikus koordináta-rendszerrel a középponttól R távolságban együttmozgó megfigyelő -- a helyi epiciklikus frekvenciát egységnek választva -- a csillagrendszer objektumait maga mellett elhaladni látja, a rozettapálya forgó koordináta-rendszerben akkor válik zárt görbévé, ha  $\Omega_p - \Omega(R)$  a helyi epiciklikus frekvencia racionális többszöröse. Ilyen alkalmas szögsebesség például



A.1. ábra: Az  $\Omega_p = \Omega - \kappa/2$  szögsebességgel forgó koordináta-rendszerben kirajzolódó diszperziós pályák K. Rohlf's |106| nyomán. Egy-egy pályán belül a szomszédos pontok időbeli távolsága  $\Delta t = 5 \cdot 10^6$  év. A legnagyobb pályaátmérő 30 kpc. A pályák a nagytengelyének galaktocentrikus pozíciószöge  $\nu = \alpha l g a + \nu_0$ . A tömegpontok radiális oszcillációjának amplitudóját a  $\sigma_R = \epsilon R$  összefüggés adja meg. Az ábra a kialakuló sűrűségeloszlást három különböző  $\alpha, \epsilon$  értékpárra szemlélteti.



$\Omega_p = \Omega(R) - \kappa(R)/2$ . Az  $\Omega_p$  szögsebességgel forgó koordináta-rendszerben kirajzolódó pályát hívjuk diszperziós pályának /A.1. ábra/. Lindblad rámutatott arra, hogy miután  $\Omega - \kappa/2$  a legtöbb spirális galaxisban széles galaktocentrikus gyűrűtartományban közelítőleg állandó /A.2. ábra/, egyetlen alkalmasan választott  $\Omega_p$  segítségével a gyűrű teljes szélességében előállíthatók a diszperziós pályák. Tekintve, hogy alakjuk és relativ helyzetük a rotációs periódushoz képest hosszú időn keresztül változatlan marad, a pályák úgy is elrendeződhetnek, hogy spirálalakú sűrű-



A.2. ábra: A rotációs és epicyklikus frekvenciák lefutása Galaxisunkban a Schmidt-féle tömegeloszlási modell [105] alapján.

sődési zónákat hoznak létre, melyek kinematikai okokból tartósan fennmaradnak, holott az anyag folyamatosan keresztüláramlik rajtuk /A.1. ábra/.

A tisztán kinematikai úton létrejövő spirális sűrűsödések azonban csak közelítőleg stabilisak, mivel a valóságban  $\Omega - \kappa/2$  nem teljesen állandó. A Lin-féle sűrűség hullám elmélet a megkívánt stabilitást úgy kívánja elérni, hogy a létrejött spirális sűrűsödések saját gravitációs hatását is figyelembe veszi.

A csillagrendszer anyagának mozgását adott konzervatív erőterben, melyet egy ismert  $V$  potenciáltér gradienseként foghatunk fel, az ütközésmentes Boltzmann-egyenlet írja le:\*

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \underline{x}} \underline{u} - \frac{\partial f}{\partial \underline{u}} \frac{\partial V}{\partial \underline{x}} = 0 \quad /A. 1./$$

Itt  $f(\underline{x}, \underline{u}; t)$  a galaktikus közeg hatdimenziós fázis-térben értelmezett eloszlásfüggvénye, mely a konfiguráció-tér  $\underline{x}$  helyzetvektorú valamint a sebesség-tér  $\underline{u}$  helyzetvektorú térfogatelemeiben egyszerre található anyag sűrűségét adja meg.

Mivel a klasszikus mechanikában a gravitációs erők függetlenek az objektumok sebességeitől, a közeg saját gravitációs potenciáalterét az  $f$  eloszlásfüggvény

---

\* Mint azt S. Chandrasekhar már 1942-ben kimutatta, a Galaxis egy átlagcsillaga csak minden  $10^{13}$  -  $10^{14}$  évben ütközne valamelyik társával, tehát a rendszer élettartama alatt a "csillaggáz" igen jó közelítésben ütközésmentesnek tekinthető.

segítségével az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$V(\underline{x}) = -G \int \frac{1}{|\underline{x}-\underline{x}'|} \int f(\underline{x}', \underline{u}; t) d^3u d^3x' \quad , \quad /A. 2./$$

ahol  $G$  a gravitációs állandó, és az integrálok formálisan a teljes konfiguráció- ill. sebesség-térre értendők.

Önfenntartó, izolált rendszerekről lévén szó,  $V(\underline{x})$ -nek /A. 1./-ben és /A. 2./-ben meg kell egyeznie, tehát:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \underline{x}} \underline{u} + G \frac{\partial f}{\partial \underline{u}} \frac{\partial}{\partial \underline{x}} \int \left\{ \frac{\int f(\underline{x}', \underline{u}; t) d^3u}{|\underline{x}-\underline{x}'|} \right\} d^3x' = 0 \quad /A. 3./$$

Tekintettel a tömegpontok igen nagy számára, a gyakorlatban  $V(\underline{x})$ -et inkább a Poisson-egyenletből vezetjük le:

$$V(\underline{x}) = 4\pi G \varrho(\underline{x}) \quad , \quad /A. 4./$$

ahol egy adott időpillanatban a  $\varrho$  tömegsűrűség és az  $f$  eloszlásfüggvény között nyilván az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\varrho(\underline{x}) = \int f(\underline{x}, \underline{u}) d^3u \quad . \quad /A. 5./$$

Az /A. 3./ alatt felírt nemlineáris parciális integro-differenciálegyenletet szokás a probléma diszperziós egyenletének nevezni. Általános megoldása nem ismeretes, és talán nem is lehetséges. Éppen ezért radikális egyszerűsítésekre van szükség.

Lin és Shu a problémát egy olyan eljárás alkalmazásával közelítette meg [101], amelyet már a klasszikus kvantummechanikában is sikerrel alkalmaztak: az ún. WKB-módszerrel.\* Nevezettek a Galaxist olyan -- átmé-  
rőjéhez képest elhanyagolható vastagságú -- tengely-  
szimmetrikus rendszernek tekintik, melyre kismérvű  
spirális "zavarok" szuperponálódnak. E zavarok mate-  
matikai leírására az  $R, \vartheta$  galaktocentrikus koordiná-  
ta-rendszerben

$$\chi = m(\Omega_p t - \vartheta) + \phi(R) \quad /A. 6./$$

alakú, mereven rotáló "spirálfázisokat" vezetnek be,  
melyek konkrét értékeit minden egyes  $t$  időpillanatban  
a karok száma és szögsebessége  $/m, \Omega_p/$  valamint a  
 $\phi(R)$  függvény alakja határozza meg.

Hidrodinamikai tárgyalásmódot alkalmaznak, ami  
R. H. Berman és J. K. W. Mark idevágó vizsgálatai sze-  
rint [179] -- a belső és külső Lindblad-rezonancia köz-  
vetlen környezetétől eltekintve -- ugyanolyan eredményre  
vezet, mint a sokkal nehezebben kezelhető sztellár-  
dinamikai megközelítés, és /a kétdimenziós tárgyalás-

\* Az elnevezés Wentzel, Kramers és Brillouin kezdőbetűi-  
ből áll, akik 1926-ban ezzel a fogással mutatták meg,  
hogy miért szolgált a korai kvantummechanika fázis-  
integrál-módszere közelítőleg helyes megoldásokat;  
/bár az eljárást más vonatkozásban Sommerfeld és Runge  
már 1911-ben alkalmazta/.

módnak megfelelően/ a

$$\begin{aligned} \mu(R, \vartheta; t) &= \int \rho(R, \vartheta, z; t) dz && \text{ill.} \\ p(R, \vartheta; t) &= \int \pi(R, \vartheta, z; t) dz && * \end{aligned} \quad \text{- /A. 7./}$$

összefüggések segítségével a galaktikus fősíkban értelmezett felületi sűrűség ill. nyomás bevezetése után a csillagrendszer állapotát a  $v(R, \vartheta; t)$ ,  $\mu(R, \vartheta; t)$ ,  $p(R, \vartheta; t)$ ,  $U(R, \vartheta; t)$  valamint  $w(R, \vartheta; t)$  függvények segítségével adják meg. /U ill. w a galaktikus anti-centrum ill. a rotáció irányába mutató sebességkomponens./ Tekintettel a tengelyszimmetrikus alapállapotra és a perturbáció kicsiny voltára írhatjuk, hogy

$$\begin{aligned} \mu(R, \vartheta; t) &= \mu(R, \chi) = \mu_0(R) + \mu_1(\chi); \mu_0 \gg |\mu_1|, \\ v(R, \vartheta; t) &= v(R, \chi) = v_0(R) + v_1(\chi); |v_0| \gg |v_1|, \\ p(R, \vartheta; t) &= p(R, \chi) = p_0(R) + p_1(\chi); |p_0| \gg |p_1|, && \text{/A. 8./} \\ U(R, \vartheta; t) &= U(R, \chi) = U_0(R) + U_1(\chi); R\Omega \gg |U_1|, U_0 = 0, \\ w(R, \vartheta; t) &= w(R, \chi) = w_0(R) + w_1(\chi); R\Omega \gg |w_1|. \end{aligned}$$

/A. 8./ figyelembe vételével a hidrodinamikai alapegyenletek /kontinuitási egyenlet, Euler-egyenlet, Poisson-egyenlet/ linearizálhatók, és az alábbi alakot öltik:

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial \mu_1}{\partial \vartheta} + \frac{1}{R} \left\{ \frac{\partial}{\partial R} (R \mu_0 U_1) + \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\mu_0 w_1) \right\} = 0, \quad \text{/A. 9./}$$

\*  $\pi(R, \vartheta, z; t)$  a csillagok sebességszórásából levezetett nyomásjellegű mennyiség.

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial U_1}{\partial \varphi} - 2\Omega U_1 + \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial p_1}{\partial R} + \frac{\partial V_1}{\partial R} = 0, \quad /A. 10./$$

$$\frac{\partial W_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial W_1}{\partial \varphi} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} W_1 + \frac{1}{R} \left( \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial p_1}{\partial \varphi} + \frac{\partial V_1}{\partial \varphi} \right) = 0, \quad /A. 11./$$

$$\frac{\partial^2 V_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \left( \frac{\partial V_1}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 V_1}{\partial \varphi^2} \right) + \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} = -4\pi G \mu_1 \delta(z), \quad /A. 12./$$

ahol  $\delta(z)$  a jól ismert deltafüggvény.

A fenti lineáris parciális differenciálegyenlet-rendszer homogén, így megoldásaira a szuperpozíciós elv alkalmazható. Az alapmegoldásokat a

$$q_1(\chi) = \hat{q}(R) \exp(j\chi) \quad /A. 13./$$

alakban keressük, ahol  $q_1$  /A. 8./ bármelyik perturbációs mennyiségét jelölheti. /Az imaginárius egységet  $j$ -vel jelöltük, hogy formálisan is megkülönböztessük a spirálkarok  $i$  inklinációjától./

Azon eléggé kézenfekvő feltevés mellett, hogy a különböző perturbációs mennyiségek segítségével adódó spirális minták legfeljebb pillanatnyi fázisukban térnek el egymástól írhatjuk, hogy

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= \mu(R) \\ V_1 &= V(R) \\ U_1 &= U(R) \\ W_1 &= W(R) \end{aligned} \right\} \cdot \exp(j\chi), \quad /A. 14./$$

ahol az esetleges fáziseltérések az amplitudó függvények komplex voltában tükröződnek.

A WKB-módszer feltételezi, hogy a  $\chi = \text{const.}$  vonalaknak megfelelő spirális minta erősen felcsavarodott, azaz  $|m/tg i| = |mR\phi'(R)| = |mRk| \gg 1$ , ahol  $k = d\phi/dR$  az un. radiális hullámszám\*. Ilyenkor a spirális szerkezetet leíró függvények azimutálisan sokkal lassabban változnak, mint radiális irányban; így a  $\mathcal{J}$  szerinti deriváltak az R szerintiék mellett elhanyagolhatók. További egyszerűsítést jelent, hogy izotróp sebességszórással számolhatunk, és így a  $z = 0$  szimmetriasíkban a nyomás  $p = \mu |U - \bar{U}|^2 = \mu |W - \bar{W}|^2$  alakban írható.

Fenti közelítések mellett a hidrodinamikai alap-egyenletekből kiszámítható, hogy a tengelyszimmetrikus galaktikus gravitációs erőter adott /A. 13./ alakú spirális perturbációja milyen  $\mu_1, U_1, W_1$  korrekciókat hoz létre. Megfordítva, a Poisson-egyenlet segítségével a  $\mu_1$  sűrűség-zavarnak megfelelő  $V_1$  potenciálváltozás is kiszámítható. Általában egy /A. 2./-nek megfelelő nehézkes integrálkifejezést kapunk, az esetek jelentős részében azonban a

$$V = -2\pi G \mu_1 / |k| \quad /A. 15./$$

\* A  $\lambda$  radiális hullámhossz két szomszédos spirálkar és egy tetszőleges galaktocentrikus sugár egymás melletti metszéspontjainak távolsága. Szimmetriaokokból  $\chi(R + \lambda, \mathcal{J} + 2\pi/m) = \chi(R, \mathcal{J})$ , és így /A. 6./ folyományaként  $\phi(R + \lambda) - \phi(R) = 2\pi$ , azaz erősen felcsavarodott spirálisoknál  $\lambda\phi'(R) = \lambda k = 2\pi$ .

lokális megoldás is kielégítő Lin és Shu |101|.

Az elmondottak figyelembe vételével /A. 14./-et /A. 9./-től /A. 12./-be helyettesítve pl. /A. 9./-re kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} & A e^{j\chi} j m \Omega_p + \Omega A e^{j\chi} j (-m) + \frac{\partial \mu_0}{\partial R} \sigma e^{j\chi} + \mu_0 \sigma e^{j\chi} j k + \\ & + \frac{\partial \mu_0}{\partial R} \sigma e^{j\chi} + \frac{\partial \mu_0}{\partial R} \sigma e^{j\chi} j (-m) = 0 \quad . \end{aligned} \quad /A. 16./$$

Miután a felületi sűrűség R-el csak lassan változik ( $\partial \mu_0 / \partial R \approx 0$ ), és az erősen felcsavarodott karú esetnek megfelelően  $1/R \ll |jk|$ , /A. 16./ az alábbi egyszerű alakra hozható:

$$m(\Omega_p - \Omega)A + k \sigma \mu_0 = 0 \quad . \quad /A. 16a./$$

Bevezetve a  $\nu(R) = m[\Omega_p - \Omega(R)]/\kappa(R)$  helyi relativ frekvenciát -- amellyel egy galaktocentrikus körpályán mozgó objektum a spirális sűrűség hullám maximumaival találkozik --, az előző összefüggés a következő alakot ölti:

$$\kappa \nu A + k \sigma \mu_0 = 0 \quad . \quad /A. 17./$$

Ha a  $p_1$  nyomást és deriváltjait elhanyagolhatónak vesszük, akkor /A. 10./ ill. /A. 11./ az alábbi egyszerű formára hozható:

$$j\nu \sigma - \frac{2\Omega}{\kappa} \omega = \frac{jk}{\kappa} \nu \quad , \quad /A. 18./$$

$$\frac{\kappa}{2\Omega} \sigma + j\nu \omega = 0 \quad . \quad /A. 19./$$



Egy galaxisban természetesen csak akkor maradhatnak fenn neutrális sűrűség hullámok, ha a rendszer nem hajlamos arra, hogy benne lokális gravitációs kollapszusok -- un. Jeans-instabilitások -- lépjenek fel. A. Toomre még 1964-ben kimutatta [180], hogy egy matematikailag elhanyagolható vastagságú csillagrendszerben akkor nem keletkeznek Jeans-instabilitások, ha a hozzátartozó objektumok radiális irányú pekuliaris sebességeinek helyi szórására érvényes az alábbi egyenlőtlenség:

$$\left( |U - \bar{U}|^2 \right)^{1/2} \geq (2/7)^{1/2} \kappa / k_0 = 0,5345 \frac{2\pi G \mu_0}{\kappa} = 3,358 G \mu_0 / \kappa, \quad /A. 20./$$

ahol -- a már ismert mennyiségek mellett --  $k_0 = \kappa^2 / 2\pi G \mu_0$ , és  $\mu_0$   $M_\odot / \text{kpc}^2$  egységben értendő.

Naprendszerünk környezetében a kritikus érték

/A. 20./ alapján 52 km/s, a galaktikus korong valódi vastagságát figyelembe véve pedig 37 km/s. Ez utóbbi, reálisabb érték majdnem azonos a Tejútrendszer fő tömegét alkotó késői típusú törpe csillagok R-irányú sebességszórásával, ami korántsem véletlen. Ha ugyanis az említett szórás egy galaxisban kezdetben a kritikus érték alá esik, a fellépő kollapszusok következtében mindaddig növekedni fog, amíg azt el nem éri, azaz a helyzet nem stabilizálódik. A Jeans-féle instabilitások megszűnésével azután a sebességszórás növekedése is megáll, ami a Lin-elmélet

szempontjából igen lényeges, mivel a kritikus értéket jelentősen meghaladó diszperzió esetén a neutrális sűrűség hullám tovaterjedésének feltételei kedvezőtlenekké válnak.

Ha a nyomás nem nulla, akkor /A. 18./ baloldalán még egy tag,  $-jk^2 \overline{|U - \bar{U}|^2} \vartheta / \kappa^2 \nu$ , is fellép. Az egyenletrendszer megoldása a sűrűség- ill. sebesség hullámok amplitudóira a következő eredményt szolgáltatja:

$$\left. \begin{aligned} \mu &= -\frac{k^2}{\kappa^2} \mu_0 \nu \frac{1}{1-\nu^2+x} , \\ \vartheta &= +\frac{k}{\kappa} \nu \frac{\nu}{1-\nu^2+x} , \\ \hat{w} &= +\frac{jk}{2\Omega} \nu \frac{1}{1-\nu^2+x} , \end{aligned} \right\} \text{/A. 21./}$$

ahol  $x = \overline{|U - \bar{U}|^2} k^2 / \kappa^2$  a Toomre-féle stabilitási szám.

Az öfenntartó perturbáció követelménye -- /A. 15./ /A. 21./-be helyettesíthető -- ismét "diszperziós egyenlet"-hez vezet, amely ebben az esetben azonban már az alábbi algebrai formára hozható:

$$\left(\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}\right) (1-\nu^2) - \frac{\lambda}{\lambda_0} + x_0 = 0 \quad \text{/A. 22./}$$

Itt  $\lambda_0 = 2\pi / k_0 = 4\pi^2 G \mu_0 / \kappa^2$  a spirális struktúra lineáris léptéktényezője, és  $x_0 = x |_{k=k_0}$ .  $x_0$  értéke mutatja meg, hogy a csillagrendszer mennyire alkalmas spirális sűrűség hullámok fenntartására. Ha  $x_0 < 2/7$ , akkor /A. 20./ alapján a rendszer gravitációsan instabil, és kimutatható, hogy a zavarok amplitudója az

idővel exponenciálisan növekszik. Ha  $x_0 > 2/7$ , akkor a rendszer túlságosan is stabil, és nagyléptékű sűrűség hullámok nem alakulhatnak ki benne. Végül ha  $x_0 \approx 2/7$ , akkor a belső és külső Lindblad-rezonancia ( $\nu = \pm 1$ ) közötti teljes gyűrűtartományban kedvezőek a feltételek a sűrűség hullámok kialakulására. /Kivételt képez a rezonanciák közvetlen környezete, ahol a WKB-módszerben szereplő lineáris közelítés már nem alkalmazható./ Miután /A. 22./ másodfokú, minden  $\nu$ -höz két megoldás tartozik: egy rövid és egy hosszú hullámú. /Tekintve, hogy  $x_0 \approx 2/7 \approx 1/4$ , az egyenlet megoldásait jó közelítésben a  $\lambda/\lambda_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{1 \pm \nu}$  értékek adják./

A spirális minta meghatározása a WKB-eljárás szerint tehát a következő lépésekből áll:

1. A Galaxis  $\Omega(R)$  rotációs görbéje alapján /5. 1./, /5. 2./ és /5. 3./ segítségével kiszámítjuk a  $\kappa(R)$  epiciklikus frekvenciát.
  2. A mereven rotáló spirális minta számára egy alkalmasnak ítélt  $\Omega_p$  szögsebességet választunk, és az értéket empirikusan ellenőrizzük.
  3. A rotációs görbe értelmezési /ill. észlelési/ tartományára kiszámítjuk a  $\nu(R)$  relatív frekvenciát.
  4. A Galaxis  $\mu_0(R)$  forgásszimmetrikus sűrűségmodellje alapján megállapítjuk a  $\lambda_0$  léptéktényezőt.
  5. Megadjuk a Toomre-féle stabilitási számot.
- /Általában feltehető, hogy  $x_0$  a Galaxisban min-

denütt a 2/7-es kritikus érték körül van./

6. Miután így /A. 22./-ben minden együttható ismertté vált, a másodfokú diszperziós egyenlet minden szóhajövő galaktocentrikus távolságra megoldható, és a kapott  $\lambda_1, \lambda_2$  gyökök segítségével -- a  $2\pi/\lambda_1 = \phi'_1(R)$  ill.  $2\pi/\lambda_2 = \phi'_2(R)$  relációkból a spirális minta alakja kvadratúrával meghatározható mind a rövid, mind a hosszú hullámokra vonatkozóan. Az adódó radiális hullámhossz, valamint az /5. 24./ összefüggés segítségével a karok inklinációja, a rendelkezésre álló spirálkar-indikátorok galaktikus eloszlása alapján empirikusan ellenőrizhető.

\*\*\*\*\*

I R O D A L O M

- | 1| Zelmanov, A.L.: 1969, *Бесконечность и Вселенная*, „Мысль”, Москва.
- | 2| Sandage, A.R.: 1958, ApJ 127, 513.
- | 3| de Vaucouleurs, G.: 1982, The Cosmic Distance Scale and the Hubble Constant, MtStrMim, Canberra.
- | 4| Kraft, R.P., Schmidt, M.: 1963, ApJ 137, 249.
- | 5| Hoag, A.A.: 1966, Vistas 8, 139.
- | 6| Clube, S.V.M.: 1970, Obs 90, 147.
- | 7| Clube, S.V.M.: 1971, Highl, 788.
- | 8| Woolley, R., Harding, G.A., Cassels, A.J., Saunders, J.: 1965, ROB, No. 97.
- | 9| Clube, S.V.M., Jones, D.H.P.: 1971, MN 151, 231.
- | 10| Clube, S.V.M., Dawe, J.A.: 1980, MN 190, 575.
- | 11| Clube, S.V.M., Dawe, J.A.: 1980, MN 190, 591.
- | 12| Clube, S.V.M., Dawe, J.A.: 1978, IAUSymp 80, 53.
- | 13| Klemola, A.R., Vasilevskis, S.: 1971, LOP XXII, Part III.
- | 14| Bernicki, A.: 1967, ActAst 17, 165.
- | 15| Christy, R.F.: 1966, ApJ 144, 108.
- | 16| Oort, J.H., Plaut, L.: 1975, AsAp 41, 71.
- | 17| Alter, G., Ruprecht, J., Vanýsek, V.: 1970, CSCA, eds. Alter, Balázs, Ruprecht, Akad. Kiadó, Budapest.
- | 18| Ruprecht, J., Balázs B.A., White, R.E.: 1981, CSCA Sup 1, ed. Balázs, Akad. Kiadó, Budapest.
- | 19| Vogt, N., Moffat, A.F.J.: 1975, AsAp 39, 477.
- | 20| Balázs B.A.: 1977, AGMitt 43, 254.
- | 21| Janes, K.A.: 1979, ApJSup 39, 135.
- | 22| Racine, R., van den Bergh, S.: 1970, IAUSymp 38, 219.
- | 23| Herbst, W.: 1975, AJ 80, 212.
- | 24| Burki, G.: 1980, IAUSymp 85, 169.
- | 25| Lyngå, G.: 1981, Catalogue of Open Cluster Data, CDS No. VII-30.
- | 26| Lyngå, G.: 1980, IAU Symp 85, 13.
- | 27| Van den Bergh, S., McClure, R.D.: 1980, AsAp 88, 360.
- | 28| Wielen, R.: 1971, AsAp, 13, 309.
- | 29| Lindoff, U.: 1968, Arkiv Astron. 5, 1.
- | 30| Becker, W., Fenkart, R.: 1971, AsApSup 4, 241.

- [31] Lyngå, G.: 1982, AsAp 109, 213.
- [32] Janes, K., Adler, D.: 1982, ApJSup 49, 425.
- [33] Lyngå, G.: 1983, PrPubl 56, 292.
- [34] Zakharova, P.E.: 1981, AZh 58, 1170.
- [35] Johnson, H.L.: 1977, Rev. Mex. Astron. Astrof. 2, 71.
- [36] Efreinov, Yu.N., Kopylov, I.M.: 1967, KrimIzv 34, 240.
- [37] Vasilevsky, A.E.: 1972, AZh 49, 378.
- [38] Eggen, O.J.: 1976, QJRAS 17, 472.
- [39] Kholopov, P.N.: 1978, AC, No. 1006.
- [40] Turner, D.G.: 1979, PASP 91, 642.
- [41] Johnson, H.L.: 1959, LowB, No. 91.
- [42] Blaauw, A.: 1963, Basic Astron. Data, Univ. of Chicago Pr., 407.
- [43] Hanson, R.B.: 1980, IAUSymp 85, 71.
- [44] Stothers, R.: 1974, ApJ 194, 695.
- [45] Crawford, D.L., Barnes, J.V., Hill, G., Perry, L.L.: 1971, AJ 76, 1048.
- [46] Crawford, D.L., Barnes, J.V.: 1970, AJ 75, 952.
- [47] Crawford, D.L., Barnes, J.V.: 1970, AJ 75, 978.
- [48] Crawford, D.L., Barnes, J.V.: 1972, AJ 77, 862.
- [49] Crawford, D.L., Barnes, J.V.: 1974, AJ 79, 687.
- [50] Crawford, D.L., Glaspey, J.W., Perry, L.L.: 1970, AJ 75, 822.
- [51] Balázs, B.A.: 1977, AGMitt 43, 254.
- [52] Moffat, A.F.J., Vogt, N.: 1973, AsAp 23, 317.
- [53] Moffat, A.F.J.: 1972, AsApSup 7, 355.
- [54] Lyngå, G., Alcaïno, G., Balázs, B., Moffat, A.F.J.: 1980,  
IAU Comm. 37 Circ. 1.
- [55] Pizskunov, A.: 1980, személyes közlés.
- [56] Fenkart, R.P., Bingelli, B.: 1979, AsApSup 35, 271.
- [57] Sandage, A.R., Tammann, G.: 1968, ApJ 151, 531.
- [58] Clube, S.V.M., Dawe, J.A.: 1978, IAUSymp 80, 53.
- [59] Clube, S.V.M., Dawe, J.A.: 1980, MN 190, 591.
- [60] de Vaucouleurs, G., Buta, R.: 1978, AJ 83, 1383.
- [61] Frenk, C.S., White, S.D.M.: 1982, MN 198, 173.
- [62] Gunn, J.E., Knapp, G.R., Tremaine, S.D.: 1979, AJ 84, 1181.
- [63] Mishurov, Yu.N., Pavlovskaya, E.D., Suchkov, A.A.: 1977,  
AZh 56, 268.
- [64] Quiroga, R.J.: 1980, AsAp 92, 186.
- [65] Balázs, B.A.: 1961, HbgAbh V, No. 10.

- |66| Burki, G., Maeder, A.: 1976, *AsAp* 51, 247.
- |67| Bouvier, P.: 1971, *Structure and Evolution of the Galaxy*, ed. L.N. Mavridis, Reidel Publ., Dordrecht, p.250.
- |68| Larson, R.B.: 1973, *Fundamentals of Cosmic Phys.* 1, 1.
- |69| Trumpler, R.J.: 1930, *PASP* 42, 214.
- |70| Trumpler, R.J.: 1930, *LOB* 14, 154.
- |71| Lindoff, U.: 1968, *Arkiv Astron.* 5, 1.
- |72| Barkhatova, K.A., Pyl'skaya, O.P.: 1978, *AC*, No. 995.
- |73| Barkhatova, K.A., Pyl'skaya, O.P.: 1982, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.*, No. 37, 49.
- |74| Barkhatova, K.A., Pyl'skaya, O.P.: 1983, *PrPubl*, No. 56, 14.
- |75| Balázs, B.A. 1982, *AGMitt* 57, 284.
- |76| Janes, K.: 1979, *ApJSup* 39, 135.
- |77| Panagia, N., Tosi, M.: 1981, *AsAp* 96, 306.
- |78| Shaver, P.A., McGee, R.X., Newton, L.M., Danks, A.C., Pottasch, S.R.: 1983, *MN* 204, 53.
- |79| Lyngå, G.: 1984, *IAUSymp* 106, 133.
- |80| Alcock, A., Paczynski, B.: 1978, *ApJ* 223, 244.
- |81| Mengel, J.G., Sweigart, A.V., Demarque, P., Gross, P.G.: 1979, *ApJSup* 40, 733.
- |82| Nissen, P.E.: 1980, *IAUSymp* 85, 51.
- |83| Mihalas, D., Binney, J.: 1981, *Galactic Astronomy*, Freeman, London.
- |84| Flower, P.J.: 1977, *AsAp*, 54, 31.
- |85| Maeder, A., Mermilliod, J.C.: 1981, *AsAp* 93, 136.
- |86| Kurucz, R.L.: 1979, *ApJSup* 40, 1.
- |87| Curtis, H.D.: 1918, *LOP* 13, 9.
- |88| Mueller, M.W., Arnett, W.D.: 1976, *ApJ* 210, 670.
- |89| Gerola, H., Seiden, P.E.: 1978, *ApJ* 223, 129.
- |90| Gerola, H., Seiden, P.E.: 1982, *Fund. Cosmic Phys.* 7, 241.
- |91| Balázs, B.A.: 1985, *Dynamical Astronomy*, eds. V. Szebehely, B. Balázs, Univ. of Texas Pr., Austin, p. 87.
- |92| Kalnajs, A.J.: 1983, *IAU Symp* 100, 109.
- |93| Efremov, Yu.N.: 1978, *Sov. Astr. Lett.* 4, 66.
- |94| Efremov, Yu.N.: 1979, *Sov. Astr. Lett.* 5, 1.
- |95| Elmgreen, B.G., Elmgreen, D.M.: 1983, *MNRAS* 203, 31.
- |96| Tenorio-Tagle, G.: 1983, *PrPubl* 56, 109.
- |97| Tenorio-Tagle, G.: 1983, személyes közlés.
- |98| Tenorio-Tagle, G.: 1985, *AsAp* 145, 70.
- |99| Roberts, W., W., Hausman, M.A.: 1985, *IAUSymp* 106, 567.

- |100| Lindblad, B.: 1963, Stockholm Obs. Ann. 22, No. 5.
- |101| Lin, C.C., Shu, F.: 1964, ApJ 140, 646.
- |102| Lin, C.C., Shu, F.: 1966, ProcNa 68, 2095.
- |103| Lin, C.C., Shu, F.: 1969, ApJ 155, 721.
- |104| Lin, C.C., Shu, F.: 1970, AnnRev 7, 377.
- |105| Schmidt, M.: 1965, SSS V, p. 513.
- |106| Rohlfs, K.: 1977, Lectures on Density Wave Th., Springer, Berlin.
- |107| Blitz, L., Fich, M., Kulkarni, S.: 1983, Sci 220, 17.
- |108| Roberts, W.W.: 1969, ApJ 158, 123.
- |109| Roberts, W.W.: 1970, IAUSymp 38, 415.
- |110| Balázs, B.: 1975, MTA X. Oszt. Közl. 8/3-4, 413.
- |111| Wielen, R.: 1971, AsAp 13, 309.
- |112| Wooley, R., Candy, M.P.: 1966, MN 139, 231.
- |113| Marochnik, L.S., Suchkov, A.A.: 1969, Soviet Astron. 13, 252.
- |114| Marochnik, L.S., Suchkov, A.A.: 1974, Usp. Fiz. Nauk 112, 275.
- |115| Toomre, A.: 1964, ApJ 139, 1217.
- |116| Marochnik, L.S., Mishurov, Yu.N., Suchkov, A.A.: 1972, ApSpSc 19, 285.
- |117| Feitzinger, J.V., Schmidt-Kaler, Th.: 1980, AsAp 88, 41.
- |118| Bok, B.: 1970, Galactic Astronomy I, eds. H.-Y. Chiu, A. Muriel, Gordon and Breach, London, p. 156.
- |119| Contopoulos, G.: 1973, Dynamical Structure and Evolution of Stellar Systems, eds. L. Martinet, M. Mayor, Geneva, p. 51.
- |120| Yuan, C.: 1969, ApJ 158, 889.
- |121| Palouš, J., Ruprecht, J., Dluhnevskaya, O.B., Piskunov, A.: 1977, AsAp 61, 27.
- |122| Kalnajs, A.J.: 1973, Obs 93, 39.
- |123| Rohlfs, K.: 1972, AsAp 17, 246.
- |124| Crèze, M., Mennessier, M.O.: 1973, AsAp 27, 281.
- |125| Mishurov, Yu.N., Pavlovskaya, E.D., Suchkov, A.A.: 1979, Soviet Astron. 23, 147.
- |126| Burton, W.B.: 1976, AnnRev 14, 275.
- |127| Stecker, F.W.: 1976, Nat 260, 412.
- |128| Talbot, R.J.: 1980, ApJ 235, 821.
- |129| Berman, V.G., Mishurov, Yu.N.: 1980, Asf 16, 73.
- |130| Nelson, A., Matsuda, T.: 1977, MN 179, 663.
- |131| Balázs, B.A.: 1982, SpecAfSoob, No. 37, 87.
- |132| Moffat, A.F.J., Fitzgerald, M.P.: 1974, AsApSup 16, 25.
- |133| Balázs, B.A., Lyngå, G.: 1983, PrPubl, No. 56, 37.



- [134] Piskunov, A.: 1977, Catalogue of Masses and Ages of Stars in 68 Open Clusters, Astron. Council, Moscow.
- [135] Wielen, R.: 1975, Mitt. Astron. Rechen Inst., Heidelb., No. 49.
- [136] Muzyliev, V.V.: 1977, NautchInf, No. 37.
- [137] Pişmiş, P.: 1981, Rev. Mex. Astron. Astrof. 6, 65.
- [138] Blanco, V.M.: 1985, BAAS 17, 562.
- [139] Balázs, B.A.: 1981, AGMitt 52, 21.
- [140] Talbot, R.J., Jensen, E.B., Dufour, R.J.: 1979, ApJ 229, 91.
- [141] Grosbøl, P.J.: 1977, IAUColl 45, 279.
- [142] Pavlovskaya, E.D., Suchkov, A.A.: 1978, Let. Soviet Astron. 4, 450.
- [143] Palouš, J.: 1980, AsAp 87, 361.
- [144] Blaauw, A.: 1964, AnnRev 2, 213.
- [145] Shatsova, R.B.: 1965, The Planck Stellar Velocity Distribution in the Solar Neighborhood, Rostov Univ. Press, Rostov.
- [146] Wielen, R.: 1974, Highl 3, 395.
- [147] Joy, A.H., Abt, H.A.: 1974, ApJSup 28, 1.
- [148] Joeveer, M.: 1974, Publ. Tartu Astron. Obs. 53, 89.
- [149] Oort, J.H.: 1972, AGMitt 32, 15.
- [150] Lynden-Bell, D.: 1970, IAUSymp 38, 331.
- [151] Shu, F.H.: 1970, ApJ 160, 99.
- [152] Pfleiderer, J.: 1963, ZfA 58, 12.
- [153] Toomre, A.: 1969, ApJ 158, 899.
- [154] Simkin, S.M.: 1970, ApJ 159, 463.
- [155] Thielheim, K.O.: 1983, PrPubl 56, 262.
- [156] Ostriker, J.P., Peebles, P.J.E.: 1973, ApJ 186, 467.
- [157] Carter, B.: 1974, Confrontation of Cosmological Theories with Observation, ed. M.S. Longair, Reidel, Dordrecht, 291.
- [158] Drake, F.D.: 1961, NAS Conf. on ETI, Green Bank.
- [159] Sagan, C., Shklovskii, I.S.: 1966, Intelligent Life in the Universe, Holden-Day, San Francisco.
- [160] Kreifeldt, J.G.: 1971, Icarus 14, 419.
- [161] Dorschner, J., Gürtler, J.: 1984, Sterne 60, 195.
- [162] Krasovszkij, V.I., Sklovskij, I.Sz.: 1957, DoklAk 116, 197.
- [163] Clube, S.V.M., Napier, W.M.: 1982, QJRAS 23, 45.
- [164] Marochnik, L.S.: 1983, ApSpSc 89, 61.
- [165] Warner, J.W., Strom, S.E., Strom, K.M.: 1977, ApJ 213, 427.
- [166] Cohen, M.: 1978, QJRAS 19, 177.

- |167| Jacobsen, A.M.: 1984, IAUSymp 105, 345.
- |168| Tsitskin, F.A., Chepurova, V.M., Rastorguev, A.S.: 1984, AC, No. 1310, 5.
- |169| Hron, J., Maitzen, H.M.: 1985, IAUSymp 106, 105.
- |170| Balázs, B.A.: 1986, Acta Astronautica 13, 123.
- |171| Reeves, H.: 1972, Symp. on the Origin of the Solar Syst., ed. H. Reeves, CNRS, Paris, p. 28.
- |172| Schramm, D.N.: 1978, Protostars and Planets, eds. T. Gehrels, M.S. Matthews, Univ. of Arizona Press, Tucson.
- |173| Reynolds, J.H.: 1963, J. Geophys. Res. 68, 2939.
- |174| Hohenberg, C.M., Podosek, F.A., Reynolds, J.H.: 1967, Science 156, 202.
- |175| Lee, T., Papanastassiou, O.A., Wasserburg, G.J.: 1976, Geophys. Res. Lett. 3, 109.
- |176| Öpik, E.J.: 1953, IrAJ 2, 219.
- |177| Glass, I.S., Feast, M.W.: 1982, MN 198, 199.
- |178| Lin, C.C.: 1970, Galactic Astronomy II, eds. H.-Y. Chiu, A. Muriel, Gordon and Breach, London, p. 1.
- |179| Berman, R.H., Mark, J.K.W.: 1977, ApJ 216, 257.
- |180| Toomre, A.: 1964, ApJ 139, 1217.

\* \* \*

Az irodalomjegyzékben -- ahol mód volt rá -- a CSCA mellékelt rövidítésrendszerét használtam. Egyebekben az AAA gyakorlata volt az irányadó.

A CSCA HIVATKOZÁSI RÖVIDÍTÉSRENDSZERE

AAA	Astronomy and Astrophysics Abstracts
AbasB	Бюллетень Абастуманской астрофизической обсерватории — гора Канобилл Bjulleten' Abastumanskoj astrofizičeskoj observatorii — gora Kanobill
AC	Астрономический циркуляр Astronomičeskij cirkuljar
ActAst	Acta Astronomica
AdvAA	Advances in Astronomy and Astrophysics, Academic Press, New York
AGMitt	Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft
AJ	The Astronomical Journal
AJb	Astronomischer Jahresbericht
AlPb	Publications of the Allegheny Observatory of the University of Pittsburgh
AmAf	Астрометрия и Астрофизика (Республиканский межведомственный сборник) — Академия Наук Украинской ССР, Главная астрономическая обсерватория, Киев Astrometrija i astrofizika (Respublikanakij mežvedomstvennyj sbornik) — Akademija Nauk Ukrainakoј SSR, Glavnaja astronomičeskaја observatorija, Kiev
AmbTr	Звезды, туманности, галактики — Труды симпозиума, посвященного 60-летию академика В. А. Амбарцумяна, Бюракан, 16-19 сентября 1968 года — Издательство АН Армянской ССР, Ереван Zvezdy, tumannosti, galaktiki — Trudy simpoziuma, posvjajdenogo 60-letiju akademika V. A. Ambarcumjana, Bjurakan, 16-19 sentjabrja 1968 goda
AmProc	Proceedings of the American Philosophical Society, Philadelphia
AmsPb	Publications of the Astronomical Institute of the University of Amsterdam
AmsProc	Proceedings of the Section of Science, Koninklijke Akademie von Wetenschappen te Amsterdam
AmsVer	Verlag van de gewone vergaderingen der wis- en natuurkundige afdeling der Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam
AN	Astronomische Nachrichten
AnAp	Annales d'Astrophysique
AnkUn	Communications of the Department of Astronomy, Ankara University
AnnRev	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
ApJ	The Astrophysical Journal
ApJSup	The Astrophysical Journal — Supplement Series
ApLet	Astrophysical Letters — An International Express Journal
ApOpt	Applied Optics. A monthly publication of the Optical Society of America
ApSpSc	Astrophysics and Space Science
ArchSci	Archiv de Science, Genève
ArCo	Osservazioni e Memorie dell'Osservatorio Astrofisico di Arcetri
ArgBol	Asociacion Argentina de Astronomia, Boletin
ArmCont	Contributions from the Armagh Observatory
ArmDokl	Доклады Академии Наук Армянской ССР Doklady Akademii Nauk Armjanakoј SSR
ArmIzv	Известия Академии Наук Армянской ССР, Серия физ. Izvestija Akademii Nauk Armjanakoј SSR, Serija fiz.

- AsAp Astronomy and Astrophysics — A European Journal  
 AsApSup Astronomy and Astrophysics Supplement Series — A European Journal
- Asf Астрофизика — Академия Наук Армянской ССР  
 Astrofizika — Akademija Nauk Armjanskoj SSR
- AsiagoContr Contributi dell'Osservatorio Astrofisico dell'Università di Padova in Asiago
- AsmIsled Астрометрические Исследования, Ташкент, «Фан», 1969  
 Astrometričeskie issledovanija, Taškent
- Astrph Astrophysics, A Topical Symposium. Ed. J. A. Hynak McGraw-Hill, New York, 1951
- AthAnnR Annual Report of the Astronomical Institutes of Greece  
 AtlasBiur Атлас открытых звездных скоплений. Москва
- Atlas diagr. Atlas otkrytyh zvezdnyh skoplenij. Moscow  
 AtlC-M Atlas of Colour-magnitude Diagrams for Open Clusters, Moscow, 1958  
 Atlas of Colour-magnitude Diagrams for Clusters and Associations, Moscow, 1963
- AttiCon Atti ... convegno. Società Astronomica Italiana — Catania  
 AttiLinc Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Rendiconti Classe di Scienze Fisiche, matematiche e naturali, Roma
- AttiSAIt Atti Riunione Società Astronomica Italiana  
 AuAsSPr Proceedings of the Astronomical Society of Australia  
 AuJPh Australian Journal of Physics  
 AusProc Proceedings of the Astronomical Society of Australia  
 AustrSci Australian Scientist  
 AZh Астрономический журнал, Академия Наук СССР  
 Astronomičeskij žurnal, Akademija nauk SSSR (see also RAJ)
- BA Bulletin Astronomique  
 BAAS Bulletin of the American Astronomical Society  
 BabMitt Mitteilungen der Sternwarte Babelsberg der Deutschen Akademie der Wissenschaften
- BabVer Veröffentlichungen der Universitätssternwarte zu Berlin-Babelsberg  
 BAC Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia  
 BAlMem Bulletin Astronomique — Mein. et var.  
 BarnKIV Kleine Veröffentlichungen der Bamberger Sternwarte  
 BAN Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands  
 BandProc Madjalah Inst. Teknol. Bandung Proc. (special issue)  
 BANSuppl Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, Supplement Series
- Barnard A Photographic Atlas of Selected Regions (M. W.) Carnegie Inst. Publ. 247, 1927
- BelAn Ann. Observ. roy. Belgique  
 BelB Bulletin de l'Académie royale de Belgique  
 BeobZ Beobachtungs-Zirkular der A. N.  
 Berk Newly Found Star Clusters, A. F. Sotterducati and H. F. Weaver, Radio Astronomy Laboratory, Berkeley, 1960
- BerSB Sitzungsberichte der Kgl. preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin
- BgdAbh Abhandlungen der Hamburger Sternwarte in Bergedorf (see also HbgAbh)  
 BgdSp Bergedorfer Spektaldurchmusterung  
 BiurPr Вираканская астрофизическая обсерватория. Ереван  
 Bjurkantskaja astrofizičeskaja observatorija. Jerevan — (preprint)
- BiurSoob Сообщения Вираканской обсерватории  
 Soobščenija Bjurakanskoj observatorii
- BigIzv Известия на секцията по астрономия  
 Izvestija na sekcijata po astronomija — Bulgarian Academy of Sciences
- BochVer Veröffentlichungen des Astronomischen Instituts der Ruhr-Universität Bochum
- BolAcad Bol. Acad. nac. cienc.  
 BolPb Pubblicazioni dell'Osservatorio astronomico universitario di Bologna  
 BonnFor Forschungsberichte der Astronomischen Institute Bonn  
 BonnVer Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Bonn

BosCont	Contributions from the Bosscha Observatory
BrasRev	Revista Brasileira de Fisica
BreslMitt	Mitteilungen der Universitäts-Sternwarte zu Breslau
BrnoC	Contributions from the Astronomical Institute of the Masaryk University — Brno, Czechoslovakia
BrnoFol	Folia Fac. Sci. Nat. Univ. Purkynianae Brunensis
BrnoPb	Astronomical Institute of University, Brno, Publications
BSAF	Bulletin de la Société Astronomique Française = L'Astronomie
BudMitt	Mitteilungen der Sternwarte Budapest — Svábhegy
CamAO	Cambridge Astronomical Observations
CanJRAS	The Journal of the Royal Astronomical Society of Canada
CanTrans	Transactions of Royal Society of Canada
CatSPVar	Каталог звезд заподозренных с переменности, Москва Catalogue of Stars Probably Variable, Moscow
CelPhot	Celestial Photographs
ChilPb	Universidad de Chile facultad de ciencias fisicas y matematicas. Departamento de astronomia. Publicaciones. Observatorio astronomico nacional, Cerro Calan, Santiago de Chile
CincPb	Publications of the Cincinnati Observatory
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
ColContr	Contributions from the Observatory of Columbia University, New York
ColVarSt	Colloquium on Variable Stars
ComAp	Comments on Astrophysics and Space Physics
CorBol	Boletin del Instituto de Matematica, Astronomia y Fisica, Córdoba
CorBoMAF	Boletín del Instituto de Matematica, Astronomia y Fisica, Universidad Nacional de Córdoba (R. A.) (Argentina)
CordPhot	Córdoba Photographs
CorObs	Observatorio de Córdoba, Tirada aparte
Cosmog	Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics
CR	Comptes Rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences, Paris
CracB	Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie, A, Mat.
CSCA	Catalogue of Star Clusters and Associations, Akadémiai Kiadó, Budapest 1970
DanMem	Memoires Acad. Copenhagen
DAOP	Publications of the Dominion Astrophysical Observatory, Victoria
DComm	Communications from the David Dunlap Observatory
Dingal	Динамика галактик и звездных скоплений. "Nauka", Alma-Ata, 1973
DoklAk	Динамика галактик и звездных скоплений Доклады Академии Наук СССР Doklady Akademii Nauk SSSR
DOP	Publications of the David Dunlap Observatory, University of Toronto
DresTZ	Wissenschaftliche Zeitschrift der Techn. Univ. Dresden
DublTr	Transactions I.R.S. Dublin
EdAnR	Report of the Astronomer Royal for Scotland
EdPb	Publications of the Royal Observatory Edinburgh
EnglMech	English Mechanics and World of Science
EnIzv	Известия Астрономической Энгельгардтской обсерватории, Издательство Казанского университета Izvestija Astronomičeskoj Engel'gardtškoj observatorii, Izdatel'stvo Kazanskogo universiteta
ESOComm	European Southern Observatory Communications
ESOProc	Proceedings of ESO/CERN Conference on Auxiliary Instrumentation for Large Telescopes, Geneva, May 2-5, 1972. Ed. S. Laustsen. Printed in Switzerland (1972)
Evolution of st.	Эволюция звезд и астрофизика. Ереван Evolucija zvezd i astrofizika, Erevan (see also: Abhandlungen aus der Sowjetischen Astronomie, Berlin, 1951, (pp. 9-32)
Extr	Extrait d'Astronomie du Bulletin Analytique du C.N.R.S.
FabraBol	Boletín del observatorio Fabra
FenSS	Societ. Scient. Fennica Communications Phys. Math.
FSElster-Geitel	Festschrift Elster-Geitel, Vieweg u. Sohn, Braunschweig

- FSHoff  
Astronomische Abhandlungen. Professor Dr. C. Hoffmeister zum 70. Geburtstage gewidmet. Leipzig, J. A. Barth, 1965
- FSPlanck  
Max-Planck-Festschrift, Berlin, 1958
- FSSeeliger  
Festschrift Seeliger, Springer, Berlin, 1924
- GazAst  
Gazette Astronomique
- GenArch  
Archives des Sciences, Genève
- GenCR  
Compte Rendu des Séances de la Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève, Nouvelle Série
- GenPb  
Publications de l'Observatoire de Genève
- GentM  
Mededeelingen van het Sterrenkundig Instituut der Universiteit te Gent
- GorUn  
Ученые записки Горьковского Государственного Университета
- GöttMitt  
Učenyje zapiski Gor'kovskogo Gosudarstvennogo Universiteta
- GöttNach  
Mitteilungen der Universitäts-Sternwarte zu Göttingen
- GöttVer  
Nachrichten der Universitäts-Sternwarte zu Göttingen
- GronPb  
Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Göttingen
- GuL  
Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory at Groningen
- HA  
Geschichte und Literatur des Lichtwechsels der veränderlichen Sterne, Berlin
- HAC  
Annals of Harvard College Observatory
- HanVer  
Harvard College Observatory Announcement Card
- HaPrP  
Veröffentlichungen der Technischen Hochschule Hannover, Astronomische Station des Geodätischen Instituts
- HB  
Publications de l'Observatoire de Haute-Provence
- HbgAbh  
Harvard College Observatory Bulletin
- HbgMitt  
Abhandlungen der Hamburger Sternwarte in Bergedorf (see also BgdAbh)
- HC  
Mitteilungen der Hamburger Sternwarte in Bergedorf
- HdbAst  
Harvard College Observatory Circular
- HdbPhys  
Handbuch der Astrophysik, Verlag von Julius Springer, Berlin
- HeidAbh  
Handbuch der Physik, Springer Verlag, Berlin
- HeidPb  
Abhandlungen der Heidelberger Akademie der Wissenschaften — Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse
- HeidVer  
Publikationen des Astrophysikalischen Instituts Königtstuhl-Heidelberg
- HelB  
Veröffentlichungen der Staatlichen Sternwarte Heidelberg-Königtstuhl
- High  
Helwan Observatory Bulletin
- HRrepr  
Highlights of Astronomy, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht, Holland
- Hyades  
Harvard Reprint
- IasiSt  
The Hyades, University of Minnesota, Minneapolis, Minn.
- IAUCol  
An stint. Univ. Iasi
- IAUSymp  
Proceedings of the IAU Colloquium
- IAUTel  
International Astronomical Union — Symposium
- IndProc  
Central Bureau for Astronomical Telegrams — International Astronomical Union, Circular
- InfBull  
Proceedings of the National Academy of Sciences of India
- InfVar  
Information Bulletin for the Southern Hemisphere
- InMet  
Information Bulletin on Variable Stars, Commission 27 of the IAU
- IntMat  
The Inner Metagalaxy, Yale University Press, USA, 1957
- IrAJ  
Interstellar Matter in Galaxies. Ed. L. Woltjer, W. A. Benjamin, New York, 1962
- IstPb  
The Irish Astronomical Journal
- IstUn  
Publications of the Istanbul University Observatory
- JapPubl  
Istanbul univ. fen. fak. mecm., Rev. Fac. sci. Univ. Istanbul
- JBAA  
Publications of the Astronomical Society of Japan
- JenaMitt  
Journal of the British Astronomical Association
- JenaR  
Mitteilungen der Universitäts-Sternwarte zu Jena
- JO  
Jenaer Rundschau
- KazANizv  
Journal des Observateurs
- KazIzv  
Известия Академии Наук Казахской ССР — Серия физ.-мат. наук
- KazIzv  
Izvestija Akademii Nauk Kazahskoj SSR — Serija fiz.-mat. nauk
- KazIzv  
Известия астрофизического института, Академия Наук Казахской ССР
- KazIzv  
Izvestija astrofizičeskogo instituta, Akademija Nauk Kazahskoj SSR

KazTr	Труды астрофизического института, Академии Наук Казахской ССР Trudy astrofizičeskogo instituta Akademii Nauk Kazahskoj SSR
KielPb	Publikationen der Sternwarte Kiel
KievIzv	Известия главной астрономической обсерватории. Академия Наук Украинской ССР Izvestija astrofizičeskogo instituta, Akademija Nauk Ukrainskoj SSR
Knowl	Knowledge and Scientific News
KolCirc	Bureau Central des Télégrammes Astronomiques IAU, Copenhagen
KobPb	Publikationer og mindre Meddelelser fra Københavns Observatorium
KönVer	Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte Königsberg Pr.
KPContr	Kitt Peak National Observatory Contribution
KrimIzv	Известия Крымской астрофизической обсерватории Izvestija Krymskoj Astrofizičeskoi observatorii
KufPb	Publikationen der Kuffner'schen Sternwarte
KyoMem	Mem. Coll. Sci. Univ. Kyoto
LaPlataSep	Separata astronomica, Observ. astr., La Plata, Argentina
LaPlataSymp	Symposium on Stellar Evolution, Astronomical Observatory, La Plata
LatvTr	Труды астрофизической лаборатории Академии Наук Латвийской ССР Trudy astrofizičeskoj laboratorii akademii Nauk Latvijkoi SSR
LatvUn	Zinātn. raksti. Latv. Univ. Ученые записки Латвийского университета Učēnye zapiski Latvijkogo universiteta
LdAn	Annals of the Observatory of Lund
LdC	Lund Observatory Circular
LdM	Meddelande från Lunds Astronomiska Observatorium
Leid	Annalen van de Sterrenwacht te Leiden
LeipVer	Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Leipzig
Lemb	Annalen v.d. Bosscha-sterrenwacht Lembang (Java)
LembCont	Contributions from the Bosscha Observatory
LembIzv	Известия Главной Астрономической обсерватории. Пулково Izvestija Glavnoj Astronomičeskoj observatorii, Pulkovo (see also PulB)
LenTr	Труды Ленинградской астрономической обсерватории Trudy Leningradskoj Astronomičeskoj observatorii
LenUn	Ученые записки Ленинградского Государственного Университета Učēnye zapiski Leningradskogo Gosudarstvennogo Universiteta
LenV	Вестник Ленинградского Университета Vestnik Leningradskogo Universiteta
LiègeColl	Liège Institut d'Astrophysique, Coll in 8°
LiègeMem	Memoirs of the Royal Society of Sciences, Liège
LOB	Lick Observatory Bulletin
LOP	Publications of the Lick Observatory
LouvPb	Publications du Laboratoire d'Astronomie et de Géodesie de l'Université de Louvain
LowB	Lowell Observatory Bulletin
LowLumSt	Low-luminosity Stars, (Proc. Symposium on Low-luminosity Stars, University of Virginia, 1968). Ed. Shiv S. Kumar. Gordon and Breach, New York, 1969
LvO	Львовский Орден Ленина Государственный Университет им. Ивана Франко, Астрономическая обсерватория, Циркуляр L'vovskij ordena Lenina gosudarstvennyj universitet im. Ivana Franko, Astronomičeskaja observatorija, Cirkuljar
LyonTr	Travaux de l'Observ. Lyon
MagCl	The Magellanic Clouds. Astrophysics and Space Science Library, Vol. 23. D. Reidel Publ. Co. Dordrecht, Holland
MagRelSt	The Magnetic and Related Stars. (Proc. AAS-NASA Symposium on Magnetic and Other Peculiar and Metallic-Line A Stars, Greenbelt, Maryland, November 8-10, 1965.) Ed. R. C. Cameron, Baltimore, 1967
MagTud	Magyar Tud. Akad. Csillagvizsg. Int. közl. Budapest
MassLoss	Mass Loss from Stars. (Proc. Second Trieste Colloquium on Astrophysics, 12-17 September, 1968.) Ed. Margherita Hack. D. Reidel Publ. Co. Dordrecht, Holland, 1969

McCoPubl	Publications of the Leander McCormick Observatory of the University of Virginia
MemMtStr	Memoirs of the Mount Stromlo Observatory
MemRAS	Memoirs of the Royal Astronomical Society
MemSAIt	Memorie della Società Astronomica Italiana, Nuova serie. Pavia
MichPb	Publications of the Observatory of the University of Michigan
MilMer	Milano-Merate Contributions
MinnObs	The Observatory, University of Minnesota
MinPub	Minnesota Publications
MittVS	Mitteilungen über veränderliche Sterne (Herausgegeben von der Sternwarte Sonneberg der Deutschen Ak. d. Wiss.)
MIN	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
MNSAfr	Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa
Molod	Молодые звездные комплексы. Астроклимат — АН Узбекской ССР, Астрономический институт, Ташкент, 1972
	Molodye zvezdnye komplekсы. Astroklimat — AN Uzbekskoj SSR, Astronomičeskij institut, Tashkent, 1972
MosAn	Annales de l'Observatoire Astronomique de Moscou
MosB	Bulletin of the Obs. Corp. SAA, Moscow
MosPed	Ученые записки Московского Государственного педагогического института им. В. И. Ленина
	Učenyje zapiski Moskovskogo gosudarstvennogo pedagogičeskogo instituta im. V. I. Lenina
MosVer	Veröffentlichungen des Russ. astrophys. Hauptobservatoriums
MtMarioContr	Osservatorio Astronomico di Roma su Monte Mario (con succursale sul Gran Sasso d'Italia-Aquila). Contributi Scientifici. Nuova Serie
MtStrMim	Mount Stromlo Observatory Mimeogram
MünAbh	Abhandlungen der Kgl. Bayerischen Akademie der Wissenschaften. II. Klasse
MünAn	München, Neue Annalen
MWComm	Mount Wilson Solar Observatory — Communications to the National Academy of Sciences
MWContr	Contributions from the Mount Wilson Observatory
MWRep	Reports of the Mount Wilson Observatory
NapContr	Osservatorio Astronomico di Capodimonte Napoli (Contributi Astronomici)
Nat	Nature
NatPhys Sc	Nature Physical Science
NatRadPub	Publications of the National Radio Astronomy Observatory
NatRRepr	National Radio Astronomy Observatory, Reprint Series
NautchInf	Научные информации. Астрономический Совет Академии Наук СССР
	Nauchnye informacii, Astronomičeskij Sovjet Akademii Nauk SSSR
NAZ	Nachrichtenblatt der Astronomischen Zentralstelle
NebInt:Mat	Nebulae and Interstellar Matter. Chicago Press, Chicago, 1968
NicPb	Publications de l'observatoire central Nicolas
Nuffic	1960 Nuffic International Summer Course in Science, the Netherlands
Nw	Die Naturwissenschaften
NWForsch	Forschungsber. Landes Nordrhein-Westfalen
NYAn	Annals of the New York Academy of Sciences
Obs	The Observatory
OdB	Bulletin des Astronomischen Observatoriums der Staatsuniversität Odessa
OsloRep	Institute of Theoretical Astrophysics, Blindern, Oslo, Report
PAAS	Publications of the American Astronomical Society
PadComm	Osservatorio Astronomico di Padova Comunicazioni e Rassegne
PadContr	Osservatorio Astronomico di Padova, Contributi
PadPub	Pubblicazioni dell'osservatorio di Padova
ParAn	Annales de l'Observatoire de Paris
ParContr	Contributions de l'Institut d'Astrophysique de Paris
ParCRAS	CR (Académie des Sciences)
ParNot	Notes et Informations, Publication de l'Observatoire de Paris
PASJap	Publications of the Astronomical Society, Japan
PASL	Astronomical Society of the Pacific, Leaflet



PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
PerZv	Переменные звезды
PerZvSup	Peremennye zvezdy Переменные звезды — Приложение, Москва Peremennye zvezdy — Priloženie, Moskva
PetB	Petersbourg Académie des Sciences, Bulletin
PetMem	Petersbourg Académie des Sciences, Memoires
PhysZ	Die Physikalische Zeitschrift
PopA	Popular Astronomy
PostAst	Postepy Astronomii, Warsaw
PotsPb	Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam
PrAkAbh	Abhandlungen der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Klasse für Mathematik und allgemeine Naturwissenschaften
Principes	Paris Conference, Principes Fondamentaux de Classification Stellaire, Centre National de la Recherche Scientifique, 1955
Principles	Principles of Stellar Dynamics, Chicago, Illinois Univ. Chicago Press, 1942
ProcIRE	Proceedings of the Institute of Radio Engineers, New York
ProcNA	Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America
ProcRS	Proceedings of the Royal Society
ProgThPh	Progress of Theoretical Physics
PrPubl	Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences, Prague
PrUnPb	Publications de l'Institut Astronomique de l'Université Charles de Prague
PulB= PulIzv	Bulletin de l'Observatoire Central à Poulkovo Известия Главной Астрономической обсерватории Пулково Izvestija Glavnoj Astronomičeskoj Observatorii, Pulkovo (see also LenIzv)
PulTr	Труды Главной Астрономической обсерватории Пулково Trudy Glavnoj Astronomičeskoj Observatorii Pulkovo
PulVer	Veröffentlichungen des Russ. Astrophys. Hauptobs.
RAS	The Quarterly Journal of the R.A.S.
RemKJVer	Russian Astronomical Journal (see also AZh)
RendEF	Kleine Veröffentlichungen der Reineis-Sternwarte Bamberg
RevA	Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica "E. Fermi"
RevPhys	Revista Astronomica
RicAst	Reviews of Modern Physics
RicSci	Ricerche Astronomiche, Città del Vaticano
RNGC	Ricerca scientifica The Revised New General Catalogue, The Univ. of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1973
ROAnn	Royal Observatory Annals
ROB	Royal Observatory Bulletin
RomMem	Roma, Memoirs Ac. Sci.
RoumB	Bull. Sect. Sci. Acad., Roumanie
RoumStud	Studii și Cercetări de Astronomie, București, Editura Academiei Republicii Socialiste România
RZh	Реферативный журнал, Астрономия — Геодезия, Москва Referativnyj žurnal, Astronomija-Geodezija, Moskva
SarPed	Ученые записки Саратовского педагогического института Učens zapiski Saratovskogo pedagogičeskogo instituta
SaT	Sky and Telescope
SächsAbh	Abhandlungen der Math.-Wiss. Kl. der Sächsischen Ak. der Wissenschaften
ScAmer	Scientific American, New York
Sci	Science
ShemCir	Циркуляр Шемахинской астрофизической обсерватории Cirkular Šemahinskoj astrofizičeskoj observatorii
SinAA	Acta Astronomica Sinica
SmContr	Smithsonian Contributions to Astrophysics, Smithsonian Institution, Washington

SmSpRep	Smithsonian Astrophysical Observatory Special Report
SonVer	Veröffentlichungen der Sternwarte Sonneberg
SpecAfIzv	Известия Специальной Астрофизической Обсерватории, Издательство «Наука», Ленинград
	Izvestija Special'noj Astrofizičeskoj Observatorii, Izdatel'stvo "Nauka", Leningrad
SpecVat	Publicazioni della Specola Vaticana
SproulPb	Sproul Observatory Publications
SSS	Star and Stellar Systems, Univ. of Chicago Press
StalB	Бюллетень Сталинабадской Астрономической Обсерватории
	Bjulleten' Stalinabadskoj Astronomičeskoj Observatorii
StAn	Stockholms Observatoriums Annaler
StAtm	Stellar Atmospheres, Ed. Jesse L. Greenstein, University of Chicago Press, 1960
StCl	Star Clusters, McGraw-Hill, New York, 1930
StelRot	Stellar Rotation. (Proc. IAU Colloquium, Ohio State University, Columbus, O., USA, September 8-11, 1969.) Ed. Arne Slettebak. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland
SternB	Bulletin of the Sternberg State Astronomical Institute
Sternh	Sternhaufen. Berlin
SternSoob	Сообщения Государственного Астрономического института им. Штернберга
	Soobščeniija Gosudarstvennogo Astronomičeskogo Instituta im. Šternberga
SternTr	Труды Государственного Астрономического института им. Штернберга
	Trudy Gosudarstvennogo Astronomičeskogo Instituta im. Šternberga
StHand	Stockholm Handlinger
StM	Stockholms Observatorium Meddelande
StPb	Stockholm Publication
StrInfB	Information Bulletin, Observatoire de Strasbourg
StRotProc	Proceedings of the IAU Colloquium on Stellar Rotation, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland 1970
Struct	Structure and Evolution of the Galaxy (Proc. NATO Advanced Study Institute, Athens, September 8-19, 1969.) Ed. L. N. Mavridis, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1971
SvArka	Arkiv för Astronomi, Stockholm
SvArkMath	Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik. Stockholm
SvNAA	Nova Acta SSU, Reg. Soc. Sci. Uppsala
SvVetH	Svenska Vetenskaps Handl.
TashB	Bulletin of the Tashkent Astronomical Observatory
TashC	Циркуляр Ташкентской Астрономической обсерватории
	Cirkuljar Taškentskoj Astronomičeskoj Observatorii
TashTr	Труды Ташкентской Астрономической обсерватории
	Trudy Taškentskoj Astronomičeskoj Observatorii
TautMitt	Mitteilungen des Karl-Schwarzschild-Observatorium Tautenburg der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin
TokAn	Annals of the Tokyo Astronomical Observatory
TokRepr	Tokyo Astronomical Observatory Reprints
TonB	Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya
TonI	Boletín del Instituto de Tonantzintla
TonIB	Bulletin of the Astronomical Observatory, Torun
ToulAn	Annales de l'Obs. Astr. et Météorol. de Toulouse
Trans	Transactions of the I.A.U.
TriCol	Proceedings of Trieste Colloquium. Ed. M. Hack, 1974
TriColCol	Colloq. late-type stars, Proc. Trieste, Ed. M. Hack, 1966
TrSov	Труды совещания по вопросам космогонии. Москва
	Trudy soveščaniija po voprosam kosmogonii. Moskva
UccleComm	Communications de l'Observatoire Royal de Belgique (Uccle)
UnC	Union Circulars, South Africa
UpAn	Uppsala Astronomiska Observatoriums Annaler
UpM	Meddelanden från Astronomiska Observatorium Uppsala
UpNA	Nova Acta of the Royal Society, Uppsala

- UralSb Сборник работ по астрономии. Уральский Государственный Университет им. А. М. Горького  
Sbornik Rabot po Astronomii, Ural'skij Gosudarstvennyj Universitet im. A. M. Gor'kogo
- UralUZ Ученые записки Уральского Государственного Университета  
Učenyje zapiski Ural'skogo Gosudarstvennogo Universiteta
- USNav Publications of the United States Naval Observatory
- USSRPhysP Publications of the Physical Institutes of USSR Academy of Sciences
- UtRA Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht
- UzC Академия Наук Узбекской ССР — Циркуляр Астрономического Института  
Akademija Nauk Uzbekskoj SSR — Cirkuljar Astronomičeskogo Instituta
- VarSt Variable Stars, Harvard Monographs No. 5
- VaSt Variable Stars. (Cecilia Payne-Gaposchkin and Sergei Gaposchkin.)  
Publ. by the Harvard Observatory, Cambridge, Massachusetts
- VatAnn Specola Vaticana Annual Report
- VatCom Specola Vaticana Comunicazione
- VilB Bulletin of the Astronomical Observatory of the Vilnius University, USSR
- Vistas Vistas in Astronomy, Ed. A. Beer
- VopAsf Вопросы астрофизики. Академия Наук Украинской ССР, Киев, СССР  
Voprosy Astrofiziki, Akademija Nauk Ukrainskoj SSR, Kiev, SSSR
- VopAsfM Вопросы астрофизики. Респ. межвед. сб.  
Voprosy astrofiziki. Resp. mezved. sb.
- VopKos Вопросы космогонии. Москва  
Voprosy Kosmogonii, Moskva
- VSGS Variable Stars and Galactic Structure. Ed. Cecilia Payne-Gaposchkin  
University of London, 1954
- WarSwP Publications of the Warner and Swasey Observatory
- WashYB Carnegie Institute, Washington, Yearbook
- WienAn Annalen der k. u. k. Sternwarte zu Wien
- WienMitt Mitteilungen der Universitäts-Sternwarte Wien
- WienSB Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften
- YaleTr Transactions of the Astronomical Observatory of Yale University
- YamCirc Yamamoto Circulars
- YerkPb Publications of the Yerkes Observatory of the University of Chicago
- ZfA Zeitschrift für Astrophysik
- ZfP Zeitschrift für Physik
- Zo-SeAn Annales de l'Observatoire Astronomique de Zō-Sō

НАУКА  
АКДЕМИЈА НАУК  
УЗБЕКСКОЈ ССР