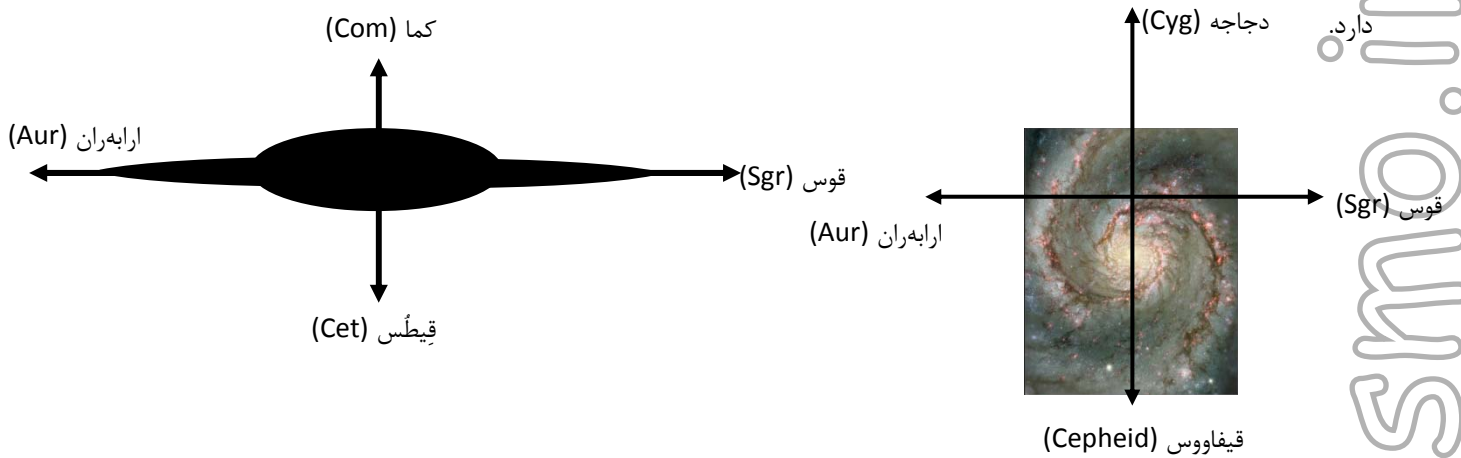


اندازه، شکل و ساختار کهکشان راه شیری

کهکشان راه شیری یکی از صدها میلیون کهکشان موجود در عالم است که ما در آن زندگی می‌کنیم. مطالعه‌ی این کهکشان هم به لحاظ محل زندگی ما و هم به جهت مطالعه دیگر کهکشان‌ها از اهمیت زیادی برخوردار است. از روی زمین تابستان و پاییز بهترین زمان برای رصد راه شیری در شب است. از نظر رصدی، از روی زمین، مرکز دیسک کهکشان در راستای صورت فلکی قوس^۱ قرار دارد.



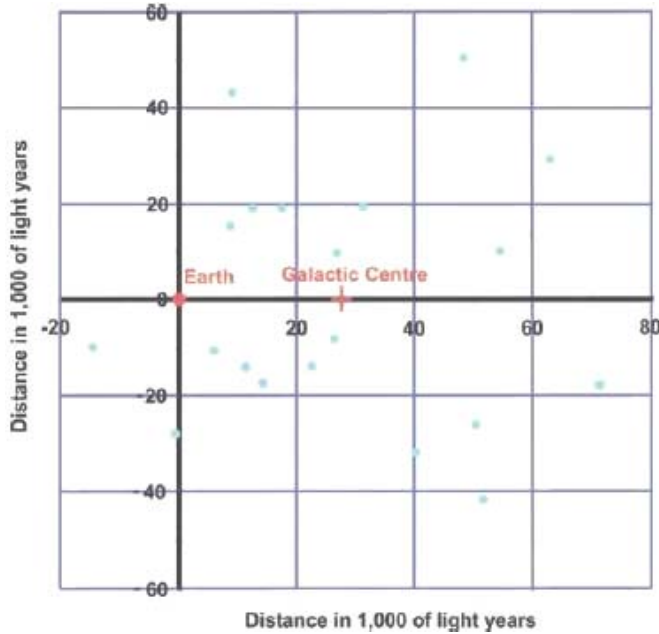
اولین بار هارلو شپلی ابعاد کهکشان را با سنجش فاصله‌ی ۱۰۰ خوشه کروی مربوط به کهکشان راه شیری اندازه گرفت. وی دریافت که خوشه‌های کروی یک توزیع کروی دارند که مرکز قاعدتاً باید همان مرکز کهکشان باشد، و استنتاج کرد که خورشید حدود ۳۰۰۰۰ سال نوری از مرکز فاصله داشته باشد و قطر کهکشان نیز حدود ۱۰۰۰۰۰ سال نوری است. تصویر ۱ یک برش عرضی از کهکشان را به همراه موقعیت خوشه‌های کروی مشاهده شده توسط شپلی را نشان می‌دهد.

فاصله خورشید از مرکز کهکشان Solar Galactocentric distance نامیده می‌شود و با نماد R_0 نشان داده می‌شود. شپلی اولین بار این فاصله را ۱۵kpc تخمین زد. اندازه‌گیری‌های اخیر این فاصله را حدود ۸kpc تخمین می‌زند.

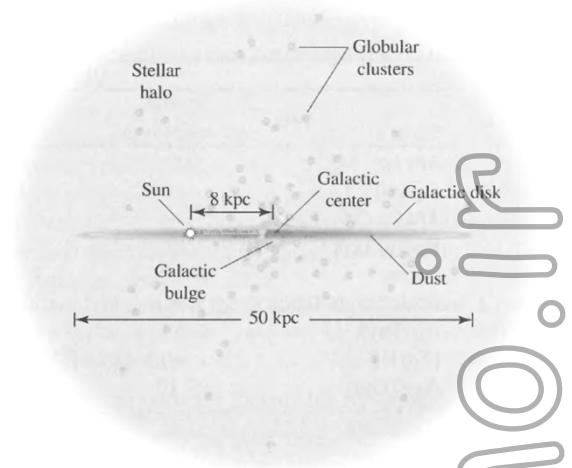
$$R_0 = 8kpc$$

قطر کامل دیسک کهکشان راه شیری، شامل گاز، غبار و ستاره‌ها حدود ۵۰ kpc است. به نظر می‌رسد که دیسک کهکشان تقارن کاملاً استوانه‌ای ندارد بلکه تقریباً بیضوی است که نسبت قطر بزرگ به کوچک آن حدود ۰/۹ است.

1 - Sagittarius



تصویر ۱



ما امروزه معتقدیم که خورشید ۲۷/۷ هزار سال نوری از مرکز کهکشان فاصله دارد، با استفاده از روش‌های اسپکتروسکوپی و اندازه‌گیری حرکت خورشید نسبت به خوشه‌های کروی، محاسبه کرده‌ایم که خورشید حول مرکز کهکشان با سرعت تقریبی 220 km s^{-1} می‌چرخد، که حدود ۲۳۰ میلیون سال طول می‌کشد تا حول مرکز کهکشان بگردد. به نظر می‌رسد بخش‌های مرکزی کهکشان مانند یک جسم صلب حرکت می‌کنند به طوری که سرعت چرخش با افزایش فاصله از مرکز زیاد می‌شود. اندازه‌گیری سرعت چرخش ستاره‌ها و گاز به دور مرکز کهکشان به صورت تابعی از فاصله «منحنی چرخش کهکشانی» تولید می‌کند.

اما ساختار کهکشان چگونه است؟ هیدروژن خنثی (H I) خط طیفی با طول موج ۲۱ cm تابش می‌کند. رصدهای رادیویی این خط طیفی در امتداد صفحه‌ی کهکشان نشان می‌دهند که گاز داخل دیسک کهکشان به طور یکنواخت متراکم نشده بلکه به شکل ابرهایی متراکم شده که سرعت‌شان با استفاده از انتقال دوپلر تعیین می‌شود. با استفاده از این داده‌ها یک نقشه استخراج می‌شود که موقعیت ابرهای گازی را نشان می‌دهد و به این طریق یک الگو از بازوهای مارپیچی پدید می‌آید که نشان می‌دهد ما در یک کهکشان مارپیچی شبیه به کهکشان همسایه‌مان، آندرومدا زندگی می‌کنیم.

یک سیاه‌چاله ابر پر جرم در مرکز کهکشان

با این‌که مرکز راه شیری در طول موج‌های نوری توسط غبار پوشانده شده، اما در طول موج‌های رادیویی ما قادریم با دقت به مرکز بنگریم و منجمان یک منبع رادیویی بسیار متراکم به نام Sgr A^* در صورت فلکی قوس یافته‌اند که معتقدیم نشانه‌هایی از مکان یک سیاه‌چاله ابر پر جرم در مرکز راه شیری است. اما چطور می‌توانیم مطمئن شویم که چنین چیزی وجود دارد؟ همان‌طور که ما جرم خورشید را با دانستن سرعت مداری زمین و فاصله‌اش از خورشید محاسبه کردیم، می‌توانیم جرم Sgr A^* را با اندازه‌گیری

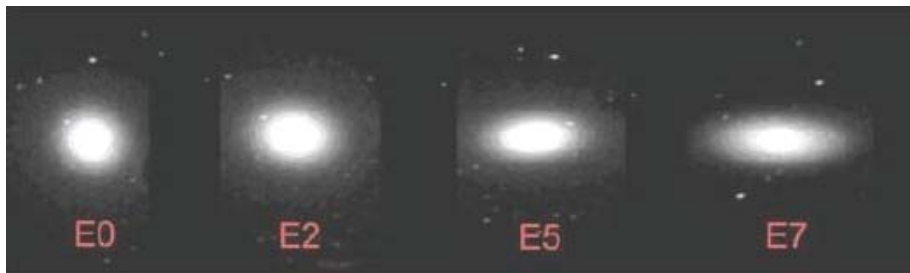
سرعت ستاره‌ها در مدارهایی به دور آن و با فواصل نزدیک اندازه بگیریم. با این روش‌ها جرم سیاه‌چاله مرکز راه شیری بین $3/2$ تا 4 میلیارد برابر جرم خورشید که در حجمی به اندازه‌ی یک سوم مدار زمین متراکم شده است.

کهکشان‌های دیگر

کهکشان‌ها، که در ابتدا «سحابی سفید» نامیده می‌شدند چند صد سال مشاهده می‌شدند اما تا اوایل قرن بیستم بر سر این که این اجرام داخل کهکشان ما قرار دارد یا ورای آن تا زمان اندازه‌گیری فاصله‌ی متغیرهای قیفاووسی‌ها^۲ بحث و جدل بود. قیفاووسی‌ها اجرامی بیرون کهکشان هستند و امروزه در نقاط مختلف کیهان رصد می‌شوند. اولین بار هابل کهکشان‌ها را بر حسب نوع به دسته‌هایی تقسیم کرد. هم‌چنان که کهکشان‌های بیشتری کشف شد معلوم شد که کهکشان‌ها گروه‌ها یا خوشه‌های کهکشانی را تشکیل می‌دهند.

کهکشان‌های بیضوی

این نوع کهکشان‌ها بیضوی^۳ شکل مانند یک توپ راگی هستند. این نوع از کهکشان‌ها از کهکشان‌هایی که به نظر کاملاً دایره‌ای دیده می‌شوند که هابل E0 تا E7 نامید تا E7 که بسیار کشیده هستند گستره دارند (تصویر ۲).



تصویر ۲

این دسته بندی تنها یک دسته بندی مشاهده‌ی است و لزوماً میزان کشیدگی واقعی کهکشان را بیان نمی‌کند. درون خوشه‌های کهکشانی بزرگ یک یا چند کهکشان بیضوی مشاهده می‌شود. کهکشان‌های بیضوی بیش از 10^{13} برابر خورشید جرم دارند و در یک حجم حدود ۹ برابر کهکشان ما حدود ۳۰۰۰۰۰ سال نوری گستردگی دارند. احتمالاً این نوع از کهکشان‌ها حاصل برخورد چند کهکشان کوچک‌تر هستند. این‌ها پر جرم‌ترین نوع کهکشان‌ها و نسبت به بقیه کهکشان‌ها نادرتر هستند. نکته جالب پیرامون بیضوی‌ها این است که هیچ ستاره‌ی جوانی درون آن‌ها یافت نمی‌شود و فرآیند زایش ستاره در آن‌ها متوقف شده؛ تمام گاز و غبار کهکشان در گذشته صرف تشکیل ستاره‌ها شده است. کهکشان‌های بیضوی حدود یک سوم از کل کهکشان‌های کیهان به شمار می‌روند.

² - Cepheid variables

³ - Elliptical

کهکشان‌های مارپیچی

این نوع از کهکشان‌ها ساختار مارپیچی مسطح دارند. کهکشان‌های مارپیچی^۴ اکثریت کهکشان‌های درخشان‌تر را تشکیل می‌دهند. هابل مارپیچی‌ها را به چهار نوع: SO, Sa, Sb, Sc دسته بندی کرد. کهکشان‌های SO اغلب کهکشان‌های «عدسی‌گون»^۵ نامیده می‌شوند، چون هسته‌های بسیار بزرگ دارند با بازوهای مارپیچی بسیار پیچ خورده که به سختی قابل تشخیص‌اند. همان‌طور که به نوع Sc نزدیک می‌شویم، هسته‌ها نسبتاً کوچک‌تر شده و بازوها بازتر می‌شوند. در بسیاری کهکشان‌ها بازوهای مارپیچی از هر دو انتهای یک میله‌ی مرکزی گسترش می‌یابند. این نوع «مارپیچی‌های میله‌ای»^۶ نامیده می‌شوند و با SBA, SBB, SBC مشخص می‌شوند. تصور می‌شود که کهکشان‌های راه شیری از نوع Sb یا Sc باشد اما شواهدی وجود دارد که می‌گوید یک میله دارد که آن را در دسته SBb یا SBC قرار می‌دهد. کهکشان‌های SO، مانند کهکشان‌های بیضوی، به نظر نمی‌رسد که نواحی تشکیل ستاره داشته باشند، اما به سمت انواع Sc یا SBC که می‌رویم، گاز و غبار بیشتری دارند و نواحی تشکیل ستاره‌ای فعال دارند که ستاره‌های جوان دسته O و B در آن‌ها مشاهده شده‌اند.

تصاویر رنگی یک اختلاف رنگ بارز بین هسته مرکزی و بازوهای مارپیچی را نشان می‌دهند. هسته رنگ زرد-نارنجی کم رنگ دارد، در حالی که بازوهای مارپیچی مایل به آبی هستند. رنگ هسته نشان می‌دهد که ستاره‌های این ناحیه پیر هستند، چرا که ستاره‌های زرد، نارنجی و قرمز عمر طولانی دارند. برعکس، بازوها دارای ستاره‌های جوان آبی رنگ زیادی هستند.

ماده تاریک

در دهه ۱۹۷۰ مساله‌ی پیرامون دینامیک کهکشان‌ها روشن شد. رابین^۷ نور تابش شده از نواحی HII (ابراهی یونیزه شده از هیدروژن مانند سحابی آریون^۸) در تعدادی از کهکشان‌های مارپیچی مشاهده نمود. این نواحی HII با ستاره‌ها و دیگر مواد مرئی در کهکشان حرکت می‌کنند اما، چون بسیار درخشان هستند، راحت‌تر از دیگر مواد مرئی مشاهده می‌شوند. نواحی HII خط طیفی آلفای هیدروژن بسیار قرمز تابش می‌کنند. با اندازه‌گیری انتقال دوپلری در این خطوط طیفی رابین نمودار سرعت آن‌ها حول مرکز کهکشان را بر حسب فاصله از مرکز رسم کرد. او انتظار داشت که ابرهایی که در فاصله بسیار بیشتری از مرکز قرار دارند با سرعت کم‌تری حول مرکز بگردند- درست مانند سیاره‌های خارجی‌تر منظومه شمسی که کندتر حول خورشید می‌گردند. این حرکت حرکت کپلرس است، که سرعت گردش با مجذور فاصله کاهش می‌یابد. اما رابین با تعجب بسیار دریافت که سرعت گردش ابرها نه تنها کاهش نمی‌یابد بلکه در برخی موارد افزایش نیز می‌یابد. البته تمام جرم کهکشان در مرکز واقع نشده اما باز هم انتظار داریم سرعت چرخش با افزایش شعاع کاهش یابد اگر چه این کاهش سرعت کندتر از زمانی است که تمام جرم در مرکز واقع باشد. برای مثال، سرعت چرخش خورشید حول مرکز راه شیری حدود 160kms^{-1} مورد انتظار است اما در واقع 220kms^{-1} است. تنها راه برای توضیح این نتایج یا این است که ستارگان مرئی و دیگر اجرام نورانی توسط یک هاله کهکشانی^۹ عظیم که از ماده‌ای غیر قابل

4 - Spiral galaxies

5 - Lenticular

6 - Barred spirals

7 - Vera Rubin

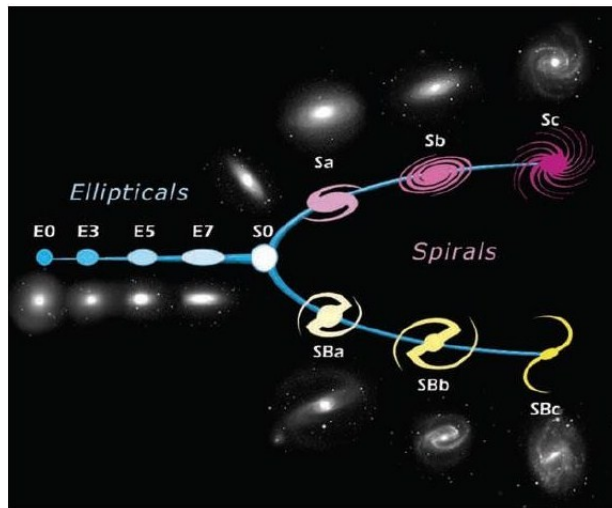
8 - Orion nebula

9 - Galactic halo

مشاهده تشکیل شده احاطه شده باشند و یا این که قانون گرانش نیوتن برای مقیاس‌های بزرگ صادق نیست. ماده نامرئی، که اثرات گرانشی‌اش از مشاهدات رابین کشف شد، «ماده تاریک»¹⁰ نام دارد. شکل اصلاح شده‌ی قانون نیوتن MOND¹¹ نامیده می‌شود که اولین بار میلگرم در ۱۹۸۱ پیشنهاد داد. میلگرم به این نکته توجه کرد که قانون دوم نیوتن ($F = ma$) وقتی برای نیروی گرانشی به کار می‌رود فقط برای شتاب‌های گرانشی بسیار زیاد تأیید شده و هرگز برای شتاب‌های بسیار کوچک - برای ستارگان لبه کهکشان که نیروهای گرانشی خیلی ضعیف است - تصدیق نشده است. با انتخاب مناسب پارمترها منحنی چرخشی کهکشان‌ها به دقت با نظریه‌ی MOND مدل می‌شود؛ البته، کار بسیار دشوار این است که دیگر مشاهداتی دلایلی بر وجود ماده تاریک هستند را توجیه کنیم و شاید MOND با وجود این مشاهدات محکم نتواند مقابله کند.

طبقه بندی کهکشان‌ها توسط هابل

به صورت یک طرح‌واره دسته بندی هابل از کهکشان‌ها که به آن «چنگال میزان‌سازی هابل» می‌گویند در شکل زیر نشان داده شده است. هابل اعتقاد داشت، کهکشان‌ها بر حسب سن، از انتهای چپ چنگال به سمت راست تحول می‌یابند. بنابراین او کهکشان‌های بیضوی را «کهکشان‌های اولیه» نامید و کهکشان‌های مارپیچی را «کهکشان‌های اخیر». این ایده درست نبود به این دلیل که کهکشان‌های مارپیچی چرخش دارند، و بنابراین تکانه زاویه‌ای دارند، در حالی که کهکشان‌های بیضوی چرخش ندارند. هیچ راهی وجود ندارد که کهکشان‌های بیضوی ناگهان تکانه زاویه‌ای کسب کنند و تحول یافته و تبدیل به کهکشان‌های مارپیچی شوند. اما احتمال دارد که از برخورد کهکشان‌های مارپیچی کهکشان‌های بیضوی غول پیکر پدید آمده باشند.



تصویر ۳

Ian Morison/ Introduction to Astronomy and Cosmology

¹⁰ - Dark matter

¹¹ - MODified Newtonian Dynamics

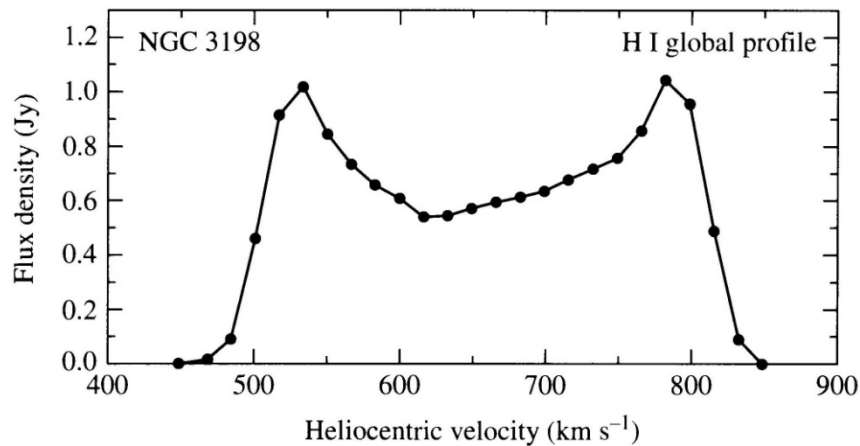
منحنی چرخش کهکشان‌ها

واضح است که یافتن توزیع ماده نورانی در یک کهکشان، توزیع ماده تاریک درون کهکشان را آشکار نمی‌کند. یک ابزار مستقیم برای تعیین توزیع تمامی مواد، هم درخشان و هم تاریک، منحنی چرخش^{۱۲} کهکشان است. مثال‌هایی از منحنی چرخش، که روی گروه‌های کهکشانی با یک قدر مطلق مشخص M_B و دسته‌هایی در شکل بعد نشان داده شده است.

... ناقص

رابطه‌ی تالی - فیشر

همان‌طور که از نمودار دیده می‌شود بین درخشندگی یک کهکشان مارپیچی و بیشینه سرعت چرخش آن رابطه وجود دارد. این همبستگی که امروزه به نام رابطه تالی - فیشر^{۱۳} شناخته می‌شود، اولین بار در ۱۹۷۷ توسط برنت تالی و ریچارد فیشر وقتی که پهن‌شدگی دوپلر در خط طیفی ۲۱ cm که از هیدروژن خنثی تابش می‌شود را در یک نمونه از کهکشان‌های مارپیچی بررسی می‌کردند بدست آمد. وقتی خط ۲۱ cm بر روی کل پهنه‌ی کهکشان در یک زمان نمونه‌گیری می‌شود، این خط معمولاً یک قله دو تایی نشان می‌دهد.



تصویر ۴

این قله دو تایی به دلیل منحنی چرخش تخت کهکشان است که معمولاً بیشترین سرعت چرخش را در بخش تخت منحنی دارد. از آنجایی که مقادیر زیادی از HI در چرخش با بیشینه سرعت شرکت می‌کنند، چگالی شار در این مقدار بیشینه است. قله دو تایی به دلیل این است که یک بخش از دیسک به سمت ناظر می‌چرخد، سبب انتقال به آبی می‌شود و بخش دیگر دیسک که از ناظر دور می‌شود انتقال به آبی نشان می‌دهد. سرعت شعاعی متوسط کهکشان نسبت به ناظر میانگین مقدار دو قله است.

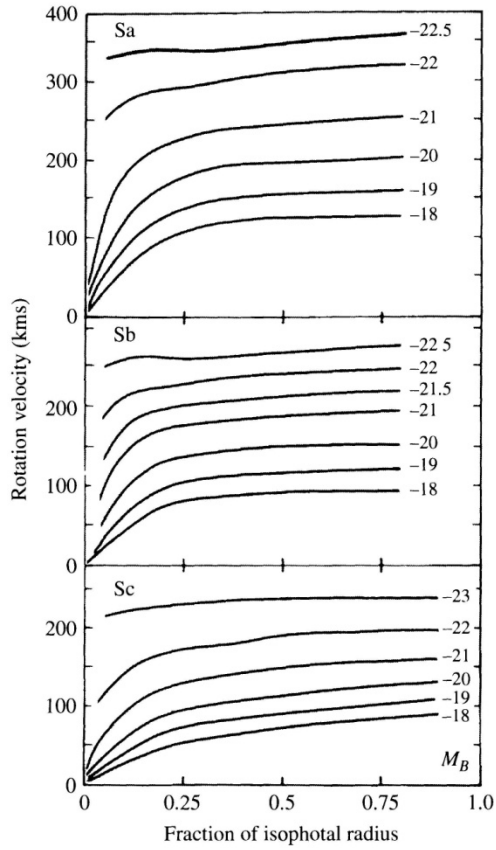
انتقال طول موج قله $\Delta\lambda$ نسبت به طول موج سکون با این رابطه داده می‌شود

12 - Rotation curve

13 - Tully- Fisher relation

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{rest}} \approx \frac{v_r}{c} = \frac{V \sin i}{c}$$

در این رابطه، v_r سرعت شعاعی، و i زاویه شیب بین خط دید ناظر و راستای عمود بر صفحه کهکشان ($i = 90^\circ$ برای وقتی است که به لبه کهکشان نگاه می‌کنیم) است.



تصویر ۵

نسبت جرم به نور

بر اساس داده‌های بدست آمده از شمارش ستاره‌ها و حرکت مداریشان، جرم ستاره‌ای تخمین زده شده برای دیسکِ نازک تقریباً $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ است به اضافه‌ی جرم گاز و غبار $0.5 \times 10^{10} M_{\odot}$. درخشندگی در باند طول موج آبی هست $L_B = 1.8 \times 10^{10} L_{\odot}$. این کمیت اگر جرم کهکشان را درخشندگی‌اش تقسیم کنیم کمیت نسبت جرم به نور¹⁴ بدست می‌آید: $M / L_B \approx 3 M_{\odot} / L_{\odot}$. این کمیت اطلاعات جالبی پیرامون نوع ستاره‌هایی که منشاء درخشندگی هستند می‌دهد.

از اختریف فیزیک می‌دانیم که در امتداد رشته‌ی اصلی ستارگان، درخشندگی ستاره با جرم آن رابطه دارد

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

که برای بالاتر از حدود $0.5 M_{\odot}$ مقدار $\alpha \approx 4$ است و برای ستارگان کم جرم‌تر $\alpha \approx 2.3$ است. اگر فرض کنیم اغلب ستارگان دیسکِ کهکشان جزء رشته اصلی هستند، یک جرم میانگین برای ستارگان قابل محاسبه است. با جای گذاری نسبت جرم به نور مشاهده شده و حل معادله برای جرم، داریم

$$\langle M \rangle = 3^{1/(1-\alpha)} M_{\odot}$$

اگر فرض کنیم $\alpha \approx 4$ بدست می‌آوریم $\langle M \rangle \approx 0.7 M_{\odot}$.

درخشندگی باند آبی بخش ضخیم دیسک حدود $2 \times 10^8 L_{\odot}$ یا ۱٪ از جرم دیسکِ نازک است. جرم دیسکِ ضخیم نیز احتمالاً حدود $4 \times 10^9 M_{\odot} - 2$ است که تقریباً ۳٪ از جرم دیسکِ نازک است.

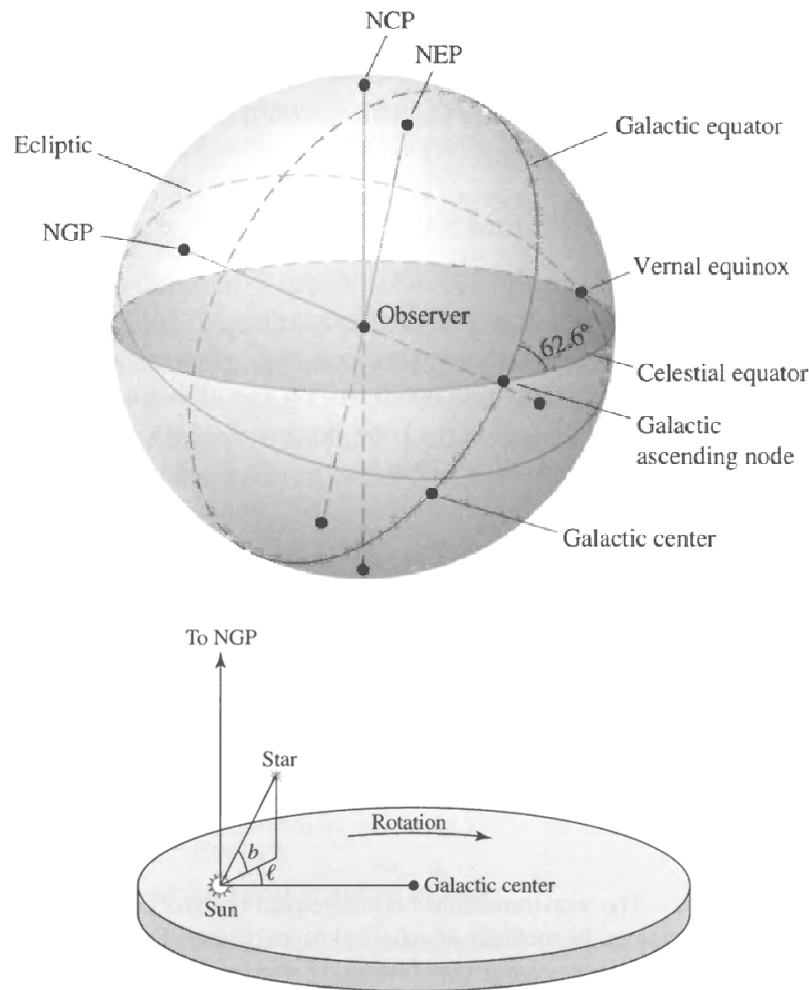
دستگاه مختصات کهکشانی

صفحه میانی کهکشان در امتداد استوای سماوی واقع نشده بلکه با آن زاویه‌ی 62.87° می‌سازد. وقتی می‌خواهیم از ساختار و حرکت کهکشانِ راه شیری صحبت کنیم بهتر است که از دستگاه مختصات کهکشانی که بر اساس تقارن صفحه کهکشان بنا شده استفاده کنیم.

از برخورد صفحه میانی کهکشان با کره سماوی یک دایره عظیمه (البته این شکل دقیقاً یک دایره عظیمه نیست، چون خورشید دقیقاً در صفحه میانی نیست و حدود ۳۰ pc بالاتر از صفحه قرار دارد) تشکیل می‌شود که استوای کهکشانی نام دارد. عرض کهکشانی (b) و طول کهکشانی (l) از نقطه مرجع که خورشید است در نظر گرفته می‌شود. عرض کهکشانی بر حسب درجه به صورت شمال و جنوب نسبت به استوای کهکشانی در امتداد یک دایره عظیمه که از قطب شمال کهکشان عبور می‌کند اندازه

¹⁴ - Mass-to-light ratio

گرفته می‌شود. طول کهکشانی (که آن هم بر حسب درجه است) در راستای شرق در امتداد استوای سماوی، با شروع از نزدیکی مرکز کهکشان تا نقطه‌ی برخورد با دایره‌ی عظیمه‌ای است که عرض جغرافیایی با آن تعریف شد.



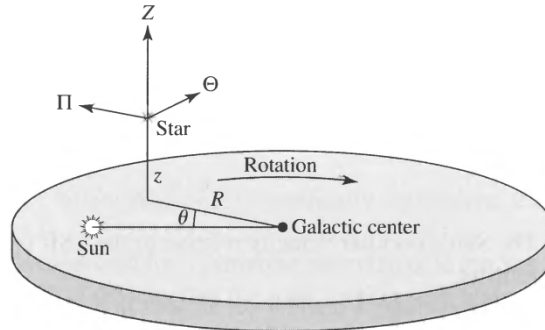
دستگاه مختصات استوانه‌ای برای حرکت‌های کهکشانی

اگرچه دستگاه مختصات کهکشانی برای نشان دادن موقعیت اجرام درون کهکشان از دید ناظر زمینی انتخاب مناسبی است اما برای مطالعه دینامیک کهکشان مختصات خوبی نیست. یک دلیل این است که خورشید مبدأ دستگاه کهکشانی است، و خودش نسبت به مرکز کهکشان حرکت دارد. به علاوه، دستگاه مختصاتی که بر روی خورشید باشد یک چارچوب مرجع ناخست نسبت به حرکات کهکشانی پدید می‌آورد.

بنابراین برای تکمیل دستگاه مختصات کهکشانی، یک دستگاه مختصات استوانه‌ای را بر می‌گزینیم که مرکز آن بر مرکز کهکشان منطبق است. در این دستگاه مختصه شعاعی R به سمت بیرون افزایش می‌یابد، مختصه زاویه‌ای در جهت چرخش کهکشان است، و مختصه عمودی Z به سمت شمال افزایش می‌یابد. مولفه‌های سرعت متناظر به صورت سنتی این‌طور نشان داده می‌شوند

$$\Pi \equiv \frac{dR}{dt}, \quad \Theta \equiv R \frac{d\theta}{dt}, \quad Z \equiv \frac{dz}{dt}$$

توجه نمایید که این انتخاب جهت‌ها یک دستگاه مختصات چپ‌گرد را نتیجه می‌دهد. این امر به دلیل این است که وقتی از قطب شمال کهکشانی نگاه می‌کنیم، کهکشان ساعت‌گرد می‌چرخد.



تصویر ۶- مختصات استوانه‌ای کهکشان

برای مطالعه‌ی حرکت خورشید و دیگر ستارگان نزدیک به خورشید، ابتدا استاندارد سکون محلی دینامیک^{۱۵} (یا LSR دینامیک) را به عنوان نقطه‌ای تعریف می‌کنیم که به طور لحظه‌ای روی خورشید واقع باشد و در یک مدار دایره‌ای کامل در امتداد دایره‌ی خورشیدی حول مرکز کهکشان حرکت کند. یک تعریف دیگر برای LSR، استاندارد سکون محلی جنبشی است که بر اساس حرکت متوسط ستارگان در همسایگی خورشید است. اگرچه با تعریف درست ستارگان مرجع، LSRهای جنبشی و دینامیک به خوبی با هم تطابق دارند، اما می‌توان نشان داد که LSR جنبشی عقب‌تر از LSR دینامیک می‌ماند. در ادامه مباحث، منظور ما از LSR، LSR دینامیک است.

مؤلفه‌های سرعت LSR باید باشند

$$\Pi_{LSR} \equiv 0 \quad \Theta_{LSR} \equiv \Theta_0 \quad Z_{LSR} \equiv 0$$

که $\Theta_0 \equiv \Theta(R_0)$ سرعت در فاصله کهکشانی مرکزی خورشیدی R_0 است. توجه نمایید که وقتی یک بار LSR انتخاب شود، خورشید بلافاصله شروع به دور شدن از آن می‌کند، که حاکی از این است که ما نیاز داریم به طور مؤثر و مداوم نقطه مرجع را باز تعریف نماییم. در واقع این مشکل جدی نیست چرا که خوشبختانه دوره تناوب مداری ۲۳۰ میلیون ساله‌ی LSR در مقایسه با زمان فعالیت مشاهدات رصدی پیشرفته آن قدر طولانی است که اثر این حرکت اصلاً محسوس نیست.

سرعت یک ستاره نسبت به LSR به عنوان **سرعت خاصه**^{۱۶} ستاره شناخته می‌شود و به این صورت داده می‌شود

15 - Dynamical local standard of rest (dynamical LSR)

16 - Peculiar velocity

$$\mathbf{V} = (V_R, V_\theta, V_z) \equiv (u, v, w)$$

که داریم

$$u = \Pi - \Pi_{LSR} = \Pi$$

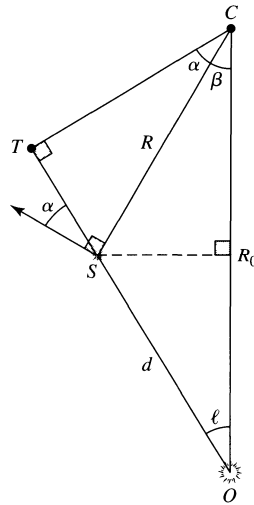
$$v = \Theta - \Theta_{LSR} = \Theta - \Theta_0$$

$$w = Z - Z_{LSR} = Z$$

سرعتِ خاصی خورشید نسبت به LSR به طور کلی به صورت ساده‌ی حرکتِ خورشیدی اشاره می‌شود. (Modern, p.904)

چرخش کهکشانی افتراقی و ثابت‌های اورت

در ۱۹۲۷ جان اورت^{۱۷} یک سری از روابط را به دست آورد که تبدیل به چارچوب کاری منجمان برای تعیین منحنی چرخش افتراقی دیسک کهکشان شد. برای سادگی بحث، فرض می‌کنیم که حرکت‌ها همه دایره‌ای و حول مرکز کهکشان است.



شکل ۱-

وضعیتی مطابق شکل را در نظر بگیرید. فرض کنید خورشید (در محل O) و یک ستاره یا جرم دیگری (در S) حول مرکز کهکشان (C) در میان صفحه‌ی کهکشان می‌چرخند. بردار سرعتی که بین خورشید و ستاره در نقطه‌ی S سرعت نسبی بین دو جسم است. بنابراین، برای مقایسه بردار سرعت مشاهده شده با سرعت واقعی جسم نسبت به مرکز کهکشان، لازم است تفاوت بین حرکت ستاره و حرکت خورشید را در نظر بگیریم. البته، در عمل سرعت فضایی نسبی که مستقیماً اندازه‌گیری می‌شود را اندازه نمی‌گیریم اما سرعت شعاعی و ویژه حرکت را اندازه می‌گیریم، که ویژه حرکت می‌تواند با دانستن فاصله d به سرعت عرضی تبدیل شود.

¹⁷ Jan Oort

اگر خط دید در جهت طول کهکشانی l باشد، و $\Theta(R)$ منحنی سرعت مداری به صورت تابعی از فاصله تا مرکز کهکشان باشد، سرعت شعاعی و سرعت عرضی ستاره به ترتیب می‌شوند

$$v_r = \Theta \cos \alpha - \Theta_0 \sin l$$

$$v_t = \Theta \sin \alpha - \Theta_0 \cos l$$

که Θ_0 سرعت مداری خورشید در حالت ایده‌آل حرکت دایره‌ای کامل (در واقع سرعت مداری LSR) است و α نیز در شکل تعریف شده است. اگر منحنی سرعت زاویه‌ای را تعریف کنیم

$$\Omega(R) \equiv \frac{\Theta(R)}{R}$$

سرعت شعاعی و عرضی نسبی می‌شوند

$$v_r = \Omega R \cos \alpha - \Omega_0 R_0 \sin l$$

$$v_t = \Omega R \sin \alpha - \Omega_0 R_0 \cos l$$

اگر به شکل توجه کنیم از ویژگی‌های هندسی در مثلث قائمه‌ی ΔOTC در می‌یابیم

$$R \cos \alpha = R_0 \sin l$$

$$R \sin \alpha = R_0 \cos l - d$$

با جای‌گذاری این روابط در عبارتهای قبلی

$$v_r = (\Omega - \Omega_0) R_0 \sin l$$

$$v_t = (\Omega - \Omega_0) R_0 \cos l - \Omega d$$

این معادلات تا زمانی که فرض حرکت دایره‌ای برقرار است معتبرند.

اگرچه حرکت خورشید حول مرکز کهکشان حرکت دایره‌ای کامل نیست، سرعت خاصه‌اش نسبت به LSR در مقایسه با Θ_0 کوچک است (حدود ۶٪). در نتیجه، تا تقریب اول معادلات بالا یک تقریب معقول از $\Omega = \Omega(R)$ می‌دهند اگر دیگر پارامترها مشخص باشند. اما، به طور کلی اندازه‌گیری d مشکل است مگر این که جرم به قدر کافی نزدیک باشد تا با اختلاف منظر مثلثاتی، یا روش‌های دیگر آن را اندازه بگیریم.

دشواری دیگر به دلیل خاموشی میان ستاره‌ای است. توانایی ما برای مشاهده ساختار کهکشانی تا فواصل زیاد محدود به طول موج‌های مرئی است. ما محدود به ستاره‌هایی با فاصله چند هزار پارسک از خورشید هستیم. اما یک استثنای مهم در این مورد وجود دارد که طول موج ۲۱ cm هیدروژن است؛ به طور مجازی کل کهکشان از نظر اپتیکی برای تابش ۲۱ cm رقیق است، که این طول موج ابزار ارزشمندی برای مطالعه ساختار کهکشانی می‌باشد.

به دلیل محدودیت فاصله در طول موج‌های نوری، اورت یک مجموعه از معادلات تقریبی برای v_r و v_t بدست آورد که فقط در مناطق نزدیک خورشید معتبرند. برخلاف این محدودیت، این فرمول‌های قادرند اطلاعات شگفت‌انگیز زیادی پیرامون ساختار بزرگ مقیاس کیهکشان ارائه کنند.

فرض می‌کنیم که $\Omega(R)$ یک تابع هموار از R است تا بتوانیم بسط تیلور $\Omega(R)$ حول $\Omega_0(R_0)$ بنویسیم

$$\Omega(R) = \Omega_0(R_0) + \left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_0} (R - R_0) + \dots$$

بنابراین، تا تقریب اول اختلاف بین Ω و Ω_0 هست

$$\Omega - \Omega_0 \approx \left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_0} (R - R_0)$$

و مقدار تقریبی Ω هست

$$\Omega \approx \Omega_0$$

اگر از بسط تیلور و $\Omega = \Theta / R$ استفاده نماییم، معادلات بدست آمده برای سرعت‌ها می‌شوند

$$v_r \approx \left[\left. \frac{d\Theta}{dR} \right|_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] (R - R_0) \sin l$$

$$v_t \approx \left[\left. \frac{d\Theta}{dR} \right|_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] (R - R_0) \cos l - \Omega_0 d$$

از شکل هندسی واضح است که

$$R_0 = d \cos l + R \cos \beta \approx d \cos l + R$$

این تقریب برای زوایای کوچک $\cos \beta \approx 1$ استفاده شد، چرا که فاصله کوچک است $d \ll R_0$ و $\beta \ll 1$ بر حسب رادیان. در نهایت با استفاده از اتحادهای مثلثاتی ثابت‌های اورت تعریف می‌شوند

$$A \equiv -\frac{1}{2} \left[\left. \frac{d\Theta}{dR} \right|_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right]$$

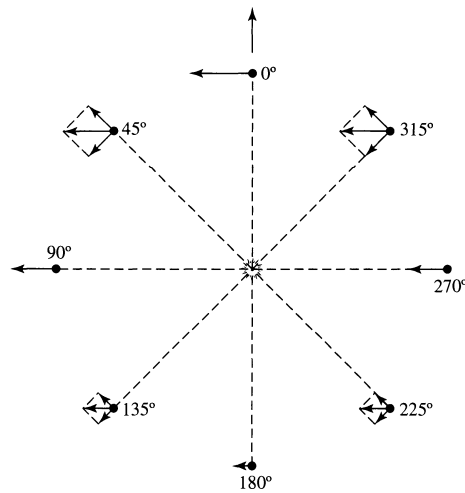
$$B \equiv -\frac{1}{2} \left[\left. \frac{d\Theta}{dR} \right|_{R_0} + \frac{\Theta_0}{R_0} \right]$$

که با این ثوابت داریم

$$v_r \approx Ad \sin 2l$$

$$v_t \approx Ad \cos 2l + Bd$$

برای این که وابستگی فرمول اورت به طول کهکشانی را درک کنیم شکل زیر را برای ستارگان نزدیک در نظر بگیرید. برای ستارگان در راستاهای $l = 0^\circ$ و $l = 180^\circ$ ، خط دید عمود بر راستای حرکتشان نسبت به LSR است. در نتیجه، سرعت شعاعی باید صفر باشد که از فرمولهای بالا نیز می بینیم. برای $l = 90^\circ$ یا $l = 270^\circ$ ، ستارهها الزاماً در همان مدار دایره‌ای مشاهده می‌شوند که خورشید قرار دارد و با همان سرعت می‌چرخد، بنابراین $v_r = 0 \text{ km s}^{-1}$.



زوایای بینابینی وضعیت پیچیده‌تری دارند. مثلاً، اگر فرض نماییم که در همسایگی خورشید، $\Omega(R)$ به طور یک‌نواخت به سمت بیرون کاهش می‌یابد، بنابراین در $l = 45^\circ$ ستاره‌ی مشاهده شده به مرکز کهکشان نزدیک‌تر و از خورشید جلوتر می‌افتد؛ سرعت شعاعی مثبت اندازه گرفته می‌شود. برای $l = 135^\circ$ ، خورشید از ستاره سبقت می‌گیرد و سرعت شعاعی منفی اندازه گرفته می‌شود. در $l = 225^\circ$ ، خورشید از ستاره دور می‌شود، و سرعت شعاعی منفی را مشاهده می‌نماییم و در $l = 315^\circ$ ، ستاره به سمت خورشید پیشرفت می‌کند و سرعت شعاعی منفی اندازه گرفته می‌شود.

حالت روابط مهم بین ثابت‌های A و B و پارامترهای محلی چرخش کهکشانی یعنی $\Omega_0 = \Theta_0 / R_0$ و R_0, Θ_0, Ω_0 را بدست می‌آوریم. برای مثال، از ضرایب اورت فوراً در می‌یابیم که

$$\Omega_0 = A - B$$

$$\left. \frac{d\Theta}{dR} \right|_{R_0} = -(A + B)$$

با در نظر گرفتن بزرگ‌ترین سرعت شعاعی مشاهده شده در راستای دید با یک طول کهکشانی ثابت رابطه مفید دیگری بدست می‌آید. بار دیگر به شکل ۱ نگاه می‌کنیم، ستاره با بیشترین سرعت مشاهده شده در نقطه‌ی T واقع می‌شود، یعنی نقطه‌ای که

$\alpha = 0^\circ$ است. در این نقطه مماس، فاصله تا مرکز کهکشان کمینه و سرعت $\Theta(R)$ بیشینه است. به علاوه، بردار سرعت مداری در این نقطه در راستای خط دید قرار دارد. فاصله کمینه از مرکز کهکشان هست

$$R_{min} = R_0 \sin l$$

و سرعت شعاعی بیشینه هست

$$v_{r,max} = \Theta(R_{min}) - \Theta_0(R_0) \sin l$$

اگر مشاهدات مان را به طول‌های کهکشانی کمی کم‌تر از 90° ، یا کمی بیشتر از 270° (درون دایره خورشیدی) محدود نماییم، پس $d \ll R_0$ ، $R \sim R_0$ و $\Theta(R)$ می‌تواند به صورت بسط تیلور حول Θ_0 نوشته شود

$$\Theta(R_{min}) = \Theta_0(R_0) + \left. \frac{d\Theta}{dR} \right|_{R_0} (R_{min} - R_0) + \dots$$

اگر این بسط را برای $v_{r,max}$ جایگزین کنیم و تا مرتبه اول نگه داریم و از معادله مربوط به ضرایب اورت استفاده کنیم

$$v_{r,max} \approx 2AR_0(1 - \sin l)$$

و آخرین معادله، که اثبات آن به عهده خواننده واگذار می‌شود، ضرایب A و B را به پراکندگی سرعت‌های خاصه در راستاهای R و θ مربوط می‌کند

$$\frac{-B}{A-B} = \frac{\sigma_v^2}{\sigma_u^2}$$

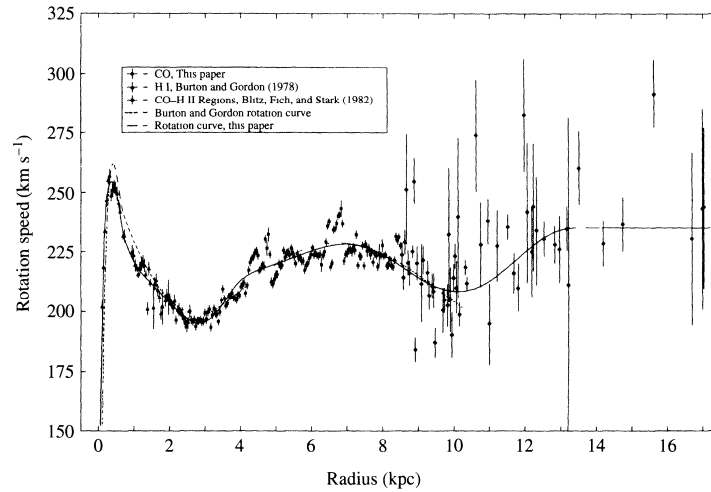
که $\sigma_v^2 = \langle v^2 \rangle$ و $\sigma_u^2 = \langle u^2 \rangle$ پراکندگی مولفه‌های سرعت v و u است که قبلاً تعریف کردیم. مجموعه معادلات اخیر قیدهای اضافی‌ای روی مقادیر R_0 و Θ_0 فراتر از مشاهدات مستقیم اعمال می‌کنند. در واقع، چون A و B اطلاعات حساسی درباره چرخش افتراقی کهکشان در همسایگی خورشید بدست می‌دهند، تلاش‌های قابل توجهی برای تعیین این ثابت‌ها انجام شده است. بر اساس نتایج ماهواره هیپارکوس¹⁸ این مقادیر بدست آمده است

$$A = 14.8 \pm 0.8 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

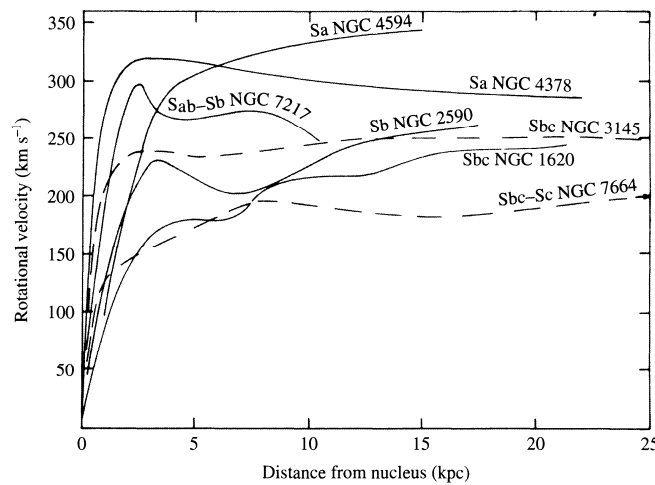
$$B = -12.4 \pm 0.6 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

منحنی چرخشی تخت و نشانه ماده تاریک

برای اندازه‌گیری $\Theta(R)$ برای $R > R_0$ ، ما باید به اجرام موجود در صفحه کهکشان مانند قیفاووسی‌ها^{۱۹} که می‌توانیم مستقیماً فاصله‌شان را بدست آوریم تکیه کنیم. این اطلاعات دلالت بر این دارند که منحنی چرخش کهکشان به طور مشخص با افزایش فاصله بیشتر از R_0 افت نمی‌کند و حتی مختصری هم افزایش می‌یابد (یعنی ثابت‌های اورت در نزدیکی R_0 ، $A < -B$ است). با تلفیق تمام داده‌های موجود، شکل منحنی چرخش کهکشان این‌طور می‌تواند باشد



کشف این رفتار منحنی وراي R_0 باعث تعجب بسیار منجمان شد چرا طبق مکانیک نیوتنی، اگر بیشتر جرم کهکشان داخل دایره‌ی خورشیدی واقع باشد، منحنی چرخش باید به صورت $\Theta \propto R^{-1/2}$ افت کند. این واقعیت دلالت بر این نمی‌کند که یک مقدار بارز از جرم در کهکشان وراي R_0 است. این نتیجه قابل انتظار نبود چرا که بیشتر درخشندگی در کهکشان توسط ماده درون شعاع کهکشان مرکزی خورشیدی واقع است.



منحنی‌های چرخش مشابهی برای یک تعداد از دیگر کهکشان‌های مارپیچی اندازه‌گیری شد. به استثنای داخلی‌ترین نواحی، یک خیز سریع در سرعت منحنی با افزایش فاصله تا چند کیلو پارسک از مرکز وجود دارد. این نوع از چرخش به عنوان **چرخش جسم صلب** می‌تواند باشد چرا که وقتی $\Theta \propto R$ آن‌گاه $\Omega = \Theta / R$ یک ثابت است و تمامی ستارگان دوره تناوب مداری یکسانی حول مرکز کهکشان دارند، دست مانند یک جسم صلب. فراتر از فاصله چند کیلو پارسک، **منحنی‌های چرخش تخت** تا مرز اندازه‌گیری‌ها ادامه می‌یابند.

از آنجایی که چرخش کهکشانی به توزیع جرم بستگی دارد، با مطالعه‌ی منحنی‌های چرخش چیزهای زیادی می‌توان پیرامون جرم در کهکشان‌ها آموخت. برای مثال، چرخش جسم صلبی نزدیک مرکز کهکشان دلالت بر این دارد که جرم باید تقریباً به طور کروی توزیع شده باشد و چگالی تقریباً ثابت باشد. از طرف دیگر، منحنی‌های چرخش تخت اشاره به این دارند که توده جرم در بخش‌های خارجی‌تر از کهکشان به صورت کروی توزیع شده‌اند و رابطه چگالی متناسب با r^{-2} دارند.

برای درک این، فرض کنید $\Theta(r) = V$ ، که V یک ثابت است. از معادله نیروی مرکزی و قانون گرانش نیوتن، نیرویی که ستاره‌ای به جرم m از جانب جرم M_r مربوط به ناحیه‌ی داخل کهکشان نسبت به موقعیت ستاره در شعاع r هست

$$\frac{mV^2}{r} = \frac{GM_r m}{r^2}$$

اگر تقارن کروی در نظر بگیریم. برای M_r حل می‌کنیم

$$M_r = \frac{V^2 r}{G}$$

و نسبت به شعاع توزیع مشتق می‌گیریم

$$\frac{dM_r}{dr} = \frac{V^2}{G}$$

از اخترفیزیک و نظریه تشکیل ستاره‌ای معادله پایستگی جرم در یک توزیع کروی را قرض می‌گیریم

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho$$

می‌بینیم که چگالی جرمی در نواحی بیرونی کهکشان باید به این صورت تغییر کند

$$\rho(r) = \frac{V^2}{4\pi G r^2}$$

این وابستگی به r^{-2} با آن چه که از شمارش ستارگان در بخش‌های فراتر از شعاع کهکشان مرکزی خورشیدی بدست آمده، متفاوت است. از شمارش ستارگان بدست می‌آید که چگالی تعداد ستاره‌ها در هاله‌ی ستاره‌ای درخشان به صورت $r^{-3.5}$ تغییر می‌کند، که سریع‌تر از آن چه با منحنی چرخش بدست آمد افت می‌کند. این اختلاف نتایج موجب شگفتی منجمان شد. این یعنی اکثریت جرم کهکشان به شکل ماده غیر درخشان (تاریک) وجود دارد. تنها از طریق اثر گرانشی روی بخش درخشان کهکشان ما و کهکشان‌های اقماری مانند LMC و SMC و از طریق همگرایی گرانشی نور پس زمینه، وجود چنین ماده‌ای شناخته می‌شود.

یک رهیافت برای تغییر توزیع جرم این بوده است که تابع چگالی را وادار کنند تا در عوض واگرایی با رسیدن به مرکز به یک مقدار ثابت نزدیک شود. چنین مدلی با مدرک مشاهده‌ی چرخش جسم صلب‌وار هم‌خوانی دارد. در نتیجه پروفایل چگالی متداول برای هاله تاریک راه شیری به این شکل فرض می‌شود

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1+(r/a)^2}$$

که ρ_0 و a به عنوان پارامترهای برازش روی کل منحنی چرخش هستند. دقت کنید برای $r \gg a$ ، وابستگی r^{-2} بدست آمد، و وقتی $r \ll a$ باشد $\rho \sim const$. اغلب پروفایل مشابهی برای مدل کردن دیگر کهکشان‌ها با تفاوت ضرایب ρ_0 و a استفاده می‌شود.

نکته مهم درباره معادله قبل این است که نمی‌تواند برای مقادیر دلخواه و بزرگ r صحیح باشد. دلیل این است که کل جرم کهکشان بدون هیچ قیدی افزایش می‌یابد چون $M_r \propto r$ است. در نتیجه، تابع چگالی برای هاله ماده تاریک باید سرانجام محو شد یا حداقل به اندازه کافی سریع کاهش یابد تا انتگرال جرمی $\int_0^\infty \rho(r) 4\pi r^2 dr$ محدود بماند.

یک شق دیگر از توزیع چگالی ماده تاریک توسط ناوارو^{۲۰}، فرنک^{۲۱} و وایت^{۲۲} در ۱۹۹۶ پیشنهاد شد. با استفاده از یک شکل متداول از دینامیک ماده تاریک به نام ماده تاریک سرد (CDM)، ناوارو، فرنک و وایت شبیه‌سازی‌های عددی از تشکیل هاله ماده تاریک بر روی گستره وسیعی از اندازه و مقیاس‌های جرمی از کهکشان‌های کوتوله تا خوشه‌های کهکشانی بزرگ انجام دادند. شبیه‌سازی‌های آنان یک پروفایل جهانی به این شکل را آشکار کرد

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_0}{(r/a)(1+r/a)^2}$$

که این برای بازه عظیمی با انتخاب مناسب ρ_0 و a قابل کاربرد است. پروفایل چگالی NFW تقریباً مثل پروفایل $1/r^2$ بر روی بیشتر هاله رفتار می‌کند اما در نزدیکی کهکشان کم‌عمق‌تر ($\sim 1/r$) و نزدیک لبه هاله با شیب تندتر ($\sim 1/r^3$) است. حتی اگر چه پروفایل NFW با افزایش r سریع‌تر از پروفایل قبلی کاهش می‌یابد، می‌توان نشان داد که جرم کل درون پروفایل NFW مقید

20 - Julio Navarro

21 - Carlos Frenk

22 - Simon White

نیست. در واقع، کهکشان‌های دیگری نیز در عالم ما در کنار راه شیری وجود دارند، و تابع چگالی جرمی آن‌ها ممکن است با مال ماه همپوشانی داشته باشد. در نتیجه، اگرچه کهکشان‌ها به نظر اجرام درخشان مجزایی به نظر می‌رسند، هاله‌های ماده تاریکشان ممکن است در واقع در یک فضای بین کهکشانی با هم متصل باشد.

ساختار مارپیچی (p/964)

کهکشان‌ها گستره‌ی وسیعی از ساختار مارپیچی را از خود به نمایش می‌گذارند، این ساختارهای مارپیچی ممکن است در تعداد بازوها و شدت پیچیده شدن بازوها، میزان هموار بودن توزیع ستاره‌ها و گاز، درخشندگی سطحی، و وجود یا عدم وجود میله تفاوت داشته باشند. باشکوه‌ترین کهکشان‌های مارپیچی، که به نام **مارپیچی‌های بزرگ طرح^{۲۳}** شناخته می‌شوند، معمولاً دو بازوی بسیار متقارن و خوش تعریف دارند. یکی از بهترین نمونه‌های شناخته شده از یک مارپیچی بزرگ طرح M51 (NGC5194) است که در شکل مشاهده می‌شود.



M51، که به آن کهکشان گردابی نیز می‌گویند یک کهکشان همدم به نام NGC5195 (در تصویر قابل رؤیت است) نیز دارد که در نزدیکی انتهای یکی از بازوهاست.

اما، همه مارپیچی‌ها بزرگ طرح با دو بازوی مشخصه نیستند. مثلاً M101، چهار بازو دارد و NGC2841 یک سری از تکه بازوهای کوچک دارد. کهکشان‌هایی مانند NGC2841، که دارای بازوهای مارپیچی خوش تعریف و قابل ردیابی روی فواصل زاویه‌ای مشخص نیستند، **مارپیچی‌های توده‌ای^{۲۴}** نام دارند. تنها حدود ۱۰ درصد از همه مارپیچی‌ها کهکشان‌های بزرگ طرح تصور می‌شوند، ۶۰ درصد کهکشان‌های چند بازویی و ۳۰ درصد باقی‌مانده کهکشان‌های توده‌ای هستند.

23 - Grand-design spirals

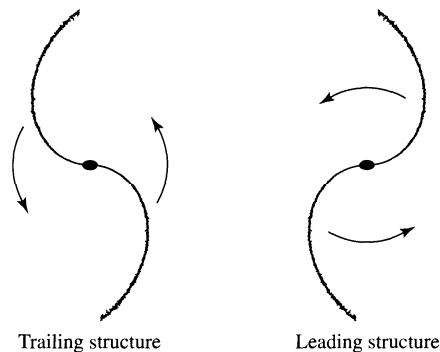
24 - Flocculent spirals

در تصاویر طیف مرئی از کهکشان‌های مارپیچی، بازوها در تصویر غالب هستند چرا که ستاره‌های رشته اصلی دسته O و B و نواحی H II به طور خاص در بازوها یافت می‌شوند. چون ستاره‌های پر جرم OB نسبت به دوره تناوب مشخصه چرخش کهکشان موجودات کوتاه عمری هستند، ساختار مارپیچی باید متناظر با نواحی فعال تشکیل ستاره باشد.

...

بازوهای مارپیچی پسین و متقدم

اگر چه سیمای کلی کهکشان‌های مارپیچی دلالت بر این دارد که بازوهای شان پسین^{۲۵} هستند، یعنی نوک بازوها در جهت مخالف با جهت چرخش است (به شکل توجه کنید)، اما تأیید این همیشه کار ساده‌ای نیست. تمایز بین بازوهای مارپیچی پسین و متقدم^{۲۶} نیازمند تعیین جهت صفحه‌ی کهکشان نسبت به خط دید ماست تا اندازه‌گیری‌های سرعت شعاعی بتواند بدون ابهام بر حسب جهت چرخش کهکشان تفسیر شود.



در اغلب موارد چنین تعیین واضحی می‌توان انجام داد، و به نظر می‌رسد که بازوهای مارپیچی پسین هستند. اما در یک مورد، NGC4622، دو بازو یک طرف می‌روند و دیگر بازو در جهت مخالف می‌پیچد؛ حداقل یکی از این بازوها باید متقدم باشد. همچنین پیشنهاد شده که M31 (آندرومدا) یک بازوی متقدم بسیار پیچ‌خورده دارد. در هر مورد احتمالاً دلیل مارپیچی متقدم بودن بازو برخورد کشندی با یک جرم متحرک در جهت معکوس بوده است (در مورد آندرومدا این جرم M32 است).

مسأله پیچش

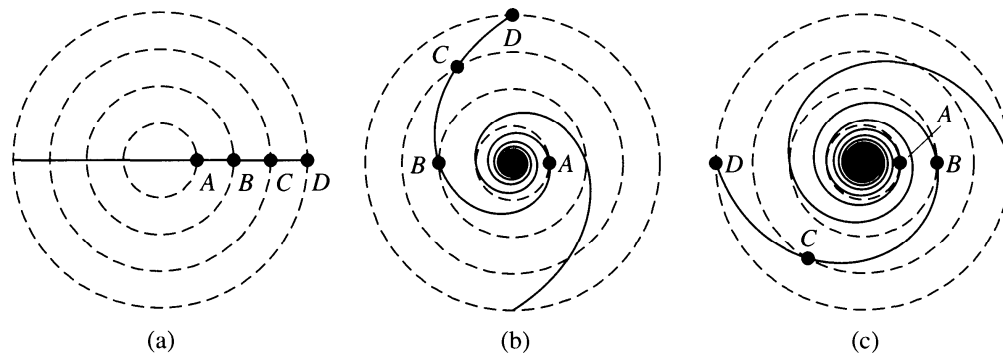
اگر آنجا که کهکشان‌های مارپیچی مکان‌های متداولی در عالم هستند، طبیعی است که بپرسیم چه چیزی این ساختارهای مارپیچی را ایجاد کرده است، و این که آیا بازوهای مارپیچی نسبت به عمر کهکشان عمر طولانی دارند یا این که موقتی و زودگذر هستند.

وقتی طبیعت کهکشان‌های مارپیچی را مطالعه می‌کنیم یک سوال فوراً پیش می‌آید؛ بازوهای ماده که از یک مجموعه مشخص از ستاره‌ها و ابرهای گازی شکل قابل تشخیص الزاماً در یک مقیاس زمانی که در مقایسه با عمر کهکشان کوتاه است پیچیده خواهند

25 - Trailing

26 - Leading

شد. این پدیده **مسئله‌ی پیچش**^{۲۷} نام دارد که با در نظر گرفتن یک مجموعه از ستاره‌ها که در ابتدا در امتداد یک خط منفرد هستند اما در فاصله‌های متغیر از مرکز کهکشان می‌توان درک نمود (تصویر a در شکل زیر را نگاه کنید).



چون دیسک یک کهکشان مارپیچی در نقاط مختلف با سرعت‌های متفاوت می‌چرخد (به استثنای مناطق نزدیک مرکز)، ستاره‌های خارجی‌تر زمان بیشتری نسبت به ستاره‌های با مدار کوچک‌تر نیاز دارند تا یک دور کامل بزنند (برای منحنی‌های چرخش تخت، سرعت‌های مداری ستارگان تقریباً مستقل از فاصله تا مرکز است، اما سرعت زاویه‌ای، $\Omega = v/R$ ، همچنان با افزایش فاصله کاهش می‌یابد). این اثر منجر به یک تولید طبیعی بازوهای مارپیچی پسین می‌شوند. اما، بعد از چند بار چرخش، بازوهای مارپیچی بسیار پیچیده خواهند شد؛ این وضعیت در تصویرهای b و c در شکل قبل نشان داده شده است. مکانیزم دیگری نیاز هست تا ساختارهای مارپیچی ماندگار را توصیف کند.

نظریه موج چگالی لین - شو^{۲۸}

در اواسط دهه ۱۹۶۰ منجمان امریکایی C.C. Lin و Frank Shu پیشنهاد کردند ساختارهای مارپیچی به دلیل وجود **موج‌های چگالی شبه ایستای** دیرپا ایجاد می‌شود. امواج چگالی شامل نواحی هستند در دیسک کهکشانی که چگالی جرمی به اندازه ۱۰ تا ۲۰ درصد بزرگتر از مقدار متوسط است. ستاره‌ها، غبار و ابرهای گازی در طول چرخش حول مرکز کهکشان از میان امواج چگالی عبور می‌کنند، خیلی شبیه به ماشین‌هایی که وقتی از میان ترافیک سنگین در بزرگراه حرکت می‌کنند به کنده کار می‌کنند. لین و شو پیشنهاد کردند که وقتی کهکشان از یک چارچوب مرجع نالخت که با سرعت زاویه‌ای مشخصه Ω_{gp} که به نام **الگوی سرعت جهانی** شناخته می‌شود دروان می‌کند دیده می‌شود، الگوی موج مارپیچی به نظر می‌رسد مانا باشد، همان‌گونه که در شکل بعد نشان داده شده است. اما این دلالت بر این ندارد که حرکت ستارگان نیز در آن چارچوب مانا است. ستاره‌های نزدیک مرکز کهکشان می‌توانند تناوب‌های مداری داشته باشند که کوتاه‌تر از الگوی موج چگالی ($\Omega > \Omega_{gp}$) هستند و بنابراین آن‌ها از یک بازوی مارپیچی سبقت خواهند گرفت، از میان آن عبور می‌کنند و به مسیر خود ادامه می‌دهند تا به بازوی دیگر برخورد کنند. ستاره‌های به اندازه کافی دور از مرکز کهکشان آهسته‌تر از الگوی موج چگالی حرکت خواهند کرد و الگوی موج از آن‌ها سبقت

27 - Winding problem

28 - The Lin-Shu density wave theory

خواهد گرفت ($\Omega < \Omega_{gp}$). در یک فاصله خاص از مرکز، که شعاع هم چرخش (R_c) نام دارد، ستاره‌ها و موج چگالی با هم حرکت می‌کنند. در این چارچوب مرجع نالخت که الگوی موج چگالی ایستا است، ستاره‌هایی با $R < R_c$ از میان بازوها در یک جهت عبور می‌کنند، در حالی که ستاره‌هایی با $R > R_c$ در جهت مخالف حرکت می‌کنند.

فرضیه‌ی لین- شو به توجیه مشاهدات متعددی که بر روی ساختار ماریپیچی متمرکز بودند و قبلاً بحث شده است کمک کرد- برای مثال، آرایش ابرهای H I و نوارهای غبار لبه‌های داخلی (پسین) بازوهای ماریپیچی، وجود ستاره‌های جوان و پر جرم و نواحی H II در سراسر بازوها، و فراوانی ستاره‌های قرمز و پیر در بقیه‌ی دیسک. ظاهراً، همان‌گونه که غبار و ابرهای گازی درون شعاع هم چرخش از یک موج چگالی سبقت می‌گیرد، آن‌ها بر اثر افزایش در چگالی جرمی موضعی فشرده می‌شوند. این باعث می‌شود برخی از ابرها شرط جینز را ارضاء کنند و شروع به رمبش نمایند، در نتیجه ستاره‌های جدید شکل می‌گیرند. طبق شرط جینز، کمترین مقدار جرمی که مورد نیاز است که یک ابر گازی داشته باشد تا شروع به رمبش نماید:

$$M_c > M_J$$

$$M_J = \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}$$

همین‌طور کمترین شعاع برای ابر گازی به چگالی ρ_0 هست

$$R_c > R_J$$

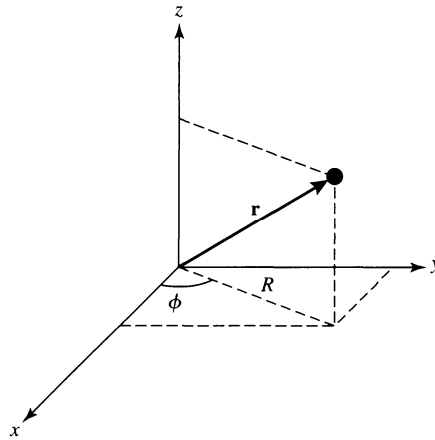
$$R_J = \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2}$$

چون این فرآیند زمانی طول می‌کشد (برای یک ستاره $15M_\odot$ تقریباً 10^5 سال طول)، ظهور ستاره جدید درون بازو کمی پایین رود نسبت به غبار و ابرهای گازی در لبه‌ی موج اتفاق می‌افتد. تولید درخشان‌ترین و آبی‌ترین ستاره‌های جدید، یعنی ستاره‌های پر جرم دسته O و B، خلق نواحی H II را به واسطه تابش یونیزه کننده‌ی فرا بنفش از میان فضای بین ستاره‌ای را سبب می‌شود. چون ستاره‌های پر جرم طول عمر نسبتاً کوتاهی دارند، آن‌ها قبل از این که کاملاً به خارج از موج چگالی‌ای که آن‌ها را ایجاد کرده بروند، می‌میرند. ستاره‌های کم‌جرم‌تر و قرمزتر قادر خواهند بود تا طولانی‌تر زندگی کنند (برخی بیشتر از عمر فعلی کهکشان زندگی می‌کنند) و از میان موج چگالی عبور کرده و در میان دیسک کهکشان توزیع می‌شوند. بیشینه موضعی در چگالی تعداد کوتوله‌های سرخ درون بازوهای ماریپیچی به واسطه حضور موج چگالی در طول یک گذر متعاقب است که سبب می‌شود ستاره‌ها در انتهای چاه پتانسیل گرانشی موج جمع شوند. البته، سناریوی مشابهی می‌تواند برای لبه‌های خارجی بازوهای ماریپیچی (متقدم) بیرون شعاع هم چرخش اتفاق افتد. اما، احتمالاً غبار و گاز کمتری در این نواحی خارجی کهکشان یافت خواهد شد.

در اصل، نظریه موج چگالی یک جواب برای مساله پیچیده شدن پیشنهاد می‌کند. مسأله به این دلیل پیش می‌آید که ما بازوهای ماده (بازوهای متشکل از یک مجموعه مشخص از ستاره‌ها) در نظر گرفتیم. اگر، در عوض، ستاره‌ها اجازه داشته باشند تا از میان یک موج چگالی شبه ایستا عبور کنند، سپس مسأله به برپا کردن و حفظ کردن موج چگالی تقویت شده تغییر می‌کند.

اختلال‌های مداری کوچک دامنه

اکنون ما توجه‌مان را به بسط ایده‌های اساسی اختصاص می‌دهیم که توضیح می‌دهند چگونه در نواحی مارپیچی شکل با چگالی افزوده، طبق فرضیه لین-شو، حرکت‌های مداری ستارگان منفرد حول مرکز کهکشان می‌تواند ایجاد شود. با در نظر گرفتن حرکت کلی یک ستاره (یا ابر گازی) در یک میدان گرانشی متقارن محوری که همچنین حول صفحه کهکشان نیز متقارن است شروع می‌کنیم. این نشان می‌دهد که ما این‌جا فرض می‌کنیم امواج چگالی یک سهم غیر بارز در میدان گرانشی دارند، یک فرض که ممکن است در تمام کهکشان‌های مارپیچی معتبر نباشد. اما، این فرض بررسی‌ها را ساده‌تر می‌نماید.



با توجه به شکل، مکان یک ستاره در یک نقطه دل‌خواه بالای صفحه کهکشانی می‌تواند این‌طور نوشته شود

$$\mathbf{r} = R\hat{\mathbf{e}}_R + z\hat{\mathbf{e}}_z$$

که $\hat{\mathbf{e}}_R, \hat{\mathbf{e}}_\phi, \hat{\mathbf{e}}_z$ بردارهای یک‌ه در مختصات استوانه‌ای‌اند. تبدیل بین مختصات دکارتی و استوانه‌ای به این صورت است

$$x = R \cos \phi \quad y = R \sin \phi \quad z = z$$

و بردارهای یک‌ه

$$\hat{\mathbf{e}}_R = \hat{\mathbf{i}} \cos \phi + \hat{\mathbf{j}} \sin \phi, \quad \hat{\mathbf{e}}_\phi = -\hat{\mathbf{i}} \sin \phi + \hat{\mathbf{j}} \cos \phi \quad \hat{\mathbf{e}}_z = \hat{\mathbf{k}}$$

برای یک ستاره به جرم M ، قانون دوم نیوتون در مختصات استوانه‌ای می‌شود

$$M \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}_g(R, z)$$

که \mathbf{F}_g نیروی گرانشی بر روی ستاره است و وابستگی به ϕ به دلیل فرض تقارن محوری صرف نظر شده است. اگر به جای نیرو منفی گرادین انرژي پتانسیل گرانشی را جای‌گذاری کنیم

$$M \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla U(R, z) = -\frac{\partial U}{\partial R} \hat{\mathbf{e}}_R - \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial \phi} \hat{\mathbf{e}}_\phi - \frac{\partial U}{\partial z} \hat{\mathbf{e}}_z$$

دو طرف رابطه را بر جرم ستاره تقسیم می‌کنیم و حاصل را بر حسب پتانسیل گرانشی $\Phi \equiv U / M$ می‌نویسیم و توجه داریم که U مستقل از ϕ است

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{\partial \Phi}{\partial R} \hat{\mathbf{e}}_R - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \hat{\mathbf{e}}_z$$

می‌توان نشان داد که بردار شتاب در دستگاه استوانه‌ای به این شکل نوشته می‌شود

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = (\ddot{R} - R\dot{\phi}^2) \hat{\mathbf{e}}_R + \frac{1}{R} \frac{\partial (R^2 \dot{\phi})}{\partial t} \hat{\mathbf{e}}_\phi + \ddot{z} \hat{\mathbf{e}}_z$$

با مقایسه دو معادله اخیر، حرکت در هر مختصه این‌طور نوشته می‌شود

$$\ddot{R} - R\dot{\phi}^2 = -\frac{\partial \Phi}{\partial R}$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial (R^2 \dot{\phi})}{\partial t} = 0$$

$$\ddot{z} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

چون تقارن محوری فرض کرده‌ایم، هیچ مؤلفه‌ی بردار نیرویی در راستای $\hat{\mathbf{e}}_\phi$ ندارد و در نتیجه هیچ مؤلفه‌ی گشتاوری در راستای محور Z نداریم ($\boldsymbol{\tau} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$). بنابراین، مؤلفه‌ی Z از تکانه‌ی زاویه‌ای مدار ستاره (L_z) باید پایستار باشد چون $\tau_z = dL_z / dt = 0$. این از معادله دوم از مجموعه معادلات بالا نیز مشخص است، چون $R^2 \dot{\phi} = Rv_\phi = L_z / M = \text{const.}$

تعریف می‌کنیم

$$J_z \equiv L_z / M = R^2 \dot{\phi}$$

مؤلفه‌ی ثابت Z از تکانه‌ی زاویه‌ای مداری در واحد جرم ستاره، که داریم

$$\dot{\phi} = \frac{J_z}{R^2}$$

9

$$R\dot{\phi}^2 = \frac{J_z^2}{R^3}$$

با جای گذاری در معادله اول از معادلات شتاب در دستگاه استوانه‌ای می‌رسیم به

$$\ddot{R} = -\frac{\partial\Phi}{\partial R} + \frac{J_z^2}{R^3}$$

برای این که عبارت را ساده‌تر کنیم، می‌توانیم یک پتانسیل گرانشی مؤثر تعریف کنیم که یک جمله نشان‌دهنده‌ی سهم انرژی جنبشی ستاره در واحد جرم را سهیم می‌کند که این جمله با حرکت سمتی مرتبط است ($v_\phi = R\dot{\phi} = J_z / R$):

$$\Phi_{eff}(R, z) \equiv \Phi(R, z) + \frac{J_z^2}{2R^2}$$

اکنون معادلات حرکت عمودی و شعاعی به این صورت می‌توانند نوشته شوند

$$\ddot{R} = -\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R}$$

$$\ddot{z} = -\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial z}$$

برای حل این معادلات برای حرکت ستاره در میان کهکشان، باید ابتدا رفتار پتانسیل مؤثر Φ_{eff} را تعیین کرد. به ویژه، دانستن نقطه کمینه پتانسیل مفید است چون ستاره باید تلاش کند تا در مداری با کمینه انرژی ممکن حرکت کند. به عبارت دیگر ما می‌خواهیم مقادیری برای R و z بیابیم که

$$\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R} = 0$$

$$\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial z} = 0$$

از آن جایی که فرض کردیم پتانسیل گرانشی حول صفحه کهکشان متقارن است، واضح است که شرط دوم در $z = 0$ رخ دهد، چون Φ ، و بنابراین Φ_{eff} ، باید هر دو در این نقطه در یک بیشینه یا کمینه‌ی موضعی باشند. چون Φ همواره منفی است و در بی‌نهایت، صفر فرض می‌شود، لازم است که Φ_{eff} باید در $z = 0$ در کمینه باشد.

اهمیت فیزیکی کمینه در Φ_{eff} نسبت به R این طور قابل درک است که چون J_z یک ثابت حرکت ستاره است، برای شعاعی مثل R_m در میان صفحه‌ی کهکشان ($z = 0$).

$$\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R} = \frac{\partial\Phi}{\partial R} - \frac{J_z^2}{R^3} = 0$$

این بدست می‌دهد

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right|_{(R_m, 0)} = \frac{J_z^2(R_m, 0)}{R_m^3}$$

اما از آنجا که $J_z = Rv_\phi$ است، سمت راست معادله هست

$$\left. \frac{J_z^2}{R_m^3} = \frac{v_\phi^2}{R} \right|_{R_m}$$

این همان شتاب مرکزگرا برای حرکت دایره‌ای کامل است. به علاوه، سمت چپ معادله قبل، مولفه‌ی شعاعی گرادیان پتانسیل گرانشی واقعی است، که منفی مؤلفه‌ی R از نیروی گرانشی وارد بر ستاره در واحد جرم است. بنابراین، عبارت آخر معادله‌ی آشنای حرکت دایره‌ای است

$$F_R(R_m) = - \left. \frac{Mv_\phi^2}{R} \right|_{R_m}$$

و مقدار کمینه برای Φ_{eff} وقتی رخ می‌دهد که ستاره مدار دایره‌ای کامل در میان صفحه کهکشانی مارپیچی داشته باشد.

این دقیقاً همان فرضی است که قبلاً نیز در بررسی حرکت استاندارد محلی سکون در مکان خورشید دیدیم. اما، باز هم پیش‌تر دیدیم که خورشید خود حرکت دایره‌ای کامل ندارد، اما یک حرکت خاصه نسبت به LSR دارد که حرکت خورشیدی نام دارد. بنابراین در این‌جا نیز برای بررسی حرکت خورشید یا هر ستاره‌ی دیگری در صفحه هر کهکشانی مارپیچی، لازم است که از نقطه‌ی کمینه‌ی Φ_{eff} کمی منحرف شویم.

برای درک اثرات مرتبه اول، پتانسیل Φ_{eff} را حول نقطه کمینه $(R_m, 0)$ بوسیله سری تیلور دو بعدی، بسط می‌دهیم. با تعریف

$$\rho \equiv R - R_m$$

و استفاده از اندیس m برای نشان دادن این‌که مشتقات و ثابت‌ها در نقطه‌ی کمینه محاسبه می‌شوند، بدست می‌آوریم

$$\begin{aligned} \Phi_{eff}(R, z) = & \Phi_{eff,m} + \left. \frac{\partial \Phi_{eff}}{\partial R} \right|_m \rho + \left. \frac{\partial \Phi_{eff}}{\partial z} \right|_m z + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \Phi_{eff}}{\partial R \partial z} \right|_m \rho z \\ & + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \Phi_{eff}}{\partial R^2} \right|_m \rho^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \Phi_{eff}}{\partial z^2} \right|_m z^2 + \dots \end{aligned}$$

جمله‌ی اول در سمت راست مقدار کمینه ثابت در Φ_{eff} است، و دو جمله مشتق اول صفر هستند. مشتق مخلوط نیز صفر هستند چون Φ_{eff} حول $z = 0$ متقارن است. این ثابت‌ها را تعریف می‌کنیم

$$\kappa^2 \equiv \left. \frac{\partial^2 \Phi_{eff}}{\partial R^2} \right|_m$$

$$v^2 \equiv \left. \frac{\partial^2 \Phi_{eff}}{\partial z^2} \right|_m$$

و با صرف نظر از جملات مراتب بالاتر باقی مانده، پتانسیل گرانشی مؤثر می شود

$$\Phi_{eff}(R, z) \approx \Phi_{eff,m} + \frac{1}{2} \kappa^2 \rho^2 + \frac{1}{2} v^2 z^2$$

سرانجام، با توجه به این که $\ddot{\rho} = \ddot{R}$ و یادآوری این که $\ddot{R} = -\partial \Phi_{eff} / \partial R$ و $\ddot{z} = -\partial \Phi_{eff} / \partial z$ ، از معادله بالا به معادلات حرکت مرتبه اول برای حرکت حول یک مدار دایره ای کامل در میان صفحه ی کپکشان می رسیم

$$\ddot{\rho} \approx -\kappa^2 \rho$$

$$\ddot{z} \approx -v^2 z$$

که همان معادلات آشنی حرکت نوسان گر هماهنگ ساده است. به صورت فیزیکی، این معادلات نشان دهنده مؤلفه های شتاب ستاره نسبت به نقطه ای است که در مدار دایره ای کامل حرکت می کند.

مؤلفه ی شعاعی این معادلات می تواند به این شکل حل شود

$$\rho(t) = R(t) - R_m = A_R \sin \kappa t$$

که κ بسامد epicycle نام دارد. R_m شعاع مدار دایره ای با حداقل انرژی است و A_R دامنه ی نوسان شعاعی است. ما به طور اختیاری فرض کردیم که ستاره از حال تعادل و در زمان $t = 0$ به سمت بیرون حرکت می کند.

معادله مربوط به مؤلفه شتاب در راستای Z معادله حرکت نوسانی در راستای عمودی با بسامد v است. مکان ستاره در راستای محور Z با این معادله داده می شود

$$z(t) = A_z \sin(vt + \zeta)$$

که A_z دامنه ی نوسان در راستای Z و ζ یک انتقال فاز کلی بین $\rho(t)$ و $z(t)$ است.

دو معادله ی اخیر حرکت ستاره حول یک نقطه تعادل ($R = R_m, z = 0$) که در یک مدار دایره ای حرکت می کند را توصیف می کند. برای این که توصیف مان از حرکت تقریبی ستاره را کامل نماییم، سرعت زاویه ای مدار سمتی را در نظر بگیرید که با این رابطه داده می شود

$$\dot{\phi} = \frac{v_{\phi}}{R(t)} = \frac{J_z}{[R(t)]^2}$$

اما داریم $R(t) = R_m + \rho(t) = R_m(1 + \rho(t)/R_m)$. با این فرض که $\rho(t) \ll R_m$ ، برای تقریب‌مان مورد نیاز است، و با استفاده از بسط دو جمله‌ای و تا مرتبه اول

$$\dot{\phi} \approx \frac{J_z}{R_m^2} \left(1 - 2 \frac{\rho(t)}{R_m} \right)$$

با جای‌گذاری عبارت برای $\rho(t)$ در معادله بالا و انتگرال‌گیری نسبت به زمان، می‌یابیم که

$$\phi(t) = \phi_0 + \frac{J_z}{R_m^2} t + \frac{2J_z}{\kappa R_m^3} A_R \cos \kappa t = \phi_0 + \Omega t + \frac{2\Omega}{\kappa R_m} A_R \cos \kappa t$$

که $\Omega \equiv J_z / R_m^2$ است. دو جمله اول در این معادله متناظر با مدار دایره‌ای کاملی هستند که نقطه‌ی تعادل طی می‌کند، و با سرعت زاویه‌ای Ω حرکت می‌کند. جمله‌ی آخر نوسان ستاره حول نقطه تعادل در راستای ϕ را نشان می‌دهد.

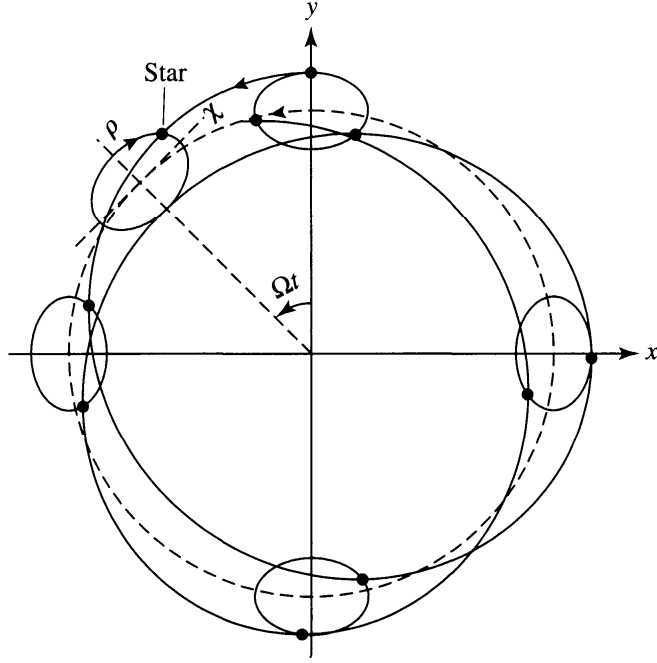
در نهایت، با تعریف

$$\chi(t) \equiv [\phi(t) - (\phi_0 + \Omega t)] R_m$$

که اختلاف بین مکان سمتی ستاره و نقطه تعادل است، داریم

$$\chi(t) = \frac{2\Omega}{\kappa} A_R \cos \kappa t$$

این معادله به اضافه‌ی دو معادله‌ی قبلی حرکت ستاره در مختصات R ، Z و ϕ حول نقطه‌ی تعادل که خود در یک دایره‌ی کامل حول مرکز کهکشان و در میان صفحه‌ی کهکشان حرکت می‌کند را توصیف می‌کنند. κ نامش از یک مدل epicycle برای اختلال مرتبه اول، برگرفته شده، همان‌طور که در شکل زیر نشان داده شده است. به طور کلی، در یک چارچوب مرجع نالخت مدار ستاره بسته نیست، اما یک الگوی طوقی ایجاد می‌کند. اما، می‌توان تصور کرد که ستاره در یک epicycle واقع شده که مرکزش منطبق بر نقطه‌ی تعادل است. وقتی ستاره در جهت بازگشتی حول epicycle حرکت می‌کند، به طور متناوب به مرکز کهکشان نزدیک و دور می‌شود. همچنین epicycle بیضی شکل است و یک نسبت محوری دارد که با نسبت دامنه‌های نوسان χ و ρ یا $2\Omega / \kappa$ داده می‌شود. دستگاه مختصات (χ, ρ) مربوط به epicycle با سرعت زاویه‌ای Ω (سرعت زاویه‌ای نقطه‌ی تعادل) حول مرکز کهکشان می‌چرخد.



www.icosmo.ir