

és az iskolás gyermekhez. Ennek tanúbizonyságát adta a FIRKÁ-ban közölt magas tudományos színvonalú, de ugyanakkor könnyen követhető és megérthető cikkeivel. Távozásával nagy veszteség érte a Babeş-Bolyai Tudományegyetemet is, elsősorban a Fizika Kar magyar tagozatát. A kar, a diákok, a kollégák őszinte barátja, önzetlen segítője volt. Hallgatóink a 2000-es években több mint 6 éven át élvezhették színvonalas elemirész-fizika előadásait, melyekért nem fogadott el semmilyen ellenszolgáltatást. Hasonlóan szerencsés helyzetben voltak a Nagyváradai Egyetem hallgatói is. Erőfeszítéseinek elismeréseként a Nagyváradai Egyetem 1999-ben díszdoktorává avatta. Fáradtságot nem kímélve, délelőtt még Debrecenben, délután már Kolozsváron tanított. Arra a kérdésre, hogyan bírja, idős korára való tekintettel, ezt a munkaritmust, a válasza „akár fát is vághatnak a hátamon, csak tanítani engedjenek”. Sajátságos humorával fűszerezett előadásainak magas tudományos színvonala nem ment a közérthetőség rovására. Nagy tudása mellett szerénysége is csodálni való volt. A kollégák mindnyájan csak Lovas Bátyóként ismerték őt. Segítőkészsége és embersége minden lépését végigkísérte.

Fájdalommal búcsúzunk a FIRKA olvasótáborra és szerkesztőbizottságra. Tisztelt Professor úr, kedves Bátyó, nyugodj békében.

Karácsony János



ismerd meg!

Tejútrendszer mentén

VIII. rész

Még egy lehetséges magyarázat lehetne: miszerint talán a csillagközi mágneses tér tartja össze az „anyag-csöveket”. A mérések szerint azonban ez igen gyenge (*fluxussűrűsége 10^9 T körül van*), elképzelhetetlen, hogy össze tudja fogni a karokban lévő anyagmennyiséget. Ha felbecsüljük a Tejútrendszer terében szóba jöhető energiaformák energiasűrűségét, az alábbiakat kaphatjuk:

6. táblázat

Energiasűrűségek a Tejútrendszerben ($\times 10^{-19}$ J/cm³)

Centrum körüli rotáció	1300,0
Mágneses mező	4,0
Kozmikus sugárzás	1,0
Elektromágneses sugárzás	0,7
Intersztelláris anyag turbulens mozgása	0,5

Tehát egyetlen lehetőségünk marad: el kell vetni a látható anyagformák és a spirálkarok egymáshoz rögzítettségének elvét – ehelyett valamilyen, időben tovaterjedő, stabil mintázatú „állapot” (*hullám-szerű zavar*) által ideiglenesen összesűrített csillag és gáz-por anyag alakítja ki a megfigyelhető spirálkarokat. Ez az ún. „sűrűség hullám” elmélet. Szokásos hasonlat szerint az egy sávra csökkentett autópálya szakasz, vagy forgalmas kereszteződés, vagy egy baleseti helyszín környékén az autók száma ideiglenesen felszaporodik (*igaz mindhárom esetben más-más hatás gerjeszti ezt a hatást*), de a kritikus hely előtt és

után is „fellazul” a forgalom, az autók átlagos távolsága megnő. Persze, mindezek a példák csak egy dimenzióban szemléltetik a jelenséget, míg a Tejútrendszernél (és más galaxisoknál is) ezek a „torlódási helyek” a síkban egy „logaritmikus” spirált rajzolnak ki – aminek oka egyelőre rejtve marad.

Megfigyelési tény, hogy a spirálgalaxisok karjai spiráljának i dőlésszöge $i = 10-40$ fok között van, a Tejútrendszeré 12 fok.

Továbbá egyelőre az sem világos, hogy van-e valamiféle időbeli fejlődési kapcsolódás a különböző mértékben nyitott vagy zárt spirálisú galaxisok között (mint ahogy Hubble sorba rendezte a klasszifikáció során őket): vajon idővel valóban összezárul-e (vagy éppen szétszűkül-e) a spirális mintázat, vagy fennmaradása alatt változatlan marad?

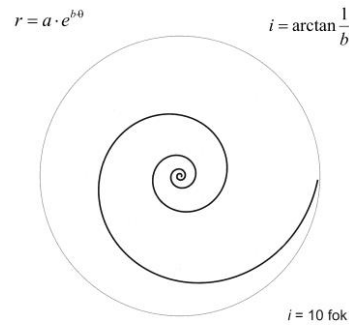
Elsőként B. Lindblad (1895-1965) próbálta megmagyarázni ezt a jelenséget. Tulajdonképpen az ő eredményeiben gyökerezik a sűrűséghullám-elmélet, bár az 1960-as évekig nem hozott a témában jelentős áttörést¹.

A Tejútrendszer rotációjának 1920-as években végzett vizsgálati alapján a centrumtól különböző távolságra lévő tartományokra/alrendszerekre osztotta a Tejút korongjának terét, amely tartományokon belül a csillagok azonos, de más tartományoktól eltérő sebességgel, mindannyian azonos forgástengely és centrum körül keringenek. Megbecsülte a Nap környezetének rotációs sebességét, és a Tejútrendszer össztömegét. Munkája közvetlenül vezetett J. Oort (1900-1992) „differenciálisan rotáló” galaktikus elméletéhez. Végül C.C. Lin és F. H. Shu dolgozta ki részletesebben a ma leginkább elfogadott magyarázatot (1964).

Eszerint a Tejútrendszer (és minden spirális galaxis) fénylő anyagának jellegzetes mintázata a csillagrendszer magja körül rotáló kvázi-stacionárius sűrűséghullám nyomán alakul ki. A sűrűséghullám az anyagsűrűség eloszlásának maximumaival esik egybe (amik egyúttal a gravitációs potenciál minimum-helyei is), itt az anyag mozgása szükségképpen lelassul – így a Tejútrendszer-beli objektumok pályamenti sebessége a keringés során periodikusan ingadozik. A létrejövő pályák két mozgás: egy nagyjából galaktocentrikus körmozgás ($\Omega(R)$ szögsebességgel) és $\chi(R)$ szögsebességű epiciklikus (adott R rádiuszú körön végigfutó középpontú ellipszis) mozgás eredői. Ezek értékei az R galaktocentrikus távolságban végbemenő szabad rezgőmozgások sajátfrekvenciáiként értelmezhetőek.

A mintázat belső és külső határai két rezonancia értékhez tartoznak: ahol a csillagok $\Omega(R)$ szögsebessége és a merevtestként rotálónak feltételezett sűrűséghullám (centrumtól való távolságtól nem függő) Ω_p szögsebessége az epiciklikus mozgás frekvenciájának felével tér el egymástól ($\Omega - \Omega_p = \pm \chi/2$ - ezek az ún. belső és külső Lindblad-rezonancia helyek).

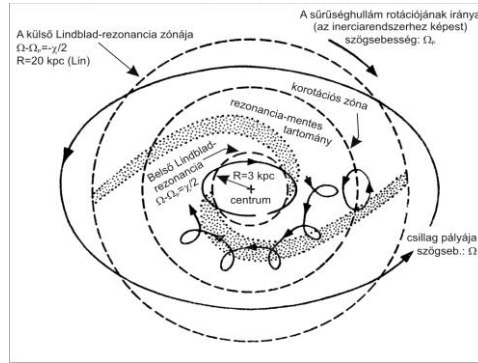
¹ Ne felejtjük el, hogy valószínűleg azért, mert a spirális szerkezet addig még ismeretlen volt!



24. ábra

A „logaritmikus spirál” polárkoordinátás kifejezése (a és b önkényes racionális számok). A görbe érdekessége, hogy tetszőleges pontjában az érintő és az adott ponttól a centrumhoz húzott egyenes közötti hajlásszög (a spirál „dőlésszöge”) állandó, értéke: i

Természetesen szükségképpen lesz a két határ között egy olyan tartomány, ahol a két sebesség megegyezik, ez az ún. „korotáció” övezete, az itt keringő csillagok, és csillagközi anyag a sűrűség hullámmal azonos sebességgel kering. Ettől bentebb a centrum felé, az anyag időről időre „utolér” egy spirálkart, majd lelassulva áthalad rajta, és kijutva belőle ismét felgyorsul. Kintebbi régiókban keringő objektumokat pedig időről időre a sűrűség hullám éri utol, majd hagyja le. Az egészhez egy helytálló Tejútrendszer-tömegeloszlási modellből kell kiindulni (*Lin-ék az akkoriban ismert legjobbban, M. Schmidt modelljét vették alapul számításaikban*¹).



25. ábra

A Lindblad-féle epicyklikus pályák, és rezonanciahelyek a sűrűség hullámmal együtt forgó koordináta-rendszerben (torzított méretarányú ábra)

forrás: Marik: Csillagászat

Egy kezdeti forgásszimmetrikus sűrűségeloszláshoz hozzáadódó kicsiny sűrűségi zavar perturbációja által létrejövő, időben változó sűrűségeloszlást a mechanika ide vonatkozó differenciál-egyenleteinek (a csillagok eloszlására a Liouville-egyenlet, kontinuitási egyenlet, Euler- és Poisson-egyenlet), valamint a gáz és por eloszlására a hidrodinamika egyenleteinek megoldásai adják. Kimutatható, hogy stacionárius megoldás csak

$$\Omega - \frac{\chi}{m} < \Omega_p < \Omega + \frac{\chi}{m}$$

teljesülése esetén létezik (*m* a spirálkarok száma). Tehát spirálkarok a Tejútrendszerben (és más spirális galaxisban is) csak a centrumtól számított adott szélességű gyűrűben maradhatnak fenn tartósan. Ez $m > 2$ értékekre igen keskeny, ezért nem meglepő, hogy Tejútrendszerünknek is, és a legtöbb spirálgalaxisnak két spirálkarja van. További karok, karívek csak a rezonancia-zónákon kívül létezhetnek, ahol Ω és χ már alig tér el egymástól, és a centrumtól mért távolsággal már alig (ill. igen lassan) változik.

Lin csoportja a spirális minta szögsebességére 13-14 km/s/kpc értéket, a belső Lindblad-rezonancia rádiuszára 3 kpc-et, a „korotációs zóna” centrumtól mért távolságára 16-17 kpc-et kapott (a Nap helye náluk 10 kpc távolságban van). Később L. S. Marochnik és munkatársai a számítások során figyelembe veendő tömegeknél (a Tejútrendszer fentebb már taglalt alrendszeireinek igen eltérő sebesség-diszperziója miatt) csak az I. populációs objektumok tömegeloszlását vették figyelembe², és ezzel $\Omega_p = 23 \pm 3$ km/s/kpc értéket kaptak – amely sokkal jobban illeszkedik a megfigyelésekhez. A korotációs övezet náluk körülbelül a Nap centrumhoz képest elfoglalt helyével esik egybe.

Bármennyire is kedvezőek a feltételek a hatalmas kiterjedésű sűrűség hullám fennmaradásához, valamekkora energiadiSSIPációval mindig kell számolnunk. J. H. Oort és

¹ Ez a fősíkra merőleges egységnyi alapterületű oszlopokba foglalt anyagmennyiség fősíkra vetítéséből előálló $\mu(R)$ függvény formájában kezelhető. A Napunk távolságában értéke Schmidtnél: $\mu(R_{Nap}) = 114 M_{Nap}/pc^2$.

² Ez a Nap környezetében a Schmidt-féle modell értékénél lényegesen kisebb: $\mu(R_{Nap}) = 40 M_{Nap}/pc^2$

munkatársai 1972-ben rámutattak, hogy ez a rezonancia tartományok térségében kb. 10^{39} J/év, amit valaminek biztosítani kell, hogy ilyen hosszú időn keresztül fennmaradjon a mintázat. Ennek az energiaveszteséget pótló mechanizmusnak az okait (*forrását*) a külső Lindblad-rezonancia esetében a Tejútrendszer legkülső térségeiben, a belső rezonancia tartomány tekintetében pedig nyilvánvalóan a centrum környékén kell keresni.

A sűrűség hullám-elmélet érdekes következménye, hogy a spirális alakú gravitációs potenciál-gödörbe hulló intersztelláris anyag szükségképpen valamilyen mértékben össze is nyomódik, ezzel segítve a csillagképződés feltételeit – mintegy gerjesztve azt. Könnyebben és több helyen el tudják érni a por-gáz komplexumok a kritikus sűrűséget, így számtalan helyen megindul a kontrakció¹. Talán emiatt is van, hogy döntően a spirálkarokban folyik csillagkeletkezés. A Tejútrendszer és más galaxisok spirálkarjainak feltűnő, kontrasztos képét a bennük lévő nagy számú, nagy luminozitású fiatal forró csillagok tömege alakítja ki – míg a korongban nagyjából egyenletesen, a spirálkarok között is eloszló halvány, öreg törpe csillagok tömege által időegység alatt kisugárzott fény mennyiség messze elmarad ettől.

Végül megjegyzendő, hogy az általánosan elfogadott sűrűség hullám-elméletnek is vannak még tisztázatlan kérdései, és mellette léteznek konkurens elméletek is a spirális mintázat magyarázatára (*pl. a csillagkeletkezési helyek sztochasztikus tovatérésén alapuló elmélet*), de ezek egyelőre sokkal több problémával küzdenek, mint a Lin-elmélet.

Hegedüs Tibor

Virtuális valóság

II. rész

A VR története

A virtuális valóság története talán a *sztereoszkópiával* kezdődik. Sztereoszkópia az a jelenség, amikor a két szem számára külön-külön állítjuk elő a megfelelő kétdimenziós képet, amelyek összerakva azt az érzetet keltik, hogy a tárgy három dimenzióban van előttünk.

Charles Wheatstone (Gloucester, 1802. február 6. – Párizs, 1875. október 19.) angol feltaláló 1838-ban megalkotta az első sztereoszkópikus nézőszemüveget.

A jelenségről így írt: „*Az elme egy háromdimenziós képet kap a tárgyról a retinákra érkező két eltérő kép vetülettének segítségével*”. Wheatstone vette észre, hogy mivel mindkét szem kissé eltérő horizontális helyzetből látja a világot, a szemekbe érkező kép eltér. Ő adott elsőként észlelési bizonyítékot arra, hogy két lapos képből létre lehet hozni a sztereoszkópikus mélység élnék élményét.

¹ Ennek mértékét nem valami szörnyen nagyoknak kell elképzelni! Pusztán mintegy 10%-nyi. Ez azonban elég lehet az amúgy is a kritikus sűrűség közelében lévő felhő-csomósodások kritikus sűrűség fölé jutásához, és a kaszkád-szerű csillagképződési hullám beindulásához!