انجمن نجوم ایران

دانشگاه یزد

شانزدهمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک ایران

۲۶ و ۲۷ بهمن ۱۴۰۱، یزد، دانشگاه یزد

16th National Conference on Astronomy and Astrophysics of Iran

February 15 -16, 2023 (Yazd, Yazd University)

کمیته علمی :

جواد تقی زاده فیروزجایی - دانشگاه خواجه نصیر طوسی
سعید توسلی - دانشگاه خوارزمی
اکرم حسنی زنوزی - دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان
محمدعلی حداد - دانشگاه یزد
فاضله خواجه نبی - دانشگاه گلستان (دبیر کمیته علمی)
ندا داداشی - دانشگاه زنجان
سعید دوست محمدی - دانشگاه کرمان
زهرا رضایی - دانشگاه یزد
احمد شیخی - دانشگاه شیراز
سمیه شیخ نظامی - دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان
ساره عطایی - دانشگاه فردوسی مشهد
امین فرهنگ نیا - پژوهشگاه دانشهای بنیادی
مطهره محمدپور - دانشگاه دامغان
هومان مرادپور - دانشگاه مراغه

کمیته اجرایی:

حجت امراللهی
محمداسلامی کلانتری
محمد کاظم توسلی
محمد جعفایی
محمدعلی حداد (دبیر کمیته اجرایی)
مهدی شریفیان
لیلا غلامزاده
مریم مستاجران
الهام پوراحمدی
فرخنده فیضی

آخرین مهلت دریافت مقاله :
۳۰ دی ماه ۱۴۰۱

وبگاه همایش و ثبت نام :
www.asi.ir



نشانی کمیته علمی :
تهران - خیابان وصال شیرازی - بزرگمهر شرقی - بین فریمان و سرپرست - پلاک ۴۹ - واحد یک
تلفن: ۰۲۱۶۶۴۰۱۷۷۰
صندوق پستی: ۳۶۷۱-۱۵۸۷۵
کد پستی: ۱۴۱۶۸۸۴۴۷۱

نشانی کمیته اجرایی :
یزد - صفاییه- بلوار دانشگاه - دانشگاه یزد - دانشکده فیزیک
تلفن: ۰۳۵ ۳۱۲۳۲۷۷۲
پست الکترونیکی: astroconfs1401@asi.ir
کد پستی: ۸۹۱۵۸۱۸۴۱۱

This is a GREEN EVENT

IYBSSD2022

ISC Islamic World Science Citation Center


بسم الله الرحمن الرحیم

مجموعه مقالات

شانزدهمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک ایران

دانشگاه یزد

۲۶ و ۲۷ بهمن ۱۴۰۱

کد اختصاصی ثبت همایش در ISC: ۰۱۲۲۱-۹۹۵۳۱

فهرست عناوین سخنرانی ۱

ارائه دهنده	عنوان مقاله	شماره صفحه
استاد یوسف ثبوتی	Three arguable concepts: point particle singularity, asymmetric action of EM on quantum wave functions, and the left out restricted Lorentz gauge from U(1)	سخنران مدعو
الهام افتخاری اردکانی، فرانچسکو البابرا، الکساندر وازدکیس، مایکل بیزلی	سرنخی جدید از معمای خطوط جذبی قوی در طیف کهکشان‌های پرجرم با مطالعه‌ی نمونه‌ی اولیه از کهکشان‌های عتیقه CO	۷
محمدرضا نصیرزاده، فاطمه طباطبایی، ولکر هیسن، راینا بک	بررسی همبستگی رادیویی - فروسرخ در کهکشان IC342	۱۲
سیدمجتبی قاسمی، حسین حقی، علی رستمی شیرازی، اکرم حسنی زنوزی	آثار تغییر چگالی محلی خوشه‌ها بر شکل‌گیری و تحول خوشه‌های تاریک	۱۹
حمید حسنی، E. Rosolowsky, Adam Leroy, PHANGS collaboration	PHANGS-JWST First Results: The 21 μm Compact Source Population	۲۴
رضا همراهی، امیرنظام امیری، امیرحسین خرم، سعید توسلی	بررسی رابطه MBH – σ در کهکشان های کوتوله	۳۰
بهجت زارعی جلال آبادی، عباس عابدی، ، الکسی مویسیو	منابع تحریک گاز یونیزه در دو کهکشان کوتوله: Mrk 370 وUGC 8313	۳۵
مهدیه بالیده، عباس عابدی	حل هم زمان منحنی نوری و سرعت شعاعی دوتایی تماسی FP Boo	۴۳
زانیار ابراهیمی	مطالعه موج کینک در لوله‌های شار مغناطیسی در حضور مقاومت اهمی	۴۸
سیدحمیدرضا میربزرگی، عباس عابدی، کاظم یوسفی روبیات	نورسنجی و تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی VW Cep	۵۳
زهرا شکری چافی، نسیبه علیپور راد، حسین صفری	فعالیت پدیده‌های کوچک مقیاس جو خورشید و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری در نیمکره‌های شمالی و جنوبی در چرخه ۲۴	۵۸
قاسم صفائی، حسین حقی، اکرم حسنی زنوزی، پاول کروپا	تعیین شرایط اولیه مناسب برای زادگاه سه خوشه ستاره ای جوان با استفاده از روش تحول دینامیکی از زمان شکل گیری تا انحلال	۶۲
فاطمه افضلی، سعید دوست محمدی، الهام ضیاعلی	بررسی رابطه دوره تناوب-درخشندگی ستارگان دلتااسکوتی با استفاده از داده های مأموریت TESS	۶۷

فهرست عناوین سخنرانی ۲

ارائه دهنده	عنوان مقاله	شماره صفحه
حسین حقی	Dynamics of collisional system: the early life of star clusters	سخنران مدعو
مریم مصطفوی الحسینی، محمد سبوحی، گوهر رستگارزاده	بررسی اثر پهن‌شدگی سیگنال رادیویی در آزمایش SURA-4	۷۲
حامد قادری، پردیس گراوند، حسین صفری، نسیبه علیپور	دسته‌بندی کهکشان‌ها از ویژگی‌های تصاویر هابل برپایه‌ی الگوریتم k همسایه نزدیک	۷۸
محمدعلی مرادحاصلی، اکرم نوزی، حسین حقی	نسبت جرم به درخشندگی، رنگ و جرم باقیمانده ی ستاره ای کهکشان های کوتوله در تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی	۸۲
بیتا فارسی، احمد شیخی	تشکیل ساختار در کیهانشناسی گوس- بونه	۸۹
فهیمه رحیمی، زینب رضایی	تاثیر ماده نوترونی داغ بر ساختار ستاره نوترونی در گرانش نرده ای تانسوری	۹۵
حامد فاضل مدرس ، حسین حقی	اثر میدان خارجی در سیستم موند بر منحنی دوران کهکشان‌های SPARC	۹۹
محمد ریاحی زمین، معین مصلح	مقایسه‌ی زمان تشکیل نواحی درونی و بیرونی کهکشان‌ها با استفاده از تحلیل تاریخچه ستاره‌زایی تفکیکی	۱۰۵
گلشن اجلالی، فاطمه طباطبایی، و همکاران در گروه IMEG	بررسی تابش میلیمتری در کهکشان های نزدیک NGC2146 :وNGC2976	۱۱۰
هاله مسگری، فاطمه طباطبایی، نعمت الله ریاضی	محیط میان ستاره ای و ستاره زایی در کهکشان NGC1316	۱۱۴
سروش شاکری، لیانگ لی	کاوش ساختار میدان مغناطیسی در فوران‌های پرتوی گاما با استفاده از اندازه‌گیری قطبش	۱۳۰
خدایار تقی‌نیارمی، علیرضا خصالی	شبیه سازی انفجار ابرنواختریِ رمبش هسته‌ای با روش تراوش نوترینویی	۱۳۵
اعظم السادات قاسمی، جمشید قنبری، محبوبه معین مقدس	بررسی جرم بازگشتی با رویداد اختلالی جذر و مدی (TDEs) قرص برافزایشی نسبیتی دراطراف سیاهچاله‌ای پرجرم	۱۳۹
عبدالرضا شریفی، محسن نژاد اصغر	ریخت شناسی میدان مغناطیسی در کپه های ابرهای تاریک فروسرخ	۱۴۷

فهرست عناوین پوسترها

ارائه دهنده	عنوان مقاله	شماره صفحه
دانیال لهرابی، سروش شاکری	تولید قطبش دایره‌ای در طیف تابش زمینه‌ی کیهانی در اثر میدان اکسیونی	۱۵۳
محمد مهدی پارسا، عباس عابدی	استخراج منحنی سرعت شعاعی از منحنی نوری یک سامانه‌ی دوتایی با همدم تپنده	۱۵۷
فاطمه هنرور	مطالعه رادیویی کهکشانهای فعال	۱۶۱
ابوالفضل دین محمدی، حسین صفری، نادر میرابوالفتحی	نوسان سالانه و روزانه نرخ برهم‌کنش نوترینوهای خورشیدی در آشکارسازهای حالت جامد	۱۶۹
محسن خراسانی، احمد شیخی، معین مصلح	مقایسه مدل‌های مختلف انرژی تاریک بر اساس مشاهدات رصدی	۱۷۳
عبدالرضا شریفی، محسن نژاد اصغر	ساختار کپه متعادل در ابرهای تاریک فروسرخ	۱۸۰
مریم علی بخش، گوهر رستگارزاده، محمد نعمتی	طول تضعیف و جذب بهمن‌های گسترده هوایی در آرایه رادیویی دانشگاه سمنان (SURA)	۱۸۶
اعظم ملاطایفه، احسان توابی	امواج آلفن چرخشی در ساختارهای کروموسفری	۱۹۰
مینا رجبی نژاد سیاهپوش، حسان توابی	رابطه اکتیویته کرومسفر با سیکل فعالیت مغناطیسی دینامو خورشیدی	۱۹۶
مهدی جعفری ندوشن	مسئله چرخش-گردش در سیارک‌های دوتایی	۲۰۰
وحید برجی، علی واحدی ، فرزان مومنی	محاسبه سطح مقطع برهمکنش فوتون با گاز الکترونی تبهگن	۲۰۷
سعید فخری، آذین شیرمحمدی، زهرا صالح نیا، جواد تقی زاده فیروزجایی	نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه-ستاره نوترونی در مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش بیضوی	۲۱۲
مهری حیدری، احسان توابی	نوسانات عرضی در جت های خورشیدی: اثرات چسبندگی	۲۱۸
عباس ابراهیمی، محسن نژاد اصغر	ترمز مغناطیسی در یک هسته ابر مولکولی دوار	۲۲۴
زهرا فیروزه، سمیه تاران، نازیالا اسعدی، حسین صفری	شناسایی مناطق فعال زمین لرزه ای	۲۲۹
حسنیه برزگر، غلامحسین بردبار، بهزاد اسلام پناه، محسن بیگدلی	گراواستارهای سه بعدی در رنگین کمان گرانشی	۲۳۳
غلامحسین بردبار، یاسمین کوثری	محاسبه ساختار ستاره کوارکی در گرانش گوس بونه	۲۳۸
معصومه قاسمی نودهی، فاطمه طباطبائی	شبیه سازی تابش گرمایی و غیر گرمایی در عالم دور	۲۴۱
غلامحسین بردبار، عالیه باقری تودشکی، بهزاد اسالم پناه	ستاره های انرژی تاریک در رنگین کمان گرانشی	۲۴۶
رقیه هرزند جدیدی، علیرضا آهنگرزاده مارالانی	مشاهده امواج آلفون پیچشی با مطالعه داده های طیفی اسپیکول های خورشیدی	۲۵۱

مقالات سخنرانی

سرنخی جدید از معمای خطوط جذبی قوی CO در طیف کهکشان‌های پرجرم با مطالعه‌ی نمونه‌ی اولیه از کهکشان‌های عتیقه

الهام افتخاری اردکانی[۳و۲و۱]، فرانچسکو لاباربرا[٤] ، الکساندر وازدکیس[۳و۲]، مایکل بیزلی[۳و۲]

[۱] پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی *(IPM)*، تهران

[۲] مؤسسه اخترفیزیک جزایر قناری *(IAC)*، تنریف

[۳] پژوهشکده نجوم، دانشگاه لالاگونا *(ULL)*، تنریف

[٤] رصدخانه‌ی نحومی *INAF*-کاپودیمونته، ناپلی

چکیده

در حالی‌که، طیف کهکشان‌ها در طول‌موج‌های مرئی به خوبی با پیش‌رفته‌ترین مدل‌های سنتز جمعیت ستاره‌ای مطابقت دارد، بازه‌ی طول موجی فروسرخ نزدیک آن‌ها چالش برانگیز است: خطوط جذبی COدر باندهای H و K طیف کهکشان‌های نوع پیشین پرجرم بسیار قوی‌تر از پیش‌بینی‌مدل‌های فعلی هستند. این عدم تطابق تاکنون به جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط که غالب نور فروسرخ نزدیک آن‌ها از ستاره‌های سرد (مانند TP-AGBs) می‌باشد، نسبت داده می‌شده‌است. اما شواهدی قوی برای آن وجود ندارد و این سناریو در تضاد شدید با جمعیت‌های ستاره‌ای پیری هست که از مطالعات مرئی به‌دست آمده‌است. یک راه برای آزمایش این ادعا مقایسه‌ی شاخص‌های طیفی CO کهکشان‌های نوع پیشین با کهکشان‌های عتیقه (سیستم‌هایی دارای جمعیت‌های ستاره‌ای پیر و دست‌نخورده در تمامی شعاع‌های کهکشانی) است. کهکشان‌های عتیقه، به دلیل فقدان جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط، فرصت مناسبی را به ما برای مطالعه‌ی منشأ خطوط جذبی قوی COدر کهکشان‌های نوع پیشین می‌دهند. در این مطالعه، از نمونه‌ی اولیه‌ی کهکشان‌های عتیقه، NGC۱۲۷۷، بهره برده‌ایم و خطوط جذبی COاین کهکشان را با یک نمونه از کهکشان‌های نوع پیشین پرجرم مقایسه کردیم. ما نشان دادیم که خطوط CO در هر دو سیستم شدت مشابهی دارد و بسیار قوی‌تر از پیش‌بینی مدل‌های سنتز جمعیت ستاره‌ای است. ما نتیجه گرفتیم که جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط در کهکشان‌های نوع پیشین پرجرم علت خطوط جذبی قوی CO نیستند.

New insights into the puzzle of strong CO absorption features on the spectrum of massive galaxies from the study of a prototype relic galaxy

E. Eftekhari[1,2,3], F. La Barbera[4], A. Vazdekis[2,3], M. Beasley[2,3]

[1] School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

[2] Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), Tenerife

[3] Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna (ULL), Tenerife

[4] INAF-Osservatorio Astronomico di Capodimonte, Napoli

Abstract

While at optical wavelengths, galaxy spectra match well with state-of-the-art synthetic stellar population models, the near-infrared (NIR) spectral range poses a challenge: massive early-type galaxies (ETGs) show CO absorption features in their H- and K-band spectra, which are systematically stronger than all current model predictions. This mismatch has been attributed to intermediate-age stellar populations dominated in this spectral window by cool stars (e.g. TP-AGB). However, the evidence is not robust, and the scenario contrasts sharply with

the rather old populations inferred from the optical range. One way to test this claim is by comparison of CO spectral indices for ETGs and for the so-called "relic galaxies", i.e. systems that have been shown to host very old, "pristine" stellar populations at all galactocentric radii. Lacking intermediate-age stellar populations, relic galaxies provide us with a unique opportunity to address the origin of strong CO absorptions in ETGs. In this work, we utilized the prototype relic galaxy NGC1277 and compared the CO absorption features of this galaxy with the ones of a representative sample of massive ETGs. We showed that the CO lines in both systems have similar strengths, significantly stronger than the predictions of stellar population synthesis models. We concluded that intermediate-age stellar populations in massive ETGs are not the culprit of the strong CO absorptions.

مقدمه

یکی از نتایج رصدی چالش‌برانگیز از دهه‌ی ۱۹۹۰ میلادی تاکنون مشاهده‌ی خطوط جذبی قوی کربن مونوکسید (CO) در باند K طیف کهکشان‌های نوع پیشین (ETG) بوده‌است که ممکن است به دلیل وجود ستاره‌های غول شاخه‌ی مجانبی (AGB) درون جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط این کهکشان‌ها باشد(James & Mobasher 1996) . این بدان معناست که اکثر ETG های پرجرم پس از توقف ستاره‌زایی به صورت منفعل متحول نمی‌شوند و ممکن است دوره‌های ستاره‌زایی جدیدی را با تاریخچه‌ی ستاره‌زایی ممتد تجربه کرده باشند. چنین تفسیری در تضاد شدید با نتایجی است که تاکنون از بازه‌ی طول موجی مرئی به‌دست آمده‌است. در این مطالعه، ما از رصدهای طیف‌سنجی باندهای CO در نواحی طیفی Hو K استفاده می‌کنیم و این سناریو را به صورت تجربی مورد آزمایش قرار می‌دهیم. بدین منظور ما شدت شاخص‌های طیفی CO، تعریف شده در Eftekhari et al 2021، را در یک کهکشان عتیقه، NGC1277 (Trujillo et al 2014) با مدل‌های جمعیت‌ستاره‌ای مقایسه می‌کنیم. از آن‌جایی که کهکشان‌های عتیقه، کهکشان‌های پرجرمی هستند که ادغام‌های کهکشانی قابل توجهی را از $z\sim2$ تجربه نکرده‌اند، بنابراین برای مطالعه‌ی مؤلفه‌ی درونی کهکشان‌های پرجرم بسیار مناسب هستند. سن بالای بیش‌تر ستاره‌های NGC1277 از طریق مطالعه در دو ناحیه‌ی طول موجی تایید شده‌است: مرئی و فرابنفش نزدیک. بنابراین هرگونه عدم تطابق بین رصد خطوط CO این کهکشان و مدل‌های جمعیت ستاره‌ای نمی‌تواند به دلیل جمعیت‌های ستاره‌ای جوان یا سن-متوسط که در بازه‌ی NIR نور غالب هستند، باشد و این نسبت دادن خطوط جذبی قوی CO در ETGهای پرجرم را به جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط رد می‌کند.

نمونه‌ها و داده‌ها

ما از یک نمونه‌ی ۷تایی از ETGهای پرجرم در $z\sim0.5$ (La Barbera et al 2019)استفاده کردیم و این نمونه را با کهکشان NGC1277 که نمونه‌ی اولیه از کهکشان‌های عتیقه است، مقایسه کردیم. توجه شود که جرم ستاره‌ای کهکشان‌های این دو نمونه مشابه است ($\sim 10^{11} M_{\odot}$).

داده‌های باندهای H و Kکهکشان NGC1277 از طریق طیف‌سنج EMIR که بر روی تلسکوپ GTC (Gran Telescopio Canarias؛ با قطر ٤/١٠ متر در لاپالما) نصب است، طی ٦ شب در سال‌های ۲۰۱۷و ۲۰۱۹، به‌دست آمده‌است. در این رصدها از شکاف بلند EMIR به پهنای "٦/٠ استفاده شده‌است. نور از طریق گریسم‌های H و Kپراکنده شده و بازه‌ی طول موجی بین ٥/١ تا ٨/١ و ٠/٢ تا ٤/٢ میکرون را با قدرت تفکیک به ترتیب ٤٣٠٠ و ٤١٠٠ پوشش می‌دهد. طیف‌ها با جابه‌جایی کهکشان در امتداد شکاف

با الگوی ABBA ثبت شدند (A و B دو نقطه‌ی متفاوت به فاصله‌ی ۹۰" روی شکاف هستند) و هر بار که کهکشان در موقعیت A یا B قرار می‌گرفت، تابش ۱۲۰ ثانیه‌ای به آن داده می‌شد. الگوی ABBA برای حذف خطوط تابشی آسمان به کار گرفته شده‌است و این الگو چندین بار تکرار شده‌است. برای ثبت نمونه‌ای از خطوط جذبی زمین، پس از هر بلوک رصدی، طیف ستاره‌ها با انواع طیفی مختلف رصد شدند. برای تصحیح این خطوط از نرم‌افزار MOLECFITاستفاده کرده‌ایم. شکل ۱ طیف‌های داده‌کاهی شده‌ی NGC1277 را که از روزنه‌ای به قطر شعاع موثر (۱/۲kpc) استخراج شده‌اند، نشان می‌دهد.

طیف‌های ETGهای پرجرم از دو روزنه استخراج شده‌اند: یکی از روزنه‌ای با قطری برابر با شعاع موثر کهکشان NGC1277، یعنی ۱/۲kpc و دیگری از روزنه‌ای به قطر متوسط شعاع موثر ETGهای پرجرم که معادل ۹/۳kpc است. توجه کنید که تحلیل‌هایی که در این مطالعه انجام شده‌است بر پایه‌ی طیف انباشته‌ی ETGهای پرجرم است (طیف انباشته از میانگین طیف تک‌تک کهکشان‌ها به‌دست می‌آید)؛ اگرچه پراکندگی در شدت خطوط CO از تک‌تک کهکشان‌ها را هم نشان داده‌ایم.

مدل‌های جمعیت ستاره‌ای

ما شدت شاخص‌های CO رصد شده را با پیش‌بینی مدل‌های سنتز جمعیت ستاره‌ای MILES-E (Vazdekis et al 2016)مقایسه کرده‌ایم. ما همچنین از مدل‌های Conroy et al 2018استفاده کرده‌ایم که اثر فراوانی کربن بر شاخص‌های COرا هم پیش‌بینی می‌کند. ترکیبی از مدلی با AGB افزایش یافته و مدلی با سن پیر هم در این مطالعه استفاده شده‌است تا اثر مشارکت اغراق‌آمیز ستاره‌های AGB روی مدل‌های MILES-Eنمایش داده شود. این مدل‌ها در al et Eftekhari ۲۰۲۲ به طور مفصل توضیح داده شده‌اند.

شاخص‌های طیفی CO

تصویر ۲ مقایسه‌ی شدت خطوط CO بین داده‌ها و مدل‌های مختلف را نشان می‌دهد. برای هر شاخص CO، اندازه‌گیری روی طیف انباشته‌ی ETGهای پرجرم با دایره و مثلث قرمز (به ترتیب برای روزنه‌هایی به قطر ۱/۲kpc و$(R_e =< 3.9 > kpc$) نمایش داده شده‌اند؛ در حالی‌که دایره‌ی سبزرنگ نشان‌دهنده‌ی NGC1277 است. شدت خطوط COمدل MILES-E به عنوان تابعی از سن برای جمعیت‌های ستاره‌ای با فلزیت خورشید و تابع جرم اولیه‌ی راه شیری با خط صورتی نشان داده شده‌است. در این تصویر تنش بین شاخص های CO رصد شده و مدل‌ها به وضوح قابل مشاهده است. از آن‌جایی‌که نزدیک به نصف تابش باند K در جمعیت‌های ستاره‌ای با سن بین ۰/۱ تا ۲ گیگاسال ناشی از ستاره‌های فاز AGB است (Maraston 1998)، بسیاری از منجمان بر این باورند که جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط منشأ خطوط قوی CO در باند Kطیف ETGها هستند(1996 James & Mobasher) . اما al et Eftekhari ۲۰۲۲ نشان داده‌است که مدل‌های جمعیت ستاره‌ای با مشارکت اغراق‌آمیز ستاره‌های AGB که از ترکیب جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط و پیر ساخته می‌شوند با شاخص‌های CO رصد شده مطابقت ندارند. در واقع این اثر بسیار ناچیز است و از مرتبه‌ی اثر تغییرات فلزیت است (نقطه‌چین صورتی پیش‌بینی مدل‌های MILES-E با فلزیتی بیش‌تر از خورشید، [H/M]=0.26، است). al et Eftekhari ۲۰۲۲ یک سناریوی جایگزین پیشنهاد داده‌است که در آن ETGهای پرجرم ممکن است میزبان جمعیت‌های ستاره‌ای پیرتر (سازگار با نتایج به‌دست آمده از مرئی) ولی با فراوانی کربن بیش‌تری باشند. این اثر در تصویر ۲، با بردار بنفش نشان داده شده‌است. اگرچه اثر فراوانی کربن به اندازه‌ای نیست که با داده‌های رصدی تطابق پیدا کند اما این اثر

بزرگ‌تر از دو اثر دیگر (ستاره‌های AGB در جمعیت‌های سن-متوسط و فلزیت) است، به خصوص برای CO1.58 و CO1.64، و پیش‌بینی مدل‌ها را به طور قابل چشم‌گیری به رصدها نزدیک‌تر می‌کند (برای جزییات بیش‌تر به Eftekhari et al ۲۰۲۲ مراجعه کنید).

مطالعات جمعیت ستاره‌ای در ناحیه‌ی مرئی نشان می‌دهد که ETGهای پرجرم، در نواحی مرکزی، تابع جرم اولیه‌ی غنی از کوتوله دارند ($\Gamma_b \sim 3$) (Martín Navarro et al 2015). بنابراین ما در تصویر ۲ پیش‌بینی مدل‌های MILES-Eبا تابع جرم اولیه‌ی غنی از کوتوله را هم نشان داده‌ایم (خط و نقطه‌چین‌های ارغوانی). این تصویر نشان می‌دهد که یک تابع جرم اولیه‌ی غنی از کوتوله منجر به شدت خطوط CO ضعیف‌تری می‌شود و عدم تطابق بین داده‌ها و مدل‌ها را افزایش می‌دهد.

نمودارهای تصویر ۲ نشان می‌دهند که عدم تطابق بین رصدها و مدل‌ها مختص ETGهای پرجرم نیست بلکه NGC1277 هم این عدم تطابق را نشان می‌دهد. ناسازگاری بین رصدها و مدل‌ها، در هر دو نمونه‌ی ETGهای پرجرم و NGC1277، سناریویی که خطوط جذبی قوی CO را ناشی از ستاره‌های AGBدر جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط می‌داند، رد می‌کند؛ زیرا NGC1277، عاری از این‌گونه جمعیت‌های ستاره‌ای است.

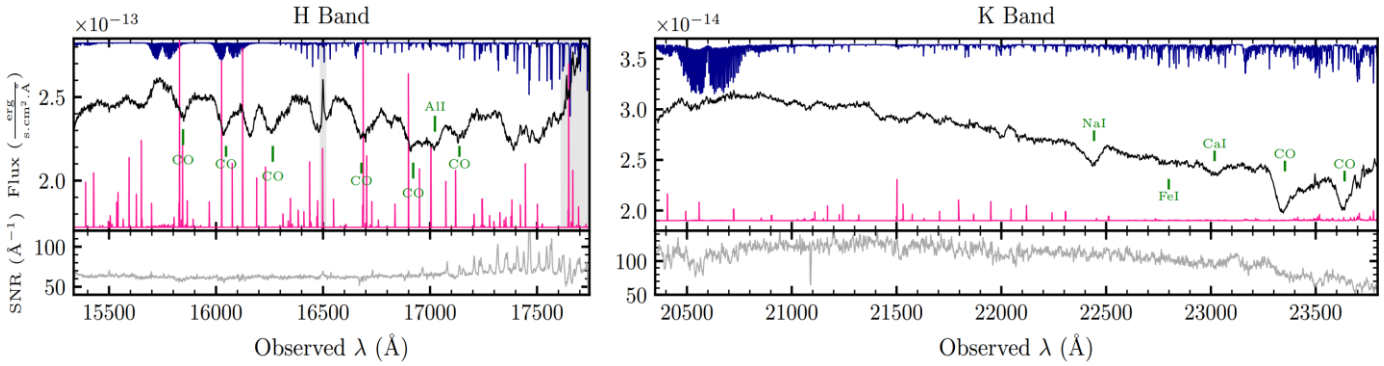
نتیجه‌گیری

ما شدت شاخص‌های COدر باندهای Hو Kرا که در Eftekhari et al ۲۰۲۱ تعریف شده‌اند روی طیف یک نمونه از ETGهای پرجرم و یک کهکشان عتیقه اندازه گرفتیم و این اندازه‌گیری‌ها را با پیش‌بینی مدل‌های جمعیت ستاره‌ای مقایسه کردیم. شاخص‌های CO در هر دو سیستم به شدت از پیش‌بینی مدل‌ها قوی‌تر هستند که دلالت بر این دارد که جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط در ETGهای پرجرم علت جذب قوی خطوط COدر این کهکشان‌ها نیستند.

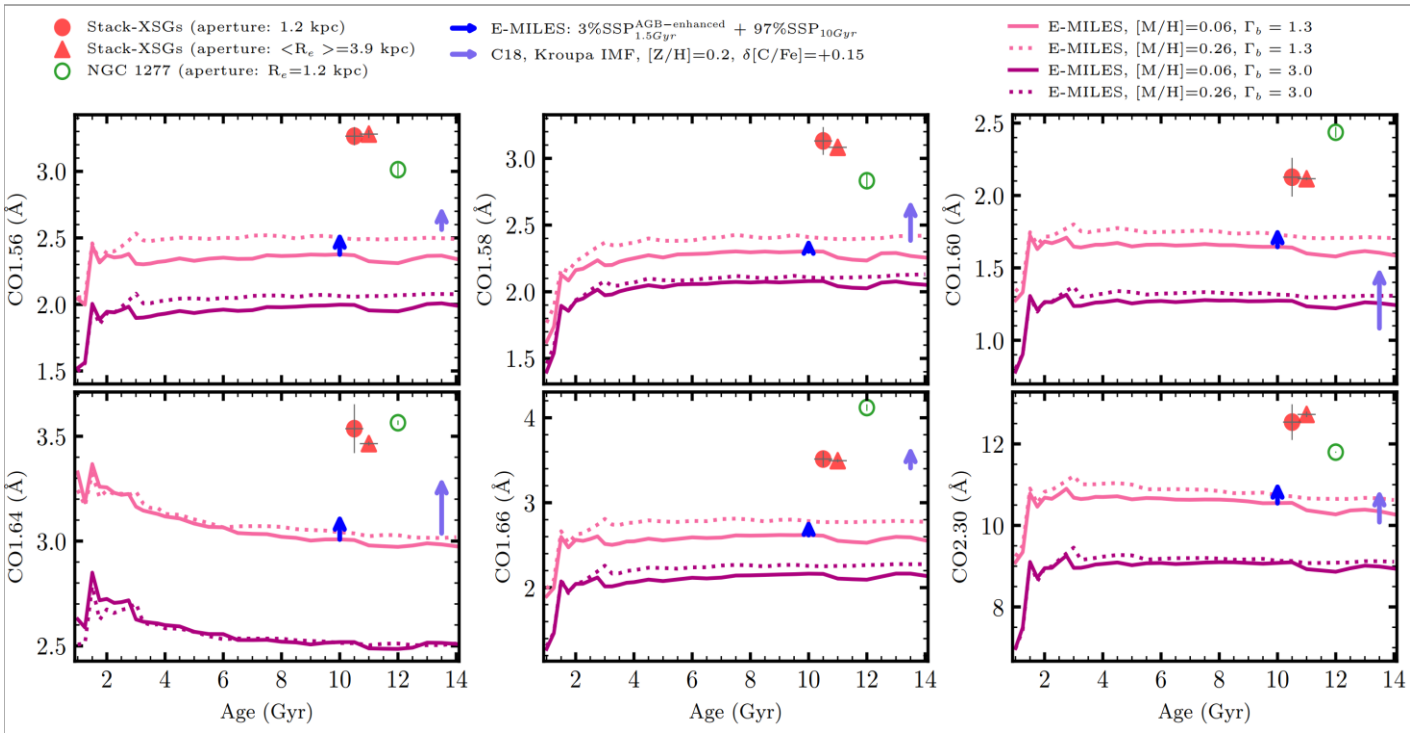
نتایج ما همچنین هنگام استفاده از مدل‌های جمعیت ستاره‌ای در تحلیل اثرات تحول ستاره‌ای (فراوانی کربن؛ بردار بنفش در تصویر ۲) و تاریخچه‌ی ستاره‌زایی (افزایش مشارکت جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط؛ بردار آبی در تصویر ۲) روی شدت خطوط CO تایید می‌شود. اثر اولی روی شدت CO چشم‌گیرتر از دومی است. به طور خاص برای تطابق رصدها با مدل‌ها از طریق اضافه کردن مؤلفه‌ای جوان، کسر جمعیت‌های ستاره‌ای جوان/سن-متوسط باید بسیار بزرگ باشد که این در تضاد با نتایجی است که از مطالعه‌ی مرئی ETGها به‌دست می‌آید و باعث می‌شود که نتوان شدت خطوط بالمر را تطبیق داد. بنابراین نتایج ما سناریویی را که در آن برای توضیح خطوط جذبی قوی CO در طیف ETGهای پرجرم نیاز به مشارکت قابل توجه جمعیت‌های سن-متوسط دارد، رد می‌کند و بدین صورت تنش ظاهری بین تصویر تحول کهکشان‌ها که از مطالعات مرئی و فروسرخ نزدیک استنباط شده‌است را بهبود می‌بخشد.

مرجع‌ها

[1] Conroy C., Villaume A., van Dokkum P. G., Lind K., 2018, ApJ , 854, 139
[2] Eftekhari E., Vazdekis A., La Barbera F., 2021, MNRAS , 504, 2190
[3] Eftekhari E., La Barbera F., Vazdekis A., Allende Prieto C., Knowles A. T., 2022, MNRAS , 512, 378
[4] La Barbera F. et al., 2019, MNRAS , 489, 4090
[5] Maraston C., 1998, MNRAS , 300, 872
[7] Martín-Navarro I., La Barbera F., Vazdekis A., Ferr é-Mateu A., Trujillo I., Beasley M. A., 2015, MNRAS , 451, 1081
[6] Mobasher B., James P. A., 1996, MNRAS , 280, 895
[7] Trujillo I., Ferré-Mateu A., Balcells M., Vazdekis A., S ´anchez-Blázquez P., 2014, ApJ , 780, L20
[8] Vazdekis A., Kole v a M., Ricciardelli E., R ¨ock B., Falc ´on-Barroso J., 2016, MNRAS , 463, 3409



شکل ۱ : طیف داده‌کاهی شده‌ی کهکشان NGC1277 در باندهای H(چپ) و K (راست). در هر تصویر، نمودار بالا طیف NGC1277 (خط سیاه) که از روزنه‌ای به قطر شعاع مؤثر استخراج شده‌است و خطوط جذبی زمین (سرمه‌ای) و خطوط تابشی آسمان (صورتی) را نشان می‌دهد. نمودارهای پایینی طیف سیگنال به نوفه را نشان می‌دهند.



شکل۲ : شدت شاخص‌های طیفی CO در باندهای Hو Kبه عنوان تابعی از سن برای مدل‌ها (خطوط) و رصدها (نقاط). این نمودارها نشان می‌دهند که رصدها خطوط جذبی CO قوی‌تری نسبت به پیش‌بینی مدل‌ها دارند. نقاط قرمز ETGهای پرجرم هستند و دایره‌ی سبز کهکشان عتیقه‌ی پرجرم NGC1277 را نشان می‌دهد. بردارها تغییرات شدت خطوط را نسبت به مدل‌های مرجع نشان می‌دهند که از طریق ۱) اضافه کردن ۳٪ از یک جمعیت ستاره‌ای سن متوسط (۵/۱ گیگاسال) با مشارکت اغراق‌آمیز ستاره‌های AGB به یک جمعیت ستاره‌ای پیر (۱۰ گیگاسال) (بردار آبی) ۲) افزایش فراوانی کربن با مدل‌های Conroy et al 2018 (بردار بنفش) به‌دست آمده‌اند. NGC1277 و ETGهای پرجرم شدت خطوط CO مشابهی را در اکثر نمودارها نشان می‌دهند و بالاتر از مدل‌ها قرار می‌گیرند. جمعیت‌های ستاره‌ای سن-متوسط، که در کهکشان NGC1277 وجود ندارند، نمی‌توانند عدم تطابق COهای رصد شده با مدل‌ها را توضیح دهند.

بررسی همبستگی رادیویی – فروسرخ در کهکشان IC 342

نصیرزاده، محمد رضا[۱و۲] ؛ طباطبایی، فاطمه[۱]؛ هیسن، ولکر[۳]؛ بک، راینا[٤]

[۱] پژوهشکده نجوم،پژوهشگاه دانش های بنیادی ، تهران

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج

[3] دئارتمان اخترفیزیک، دانشگاه هامبورگ، هامبورگ

[٤] گروه نجوم رادیویی، موسسه ماکس پلانک، بن

چکیده

همبستگی نزدیک و جهان شمول میان تابشهای رادیویی و فروسرخ به ستاره زایی در کهکشانها مرتبط دانسته شده است. با این وجود مطالعات دقیق در مقیاسهای کوچکتر از کیلو پارسک (kpc) به ما میگوید این همبستگی حتی برای نواحی غیر ستاره زا نیز به دلیل وجود جفتشدگی میان میدان مغناطیسی و گاز نزدیک و برقرار است. همچنین نشان داده شده است که کوچکترین مقیاس همبستگی به طول انتشار الکترونهای پرتوهای کیهانی وابسته است. به همین دلیل در این مقاله ما بر روی پیداکردن کوچکترین مقیاس همبستگی در فرکانسهای مختلف و همچنین ایجاد نقشه های گرمایی و غیرگرمایی پرداختیه ایم.

Study of Radio—IR Correlation in IC 342

Nasirzadeh, Mohammad Reza[1,2] ; Tabatabaei, Fatemeh[1]; Heesen, Volker[3]; Beck, Rainer[4]

[1]School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), PO Box 19395-5531, Tehran, Iran
[2] *Kharazmi University, Faculty of Physics ,Karaj, Iram*
[3] Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Gojenbergsweg 112, 21029 Hamburg, Germany
[4] Max-Planck Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

Abstract

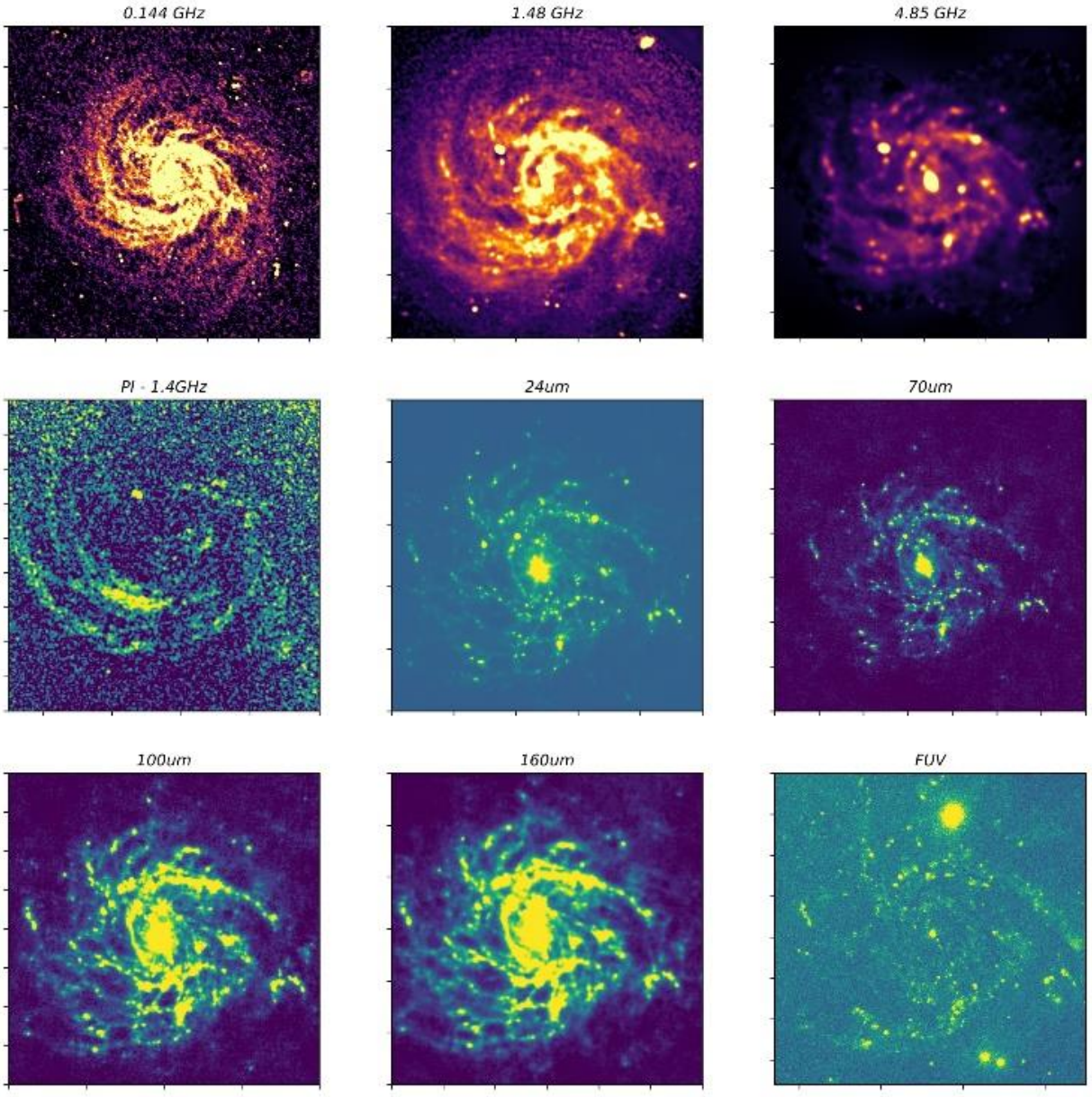
The tight and global correlation between the cm radio and infrared (IR) fluxes has been linked to star formation in galaxies. Resolved studies on sub-kpc scales however indicate that the correlation can also be as tight in non-actively star forming ISM due to a coupling between the gas and magnetic field. It has been also shown that the smallest scale the radio-IR correlation holds depends on the propagation length of cosmic ray electrons. As such, we would expect to see a change in the correlation in terms of both slope and its smallest scale with frequency taking into account that different frequencies trace different generation and ages of cosmic ray electrons. We investigate this in the nearby galaxy IC342 using the LOFAR LoTSS data as well as the higher frequency VLA and Effelsberg observations of the radio continuum emission along with the Herschel and Spitzer IR data. The proximity and face-on view of IC342 ideally help us to understand the interplay between the magnetized ISM and massive star formation in the ISM.

مقدمه

نزدیک و جهانی بودن همبستگی مادون قرمز دور (FIR) به پیوستار رادیویی (RC) هنوز به طور کامل درک نشده است. این همبستگی توسط همه کهکشانهای ستاره زایی که هسته فعال کهکشانی بر آنها تسلط ندارد، چه در سطح جهانی و چه محلی در دیسکها دنبال میشود [1].یک توافق کلی وجود دارد که تشکیل ستاره (SF) محرک نهایی این رابطه است، به این معنا که بخش عمده ای از انتشار غبار در فروسرخ توسط ستارگان جوانی تأمین میشود که به زندگی خود به عنوان ابرنواختر پایان میدهند که مکانهای اصلی شتاب پرتوهای کیهانی هستند. اگرچه این دیدگاه ساده انگارانه درست است، اما بسیاری از پارامترهای اضافی را که بر همبستگی تأثیر میگذارد نادیده میگیرد .بنابراین، هنوز یک درک دقیق برای استفاده صحیح از انتشار پیوستار رادیویی به عنوان ردیاب ستاره زایی اخیر با این مزیت مهم که تحت تأثیر خاموشی قرار نگیرد، وجود ندارد بسیار مهم است .عالوه بر این، درک دقیق همبستگی منجر به درک عمیقتر تابش غبار، محیط میان ستارهای و انتشار پرتوهای کیهانی میشود [2].

رصد و داده ها

برای بررسی هرچه دقیق و عمیقتر، این مطالعه شامل داده های مختلفی از طول موجهای متفاوتی همچون رادیویی در فرکانسهای پایین، مادون قرمز، فرابنفش. توان تفکیک، تلسکوپ و ابزار رصد در جدول --- آورده شده است. قابل ذکر است به کمک بسته نرم افزاری AIPS،برای بررسی درست و دقیق همبستگیها باتوجه به هدف علمی هر بخش از مطالعه همه تصاویر به اندازه و توان تفکیک یکسانی همسان سازی شده اند که مشخصات آن از تصویر پایه گرفته شده است .برای همبستگیها نیز فقط مقادیر بالاتر از ۳ سیگما مورداستفاده قرار گرفته اند. این مقادیر نیز به کمک بسته نرم افزاری AIPS و با بررسی حداقل ۳ منطقه از گوشه های تصویر به دست آمده است.
در بخش رادیویی این مطالعه، برای بررسی همبستگی رادیویی – فروسرخ از داده های رادیویی در بسامدهای ۰,۱٤٤ 1.4, ٤,۸ گیگاهرتز استفاده شده است. داده های مربوط به فرکانس ۰,۱٤٤ گیگاهرتز که نقش اصلی در این مطالعه را ایفا میکند از آرایه فرکانس پایین LOFARگرفته شده است). لازم به ذکر است باتوجه به همکاری با گروه پروژه های کلیدی مرکز LOFAR شاخه کهکشانهای نزدیک، این داده برای اولین بار توسط ما بررسی شده و تا کنون به صورت رسمی در مطالعات دیگر به کار گرفته نشده. داده کاهی این نقشه توسط ولکر هیسن (Volker Heesen) از دانشگاه هامبورگ انجام شده است. دیگر دادههای پیوستار رادیویی در فرکانسهای ۱,٤ و ٤,۸ گیگاهرتز به روش تداخل سنجی به کمک تلسکوپهای افلسبرگ و VLA تهیه شده است. از دیگر نقشه های مربوط به پیوستار رادیویی میتوان به نقشه های گرمایی و غیرگرمایی تهیه شده توسط این داده ها نام برد. کهکشان IC ۳٤۲ توسط تلسکوپ های مداری اسپیتزر و هرشل در بازه فروسرخ (از ٦,۳ تا ۵۰۰ میکرومتر) و توسط تلسکوپ مداری گلکس در بازه فرابنفش دور و نزدیک به خوبی رصد شدهاست .در این مطالعه ما از داده های ۱۰۰،۷۰،۲٤ و ۱٦۰ میکرومتر در بازه فروسرخ و فرابنفش دور (۱۵۳نانومتر) استفاده کردیم. در شکل ۱ شما می توانید نمایی از تمام داده های به کار رفته در این مطالعه را مشاهده بفرمایید.



شکل ۱: داده های استفاده شده در این مطالعه

روشها :

جداسازی تابش حرارتی و غیرحرارتی

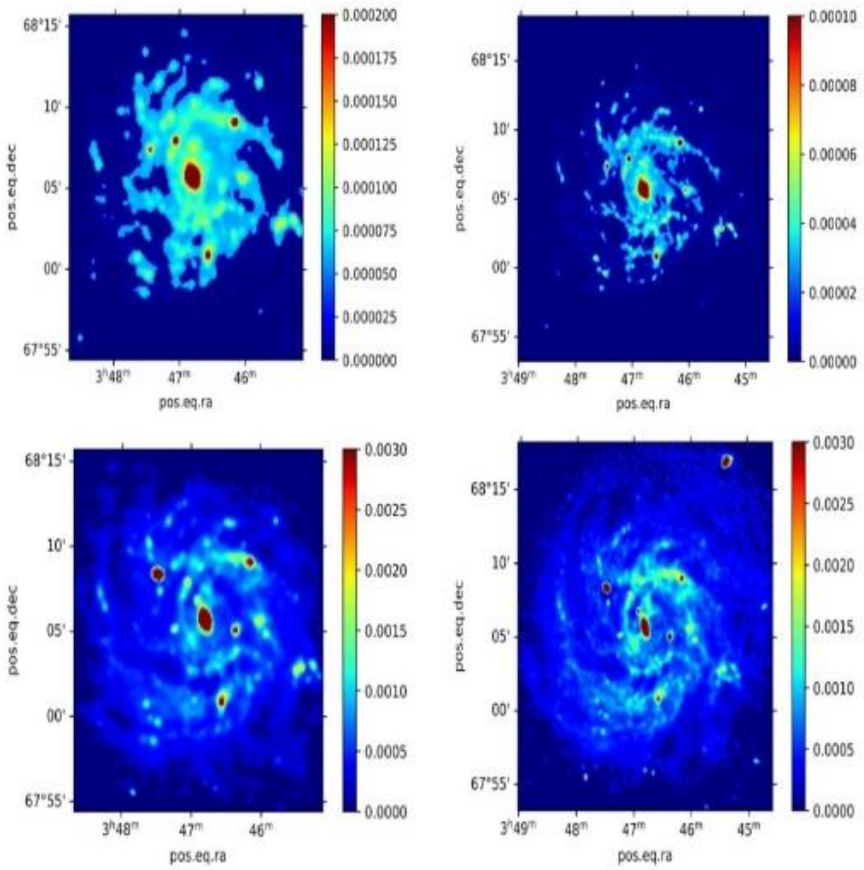
. برای بررسی هرچه دقیق تر فیزیک همبستگی ما نیاز به جداسازی مؤلفه های گرمایی و غیرگرمایی داریم. یکی از روشهای مرسوم برای جداسازی در نیم قرن گذشته استفاده از توزیع انرژی طیفی رادیویی بوده است. در این روش با مشاهده کهکشانها در بسامدهای مختلف، تابشهای گرمایی و یا غیرگرمایی مدل میشوند. اما در این روش به دلیل ثابت درنظرگرفتن شاخص طیفی، اثرات ناحیه های مختلف از جمله نواحی ستاره زا و یا بقایای ابرنواختری که شاخص طیف متفاوتی دارند نادیده گرفته میشود و به این دلیل این روش منجر به ایجاد نقشه

های حرارتی و غیرحرارتی نادرستی میشود .روش دوم، روشی به نام قالب حرارتی است که در آن از یک ردیاب تابش آزاد – آزاد برای تخمین تابش حرارتی استفاده میشود. اما ازآنجاکه در این روش اغلب از دادههای خط نشری $H\alpha$ استفاده میشود و بنابر موقعیت کهکشان IC ۳٤۲ در آسمان به چنین داده ای از کهکشان دسترسی نداریم. این روش نیز برای جدا سازی مولفه های گرمایی و غیرگرمایی برای این مطالعه مناسب نیست .اما در روش سوم، به کمک نقشه ۲٤ میکرومتر[3] و استفاده از آن به عنوان ردیاب تابش آزاد - آزاد باتوجه به معادله معرفی شده توسط مورفی و همکاران میتوانیم مؤلفه های گرمایی تابشهای رادیویی را با استفاده از معادله زیر جدا کنیم.

$$\left(\frac{S_T}{Jy}\right) \sim 7.93 \times 10^{-3} \left(\frac{T}{10^4 K}\right) \left(\frac{\nu}{GHz}\right)^{-0.1} \left(\frac{f_\nu(24um)}{Jy}\right) \qquad (3)$$

در این معادله T دمای میانگین ناحیه HII است که برابر با ۱۰۰۰ کلوین در نظر گرفته است، ν فرکانس داده پیوستار رادیویی مورد استفاده و ($f_\nu(24um)$) شدت تابش داده ۲٤ مایکرومتر ما در واحد Jy میباشد.

.برای به دست آوردن مؤلفه غیرگرمایی، تنها کافی است که داده پیوستار رادیویی را از مؤلفه گرمایی به دست آمده توسط این معادله کم کنیم. $S_{NT} = S_{TOT} - S_T$. در اینجا S_{NT}تابش غیرگرمایی یا سینکروترون است و S_{TOT}تابش پیوستار رادیویی در هر فرکانس می باشد. در زیر نقشه های حرارتی و غیر حرارتی در دو فرکانس رادیویی مختلف نشان داده شده است.



شکل ۲: نقشه های گرمایی (بالا) و غیر گرمایی (پایین) در فرکانس های ٤،۸ گیگاهرتز(سمت چپ) و۱،٤ گیگاهرتز (سمت راست)

تحلیل به روش مقیاس به مقیاس –موجک

اصطالح موجک (wavelet) یا موج کوچک، یک نوسان موج مانند است که در زمان یا مکان جایگزیده شده است .موجکها دو ویژگی اساسی دارند: مقیاس و مکان. مقیاس (اتساع) تعیین میکند که یک موجک چقدر "کشیده" یا "فشرده" است. این ویژگی مربوط به فرکانسی است که برای امواج تعریف شده است و همینطور مکان تعیین میکند که موجک در زمان (فضا) در کجا قرار میگیرد. تبدیل موجک نیز از توابع نوسانی استفاده میکند، اما بر خالف تبدیل فوریه، این توابع به سرعت به سمت بینهایت فرو میپاشند (به صفر میل میکنند). در این مطالعه، ما بر روی کاربردهای آن در تصاویر نجومی و اخترفیزیک تمرکز خواهیم کرد. این بدان معنی است که ما نسخه دوبعدی تبدیل و به طور دقیقتر، تبدیل موجک پیوسته دوبعدی را در نظر خواهیم گرفت که کاربرد اصلی آن برای تجزیه وتحلیل و تشخیص ویژگیهای فیزیکی در تصاویر است. در این روش خانوادهای از توابع توسط بسط و تبدیل تابع مادر که موجک تحلیل نامیده میشود ایجاد میشود. بدین صورت:

$$w(a,x) = \frac{1}{a^k}\iint_{-\infty}^{+\infty} f(x')\psi^*(\frac{x-x'}{a})dx \qquad (1)$$

در اینجا $x = (x,y)$ و $f(x)$ یک تابع دوبعدی است. $\psi(x)$ موجک تحلیلی است که میتواند مختلط یا حقیقی باشد. a مشخصه مقیاس است و k مشخصه نرمال . تبدیل فوق یک تصویر را به "نقشه" در مقیاس های مختلف تجزیه میکند. در هر نقشه، سازه هایی با مقیاس انتخابی برجسته هستند زیرا ضرایب بزرگتری نسبت به سازه هایی با مقیاس کوچکتر یا بزرگتر دارند.

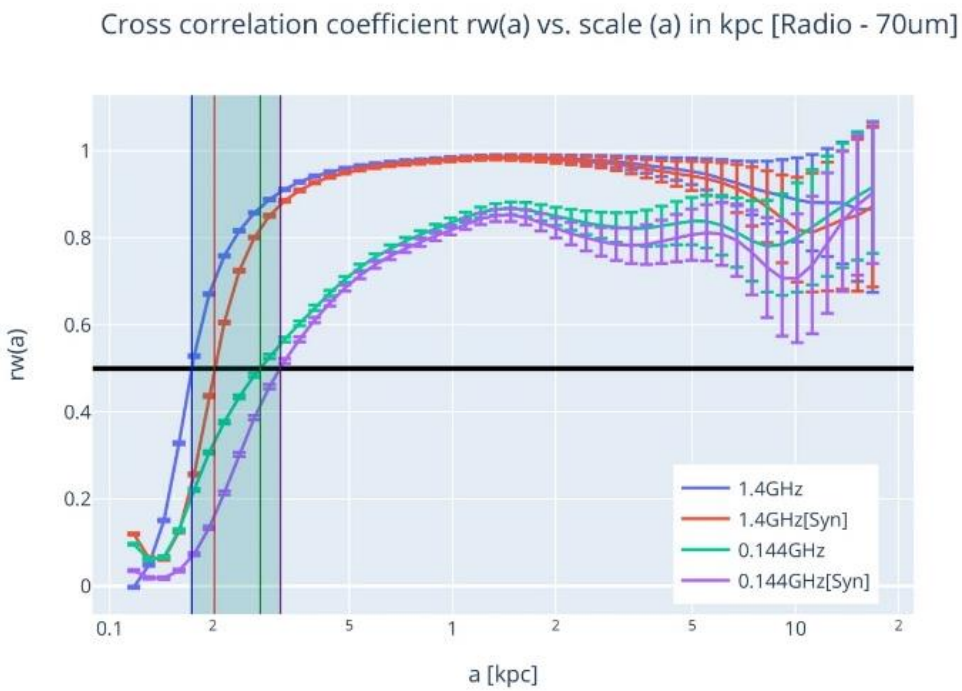
همبستگیهای متقابل موجک:

ٔ روش مفید برای مقایسه تصاویر در طول موجهای مختلف، همبستگی متقابل موجک است. ضریب همبستگی متقاطع موجک در مقیاس a به صورت زیر تعریف می شود:

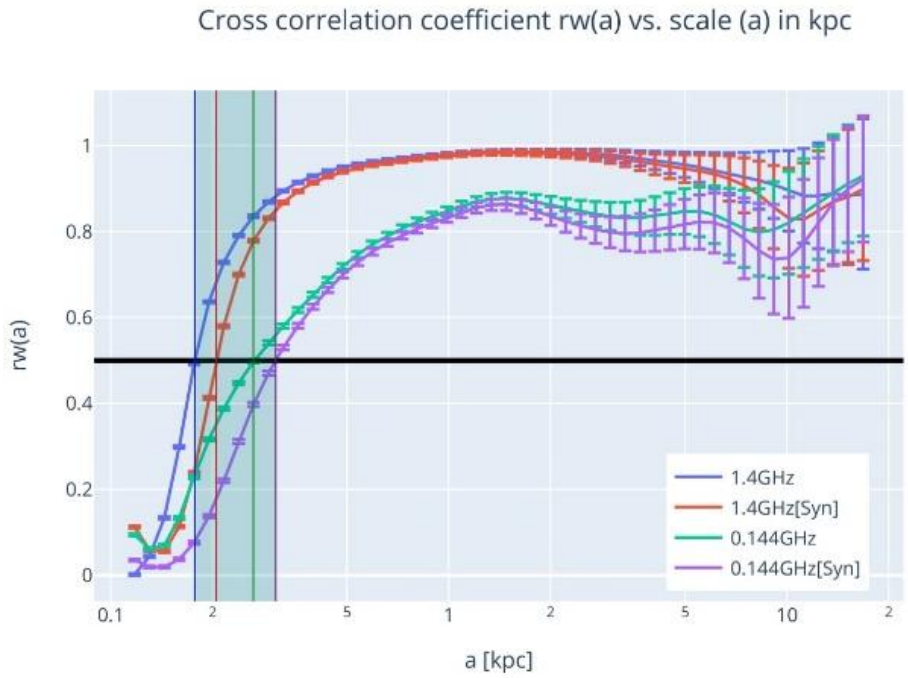
$$r_w(a) = \frac{\iint w_1(a,x)w_w^*(a,x)dx}{|M_1(a)M_2(a)|^2} \qquad (2)$$

دراین رابطه اعداد ۱ و ۲ به تصاویر با اندازه تفکیکپذیری یکسان اشاره دارد. مقدار r_wبین ۱- (همبستگی معکوس کامل) و ۱(همبستگی کامل) متغییر است. رسم نمودار r_wدر مقابل مقیاس، نشان میدهد که به چه میزان ساختار ها در مقیاس های متفاوت در شدت و مکان با یکدیگر همبسته هستند.

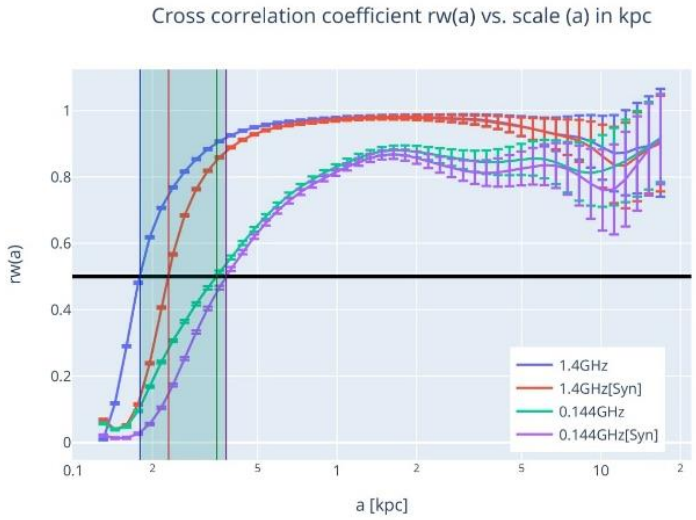
نتیجه مهم دیگری که نیز میتوانیم به کمک رسم نمودار ضریب همبستگی موجک در مقابل مقیاس به دست آوریم مقیاسهای شکست هست که به ما کمک میکند متوجه میزان انتشار الکترونهای پرتوهای کیهانی شویم [4]. مقیاس شکست برای ما، مقیاسی است که در آن ضریب همبستگی r_w شروع به نشان دادن یک همبستگی خوب می کند. یعنی برای مقادیر 0.5 به بالا [5] .



شکل ۳: نمودار همبستگی موجک – مقیاس برای داده های رادیویی در مقابل داده ۷۰ مایکرومتر



شکل ٤: نمودار همبستگی موجک – مقیاس برای داده های رادیویی در مقابل داده ۱۰۰ مایکرومتر



شکل ۵: نمودار همبستگی موجک – مقیاس برای داده های رادیویی در مقابل داده ۱۶۰ مایکرومتر

جدول ۱: مقیاس های شکست برای همبستگی موجک در کهکشان IC 342 برحسب کیلوپارسک

1.4GHz	داده مشاهده شده	داده گرمایی	داده غیرگرمایی
70um	0.17	0.19	0.18
100um	0.17	0.18	0.18
160um	0.18	0.18	0.18
0.144GHz	داده مشاهده شده	داده گرمایی	داده غیرگرمایی
70um	۰,۲۸	۰,۱۸	۰,۲۸
100um	۰,۲۸	۰,۱۸	۰,۲۷
160um	۰,۳۱	۰,۱۹	۰,۳۱

نتیجه گیری

یکی از اهداف اصلی این مطالعه بررسی همبستگی رادیویی و فروسرخ در مقیاس فضایی کوچک است. به دستآوردن توزیع میدانهای مغناطیسی در مناطق ستاره زا و سراسر کهکشان ازاینرو مهم است که میتوان نقش آنرا در همبستگی رادیویی فروسرخ و انتشار الکترونهای پرتوهای کیهانی پیدا کرد. نتایج همبستگی موجک نشان میدهد همبستگی رادیویی فروسرخ در مقیاسهای فضایی کوچک که توسط میدان مغناطیسی منظم تنظیم میشود، شکسته میشود. ازآنجاکه کوچکترین مقیاس همبستگی متناسب با طول پراکندگی الکترونهای پرتوهای کیهانی است نتایج بررسی ما در بسامدهای مختلف به ما نشان میدهد که طول پراکندگی الکترونهای پرتوهای کیهانی با فرکانس کاهش پیدا میکند به این معنا که در فرکانسهای پایینتر این پرتوهای کیهانی بیشتر پراکنده میشوند. در مطالعه ما این تفاوت برای دو فرکانس ۱,٤ و ۰,۱٤٤ گیگاهرتز برابر با ۱۰۰ پارسک می باشد.

مراجع

[1]. Helou, G., Soifer, B. T., Rowan-Robinson, M. 1985, ApJ, 298, 7
[2]. Xu, C.; Lisenfeld, U., V¨olk, H. J. 1994, A&A, 285, 19
[3]. Murphy, E. J. 2009, ApJ, 706, 482

[۴]. F. S. Tabatabaei, E. M. Berkhuijsen, P. Frick, R. Beck, and E. Schinnerer, "Multi-scale radio-infrared correlations in M 31 and M 33: The role of magnetic fields and star formation," Astronomy and Astrophysics, vol. 557, p. A129, 2013.
[5]. F. S. Tabatabaei, E. Schinnerer, E. J. Murphy, R. Beck, B. Groves, S. Meidt, M. Krause, H.-W. Rix, K. Sandstrom, A. F. Crocker, and et al., "A detailed study of the radio-fir correlation in ngc 6946 withherschel-pacs/spire from kingfish," Astronomy & Astrophysics, vol. 552, p. A19, Mar 2013

آثار تغییر چگالی محلی خوشه‌ها بر شکل‌گیری و تحول خوشه‌های تاریک

قاسمی، سیدمجتبی ؛ حقی، حسین ؛ رستمی شیرازی، علی ؛ حسنی زنوزی، اکرم

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، گاوازنگ، زنجان

چکیده

وجود خوشه تاریک به عنوان یک گونه‌ی جدید از جمعیت ستاره‌ای فشرده پیش‌بینی شده است. به دلیل وجود یک زیرسیستم متراکم از سیاهچاله‌ها در مرکز خوشه تاریک، احتمال وقوع برخوردهای سیاهچاله‌ای فوق کشسان در آن بسیار زیاد است. در نتیجه‌ی این برخوردها، دوتایی‌ها و یا چندتایی‌های سیاهچاله‌ای-ستاره نوترونی شکل می‌گیرند که سبب می‌شود تا خوشه‌های تاریک منابع فوق العاده مناسبی برای رصد امواج گرانشی باشند. محاسبات عددی صورت گرفته نشان می‌دهند که عوامل زیادی بر تحول دینامیکی و نرخ کاهش جرم این خوشه‌ها موثر هستند؛ در کنار تعداد ستاره‌های اولیه، جرم کل خوشه و شعاع نیمه جرم آن که در تعیین انواع چگالی خوشه موثراند، مولفه‌ی دیگری به نام ضریب تفکیک جرمی اولیه نیز در چگالی اولیه قسمت مرکزی خوشه تاثیر گذار است. ضریب بالای تفکیک جرمی اولیه بدان معنا است که چگالی مرکزی ستاره‌های سنگین در ابتدای عمر خوشه بسیار بالا است. وجود این مولفه در خوشه سبب می‌شود تا زیر سیستم سیاهچاله‌ها بسیار سریعتر شکل بگیرند و درنتیجه‌ی آن، ستاره‌ها زودتر از خوشه خارج می‌شوند و خوشه سریعتر منحل می‌شود. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که افزایش چگالی مرکزی اولیه خوشه، برخلاف افزایش چگالی اولیه خوشه، سبب کاهش عمر خوشه می‌شود. همچنین افزایش ۱ واحدی ضریب تفکیک جرمی اولیه می‌تواند درصد زمان سپری شده از عمر خوشه در فاز تاریک را تا ۲ برابر افزایش بدهد. کاهش چگالی اولیه خوشه یا افزایش ضریب تفکیک جرمی اولیه آن سبب می‌شود تا پدیده‌ی خوشه‌ی تاریک تا فواصل دورتری از مرکز کهکشان قابل مشاهده باشد.

واژه های کلیدی: خوشه ستاره‌ای تاریک، چگالی خوشه، تفکیک جرمی اولیه، سیستم سیاهچاله‌ها

Effects of the Local Density of Clusters on the Formation and Evolution of Dark Star Clusters

Seyed Mojtaba Ghasemi, Hosein Haghi, Ali Rostami Shirazi, and Akram Hasani Zonoozi

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran

Abstract

Present studies justify dark star clusters as predicted, new type of compact stellar populations. Due to the existence of a dense subsystem of black holes in the center of the dark cluster, the probability of super elastic collisions of black holes is very high. As a result of these collisions, neutron star-black hole binaries or multiples are formed, which makes dark clusters excellent sources for gravitational wave observations. Numerical calculations show that there are many important factors that make effect on the dynamical evolution and depletion rate of these clusters. In addition to the initial number of stars, the total mass and half-mass radius which can determine the initial densities of a cluster, another parameter called the primordial (or early) mass segregation (PMS) is also effective on the density of the clusters' center. A high PMS factor means that the central density of heavy stars is very high at the very first years of the cluster's life. The presence of this component in the cluster causes the black hole subsystem to form much faster and as a result, light stars leave the cluster sooner and the cluster dissolves faster. The results of the N-body simulations show that the increase of the initial central density of the cluster, in contrast to the increase of the initial density of the cluster, causes a decrease in the life of the cluster. Also, an increase of 1 unit of the PMS coefficient can increase the percentage of time in which the cluster was in its dark phase up to 2 times. Decreasing the initial density of a cluster or increasing its PMS factor causes the dark cluster phenomenon to be visible at greater distances from the center of the galaxy.

Keywords: Dark Star Cluster, Density of Cluster, Primordial Mass Segregation, Black Hole System

مقدمه

در اثر برهمکنش‌های دوجسمی میان اجرام سبک و سنگین در خوشه، سرعت اجرام سبک‌تر افزایش می‌یابد و به سمت نواحی بیرونی خوشه کشیده می‌شوند و اجرام سنگین‌تر در اثر اصطکاک دینامیکی به سمت نواحی داخلی خوشه حرکت می‌کنند. این پدیده که تفکیک جرمی نام دارد همانند یک سانتریفیوژ طبیعی عمل کرده و نحوه‌ی جاگیری اجزای خوشه‌های ستاره‌ای را بر اساس جرم آن‌ها تعیین می‌کند. پدیده‌ی تفکیک جرمی اولیه (Primordial Mass Segregation؛ PMS) به خوشه‌هایی نسبت داده می‌شود که با وجود سن بسیار کمی که دارند، اجرام سبک و سنگین در آن‌ها به طرز قابل توجهی از یکدیگر تفکیک شده‌اند. در صورتیکه یک خوشه از درون ابرهای متراکم گازی بوجود بیاید و یا تداخلی میان خوشه‌های در حال شکل‌گیری رخ بدهد ممکن است خوشه‌ای با ضریب بالایی از تفکیک جرمی در ابتدای تولد مشاهده کنیم. وقوع این پدیده در خوشه‌های ستاره‌ای، با ایجاد تغییرات در چگالی محلی ستاره‌های خوشه، به میزان قابل توجهی تحول دینامیکی خوشه را تحت تاثیر خود قرار می‌دهد. در خوشه‌های تحت تاثیر نیروی کشندی، وجود تفکیک جرمی اولیه سبب انبساط قوی‌تر خوشه می‌گردد و می‌تواند بیشینه شعاع خوشه را تا ۲ برابر افزایش بدهد [4]. در نتیجه‌ی آن شار بزرگتری از جرم از مرز کشندی خوشه خارج می‌شود. پس می‌توان دریافت که هر چه ضریب تفکیک اولیه (S) سیستمی بیشتر باشد، قدرت انبساط آن نیز بیشتر می‌شود.

پس از تحول ستاره‌ها در سال‌های ابتدایی عمر یک خوشه، بقایای فشرده به جا مانده از انفجار ابرنواختری ستاره‌های سنگین (مانند سیاهچاله‌ها و ستاره‌های نوترونی) به دلیل تمایل داشتن به حضور در مرکز خوشه در اثر تفکیک جرمی، یک زیر جمعیت جالب از نظر دینامیکی را در آنجا شکل می‌دهند. به دلیل عدم تعادل در میزان انرژی تولید شده در سیستم سنگین مرکزی و ستاره‌های سبک اطراف آن، این تفکیک جرمی افسار گریخته می‌شود، در نتیجه این سیاهچاله‌ها که به‌طور معمول از بزرگی ده جرم خورشید ($M_{\odot}$) هستند در مرکز خوشه‌ی مولد خود یک زیر مجموعه بشدت ویریالی را به نام زیرخوشه سیاهچاله‌ای تشکیل می‌دهند [1]. این زیرخوشه خودگرانش است، به‌طوری که از نظر دینامیکی نسبت به ستاره‌های اطراف خود ایزوله است. خوشه تاریک سیستمی است که اجزای آن به دو دسته‌ی سبک و سنگین قابل تقسیم می‌باشند [2]. مولفه‌ی سبک‌تر و قابل مشاهده‌ی آن از ستاره‌های نورانی سبک و مولفه‌ی سنگین آن از بقایای انفجارهای ابرنواختری ستارگان خوشه تشکیل شده‌است. به دلیل وجود یک زیر سیستم متراکم از سیاهچاله‌ها در مرکز خوشه تاریک، احتمال وقوع برخوردهای سیاهچاله‌ای فوق کشسان در آن بسیار زیاد است. در نتیجه‌ی این برخوردها، انرژی بسیار زیادی آزاد می‌شود؛ بنابراین، خوشه‌های تاریک منابع فوق العاده مناسبی برای رصد امواج گرانشی هستند [1].

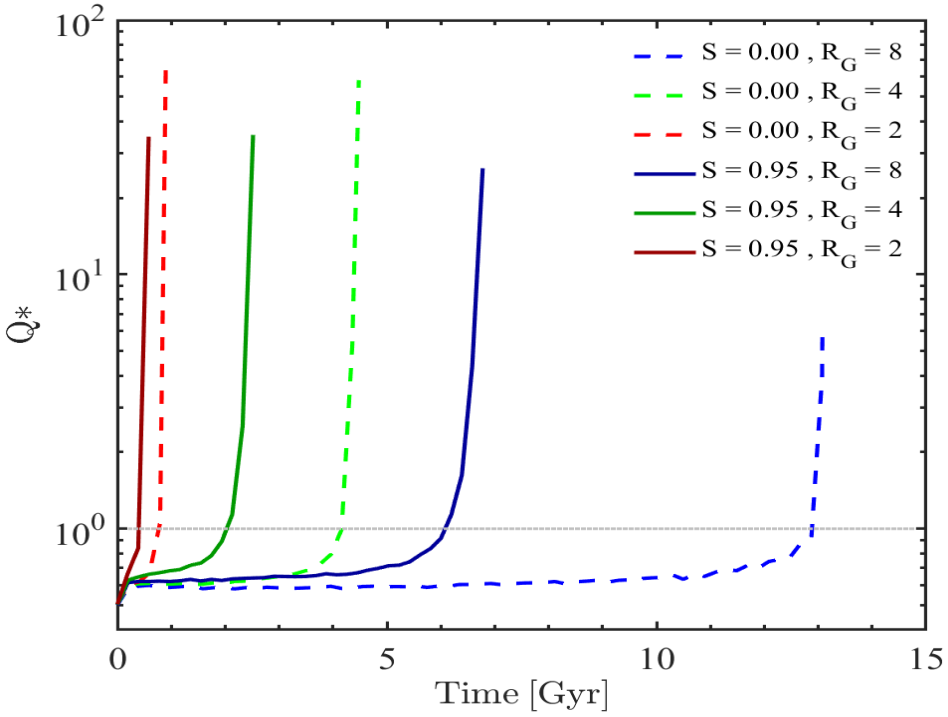
به عنوان تعریف کمّی برای شروع فاز تاریک خوشه‌های ستاره‌ای، بانرجی و کروپا (۲۰۱۱) در مقاله‌ای بیان کردند که بهترین کمیت برای بررسی این پدیده ضریب ویریال سیستم ستاره‌ها (Q*) می‌باشد؛ زیرا برای خروج امواج گرانشی از درون خوشه می‌بایست ستاره‌های سبک و نورانی اطراف خوشه تا پیش از انحلال زیرخوشه مرکزی سیاهچاله‌ای از آن جدا شوند. این اتفاق به دلیل افزایش بیش از حد سهم انرژی تولید شده در هسته‌ی خوشه نسبت به انرژی دریافتی توسط ستاره‌های اطراف، سبب تحرک سوپر ویریالی سیستم ستاره‌های روشن در اطراف سیستم مرکزی سیاهچاله‌ای خوشه تاریک می‌شود. در نتیجه تصمیم بر آن شد تا ضریبی مانند ۰,۷ یا ۱ برای حد نهایی ضریب ویریال سیستم ستاره‌های نورانی یک خوشه عادی در نظر گرفته شود و در این مقاله برای ضرایب Q* بالاتر از ۱خوشه را در فاز تاریک در نظر می‌گیریم.

این نکه نیز حائز اهمیت است که پدیدار شدن فاز تاریک در خوشه‌های ستاره‌ای تنها تا محدوده مکانی مشخصی از پتانسیل مرکزی قدرتمند کهکشانی ممکن است؛ به این دلیل که سهم پتانسیل مرکزی کهکشانی در تخلیه سریعتر ستاره‌های نورانی از اطراف خوشه در ظهور فاز تاریک آن ضروری است. زیرا حتی خوشه‌ای که در آن سرعت خروج بقایای انفجار ابرنواختری نیز صفر در نظر گرفته می‌شود، عمدتا طول عمر زیرخوشه سیاهچاله‌ای از مدت زمان کنار رفتن ستاره‌های نورانی اطراف خوشه و سوپر ویریالی شدن آن‌ها کمتر است.

معرفی مدل

ما از روش‌های محاسبات بس ذره‌ای (N-body) بسیار پیشرفته‌ای به نام سری NBODY (توسعه یافته توسط آرسث و همکاران [5]) جهت شبیه‌سازی خوشه‌های ستاره‌ای استفاده می‌کنیم. نسخه‌های ٦ و ٧ این برنامه شامل نسخه‌ای برای انجام محاسبات بر روی پردازنده‌های گرافیکی است که انجام محاسبات بس ذره‌ای را بسیار سریعتر می‌کند. این کدها می‌توانند علاوه بر تحول دینامیکی خوشه تحت اثر پتانسیل مرکزی کهکشانی دلخواه، تحول ستاره‌ها را نیز شبیه‌سازی کنند. در این مدلسازی، زندگی ستاره‌های بسیار سنگین، با جرمی بیشتر از $M_{\odot}$ ۱۰، پس از گذشت تنها چند میلیون سال با یک انفجار ابرنواختری خاتمه می‌یابد و بقایای آن‌ها می‌تواند سیاهچاله یا ستاره‌ی نوترونی باشد. تمامی شبیه‌سازی‌های صورت گرفته در این مقاله با استفاده از پردازنده‌های گرافیکی NVIDIA GeForce GTX 1080 موجود در مرکز کامپیوتر دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان صورت پذیرفته‌اند.

هدف ما در این تحقیق رسیدن به فاز تاریک در خوشه‌های ستاره‌ای است که برای این منظور می‌بایست تا جایی که می‌توانیم بقایای انفجارهای ابرنواختری را در خوشه حفظ نماییم؛ به این دلیل سرعت اولیه این بقایا به هنگام شکل‌گیری (Natal Kick) را صفر در نظر می‌گیریم. جرم، تابع جرم (Mass Function) و فلزیت (Metallicity؛ Z) خوشه‌ها در این شبیه‌سازی با یکدیگر یکسان است و به ترتیب برابر با $M_{\odot}$ ۳×۱۰^{٤}، تابع جرم اولیه



شکل ۱. تحول ضریب ویریال سیستم ستاره‌های نورانی برای خوشه‌های با r_h اولیه ۳ پارسک و با R_G اولیه‌های ۲، ٤ و ٨ هزار پارسک. خط نقطه‌چین طوسی رنگ نشان‌دهنده‌ی $Q^* = 1$ است که همان مرز میان فاز خوشه تاریک و خوشه‌ی عادی می‌باشد.

کانونیک کروپا (۲۰۰۱) و $Z_{\odot}$ ۰.۲۵ می‌باشد. در این سری شبیه‌سازی، خوشه‌ها را در فواصل مختلفی از مرکز کهکشان (R_G)، دورتر از kpc ۲، قرار

می‌دهیم تا جایی که شکل‌گیری فاز تاریک خوشه‌ها از زمان عمر عالم (Hubble Time) بیشتر نشود. همچنین با در نظر گرفتن شعاع نیمه جرم‌های اولیه (r_h) ۱، ۳ و ۵ پارسک و ضرایب تفکیک جرمی ۰,۰ و ۰,۹۵، آثار چگالی اولیه و ضریب تفکیک جرمی اولیه را بر شکل‌گیری خوشه‌های تاریک می‌سنجیم.

نتایج

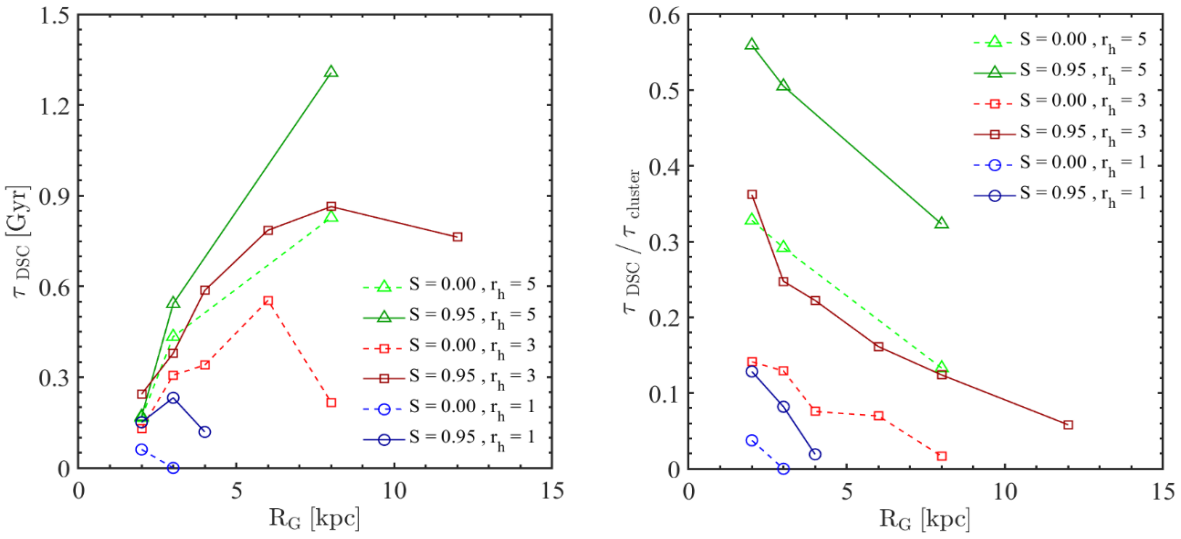
همان‌طور که انتظار داریم، خوشه‌هایی که در شعاع‌های دورتری از مرکز کهکشان به دور آن گردش می‌کنند، به دلیل در امان ماندن از پتانسیل قدرتمند مرکزی کهکشان، دیرتر ستاره‌های خود را از دست می‌دهند و منحل می‌شوند. با توجه به شکل ۱ در می‌یابیم که کاهش R_G یا افزایش میزان تفکیک جرمی اولیه در خوشه‌ها سبب انحلال زودتر آن‌ها می‌شود به صورتی که خوشه‌های بدون ضریب S تا دو برابر بیشتر از خوشه‌های مشابه خود ولی با ضرایب بالای S عمر می‌کنند؛ زیرا پس از گذشت چند میلیون سال ابتدایی عمر خوشه، زیرسیستم سنگین و بسیار قدرتمندی در مرکز خوشه شکل می‌گیرد که سبب باد کردن سریع خوشه و خروج تعداد زیادی از ستاره‌های نورانی و اجرام سبک از آن می‌شود. در حالی که مدتی طول می‌کشد تا اجرام سبک و سنگین خوشه‌های ستاره‌ای بدون S از یکدیگر تفکیک شوند و بقایای سنگین ستاره‌ای زیرسیستم سیاهچاله‌ای را در مرکز خوشه تشکیل بدهند و در طول این مدت نیز تعدادی از ستاره‌های سنگین در نواحی خارجی خوشه از آن خارج می‌شوند که قدرت زیرسیستم سیاهچاله‌ای را بشدت کاهش می‌دهد.

شعاع نیمه جرم اولیه به عنوان کمیت اصلی در تعیین چگالی ابتدایی خوشه‌ها می‌تواند مدت زمان تحول آن‌ها را تعیین کند. خوشه‌های با r_h اولیه بسیار کم، با ایجاد یک سیستم خود گرانش بسیار قوی، به آرامی ستاره‌های خود را از دست می‌دهد و دیرتر منحل می‌شوند؛ ولی این تراکم بالای ستاره‌ها سبب می‌شود تا فرآیند تفکیک اجرام به کندی صورت بپذیرد تا تنها در سال‌های انتهایی عمر یک خوشه بتوانیم شاهد تشکیل زیرسیستم سیاهچاله‌ای تاریک در مرکز آن باشیم. مطابق تصویر چپ شکل ۲، طول عمر فاز تاریک خوشه‌ها (τ_{DSC}) با افزایش r_h با تقریب خوبی افزایش می‌یابد. همچنین افزایش ضریب S، علیرغم اینکه زمان انحلال خوشه را کاهش می‌دهد، طول عمر فاز تاریک خوشه را بسیار بالا می‌برد. این نتیجه ما را بر آن داشت تا متغیری مانند نسبت عمر فاز تاریک خوشه به عمر خوشه ($\tau_{DSC}/\tau_{cluster}$) را بررسی کنیم و به نمودار سمت راست شکل ۲ برسیم. با توجه به این تصویر، کاهش چگالی خوشه‌ها یا افزایش ضریب تفکیک جرمی اولیه آن‌ها می‌تواند تاثیر بسزایی در افزایش میزان درصد حضورشان در فاز تاریک داشته‌باشد. باید توجه داشت که خوشه‌ی آبی رنگ نسبت به خوشه‌های قرمز و سبز رنگ به ترتیب ۲۷ و ۱۲۵ بار چگال‌تر می‌باشد.

تیجه‌گیری

در این مقاله، با بررسی تاثیر چگالی محلی ستارگان بر تحول خوشه و رسیدن آن به فاز تاریک دریافتیم که افزایش تمرکز یافتگی کلی ستارگان خوشه (با کاهش r_h)، بر خلاف متمرکز ساختن ستارگان سنگین در مرکز خوشه (با افزایش S)، می‌تواند سبب افزایش مدت زمان تحول خوشه شود و در عین حال موجب می‌شود تا درصد کم‌تری از عمر خوشه در فاز تاریک خود قرار بگیرد. افزایش ۱ واحدی ضریب تفکیک اولیه می‌تواند درصد طول عمر فاز تاریک خوشه را حدود ۲ برابر کند؛ به همین صورت کاهش چند برابری چگالی خوشه می‌تواند سبب افزایش درصد عمر فاز تاریک خوشه بشود. هر دوی این موارد ذکر شده موجب می‌شوند تا این فاز از خوشه‌های ستاره‌ای تا فواصل دورتری از مرکز کهکشان مشاهده شوند. البته باید در نظر داشت که خوشه‌های ستاره‌ای کروی کهکشانی، چگالی اولیه‌ای (پس از خروج گاز) مشابه با خوشه‌های $r_h = 1pc$ از مدل‌های شبیه‌سازی شده‌ی ما

دارند و عموما چگال‌تر از این نیز بوده‌اند. با توجه به این نتایج نمی‌توان انتظار داشت که در کهکشانی مانند راه شیری خوشه‌های تاریک را، حتی با در نظر گرفتن ضریب بالایی از تفکیک جرمی اولیه، بتوان در فواصلی دورتر از ۵ هزار پارسک از مرکز کهکشان مشاهده کرد.



شکل ۲. تصویر سمت چپ نمایشگر نتایج طول عمر فاز تاریک تمام خوشه‌های شبیه‌سازی شده است و تصویر راست نشان می‌دهد که چه نسبتی از عمر این خوشه‌ها در فاز تاریک سپری شده‌است. خوشه‌های باضریب تفکیک جرمی اولیه ۰ و ۰٫۹۵ به ترتیب با خط‌چین و خط ممتد و نیز با رنگ‌های روشن و تیره نمایش داده شده‌اند. همچنین شعاع نیمه جرم اولیه‌های خوشه‌ها ۱، ۳ و ۵ پارسک می باشد که به ترتیب دارای رنگ‌های آبی، قرمز و سبز و شکل‌های دایره، مربع و مثلث هستند.

مراجع

[1] Banerjee, Sambaran, and Pavel Kroupa. "A new type of compact stellar population: dark star clusters." The Astrophysical Journal Letters 741.1 (2011): L12.

[2] Breen, Philip G., and Douglas C. Heggie. "Dynamical evolution of black hole subsystems in idealized star clusters." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 432.4 (2013): 2779-2797.

[3] Kroupa, Pavel. "On the variation of the initial mass function." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 322.2 (2001): 231-246.

[4] Haghi, Hosein, et al. "The effect of primordial mass segregation on the size scale of globular clusters." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 444.4 (2014): 3699-3708.

[5] Aarseth, Sverre J. "From NBODY1 to NBODY6: The Growth of an Industry1." *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 111.765 (1999): 1333.

PHANGS-JWST First Results: The 21 μm Compact Source Population

H. Hassani 1, E. Rosolowsky 1, Adam Leroy 2, PHANGS collaboration

[1] *Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, Alberta, T6G 2E1, Canada*

[2] *Department of Astronomy, The Ohio State University, 140 West 18th Avenue, Columbus, Ohio 43210, USA*

Abstract

We use PHANGS-JWST data to identify and classify 1271 compact 21 μm sources in four nearby galaxies using MIRI F2100W data. We identify sources using a dendrogram-based algorithm, and we measure the background-subtracted flux densities for JWST bands from 2 μm to 21 μm. Using the SED in JWST as well as HST bands, plus ALMA and MUSE/VLT observations, we classify the sources by eye. Then we use this classification to define regions in color-color space, and so establish a quantitative framework for classifying sources. We identify 1085 sources as belonging to the ISM of the target galaxies with the remainder being dusty stars or background galaxies. These 21 μm sources are strongly spatially associated with H II regions (> 92% of sources), while 74% of sources are coincident with a stellar association defined in the HST data. Using SED fitting, we find that the stellar masses of the 21 μm sources span a range of 102 to 104 M⊙ with mass-weighted ages down to 2 Myr. There is a tight correlation between attenuation-corrected Hα and 21 μm luminosity for Lv,F2100W > 10^19 W Hz−1. Young embedded source candidates selected at 21 μm are found below this threshold and have M⋆ < 103 M⊙.

Introduction

Dust grains and polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) in the interstellar medium (ISM) play a central role in shaping the radiation field in galaxies, converting short-wavelength light from stars and other emitters into long wavelength emission in the infrared [1]. The mid-IR emission observed by JWST is generated by small dust grains, which are heated stochastically to temperatures of $\gtrsim$100–150 K to emit photons at mid-infrared ($5 \lesssim \lambda/\mu m < 60$) wavelengths [2]. PAHs re-emit absorbed radiation in discrete spectral band features from $3 < \lambda/\mu m \lesssim 21$, which correspond to the stretching and bending modes of bonds in the large molecules [3]. Because the IR radiation is significantly less affected by absorption, dust and PAH emission provide a vital low-extinction view into the densest regions of galaxies. Understanding the nature of the correlation between star formation and the mid-IR has been challenging because the resolution of the previous generation of observatories had comparatively poor resolution: 6″.5 for the Spitzer/MIPS 24 μm band and 11″.9 for the WISE 22 μm band. The study of individual star forming regions at <100 pc scales was thus limited to the Milky Way, the Local Group, and the nearest ($d \lesssim 3$ Mpc) galaxies. These moderately resolved extragalactic studies suggested that the PAH emission tends to be found at the edges of H II regions, which is supported by the high physical resolution observations of individual Milky Way objects. Given the close link between star formation and the IR emission, extragalactic observations have used the mid-IR to identify compact regions of star formation. This paper explores the relationship between compact sources seen in MIRI 21 μm observations and other tracers of star formation. We use JWST observations of the first four galaxies to be observed for the Physics at High Angular resolution in Nearby GalaxieS (PHANGS) Treasury program in the near- and mid-IR. We combine these new observations with

the rich set of supporting data about the star formation process gathered as part of the PHANGS surveys. We aim to understand the nature of the compact 21 μm sources seen in the JWST imaging data, extending the studies from the Local Group to a more diverse set of star-forming environments and determining if these sources include a set of truly embedded star-forming regions. But even with the 0″.67 FWHM of the 21 μm filter with JWST, these maps are not resolving individual stars or even stellar clusters. We thus face a challenge of how to identify and extract a uniform set of regions.

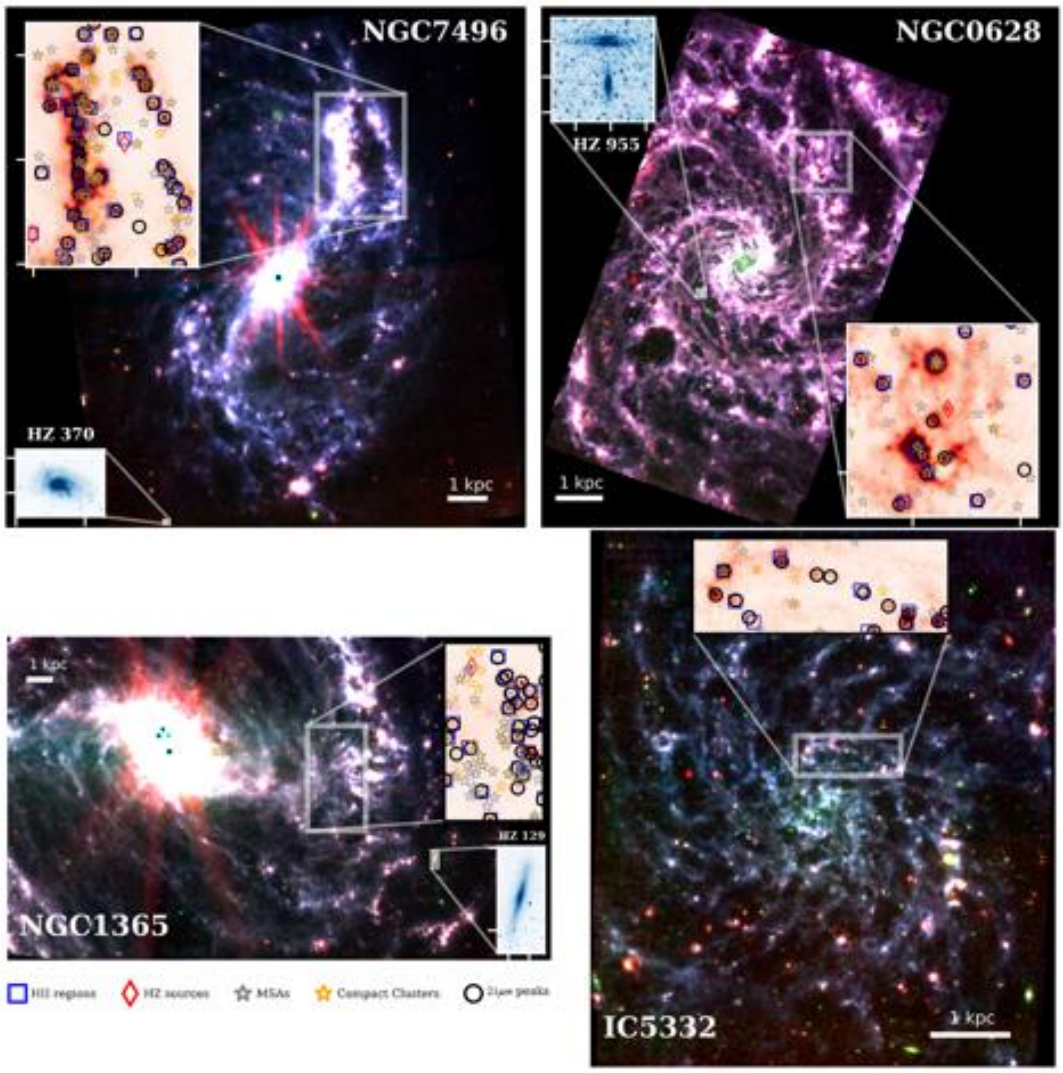


Figure 1. RGB maps of NGC 7496 (top left), NGC 0628 (top right), NGC 1365 (bottom left), and IC 5332 (bottom right) at wavelengths of 21 μm (red), 10 μm (green) and 7.7+11.3 μm (blue). The red zoom-in windows show peaks at 21 μm (black circles), background galaxies (red diamonds), HII regions (blue squares), stellar associations (gray stars), and compact stellar clusters (orange stars). In total 1271 sources are found throughout the images but we only show symbols in the inset images to reduce crowding. We also highlight some representative background galaxies in the blue zoom-in windows, showing the F200W data at its native resolution.

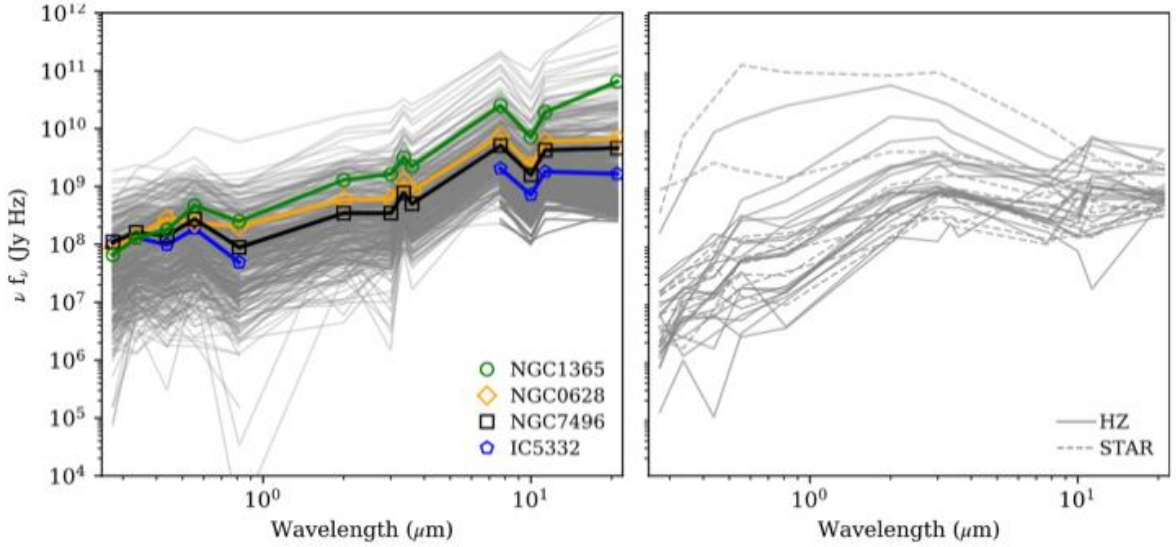


Figure 2. The SED of ISM sources (left) and eye-confirmed background galaxies stars (HZ STAR; right). We only consider the sources that have > 5σ detections in all (JWST+HST) bands: 384 ISM sources and HZ or STAR sources. The grey lines represent the SED of each object, and the solid colored lines show the mean of all SEDs for each individual galaxy.

Compact Source Identification and Photometry

To extract compact sources from the MIRI 21 μm data, we use the astrodendro software package. We adopt this approach instead of a point source (star) identification approach because of the extended diffuse structure present throughout the maps (Figure. 1) and because the ISM-tracing nature of the 21 μm band can lead to irregular morphologies even for compact sources. The highly structured shape of the F2100W PSF adds some additional complexity that confounds many point source identification algorithms. For each source, we measure the broad-band optical-IR spectral energy distribution (SED) using the JWST and HST data. We convert the HST maps to surface brightness units (MJy sr^-1) and use circularized convolution kernels generated to match the HST data to the F2100W resolution (0.″67). We sample each map at the location of the 21 μm local maximum, and we subtract an estimate of the median background calculated in an annulus with radii between 2× and 3× the width of the PSF. Note that these background levels are somewhat sensitive to the size of the annulus selected because of the strongly varying backgrounds and the possibility that the 21 μm peaks are extended. We note that we complete our analysis at a common angular resolution but distances to our targets vary by a factor of two. Hence, our analysis imimplicitly includes changing physical scales and different minimum recoverable luminosity between the different objects, and we note where this effect shapes our results below. Our final catalog consists of 1271 compact sources with 188 in IC 5332, 502 in NGC 0628, 367 in NGC 1365 and 214 in NGC 7496. In addition to the JWST and HST-based SEDs, we also sample the MUSE Hα and Hβ maps and the ALMA CO (2-1) integrated intensity and line width maps at the location of the 21 μm local maxima. For the ALMA and MUSE measurements, we do not perform any background subtraction. These maps are at coarser resolution (up to 1.″7 depending on band and target and thus yield slightly smoothed estimates of the Hα, Hβ, or CO(2-1) that would be measured at the JWST resolution.

Spectral Energy Distributions

Of the 1271 compact sources, 1083 have NIRCam as well as MIRI data (recall that IC 5332 currently lacks NIRCam imaging). Figure. 2 illustrates the SEDs for our sources. Most sources are bright at 21 μm by selection, with a characteristic "dip" at 10 μm defined by the gap between the bright PAH features at 7.7 μm and 11.3 μm. Sources with NIRCam imaging also show the PAH feature at 3.3 μm as a "bump" in the SED.

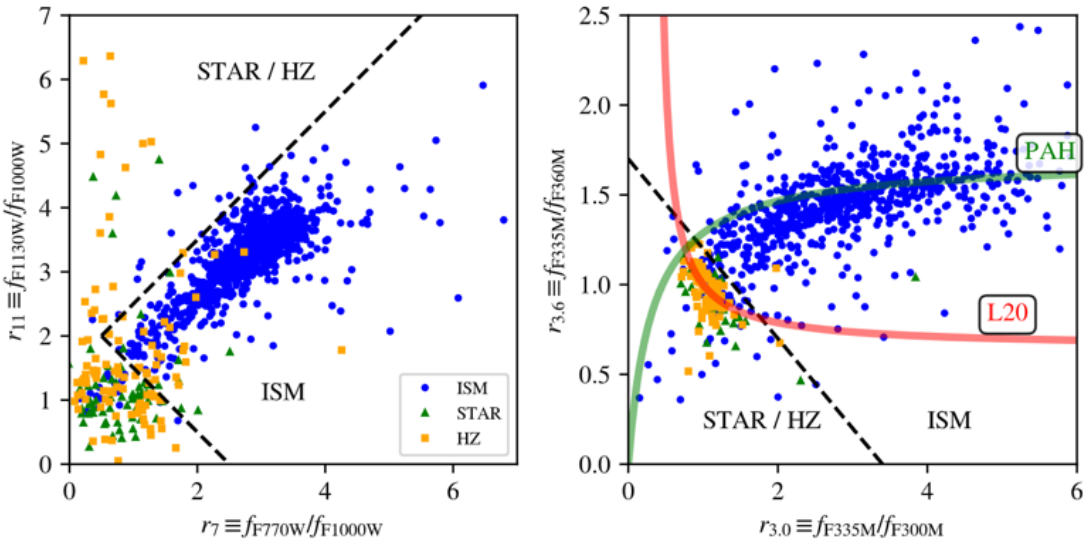


Figure 3. Color-color plots of the 21 μm selected sources in the MIRI (left) and NIRCam (right) bands constructed from band ratios that highlight significant PAH emission for z = 0 sources. Dashed lines indicate loci that partition the color-color space into sources with bright ISM emission vs. background galaxies and extreme AGB stars that lack a PAH feature. Classifications are made by eye in examining the full SED and morphology of sources in the full PHANGS data set. The L20 line indicates the proposed line for stellar. The green line in the right-hand plot indicates the expected flux ratios for PAH emission.

To better understand the nature of the identified sources, we visually examined the SEDs and an atlas of multiwavelength images showing the full set of native resolution JWST, HST, ALMA and MUSE data for each source. We find that most sources appear to be star forming regions associated with slightly resolved clusters or associations of reddened stars, bright PAH features, and CO or Hα emission. We refer to these sources as "ISM" sources because their SED reflects the presence of strong PAH features, which emerge from dust mixed with ISM material. These ISM sources are typically embedded in diffuse filamentary structure visible in the F2100W, F1130W, and F770W bands. In Figure 2, we also show the SEDs of the visually- identified non-ISM sources. Several of these appear to be dusty stars, likely extreme-AGB stars, which are recognizable by a smooth SED in the near- and mid-IR with weak PAH features and a point-like morphology in F200W. We designate these as "STAR" sources. The remaining sources appear to be background galaxies. These have an extended shape in F200W images and no PAH features, likely because the PAH features are redshifted out of the corresponding JWST bands. We refer to these as high-z or HafeZ

sources (hereafter HZ; in inspiration from the Persian poet Hafez). Leveraging these visual classifications, we attempt to identify color cuts that could effectively achieve the same assignments using ratios among the MIRI and NIRCam bands. Given the prominence of PAH features in the ISM sources and their absence or weakness in the HZ and STAR sources, we focus on the brightness of the bands with strong PAH features relative to the nearby PAH-free bands. The resulting color comparisons are illustrated in Figure 3. In the left panel, we plot r7 ≡ fF770W/fF1000W vs. r11 ≡ fF1130W/fF1000W, which normalizes the bright PAH features in the F770W and F1130W bands by the nearby F1000W band. F1000W is expected to reflect mostly continuum or silicate absorption. ISM-like features with strong PAH emission fall along a tight locus with r11 ≈ 1.25r7. These ISM features clearly separate from the STAR/HZ sources in this space and we define a boundary r11 > 2.5 − r7, (1) r11 < r7 + 1.5 such that nearly all sources in this region are classified as lines of sight dominated by the ISM emission. Sources outside this region lack a dip in the 10 μm relative to the 7.7 μm and 11.3 μm PAH features that is characteristic of typical ISM emission from local star forming galaxies. The MIRI-based diagnostic (Figure 3, left) is 94% accurate on the 1271 sources with measured MIRI colors. Here accuracy is defined as the fraction of correct classifications (true negatives and true positives) compared to the by-eye SED and image classification. There still remain notable false positives and negatives, which stem partly from complex backgrounds affecting the extracted flux values. The NIRCam-based partition is only 88% ac- curate on the 1083 sources with NIRCam data (recall again that IC 5332 lacks data). This lower accuracy results in substantially more false negative classifications using NIRCam colors (128) than using MIRI colors (34). These false negatives are sources identified as not being ISM features because of the lack of a strong 3.35 μm PAH feature but that appear to be ISM sources in our manual assessment. If we classify a source as being an ISM feature based on having at least one diagnostic consistent with the color cuts, the accuracy of the classification rises marginally to 95% for the 1083 sources with both MIRI and NIRCam measurements. Using the MIRI classifier, we find that 97% of the total F2100W flux density in our catalogues comes sources classified as “ISM” across all targets.

Conclusion

We have identified and investigated the compact 21 μm source population in four nearby galaxies observed with JWST as part of the PHANGS project. Using a dendrogram-based source identification algorithm, we identified 1271 sources in the survey area and measured their flux densities in the JWST bands (Section 3). By using the characteristic signature of PAH emission to make color cuts on the MIRI and NIRCam photometric data, we are able to identify and exclude a contaminating population of dusty stars and background high-z galaxies. This results in 1085 sources that show emission features consistent with being ISM in the target galaxies. For these ISM-like sources, we find:

1. Multi-band SED fitting of these compact objects shows that they are associated with stellar structures (clusters, associations) with stellar population mass $10^2 < M_\star/M_\odot < 10^4$. We find νL_ν,F2100W/$M_\star \approx 98\ L_\odot/M_\odot$ with a range of ±0.3 dex.

2. In each galaxy, the luminosity distribution is well described by a power-law relationship ranging over two orders of magnitude with form $dN/dL_\nu \propto L^\beta$. The power law ranges from $\beta = -1.8$ to -1.6, which agrees well with the luminosity distribution of H II regions and the mass distribution of young clusters in previous work.

3. The 21 μm sources are nearly always spatially co-incident with an H II region (> 92% of sources). The spatial correlation with stellar associations identified in HST is also strong (74%), and both of these correlations are significantly stronger than random association.

4. The luminosity of the 21 μm correlates linearly with the attenuation-corrected Hα emission over ~ 3 orders of magnitude in luminosity. However, there is a tail of sources with low 21 μm luminosity that are underluminous in Hα emission. These may correspond to embedded sources. However, potential embedded sources are comparatively rare and not uniformly linked to bright CO emission as would be expected if they were young massive clusters.

5. While the 21 μm sources are strongly spatially associated with H II regions, they are also associated with molecular clouds, as would be expected for these regions forming inside GMCs in a standard model of star formation.

As a "first-order" approximation, the 21 μm compact sources seen by JWST are H II regions that are already 12 optically visible. However, only 14% of the H II regions have an associated 21 μm source. The 21 μm sources are preferentially associated with the bright H II regions and the low fraction of association seems to arise because the PHANGS–MUSE catalog of H II regions is more sensitive than these initial 21 μm catalogs. This work demonstrates the capability to use broad band mid-IR imaging to efficiently identify the full set of compact star forming regions in a galaxy.

Refrences

[1] Galliano, F., Galametz, M., & Jones, A. P. 2018, *A&A*, **56**, 673.

[2] Draine, B. T., & Li, A. 2001, *ApJ*, **551**, 807.

[3] Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1989, *ApJS*, 71, 733

بررسی رابطه $M_{BH} - \sigma$ در کهکشان های کوتوله

رضا همراهی[۱]، امیرنظام امیری[۴و۳و۲]، امیرحسین خرم[۵و۴]، سعید توسلی[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران

[۲] گروه فیزیک نجومی، دانشگاه فلورانس، فلورانس، ایتالیا

[۳] INAF- رصدخانه اخترفیزیکی Arcetri، فلورانس، ایتالیا

[۴] پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، تهران

[۵] گروه فیزیک نجومی گالیلیو گالیله، دانشگاه پادوآ، پادوآ، ایتالیا

چکیده

رابطه $M_{BH} - \sigma$ تاکنون بسیار مورد بررسی قرار گرفته است، اما در طیف جرمی کهکشان های کوتوله به دلیل درخشندگی کم این کهکشان ها و محدودیت در ابزارهای رصدی هنوز جای بررسی زیادی وجود دارد. هدف ما این است که با استفاده از شبیه سازی (TNG۵۰-۱) IllustrisTNG این رابطه را در این طیف جرمی کهکشانی در محیط ها و انتقال به سرخ های مختلف مورد بررسی قرار داده و با مطالعات های رصدی پیشین مقایسه کنیم. بررسی های ما نشان میدهند که این کهکشان ها حساس به محیط میباشند و تنظیم روابط مقیاس بندی آن ها به جای مشخصه های درونی، به محیط وابسته است.

Investigation of $M_{BH} - \sigma$ relationship in Dwarf galaxies

Reza Hamrahi[1], Amir Nezam Amiri[2,3,4], Amir Hossein Khoram[4,5], Saeed Tavasoli[1]

[1] *Physics Department, Kharazmi University, Tehran*

[2] *Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Firenze, Fiorentino (Firenze), Italy*

[3] *INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Firenze, Italy*

[4] *School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran*

[5] *Dipartimento di Fisica e Astronomia G. Galilei, Università degli Studi di Padova, Padova, Italy*

Abstract

The $M_{BH} - \sigma$ relationship has been long discussed, but it is unclear in the dwarf galaxy mass regime, in part due to the limits in observations. We aim to investigate $M_{BH} - \sigma$ in this galactic mass regime in different environments and redshifts by using the IllustrisTNG (TNG50-1) simulation and compare it with previous

observational works. Our studies show that these galaxies are sensitive to the environment and the regulation of their scaling relations depends on the environment instead of internal parameters.

مقدمه

مطالعات دینامیکی کهکشان‌های محلی در دهه گذشته به طور قطعی ثابت کرده‌اند که سیاه‌چاله‌های پرجرم در بیشتر(احتمالاً همه) کهکشان‌های دارای برآمدگی‌های عظیم وجود دارند و بین جرم سیاهچاله مرکزی(M_{BH}) و ویژگی‌های کهکشان میزبان مانند جرم ستاره ای(M_*)، سرعت پخشی(σ) و... روابط مقیاس‌بندی و تنگاتنگی وجود دارد[3][2][1]. این روابط مقیاس‌بندی به درک ما از چگونگی ارتباط رشد سیاهچاله و تحول کهکشان‌ها کمک فراوانی میکند. یکی از این روابط مقیاس بندی که تاکنون مطالعات بسیاری درمورد آن انجام شده است رابطه بین جرم سیاهچاله و سرعت پخشی($M_{BH} - \sigma$) میباشد. این رابطه هم به‌عنوان یک معیار اساسی که مدل‌های تحولی کهکشان‌ها با آن آزمایش می‌شوند[4] و هم به‌عنوان ورودی کلیدی برای محاسبات چگالی سیاه‌چاله‌ها در کیهان[6][5]، دارای اهمیت است. بررسی رابطه $M_{BH} - \sigma$ در کهکشان های کم جرم از اهمیت ویژه ای برخوردار است زیرا پیش بینی می شود که بینشی در مورد سازوکارهای تشکیل دانه های سیاهچاله در انتقال به سرخ بالا و همچنین بازده رشد سیاهچاله در کهکشان های کوچک ارائه دهد[7]. این رابطه برای کهکشان های پرجرم و در محیط های مختلف کهکشانی یک رابطه حل شده به حساب میاید، اما برای کهکشان های با جرم پایین به دلیل کمبود داده در نمونه های رصدی به دلیل پایین بودن درخشندگی این کهکشان ها و نیاز به لوازم رصدی با وضوح بالاتر، هنوز نیاز به بررسی بیشتر دارد. شبیه سازی هایی مانند IllustrisTNG به ما این امکان را میدهند که مطالعات خوبی برروی این طیف جرمی کهکشانی انجام دهیم. بررسی های قبلی این رابطه برای کهکشان های کوتوله شیب و عرض از مبدأ های مختلفی به دست آورده اند. در این مقاله با استفاده از داده های شبیه سازی TNG۵۰-۱ این رابطه را در انتقال به سرخ های مختلف و همچنین در محیط های مختلف کهکشانی بررسی کرده و با مقادیر به دست آمده قبلی مقایسه میکنیم.

داده ها

در این مطالعه از شبیه‌سازی هیدرودینامیکی TNG۵۰-۱، که بالاترین سطح وضوح TNG۵۰ را دارا است (وضوح بالا برای انتخاب کهکشان های کم جرم مفید است)، برای بررسی رابطه $M_{BH} - \sigma$ در کهکشان‌های کوتوله استفاده می‌کنیم. ما داده ها را در انتقال به سرخ های ۰، ۰/۳ و ۰/۷ با بارگیری مستقیم فایل GROUPCAT دریافت کرده و از معیارهای زیر برای انتخاب کوتوله‌ها در انتقال به سرخ های ذکر شده در بالا استفاده کرده ایم:

جرم ستاره ای: $10^7 < M_*/M_\odot < 10^9$

درخشندگی مطلق(باند R): $-13 > M_R > -17/5$

جرم سیاهچاله: $M_{BH} > 0$

نرخ ستاره زایی: $SFR > 0$

برای انتخاب محیط های خوشه، گروه و تهی جا مانند از مشخصه Group_M_TopHat200، M_{200}، استفاده کردیم. برای تعیین هر محیط، قیدهای زیر را اعمال کردیم:

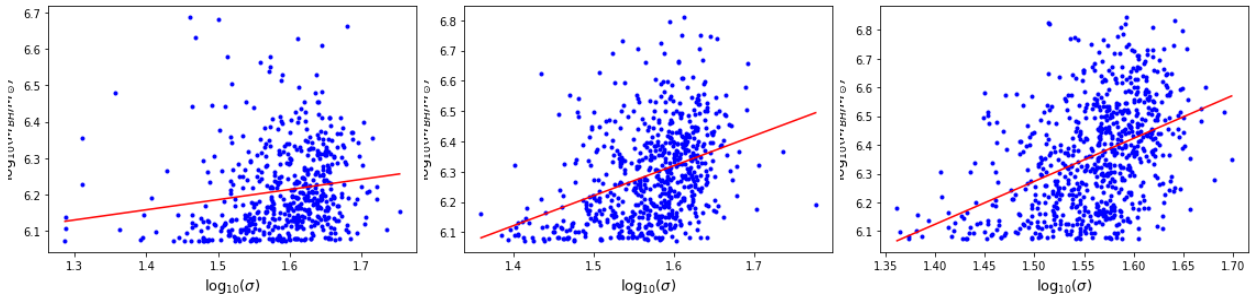
خوشه: $M_{200}/M_{\odot} > ۱۰^{۱۳/۷}$

گروه: $۱۰^{۱۳/۷} > M_{200}/M_{\odot} > ۱۰^{۱۱}$

تهی جا: $۱۰^{۱۱} > M_{200}/M_{\odot} > ۱۰^{۹}$

روش های محاسباتی

ابتدا به بررسی شیب و عرض از مبدا رابطه $M_{BH} - \sigma$ در انتقال به سرخ های فوق الذکر میپردازیم(شکل ۱). شیب و عرض از مبدأ این سه نمودار نیز در جدول ۱ وارد شده است.



(ج) (ب) (الف)

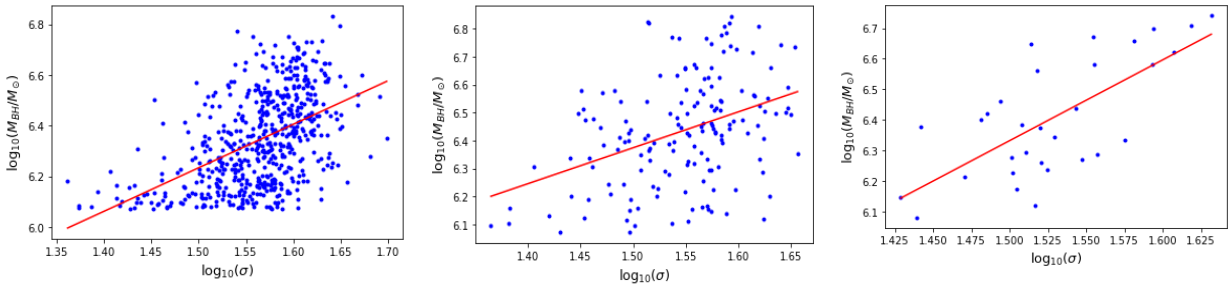
شکل ۱ : رابطه $M_{BH} - \sigma$ در سه انتقال به سرخ (الف) ۰، (ب) ۰/۳ و (ج) ۰/۷

افزایش شیب خط رگرسیون رابطه میان سیاه چاله مرکزی و سرعت پراکندگی از انتقال به سرخ ۰/۷ به سمت ۰ نشان دهنده این است که تحت تحول زمانی و عواملی مانند ادغام و اندرکنش های بین کهکشانی ارتباط میان این دو پارامتر اساسی در این طیف جرمی از کهکشان ها محکم تر میشود. این امر نشان میدهد که فرضیه شکل گیری کهکشان های کوتوله از طریق فرآیند های ادغام غالب تر از فرضیه شکل گیری از طریق هاله های کم جرم اولیه است و به دلیل حساس بودن به فعل و انفعالات محیطی، مطالعه بر روی این نوع کهکشان ها که حامل بقایای برخورد کهکشان های اجداد آن ها هستند به درک بیشتر ما از فیزیک تشکیل و تحول کهکشان ها کمک زیادی خواهد کرد.

جدول۱ : شیب و عرض از مبدا رابطه $M_{BH} - \sigma$ در سه انتقال به سرخ (الف) ۰، (ب) ۰/۳ و (ج) ۰/۷

انتقال به سرخ	شیب نمودار	عرض از مبدا
۰	۱/٤۹	٤/۰٤
۰/۳	۰/۹۹	٤/۷٤
۰/۷	۰/۲۸	۵/۷۷

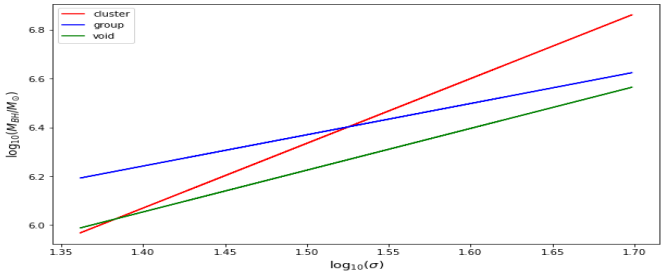
همچنین این رابطه را در محیط های مختلف کهکشانی یعنی خوشه ها، گروه ها و تهی جاها در انتقال به سرخ ۰ بررسی میکنیم(شکل ۲).



(ج) (ب) (الف)

شکل۲ : رابطه $M_{BH}-\sigma$ در (الف) خوشه، (ب) گروه و (ج) تهی جا در انتقال به سرخ ۰

برای مقایسه بهتر این رابطه در سه محیط ذکر شده، شیب خط و عرض از مبدأ هر کدام را در جدول ۲ وارد کرده و همچنین هر سه خط برازش را به صورت یک جا در شکل ۳ رسم کرده ایم.



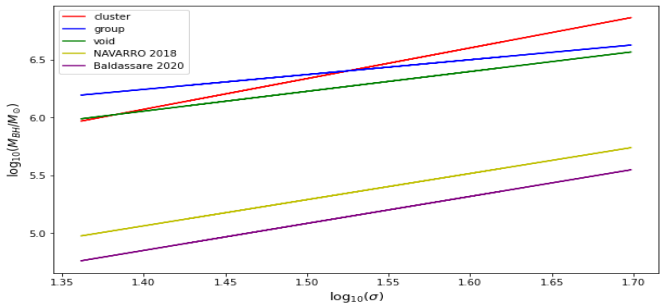
شکل۳ : خط برازش رابطه $M_{BH}-\sigma$ در سه محیط خوشه(قرمز)، گروه(آبی) و تهی جا(سبز) در انتقال به سرخ ۰

جدول۲ : شیب و عرض از مبدا رابطه $M_{BH}-\sigma$ در سه محیط خوشه، گروه و تهی جا در انتقال به سرخ ۰

محیط	شیب نمودار	عرض از مبدا
خوشه	۲/٦٥	۲/۳٦
گروه	۱/۲۸	٤/٤٥
تهی جا	۱/۷۱	۳/٦٦

طبق نمودار ۲و ۳ و همچنین جدول ۲ شیب ها و عرض از مبدأ های متفاوت در محیط های متفاوت بیانگر این است که روابط مقیاس بندی اساسی این کهکشان ها حساس به پیرامون و محیطی که در آن قرار دارند میباشند و کوتوله های حاضر در خوشه ها به دلیل متراکم بودن این نوع محیط و افزایش احتمال برخورد ها و فعل وانفعالات بین کهکشانی و محیطی، رابطه مقیاس بندی متفاوتی(شیب بیشتر) را در مقایسه با گروه و تهی جا(شیب کمتر) ایجاد کرده اند. همچنین روابط به دست آمده در مطالعات پیشین[9][8] برای مقایسه با نتایج این مطالعه در شکل ٤ اورده شده است. این شکل نشان میدهد که رابطه به دست آمده از طریق شبیه سازی دارای شیب نزدیک به روابط به دست آمده رصدی (۲/۳۳)[9] و(۲/۲٦)[8] است، اما فاصله بین خطوط برازش شبیه

سازی و رصدی که نشان میدهد داده های رصدی جرم سیاه چاله کمتری را نسبت به داده های شبیه سازی اندازه گیری کرده اند، میتواند به دلیل مدلسازی های فیزیکی به کار رفته در این شبیه سازی و یا وضوح پایین ابزار رصدی در اندازه گیری دقیق جرم سیاه چاله این کهکشان ها باشد.



شکل٤ : مقایسه روابط به دست آمده در این بررسی با روابط به دست آمده رصدی [9] و [8]

نتیجه گیری

در این مطالعه دریافتیم که محیطی که کهکشان های کوتوله در آن ساکن هستند بر روابط مقیاس بندی اساسی آن ها تاثیرگذار است و محیط پرچگال نقش بارزی را در تنظیم این رابطه ایفا میکند. همچنین دریافتیم که تشکیل این کهکشان ها از طریق ادغام احتمال بیشتری را نسبت به تشکیل از طریق هاله های کم جرم اولیه دارا است. این نتایج نشان میدهد که مطالعه بر روی کهکشان های کوتوله میتواند به ما در درک فیزیک تشکیل و تحول کهکشان ها بسیار کمک کند.

مرجع‌ها

[1] L. Ferrarese and D. Merritt, "*A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies*" Astrophys. J., vol. 539, no. 1, pp. L9–L12, Aug. 2000, doi: 10.1086/312838.

[2] S. Tremaine et al., "*The slope of the black-hole mass versus velocity dispersion correlation*" Astrophys. J., vol. 574, no. 2, pp. 740–753, Mar. 2002, doi: 10.1086/341002.

[3] A. Marconi and L. K. Hunt, "*The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity*" Astrophys. J., vol. 589, no. 1, pp. L21–L24, May 2003, doi: 10.1086/375804.

[4] M. G. Haehnelt and G. Kauffmann, "*The correlation between black hole mass and bulge velocity dispersion in hierarchical galaxy formation models*" Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 318, no. 3, pp. L35–L38, Nov. 2000, doi: 10.1046/J.1365-8711.2000.03989.X/2/M_318-3-L35-EQ003.JPEG.

[5] A. Marconi, G. Risaliti, R. Gilli, L. K. Hunt, R. Maiolino, and M. Salvati, "*Local supermassive black holes, relics of active galactic nuclei and the X-ray background*" Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 351, no. 1, pp. 169–185, Jun. 2004, doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.07765.x.

[6] M. Volonteri, G. Lodato, and P. Natarajan, "*The evolution of massive black hole seeds*" Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 383, no. 3, pp. 1079–1088, 2008, doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12589.x.

[7] J. E. Greene, J. Strader, and L. C. Ho, "*Intermediate-Mass Black Holes*" Annu. Rev. Astron. Astrophys., vol. 58, pp. 257–312, Nov. 2019, doi: 10.1146/annurev-astro-032620-021835.

[8] I. Martín-Navarro and M. Mezcua, "*Exploring the Limits of AGN Feedback: Black Holes and the Star Formation Histories of Low-mass Galaxies*" Astrophys. J., vol. 855, no. 2, p. L20, Mar. 2018, doi: 10.3847/2041-8213/aab103.

[9] V. F. Baldassare, C. Dickey, M. Geha, and A. E. Reines, "*Populating the low-mass end of the $M_{BH} - \sigma$ relation*" Astrophys. J., vol. 898, no. 1, p. L3, Jun. 2020, doi: 10.3847/2041-8213/aba0c1.

منابع تحریک گاز یونیزه در دو کهکشان کوتوله: Mrk 370 وUGC 8313

بهجت زارعی جلال آبادی[۱]، عباس عابدی[۱]، الکسی مویسیو[۳و۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

[۲] رصدخانه ی تخصصی فیزیک نجومی، آکادمی علوم روسیه (SAO RAS) ، نیژنی آرخیز، روسیه

[۳] مرکز تحقیقات فضایی، آکادمی علوم روسیه، مسکو، روسیه

چکیده

پراکندگی سرعت مشاهده شده در امتداد خط دید -σ- که حرکات آشفته گاز یونیزه شده را مشخص می کند، می تواند به دلایل مختلفی مانند حرکات ویریال در پتانسیل گرانشی کهکشان، اثر انبساط پوسته بر روی گاز، یا به طور کلی ناشی از انرژی تزریق شده به محیط بین ستاره ای توسط فرآیندهای ستاره سازی باشد. عوامل مختلفی بر مقدار شار خط اثر می گذارد که با با مکانیسم‌های تحریک گاز یونیزه در رابطه است.

ما رابطه *"BPT-σ"*را برای تعیین منبع برانگیختگی گاز یونیزه در چندین کهکشان ستاره ساز ی نزدیک بررسی کرده ایم. توزیع پراکندگی سرعت از مشاهدات تداخل سنج فابری-پرو در تلسکوپ ٦ متری SAO RAS به دست می‌آید، در حالی که نسبت‌های خط انتشار از داده‌های طیف‌سنجی شکاف بلند آرشیوی آن تلسکوپ محاسبه گردیده است.. نتایج این مطالعه برای *Mrk 370* و *UGC 8313* گزارش شده است

The Excitation Sources of Ionized gas in Two Dwarf Galaxies: Mrk 370, UGC 8313

B. Zarei Jalalabadi[1], A. Abedi[1], A. V. Moiseev[2,3]

[1] Department of Physics, University of Birjand, Birjand

[2] Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, 369167 Russia

[3] Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

Abstract

The observed line-of-sight velocity dispersion - σ - characterizing the turbulent motions of the ionized gas can be due to various causes such as virial motions in the galaxy's gravitational potential, the effect of expanding shells on the gas, or, more generally, energy injected into the interstellar medium by star-forming processes. Various factors influence on the value of line flux relations with different excitation mechanisms.

We considered the "BPT-σ" relation to determine the ionized gas excitation in several nearby star-forming galaxies. Distributions of the velocity dispersion are obtained from the scanning Fabry-Perot interferometer observations at the SAO RAS 6-m telescope, whereas the emission-line ratios are calculated from the archival long-slit spectroscopic data. The results of this study are reported for Mrk 370 and UGC 8313.

مقدمه

برای بررسی وضعیت ISM کهکشانی، نسبت های خطوط شدت انتشار برای جدا سازی منابع اصلی یونیزاسیون استفاده می شود: ستاره های بزرگ OB جوان داغ در نواحی HII تشکیل ستاره، هسته های کهکشانی فعال (AGN)، امواج شوک مرتبط با بقایای ابرنواختر (SNR) و سایر فرآیندهای بازخورد مانند آشفتگی فراصوت تولید شده توسط بادهای ستاره ای. ولی در برخی موارد، مثلاً وقتی که سهم تشعشع از ستاره های OB و امواج شوک ترکیب می شوند، شناسایی نامعلوم می شود، در چنین مواردی اضافه کردن یک پارامتر اضافی- پراکندگی سرعت گاز در خط امتداد دید- به نمودارهای تشخیصی کلاسیک برای پیدا کردن یک راه حل کمک می کند. بالدوین، فیلیپس و ترلویچ (۱۹۸۱)[۱] یک نمودار را ارائه دادند که به کمک آن با مقایسه‌ی نسبت شدت خطوط [OIII]λ5007/Hβ و [N II]λ6583/Hα می توان انتشار از منابع نرم یونیزه (مانند نواحی HII) و انتشار از اشیاء با یونیزاسیون قوی تر(مانند AGN ها) را ازهم جدا کرد، پس از آن، دیگران این طرح را گسترش دادند. تمامی نمودارهایی از این دست در متون " نمودارهای BPT" نامیده می‌شوند.

مشاهدات و کاهش داده‌ها

داده های ما با انتخاب تعدادی کهکشان از آرشیو داده های تلسکوپ ٦ متری SAO RAS باعنوان ASPID [۲] که با کاهنده های کانونی چند منظوره که با SCORPIO و SCORPIO-2 (افانسیو و مویسیف (۲۰۰۵) و (۲۰۱۱) [۳ و ٤]) مشاهده و رصد شده اند، استخراج شده است. نمونه‌ی اصلی، کهکشان‌های مارپیچی و کوتوله با نسبت سیگنال به نویز بالا در نقشه های پراکندگی سرعت گاز یونیزه مشاهده شده است، برای هر کهکشان در لیست، ما حضور داده ها را در مد long-slit طیف نگار یک محدوده ی نوری بزرگ بررسی کرده‌ایم که در برخی از موارد چشمگیر و جالب توجه، مشاهدات اضافی انجام شده است، مشخصات نمونه های مورد بررسی و گزارش مشاهداتی را در جدول ۱ مشاهده می‌کنید. در نهایت نقشه های پراکندگی سرعت بدست آمده از مشاهدات تداخل سنجی با نسبت خطوط طیفی حاصل از مشاهدات طیف سنجی ترکیب شده است.

جدول۱ : ویژگی‌های کهکشان‌های مورد مطالعه و گزارش مشاهداتی آنها

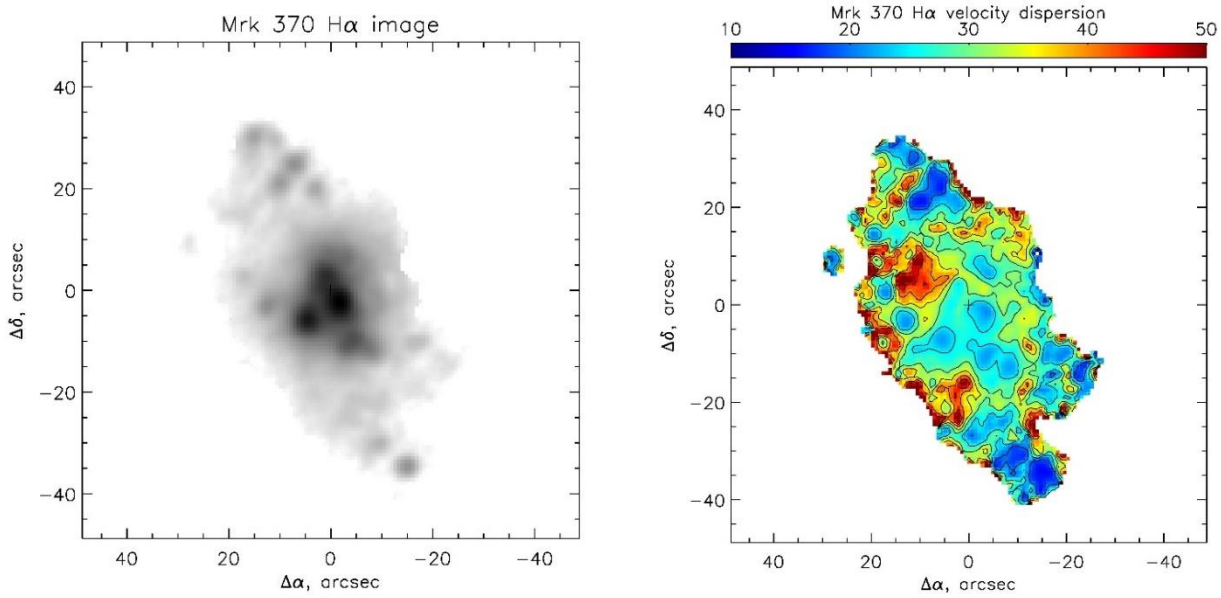
Galaxy	D(Mpc)	M_B	Date			Spectroscopy		Scanning FPI	
			Spec.	FPI	Instrument	Δλ(A°)	δλ(A°)	Δλ(A°)	δλ(A°)
Mrk 370	10.85	-16.83	2015	2003	SCORPIO/ SCORPIO-2	3650-7250	5.2	13 $around\ H_\alpha$	0.8
UGC 8313	9.20	-15.22	2013	2012	SCORPIO-2	3650-7250	5.2	8.7 $around\ H_\alpha$	0.4

تصاویر Hα نمونه های مورد بررسی و نقشه پراکندگی سرعت آنها در شکل ۱ آمده است.

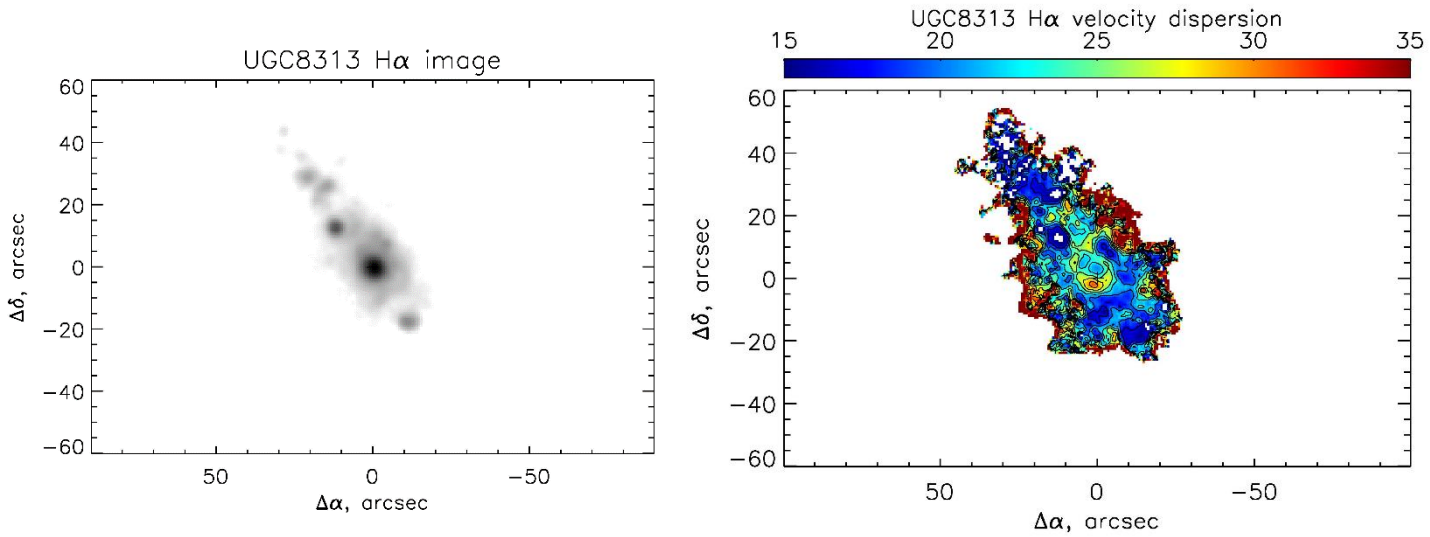
نمودارهای BPT-σ و $\sigma - \rho$

ما پراکندگی سرعت گاز یونیزه را به عنوان انحراف استاندارد از پروفایل گوسی که که بر خط نشری Hα بعد از محاسبات مربوط به ابزار تداخل سنج FPI وکم کردن سهم پهن شدگی گرمایی در ناحیه HII منطبق شده است، تعریف میکنیم (مویسیف و اگورو ۲۰۰۸) [۵]. نمایه‌ی مشاهده شده خط Hα با تابع ویگت انطباق داده شده است که تلفیقی از توابع گوس و لورنتس است

که به ترتیب مربوط به نمایه ابزار تداخل سنجی و پهن شدگی خطوط نشری مشاهده شده می باشند. نتایج این انطباق برای ایجاد نقشه های دوبعدی میدان سرعت گازهای یونیزه و نیز برای تهیه‌ی نقشه های پراکندگی سرعت در امتداد خط دید مستقل ازآثار ابزار ونیز برای تصاویر کهکشان در طول موج Hα استفاده شده است. کمترین فاصله از مرز ناحیه ی HII بر اساس معادلات موجود در کولی و دیگران(۲۰۰۱ و ۲۰۰۶)[۶و۷] برای تک تک نقاط در نمودارهای BPT که ما آن را ρ می نامیم. برای تشخیص مکانیزم تحریک گازیونیزه حائز اهمیت است. مقادیر منفی این پارامتر مربوط به نقاطی هستند که ناشی از فوتویونیزاسیون ایجاد شده ناشی از ستارگان جوان می باشند، در حالی که مقادیر مثبت ρ مربوط به دیگر مکانیزم های تحریک می باشند. ما مقادیر ρ برای نمودار [N II] / Hα − [O III] / Hβ را با (N II) ρ و مقادیر آن برای [S II] / Hα– [O III] / Hβ را با(S II) ρ نشان می دهیم. در ادامه نمودارهای BPT-σ مربوط به Mrk 370 و UGC 8313 و نمودار $\sigma - \rho$ مربوط به آنها خواهند آمد. نمودارهای BPT-σ با توجه به روابط موجود در کولی و دیگران(۲۰۰۱ و ۲۰۰۶)[۶و۷] به نواحی مختلفی تقسیم شده‌اند.



همبستگی بین ρ و σ زمانی خود رانشان می‌دهد که تحریک گاز ناشی از امواج شوک باشد، در حالی که در ناحیه HII که سرعت آشفتگی گاز پایین است، این همبستگی دیده نمی‌شود.

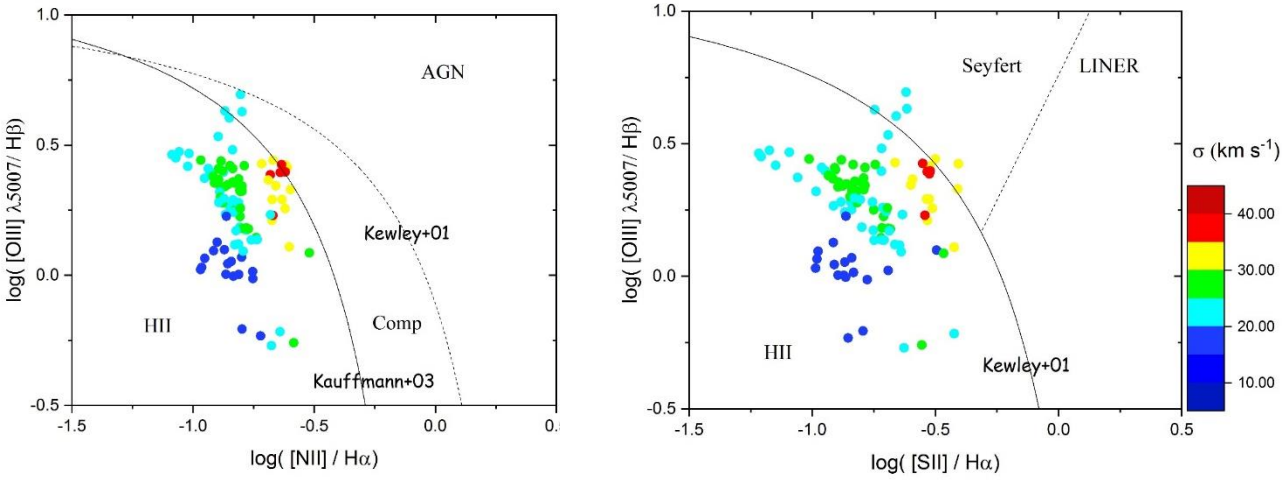


شکل ۱ : تصاویر Hα **و نقشه پراکندگی سرعت نمونه های مورد بررسی**

نمونه های مورد مطالعه

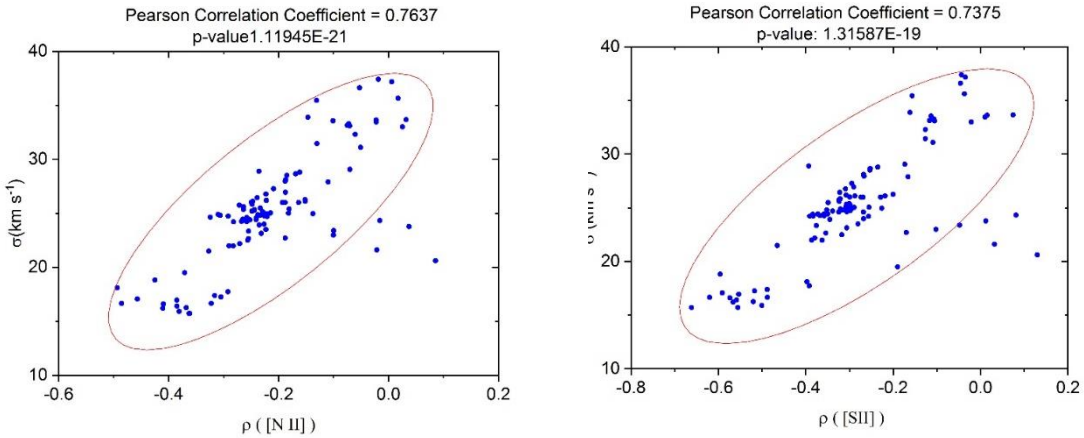
Mrk 370

این کهکشان کوتوله فشرده آبی(BCD) از نظر ریخت شناسی، متعلق به انواع زنجیره ای است (کی روش و همکاران ۲۰۰۱)[۸] .گره‌های درخشان‌تر ستاره‌ساز در قسمت داخلی کهکشان قرار دارند، جایی که گره‌های ستاره‌ساز کوچک‌تر ظاهر می‌شوند و ساختاری شبیه بازوهای مارپیچی را تشکیل می‌دهند (کی روش۲۰۰۲)[۹]. نمودارهای BPT-σ برای Mrk 370 در شکل ۲ نشان داده شده اند. برای برجسته کردن نقاط با نسبت $S/N \geq 3$ ، داده های با مقادیر کمتر سیگنال به نویز ماسک شده اند.



شکل ۲: نمودارهای تشخیصی BPT-σ با مقایسه نسبت شدت خطوط انتشاری برای Mrk 370 بر اساس مشاهدات شکاف بلند. نقاط رنگی با پراکندگی سرعت های مختلف مطابق با جعبه مقیاس مطابقت دارند.

پراکندگی سرعت شعاعی گاز یونیزه شده در کهکشان به حدود ۵۰ کیلومتر بر ثانیه می رسد، در حالی که در نواحی مرکزی در محدوده ۱۰ تا ۲۰ کیلومتر بر ثانیه قرار دارد. در نمودارهای BPT-σ (شکل ۲)، نقاط با پراکندگی سرعت شعاعی کم در ناحیه



فوتیونیزاسیون قرار دارند. مناطق تشکیل شکل ۳: وابستگی σ به فاصله نقاط از منحنی مرزبندی در نمودار *BPT*، که مناطق و نواحی *H II* را از دیگر مکانیسم های یونیزاسیون جدا می کند. به همراه مقادیر همبستگی دو پارامتر برای *Mrk 370*

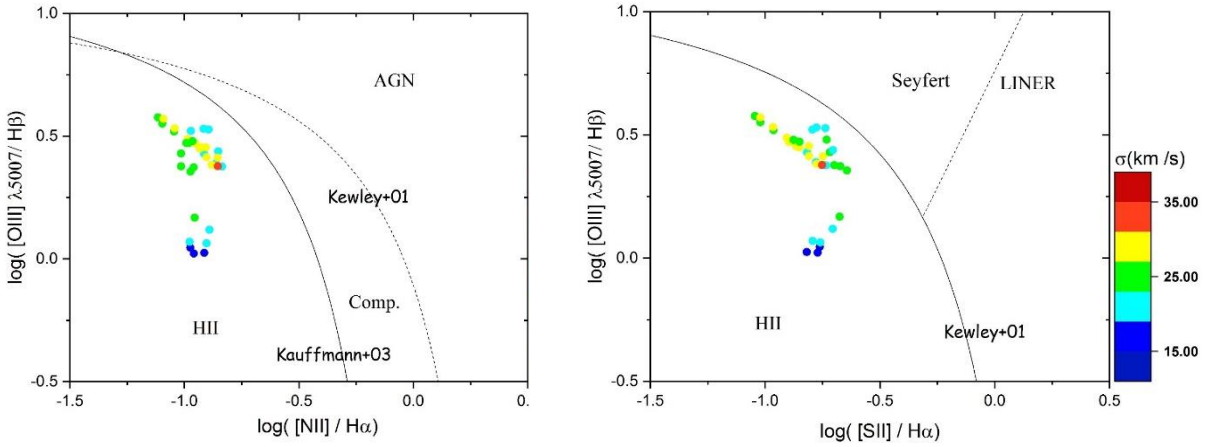
ستاره درخشان دارای مقدار کمتری از ۲۵ کیلومتر بر ثانیه هستند (شکل ۱ را ببینید). تعداد معینی از نقاط با پراکندگی سرعت شعاعی بالاتر در نزدیکی مرز دو ناحیه یونیزاسیون دیده می شوند که سهم امواج ضربه ای در یونیزاسیون گاز در این کهکشان را آشکار می کند که با همبستگی نزدیک بین ρ و σ تایید می شود (شکل ۳ را ببینید).

همبستگی بین ρ و σ نشان‌دهنده وجود سازو کارهایی غیراز فوتویونیزاسیون برای تحریک گاز یونیزه در Mrk 370 است. (مویسیف ۲۰۱۰) [۱۰] وجود ساختارهای گازی قطبی را در Mrk 370 به دلیل انفجار فعلی ستاره‌زایی و برافزایش گاز خارجی در نظر گرفته است. پراکندگی سرعت شعاعی بالا، سرعت های وجود گاز آشفته را جلوی موج ضربه ای نشان می دهد، به عبارت دیگر، حضور تحریک شوک را دراین کهکشان تایید می کند در حالی که در مناطق H II این سطح از حرکات آشفته دیده نمی شود.

UGC 8313

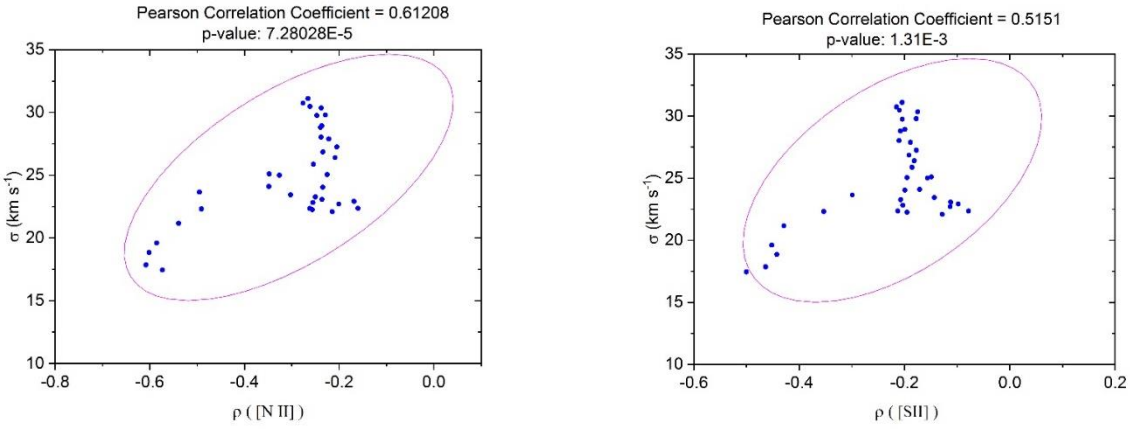
بوسما (۱۹۷۸)[۱۱] UGC 8313 را به عنوان یک همراه کوچک NGC 5055 توصیف کرد که نمی توان آن را رد کرد، با این حال، UGC 8313یا یکی از کوتوله های دیگر نزدیک به NGC 5055 از نزدیکی NGC 5055 عبور کرده و باعث برخی از عدم تقارن های NGC 5055 از جمله وجود تاب شده است.وجود تاب کهکشانی با برخی توضیحات دینامیکی مطرح می شود: هاله ماده تاریک ممکن است نقش مهمی ایفا کند، به این صورت که تابهای پیچ خورده از انتهای قرص های ستاره ای شروع می شوند، جایی که پتانسیل ماده تاریک به طور دینامیکی غالب می شود (بریگز ۱۹۹۰)[۱۲]. ساز و کارهای مختلفی برای تشکیل (و/یا نگهداری) تاب پیشنهاد شده‌اند، مانند برافزایش مواد بین کهکشانی با تکانه زاویه‌ای متفاوت (جیانگ و باینی ۱۹۹۹) [۱۳] یا برهم‌کنش با کهکشان‌های همراه (هانتر و تومره ۱۹۶۹)[١٤] ، یا ناهماهنگی بین دیسک و هاله تاریک (سل وود و دباستیسا ۱۹۹۹)[۱۵].

نمودارهای BPT-σ برای UGC 8313 در شکل ٤ نشان داده شده است. برای برجسته کردن نقاط با نسبت $S/N \geq 2$ ، داده های با سیگنال به نویز پایین‌تر ماسک شده اند.



شکل ٤: مشابه شکل ۲برای *UGC 8313*

در نزدیکی ناحیه مرکزی، σ بالاتری مشاهده می‌شوند در حالی که سایر پوسته‌های در حال گسترش H II مرتبط با مناطق تشکیل ستاره‌های درخشان با مقدار کمتر پراکندگی سرعت در حدود ۱۵ تا ۲۰ کیلومتر بر ثانیه مشخص می‌شوند (شکل ۱). در نمودارهای BPT، تمام نقاط در ناحیه فوتیونیزاسیون قرار دارند (شکل ٤ را ببینید). این بدان معناست که سهم تحریک شوک در یونیزاسیون گاز در این کهکشان ناچیز است اما پراکندگی بالای سرعت در بخشی از مرکز و مرزهای UGC 8313 و نیز وجود همبستگی نسبی بین ρ و σ در شکل ۵ چالش برانگیز است.



شکل۵: مشابه شکل ۳برای *UGC 8313*

در NGC5055، پیچ خوردگی تمایل دارد تا زاویه موقعیت دیسک بیرونی را با کهکشان همراه UGC 8313 تراز کند. این ممکن است نقش دومی را در شکل‌گیری و/یا حفظ تاب نشان دهد، با این حال، حرکت UGC 8313 نسبت به دیسک به صورت واپسگراست که نشان می دهد اثر دینامیکی UGC 8313 احتمالاً کوچک است. علاوه بر این، با توجه به تفاوت بزرگ جرم، می توان انتظار داشت که NGC5055 تأثیر بیشتری بر UGC 8313 داشته باشد، که آن هم به نظر می رسد دست نخورده است. بنابراین، تعامل بین دو کهکشان نمی تواند قوی باشد (باتاگلیا و همکاران، ۲۰۰۶)[۱۶] ، اگرچه تیکر و همکاران. (۲۰۰۷)[۱۷] در جستجوی کهکشان‌های دیسک فرابنفش گسترده (XUV-disk) در جهان محلی، گزارش داده‌اند که به نظر می‌رسد NGC 5055 در شمال غرب با UGC 08313 ، توسط رشته‌ای از H I که حاوی مجموعه های پرنور فرابنفش است، مرتبط است و با آن در تعامل است و یک ناحیه خاص دیگر از انتشار فرابنفش در جنوب غربی NGC5055 احتمالاً یک کهکشان کوتوله جزر و مدی است (به نام UGCA 342) که البته برمنس و همکاران (۱۹۹۹)[۱۸] پیشنهاد می‌کنند که این ناحیه، به نوعی «تراکم» در گاز بیرونی دیسک است.

بر این اساس، می‌توان چالش مطرح شده را به این صورت تفسیر کرد: در حالی که نقشه σ ما نشان می‌دهد که نقاط در اطراف ناحیه مرکزی، نقاطی با پراکندگی سرعت بالا هستند ولی در نمودار BPT این نقاط در ناحیه HII قرار گرفته اند که مشخصه اش سطح پایین آشفتگی گاز است، پس برافزایش گاز خارجی از NGC 5055 (رشته‌ای از H I) ممکن است شکل‌گیری ستاره فعلی UGC 8313 را تقویت کند. این بدان معناست که در اینجا اگرجه بازخورد ستاره‌ای عامل مهم‌تری است که سینماتیک گاز را مختل می‌کند و نسبت های خط مطابق فوتیونیزاسیون HII مانند است، اما همبستگی ρ - σ به وضوح نشان می دهد که شوک نیز سهمی در انتشار خطوط ممنوع دارد. البته، شوک در تصویر مشاهده شده غالب نیست زیرا ما تمام نور را در امتداد خط دید جمع آوری می کنیم.

نتیجه گیری

بر اساس مشاهدات تلسکوپ ۶ متری SAO RAS ما رابطه σ -BPT به همراه تصاویر H_α و نقشه های پراکندگی سرعت شعاعی گاز را برای دو کهکشان ستاره‌ساز نزدیک بررسی کرده‌ایم. نتایج این مطالعه برای دو کهکشان Mrk 370 و UGC 8313 به شرح زیر است:

درباره Mrk 370: پراکندگی با سرعت شعاعی بالا، سرعت‌های متلاطم گاز را فراتر از جلوی موج ضربه‌ای نشان می‌دهد، به عبارت دیگر وجود تحریک شوک را نشان می‌دهد که با همبستگی نزدیک بین ρ و σ تأیید می‌شود.

درباره UGC 8313: سهم تحریک شوک در یونیزاسیون گاز در این کهکشان ناچیز است اما پراکندگی سرعت بالا در ناحیه مرکزی و مرزها، با وجود همبستگی نسبی بین ρ و σ به وضوح نشان می‌دهد که شوک نیز در انتشار خطوط ممنوعه سهم دارد.

مرجع‌ها

[1] Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. , "Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects" , *PASP* **93**, (1981) 5
[2] http://alcor.sao.ru/index.php?L=en
[3] Afanasiev, V. L. & Moiseev, A. V. , "The SCORPIO Universal Focal Reducer of the 6-m Telescope" , *Astronomy Letters* ۳۱ (2005) 194
[4] Afanasiev, V. L. & Moiseev, A. V. , "Scorpio on the 6 m Telescope: Current State and Perspectives for Spectroscopy of Galactic and Extragalactic Objects" , *Baltic Astronomy* ۲۰,(2011) 363

[5] Egorov, O. V., Lozinskaya, T. A., Moiseev, A. V., Shchekinov, Y. A. , " Complexes of triggered star formation in supergiant shell of Holmberg II" , *MNRAS* **464**,(2017), 1833
[6] L. J. Kewley L. J., Dopita M. A., SUtherland R. S., Heisler C.A., Trevena J., "Theoretical modeling of starburst galaxies" , *The Astrophysical Journal* **556**, (2001) 121
[7] Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T., The host galaxies and classification of active galactic nuclei, *MNRAS* **372**,(2006),
961
[8] Cair´os, L. M., Caon, N., V´ılchez, J. M., G´onzalez-P´erez, J. N., and Munoz-Tunón, C., C "Multiband
Analysis of a Sample of Blue Compact Dwarf Galaxies. II. Spatially Resolved and Integrated Photometry",
ApJS, **136** (2001), 2
[9] Cairós, L.M., Caon, N., García-Lorenzo, B., Vílchez, J.M. and Munoz-Tunón, C., "Spectrophotometric Observations of Blue Compact Dwarf
Galaxies: Markarian 370", The Astrophysical Journal **577(1)**, (2002), 164
[10] Koleva, M., Prugniel, P., Vauglin, I. and Moiseev, A., " Kinematically detected polar rings/disks in blue compact dwarf galaxies", European
Astronomical Society Publications Series0 **48**, (2011), 115-118
[11] Bosma, A. 1978, Ph.D. Thesis, University of Groningen, NL
[12] Briggs, F.H., " Rules of behavior for galactic WARPS", The Astrophysical Journal **352**, (1990), 15-29
[13] Jiang, I.G. and Binney, J., " Warps and cosmic infall", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **303(1)**, (1999), L7-L10
[14] Hunter, C. and Toomre, A., " Dynamics of the Bending of the Galaxy.", The Astrophysical Journal **155**, (1969) 747
[15] Debattista, V.P. and Sellwood, J.A., " Warped galaxies from misaligned angular momenta", The Astrophysical Journal **513(2)**, (1999), L107
[16] Battaglia, G., Fraternali, F., Oosterloo, T. and Sancisi, R., "study of the warped spiral galaxy NGC 5055: a disk/dark matter halo offset?"
Astronomy & astrophysics 4**7(1)**, (2006).49-62
[17] Thilker, D.A., Bianchi, L., Meurer, G., De Paz, A.G., Boissier, S., Madore, B.F., Boselli, A., Ferguson, A.M., Muńoz-Mateos, J.C., Madsen,
G.J. and Hameed, S.," A search for extended ultraviolet disk (XUV-Disk) galaxies in the local universe", The Astrophysical Journal Supplement
Series **173(2)**, (2007), 538
[18] Bremnes, T., B. Binggeli, and P. Prugniel, "Structure and stellar content of dwarf galaxies-III. B and R photometry of dwarf galaxies in the
M 101 group and the nearby field." Astronomy and Astrophysics Supplement Series **137(2)**, (1999), 337-350

حل هم زمان منحنی نوری و سرعت شعاعی دوتایی تماسی FP Boo

مهدیه بالیده[۱و۲]، عباس عابدی[۱و۲]

۱- گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند

۲- رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند

چکیده

منظومه دوتایی گرفتی FP Boo (BD +43 2523, HIP 76970) سیستمی با نسبت جرم بحرانی و از رده F می باشد. این دوتایی توسط پایگاه داده TESS (داده های جمع آوری شده توسط تلسکوپ فضایی ناسا است که ۱۹ آوریل سال ۲۰۱۸ میلادی به فضا پرتاب شد) نورسنجی شده است. با حل همزمان داده های منحنی نوری و داده های سرعت شعاعی توسط برنامه ی PHOEBE پارامترهای فیزیکی و هندسی سیستم تعیین شده است. عدم تقارن منحنی نوری با در قرار دادن یک لکه ی سرد روی ستاره ی اولیه که نشان دهنده فعالیت مغناطیسی آن است برطرف شده است.

Simultaneous solution of the light curve and the radial velocity of the contact binary FP Boo

M. Balideh[1 2], A. Abedi[1 2]

[1] Department of Physics, faculty of science, university of Birjand, Birjand

[2] Dr. Mojtahedi Observatory of Birjand University

Abstract

The eclipsing binary system (FP Boo BD +43 2523, HIP 76970) is a system with a near-critical mass ratio and of F type. This binary system was photometry by the TESS database (data collected by NASA's Space Telescope, which was launched on April 19, 2018). By simultaneously solving the light curve and the radial velocity curve by the PHOEBE program, the physical and geometrical parameters of the system have been determined. The asymmetry of the light curve has been resolved by placing a cold spot on the primary star that represents its magnetic activity.

مقدمه

دوتایی گرفتی FP Boo (BD +43 2523, HIP 76970) با دوره تناوب مداری ۰/٦٤ روز، توسط ماموریت ماهواره Hipparcos کشف شد [۱]. این داده ها توسط سلم (Selam) در سال ۲۰۰٤م. استخراج و مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت وی نسبت جرم فوتومتری سیستم را $q_{ph} = 0.1$ بدست آورد که مطابقت خوبی با نتیجه ای که از طیف سنجی توسط روچینسکی (Rucinski)و همکاران در سال ۲۰۰۵م. انجام شد، داشت ($q_{ph} = 0.106 \pm 0.005$). نسبت جرم بسیار کوچک این سیستم با سرعت های شعاعی بزرگ ممکن است یک سیستم با شیب مداری بالا با گرفت کلی را نشان دهد، مشابه دوتایی تماسی AW UMa [۲].منحنی نوری سیستم دوتایی FP Boo در سال ۲۰۰٦م. با داده های طیف سنجی بدست آمده در رصدخانه David Dunlap با

استفاده از کد(Wilson-Devinney) مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت، دراین بررسی پارامترهایی مانند جرم، شعاع و درخشندگی مولفه های سیستم محاسبه شد و نشان دادند که این سیستم دارای درجه تماس متوسطی است[۳]. از پژوهش انجام شده روی منحنی نوری این سیستم در سال ۲۰۰۹ توسط گازر (Gazeas) و نیارشوز (Niarchos) مشخص گردید، از ۲٤ سیستم دوتایی تماسی رشته اصلی (H-R)، مرحله تکاملی FP Boo با مراحل کلی سیستم های دوتایی با نسبت جرم کم کاملا مطابقت دارد[٤].تغییرات دوره ی مداری سیستم در سال ۲۰۱۷ توسط سنتکایا (Centikaya) وسویدوگان(Soydugan) مورد بررسی قرار گرفت و مشخص شد که این دوتایی دارای مشخصه ی کاهش دوره مداری است که علت آن انتقال جرم بیان شد[۵]. اخیرا با استفاده از پایگاه های داده (TESS, SuperWASP, KWS and ASAS-SN) تجزیه و تحلیل منحنی نوری همزمان با منحنی سرعت شعاعی با استفاده از کد (WD) توسط یلدیریم (Yildirim) انجام شد و تغییرات دوره مداری سیستم نیز مورد بررسی قرار گرفت. نتیجه این آنالیزها محاسبه ی جرم و شعاع مولفه ها و تعیین نرخ کاهش دوره ی مداری و تعیین دوره تناوب تغییرات چرخه ای در این سیستم شده است. فعالیت مغناطیسی و یا وجود جسم سوم علت این تغییرات پیشنهاد گردیده است[٦] .

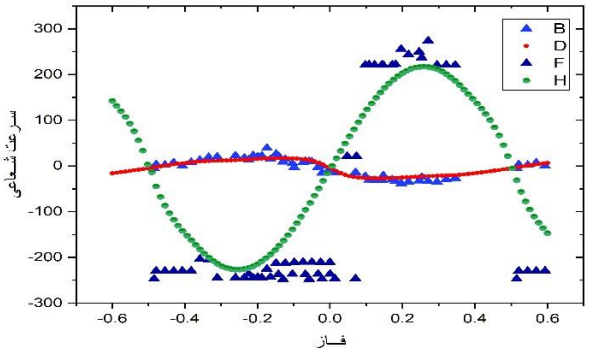
تحلیل منحنی نوری

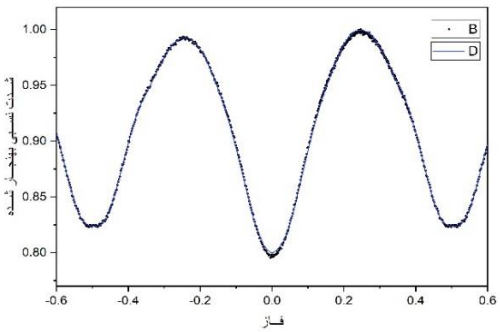
برای تعیین پارامترهای فیزیکی و هندسی سیستم دوتایی از برنامه PHOEBE Legacy [۷] استفاده شده است. در اجرای برنامه مد Over cotact binary not in thermal contact مورد استفاده قرار گرفت. مقدار اولیه نسبت جرم ثانویه به اولیه، q، با استفاده از نتایج طیف سنجی [۳] در برنامه لحاظ شده است. مقدار اولیه دمای ستاره اولیه و ثانویه نیز بر اساس نتایج این طیف سنجی انتخاب شده اند. ضرایب بازتاب بلومتریک و ضرایب تاریکی لبه بر اساس دمای انتخاب شده به ترتیب برابر $A_1 = A_2 =$ 1 و $g_1 = g_2 = 1$ انتخاب شده اند. ضرایب بازتاب بلومتریک بصورت خودکار توسط نرم افزار و بر اساس جداول ون هم و با استفاده از قانون لگاریتمی محاسبه شده اند.

با توجه به عدم تقارن موجود در فاز ۰/۲۵ و ۰/۷۵ می توان انتظار وجود لکه (لکه های) سرد یا گرم در این سیستم را داشت. برای دستیابی به انطباق بهتر بین داده های مشاهداتی و منحنی های شبیه سازی شده یک لکه سرد روی ستاره اولیه در نظر گرفته شد. لازم به ذکر است که در حل منحنی نوری علاوه بر داده های نورسنجی به صورت همزمان داده های سرعت شعاعی نیز مورد استفاده قرار گرفتند. نتایج بدست آمده از این تحلیل ونتایج تحقیقات دیگران برای مقایسه در جدول شماره ۲ آورده شده است. منحنی های نوری شبیه سازی شده و نورسنجی شده در شکل ۱ و منحنی های سرعت شعاعی تولید شده و طیف سنجی شده در شکل ۲ نشان داده شده اند. شکل ۳ نیز ساختار سه بعدی سیستمFP Boo به همراه موقعیت لکه سرد بر روی ستاره اولیه را در فاز ۰/۲۵ نشان می دهد. در جدول ۳ پارامترهای مربوط به لکه سرد بر روی ستاره اولیه آورده شده است. با کمک نسبت دامنه های سرعت شعاعی و جدول شماره ۲ ،پارامترهای مطلق مؤلفه های دوتایی گرفتیFP Boo تعیین گردید که به منظور مقایسه به همراه نتایج بدست آمده از کار دیگران در جدول شماره ٤ ارائه شده است.

جدول۲: پارامترهای بدست آمده از اجرای برنامه PHOEBE در این تحقیق ونتایج دیگران

پارامترها	این تحقیق	[۳]	[۲]
i(deg)	٦٩/٨٣(١)	٦٨/٨(٢)	–
V_{com}(Km/s)	-٤/٨٥(٧)	–	-٤/٨٧(١/٠٢)
q (M_1/M_2)	٠/٠٩٦٥٦(٥)	٠/٠٩٦	٠/١٠٦(٥)
$\Omega_1 = \Omega_2$	١/٩٤٨(٦٣)	١/٩٢٢(١٢)	–
T_1 (K)	٧٢٤٤(٥)	٦٩٨٠	–
T_2 (K)	٦٥٥٢(٥)	٦٤٥٦(١٤)	–
r_1 (pole)	٠/٥٤٠٩(٢)	٠/٥٤٤٢(٢)	–
r_1 (side)	٠/٦٠٦٢(٤)	٠/٦١١٥(٣)	–
r_1 (back)	٠/٦٢٥٢(٥)	٠/٦٣١١(٤)	–
r_2 (pole)	٠/١٩٣١(٣)	٠/١٩٥٨(٣)	–
r_2 (side)	٠/٢٠١٤(٤)	٠/٢٠٤٨(٣)	–
r_2 (back)	٠/٢٣٨٦(٩)	٠/٢٤٦٩(٧)	–
f_{over} (%)	٢٣%	٣٨%	–





شکل۱ : منحنی نوری بدست آمده برای سیستمFP Boo

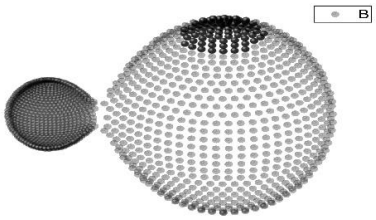
شکل۲ : منحنی سرعت شعاعی بدست آمده برای سیستم FP Boo

نقاط نشان دهنده داده های Tess و خطوط ممتد نشان دهنده نقاط(مثلثی شکل) نشان دهنده ی داده های بدست آمده توسط Selam[۱] و نقاط (دایره ای) منحنی های شبیه سازی شده هستند. نشان دهنده منحنی های شبیه سازی شده توسط نرم افزار فوبه هستند.

جدول ۳: پارامترهای مربوط به لکه

عرض جغرافیایی	طول جغرافیایی	شعاع لکه	$T_{لکه}/T_1$

(رادیان)	(رادیان)	(رادیان)	
۰/۰۸۷۲(۷)	۱/۳۲٦٤(۷)	۰/٤٥۳(۷)	۰/۹۰(۱)



شکل۳: ساختار سه بعدی دوتایی همراه با وضعیت قرارگیری لکه بر سطح ستاره در فاز ۰/۲۵

جدول ٤: کمیت های مطلق سیستم دوتایی FP Boo

پارامترها	Phoebe	[۳]
M_1 ($M_\odot$)	۱/۵۳۰(۲٤)	۱/٦۱٤(۵۲)
R_1 ($R_\odot$)	۲/۹۵(۲)	۲/۳۱۰(۲۵)
a_1 ($R_\odot$)	۰/۲۹(۵)	–
L_1 ($L_\odot$)	۱۱/٦٤۹(۷)	۱۱/۱۹۳(۹۹)
M_2 ($M_\odot$)	۰/۱٤۸(۵۲)	۰/۱۵٤(۲۱)
R_2 ($R_\odot$)	۱/۰٦(۹)	۰/۷۷٤(۰۸)
a_2 ($R_\odot$)	۲/۹۹(٦۵)	–
L_2 ($L_\odot$)	۱/۰۹۱(۷)	۰/۹۲۰(۱۳)

بحث و نتیجه گیری

با تحلیل هم زمان منحنی نوری بدست آمده از نور سنجی دوتایی گرفتی FP Boo توسط پایگاه داده TESS و داده های سرعت شعاعی پارامترهای مداری و نسبی مولفه های آن تعیین شده است. در جدول۲ مقایسه ای بین مقادیر به دست آمده از این پژوهش با نتایج بدست آمده توسط دیگران ارائه شده است و با استفاده از نسبت دامنه های سرعت شعاعی بدست آمده ، پارامترهای مطلق سیستم تعیین شد و در جدول۱ و ٤ مقایسه ای بین مقادیر به دست آمده از این پژوهش با نتایج بدست آمده توسط دیگران ارائه شده است. مشاهده می شود توافق خوبی بین کمیت های بدست آمده از این پژوهش با کار سایر راصدین وجود دارد. عدم تقارن در فاز ۰/۲۵ و۰/۷۵ منحنی نوری، با اضافه کردن یک لکه ی سرد، بر روی سطح ستاره ی اولیه برطرف شده است.

مرجع‌ها

[1] S. O. Selam, 2004, A&A, 416, 1097
[2] S. M. Rucinski and W. Pych and W. Ogloza and H. Debond and J. R. Thomson and S. W. Mochnacki and C. C. Capobianco and G. Conidis and P. Rogoziecki; "Radial Velocity Studies of Close Binary Stars. X. " *The Astronomical Journal*, Volume 130, (2005) 767-775.
[3] K. D. Gazeas and P. G. Niarchos and S. Zola and J. M. Kreiner and S. M. Rucinski; "Physical Parameters of Components in Close Binary Systems: VI"; *Acta Astronomica*, Vol.56,(2006) 127-143
[4] K. D. Oh and W. B. Lee; "CCD Photometry of Low Mass Ratio Contact Binary FP Boo - IV"; *Journal of Astronomy and Space Sciences*, Vol. 26, No. 1(2009) 1- 8
[5] H. Centikaya and F. Soydugan; "Long-term orbital period behaviour of low mass ratio contact binaries GR Vir and FP Boo"; *AIP Conference Proceedings*, Volume 1815, Issue1(2017)
[6] M. F. Yildirim; "New photometric solutions of contact binaries HX UMa and FP Boo"; *New Astronomy*, Volume 99(2023)
[7] A. Parsa and T. Zwitter, *Astrophys. J.*, 628 (1),(2005) 426–438.

مطالعه موج کینک در لوله‌های شار مغناطیسی در حضور مقاومت اهمی

زانیار ابراهیمی

مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه، دانشگاه مراغه، مراغه

چکیده

نوسانات کینک در حلقه‌های تاج خورشید یکی از بهترین ابزارهای لرزه‌شناسی برای تخمین پارامترهای ناشناخته اتمسفر خورشید اند. در اینجا، ما اثر مقاومت الکتریکی را بر تحول خطی امواج کینک مغناطوهیدرودینامیکی لوله‌های شار مغناطیسی در حضور ناهمگنی عرضی در چگالی پلاسما مطالعه می‌کنیم. در تقریب مرز نازک و لوله نازک، با یک روش نیمه تحلیلی، معادلات حرکت را حل کرده و اختلالات را به صورت یک برهم نهی از وجوه پیوستار آلفنی بدست می‌آوریم. اهمیت این روش حل اینست که می‌توان با بررسی طیف ویژه مقادیر، بسامدهای حاکم بر تحول موج کینک را در هر نقطه از لوله شار بدست آورد و این می‌تواند به درک ما از تحول موج کمک کند. نتایج نشان می‌دهند که نواحی همگن لوله (درون و بیرون لوله) با بسامد حاصل از روش حل شبه وجهی نوسان می‌کنند در صورتیکه در ناحیه ناهمگنی، بسامد شبه وجهی اهمیت خود را از دست داده و هر سطح مغناطیسی با ترکیب متفاوتی از بسامدهای پیوستار آلفنی در حال نوسان است.

A Study of kink waves in magnetic flux tubes in presence of resistivity

Zanyar Ebrahimi

Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha (RIAAM), University of Maragheh, Maragheh

Abstract

Kink oscillations in the solar coronal flux tubes are one the best seismological tools for estimating the unknown parameters of the solar corona. Here, we study the effect of resistivity on the linear evolution of magnetohydrodynamic (MHD) kink waves in magnetic flux tubes with transverse inhomogeneity in the plasma density. In thin tube thin boundary approximation, we obtain the well-known resistive spectrum of Alfvén continuum modes with a semi-analytical method and study the relative importance of the eigenmodes in the spectrum. As shown in previous studies, the quasi-mode solution of ideal MHD appears as an eigenmode of the resistive spectrum. Results show that while the internal and external homogeneous regions of the flux tube oscillate dominantly in quasi-mode, in the inhomogeneous region in each magnetic surface a different combination of resistive eigenmodes contributes to the perturbations.

مقدمه

نوسانات عرضی حلقه‌های تاج خورشید که اولین بار در سال ۱۹۹۹ با ماهواره تریس مشاهده شده است [۱] به عنوان وجوه کینک مغناطوهیدرودینامیکی (MHD) در لوله‌های شار مغناطیسی تفسیر شده‌اند. دوره تناوب و زمان میرایی این نوسانات به ترتیب در حدود ۵ و ۱۵ دقیقه گزارش شده است [۲]. تصور بر آن است که جذب تشدیدی امواج MHD مسئول این میرایی سریع باشد، که در آن انرژی نوسانات کینکی به امواج آلفن موضعی در یک لایه با فرکانس آلفن غیر یکنواخت در نزدیکی سطح لوله منتقل

می‌شود [۳]. ناهمگنی عرضی در چگالی پلاسما می‌تواند بسامد زمینه آلفن را غیر یکنواخت کند. ناهمگنی بسامد آلفن زمینه باعث می‌شود که اختلالات در سطوح مغناطیسی مختلف، با بسامدهای متفاوتی نوسان کنند و در نتیجه با گذر زمان (در امواج ایستاده) یا با پیمودن مسافت (در امواج رونده) ناهمفاز شوند. این ناهمفازی که اختلاط فازی نامیده می‌شود [٤]، می‌تواند باعث تقویت اتلاف موج در محیط شود. اثر مقاومت اهمی بر امواج کینک به شکل نظری مورد مطالعه قرار گرفته است. مطالعات نشان می‌دهند که درصورتیکه ضخامت ناهمگنی عرضی در لوله شار مغناطیسی به اندازه کافی نازک باشد، بسامد و نرخ میرایی موج کینک حاصل از روش شبه وجهی منطبق بر یکی از ویژه مدهای طیف مقاومتی است [۵]. با افزایش ضخامت ناهمگنی، بسامد شبه وجه اهمیت ویژه خود را از دست داده و به یکی از ویژه مدهای مقاومتی تبدیل می‌شود به این معنی که لوله شار مغناطیسی با لایه ناهمگنی ضخیم نمی‌تواند نوسان یکپارچه کینک با بسامد حاصل از روش شبه وجهی داشته باشد[٦].

در این مقاله به بررسی طیف بسامدهای حاکم بر نوسان موج کینک در یک لوله شار مغناطیسی در حضور مقاومت اهمی می‌پردازیم. در بخش بعدی، مدل، معادلات حرکت و روش حل معادله موج را معرفی می‌کنیم. در بخش بعد از آن، به بررسی جواب‌ها می‌پردازیم و در نهایت در بخش آخر نتیجه گیری بحث داده می‌شود.

مدل و معادله حرکت

لوله شار مغناطیده‌ای با سطح مقطع دایره‌ای به شعاع R در نظر می‌گیریم. مختصات استوانه ای (r,φ,z) را مورد استفاده قرار می‌دهیم. محور لوله منطبق بر راستای z مختصات است. برای درون ($r \le r_1$) و بیرون ($r \ge r_2$) لوله، به ترتیب، چگالی پلاسمای یکنواخت ρ_i و ρ_e را در نظر می‌گیریم که با تابع پیوسته $\rho(r)=(\rho_i+\rho_e)/2-(\rho_i-\rho_e)\mathrm{Sin}(\pi(r-R)/l)/2$ در مرز لوله به هم متصل می‌شوند. در اینجا، $l=r_2-r_1$ ضخامت لایه ناهمگنی است. همچنین، میدان مغناطیسی یکنواختی به بزرگی B_0 در راستای z در نظر می‌گیریم.

از شارش اولیه پلاسما، گرانش و چسبندگی صرف نظر می‌کنیم. معادلات مغناطوهیدرودینامیک را مختل کرده و جملات تا مرتبه اول اختلال را نگه می‌داریم. با توجه به اینکه حالت تعادل، تنها تابعی از مختصه شعاعی است، تابعیت طولی و سمتی اختلالات را به شکل $\exp(i(m\varphi+k_z z))$ در نظر می‌گیریم که در آن، m عدد موج سمتی و k_z عدد موج طولی است. محاسبات را برای طول موج‌های بلند ($k_z R \ll 1$) انجام می‌دهیم. در طول موج بلند، امواج کینک با تقریب خوبی تراکم ناپذیراند [۷]. با استفاده از این مفروضات، می‌توان معادله ای برای مؤلفه شعاعی اختلال میدان موج کینک ($m=1$) به شکل زیر بدست آورد

$$\mathrm{L}_A\mathrm{L}_s b_r+\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rb_r)+\eta\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{L}_d b_r=0, \qquad (۱)$$

که در آن، η ضریب پخش مغناطیسی است و عملگرهای L_A، L_s و L_d به صورت زیر تعریف می‌شوند

(۲)

$$\mathrm{L}_A \equiv \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \left(\frac{B_0^2}{\mu_0}\right)\frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

$$\mathrm{L}_s \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r},$$

$$\mathrm{L}_d \equiv -\frac{1}{r^2}\left[\rho\frac{\partial^4}{\partial r^4} + \left(\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r} + 6\frac{\rho}{r}\right)\frac{\partial^3}{\partial r^3} + \left(\frac{4}{r}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r} - \rho\left(\frac{-3}{r^2} + k_z^2\right)\right)\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \left(k_z^2\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r} + \frac{\rho}{r}\left(\frac{3}{r^2} + 2k_z^2\right)\right)\frac{\partial}{\partial r} - \frac{k_z^2}{r}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\right].$$

شرایط مرزی استاندارد مورد استفاده در حل معادله (۱) پیوستگی مؤلفه شعاعی اختلال سرعت و اختلال لاگرانژی فشار کل در مرزها است. می‌توان به راحتی نشان داد که این شرایط مرزی معادل‌اند با پیوستگی b_r و $\partial b_r/\partial r$ در مرزهای ناهمگنی لوله.

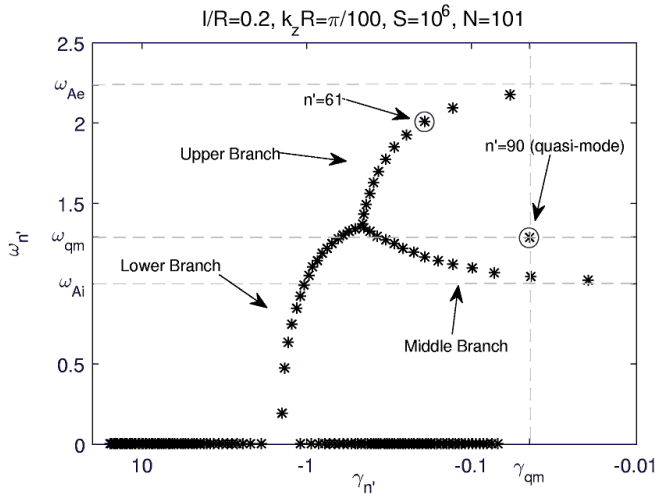
پاسخ معادله (۱) برای $r \le r_1$ و $r \ge r_2$ با صرف نظر از امواج آلفن به ترتیب برابر است با $A_i(t)$ و $A_e(t)r^{-2}$. در لایه ناهمگنی با در دست داشتن شرایط مرزی مناسب، می‌توانیم معادله (۱) را به روش حل بسط وجهی حل کنیم [۸ و ۹]. در این روش، اختلال b_r بر حسب مجموعه توابع متعامد $\psi_n(r)$ که از حل یک سیستم اشتورم-لیوویل که شامل معادله بسل و شرایط مرزی است [۷]، به صورت زیر بسط داده می‌شود

$$b_r(r,t) = \sum_{n=1}^{N} a_n(t)\psi_n(r), \qquad r_1 < r < r_2. \tag{۳}$$

با فرض $a_n \propto \exp(\lambda t)$، جایگذاری معادله (۳) در (۱) منجر به یک معادله ویژه مقداری درجه دو می‌شود که با حل آن به روشی که توسط ابراهیمی و همکاران (۲۰۲۰) [۹] ارائه شده است، می‌توان ضرایب $a_n(t)$ را محاسبه کرد. در انجام این محاسبات به $2N$ ویژه مقدار $\lambda = i\omega + \gamma$ می‌رسیم که در حالت کلی مختلط‌اند. قسمت موهومی و حقیقی هر ویژه مقدار، به ترتیب ویژه بسامد و آهنگ میرایی مربوط به آن است. مجموعه این ویژه مقادیر، طیف مقاومتی بسامدهای شرکت کننده در تحول موج کینک را تشکیل می‌دهند که در بخش بعدی به بررسی آن می‌پردازیم.

طیف مقاومتی ویژه مقادیر

در اینجا برای حل مسأله، پارامترهای حالت تعادل لوله و موج کینک را مطابق شرایط تاج خورشید به صورت $\rho_i/\rho_e = 5,\ k_z R = \pi/100,\ l/R = 0.2$ و تعداد جملات بسط (۳) را برابر با $N = 101$ در نظر می‌گیریم. هرچه N بزرگتر باشد، تا زمان بزرگتری می‌توان تحول زمانی موج را محاسبه کرد. پس از بی بعدسازی معادلات برای انجام محاسبات، اثر مقاومت اهمی به صورت عدد لوندکویست (*Lundquist*) $S \equiv lV_{Ai}/\eta$ وارد مسأله می‌شود. شکل ۱ طیف ویژه مقادیر را برای $S = 10^6$ نشان می‌دهد. الگوی سه شاخه ای طیف، با نتایج مطالعات قبلی در توافق است [۵]. همانطور که در شکل ۱ دیده می‌شود، یکی از ویژه مقادیر بر روی شاخه‌ها قرار نگرفته است. این ویژه مقدار منطبق بر جواب حاصل از روش شبه وجهی مغناطوهیدرودینامیک ایده‌آل است. بسامد و آهنگ میرایی این ویژه مقدار، نوسان سراسری وجه کینک را در لوله شار مغناطیسی توصیف می‌کند. بر اساس مطالعات قبلی در صورت افزایش ضخامت لایه ناهمگنی، این ویژه مقدار، در یکی از شاخه‌های بالایی (*upper branch*) یا وسطی (middle branch) جذب می‌شود و دیگر نماینده رفتار سراسری لوله شار نیست.

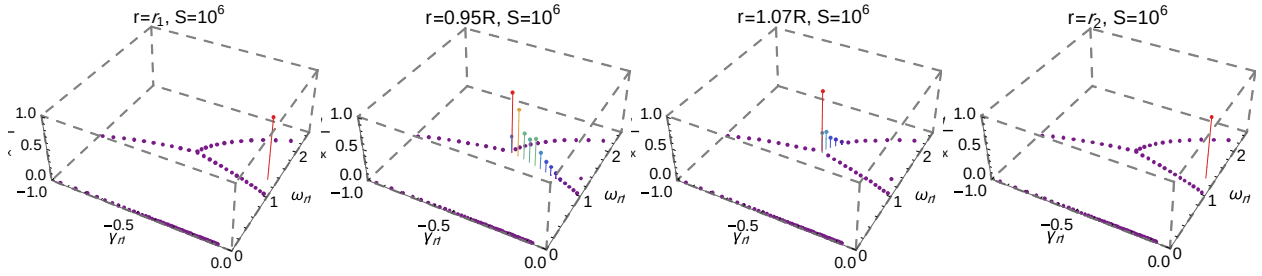


شکل۱: قسمت $\omega_n \geq 0$ از طیف مقاومتی موج کینک. ویژه مقدار منطبق بر جواب شبه وجهی به صورت یک ستاره تک افتاده در طیف قابل تشخیص است.

در اینجا ما علاقمند به این شدیم که بدانیم سایر ویژه مقادیر قرار گرفته در طیف مقاومتی، چه نقشی در تحول موج کینک دارند. روش بسط وجهی این توانایی را دارد که بتوان اختلال b_r را به شکل سری زیر بیان کرد

$$b_r(r,t)=\sum_{n'}^{2N} b_{r,n'}(r,t), \qquad (۴)$$

که در آن، $b_{r,n'}(r,t)$ کسری از تابع b_r است که با بسامد و آهنگ میرایی ویژه مقدار n'ام از طیف، نوسان می‌کند. با تبدیل فوریه توابع $b_{r,n'}$ در یک بازه زمانی مشخص از تحول موج کینک، طیف توان مربوط به هر کدام از آنها را بدست می‌آوریم. وزن هر جمله $b_{r,n'}$ در اختلال کلی $b_r(r,t)$ برابر است با مقدار بیشینه تابع طیف توان که در اینجا با $P_{n'}$ نمایش می‌دهیم. شکل۲ $P_{n'}$ را برای قسمتی از طیف مقاومتی در نقاط $r=r_1,0.95R,1.07R,r_2$ نشان می‌دهد. شکل۲ نشان می‌دهد که نقاط r_1 و r_2 (مرزهای داخلی و خارجی ناهمگنی) با بسامد شبه وجهی نوسان می‌کنند. بنابراین انتظار می‌رود که نواحی همگن داخل و خارج لوله شار با بسامد شبه وجهی در حال نوسان باشند. در ناحیه ناهمگنی در نقاط $r=0.95R,\ 1.07R$ مشاهده می‌شود که ویژه مقدار شبه وجهی نقشی در تحول موج کینک نداشته بکه ترکیبی از ویژه مقادیر در شاخه‌های بالایی یا وسطی طیف مقاومتی تعیین کننده رفتار اختلالات هستند. نتایج نشان می‌دهد که شاخه پایینی طیف مقاومتی و ویژه مقادیر روی محور γ همواره در هر نقطه از لوله، نقش بسزایی ندارند. اهمیت این ویژه مقادیر و وجود آنها در طیف، می‌تواند موضوع تحقیقات آتی باشد.



شکل۲: توزیع توان طیف مقاومتی در چهار نقطه $r=r_1,0.95R,1.07R,r_2$. در هر نمودار توان‌ها به توان بیشینه بهنجار شده‌اند.

نتیجه گیری

در این مقاله، طیف مقاومتی موج کینک در لوله شار مغناطیسی را مورد مطالعه قرار دادیم. در توافق با مطالعات قبلی، نتایج نشان داد که یکی از ویژه مقادیر طیف مقاومتی، منطبق بر بسامد و آهنگ میرایی محاسبه شده از روش شبه‌وجهی مغناطوهیدرودینامیک ایده‌آل است. نتایج نشان داد که درون و بیرون لوله با بسامد شبه‌وجهی نوسان می‌کنند درحالیکه درون ناحیه ناهمگنی بسامد شبه وجهی اهمیت خود را از دست می‌دهد و ترکیبی محدود از سایر ویژه مقادیر طیف در تحول موج سهیم‌اند. این ترکیب در سطوح مغناطیسی مختلف درون لایه ناهمگنی متفاوت است. نتایج نشان داد که برخی از ویژه مقادیر، علیرغم حضور در طیف، نقش بسزایی در تحول موج کینک در هیچ نقطه ای از لوله ندارند. مطالعه بسامدهای دخیل در نوسان موج کینک می‌تواند به درک عمیقتر ما از تحول موج بیانجامد و کمک بسزایی به لرزه‌نگاری اتمسفر خورشید بر اساس امواج کینک بکند.

مرجع‌ها

[1] M. J. Aschwanden, L. Fletcher, C. J. Schrijver and D. Alexander; *ApJ* **520** (1999) 880
[2] V. M. Nakariakov, L. Ofman, E. E. Deluca, B. Roberts and J. M. Davila; *Science* **285** (1999) 862
[3] J. A. Ionson; *ApJ* **226** (1978) 650
[4] J. Heyvaerts and E. R. Priest; *A&A* **117** (1983) 220
[5] S. Poedts and W. Kerner; *PRL* **66** (1991) 2871
[6] T. Van Doorsselaere and S. Poedts; *PPCF* **49** (2007) 261
[7] M. Goossens, J. Andries, R. Soler, T. Van Doorsselaere, I. Arregui and J. Terradas; *ApJ* **753** (2012) 111
[8] R. Soler and J. Terradas; *ApJ* **803** (2015**)** 43
[9] Z. Ebrahimi, R. Soler and K. Karami; *ApJ* **893** (2020) 157

نورسنجی و تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی **VW Cep**

سیدحمید رضا میربزرگی[۱و۲]، عباس عابدی[۱و۲]، کاظم یوسفی روبیات[۱و۲]

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند

چکیده

این مقاله شامل نتایج تحلیل منحنی نوری منظومه دوتایی گرفتی موسوم به VW Cephei با هدف اندازه گیری پارامترهای مداری و فیزیکی و بررسی تغییرات آنها از سال ۲۰۱۷ تا حالا می باشد. این تحقیق منجر به یافتن حقایق جدیدی درمورد الگوی رفتاری لکه ها بر روی منظومه ی مورد نظر شده است. فرایند نورسنجی با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی کاسگرین رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند (در فیلتر V استاندارد جانسون) انجام شده است. فرایند کاهش داده بوسیله نرم افزار آیریس صورت گرفته است. علاوه بر داده های رصدخانه دکتر مجتهدی، تحلیل منحنی نوری بر روی داده های پروژه تس نیز صورت گرفته است.

Photometry and light curve analysis of eclipsing binary VW Cep

S. H. Mirbozorgi[1,2], A. Abedi[1,2], K. Youssefi. R[1,2]

[1] Department of physics, faculty of sciences, Birjand University

[2] Dr. Mojtahedi Observatory of Birjand University

abstract

This article includes the results of the optical curve analysis of the binary eclipsing system called VW Cephei with the aim of measuring the orbital and physical parameters and examining changes from 2017 until now. This research is led to finding new facts about the behavior pattern of stains on this system. The photometric process is done using a 14-inch Cassegrain telescope in Dr. Mojtahedi Observatory of Birjand University (in Johnson's standard v filter). The data reduction process is done by Iris software. In addition to Dr. Mojtahedi's observatory data, the optical curve of TESS project data has been analyzed too.

مقدمه

"وی دبلیو سِفِئوس" که به اختصار VW Cep (VW Cephei) نامیده می شود ، یکی از متداول ترین دوتایی های گرفتی تماسی (W UMa) است که بخاطر روشنایی بالا (قدر ظاهری مابین ۷ تا ۸) ، دوره تناوب کوتاه (۰/۲۷۸ روز) و عدم کشف الگوی رفتاری دقیق منحنی نوری بسیار مورد توجه قرار دارد. این دوتایی در سال ۱۹۲۶ توسط شیلت کشف شد[1] . منحنی نوری این منظومه دارای عدم تقارن در قله ها و فرو رفتگی ها بود. چندین مدل مختلف برای توضیح عدم تقارن ماکزیمم های منحنی نوری این

سیستم ارائه شد که محتمل ترینِ آنها وجود لکه بر روی هر دو مولفه می باشد[1]. اولین بار پوپر از طریق طیف سنجی نسبت جرمی 0.004 ±q=0.326 را برای سیستم منتشر کرد [1] . سپس سناد و باب روسکی [2] در طیف ماورای بنفش این سیستم را نورسنجی کردند. مطالعه نورسنجی در طول موج پرتو ایکس توسط هنمردر و همکاران [3] و سنز فورکادا و همکاران [4] انجام شد که به یک منبع پرتو ایکس واقع در ناحیه ای نزدیک به قطب شمال این دوتایی اشاره داشت. آخرین مطالعه مربوط به نورسنجی و طیف سنجی این سیستم در سال ۲۰۱۸ انجام شد که تغییرات پارامتر های مداری را با نورسنجی سیستم در محدوده ی نور مرئی بررسی کرد [5]. این مقاله به دو لکه سرد بر روی مولفه اول سیستم اشاره داشت.

نورسنجی سیستم

نورسنجی دوتایی گرفتی VW Cep در تاریخ سوم ابان ۱۴۰۱ با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی در صافی V جانسون انجام شد. از ستاره‌ی TYC 4585-2387-1 به عنوان ستاره‌ی مقایسه استفاده گردید. مقدار نوردهی ۳ ثانیه و تقریبا در هر ۴۰ ثانیه یک عکس شامل اطلاعات شار و زمان ثبت شد. کل فرایند ۶ ساعت و ۴۸ دقیقه به طول انجامید تا یک تناوب کامل سیستم ثبت شود. عملیات کاهش داده توسط نرم افزار آیریس صورت گرفت و در این مسیر از تصاویر تاریک ، تخت و بایاس جهت بهینه سازی و رفع خطا های ممکن استفاده شد. جهت تعیین فاز از زیج موجود در سایت فاز آنلاین www.as.up.krakow.pl استفاده شد (HJD0= 2452500.025). به دلیل وجود مقدار کمی پراکندگی در این داده ها، بین بندی صورت گرفت تا منحنی نوری نازک تر و نرمتر باشد(به عبارت دیگر شدت نور و فاز سیستم در هر ۰/۰۰۵ فاز میانگین گیری شد). سپس جهت پیدا کردن مقدار کمینه اولیه ، تابع لورنسی بر ناحیه ی کمینه عمیق تر تطبیق شد. کمینه تابع بعنوان کمینه اولیه تعیین شد. همچنین مقدار شدت نور نیز به ۱ بهنجار شد تا منحنی نوری شکل ۱ حاصل شود. مقدار عددی زمان ژولیانی برای کمینه اولیه ۲۴۵۹۸۷۸/۱۲۰۸۷ به دست آمد.

تحلیل منحنی نوری

در تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی VW Cep از داده های تلسکوپ ۱۴ اینچی اشمیت کاسگرین رصدخانه دکتر مجتهدی و همچنین داده های این سیستم که دو نوبت به طور پیوسته توسط تلسکوپ فضایی تس نورسنجی شده استفاده شده است تحلیل ها با استفاده از نرم افزار فوبه بر روی منحنی های نوری انجام شد. در این تحلیل ها علاوه بر تعیین پارامترهای مداری و ستاره ها به دنبال وجود لکه های سرد و داغ روی ستاره ها بودیم و اینکه ایا این لکه ها حرکت می کنند یا خیر. در ادامه نتایج حاصل از بررسی این موارد را ارائه خواهیم کرد.

برای تحلیل منحنی های نوری نسبت جرم اولیه از آخرین گزارش طیف سنجی [5] مقدار $q = 0.302 \pm 0.007$ انتخاب شد، دمای موثر ستاره اولیه مقدار ۵۳۴۲ کلوین از [5] و $g_1 = g_2 = 0.32$ [6] و $A_1 = A_2 = 0.5$ [7] استخراج و در شروع اجرای فوبه استفاده شد. ضرایب تاریکی لبه برپایه جدول ون هم [8] در نظر گرفته شد. با توجه عدم تقارن منحنی های نوری و با توجه به نتایج گوندین

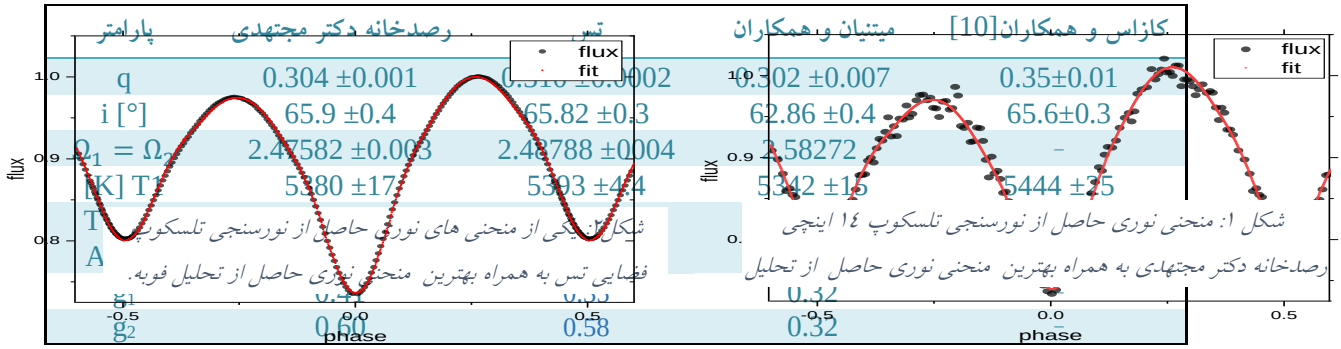
[9] مبنی بر این که این سیستم دارای تاج گسترده است که دو مولفه را در بر می گیرد و فعالیت شعله ور را نشان می دهد، و هونموردر و دیگران [3] که شعله ور شدن این دوتایی را شناسایی کردند و کرونایی که عمدتا در ناحیه قطبی مولفه اولیه قرار دارد و همچنین سند و بابروسکی [2] خطوط نشری UV را مطالعه نموده و اعلان کردند که ستاره اولیه این دوتایی فعالیت کروموسفری دارد، برای ستاره اولیه یک لکه سرد و یک لکه داغ در نزدیکی قطب ستاره اولیه منظور شد.

برای تحلیل منحنی های نوری نسبت جرم اولیه از آخرین گزارش طیف سنجی [5] مقدار $q = 0.302 \pm 0.007$ انتخاب شد، دمای موثر ستاره اولیه مقدار ۵۳۴۲ کلوین از [5] و $g_1 = g_2 = 0.32$ [6] و $A_1 = A_2 = 0.5$ [7] استخراج و در شروع اجرای فوبه استفاده شد. ضرایب تاریکی لبه برپایه جدول ون هم [8] در نظر گرفته شد. با توجه عدم تقارن منحنی های نوری و با توجه به نتایج گوندین [9] مبنی بر این که این سیستم دارای تاج گسترده است که دو مولفه را در بر می گیرد و فعالیت شعله ور را نشان می دهد، و هونموردر و دیگران [3] که شعله ور شدن این دوتایی را شناسایی کردند و کرونایی که عمدتا در ناحیه قطبی مولفه اولیه قرار دارد و همچنین سند و بابروسکی [2] خطوط نشری UV را مطالعه نموده و اعلان کردند که ستاره اولیه این دوتایی فعالیت کروموسفری دارد، برای ستاره اولیه یک لکه سرد و یک لکه داغ در نزدیکی قطب ستاره اولیه منظور شد. نتایج بدست آمده از تحلیل منحنی نوری رصدخانه دکتر مجتهدی و پروژه تس[1] در جدول شماره ۱ مشخص گردیده علاوه بر این نتایج بدست آمده توسط سایر راصدین در این جدول وارد شده است.

منحنی های تطبیقی ایجاد شده توسط فوبه و داده های نورسنجی در شکل شماره ۱ و ۲ ترسیم شده است. شکل ۳ وضعیت قرار گیری لکه ها روی ستاره اولیه را نمایش می دهد

جدول۱:پارامتر های مداری و ستاره ای دوتایی گرفتی VW Cep

پارامتر	رصدخانه دکتر مجتهدی	تس	میتنیان و همکاران	کازاس و همکاران[10]
q	0.304 ±0.001	0.310 ±0.0002	0.302 ±0.007	0.35±0.01
i [°]	65.9 ±0.4	65.82 ±0.3	62.86 ±0.4	65.6±0.3
$\Omega_1 = \Omega_2$	2.47582 ±0.003	2.48788 ±0.004	2.58272	-
[K] T1	5380 ±17	5393 ±4.4	5342 ±15	5444 ±25
T				
A				
g_1			0.32	
g_2	0.60	0.58	0.32	

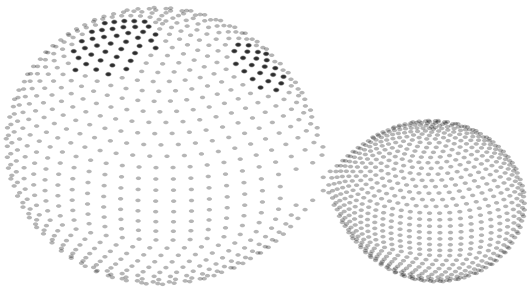


شکل ۱: منحنی نوری حاصل از نورسنجی تلسکوپ ۱۴ اینچی رصدخانه دکتر مجتهدی به همراه بهترین منحنی نوری حاصل از تحلیل فیزیایی تس به همراه بهترین منحنی نوری حاصل از تحلیل فوبه.

[1] www.archive.stsci.edu

جدول۲ : مشخصات لکه ها

لکه	مشخصات	رصدخانه دکتر مجتهدی	تس ۲۰۲۱	تس ۲۰۲۰	میتنیان و همکاران ۲۰۱۶
1	ارتفاع	75	45	45	47
1	سمت	60	15	12	338.9
1	شعاع	17.6	15	15	20.9
1	دما	0.88	0.82	0.82	لکه سرد
2	ارتفاع	35	23	23	45.2
2	سمت	180	225	235	172.8
2	شعاع	14	19.8	19.8	23
2	دما	1.12	1.1	1.11	لکه سرد



شکل ۳: شبیه سازی سیستم ستاره ای در فاز ۰/۲۰ بر اساس داده های تلسکوپ تس در سال ۲۰۲۱

نتیجه گیری

با توجه به جدول ۱ مقایسه نتایج بدست آمده از این تحقیق با سایر راصدین نشان می دهد که نسبت جرمی حاصل (q= 0.304) با نسبت جرمی گزارش شده توسط میتنیان و همکاران [5] شباهت دارد اما زاویه شیب مداری بیشتر به نتایج تحقیق کازاس و همکاران [10] نزدیک است.

به دلیل داده های دقیق و پیوسته پروژه تس رفتار و نوع لکه ها با دقت بیشتری نسبت به گذشته بررسی شد. لکه قطبی (شماره ۲) ستاره اولیه داغ تشخیص داده شد که با نتایج [3] و [4] که قطب ستاره اولیه را دارای تاج تشخیص داده و همچنین با [2] و [9] موافقت دارد. همچنین مشاهده ی مختصات سمتی لکه ها در طول زمان نشان دهنده ی حرکت این لکه در طول این سالها می باشد. به دلیل یک سویه بودن حرکت لکه ها و گزارش وجود لکه روشن در سال ۲۰۰۶ احتمال دارد حرکت لکه ها دارای تناوب باشد.

مراجع

[1] Schilt, J. .; “Two new variables stars of the type of W Ursae Majoris”;, ApJ, 64 (1926) , 215-224.

[2] Sanad, M, R., & Borowsky, M; “spectral behavior of 44 (iota) bootis and VW Cephei in the ultraviolet”; New A 29 (2014) 47-56.

[3] Huenemoerder, D, P., et al.; “X-ray Spectroscopy of the Contact Binary VW Cephei”;; TAJ 650 (2006) , 1119-1132.

[4] Sanz-Forcada, J., et al.; “Eclipsed X-ray flares in binary stars”; A & A 466 (2007) 309-316 .

[5] Mitnyan, T., et al.; "The contact binary VW Cephei revisited"; A & A 612 (2018) 91-14.

[6] Lucy, L. B.; "Structure of W Ursae Majoris stars"; Astrophys 72 (1967) 65-89

[7] Rucinski, S. M.; "Binaries. II. A- and W-type Systems. The W UMa-type Systems as Contact"; Acta Astron 24 (1974) 19-245

[8] Van Hamme, W.; "New limb-darkening coefficients for modeling binary star light curves"; Astron. J 106 (1993) 2096.

[9] Gondoin, P.; "X-ray spectroscopy of the W UMa-type binary VW Cephei"; A&A 415 (2004) 1113-1121

[10] Kaszás, G., Vinkó, J., Szatmáry, K., et al.;" Period variation and surface activity of the contact binary VW Cephei" A&A 331 (1998) 231-243

فعالیت پدیده‌های کوچک مقیاس جو خورشید و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری در نیمکره‌های شمالی و جنوبی در چرخه ۲۴

زهرا شکری، نسیبه علیپور راد، حسین صفری[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه سراسری زنجان، زنجان

چکیده

مطالعات گسترده‌ای انجام شده تا نابرابری توزیع فعالیت‌های مختلف خورشیدی را در دو نیمکره شمالی و جنوبی نشان دهد. در اینجا، هدف بررسی فعالیت پدیده‌های کوچک مقیاس تاج خورشید و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهر است. به این دلیل از دو ابزار اِی‌آی‌اِی و اچ‌اِم‌آی در طول چرخه ۲۴ استفاده شده است. نتایج به‌دست آمده در این مطالعه نشان می‌دهد که نیمکره غالب در طول چرخه ۲۴ برای قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری وپدیده‌های کوچک مقیاس تاجی جنوبی است. شیب خط برازش شده بر نمودار عدم تقارن منفی بدست آمده است، که می‌تواند تاییدی بر ۱۲ دوره‌ای بودن عدم تقارن نیمکره‌های شمالی و جنوبی در طول چرخه‌های مختلف باشد.

Activity of small-scale coronal events and magnetic photospheric patches in the northern and southern hemispheres in cycle 24

Z. Shokri, N. Alipour rad, H. Safari[1]

[1] Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

Abstract

Various studies have shown that different solar activity is unequally distributed in the northern and southern hemispheres. Here, the aim is to investigate the activity of the small-scale phenomena of the solar corona and the photospheric magnetic poles. For this reason, two instruments, AIA and HMI, have been used during cycle 24. The results show that the southern hemisphere dominates during cycle 24 for photospheric magnetic and coronal small-scale activity. The slope of the fitted line for the asymmetry parameter is negative, which can be a confirmation of the 12-period asymmetry of the northern and southern hemispheres during different cycles.

مقدمه

برای بیان توزیع نابرابری نیمکره‌های شمال-جنوب خورشید، مطالعات مختلفی از قبیل شراره‌های اشعه ایکس[۲] در چرخه‌های ۲۴-۲۰ [۱و۲]، شدت شراره‌ها[۳] چرخه ۲۳ [۳] و توزیع دیگر فعالیت‌های خورشیدی مانند تعداد لک‌ها، تعداد گروه لک‌ها و نواحی لک‌ها در چرخه‌های ۲۴-۲۳ انجام شده است [۴و۵]. یک رفتار دوره‌ای ۸ و ۱۲ چرخه‌ای برای عدم تقارن[۴] نیمکره‌های خورشید پیشنهاد شد که عدم تقارن چرخه ۲۴ تعیین کننده این رفتاره دوره‌ای متوالی است. ژانگ و فنگ (۲۰۱۵) با استفاده از مساحت لک‌های خورشیدی استنباط کردند که اگر شیب خط رگرسیون در نمودار عدم تقارن شمال-جنوب در طول چرخه ۲۴ دارای علامت

[2] X-ray flares
[3] Flares index
[4] Asymmetry

منفی باشد، رفتار تناوبی عدم تقارن شمال-جنوب ۱۲ دوره است، در غیر این صورت باید ۸ دوره باشد [٦]. لی و همکاران (۲۰۱۹) با بررسی نواحی لک‌ها نیمکره غالب برای چرخه ٢٤ را جنوبی دانستند [٥]. پراساد و همکاران (۲۰۲۱) با بررسی شراره‌های اشعه ایکس نرم برای ٤ چرخه متوالی ٢٤-٢١ نیمکره غالب برای هر ٤ چرخه را جنوبی و شیب خط فیت شده بر نمودار عدم تقارن را منفی بدست آوردند و بیان کردند که جنوبی بودن نیمکره غالب برای چرخه ٢٤ می‌تواند تایید کننده رفتار ۱۲ دوره‌ای عدم تقارن مطابق با نظریه لی و همکاران (۲۰۰۹) باشد [۲].

چشمک زن‌ها[5] روشنایی‌های فرابنفش دور در ناحیه گذار هستند که در مرزهای شبکه در خورشید آرام گزارش شده است [۷]. شکری و همکاران (۲۰۲۲) گزارش کردند که حدود ۸۰ درصد از آن‌ها در مرزهای شبکه ابردانه‌ها روی می‌دهند [۸]. علیپور و صفری (۲۰۱۵) با استفاده از تصاویر اس‌دی‌او/ای‌آی‌ای در طول موج ۱۹۳ آنگستروم، ۵۷۲ نقاط روشن تاجی[6] را در طول ٤٫٤ سال در هر تصویر گزارش کردند [۹]. نقاط درخشان تاجی اشعه ایکس ساختارهای نقطه مانندی هستند که در اندازه‌های "۳۰-"۲۰ ظاهر می‌شوند [۱۰]. عدم تقارن شمال-جنوب فعالیت‌های مختلف خورشیدی نقش مهمی در درک بهتر مکانیسم زیربنای فعالیت‌های خورشیدی مانند چرخش دیفرانسیلی خورشید و منشا میدان مغناطیسی دارد. در این راستا توزیع پدیده‌های کوچک مقیاس شیدسپهری و تاج در نیمکره شمالی و جنوبی با استفاده از تصاویر اس‌دی‌او ابزارهای ای‌آی‌ای و اچ‌ای‌آی در چرخه ٢٤ از ژانویه ۲۰۱۱ تا دسامبر ۲۰۱۹ بررسی می‌شود. در ادامه داده‌ها و روش‌ها در بخش ۲ و نتایج در بخش ۳ بیان شده است.

تحلیل داده و روش کار

برای بررسی عدم تقارن نیمکره شمال-جنوب خورشید برای چرخه ٢٤ (از ژانویه ۲۰۱۱ تا دسامبر ۲۰۱۹) از تصاویر اس‌دی‌او/ ای‌آی‌ای برای شناسایی چشمک‌زن‌ها، نقاط درخشان تاجی فرابنفش دور (ECBPs) و نقاط درخشان تاجی اشعه ایکس (XCBPs) به ترتیب در طول موج‌های ۳۰٤ آنگستروم در ناحیه گذار، ۱۹۳ و ۱۷۱ آنگستروم در تاج استفاده می‌شود. برای مطالعه ویژگی‌های مغناطیسی (آستانه بیش از ۲۰ گوس) از تصاویر اس‌دی‌او/اچ‌ای‌آی استفاده می‌شود. برای شناسایی روشنایی‌های تاجی و ناحیه گذار از روش توسعه یافته شناسایی خودکار علیپور و صفری (۲۰۱۵) مبتنی بر ناوردایی گشتاور زرنیک و الگوریتم ماشین بردار پشتیبان و برای شناسایی قطب های مغناطیسی، از الگوریتم ردیابی توسعه یافته YAFTA استفاده می‌شود [۹و۱۱] (جزئیات بیشتر این روش را در شکری و همکاران (۲۰۲۲) مشاهده کنید). پس از شناسایی رویدادها برای محاسبه عدم تقارن روشنایی‌های تاجی و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری در نیمکره شمالی و جنوبی طبقه‌بندی می‌شوند. این جداسازی بر اساس عرض جغرافیایی ۰ تا ۹۰ درجه و ۹۰- تا ۰ درجه انجام می‌شود. برای محاسبه عدم تقارن میانگین ماهانه از معادله $(NO_N - NO_S)/(NO_N + NO_S)$ استفاده شده است [۱۲]. در اینجا NO_N و NO_S به ترتیب میانگین ماهانه روشنایی‌های تاجی و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری بر مساحت ناحیه در نیمکره شمالی و جنوبی را بیان می‌کنند. احتمال وقوع رویدادها و عدم تقارن در طول چرخه‌ها نباید تصادفی و با احتمال وقوع بالا باشد. برای محاسبه توزیع احتمال دو جمله‌ای از رابطه ۱ و ۲ استفاده می‌کنیم. $P(k)$ احتمال به دست آمده برای k شیء در یک گروه و $(n-k)$ شیء در گروه دیگر است. احتمال باید کمتر از ۰٫۰۵ بدست بیاید تا نیمکره غالب بدست آمده کاملاً معنی دار، بین ۰٫۰۱ و ۰٫۰۵ معنی دار و اگر احتمال بالاتر از ۰٫۱ بدست بیاید، نیمکره غالب قابل توجه نیست و رویداد تصادفی با احتمال بالا است [٥].

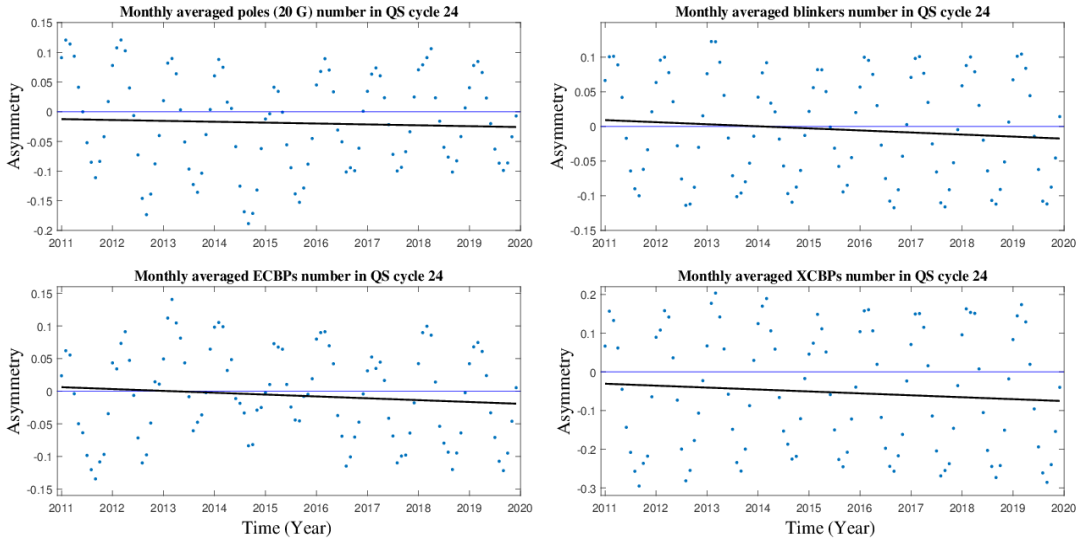
[5] Blinkers
[6] Coronal bright points

$$p(k) = \frac{n!}{k!(n-k)!}\frac{1}{2^n} \quad (۱)$$

$$P(\geq \mathrm{d}) = \sum_{k=d}^{n} p(k) \quad (۲)$$

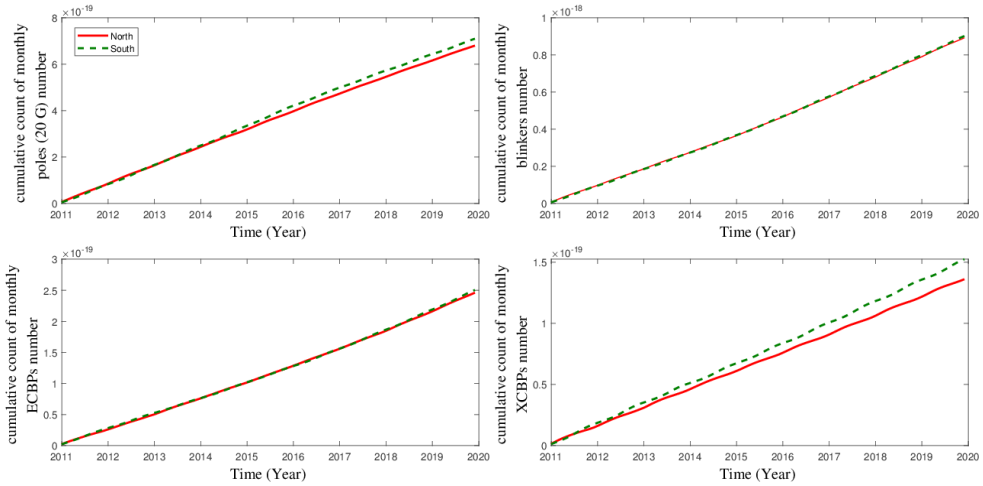
نتایج

در جدول ۱ میانگین ماهانه تعداد روشنایی‌های تاجی و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری (با آستانه بالای ۲۰ گوس) بر مساحت ناحیه در هر نیمکره برای خورشید آرام برای چرخه ۲٤ نشان داده شده است. همچنین نیمکره غالب در طول چرخه و مقدار عدم تقارن مربوط به هر رویداد با استفاده از معادله $(NO_N - NO_S)/(NO_N + NO_S)$ تعیین می‌شود (جدول ۱). با استفاده از معادلات ۱ و ۲، احتمال نیمکره غالب بدست آمده برای، به ترتیب چشمک‌زن‌ها، نقاط درخشان تاجی فرابنفش دور، نقاط درخشان تاجی اشعه ایکس و قطب‌های مغناطیسی شیدسپهری با مجموع میانگین ماهانه تعداد بر مساحت محاسبه می‌شود (جدول ۱). احتمال بدست آمده برای هر ٤ رویداد زیر ۰٫۰۵ بدست آمده و کاملا قابل قبول (سطح معنی‌داری) است. در شکل ۱، نمودار مربوط به عدم تقارن برای میانگین ماهانه تعداد بر مساحت ناحیه شمال–جنوب نشان داده شده است. شیب خط مستقیم برازش شده روی این نمودار (خط مشکی) می‌تواند اثباتی بر رفتار دوره‌ای عدم تقارن در شمال–جنوب در طول چرخه‌های متفاوت باشد. شیب خط برازش شده برای هر ٤ رویداد مورد مطالعه منفی بدست آمده است. ژانگ و همکاران (۲۰۲۲) با بررسی تعداد لک‌های بالای ۲۰ لک در طول چرخه ۲٤ شیب را منفی و ۱۲ دوره‌ای بودن عدم تقارن را تایید کردند [۱۳]. در شکل ۲، نمودار تجمعی مربوط به میانگین ماهانه تعداد بر مساحت ناحیه شمال–جنوب را نشان داده شده است. در این نمودار خط قرمز مربوط به نیمکره شمالی و خط‌چین سبز مربوط به نمیکره جنوبی است و تسلط نیمکره جنوبی در طول چرخه ۲٤ بر نیمکره شمالی برای هر ٤ رویداد مورد مطالعه قابل مشاهده است.



شکل ۱ : نمودار عدم تقارن مربوط به میانگین ماهانه تعداد بر مساحت ناحیه شمال–جنوب.

		قطب‌های مغناطیسی	چشمک‌زن‌ها	نقاط درخشان تاجی فرابنفش دور	نقاط درخشان تاجی اشعه ایکس
مجموع میانگین ماهانه شمال	N	۶٫۸۰۷۲×۱۰$^{-۱۹}$	۸٫۹۲۸۳×۱۰$^{-۱۹}$	۲٫۴۶۱۶×۱۰$^{-۱۹}$	۱٫۳۶۱۴×۱۰$^{-۱۹}$
مجموع میانگین ماهانه جنوب	S	۷٫۱۰۳۵×۱۰$^{-۱۹}$	۹٫۰۲۴۱×۱۰$^{-۱۹}$	۲٫۵۰۴۸×۱۰$^{-۱۹}$	۱٫۵۲۴۷×۱۰$^{-۱۹}$
عدم تقارن		۰٫۰۱۹- (جنوب)	۰٫۰۰۳۹- (جنوب)	۰٫۰۰۶۵- (جنوب)	۰٫۰۵۲۹- (جنوب)
احتمال		۹٫۹۵۲۰×۱۰$^{-۱۶}$	۰٫۰۱۲۰	۰٫۰۲۶۶	۳٫۶۶۲۲×۱۰$^{-۲۲}$



شکل۲: نمودار تجمعی مربوط به میانگین ماهانه تعداد بر مساحت ناحیه شمال-جنوب.

مرجع‌ها

[1] Joshi, B. and Joshi, A., 2004. The North—South Asymmetry of Soft X-Ray Flare Index During Solar Cycles 21, 22 and 23. *Solar Physics*, **219**(2), pp.343-356.
[2] Prasad, A., Roy, S., Ghosh, K., Panja, S.C. and Patra, S.N., 2021. Investigation of Hemispherical Variations of Soft X-Ray Solar Flares during Solar Cycles 21 to 24. *Solar System Research*, **55**(2), pp.169-182.
[3] Ataç, T. and Özgüç, A., 1996. North-south asymmetry in the solar flare index. *Solar Physics*, **166**(1), pp.201-208.
[4] Li, K.J., Chen, H.D., Zhan, L.S., Li, Q.X., Gao, P.X., Mu, J., Shi, X.J. and Zhu, W.W., 2009. Asymmetry of solar activity in cycle 23. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **114**.
[5] Li, F.Y., Xiang, N.B., Xie, J.L. and Xu, J.C., 2019. The present special Solar Cycle 24: Casting a shadow over periodicity of the North–South hemispherical asymmetry. *The Astrophysical Journal*, **873**(2), p.121.
[6] Zhang, J. and Feng, W., 2015. Regularity of the North–South asymmetry of solar activity: revisited. *The Astronomical Journal*, **150**(3), p.74.
[7] Bewsher, D., Parnell, C.E. and Harrison, R.A., 2002. Transition Region Blinkers–I. Quiet-Sun Properties. *Solar Physics*, **206**(1), pp.21-43.
[8] Shokri, Z., Alipour, N., Safari, H., Kayshap, P., Podladchikova, O., Nigro, G. and Tripathi, D., 2022. Synchronization of Small-scale Magnetic Features, Blinkers, and Coronal Bright Points. *The Astrophysical Journal*, **926**(1), p.42.
[9] Alipour, N. and Safari, H., 2015. Statistical properties of solar coronal bright points. *The Astrophysical Journal*, **807**(2), p.175.
[10] Golub, L., Krieger, A.S., Silk, J.K., Timothy, A.F. and Vaiana, G.S., 1974. Solar X-ray bright points. *The Astrophysical Journal*, **189**, p.L93.
[11] DeForest, C.E., Hagenaar, H.J., Lamb, D.A., Parnell, C.E. and Welsch, B.T., 2007. Solar magnetic tracking. *I. Software comparison and recommended practices. Astrophys. J.*, **666**, pp.576-587.
[12] Li, K.J., Wang, J.X., Xiong, S.Y., Liang, H.F., Yun, H.S. and Gu, X.M., 2002. Regularity of the north-south asymmetry of solar activity. *Astronomy & Astrophysics*, **383**(2), pp.648-652.
[13] Zhang, X.J., Deng, L.H., Fei, Y., Li, C., Tian, X.A. and Wan, Z.J., 2022. Hemispheric asymmetry of long-term sunspot activity: sunspot relative numbers for 1939–2019. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **514**(1), pp.1140-1147.

تعیین شرایط اولیه مناسب برای زادگاه سه خوشه ستاره ای جوان با استفاده از روش تحول دینامیکی از زمان شکل گیری تا انحلال خوشه

قاسم صفائی[۱]، حسین حقی [۱]، اکرم حسنی زنوزی[۱]، پاول کروپا[۲،۳]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان

[۲] موسسه پژوهشی هلمهولتز، دانشگاه بن، آلمان

[۳] موسسه پژوهشی نجوم، دانشکده ریاضی و فیزیک، دانشگاه چارلز، جمهوری چک

چکیده

در این مقاله نتایج شبیه سازی‌های N-Body را به منظور مطالعه‌ی تحول دینامیکی سه خوشه‌ی جوان شکارچی، پروین و هیادث ارائه کرده‌ایم. بدین منظور هفت مدل را با استفاده از کد N-Body6 شبیه‌سازی کردیم. شرایط اولیه‌ی این مدل‌ها براساس بازه‌ی مقادیر مجاز در مطالعات قبلی کروپا و همکاران در سال ۲۰۰۱ انتخاب شده‌اند. مقایسه‌ی نتایج تحول زمانی مدل‌های شبیه‌سازی‌شده به ازای مقادیر جرم کل‌خوشه، تعداد کل‌ستاره‌های مقید به خوشه، شعاع نیمه جرم، شعاع هسته و شعاع کشندی با مقادیر گزارش شده‌ی رصدی برای سه خوشه‌ی شکارچی، پروین و هیادث انطباق خوبی را نشان می‌دهند. از بین مدل‌های شبیه‌سازی شده، مدل‌هایی که دارای جداسازی جرمی اولیه هستند و تعداد اولیه‌ی ستاره‌های آن‌ها بین ۴۲۰۰ تا ۴۵۰۰ ستاره است، انطباق بهتری را نشان می‌دهند. با تغییر مقدار شرایط اولیه دریافتیم که در یکی از مدل‌های فوق در اثر تحول دینامیکی، ستاره‌ها درخوشه باقی می‌مانند و محیط ستاره‌زایی جوانی مانند خوشه‌ی شکارچی را با سن حدود دو میلیون‌سال تداعی می‌کنند، سپس با تحول زمانی بیشتر در حدود صد میلیون سال، خوشه‌ای مانند خوشه‌ی پروین را شکل می‌دهند و پس از آن در حدود هفتصد میلیون سالگی به خوشه‌ای مانند خوشه‌ی هیادث می‌رسند. در نهایت بر اساس انطباق خوب نتایج شبیه‌سازیِ سیر تحولی با نتایج رصدی به نظر می‌رسد که می‌توان خوشه‌ی شکارچی را به عنوان یک محیط شکل‌گیری مشابه محل شکل‌گیری خوشه‌ی پروین و خوشه‌ی هیادث به شمار آورد. همچنین به نظر می‌رسد، می‌توان نتیجه‌گیری کرد که این سه خوشه می‌توانند سیر توالی تحول دینامیکی هم باشند.

Determining the suitable initial conditions for the birthplace of three young star clusters using the method of dynamic evolution from the birth time to the dissolution time

G. Safaei[1], H. Haghi[1], A. H. Zonoozi[1], P. Kroupa[2,3]

[1] Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basics Sciences, Zanjan

[2] Helmholtz-Institut fur Strahlen und Kernphysik (HISKP), University of Bonn, Germany

[3] Astronomical Institute, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Czech Republic

Abstract

In this paper, we present the results of N-Body computations to study the dynamical evolution of three young star clusters, the Orion nebula cluster (ONC), the Pleiades, and the Hyades. Using the state-of-the-art NBODY6 code, we have performed seven simulations. The initial conditions of these models are selected based on the allowed values taken from Kroupa et al. (2001). The results of our simulations are compared with the present-day observational characteristic parameters of these clusters. The observational constraints include the total masses, the number of bound stars, the half-mass radii, the core radii, and the tidal radii of the SCs. Based on the latest observational constraints a comparison of the evolution of the characteristic parameters of the ONC, the Pleiades, and the Hyades shows that the results have good agreement with the observational constraints for the primordial mass segregated models that have the initial number of stars from ≈ 4200 to 4500. By varying the initial conditions, we found that one of the above models develops into an ONC-like star-forming region at age ≈ 2 Myr, and with further dynamical

evolution, it resembles the Pleiades to a remarkable degree at age ≈ 100 Myr and then, the Hyades at age ≈ 700 Myr. Finally, good agreement between our simulation results and the observational data implies that an ONC-like cluster may have been a precursor of the Pleiades and the Hyades. Also, it seems that these three-star clusters may be considered as the dynamical evolutionary sequence of each other.

مقدمه

مطالعه و شناخت خوشه‌های ستاره‌ای در درک بهتر ما از مفاهیم نجوم تاثیر بسزایی دارد. از یک جهت خوشه‌های ستاره‌ای به سبب اینکه اجزای سازنده‌ی کهکشان‌ها را تشکیل می‌دهند حائز اهمیت هستند و از جهت دیگر به دلیل اینکه کسر قابل توجهی از ستاره‌ها، در خوشه‌های ستاره‌ای شکل می‌گیرند، اهمیت مطالعه روی خوشه‌های ستاره‌ای را دو چندان کرده است. تجمعاتی نسبتاً کم تعداد از ستاره ها که امروزه اغلب در محیط‌های ستاره‌زایی قرار گرفته‌اند با عنوان خوشه‌های ستاره‌ای جوان شناخته می‌شوند. به عنوان یک مثال از خوشه‌های جوان می‌توان خوشه شکارچی را نام برد. این خوشه به عنوان عضو کوچکی از یک محیط ستاره‌زایی بزرگ در کهکشان راه شیری موسوم به ابر مولکولی شکارچی است و با چشم غیر مسلح به عنوان نقطه روشن میانی در شمشیر شکارچی قابل رویت است. سن تخمین زده شده برای این خوشه زیر ۲,۵ میلیون سال است. مطالعات تئوری روی خوشه شکارچی این مطلب را به اثبات رسانده است که این خوشه در مراحل ابتدایی عمر خود شعاع بسیار کوچک تر و ابعاد متراکم‌تری داشته است و در مراحل شکل گیری و تحول خوشه مقدار قابل توجهی از جرم به شکل گاز باقیمانده از این خوشه خارج شده است. در نتیجه کاهش جرم، عمق چاه پتانسیل کاهش پیدا کرده و در نتیجه ستاره هایی که کمتر مقید هستند امکان خروج از خوشه را پیدا کرده‌اند و در نتیجه خوشه منبسط شده‌است. پاسخ مناسب و قابل قبول به این پرسش که وضعیت شکل گیری یک خوشه چگونه بوده است، به تنهایی از طریق داده‌های رصدی و یا فقط مطالعات شبیه‌سازی امکان پذیر نیست. تنها یک مقایسه دقیق بین نتایج این دو ابزار با در نظر گرفتن شرایط اولیه مناسب می‌تواند یک سناریوی تحولی قابل قبول را ارائه کند. سه خوشه‌ی جوان شکارچی، پروین و هیادث (قلائص، حوریان دریایی) توسط گروه‌های مختلف رصدی در پروژه‌های متعدد اعم از نورسنجی، طیف سنجی، فاصله‌یابی، تعیین اعضا و تحلیل جمعیت‌های ستاره‌ای با استفاده از تلسکوپ‌های مختلف زمینی و فضایی در طول موج‌های مختلف مورد کاوش و بررسی قرارگرفته‌اند. این تحقیق براساس نتایج تحقیقات کروپا و همکاران در سال ۲۰۰۱بنانهاده شده است. آن ها به مطالعه روی تحول خوشه ی شکارچی از طریق شبیه سازی های N-Bodyدر مدت زمان صد مگا سال پرداختند. نتایج شبیه سازی ها از طریق مقایسه با نتایج رصدی مربوط به خوشه ی شکارچی و خوشه پروین انطباق خوبی را نشان می دهند. آن ها به بررسی ساختار امروزی دو خوشه ی شکارچی و پروین با در نظر گرفتن شرایط اولیه از دو مدل اساسی برگرفته از مقاله کروپا ۲۰۰۰پرداختند. خواص مهمی از خوشه همچون شعاع های لاگرانژ مختلف، شعاع هسته، تعداد سیستم ها، جمعیت های ستاره ای و تابع جرم امروزی از جمله مواردی هستند که در آن مقاله مورد بررسی قرار گرفتند.

شرایط اولیه‌ی مدل‌های شبیه سازی شده و مقایسه نتایج شبیه سازی‌ها با مقادیر رصدی

ما برای انجام شبیه سازی های لازم در این پروژه از کد دسترس پذیر رایگان آرثت استفاده کرده ایم. این کد از مجموعه کدهایی است که در اصطلاح به کد برخوردی موسوم هستند و محاسبات را به صورت برخوردی انجام می دهند. تابع جرم اولیه یکی از شرایط اولیه مهم در تحول دینامیکی خوشه های ستاره ای به حساب می آید. هیلنبراند در سال ۹۷با استفاده از داده های طول موج اپتیکی با روش فتومتری به مطالعه روی داده های رصدخانه کی پی ان او برای نخستین بار روی جمعیت های ستاره ای و تایخچه ی ستاره زایی در خوشه ی شکارچی پرداخت. از جمله نتایج یافته هایش در مورد جمعیت ستاره ای خوشه ی شکارچی

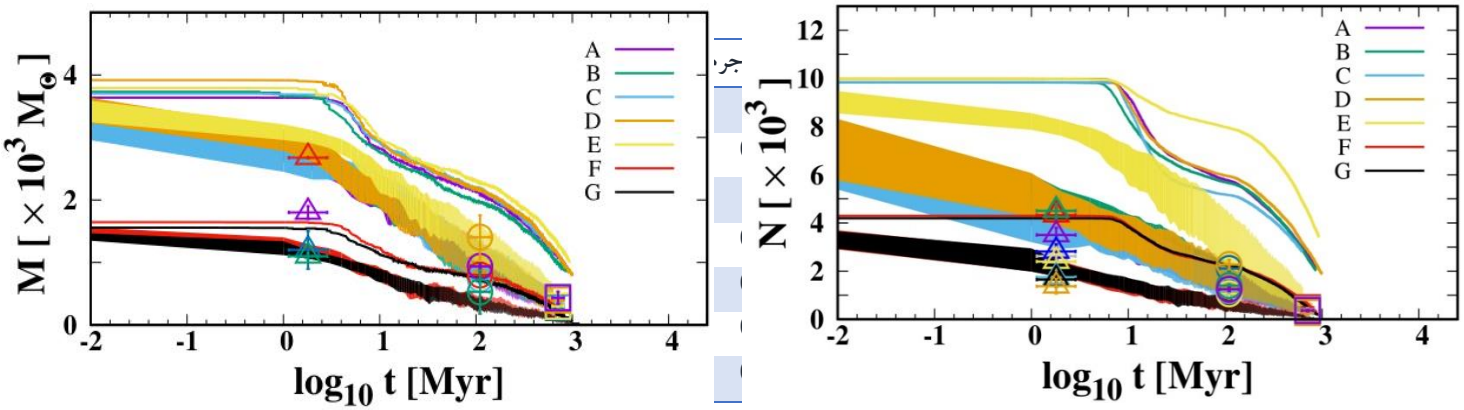
می توان به این مطلب اشاره کرد که حدّ بالا و پایین جرم ستاره ای در خوشه ی شکارچی به صورت ۵۰ و ۰,۰۸ جرم خورشید و میانگین جرم ستاره ای آن ۰,۸ جرم خورشید است. برای تنظیمات اولیه مدل ها ما نیز از تابع جرم اولیه به فرم روبرو استفاده می کنیم:

$$\xi(m) \propto m^{-\alpha} : \begin{cases} \alpha_1 = 0.3 & 0.01 \leq \frac{m}{M_\odot} \leq 0.08 \\ \alpha_2 = 1.3 & 0.08 \leq \frac{m}{M_\odot} \leq 0.50 \\ \alpha_3 = 2.3 & 0.50 \leq \frac{m}{M_\odot} \leq 50.0 \end{cases} \quad (۱)$$

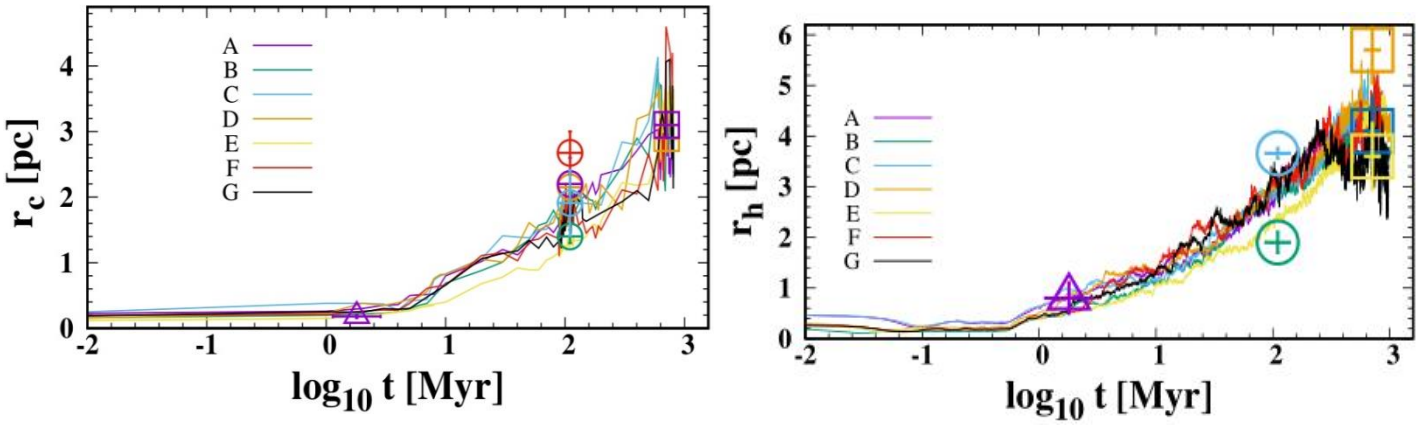
جدول۱ : خلاصه پارامترهای ساختاری رصدی گزارش شده برای سه خوشه در این جدول ارائه گردیده است. ستون اول از سمت راست نام خوشه را نشان می دهد. ستون های دوم ، سوم، چهارم، پنجم، ششم، هفتم و هشتم به ترتیب نشان دهنده‌ی فاصله‌ی گزارش شده برای خوشه از خورشید بر حسب پارسک، سن تخمین زده شده برای خوشه، جرم کل ستاره های خوشه، تعداد ستاره های تخمین زده شده به عنوان اعضای خوشه، شعاع نیمه جرم خوشه، شعاع هسته و شعاع کشندی خوشه بر حسب پارسک را نشان می دهند.

نام خوشه (۱)	فاصله [پارسک] (۲)	سن [میلیون سال] (۳)	جرم [جرم خورشید] (٤)	تعداد # (٥)	شعاع‌نیمه‌جرم [پارسک] (٦)	شعاع هسته [پارسک] (۷)	شعاع کشندی [پارسک] (۸)
شکارچی	٤۰۳	۲,۱	۱٥۸۰	٤۳۲۳	۰,۸	۰,۱۸	۱۸
پروین	۱۳٥	۱۱۰	۷۳٥	۱۰٥۹	۲,۸	۱,٤۲	۱۳,۱
هیادث	٤٦	۷۹٤	٤۳٥	٤۰۰	٤,۱	۲,٦	۱۰,۳

جدول۲: جزئیات شرایط اولیه خوشه های شبیه سازی شده. ستون اول از سمت راست نام مدل را مشخص می کند. ستون دوم تعداد ستاره های اولیه ای را که در آغاز شبیه سازی برای این مدل در نظر گرفته می شود، نشان می دهد. ستون سوم جرم ستاره ای اولیه را بر حسب جرم خورشید نشان می دهد. ستون چهارم نمایانگر شعاع نیمه جرم اولیه است. ستون پنجم پارامتر جداسازی جرمی را نشان می دهد و در ستون ششم کسر دوتاییهای اولیه را مشخّص می نماید. در همه ی مدل ها غیر از مدل سوم برای توزیع اولیه ستاره ها از مدل پلامر استفاده شده است ولی در مدل سوم مدل کینگ با پارامتر کینگ ۷در نظر گرفته شده است.



شکل۱ : تعداد و جرم خوشه به عنوان تابعی از زمان. در پنل سمت راست نمودارها تعداد ستاره های مقید به خوشه را به عنوان تابعی از زمان نشان می دهند. پنل سمت چپ هم جرم کل خوشه را به عنوان تابعی از زمان نشان می دهند. در هر دو پنل سمبل های مثلثی مربوط به مقادیر رصدی گزارش شده برای خوشه شکارچی هستند. سمبل های دایره ای مربوط به مقادیر رصدی خوشه پروین هستند. سمبل های مربعی هم برای نمایش مقادیر رصدی خوشه هیادث هستند. رنگ های مختلف نمودارها بر اساس مدل های جدول ۲ نامگذاری شده اند. در هر دونمودار خطوط ممتد رسم شده نتایج شبیه سازی ها را نشان می‌دهند. نواحی هاشور زده هم مقادیر مربوط به ستاره ها در فاصله بین دو تا چهار پارسکی از مرکز خوشه ($2<r<4$) است.



شکل۲ : شعاع نیمه جرم و شعاع هسته مدل های شبیه سازی شده. در پنل سمت راست محور عمودی شعاع نیمه جرم را نشان میدهد. پنل سمت چپ هم شعاع هسته ی خوشه را به عنوان تابعی از زمان نشان می دهد. سمبل های مثلثی، دایره ای و مربعی به ترتیب برای نشان دادن مقادیر رصدی سه خوشه شکارچی، خوشه پروین و خوشه هیادث هستند. رنگ های مختلف نمودارها بر اساس مدل های جدول ۲ نامگذاری شده اند.

بحث و نتیجه‌گیری

نیاز به دانستن پاسخ این سوال که وضعیت کنونی خوشه‌های ستاره ای که ما مشاهده می‌کنیم در کدامیک از حالت‌های تحولی خوشه قرار می‌گیرد و این واقعیت که حتی سن کل تمدن بشری به اندازه یک بازه زمانی کوچک از تحول دینامیکی سیستم‌های ستاره‌ای است، اهمیت و ضرورت انجام شبیه‌سازی خوشه‌های ستاره ای را روشن می‌کند. با استفاده از شبیه‌سازی خوشه‌های ستاره‌ای و اعمال قید های رصدی در زمان های نزدیک به ابتدا، میانه و انتهای شبیه سازی ها مشابه آنچه که ما در اینجا انجام داده ایم امکان شبیه سازی سه خوشه ستاره‌ای با سه سن مختلف فراهم شده‌است. این مدل های شبیه سازی شده تاییدی بر مدل‌های پیشنهادی کروپا در مقاله ۲۰۰۰و ۲۰۰۱هستند که برای آن ها یک محدوده شعاع نیمه جرم اولیه و تعداد اولیه بر اساس قید های رصدی پیدا شده بود. از نتایج مهم شبیه سازی های انجام شده در این مقاله تایید رابطه مارکس کروپا برای شعاع اولیه ی نیمه جرم است که انطباق خوبی با قیدهای رصدی از خود نشان می‌دهد. نتیجه دیگر به دست آمده، تخمین زمان انحلال هر سه خوشه‌ی مورد مطالعه و تعیین مدّت زمان باقیمانده تا انحلال است.

مراجع

[1] Kroupa, Pavel, Aarseth, Sverre, and Hurley, Jarrod. The formation of a bound star cluster: from the Orion nebula cluster to the Pleiades. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 321(4):699–712, Mar 2001.

[۲] Marks, M. and Kroupa, P., Inverse dynamical population synthesis constraining the initial conditions of young stellar clusters by studying their binary population, A&A, 543, A8, oct 2012.
[۳] Hillenbrand, Lynne A. and Hartmann, Lee W. A Preliminary Study of the Orion Nebula Cluster Structure and Dynamics. Astrophysical Journal, 492(2):540–553, Jan 1998.
[۴] Pavlík, Václav, Kroupa, Pavel, and Šubr, Ladislav. Do star clusters form in a completely mass-segregated way? Astronomy and Astrophysics, 626:A79, Jun 2019.
[۵] Kroupa, Pavel, Jeřábková, Tereza, Dinnbier, František, Beccari, Giacomo, andYan, Zhiqiang. Evidence for feedback and stellar-dynamically regulated bursty star cluster formation: the case of the Orion Nebula Cluster. Astronomy andAstrophysics, 612:A74, Apr 2018.

بررسی رابطه دوره تناوب-درخشندگی ستارگان دلتااسکوتی با استفاده از داده های مأموریت TESS

فاطمه افضلی[۱]،سعید دوست محمدی[۱] ، الهام ضیاعلی[۲]

۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه باهنرکرمان

۲ بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان

چکیده

روابط دوره تناوب – درخشندگی ستارگان متغییر تپنده سابقه طولانی و متمایزی دارند که برای انواع ستارگان تپنده می توان آن را بررسی کرد. در کار حاضر برای ۳۳۲ ستاره متغییر دلتا اسکوتی که از نوع تپنده ها هستند این رابطه بررسی شده است. این ستاره‌ها پیش از این توسط تلسکوپ های زمینی رصد شده‌اند و درکاتالوگ های رودریگز و چانگ نیز موجود می‌باشند. به جهت بدست آوردن رابطه دقیق تری از داده‌های رصدی مأموریت TESS ناسا که توسط تلسکوپ فضایی انجام شده است، استفاده شده و جدیدترین داده های در دسترس مربوط به منحنی نوری این ستارگان موجود در سکتورهای ۵-۵۵ انتخاب کرده و پارامترهایی از قبیل فرکانس غالب تپش و دامنه مربوط به این فرکانس ها بدست آورده شدند و باتوجه به پارامترهای محاسبه شده رابطه دوره تناوب-درخشندگی بدست آمده برای این ستارگان به این صورت می‌باشد: $\boldsymbol{M_v = (-2.93845 \pm 0.11279)logp - (1.33863 \pm 0.11024)}$

Investigation of period-luminosity relation for delta scuti stars using TESS mission data

F.Afzali [1], S. Doostmohammadi [1], E.Ziaali[2]

[1] Faculty of physics, Shahid bahonar university of Kerman

[2] Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan

Abstract

The period-luminosity relation of pulsating variable stars have a long and distinct history that can be investigated for all types of pulsating stars. This relation has been investigated for 332 delta scuti variable stars that are pulsating variables. These stars have already been observed by ground-based telescopes and are also available in Rodríguez et al. (2000) and Chang et al. (2013, hereafter C2013). In order to obtain a more accurate relation, the observational data of NASA's TESS mission, which was carried out by the space telescope, was used and the latest available data related to the light curve of these stars in sector 5-55 were selected and parameters such as frequency the dominant pulsation and amplitude of these frequencies were obtained, and according to the calculated parameters, the relation period-luminosity obtained for these stars is as follows:

$$M_v = (-2.93845 \pm 0.11279)logp - (1.33863 \pm 0.11024)$$

مقدمه

ستارگان دلتا اسکوتی به عنوان یک نوع جدید از ستاره‌های متغییرذاتی تپنده در سال ۱۹۵٦ توسط ایگن شناسایی شدند [۱]. این ستاره‌ها که دارای جرم متوسط $1.5 \leq M/M_{\odot} \leq 2.5$ می باشند دسته‌ای از ستاره ها با انواع طیفی A تا F هستند و بیشتر آن‌ها جزء ستاره‌های جمعیت I قراردارند. مکان دلتا اسکوتی‌ها در نمودار هرتسپرانگ راسل در ناحیه‌ای بین ستاره هایی با جرم پایین که دارای پوشش همرفتی ضخیمی هستند و ستاره‌هایی با جرم بالا که پوشش‌های تابشی و همرفتی بزرگی دارند؛واقع شده است. دمای سطحی این ستاره ها $6900 \leq T_{eff} \leq 8900$ کلوین می باشد؛ در حالی که ستاره های دلتااسکوتی تکامل یافته تر دارای دمای پایین تری هستند. بسیاری از ستاره های دلتا اسکوتی تپنده های چند دوره ای با وجه های تپش شعاعی و غیرشعاعی متعدد با دوره های تپش از مرتبه چند ساعت هستند، اما می‌توانند به کوتاهی ۱۵ دقیقه نیز برسد. فرکانس تپش دلتااسکوتی ها بالاتر از۵ یا ۳ (1/d) می‌باشد و در وجه‌های فشار مرتبه پایین می‌تپند($n \lesssim 5$) [۲]. تپش ها در ستارگان دلتا اسکوتی توسط مکانیسم کاپا تولید می شوند. و درنتیجه طیف گسترده ای از وجه‌های شعاعی و غیرشعاعی ایجاد می‌شود. در ستاره‌های مدنظر از ماشین گرمایی ادینگتون پیروی می‌کنند.[۳]

رابطه دوره تناوب–درخشندگی

در اخترفیزیک، رابطه دوره تناوب–درخشندگی (P-L) رابطه ای است که درخشندگی ستارگان متغییر تپنده را با دوره تپش آن ها پیوند می‌دهد. به طورکلی روابط دوره تناوب–درخشندگی زمانی به وجود می‌آیند که دسته‌ای از ستارگان تپنده محدوده نسبتا باریکی از دماهای مؤثر را اشغال کنند. در این صورت درخشندگی به شدت با چگالی ستاره‌ها و درنتیجه با دوره‌های تپش وجه-های فشار همبستگی دارد. چنین رابطه ای برای تپنده‌های دلتا اسکوتی بویژه با دامنه بالا نیز وجود دارد که مسلما با پراکندگی قابل توجه ستاره ها همراه است. روابط متعددی مربوط به دوره تناوب–درخشندگی ستاره های دلتا اسکوتی بررسی شده است. در سال های ۲۰۰۷ و ۲۰۱۱ مک نامارا روابطی را برای تعدادی از ستاره های دلتا اسکوتی بدست آورد وی در پژوهش های خود به چنین معادلاتی دست یافت:

$$M_v = (-2.90 \pm 0.05)logP - (1.27 \pm 0.05)$$
$$M_v = (-2.89 \pm 0.13)logP - (1.36 \pm 0.10)$$

معادله (۲) برای ۱۳ ستاره دلتا اسکوتی بلند دامنه ای که دارای فلزیت قوی بودند؛ مطرح شد. که فاصله چهار کهکشان و دو خوشه کروی با کمک این معادله بدست آمده [٤][٥]. در سال ۲۰۱۹ ضیاعلی و همکاران این رابطه را برای ۱۱۲٤ ستاره دلتا اسکوتی که توسط مأموریت چهارساله کپلر رصد شده اند و ۲۲۸ ستاره دلتااسکوتی موجود در کاتالوگ رودریگز، بدست آوردند که اختلاف منظرهای مورد استفاده از گایا DR2 گرفته شده اند و فقط بلندترین دامنه وجه را برای هر ستاره درنظر گرفتند؛ که منجر به اصلاح رابطه بدست آمده توسط مک نامارا شده [٦] که رابطه بدست آمده به این صورت است:

$$M_v = (-2.94 \pm 0.06) log P - (1.34 \pm 0.06) \quad (۳)$$

روش انجام محاسبات

در کار حاضر رابطه (P-L) برای ۳۳۲ ستاره دلتا اسکوتی که از کاتالوگ رودریگز و چانگ انتخاب شده اند، بررسی شده است. به این منظور قدر مطلق این ستارگان از رابطه زیر محاسبه گردیده:

$$M_v = V + 5 log\pi + 5 - A_v \quad (٤)$$

برای محاسبه پارامتر قدر ظاهری نمونه ها به جهت اینکه مقدار یکنواخت ودقیقی از این پارامتر بدست آید؛ از سیستم فتومتریکV جانسون استفاده شده؛ که با رابطه خطی زیر بیان می‌شود:

$$V = V_T 0.090 (B_T - V_T) \quad (۵)$$

در این معادله B_T قدر فوتومتریک در ناحیه آبی اپتیکی یعنی طول موج های بین ٤۰۰ و ۵۰۰ نانومتر می‌باشد و V_T بیانگر قدر فوتومتریک در ناحیه بصری اپتیکی یعنی طول موج های بین ۵۰۰ و ٦۰۰ نانومتر است. این دو پارامتر را از کاتالوگ هیپارخوس و تایکو که در پایگاه داده ای ویزیر موجود می‌باشند برای ستاره های مورد نظر گرفته شده اند. با بررسی های انجام شده و جستجوی پارامترهای ذکر شده در کاتالوگ های هیپارخوس و تایکو برای ۵ عدد از ستاره های نمونه قدرهای B_T و V_T موجود نمی‌باشند. بنابراین این تعداد ستاره از لیست اصلی کنار گذاشته شدند.

برای محاسبه فاصله مورد نیاز هر ستاره که در رابطه (٤) باید آورده شود؛ از اختلاف منظرهای منتشر شده توسط Gaia EDR3 استفاده شده و فواصل ستاره ها برحسب پارسک درنظر گرفته شد.پارامتر مورد نیاز دیگر جهت محاسبه قدرمطلق ستاره ها با توجه به رابطه (٤) خاموشی میان‌ستاره‌ای می‌باشد. لذا مقادیر A_v را از پژوهش باراک و همکاران در سال ۲۰۱۹ که برای تعدادی ستاره دلتا اسکوتی فهرست رودریگز و چانگ با کمک پکیج برنامه نویسی پایتون astroARIADNE محاسبه‌شده‌اند؛ درنظر گرفته شده‌است [۷].

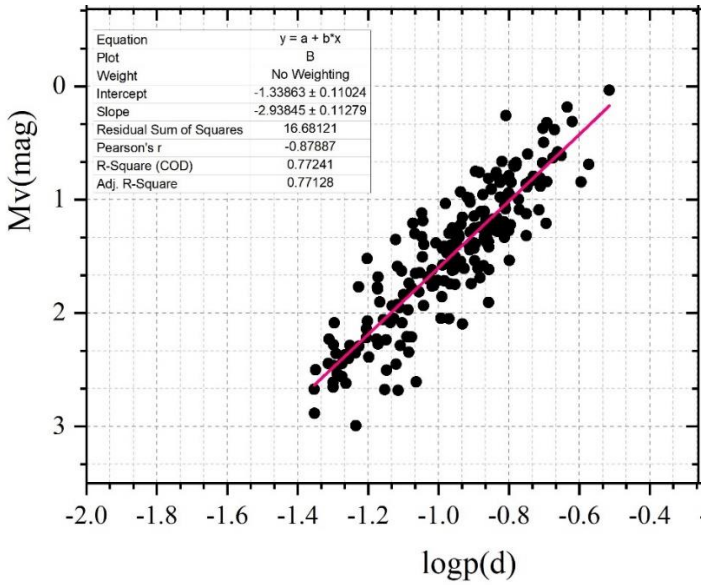
جستجوی منحنی نوری ستاره ها

برای بررسی رابطه P-L ستارگان نمونه باید دوره تناوب غالب تپش هرکدام از ستاره ها را داشته باشیم. به این منظور نیاز به منحنی نوری ستاره ها و هم چنین تحلیل و آنالیز منحنی نوری منسوب به آن هاست. به همین جهت از فایل های منحنی نوری ستاره های موردنظر که توسط مأموریت TESS رصد شده اند؛ استفاده شده. در این پژوهش جدیدترین فایل منحنی نوری برای هرستاره که در سکتورهای۵-۵۵ قرارداشته، به کار گرفته شده است. به این منظور برای جستجوی منحنی نوری این ستاره ها از پکیج lightkurve استفاده شده و فرکانس غالب تپش که دارای بلندترین دامنه است بدست آورده شده.

در مقایسه با پژوهش باراک تعدادی از ستاره های نمونه دارای تغییرات در فرکانس غالب تپش و دامنه مربوط به این فرکانس بوده اند. همانطور که مشخص است این ستاره ها در جدول۱ قابل مشاهده هستند که ستون دوم این جدول نمایانگر فرکانس هایی ست که توسط باراک بدست آمده اند و ستون سوم فرکانس هایی ست که در این پژوهش محاسبه شده اند. ستون چهارم و پنجم هم مربوط می شود به دامنه های بدست آمده برای این ستارگان. سکتور مربوط به این ستاره ها نیز در ستون آخر مشخص شده است.

جدول ۱: ستارگانی که در مقایسه با پژوهش باراک فرکانس غالب تپش و دامنه آن ها تغییرات داشته است.

Name	TIC	F_B(1/d)	F_A(1/d)	A_B(ppt)	A_A(ppt)	M_v(mag)	sector
XX Scl	70490868	21.45	22.73956	4.27	3.798486	1.250368	30
BD Phe	229150702	26.8	24.49364	7.78	4.774968	1.450999	30
V0571 Mon	5456605	5.25	8.251003	6.68	7.978585	0.647271	33
IW Vel	120856811	10.15	6.072711	8.75	4.942042	0.698373	37
PR Aps	402305954	10.42	11.68624	6.01	12.28124	0.915796	39
V0377 Cep	461545977	15.34	13.88191	6.19	4.146235	1.098487	53
OS Gem	171300396	14.5	19.0978	1.02	2.171109	1.050075	47
	9524429	15.02	36.00644	1.59	5.873123	2.138261	37



شکل۱- نمودار دوره تناوب-درخشندگی ستارگان نمونه که در رگه اصلی قرار گرفته اند.

نتیجه گیری

در کار حاضررابطه دوره تناوب-درخشندگی بررسی شده برای ۳۲۷ ستاره نمونه دلتا اسکوتی از نوع متغییرهای تپنده موجود در کاتالوگ رودریگز و چانگ به صورت زیر بدست آمد:

$$M_v = (-2.93845 \pm 0.11279) logp - (1.33863 \pm 0.11024)$$

این معادله برای بیشتر این ستاره ها که در رگه اصلی قرار دارند و وجه نوسانی آن ها بنیادی می باشد تطابق زیادی دارد.این معادله در مقایسه با روابط بدست آمده برای این ستارگان در پژوهش های قبلی دچار تغییر جزئی می باشد که علت اصلی آن می‌تواند تفاوت در دقت مشاهدات تلسکوپ فضایی تس نسبت به تلسکوپ‌های پیشین و رصدهای زمینی و همچنین دقت داده‌های تازه منتشر شده Gaia EDR3 باشد. با توجه به تغییر فرکانس غالب با زمان در ستارگان دلتا اسکوتی در پدیده‌ای موسوم به "Amplitude modulation"، تفاوت جزئی این رابطه با روابط محاسبه شده‌ی پیشین، می‌تواند ریشه در این پدیده داشته باشد.

مرجع‌ها

[1] Eggen OJ. ρ puppis: a new short-period variable star. Publications of the Astronomical Society of the Pacific. 1956 Jun 1;68(402):238-41.

[2] Catelan, Márcio, and Horace A. Smith. *Pulsating stars*. John Wiley & Sons, 2015.

[3] Bowman DM. Amplitude Modulation of Pulsation Modes in Delta Scuti Stars. Springer; 2017 Sep 7.

[4] McNamara DH. Delta Scuti, SX Phoenicis, and RR Lyrae stars in galaxies and globular clusters. The Astronomical Journal. 2011 Sep 1;142(4):110.

[5] McNamara DH, Clementini G, Marconi M. A δ Scuti Distance to the Large Magellanic Cloud. The Astronomical Journal. 2007 May 1;133(6):2752.

[6] Ziaali E, Bedding TR, Murphy SJ, Van Reeth T, Hey DR. The period–luminosity relation for δ Scuti stars using Gaia DR2 parallaxes. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2019 Jul;486(3):4348-53.

[7] Barac N, Bedding TR, Murphy SJ, Hey DR. Revisiting bright δ Scuti stars and their period–luminosity relation with TESS and Gaia DR3. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2022 Oct;516(2):2080-94.

بررسی اثر پهن‌شدگی سیگنال رادیویی در آزمایش SURA-4

مریم مصطفوی الحسینی[۱و۲]، محمد سبوحی[۱و۲] ، گوهر رستگارزاده [۱و۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان

[۲] آرایه رادیویی دانشگاه سمنان، دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان

چکیده

آرایه رادیویی دانشگاه سمنان (SURA)، آزمایشی با هدف آشکارسازی و بررسی مشخصات پرتوهای کیهانی بسیار پرانرژی با استفاده از تحلیل سیگنال های رادیویی ساطع شده از بهمن های گسترده هوایی می باشد. فاز نخست این آرایه ضمن بهره گیری از ٤ آنتن دو قطبی لوگ پریودیک که در حال حاضر بر روی پشت بام دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان مستقر شده اند، به ثبت کاندیداهای پرتوهای در حالت خودکار می پردازد. مقایسه میان مطالعات مبتنی بر شبیه سازی و داده های تجربی گامی مهم در بررسی و تعیین ویژگی های اصلی یک پرتو کیهانی به شمار می رود. به منظور فراهم آمدن شرایط لازم برای انجام این مقایسه لازم است تا هرگونه تغییر در ویژگی و شکل سیگنال های رادیویی ثبت شده در حالت تجربی به دقت مورد ارزیابی قرار گیرد. از جمله این تغییرات می توان به احتمال پهن شدگی سیگنال رادیویی در نتیجه استفاده از تجهیزات مختلف اشاره نمود. شکل سیگنال و مقادیر وابسته به آن که می‌توانند تحت تاثیر اثر پهن شدگی سیگنال قرار گیرند، از اهمیت بالایی در مطالعات رادیویی برخوردار است. در این مطالعه تاثیر ابزارهای موجود در زنجیره الکترونیکی فاز نخست آرایه رادیویی دانشگاه سمنان بر روی میزان پهن شدگی سیگنال های رادیویی مورد بررسی قرار گرفته است.

An investigation of the dispersion effect on radio signals in the SURA-4 experiment

M. Mostafavi Alhosseini[1,2], M. Sabouhi [2], G. Rastegarzadeh[1,2]

[1] *Physics Faculty, Semnan University, Semnan*

[2] *Semnan University Radio Array (SURA), Physics Faculty, Semnan University, Semnan*

Abstract

The Semnan University Radio Array (SURA) is an experiment designed to detect and investigate the characteristics of ultra-high energy cosmic rays by analyzing the radio signals emitted from extensive air showers. The first phase of this array consists of four log-periodic dipole antennas currently deployed on the roof of the physics faculty at Semnan University and operates in a self-trigger mode. A comparison between simulation-based studies and measurements is essential in investigating and determining the main characteristics of a cosmic ray. In order to provide the necessary conditions for such comparison, it is vital to carefully evaluate any changes in the characteristics and shape of the measured radio signals. One parameter that can introduce such changes is signal dispersion due to the presence of various equipment in the electronic chain. The shape of the signal and its corresponding values can be affected by possible dispersion effects and should be observed in detail. This study investigates the effect of the devices in the SURA-4 electronic chain on possible signal dispersion.

مقدمه

از زمان کشف پرتوهای کیهانی در اوایل قرن بیستم و با وجود تحقیقات گسترده، سوال‌های بسیاری به‌خصوص در ارتباط با منابع احتمالی این پرتوها به ویژه در انرژی های بسیار بالا بدون پاسخ باقی مانده است [۱]. با توجه به شار بسیار اندک پرتوهای کیهانی بسیار پرانرژی، مطالعات این پدیده معمولاً به واسطه آشکارسازی بهمن‌های گسترده هوایی که در نتیجه ورود یک ذره اولیه پرانرژی به جو زمین پدید می‌آید، انجام می‌پذیرد. در حال حاضر از روش‌های مختلفی بهره گرفته می‌شود که از جمله‌ی جدیدترین آن ها می‌توان به روش آشکارسازی رادیویی پرتوهای کیهانی اشاره کرد. به لطف پیشرفت‌های صورت گرفته در آغاز قرن ۲۱، تحولی بزرگ در این روش پدید آمد. در حال حاضر آزمایشگاه‌های مختلفی از رویکرد آشکارسازی رادیویی به صورت مستقل و یا مکمل برای آشکارسازی پرتوهای کیهانی بهره می‌برند که از مهم‌ترین آن‌ها می‌توان به آزمایش‌های LOFAR [۲]، AERA [۳] و Tunka-rex [٤] اشاره نمود. نتایج حاصل از این آزمایش‌ها نشان دادند که امکان تعیین مهم‌ترین پارامترهای یک پرتو کیهانی با استفاده از رویکرد رادیویی و بدون نیاز به سایر روش‌های آشکارسازی پرتوهای کیهانی وجود دارد.

آرایه رادیویی دانشگاه سمنان به عنوان اولین آرایه رادیویی پرتوهای کیهانی در خاورمیانه از سال ۱۳۹۸ فعالیت خود را به صورت رسمی آغاز نموده است. نمونه اولیه این آرایه با بهره‌مندی از تجهیزات مورد نیاز و ٤ آنتن دوقطبی لوگ پریودیک اقدام به دریافت، تحلیل و ثبت رویدادهای احتمالی پرتوهای کیهانی در حالت خود راه‌انداز[۷] می‌نماید [۵]. با توجه به شار بسیار اندک پرتوهای کیهانی پرانرژی و در نتیجه آن تعداد محدود داده‌های اندازه‌گیری شده به صورت تجربی، انجام مقایسه میان اندازه گیری‌های تجربی و نتایج حاصل از شبیه سازی‌های رایانه‌ای بعنوان رویکرد اصلی در تعیین مشخصات اصلی یک پرتوکیهانی از جمله انرژی، نوع ذره، محل هسته و عمق بیشینه بهمن هوایی به‌کار گرفته می‌شود. برنامه‌های شبیه‌سازی انتشار رادیویی پرتوهای کیهانی در حال حاضر شبیه سازی را تنها تا مرحله رسیدن موج الکترومغناطیسی به یک آنتن فرضی انجام می‌دهند و تاثیرات عناصر مختلف یک آزمایش در آن‌ها مورد مطالعه قرار نمی‌گیرد. به‌همین دلیل و بمنظور فراهم آمدن امکان مقایسه داده‌های تجربی با نتایج شبیه سازی، لازم است تا هرگونه تغییر در شکل و ویژگی‌های پالس رادیویی ثبت شده به دقت مورد بررسی قرار گیرد. از جمله این موارد می‌توان به محاسبه پاسخ فرکانسی عناصر مختلف موجود در زنجیره الکترونیکی یک آزمایش رادیویی اشاره نمود. فرآیند بازسازی مؤلفه میدان الکتریکی رسیده به آنتن در نمونه اولیه آرایه رادیویی دانشگاه سمنان، ضمن محاسبه پاسخ فرکانسی عناصر مختلف زنجیره الکترونیکی در کنار شبیه سازی عملکرد آنتن‌های رادیویی انجام گرفته است[٦] [۷]. علاوه بر آن، لازم است تا اثرات احتمالی ناشی از عوامل دیگر بر روی شکل سیگنال نیز مورد بررسی قرار گیرد. یکی از مهم‌ترین موارد، احتمال رخ دادن اثر پهن‌شدگی سیگنال رادیویی در نتیجه عبور از عناصر فعال و غیرفعال[۸] در زنجیره الکترونیکی می‌باشد. مشخصات وابسته به شکل یک سیگنال رادیویی ثبت شده، از جمله پهنای باند و زمان صعود می‌نواند بعنوان راهکاری برای شناسایی سیگنال‌های رادیویی ناشی از بهمن‌های گسترده هوایی قرار گیرد. به همین دلیل لازم است تا ضمن بررسی این پدیده، تصحیحات لازم بر داده‌های رادیویی اعمال گردد. این موضوع به‌طور ویژه در آزمایش‌هایی که به صورت خود محرک اقدام به ثبت داده‌های رادیویی می‌نمایند دارای اهمیت می‌باشد.

[7] Self-trigger
[8] Active & Passive

در این مطالعه تاثیر حضور کابل کواکسیال، در کنار تقویت کننده کم‌نویز و فیلتر میان‌گذر در مسیر انتقال سیگنال از آنتن تا بخش ذخیره‌سازی و تحلیل مورد مطالعه قرار گرفته است.

روش انجام آزمایش

برای اندازه گیری میزان پهن شدگی سیگنال از یک دستگاه مولد موج[9]، یک اسیلسکوپ دیجیتال و کابل یک متری استفاده نمودیم که به ترتیب برای تولید و ثبت انتقال سیگنال های تولید شده به کار گرفته شدند. مشخصات فنی ابزارهای مورد استفاده برای اندازه گیری، در جدول ۱ ارائه شده است. در این آزمایش ابتدا تاثیر طول کابل و سپس بررسی اثر سایر عناصر در زنجیره الکترونیکی ، مورد ارزیابی قرار گرفت.

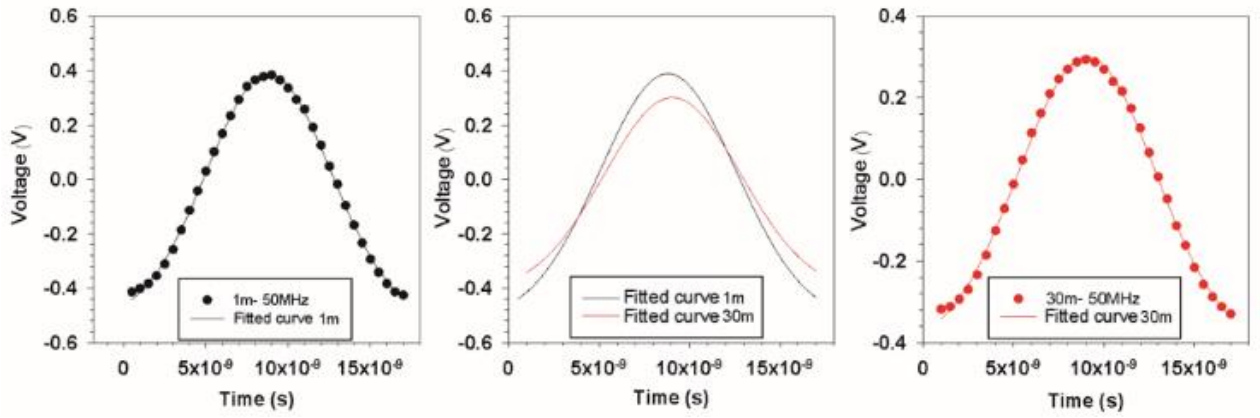
جدول۱ : مشخصات فنی ابزارهای آزمایش

قطعه	شرکت سازنده	مدل	مشخصات فنی
مولد موج	GPS LTD	GPS-2160	1 µHz up to 60 MHz arbitrary waveforms 0 to 5V (Vpp)150 MSa/s sampling rate
اسیلسکوپ	GPS LTD	GPS-1204C	2GSa/s sampling rate 200 MHz bandwidth
کابل کواکسیال	Siemens	RG213	RG213/U 50Ω

به دلیل تفاوت‌های موجود در کیفیت مواد مورد استفاده در ساخت کابل کواکسیال، لازم است تا اثر پهن شدگی سیگنال رادیویی در کابل کواکسیال در بازه فرکانسی آزمایش مورد ارزیابی قرار گیرد. به همین منظور و برای بررسی این مقدار، آزمایشی طراحی و ضمن آن اندازه گیری‌هایی از سیگنال های سینوسی تولید شده توسط مولد موج در فرکانس‌های ۲۰ تا ۶۰ مگاهرتز توسط کابل‌های ۱ و ۳۰ متری (بلندترین طول کابل در آرایه) انجام گرفت.

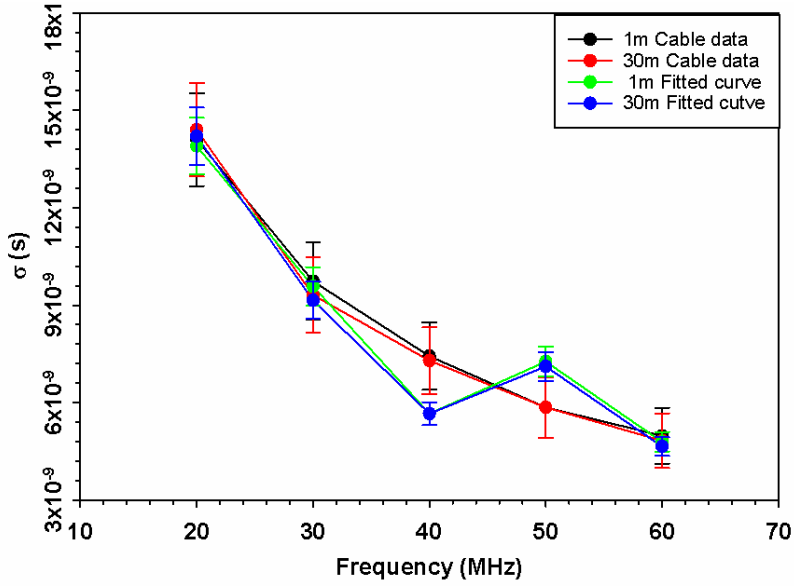
به دلیل تفاوت‌های موجود در کیفیت مواد مورد استفاده در ساخت کابل کواکسیال، لازم است تا اثر پهن شدگی سیگنال رادیویی در کابل کواکسیال در بازه فرکانسی آزمایش مورد ارزیابی قرار گیرد. به همین منظور و برای بررسی این مقدار، آزمایشی طراحی و ضمن آن اندازه گیری‌هایی از سیگنال های سینوسی تولید شده توسط مولد موج در فرکانس های ۲۰ تا ۶۰ مگاهرتز توسط کابل‌های یک و ۳۰ متری (بلندترین طول کابل در آرایه) انجام گرفت. برای محاسبه میزان پهن شدگی سیگنال، یک بیشینه در بازه زمانی مشابه از سیگنال‌های تولید شده انتخاب و سپس بر روی داده حاصل، یک تابع گوسی برازش شده است تا مقدار انحراف معیار (σ) به عنوان تابعی از میزان پهن شدگی سیگنال به دست آید. شکل ۱ نتایج حاصل از برازش تابع گوسی بر روی داده های حاصل از اندازه گیری میزان پهن شدگی سیگنال در کابل کواکسیال را نشان می‌دهد.

[9] Function Generator

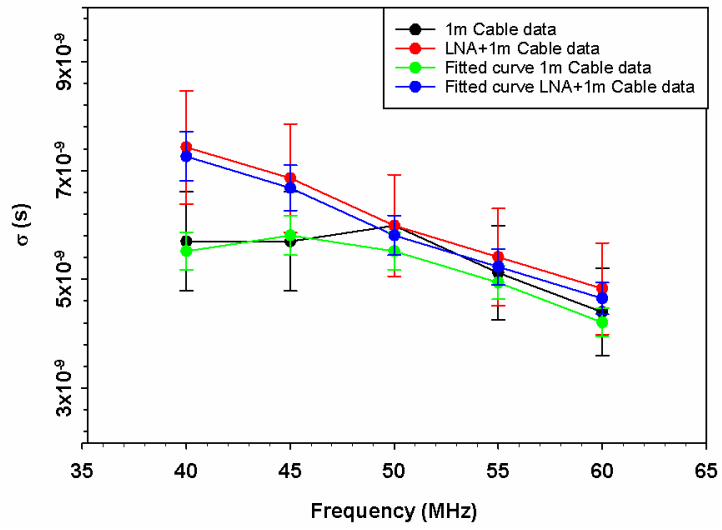


شکل۱ : دایره در شکل سمت راست و چپ نشان دهنده داده‌های ثبت شده توسط اسیلسکوپ می‌باشد که به ترتیب برای کابل های یک و ۳۰ متری اندازه گیری شده است. خطوط ممتد در این دو شکل بیانگر برازش تابع گاوسی است. تصویر وسط مقایسه برازش دو کابل را در فرکانس ٤٠ مگاهرتز نشان می دهد.

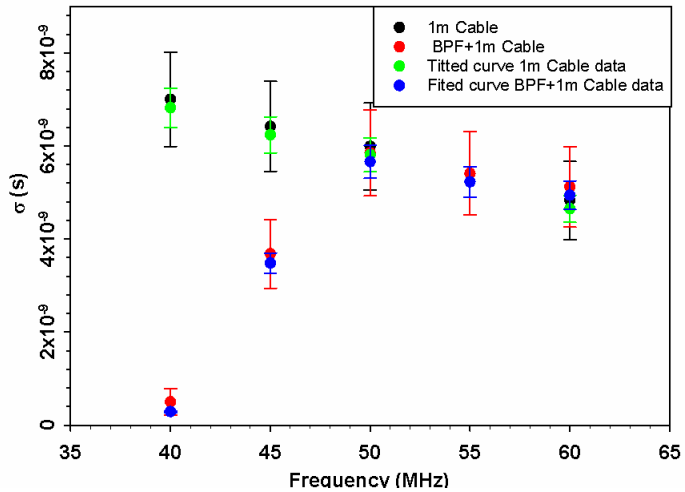
علاوه بر بررسی میزان پهن شدگی در کابل، این اثر برای سایر عناصر موجود در زنجیره الکترونیک آزمایش نیز مورد بررسی قرار گرفت. نتایج این اندازه گیری‌ها در شکل‌های ۲ تا ۵ نشان داده‌شده‌است. شکل ۲، مقدار پارامتر انحراف معیار در نتیجه پهن‌شدگی سیگنال در کابل کواکسیال ۱ و ۳۰ متری را نشان می‌دهد. شکل ۳، نشان دهنده‌ی تاثیر حضور تقویت‌کننده بر میزان پهن شدگی سیگنال می‌باشد که بیانگر پهن‌شدگی بیشتر سیگنال در نتیجه حضور این عنصر در فرکانس‌های پایین می‌باشد. علاوه‌برآن همان‌طورکه در شکل 4 مشخص شده است، حضور فیلتر میان‌گذر به جز در فرکانس‌های پایین تر از ٤٤ مگاهرتز که به‌واسطه مشخصات فنی این قطعه سیگنال های رادیویی به شدت سرکوب می‌شوند، تاثیر چندانی بر میزان پهن‌شدگی سیگنال رادیویی ندارد. در نهایت شکل ۵ نشان دهنده‌ی میزان پهن‌شدگی در نتیجه استفاده از تمامی قطعات زنجیره الکترونیکی آزمایش SURA-4 می‌باشد.



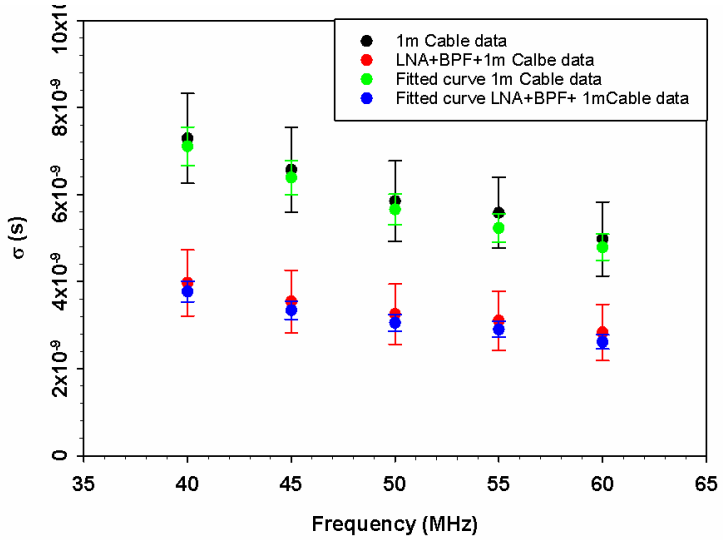
شکل۲ : مقایسه میزان پهن‌شدگی سیگنال در نتیجه عبور از کابل‌های کواکسیال یک و ۳۰ متری



شکل۳ : مقایسه میزان پهن‌شدگی سیگنال در نتیجه عبور از تقویت کننده کم‌نویز



شکل٤ : مقایسه میزان پهن‌شدگی سیگنال در نتیجه عبور از فیلتر میان‌گذر



شکل۵ : مقایسه میزان پهن‌شدگی سیگنال در نتیجه عبور از تمام عناصر.

در بررسی‌های تکمیلی و مقایسه نتایج، تفاوتی در حاصل جمع اختلاف میزان پهن شدگی در استفاده تکی از تقویت کننده و فیلتر میان‌گذر و استفاده همزمان این دو عنصر را شاهد بودیم که به اتصالات به‌کار گرفته شده برمی‌گردد. نتایج در جدول ۲ نشان داده شده است.

جدول۲ : اختلاف میزان پهن‌شدگی در به‌کار گرفتن عناصر مختلف در زنجیره الکترونیک آزمایش SURA

Frequency (MHz)	40	45	50	55	60
$\Delta\sigma_{LNA}$ (s)	1.74E-09	8.71E-10	2.90E-10	2.90E-10	4.36E-10
$\Delta\sigma_{BPF}$ (s)	2.18E-09	9.19E-10	4.84E-11	3.58E-24	9.68E-11
$\Delta\sigma_{LNA} + \Delta\sigma_{BPF}$	3.92E-09	1.79E-09	2.42E-10	1.45E-10	5.32E-10
$\Delta\sigma_{LNA+BPF}$(s)	4.36E-09	1.16E-09	1.45E-10	2.90E-10	4.36E-10

نتیجه‌گیری

در این مطالعه اثر پهن شدگی سیگنال رادیویی در نتیجه استفاده از عناصر مختلف زنجیره الکترونیکی آزمایش رادیویی SURA-4 مورد مطالعه قرار گرفت. با توجه به اهمیت شکل پالس رادیویی ثبت شده به خصوص در یک آزمایش خود محرک در تعیین ویژگی های مهم یک پرتو کیهانی و به منظور فراهم آمدن امکان مقایسه داده های تجربی با نتایج حاصل از شبیه سازی لازم است تا تاثیرات ناشی از حضور عناصر مختلف در زنجیره الکترونیکی آزمایش به دقت مورد بررسی قرار گیرد. به همین منظور طی طراحی یک آزمایش میزان پهن شدگی سیگنال رادیویی در نتیجه عبور از عناصر مختلف آزمایش SURA-4 مورد بررسی قرار گرفت. در گام نخست میزان پهن شدگی سیگنال در نتیجه استفاده از کابل کواکسیال محاسبه و سپس تاثیر حضور عناصر دیگر شامل تقویت کننده دیجیتال و فیلتر میان گذر نیز به صورت جداگانه و به‌صورت مستقیم و همچنین اتصالات را بصورت غیر مستقیم مورد بررسی قرار گرفت. در نهایت میزان پهن شدگی سیگنال رادیویی در نتیجه حضور تمامی عناصر موجود در آرایش آزمایش SURA-4 محاسبه گردید. نتایج حاصل از این پژوهش در کنار سایر اقدامات لازم در فرآیند بازسازی شکل صحیح پالس رادیویی می‌تواند منجر به تعیین پارامترهای مهم پرتو کیهانی همچون عمق بیشینه بهمن هوایی ناشی از آن می‌گردد.

مراجع

[1] Blumer, J., Engel, R., Horandel, J.R. "Cosmic rays from the knee to the highest energies." *Progress. Part. Nuclear Phys*. **63**(2), (2009).

[2] Schellart, P. et al. "Detecting cosmic rays with the LOFAR radio telescope." Astron. *Astrophys*. **560**, A98 (2013).

[3] Fuchs, B., Collaboration, P.A. "The Auger engineering radio array." *NIMA* **692**, 93 (2012).

[4] Bezyazeekov, P.A. et al. "Measurement of cosmic-ray air showers with the Tunka Radio Extension (Tunka-Rex)." *NIMA*. **802**, 89 (2015).

[5] Rastegarzadeh, Gohar., and Sabouhi, Mohammad. "SURA: Semnan University Radio Array." *Experimental Astronomy* **49.1** (2020).

[6] Sabouhi, M., G. Rastegarzadeh, and H. Meghdadi. "Measuring and deconvolving frequency response of SURA-4 as a cosmic-ray radio-array experiment." *Journal of Astrophysics and Astronomy* **43.2** (2022).

]۷["فرآیند واسنجی سیستم در آزمایش SURA."، دهمین کنفرانس فیزیک، ۱۳۹۹، کرمانشاه. مصطفوی الحسینی،مریم؛ سبوحی، محمد؛ علیزاده، علی؛ رستگارزاده، گوهر؛

دسته‌بندی کهکشان‌ها از ویژگی‌های تصاویر هابل برپایه‌ی الگوریتم k همسایه نزدیک

حامد قادری[۱]، پردیس گراوند[۱]، حسین صفری[۱]، نسیبه علیپور[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

در این پروژه به دسته‌بندی تصاویر کهکشان‌ها در سه طبقه مارپیچی، بیضوی و نامنظم براساس ویژگی‌های استخراج شده از ناوردایی گشتاورهای زرنیک و ماشین یادگیری k همسایه نزدیک (KNN) پرداخته شده است. بدین منظور از تصاویر مربوط به داده‌های کهکشانی SDSS استفاده می‌شود. اطلاعات منحصر به فرد هر تصویر از گشتاورهای زرنیک (۵۲۸ ویژگی) محاسبه و به طبقه‌بندی کننده KNN آموزش داده می‌شود. ماشین ساخته‌شده با دقت حدود ۷۰ درصد در اولین تلاش به شناسایی تصاویر مجهول از هر سه طبقه نتیجه داد.

Galaxies classification from Hubble image features based on the k-nearest neighbors' algorithm

H.Ghaderi[1], P.Garavand[1], H.Safari[1], N.Alipour[1]

[1] *Department of Physics, Zanjan University, Zanjan*

Abstract

Here, the classification of galaxy images in three types, spiral, elliptical, and irregular, has been done based on the characteristics of the deviations from Zernike moments and the k-nearest neighbors (KNN) machine learning algorithm. For this purpose, SDSS galaxy data images are used. The Zernike moment information for each image (528 features) is calculated and trained to the KNN classifier. The machine-generated about 70% accuracy results in the first try to identify unknown images from all three types of galaxies.

مقدمه

طبقه‌بندی ریخت‌شناسی کهکشان‌ها ابزاری اساسی برای درک نحوه شکل‌گیری و تکامل کهکشان‌ها است. چگونگی شکل‌گیری و تکامل کهکشان‌ها شامل فرآیندهای فیزیکی پیچیده‌ای است. برافزایش، جاری شدن، خنک‌شدن و فروپاشی انواع گازهای داخل کهکشان‌ها، تحول ستارگان و سیاه‌چاله‌ها بخشی از این فرآیند هستند. کهکشان‌ها اشکال، رنگ‌ها و اندازه‌های متفاوتی دارند که با مطالعه عمیق‌تر آن‌ها، می‌توانیم درک بهتری از کیهان داشته باشیم. بنابراین، طبقه‌بندی ریخت‌شناسی کهکشان‌ها اولین قدم در مطالعه ساختار فیزیکی انواع مختلف کهکشان‌ها است.

در حوزه نجوم رصدی با توجه به افزایش و پیشرفت تجهیزات مشاهده‌ای، داده‌ها از ساختارهای کوچک به ساختارهای کلان تغییر یافته‌اند [۱]. در سالهای اخیر، مشاهدات و بررسی‌های بزرگی همچون SDSS، بررسی تحول کیهانی[۱۰]، تلسکوپ پیمایش پانورامیک و سیستم واکنش سریع[۱۱]، منجر به افزایش چشمگیر تعداد تصاویر و داده‌های کهکشانی شده است. در مواجهه با حجم عظیم داده‌ها، انجام طبقه‌بندی ریخت شناسی کهکشان‌ها در مقیاس بزرگ به صورت دستی غیرممکن است. اینجاست که یادگیری ماشین و یادگیری عمیق توجه اخترشناسانی را به خود جلب کرد که می‌خواستند از الگوریتم‌هایی برای طبقه‌بندی خودکار ریخت‌شناسی کهکشان‌ها استفاده کنند.

[10] Cosmic Evolution Survey
[11] Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System

روش‌های متفاوتی جهت طبقه‌بندی خودکار کهکشان‌ها وجود دارد. استخراج ویژگی‌های ناوردایی و نیز استفاده از داده‌های نورسنجی تصاویر کهکشان‌ها دو روش معمول در طبقه‌بندی کهکشان‌ها است. با توجه به تجربه‌های انجام شده، هر کدام از این روش‌ها به میزانی از موفقیت دست یافته‌اند. کالجا و فوئنتس (۲۰۰٤)، روشی برای طبقه‌بندی خودکار کهکشان‌ها براساس تجزیه و تحلیل تصویر و یادگیری ماشین ارائه کردند. در این روش علاوه بر رگرسیون وزن‌دار محلی، از شبکه‌های عصبی پیشخور استفاده شده و توانستند با دقت ۹۱ درصد شناسایی صحیح انجام دهد. شمیر (۲۰۰۹)، الگوریتم یادگیری نظارت‌شده‌ای را پیشنهاد کرد که کهکشان‌ها را به طور خودکار از روی تصاویر آنها طبقه‌بندی می‌کند. در این الگوریتم، ابتدا کهکشان‌ها به صورت دستی دسته‌بندی شده و سپس به شبکه آموزش داده می‌شوند. در نهایت، تصاویر آزمایشی با استفاده از قانون ساده وزن‌دار همسایه نزدیک[12]، با نرخ موفقیت ۹۰ درصد طبقه‌بندی شدند. سلیم و عبدالعزیز (۲۰۱۷)، از الگوریتم فاکتورسازی ماتریس غیرمنفی برای توسعه یک طرح یادگیری ماشین خودکار نظارت‌شده برای طبقه‌بندی کهکشان‌ها استفاده کردند. در این روش با استفاده از دو مجموعه داده مختلف از تصاویر کهکشان مورد آزمایش قرار گرفت. دو مجموعه داده فوق هر کدام شامل ۱۱۰ و ۷۰۰ تصویر بودند که به ترتیب با دقت ۹۳ و ۹۲ درصد طبقه‌بندی درست انجام داده‌اند.

این مقاله به صورت زیر ساماندهی می‌شود: در ابتدا به بررسی و تحلیل داده‌های مربوط به کهکشان‌ها به سه شکل هندسی مارپیچی، بیضوی و نامنظم خواهیم پرداخت سپس با استفاده از ویژگی‌های ناوردایی گشتاور زرنیک و الگوریتم یادگیری ماشین کهکشان‌ها دسته‌بندی می‌شوند.

تحلیل داده‌ها

جهت آموزش و آزمایش ماشین و برنامه از کاتالوگ EFIGI[4] استفاده کردیم که به طور خاص شامل تصاویر کهکشانی از SDSS در ۵ باند مختلف که در هر طول موج ٤٤٥٨ عدد تصویر از گونه‌های مختلف کهکشانی است [۲]. کاتالوگ EFIGI از روش طبقه‌بندی EFIGI دنباله هابل (EHS) استفاده می‌کند که شکل ظاهری کهکشان‌ها را عمدتا به بیضوی، عدسی شکل، مارپیچی، نامنظم و کوتوله تقسیم می‌کند. از بین تصاویر طول موج قرمز، سه مجموعه ۲۵۰ تایی از سه دسته اصلی از تصاویر کهکشان‌ها (بیضوی، مارپیچی، نامنظم) ایجاد شده و با محاسبه گشتاورهای زرنیک هر دسته، ویژگی‌های عددی هر طبقه در فایل‌های جداگانه ذخیره و جهت برچسب‌گذاری برای آموزش و آزمایش ماشین یادگیری استفاده می‌شود.

گشتاورهای زرنیک

به منظور تحلیل داده‌های مربوط به طبقه‌بندی کهکشان‌ها ابتدا باید یک دسته‌بندی کلی از داده‌ها انجام شود. برای این کار کل داده‌های موجود را به ۳ کلاس، متناسب با ۳ طبقه کهکشان‌ها تقسیم می‌کنیم. آنگاه از الگوریتم KNN به منظور دسته‌بندی خودکار داده‌ها استفاده می‌کنیم. برای این کار ابتدا باید داده‌های ۳ کلاس تعریف شده را به یک فضای ویژگی انتقال دهیم، به‌طوری که هر داده با یک سری ویژگی‌های منحصر به فرد توصیف شود. بدین منظور از گشتاورهای زرنیک برای هر تصویر استفاده می‌شود. گشتاورهای زرنیک چند جمله‌های متعامد هستند که برای اولین بار در سال ۱۹۳٤ توسط دانشمندی با همین نام منتشر شد. چند جمله‌ای زرنیک با مرتبه‌ی m و تکرار n به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$U_n^m(r,\phi) = R_n^m(r)e^{(im\phi)} \qquad (1)$$

که در آن:

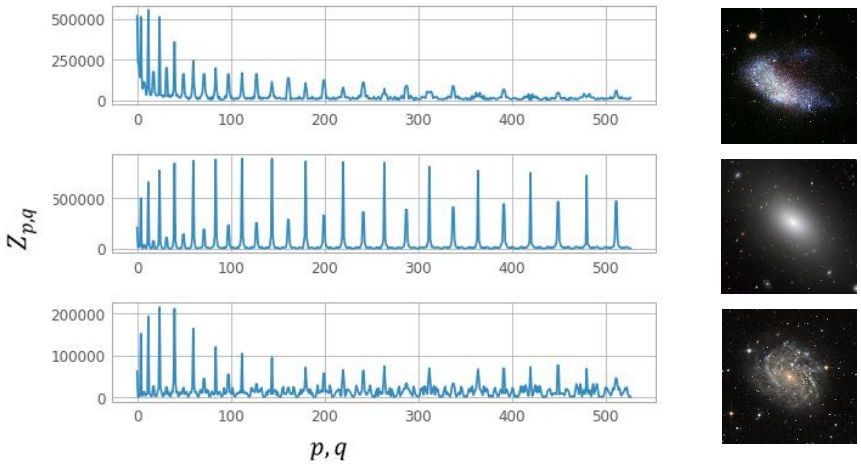
[12] Simple Weighted Nearest Neighbor rule

[4] Extraction de Formes Idealisées de Galaxies en Imagerie

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{\frac{1}{2}(n-m)} (-1)^s \frac{(n-s)!}{s![\frac{1}{2}(n+m)-s]![\frac{1}{2}(n-m)-s]!} r^{n-2s} \qquad (2)$$

این گشتاورها دارای خاصیت تعامد هستند و به طور ذاتی تحت چرخش، ناوردا می‌مانند. همچنین با بهنجارش مناسب آن‌ها می‌توانیم ناوردایی تحت انتقال و مقیاس را نیز فراهم آوریم. خواص مذکور، گشتاورهای زرنیک را کاملاً منحصر به فرد می‌سازند. منظور ما از واژه‌ی منحصر به فرد این است که ویژگی‌هایی که توسط مقادیر گشتاور زرنیک به یک تصویر نسبت داده می‌شوند منحصراً مختص همان تصویر خواهد بود و با محاسبه‌ی مقدار گشتاور برای تعداد کافی از تصاویر کهکشانی، امکان بازسازی آن تصویر به کمک این گشتاور به وجود می‌آید.

باید به این نکته توجه کرد که هدف، استخراج ویژگی‌های هر داده به وسیله‌ی گشتاورهای زرنیک است، طوری که هر سری گشتاورهای زرنیک منسوب به هر داده منحصراً مختص به آن دسته از داده باشد و در نهایت برای مقایسه‌ی تمام داده‌ها با یکدیگر نیاز داریم تا هرکدام از آن‌ها را در یک فضای ویژگی با یک مقیاس مشخص و ثابت توصیف کنیم. برای این منظور باید تمام تصاویر، دارای یک اندازه‌ی ثابت و مشخص باشند. هر سه کلاس دسته‌بندی شده کهکشانی دارای ویژگی‌های کلی متمایزی هستند و می‌توانیم آن‌ها را توسط الگوریتم یادگیری ماشین KNN به بهترین شکل از هم جدا کرد. ما ادعا می‌کنیم که ویژگی‌های منسوب به هر داده از هر کلاس که توسط گشتاورهای زرنیک ارائه می‌شود با ویژگی‌های سایر کلاس‌ها تفاوت قابل ملاحظه‌ای دارد. در شکل ۱ نمودار مقادیر زرنیک مربوط به سه طبقه به ترتیب از بالا به پایین نامنظم، بیضوی و مارپیچی با نمونه تصاویر مرتبط را مشاهده می‌کنید.



شکل ۱ : گشتاورهای زرنیک مربوط به سه طبقه اصلی کهکشانی، به ترتیب از بالا به پایین: نامنظم، بیضوی، مارپیچی.

الگوریتم KNN

الگوریتم‌های یادگیری ماشین تحت‌نظارت به داده‌های ورودی دارای برچسب متکی است. k همسایه نزدیک نوعی از الگوریتم‌های یادگیری ماشین تحت‌نظارت است که هم در مسائل طبقه‌بندی و هم در مسائل رگرسیون پیشگویانه مورد استفاده قرار می‌گیرد. از دلایل

استفاده این الگوریتم برای طبقه‌بندی داده‌های کهکشانی، می‌توان به دقت بسیار بالا، دسته‌بندی مناسب داده‌ها به کمک برچسب‌ها و همچنین توانایی دربرگرفتن چندین دسته داده برای طبقه‌بندی اشاره نمود. الگوریتم k همسایه نزدیک، در سه مرحله برچسب داده جدید را تخمین می‌زند. در مرحله‌ی اول فاصله داده آزمایش را با تمام نمونه‌های آموزشی محاسبه می‌کند. سپس براساس فاصله بدست آمده عدد k که تعداد نزدیکترین همسایه از داده آموزشی به داده آزمایشی است را می‌یابد و در نهایت رای‌گیری انجام می‌دهد تا متوجه شود که از بین این k تا نزدیکترین همسایه، کدام کلاس بیشترین همسایه از داده آموزشی را به نمونه آزمایشی دارد و با استفاده از این معیار تصمیم می‌گیرد نمونه جدید متعلق به کدام کلاس است [۲]. در این مقاله پس از انتخاب و دسته‌بندی ۷۶۵ تصویر کهکشانی از کاتالوگ EFIGI و محاسبه گشتاورهای زرنیک هر طبقه کهکشانی و برچسب‌گذاری طبقه‌های کهکشانی، ۷۰ درصد از این داده‌ها را برای آموزش و ۳۰ درصد دیگر را برای آزمایش استفاده کردیم که با تجربه kهای مختلف به دقت حدود ۷۰ درصد در شناسایی برچسب صحیح دست یافتیم.

جدول ۱ : درصدهای نتیجه‌گیری شده از KNN برای طبقه بندی کهکشانی

برچسب کلاس‌ها / پارامتر اعتبارسنجی	1.0	0.0	-1.0
recall	0.85	0.72	0.55
precision	0.76	0.72	0.62
accuracy	0.70	0.70	0.70

نتیجه گیری

با توجه به اهمیت ریخت‌شناسی کهکشان‌ها در کسب اطلاعاتی درباره شیوه تحول و شکل‌گیری آنها، ما به کسب مشخصه‌های عددی از هر طبقه و نوع کهکشانی پرداختیم تا با کمک الگوها و روش‌های یادگیری ماشین، دسته‌بندی این اجرام صورت گیرد. در اولین تلاش، با کار بر روی ۷۶۵ تصویر کهکشان از کاتالوگ EFIGI و با استفاده از ویژگی‌های ناوردایی گشتاور زرنیک، اطلاعات منحصر به فرد هر دسته استخراج می‌شود. سپس تعداد ۵۳۵ نمونه داده به ماشین k همسایه نزدیک آموزش داده می‌شود. ماشین آموزش داده شده فوق تعداد ۲۳۰ نمونه داده‌های آزمایشی از کهکشان‌ها را با دقت قابل قبول ۷۰ درصد، در سه کلاس با شکل‌های هندسی مارپیچی، بیضوی و نامنظم دسته‌بندی می‌کند. در ادامه با هدف بالابردن دقت تشخیص برچسب‌های تعریف شده‌ی هر طبقه کهکشان، از تعداد داده‌های بیشتر و کاتالوگ‌های بزرگتر استفاده خواهیم کرد و همچنین برای رسیدن به بهترین الگوی تشخیص و طبقه‌بندی، سایر الگوریتم‌های تحت‌نظارت یادگیری ماشین و یادگیری عمیق نیز آزمایش و تجربه خواهند شد.

مرجع‌ها

[1] Angora, G., Rosati, P., Brescia, M., Mercurio, A., Grillo, C. L. A. U. D. I. O., Caminha, G., ... & Lombardi, M. (2020). The search for galaxy cluster members with deep learning of panchromatic HST imaging and extensive spectroscopy. *Astronomy & Astrophysics*, *643*, A177.

[2] Baillard, A., Bertin, E., De Lapparent, V., Fouqué, P., Arnouts, S., Mellier, Y., ... & Tasca, L. (2011). The EFIGI catalogue of 4458 nearby galaxies with detailed morphology. *Astronomy & Astrophysics*, *532*, A74.

[3] Li, L., Zhang, Y., & Zhao, Y. (2008). k-Nearest Neighbors for automated classification of celestial objects. Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy, 51(7), 916-922.

نسبت جرم به درخشندگی، رنگ و جرم باقیمانده‌ی ستاره‌ای کهکشان‌های کوتوله در تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی

محمدعلی مرادحاصلی[۱]، اکرم حسنی زنوزی[۱]، حسین حقی[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

چکیده

براساس مطالعات، کهکشان‌های کوتوله به دو روش تشکیل می‌شوند: دسته اول، در دنباله‌های کشندی حاصل از برخورد کهکشان‌های بزرگ بوجود می‌آیند و نسبت جرم به درخشندگی در این نوع کهکشان‌ها کم است. دسته دوم کهکشان‌هایی هستند که از توده‌های ماده تاریک در زمان اولیه عالم تشکیل شده و تکامل یافته‌اند و دارای نسبت جرم به درخشندگی بالا هستند. اما معمای اصلی، میزان بالای جرم به درخشندگی در برخی از کهکشان‌های کوتوله است که شبیه‌سازی‌ها قادر به توضیح آن نیستند. در این پژوهش، به منظور تهیه یک کاتالوگ مرجع از پارامترهای اصلی کهکشان‌های کوتوله، مانند: جرم، طیف، دما، درخشندگی، قدر، رنگ، نسبت جرم به درخشندگی، فلزیت و جرم باقی‌مانده‌ها، از روش سنتز جمعیت ستاره‌ای مبتنی بر تحول ستاره ای، استفاده کردیم. ما نتایج را با در نظر گرفتن توابع جرم اولیه: استاندارد و تجمعی کهکشانی و همچنین به‌ازای نرخ‌های ستاره‌زایی: ثابت و توانی‌کاهنده، به‌دست آوردیم. بنابراین، با کمک این کاتالوگ قادرخواهیم بود مشاهدات جدید از کهکشان‌های کوتوله را با نتایج و نمونه‌های خود مقایسه نموده و ویژگی‌های اساسی اخترفیزیکی آن‌ها را استخراج کنیم.

Mass-to-Light Ratio, Color and Remnants Mass of Dwarf Galaxies in the Integrated Galactic Initial Mass Function Theory

M. A. Moradhaseli[1], A. Hasani Zonoozi[1], H. Haghi[1]

[1] *Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basics Sciences, Zanjan*

Abstract

According to studies, dwarf galaxies are formed in two ways: The first, for which the mass-to-light ratio is low, form during the interaction of large galaxies. The second, are formed and evolved from clumps of dark matter in the early universe. The mass-to-light ratio in this type is larger than the other. The main challenge, which simulation even cannot explain, is the high mass-to-light ratio in some dwarf galaxies. This study used the stellar population synthesis method to prepare a reference catalog of dwarf galaxies' main parameters (i.e., mass, spectrum, temperature, luminosity, absolute magnitudes, color, mass-to-light ratio, metallicity, and mass of the remnants). The results were obtained using the standard and integrated galactic initial mass functions, based on different star formation history: constant and exponential declining Star formation rate. The findings of this study enables the comparison of new observations from dwarf galaxies and extract their basic Astrophysical properties.

مقدمه

کهکشان‌های کوتوله پرتعدادترین کهکشان‌های موجود در کیهان هستند در حالی که تعداد آن‌ها در گذشته بسیار بیشتر بوده‌است[۱]. این سیستم‌ها نسبت به کهکشان‌های بزرگ، پیچیدگی کمتری دارند و این ویژگی آن‌ها را به کاندیداهای خوبی برای بررسی پارامترهای اساسی مانند: جرم، تابع جرم اولیه، دما، نرخ ستاره زایی و فلزیت، تبدیل می‌کند. تفاوت اصلی بین کهکشان‌های کوتوله و کهکشان‌های غول‌پیکر

درخشندگی آن‌ها است. کهکشان‌های کوتوله به‌دلیل جرم کم نسبت به دیگر کهکشان‌ها، ذاتا بسیار کم‌نور هستند. به‌طورکلی کهکشان‌هایی با قدرمطلق بزرگتر از ۱۶- وکوچکتر از ۱۰- در باندB ($-10 \geq M_B \geq -16$) به‌عنوان کهکشان کوتوله درنظر گرفته می‌شوند. کوتوله‌های بیضوی[13] که بیشتر در کنار کهکشان‌های پرجرم یافت می‌شوند دارای جرم کل کمتر از 10^9 برابر جرم خورشید، هستند و قدرمطلق آن‌ها در باندV بیشتر از ۱۷- است ($M_V \geq -17$) [۲]. کهکشان‌های کوتوله گروه‌محلی که شامل ترکیبی از کهکشان‌های بیضوی، کروی و نامنظم[14] هستند، بهترین فرصت را برای مطالعه این سیستم‌ها برای ما فراهم می‌کنند. بر اساس رابطه تجربی جرم-متالیسیتی طبق معادله (۱) [۳]، کهکشان‌های کوتوله فلزیت کمتری دارند، بنابراین حاوی مقدار زیادی هیدروژن خنثی هستند، لذا با مشخص بودن فراوانی هیدروژن، می‌توان سایر پارامترهای اساسی مرتبط با درخشندگی را در آن‌ها مطالعه کرد[۱].

$$\log\left(\frac{Z_{star}}{Z_{sun}}\right) = 0.40\left[\log\left(\frac{M_{star}}{M_{sun}}\right) - 10\right] + 0.67\exp(-0.50\,Z) - 1.04 \qquad (1)$$

با وجود تلسکوپ‌های پیشرفته و افزایش چشم‌گیری که در توان تفکیک آن‌ها صورت گرفته است مطالعه تک‌تک ستاره‌های کهکشان‌ها میسر نیست. در عوض نوری که از مجموع ستاره‌ها به ما میرسد اطلاعات مفیدی مانند جرم، سن، فراوانی فلزی جمعیت ستاره‌ای و غیره را در اختیار ما قرار می‌دهد. مدل‌های سنتز جمعیت ستاره‌ای[15] ، ابزاری برای تعبیر و تفسیر نور جمع‌آوری شده از کهکشان‌ها و چگونگی ارتباط آن با خواص کهکشان‌ها مانند: رنگ، نسبت جرم به درخشندگی و غیره هستند. تابع جرم اولیه[16] یکی از مهم‌ترین پارامترهای مدل های سنتز جمعیت ستاره‌ای است، زیرا مجموع درخشندگی یک جمعیت ستاره‌ای وابستگی زیادی به تابع جرم اولیه آن جمعیت دارد. به طورکلی و به منظور اجتناب از پیچیدگی‌های محاسباتی، غالبا فرض می‌شود که تابع جرم اولیه جمعیت‌های ستاره‌ای ساده[17] ، جهان‌شمول است، اما شواهد رصدی نشان می‌دهند که فرض ثابت بودن تابع جرم اولیه برای جمعیت‌های ستاره‌ای پیچیده[18] ، مانند کهکشان‌ها و حتی خوشه‌های ستاره‌ای پرجرم، نادرست است[۴]. در حالی‌که یک تابع جرم اولیه وابسته به نرخ ستاره‌زایی و فلزیت، بهترین توصیف را از تغیرات درخشندگی این جمعیت‌های ستاره‌ای ارائه می‌دهد. بنابراین تابع جرم اولیه جدیدی برای کهکشان‌ها با عنوان تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی، توسط پاول کروپا و همکاران در سال ۲۰۰۳ ارائه شد[۵].

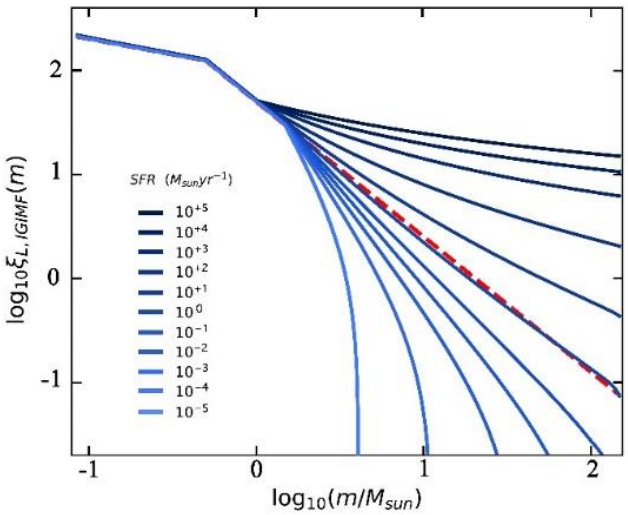
در این نظریه، با فرض اینکه تمام ستاره‌های کهکشان در داخل خوشه‌های ستاره‌ای متولد می‌شوند، تابع جرم اولیه کهکشانی[19] از مجموع توابع جرم اولیه خوشه‌های ستاره‌ای در گام زمانی ۱۰ مگاسال، طبق رابطه کلی زیر، به صورت تابعی از نرخ ستاره‌زایی و فلزیت محاسبه می‌شود[۶]:

$$\xi_{\mathrm{IGIMF}}\left(m,\ SFR, \left[\frac{Fe}{H}\right]\right) = \int_0^{+\infty} \xi_{\star}(m, M, [Fe/H])\ \xi_{ecl}(M, SFR)\, dM \qquad (2)$$

بنابراین با درنظرگرفتن مقادیر مناسب فلزیت و نرخ ستاره‌زایی امکان بازتولید توابع جرم اولیه بالا-سنگین و بالا-سبک وجود دارد که به‌ترتیب شرایط اولیه مناسبی برای توصیف مجموع درخشندگی جمع‌آوری شده از کهکشان‌های بیضی‌گون‌سنگین و کهکشان‌های کوتوله می‌باشند. در شکل۱ تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی با استفاده از پکیج فورترن،GWIMF[20] ، برای نرخ ستاره‌زایی مختلف و فلزیت خورشید، محاسبه و رسم کرده‌ایم.

---

[13] *Dwarf Elliptical Galaxy*
[14] *Dwarf Irregular Galaxy*
[15] *Stellar Population Synthesis (SPS)*
[16] *Initial mass function (IMF)*
[17] *Simple stellar population(SSP)*
[18] *Composite stellar populations(CSP)*
[19] *Galaxy-wide initial mass function(gwIMF)*
[20] *https://github.com/ahzonoozi/GWIMF*



شکل ۱ : تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی، در این نمودار هر منحنی معرف تابع جرم اولیه تجمعی که از رنگ روشن تا تیره به‌ترتیب با نرخ ستاره‌زایی 10^{-5} تا 10^{5} (جرم خورشید در سال) تغییر می‌کند. تابع جرم اولیه استاندارد با خط‌چین نمایش داده شده است.

روش کار:

در این پژوهش، به‌منظور تهیه یک کاتالوگ مرجع از ویژگی‌های اساسی کهکشان‌های کوتوله، مانند: جرم، طیف، دما، درخشندگی، قدر، رنگ، نسبت جرم به درخشندگی، فلزیت و جرم باقی‌مانده‌ها و همچنین جرم کوتوله‌های سفید، از روش سنتز جمعیت ستاره‌ای استفاده کردیم. بازه درنظر گرفته شده برای پارامتر جرم به‌صورت: $10^{9} \geq$ جرم کهکشان $\geq 10^{5}$ (جرم خورشید) می‌باشد. نتایج را با به‌کار بردن توابع جرم اولیه: استاندارد و تجمعی کهکشانی، به‌ازای نرخ‌های ستاره‌زایی: ثابت و توانی‌کاهنده به‌دست آوردیم. برای محاسبه فلزیت دراین شبیه‌سازی از رابطه۱ استفاده شده است.

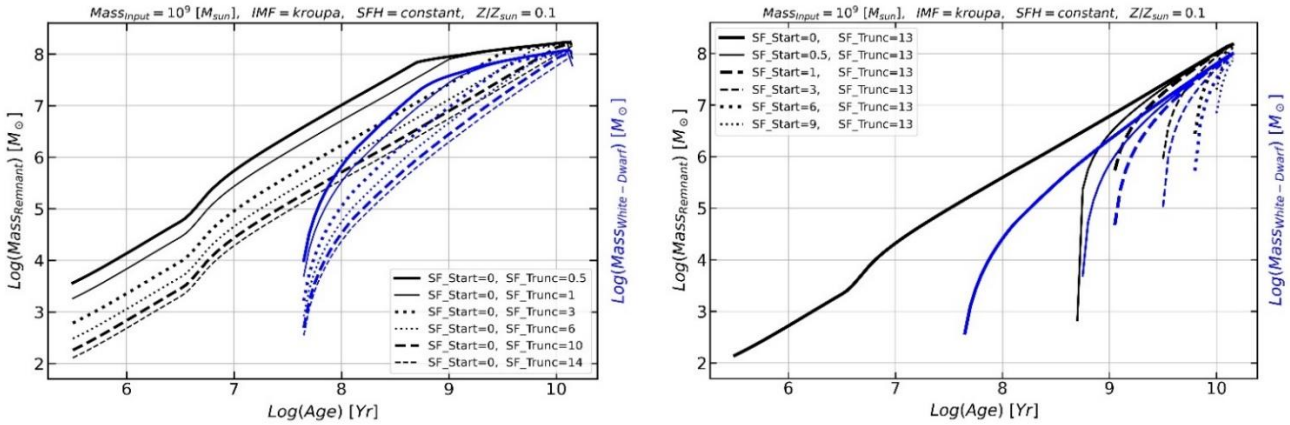
تعدادی از نتایج به‌ازای نرخ ستاره زایی ثابت و توابع جرم اولیه استاندارد درقالب جدول ۱ نمایش داده شده است.

نمودار سری‌زمانی جرم باقیمانده‌ها در طول‌عمر کهکشان در شکل۲ نشان داده شده است. باقی‌مانده‌ها در۳۰۰ هزارسال و کوتوله‌های سفید درحدود ٦۰ مگاسال بعد از شروع ستاره‌زایی تشکیل می‌شوند، تشکیل آن‌ها بعد از این زمان قابل پیش‌بینی است زیرا عمر رشته اصلی در پرجرم‌ترین ستاره‌هایی که به باقی‌مانده تبدیل خواهند شد (۱۰۰ برابر جرم‌خورشید) و در پرجرم‌ترین ستاره‌هایی که قابلیت تبدیل شدن به کوتوله‌سفید را دارند (۳ برابر جرم‌خورشید)، در حدود همین مقدار می‌باشد.

در شکل‌های ۳و٤، نسبت جرم به درخشندگی درطول عمر کهکشان به‌ترتیب: برای تابع جرم اولیه استاندارد و تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی رسم شده است. در نمودارسمت چپ شکل ۳، به‌ازای یک بازه ستاره‌زایی ثابت(۰,۵-۰ گیگاسال) نسبت جرم به درخشندگی با میزان فلزیت رابطه مستقیم دارد، به‌طوری‌که با افزایش فلزیت، نسبت جرم به درخشندگی بعد از ١٤ گیگاسال افزایش می‌یابد. در نمودار سمت راست شکل ۳، نسبت جرم به درخشندگی به ازای بازه‌های ستاره‌زایی مختلف متفاوت است. بیشترین مقدار جرم به درخشندگی برابر ۲,۸۷، متعلق به کهکشانی با بازه ستاره‌زایی بین صفر و ۱ گیگاسال با نرخ ستاره‌زایی ۱ (جرم‌خورشید در سال) است.

شکل‌های ۵ و ٦، نمودار قدرمطلق در باند V برای کهکشان‌های کوتوله به صورت تابعی از طول‌عمر کهکشان به‌ترتیب برای تابع جرم اولیه استاندارد و تجمعی کهکشانی نشان داده شده است. در نمودار سمت چپ شکل۵، بعد از ١٤ گیگاسال، روشن‌ترین کهکشان با قدرمطلق

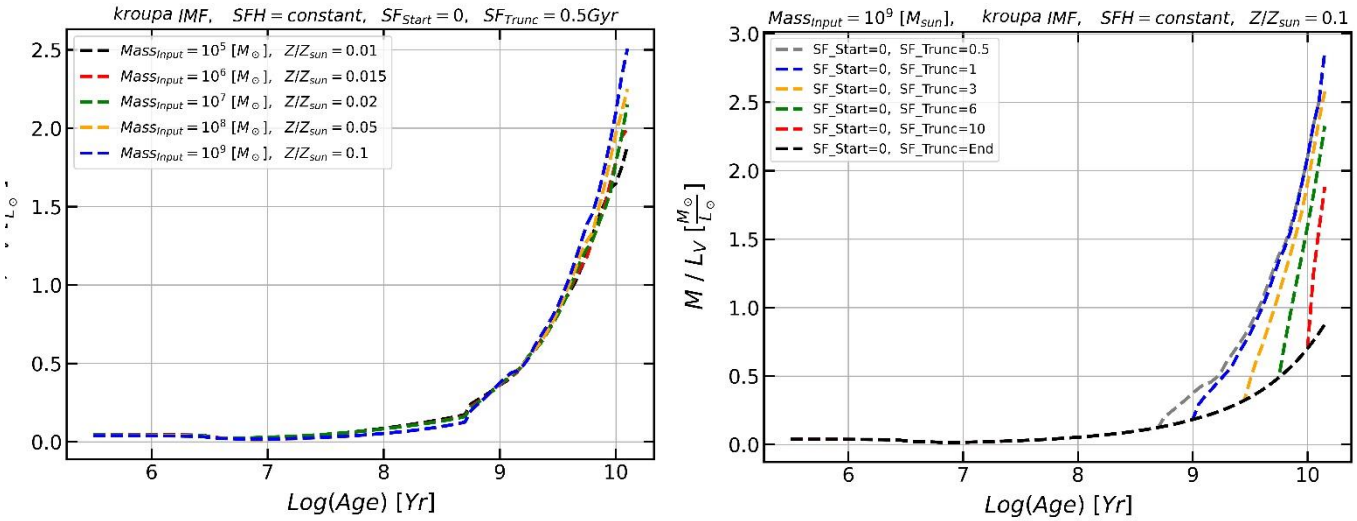
برابر با ۱۶٫۱- کهکشانی است با بیشترین جرم ستاره‌ای ($۲٫۸۹ \times 10^8$ برابرجرم‌خورشید). بیشترین قدرمطلق (۶٫۴۰-) متعلق است به کهکشانی با کم‌ترین جرم ستاره‌ای ($۲٫۷۱ \times 10^4$ برابرجرم‌خورشید). در نمودار سمت راست شکل۵ که فلزیت کهکشان‌ها ثابت درنظر گرفته شده است، بعد از ۱۴ گیگاسال کم‌ترین مقدار قدرمطلق (۱۶٫۷۸-) مربوط به کهکشانی با بازه ستاره‌زایی ۱۴-۰ گیگاسال و جرم ستاره‌ای نهایی $۳٫۶۸ \times 10^8$ برابر جرم خورشید است و بیشترین قدرمطلق (۱۵٫۱۰-) متعلق است به کهکشانی با بازه ستاره‌زایی ۱-۰ گیگاسال و جرم ستاره‌ای $۱٫۲۳ \times 10^8$ برابر جرم خورشید.



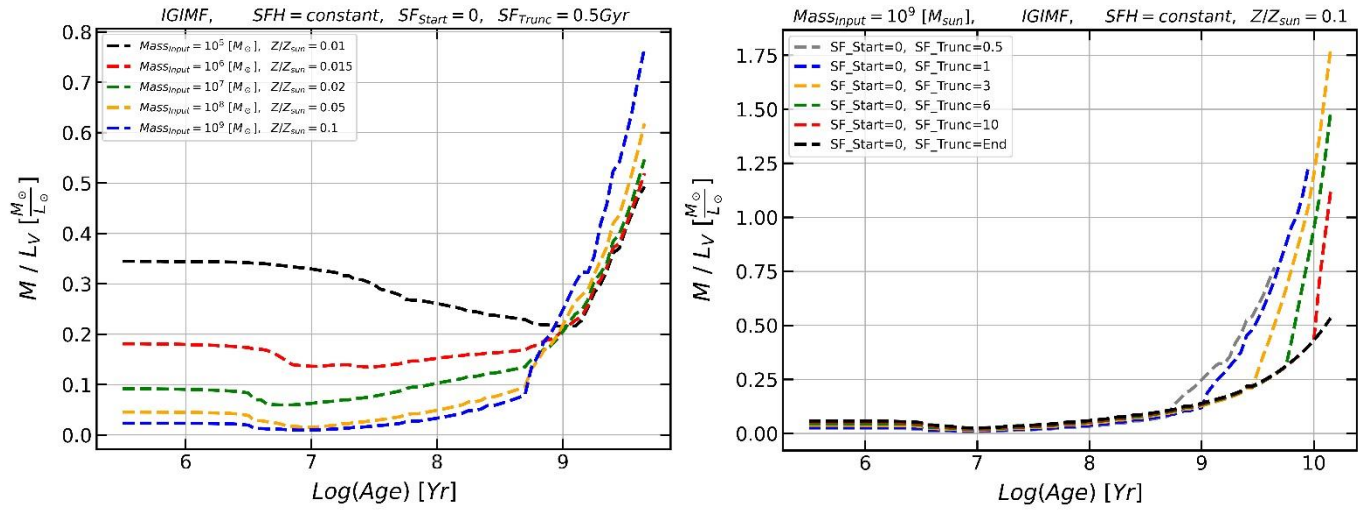
شکل ۲ : جرم باقی‌مانده‌ها و کوتوله‌های‌سفید نسبت به عمر کهکشان، برای کهکشان‌هایی با جرم کل در حدود 10^9 برابر جرم‌خورشید و فلزیت ۰٫۱ . در شکل سمت چپ شروع ستاره‌زایی در زمان صفر و توقف آن بعد از به‌ترتیب ۰٫۵ ، ۱ ، ۳ ، ۶ ، ۱۰ و ۱۴ گیگاسال درنظر گرفته شده است. در شکل سمت راست شروع ستاره‌زایی از ۰ ، ۰٫۵ ، ۱ ، ۳ ، ۶ و ۹ گیگاسال و توقف آن بعد از ۱۳ گیگاسال است.

جدول۱ : تعدادی از نتایج، به ازای تابع جرم اولیه استاندارد و نرخ ستاره‌زایی ثابت.

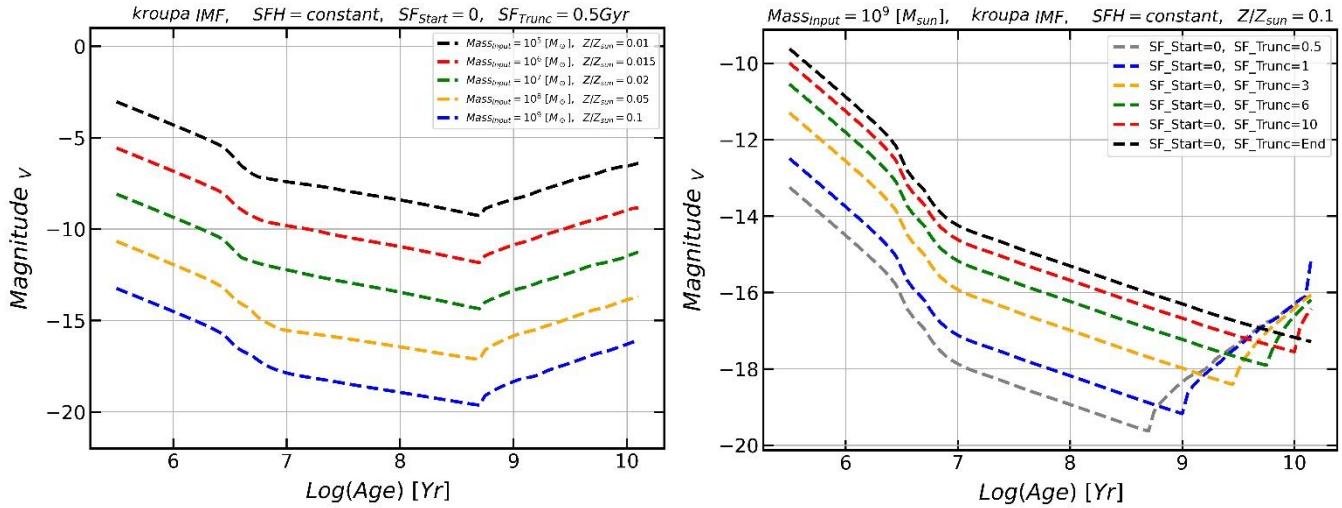
قدر مطلق نهایی (باندV)	جرم به درخشندگی نهایی (باندV)	جرم نهایی کوتوله‌های سفید (جرم خورشید)	جرم نهایی رمننت‌ها (جرم خورشید)	جرم ستاره‌ای نهایی (جرم خورشید)	نرخ ستاره‌زایی (جرم خورشید در سال)	توقف ستاره‌زایی (گیگاسال)	شروع ستاره‌زایی (گیگاسال)	فلزیت به فلزیت خورشید
-۶٫۴۰	۱٫۸۰	$۱٫۲۶۲ \times 10^4$	$۱٫۷۷۷ \times 10^4$	$۲٫۷۱ \times 10^4$	۰٫۰۰۰۱	۰٫۵	صفر	۰٫۰۱۰
-۸٫۸۳	۱٫۹۹	$۱٫۲۵۸ \times 10^5$	$۱٫۷۷۲ \times 10^5$	$۲٫۷۲ \times 10^5$	۰٫۰۰۱۰	۰٫۵	صفر	۰٫۰۱۵
-۱۱٫۲۵	۲٫۱۵	$۱٫۲۵۴ \times 10^6$	$۱٫۷۶۹ \times 10^6$	$۲٫۷۳ \times 10^6$	۰٫۰۱۹۹	۰٫۵	صفر	۰٫۰۲۰
-۱۳٫۷۱	۲٫۲۴	$۱٫۲۳۱ \times 10^7$	$۱٫۷۴۷ \times 10^7$	$۲٫۷۹ \times 10^7$	۰٫۱۹۹۹	۰٫۵	صفر	۰٫۰۵۰
-۱۶٫۱۰	۲٫۵۰	$۱٫۱۹۰ \times 10^8$	$۱٫۷۰۶ \times 10^8$	$۲٫۸۹ \times 10^8$	۱٫۹۹۹۰	۰٫۵	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۵٫۱۰	۲٫۸۷	$۵٫۹ \times 10^7$	۸×10^7	$۱٫۲۳ \times 10^8$	۱٫۰۰۰۰	۱	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۰۶	۲٫۵۸	$۱٫۲ \times 10^8$	$۱٫۷ \times 10^8$	$۲٫۸۴ \times 10^8$	۰٫۳۳۰۰	۳	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۱۸	۲٫۳۲	$۱٫۱ \times 10^8$	$۱٫۶ \times 10^8$	$۲٫۹۷ \times 10^8$	۰٫۱۶۰۰	۶	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۴۲	۱٫۸۸	10^8	$۱٫۵ \times 10^8$	$۳٫۲۱ \times 10^8$	۰٫۱۰۰۰	۱۰	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۷۸	۱٫۳۷	$۹٫۸ \times 10^7$	$۱٫۴ \times 10^8$	$۳٫۴۸ \times 10^8$	۰٫۰۷۶۰	۱۳	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۷٫۲۸	۰٫۸۷	$۹٫۲ \times 10^7$	$۱٫۴ \times 10^8$	$۳٫۶۸ \times 10^8$	۰٫۰۷۰۰	۱۴	صفر	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۸۰	۱٫۳۴	$۹٫۷ \times 10^7$	$۱٫۵ \times 10^8$	$۳٫۵۱ \times 10^8$	۰٫۰۸۰۰	۱۳	۰٫۵	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۸۳	۱٫۳۲	$۹٫۶ \times 10^7$	$۱٫۴ \times 10^8$	$۳٫۵۴ \times 10^8$	۰٫۰۸۳۰	۱۳	۱	۰٫۱۰۰
-۱۶٫۹۳	۱٫۲۱	$۹٫۱ \times 10^7$	$۱٫۴ \times 10^8$	$۳٫۶۸ \times 10^8$	۰٫۱۰۰۰	۱۳	۳	۰٫۱۰۰
-۱۷٫۱۲	۱٫۰۳	$۸٫۳ \times 10^7$	$۱٫۳ \times 10^8$	$۳٫۹۲ \times 10^8$	۰٫۱۴۰۰	۱۳	۶	۰٫۱۰۰
-۱۷٫۳۸	۰٫۸۲	$۷٫۲ \times 10^7$	$۱٫۲ \times 10^8$	$۴٫۲۴ \times 10^8$	۰٫۲۴۰۰	۱۳	۹	۰٫۱۰۰



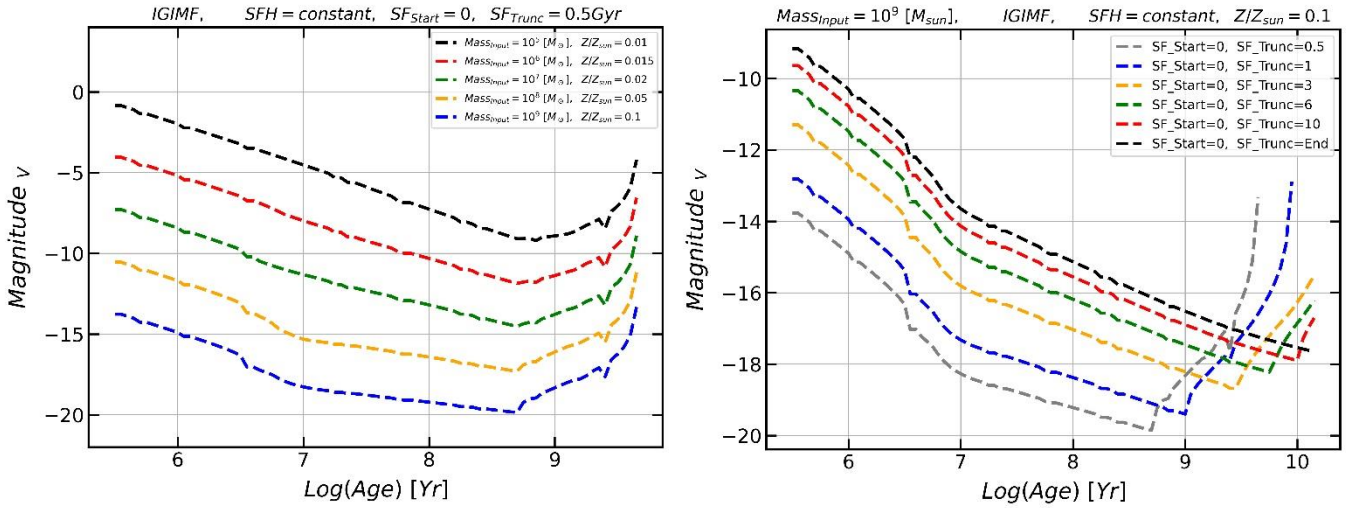
شکل ۳ : نسبت جرم‌به‌درخشندگی در باند V، به صورت تابعی از عمر کهکشان با در نظر گرفتن تابع جرم اولیه استاندارد. در شکل سمت چپ کهکشان‌هایی با حدود جرم کل به ترتیب: 10^5، 10^6، 10^7، 10^8 و 10^9 برابر جرم خورشید و به ترتیب با فلزیت: ۰,۰۱۰ ، ۰,۰۱۵ ، ۰,۰۲۰ ، ۰,۰۵۰ و ۰,۱۰۰ ، که شروع ستاره‌زایی آن‌ها در زمان صفر و توقف آن در ۰,۵ گیگاسال بعد از آن است، نمایش داده شده است. در شکل سمت راست جرم کهکشان‌ها در حدود 10^9 برابر جرم خورشید، شروع ستاره‌زایی در زمان صفر و توقف آن در زمان‌های ۰,۵ ، ۱ ، ۳ ، ۶ ، ۱۰ و ۱۴ گیگاسال است.



شکل ٤ : نسبت جرم‌به‌درخشندگی در باند V، به صورت تابعی از عمر کهکشان با در نظر گرفتن تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی (مفروضات این نمودار مشابه نمودار شکل ۳ است)



شکل ۵ : قدر مطلق در باند V نسبت به عمر کهکشان با در نظر گرفتن تابع جرم اولیه استاندارد. (مفروضات این نمودار مشابه نمودار شکل ۳ است)



شکل ٦ : قدر مطلق در باند V نسبت به عمر کهکشان با در نظر گرفتن تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی. (مفروضات این نمودار مشابه نمودار شکل ۳ است)

نتیجه گیری

می‌توان نتیجه گرفت که در تابع جرم اولیه استاندارد، رابطه‌ای مستقیم بین مقدار جرم به درخشندگی کهکشان و فلزیت آن وجود دارد، که با افزایش فلزیت، نسبت جرم به درخشندگی افزایش می‌یابد. همچنین رابطه عکس بین طول بازه ستاره‌زایی کهکشان و نسبت جرم به درخشندگی آن وجود دارد، به‌طوری‌که به ازای فلزیت ثابت هرقدر بازه ستاره‌زایی کوتاه‌تر باشد نسبت جرم به درخشندگی بیشتر است (به دلیل تعداد بالای باقی‌مانده‌ها بعد از ١٤ گیگاسال). در تابع جرم اولیه استاندارد نرخ ستاره‌زایی و جرم کهکشان در نسبت جرم به درخشندگی بی‌تاثیر هستند. پس کهکشان‌هایی با بازه ستاره‌زایی یکسان ولی با جرم‌های مختلف نسبت جرم به درخشندگی برابر دارند و نرخ ستاره‌زایی بالای کهکشان پرجرم‌تر تاثیری در نسبت جرم به درخشندگی ندارد.

در تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی علاوه بر فلزیت و بازه ستاره‌زایی، تغییرات نرخ ستاره‌زایی و جرم کهکشان هم در نسبت جرم به درخشندگی موثر هستند. تابع جرم اولیه در این روش وابسته به نرخ ستاره‌زایی است بنابراین با افزایش جرم کهکشان که افزایش نرخ ستاره‌زایی را به دنبال دارد، نسبت جرم به درخشندگی زیاد می‌شود (با بالا رفتن نرخ ستاره‌زایی تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی تخت‌تر شده و با افزایش تعداد باقی‌مانده‌ها نسبت جرم به درخشندگی زیاد می‌شود). پس در این روش نسبت جرم به درخشندگی در کهکشان‌هایی با جرم زیاد خیلی بیشتر از کهکشان‌های با جرم کم است.

درحالت کلی با تکمیل این کاتالوگ به‌ازای تابع جرم اولیه تجمعی کهکشانی و نرخ ستاره‌زایی با تابعیت‌های مختلف، جامعه علمی قادرخواهد بود مشاهدات جدید خود از کهکشان‌های کوتوله را با نتایج و نمونه‌های این کاتالوگ مقایسه کرده و با به‌دست آوردن ویژگی‌های اساسی اخترفیزیکی آن‌ها، فیزیک حاکم بر آن‌ها را استخراج نماید.

مرجع‌ها

[1] Mateo, Mario. "Dwarf galaxies of the Local Group." *arXiv preprint astro-ph/9810070* (1998).
[2] Dunn, Jacqueline M. "The evolution of dwarf galaxies: a comparison of UBVR photometry." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 408, no. 1 (2010): 392-399.
[3] Ma, Xiangcheng, Philip F. Hopkins, Claude-André Faucher-Giguère, Nick Zolman, Alexander L. Muratov, Dušan Kereš, and Eliot Quataert. "The origin and evolution of the galaxy mass–metallicity relation." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 456, no. 2 (2016): 2140-2156.
[4] Weidner, Carsten, Pavel Kroupa, Jan Pflamm-Altenburg, and Alexandre Vazdekis. "The galaxy-wide initial mass function of dwarf late-type to massive early-type galaxies." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 436, no. 4 (2013): 3309-3320.
[5] Kroupa P., Weidner C. Galactic-field initial mass functions of massive stars. The Astrophysical Journal, the Astrophysical Journal, 598, 1076, Dec 2003.
[۶] Jeřábková, T., A. Hasani Zonoozi, P. Kroupa, G. Beccari, Z. Yan, A. Vazdekis, and Z-Y. Zhang. "Impact of metallicity and star formation rate on the time-dependent, galaxy-wide stellar initial mass function." *Astronomy & Astrophysics* 620 (2018): A39.

تشکیل ساختار در کیهان‌شناسی گوس- بونه

فارسی، بیتا ؛ شیخی، احمد

بخش فیزیک- دانشکده علوم- دانشگاه شیراز

رصدخانه ابوریحان بیرونی- دانشکده علوم- دانشگاه شیراز

چکیده

در این مقاله به بررسی اثرات تصحیح گوس- بونه بر روی رشد اختلالات در مراحل اولیه کیهان می‌پردازیم. بدین منظور یک کیهان تخت با ثابت کیهان‌شناسی در نظر گرفته و با استفاده از مدل رمبش کروی به بررسی آهنگ رشد اختلالات ماده می‌پردازیم. ملاحظه می‌شود که اختلالات چگالی ماده با افزایش پارامتر گوس- بونه نسبت به مدل استاندارد سریعتر رشد می کنند.

Structure formation in Gauss–Bonnet cosmology

Farsi, Bita; Sheykhi, Ahmad

Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University
Biruni Observatory, College of Sciences, Shiraz University

Abstract

In this paper, we explore the effects of Gauss-Bonnet (GB) coupling parameter on the growth of perturbations in the early stage of the universe. We consider a flat universe with cosmological constant, and explore the linear perturbations by adopting the spherically symmetric collapse formalism. We observe that the growth of matter perturbation increases with increasing the GB coupling parameter.

مقدمه

یک مسأله اساسی در کیهان شناسی، شروع و چگونگی تحول و تشکیل ساختارهای کیهان شناسی مانند کهکشان‌ها و خوشه‌های کهکشانی است. قابل‌قبول‌ترین پاسخ برای این پرسش، وجود ناپایداری گرانشی است که در آن نوسانات بسیار کوچک چگالی در کیهان اولیه با گذشت زمان به آرامی رشد می‌کنند تا اینکه به اندازه‌ی کافی بزرگ شده و از انبساط کیهان پس زمینه جدا می‌شوند و درنتیجه تحت ناپایداری گرانشی رمبش می‌کنند[1]. در این فرآیند، نواحی چگال‌تر به سیستم‌های مقید گرانشی مانند کهکشان‌ها و خوشه‌های کهکشانی و نواحی با چگالی کمتر به نواحی تهی‌جا تبدیل می‌شوند [2]. یک مدل مناسب برای بررسی تحلیلی این موضوع، مدل رمبش کروی می‌باشد[3]. در این مقاله به بررسی اختلالات خطی ماده در گرانش مرتبه بالاتر گوس- بونه و در ابعاد بالاتر، با استفاده از مدل رمبش کروی می‌پردازیم.

کیهان‌شناسی گوس- بونه

به منظور درک قسمت های تاریک کیهان، همواره گرانش‌های تعمیم یافته مورد توجه بوده اند و در این میان گرانش گوس- بونه ابتدا توسط لانکزوس[21] ارائه گردید [4]. کنش گرانش گوس- بونه در فضازمان (n+1) بعدی به صورت زیر می‌باشد [5]

$$S_{EGB}=\frac{1}{2\kappa_{n+1}^2}\int d^{n+1}x\sqrt{-g}(R-2\Lambda+\alpha\mathcal{L}_{GB})+S_m \quad (۱)$$

که در این رابطه، α پارامتر گوس- بونه و همچنین لاگرانژی گوس- بونه $\mathcal{L}_{GB}=R^2-4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}+R_{\mu\nu\gamma\delta}R^{\mu\nu\gamma\delta}$ می‌باشند. با وردش کنش نسبت به متریک ، معادلات میدان به دست می آیند:

$$\kappa_{n+1}^2T_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}R+\Lambda g_{\mu\nu} \quad (۲)$$
$$-\alpha\left\{\frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{L}_{GB}-2RR_{\mu\nu}+4R_{\mu\gamma}R^{\gamma}{}_{\nu}+4R_{\gamma\delta}R^{\gamma}{}_{\mu}{}^{\delta}{}_{\nu}-2R_{\mu\gamma\delta\lambda}R_{\nu}{}^{\gamma\delta\lambda}\right\}$$

در ادامه فرض می‌کنیم که $\hbar=c=\kappa_{n+1}=1$ است. یک کیهان تخت (n+1) بعدی را درنظر می‌گیریم. متریک چنان فضایی بصورت $ds^2=-dt^2+a^2(t)(dr^2+r^2d\Omega_{n-1}^2)$ است. با قرار دادن متریک (n+1) بعدی در معادلات میدان گرانشی (۲) معادلات دینامیکی تحول کیهان بصورت زیر بدست می آیند [6]

$$H^2+\tilde{\alpha}H^4=\frac{2}{n(n-1)}(\rho_m+\Lambda) \quad (۳)$$
$$(1+2\tilde{\alpha}H^2)\dot{H}=-\frac{1}{n-1}\rho_m \quad (٤)$$

که $H\equiv\dot{a}/a$ و $\tilde{\alpha}=(n-2)(n-3)\alpha$ است.

همچنین معادله پیوستگی در (n+1) بعد به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\dot{\rho}_m+nH(\rho+p_m)=0. \quad (٥)$$

اکنون با تعریف پارامترهای زیر:

$$\equiv\alpha H_0^2 \quad (٦)$$
$$\tilde{\beta}\equiv\tilde{\alpha}H_0^2=(n-2)(n-3)\beta \quad (٧)$$

و همچنین

$$\Omega_m=\frac{2\rho_m}{n(n-1)H^2}$$

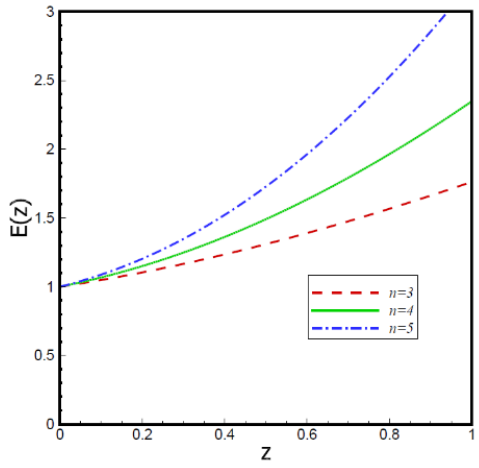
$$\Omega_\Lambda=\frac{2\Lambda}{n(n-1)H^2} \quad (٨)$$

می‌توان معادله (۳) را به صورت زیر نوشت:

$$E^2(z)+\tilde{\beta}E^4(z)=\Omega_{m,0}(1+z)^n+\Omega_{\Lambda,0} \quad (٩)$$

با حل معادله (۹) نسبت به E(z) می‌توان رفتار آن را به صورت تابعی از ردشیفت در ابعاد مختلف در شکل (۱) نشان داد. همانطور که ملاحظه می‌شود در گرانش گوس- بونه پارامتر هابل در ابعاد بالاتر سریعتر افزایش می‌یابد یعنی کیهان در ابعاد بالاتر با نرخ سریعتری انبساط می‌یابد.

[21] Lanczos



شکل ۱ : رفتار پارامتر هابل بهنجار شده برای کیهانشناسی گوس-بونه با ابعاد بالاتر که مقدار $\beta = 10^{-6}$ را در نظرگرفته‌ایم.

همچنین می‌توان پارامتر کندشوندگی را به صورت زیر نوشت:

(۱۰)

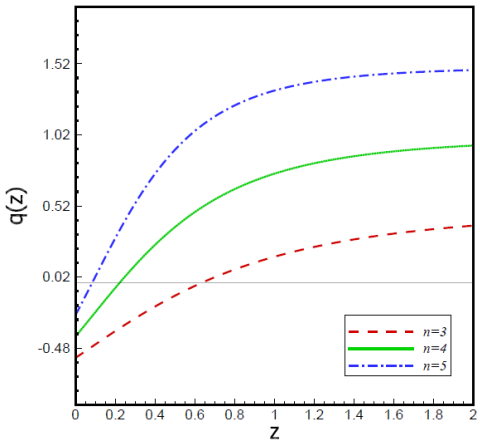
$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = -1 + \frac{(1+z)}{H(z)}\frac{dH(z)}{dz}$$

$$= -1 + \frac{n\tilde{\beta}}{\sqrt{X(z)}}\frac{(1+z)^n(1+\tilde{\beta}-\Omega_{\Lambda,0})}{[\sqrt{X(z)}-1]}$$

که

$$X(z) = 1 + 4\tilde{\beta}\left(\Omega_{m,0}(1+z)^n + \Omega_{\Lambda,0}\right) \quad (۱۱)$$

در شکل (۲) رفتار پارامتر کندشوندگی در ابعاد مختلف رسم شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود کیهان یک تغییرفاز از فاز انبساط کندشونده به فاز انبساط شتابدار دارد، که با افزایش بعد فضا زمان این تغییر فضا به سمت زمان های حال نزدیک تر می‌شود، یعنی کیهان با ابعاد بالاتر در کیهان‌شناسی گوس- بونه دیرتر وارد فاز انبساط شتابدار می‌گردد.



شکل۲ : رفتار پارامتر کندشوندگی برای کیهانشناسی گوس-بونه با ابعاد بالاتر که مقدار $\beta = 10^{-6}$ را در نظرگرفته‌ایم.

رشد اختلالات در کیهان‌شناسی گوس- بونه

کیهان را متشکل از یک ماده‌ی بدون فشار ($p = p_m = 0$) در نظر می‌گیریم. از معادله پیوستگی داریم:

$$\dot{\rho}_m + nH\rho_m = 0, \quad (۱۲)$$

اکنون یک ناحیه کروی متقارن به شعاع a_p و چگالی همگن ρ_m^c در نظر می‌گیریم. مدل رمبش کروی، یک ناحیه‌ی کروی با چگالی یکنواخت ρ_m^c را توصیف می‌کند که عبارتست از $\rho_m^c(t) = \rho_m(t) + \delta\rho_m$. اگر $\delta\rho_m > 0$ باشد این ناحیه کروی تحت تاثیر نیروی گرانش خود رمبش می‌کند و درغیر اینصورت یک تهی‌جا ایجاد می‌شود[7]. مشابه با معادله (۱۲)، می‌توان معادله پیوستگی را برای ناحیه اختلالی کروی نوشت:

$$\dot{\rho}_m^c + nh\rho_m^c = 0, \quad (۱۳)$$

که $h = \dot{a_p}/a_p$ می‌باشد.

به منظور مطالعه تحول اختلالات، کمیتی بدون بعد تحت عنوان تباین چگالی را تعریف می‌کنیم [8-10]

$$\delta_m = \frac{\rho_m^c}{\rho_m} - 1 = \frac{\delta\rho_m}{\rho_m} \quad (۱۴)$$

که ρ_m^c چگالی ابر کروی اختلالی و ρ_m چگالی کیهان پس‌زمینه است. با دوبار مشتق زمانی گرفتن از معادله(۱۴) و با استفاده از معادله (۱۲) و (۱۳)، رابطه زیر را خواهیم داشت:

$$\ddot{\delta}_m = n\left(\dot{H} - \dot{h}\right)(1 + \delta_m) + \frac{\dot{\delta}_m^2}{1+\delta_m} \quad (۱۵)$$

اکنون با استفاده از رابطه (۳) و (۱۱) در رابطه (٤) داریم:

(۱۶)

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{(2-n)}{n(n-1)}\rho_m + \frac{4\tilde{\alpha}}{n^2(n-1)}\rho_m^2 + \frac{4\tilde{\alpha}(n-2)}{n^2(n-1)^2}\rho_m\Lambda + \frac{2}{n(n-1)}\Lambda - \frac{4\tilde{\alpha}}{n^2(n-1)^2}\Lambda^2.$$

از مدل رمبش کروی می‌دانیم که معادلات حاکم بر ابر اختلالی، مشابه با معادلات حاکم بر تحول کیهان پس‌زمینه هستند؛ پس به طور مشابه با رابطه بالا، برای ابر کروی اختلالی، می‌توانیم عبارت زیر را بنویسیم:

(۱۷)

$$\frac{\ddot{a}_p}{a_p} = \frac{(2-n)}{n(n-1)}\rho_m^c + \frac{4\tilde{\alpha}}{n^2(n-1)}\left(\rho_m^c\right)^2 + \frac{4\tilde{\alpha}(n-2)}{n^2(n-1)^2}\rho_m^c\Lambda + \frac{2}{n(n-1)}\Lambda - \frac{4\tilde{\alpha}}{n^2(n-1)^2}\Lambda^2.$$

با استفاده از معادله (١٤)، (١٦) و (١٧) ، می توان رابطه (١٥) را با درنظرگرفتن رژیم خطی به شکل زیر بیان نمود:

(۱۸)

$$\ddot{\delta}_m + \frac{3}{a}\dot{\delta}_m - \frac{1}{a\,\Gamma}\left\{\frac{(n^2 - 4\tilde{\alpha}\Lambda)\rho_m}{2n} - \frac{2\tilde{\alpha}\Lambda}{n(n-1)} - \frac{2\tilde{\alpha}\rho_m^2}{(n-1)}\right\}\dot{\delta}_m - \frac{1}{a^2\Gamma}\left\{\frac{(n^2 - n - 4\tilde{\alpha}\Lambda)(n-2)\rho_m}{2(n-1)} - (4\tilde{\alpha}\rho_m^2)\right\}\delta_m = 0.$$

که

$$\Gamma = (\rho_m + \Lambda)\left[1 - \frac{2\tilde{\alpha}}{n(n-1)}(\rho_m + \Lambda)\right].$$

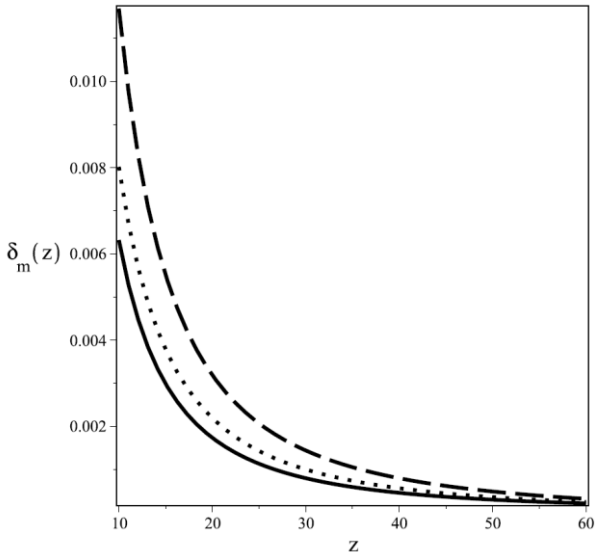
که در این رابطه علامت پریم، نشان دهنده مشتق نسبت به a است.

شرط اولیه بی‌دررو برای اختلالات ماده عبارتست از[11]

(۱۹)

$$\left.\frac{d\delta_m(z)}{dz}\right|_{z=z_i} = -\frac{\delta_m(z_i)}{1+z_i}$$

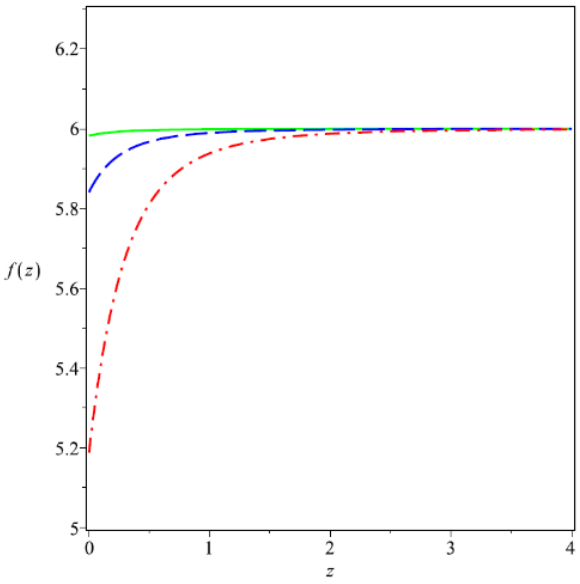
که $\delta_m(z_i)$ مقدار اولیه تباین چگالی در $z = z_i$ است. با استفاده از معادله (۱۹) می‌توانیم جواب معادله (۱۸) را به صورت تابعی از انتقال‌به‌سرخ به دست آوریم که برای $10 < z < 100$ و برای مقادیر مختلف β در شکل ۳ رسم شده‌اند. از این نمودار ملاحظه می‌شود که تباین چگالی ماده از مقدار اولیه اش شروع به رشد می‌کند و در انتقال‌به‌سرخ‌های کوتاهتر نسبت به مدل استاندارد سریعتر رشد میکند و بنابراین تشکیل ساختارها در گرانش گوس–بونه سریعتر از مدل استاندارد صورت می‌گیرند. علاوه بر این، آهنگ رشد اختلالات ماده در ابعاد بالاتر برای مقادیر بزرگتر β سریعتر افزایش می‌یابد.



شکل۳ : تحول تباین چگالی ماده برای مقادیر مختلف β و برای n=4.

(خط‌چین برای $\beta = 10^{-7}$ ، نقطه‌چین برای $\beta = 10^{-8}$و خط پر رنگ برای مدل استاندارد $\beta = 0$ ، که ما مقدار $\delta_m(z_i) = 0.0001$ و $z_i = 400$ را انتخاب کرده‌ایم).

همچنین تابع رشد به صورت $f(a) \equiv dlnD(a)/dln(a)$ تعریف می‌شود که$D(a) = \delta_m(a)/\delta_m(a=1)$ ، این تابع رشد به صورت تابعی از انتقال به سرخ در شکل ٤ رسم شده است. از شکل ٤ ملاحظه می‌شود که در گرانش گوس- بونه با ابعاد بالاتر نسبت به مدل استاندارد ، تابع رشد از مقادیر بزرگتری شروع شده و همچنین با افزایش β نیز آهنگ تابع رشد سریعتر افزایش می‌یابد. پس در گرانش گوس- بونه، آهنگ رشد ساختارها سریعتر از آنچه است که در مدل استاندارد پیش‌بینی شده است.



شکل٤ : تحول تابع رشد ماده برای مقادیر مختلف β و برای n=4.

(خط پر رنگ برای $\beta = 10^{-3}$ و خط چین برای $\beta = 10^{-4}$ و خط-نقطه چین برای $\beta = 10^{-6}$)

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با استفاده از مدل رمبش کروی و معادلات فریدمان تصحیح شده در کیهانشناسی گوس-بونه رشد اختلالات ماده بررسی کردیم. ملاحظه می‌شود که آهنگ رشد اختلالات چگالی ماده با افزایش پارامتر گوس- بونه نسبت به مدل استاندارد سریعتر رشد می کنند و درنتیجه تشکیل ساختارهای بزرگ مقیاس افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] P. Peebles; "*Principles of Physical Cosmology"*; Princeton University Press. (1993).
[2] S. D. M. White, M. J. Rees; "Core condensation in heavy halos: a two-stage theory for galaxy formation and clustering"; *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **183**, No. 3 (1978) 341–358.
[3] S. Planelles, D. Schleicher, A. Bykov; "Large- scale structure formation: from the first non-linear objects to massive galaxy clusters"; *Space Science Reviews. Rev* **188** (2015) 93-139.
[4] C. Lanczos; "Elektromagnetismus als naturliche Eigenschaft der Riemannschen Geometrie"; *Zeitschrift fur Physik* **73** (1932) 147.
[5] R.G. Cai; "Gauss-Bonnet Black Holes in AdS Spaces"; *Phys. Rev. D* **65** (2002) 084014.
[6] R.G. Cai, S.P. Kim; "First Low of Thermodynamics and Friedmann Equations of Friedmann-Robertson-Walker Universe"; *JHEP* **0502** (2005) 050.
[7] A. H. Ziaie, H. Moradpour, H. Shabani; "Structure Formation in Generalized Rastall Gravity"; *Eur. Phys. J. Plus* **135** (2020) 916.
[8] B. Farsi, Ahmad Sheykhi; "Structure formation in mimetic gravity"; *Phys. Rev. D* **106** (2022) 024053.
[9] B. Farsi, Ahmad Sheykhi; "Growth of perturbations in Tsallis and Barrow cosmology"; *Eur. Phys. J. C* **82** (2022) 1111.
[10] B. Ryden; "*Introduction to Cosmology"*; Addison Wesley Press. (2003).
[11] R. Abramo, R. Batista, L. Liberato and R. Rosenfeld; "Structure formation in the presence of dark energy perturbations"; *JCAP* **11** (2007) 012.

تاثیر ماده نوترونی داغ بر ساختار ستاره نوترونی در گرانش نرده ای تانسوری

فهیمه رحیمی، زینب رضایی

بخش فیزیک دانشگاه شیراز ، شیراز

رصدخانه بیرونی دانشگاه شیراز ، شیراز

چکیده

در این مقاله، تاثیر معادله حالت ماده نوترونی داغ را بر ساختار ستاره نوترونی نرده ای بررسی می‌کنیم. با استفاده از مدل کایرال سیگما، معادله حالت ماده نوترونی در دمای محدود را توصیف می کنیم. ساختار ستاره نوترونی داغ را در گرانش نرده‌ای تانسوری محاسبه نموده و پدیده‌ی نرده‌ای شدن خود به خودی را در این ستاره مطالعه می‌کنیم. همچنین، تاثیر ماده نوترونی داغ بر میدان نرده‌ای مرکزی و جرم ستاره مورد تحقیق قرار می گیرد.

Effect of Hot Neutron Matter on the Neutron Star Structure in Scalar Tensor Gravity

F. Rahimi, Z. Rezaei

Department of Physics, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Biruni Observatory, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Abstract

In this paper, we investigate the effect of hot neutron matter equation of state on the scalarized neutron star structure. Applying chiral sigma model, we describe the equation of state of neutron matter at finite temperature. We calculate the structure of hot neutron star in the scalar tensor gravity and study the spontaneous scalarization in this star. Besides, the influence of hot neutron matter on the central scalar field and the star mass is explored.

مقدمه

نسبیت عام در شرح برخی از مشاهدات کیهان‌شناسی با مشکل روبرو شده است؛ به این دلیل معرفی نظریه‌های جایگزین مورد توجه قرار گرفته است. یکی از این نظریه‌ها نظریه نرده‌ای تانسوری است[۱]. یکی از جالبترین نتایج در این نظریه پدیده نرده‌ای شدن خود به‌خودی است که در اجرام فشرده اتفاق می افتد. در سال ۱۹۹۳ دامور و اسپاسیتو فارس ستاره نوترونی را در گرانش نرده‌ای تانسوری, بررسی کردند. آنها متوجه شدند که وقتی فشردگی سیستم از یک مقدار آستانه بیشتر شود, سیستم به سمت نرده‌ای شدن پیش می‌رود [۲]. در واقع ستاره‌های فشرده, گذاری از حل‌های نزدیک به نسبیت عام به پیکربندی با پروفایل میدان نرده‌ای غیربدیهی و باری که قابل چشم پوشی نیست, انجام می‌دهند. در سال ۱۹۹۸ویژگی نرده‌ای شدن و تاثیر معادله حالت سیستم بر نرده‌ای شدن در گرانش نرده‌ای تانسوری برای اجرام فشرده توسط سالگادو و سودارسکی بیشتر مورد مطالعه قرار گرفت [۳]. نتایج در سیستم‌هایی که نرده‌ای می‌شوند با نتایج در نسبیت عام متفاوت است. در واقع هنگامی که سیستم به سمت نرده‌ای شدن پیش می‌رود از نسبیت عام فاصله می‌گیرد. پدیده نرده‌ای شدن خودبه‌خودی به تابع جفت‌شدگی, ثابت جفت‌شدگی و معادله حالت سیستم وابسته است. در مراحل اول تولد ستاره نوترونی که نتیجه فروپاشی گرانشی هسته بسیار عظیم یک ستاره است دمای ستاره بسیار بالاست. در بازه زمانی کوتاه یک ستاره پروتونوترونی چندین مرحله را طی می‌کند و با از دست دادن نوترینو به یک ستاره نوترونی پایدار تبدیل می‌شود[٤]. در این مقاله نرده‌ای شدن ستاره نوترونی داغ در نظریه نرده‌ای تانسوری بررسی می‌شود. کمیات مهم از جمله جرم و میدان نرده‌ای مرکزی محاسبه می‌شوند. تاثیر توابع جفتشدگی و ثابت جفتشدگی بر نرده ای شدن ستاره نوترونی داغ نیز مطالعه می‌شود.

گرانش نرده‌ای تانسوری

کنش نظریه نرده‌ای تانسوری در واحد هندسی به صورت زیر نوشته می‌شود[۵]

$$S[g_{\mu\nu},\phi,\Psi_m]=\frac{1}{16\pi}\int d^4x\sqrt{-g}\,(R-2\nabla_\mu\phi\nabla^\mu\phi)+S_m[\Psi_m,a(\phi)^2 g_{\mu\nu}] \qquad (۱)$$

R, اسکالر ریچی, Ψ_m, میدان ماده, $a(\phi)$ تابع جفت‌شدگی است. معادلات میدان که از وردش کنش (۱) نسبت به متریک و میدان نرده‌ای به دست می‌آیند, به صورت $G_{\mu\nu}-2\nabla_\mu\phi\nabla^\mu\phi+g_{\mu\nu}\nabla_\rho\phi\nabla^\rho\phi=8\pi a^2\tilde{T}_{\mu\nu}$ و $\nabla^\mu\nabla_\mu\phi=-4\pi a^4\alpha\tilde{T}$ است که $\alpha(\phi)=d\ln a(\phi)/d\phi$ و $\tilde{T}_{\mu\nu}$ تانسور انرژی تکانه ماده است. در این مقاله دو مدل تابع جفت‌شدگی را در نظر می‌گیریم. مدل اول تابع نمایی است ($a(\phi)=\exp(\frac{1}{2}\beta(\phi-\phi_0)^2)$ که آن را مدل ۱ می نامیم. همچنین مدل دوم تابع هایپربولیکی است ($a(\phi)=[\cosh(\sqrt{3}\beta(\phi-\phi_0))]^{\frac{1}{3\beta}}$) و آن را مدل ۲ نامگذاری می کنیم. β ثابت جفت‌شدگی است و ϕ_0 را صفر در نظر می گیریم. دامور و اسپاسیتو فارس نظریه نرده‌ای تانسوری را با در نظر گرفتن تابع جفت‌شدگی مدل ۱ مورد مطالعه قرار دادند و پدیده نرده‌ای شدن خود به خودی را معرفی کردند. پدیده‌ی نرده‌ای شدن برای مدل ۲ در سال ۲۰۱۶ به عنوان نظریه دیگر نرده‌ای تانسوری بررسی شد[۵].

برای بررسی حالت استاتیک و متقارن کروی ستاره نوترونی داغ از متریک $ds^2=-N(\mathrm{r})^2dt^2+A(\mathrm{r})^2dr^2+r^2(\mathrm{d}\theta^2+\sin(\theta)^2\,\mathrm{d}\varphi^2)$ استفاده می‌کنیم. $N(\mathrm{r})$ و $A(\mathrm{r})$ توابع متریک هستند. تابع متریک $A(\mathrm{r})$ تابعی از جرم به صورت $A(\mathrm{r})=(1-2\mathrm{m}(\mathrm{r})/\mathrm{r})^{-\frac{1}{2}}$ نشان داده می‌شود. برای قسمت ماده, ستاره نوترونی را به صورت یک سیال کامل متقارن کروی که تانسور انرژی تکانه آن در چارچوب جردن به صورت $\tilde{T}_{\mu\nu}=\tilde{\varepsilon}\tilde{u}^\mu\tilde{u}^\nu+\tilde{p}(\tilde{g}_{\mu\nu}+\tilde{u}^\mu\tilde{u}^\nu)$ تعریف می‌شود در نظر می‌گیریم که $\tilde{\varepsilon}$, $\tilde{p}$, $\tilde{u}$, به ترتیب چگالی انرژی سیال, فشار, چهار سرعت هستند. با جایگذاری متریک و تانسور انرژی تکانه در معادلات میدان معادلات ساختار به صورت چهار معادله دیفرانسیلی زیر به دست می‌آید

$$\frac{dm}{dr}=4\pi r^2a^4\tilde{\varepsilon}+\frac{r}{2}(\mathrm{r}-2\mathrm{m})\left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2 \qquad (۲)$$

$$\frac{d\ln N}{dr}=\frac{4\pi r^2a^4\tilde{p}}{r-2m}+\frac{r}{2}\left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2+\frac{m}{r(\mathrm{r}-2\mathrm{m})} \qquad (۳)$$

$$\frac{d^2\phi}{dr^2}=\frac{4\pi ra^4}{r-2m}[\alpha(\tilde{\varepsilon}-3\tilde{\mathrm{p}})+\mathrm{r}(\tilde{\varepsilon}-3\tilde{\mathrm{p}})\frac{d\phi}{dr}]-\frac{2(\mathrm{r}-\mathrm{m})}{r(\mathrm{r}-2\mathrm{m})}\frac{d\phi}{dr} \qquad (٤)$$

$$\frac{d\tilde{p}}{dr}=-(\tilde{\varepsilon}+\tilde{\mathrm{p}})[\frac{4\pi r^2a^4\tilde{p}}{r-2m}+\frac{r}{2}\left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2+\frac{m}{r(\mathrm{r}-2\mathrm{m})}+\alpha\frac{d\phi}{dr}] \qquad (۵)$$

$$\frac{dm_b}{dr}=\frac{4\pi r^2a^3\tilde{\rho}}{\sqrt{1-\frac{2m}{r}}} \qquad (٦)$$

که m_b جرم باریونی است. این معادلات دیفرانسیلی معادلات TOV تعمیم یافته هستند که ساختار ستاره نوترونی داغ را توصیف می‌کنند. این معادلات را با توجه به شرایط مرزی زیر می‌توان به روش رانگ کوتای مرتبه چهار حل کرد،

$$\tilde{p}(0)=\mathrm{p}_c\,,\quad \frac{d\phi}{dr}(0)=0\,,\quad \lim_{r\to\infty}\phi(\mathrm{r})=0\ \ \phi(0)=\phi\mathrm{c}\ ,\ \lim_{r\to\infty}N(\mathrm{r})=1\,,\ \ m(0)=\mathrm{m}_b(0)=0, \qquad (۷)$$

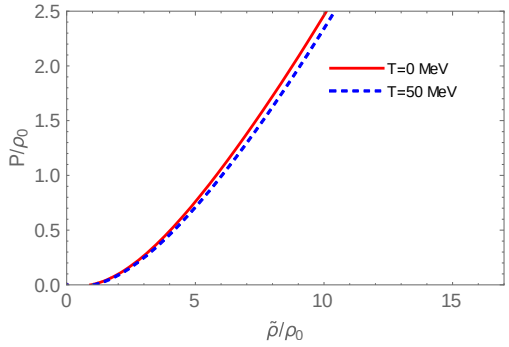
$$\tilde{p}(\tilde{\mathrm{R}}_\mathrm{s})=0$$

که R_s شعاع ستاره است. از معادلات بالا انتگرال می‌گیریم و به روش پرتابی یک میدان نرده‌ای مرکزی حدس می‌زنیم تا شرط $\phi_s+\frac{2\psi_s}{\sqrt{\dot{\nu}_s{}^2+4\psi_s{}^2}}\arctan h[\frac{\dot{\nu}_s{}^2+4\psi_s{}^2}{\dot{\nu}_s+2/\mathrm{R}_s}]=0$ برآورده شود. زیرنویس s کمیت‌ها را در سطح ستاره نشان می‌دهد. همچنین $\psi_s=(\mathrm{d}\phi/\mathrm{dr})_s$ و کمیت $\dot{\nu}_s$ به صورت $\dot{\nu}_s=2(\mathrm{dln}N/\mathrm{dr})_s=R_s\psi_s{}^2+2m_s/[\mathrm{R}_s(\mathrm{R}_s-2\mathrm{m}_s)]$ تعریف می‌شود. همچنین جرم ADM

به صورت $M = \frac{R_s{}^2 \dot{\nu}_s}{2}(1-\frac{2m_s}{R_s})^{\frac{1}{2}} \exp[\frac{-\dot{\nu}_s}{\dot{\nu}_s{}^2+4\psi_s{}^2}\operatorname{arctanh}(\frac{\sqrt{\dot{\nu}_s+4\psi_s{}^2}}{\dot{\nu}_s+2/R_s})]$ و بار نرده‌ای به فرم $\phi(r)=\omega/r+\wp(1/r^2)$ به دست می‌آید.

معادله حالت ماده نوترونی داغ

در این مقاله با استفاده از مدل کایرال سیگما، ماده نوترونی داغ را توصیف می کنیم [٦]. در این روش، معادله حالت با وردش پارامترهای مختلف به صورتی که نتایج با آزمایشات برخورد یونی سنگین در تطابق باشد به دست می آید. در این مدل، معادله حالت با توجه به پایستگی تانسور استرس مربوط به لاگرانژی و معادله حرکت میدان میانگین برای میدان فرمیونی و تقریب میدان میانگین برای میدانهای بوزونی محاسبه می گردد. در شکل۱ فشار ماده نوترونی بر حسب چگالی برای دو دمای T=0 و T=50 MeV رسم شده است. در ادامه، ستاره نوترونی سرد و داغ را با استفاده از معادله حالت مذکور در نظریه نرده‌ای تانسوری بررسی می‌کنیم. پس از حل معادلات ساختار، کمیت‌های جرم و میدان نرده‌ای مرکزی را محاسبه کرده و نرده‌ای شدن خود به خودی آن‌ها را مورد تحقیق قرار می‌دهیم.



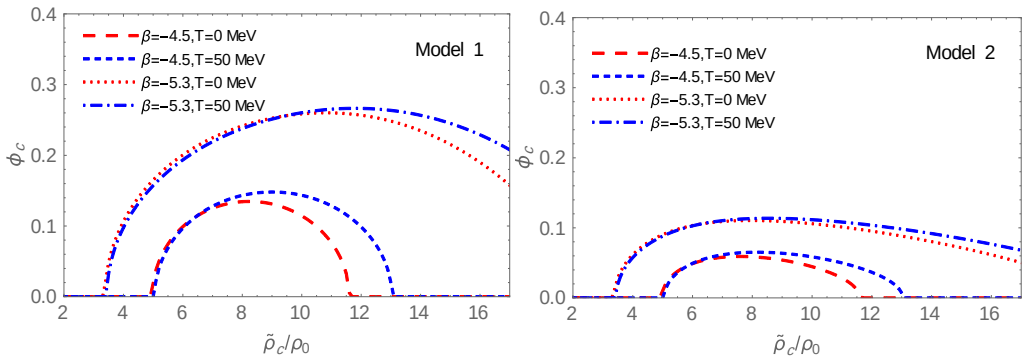
شکل۱ : فشار بر حسب چگالی برای ماده نوترونی در دو دمای مختلف با $\rho_0 = 1.66\times10^{14}\, g/cm^3$.

میدان نرده‌ای مرکزی بر حسب چگالی مرکزی

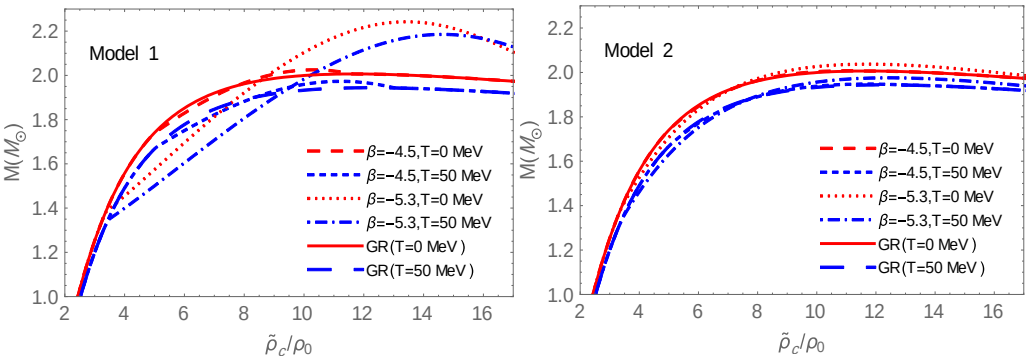
شکل۲ میدان نرده‌ای مرکزی بر حسب چگالی مرکزی را در دو دمای T=0 و T=50MeV نشان می‌دهد. میدان نرده‌ای مرکزی در یک چگالی خاص شروع به افزایش می‌کند. درواقع سیستم به سمت نرده‌ای شدن می‌رود و نتایج با حالت نسبیت عامی که میدان نرده‌ای مرکزی صفر است تفاوت می‌کند. چگالی بحرانی اول مربوط به آغاز نرده ای شدن در دو دما تقریبا یکسان است اما چگالی بحرانی اول با کاهش β کاهش می یابد. چگالی بحرانی دوم که در آن نرده‌ای شدن از بین می‌رود با افزایش دما افزایش می یابد. با مقادیر کم برای ثابت β، ستاره های سرد و داغ با چگالیهای مرکزی بالا نیز نرده‌ای هستند. ستاره‌های داغ نسبت به ستاره‌های سرد مقادیر بیشتری را برای میدان نرده‌ای مرکزی تجربه می کنند. همچنین چگالی مرکزی متناظر با میدان نرده‌ای مرکزی ماکزیمم، با افزایش دما افزایش می یابد. در مدل۲ میزان نرده‌ای شدن نسبت به مدل۱ کمتر است. برای هر دو مدل، با کاهش مقدار β میدان نرده‌ای مرکزی افزایش می‌یابد.

جرم بر حسب چگالی مرکزی

شکل۳ جرم ستاره نوترونی را بر حسب چگالی مرکزی در دو دمای مختلف در مدل۱ ارایه می دهد. در مقادیری از چگالی که نرده ای شدن رخ می‌دهد نتایج با نتایج نسبیت عامی متفاوت می شود. در چگالی‌های کمتر، جرم از حالت نسبیت عامی کمتر و در چگالی‌های بالا از حالت نسبیت عامی بیشتر است. هر چقدر مقدار β کاهش می‌یابد انحراف از حالت نسبیت عامی بیشتر است.



شکل۲ : میدان نرده‌ای مرکزی، ϕ_c بر حسب چگالی مرکزی، ρ_c برای ستاره نوترونی در دمای T=0 و T=50 MeV در دو مدل برای مقادیر مختلف β .



شکل۳: جرم ADM برحسب چگالی مرکزی برای ستاره نوترونی در دمای T=0 و T=50 MeV در دو مدل برای مقادیر مختلف β . نتایج مربوط به نسبیت عام نیز با GR نشان داده شده است.

شکل۳ نشان می دهد که ستاره های داغ نرده ای شده نسبت به ستاره های سرد دارای جرم کمتری هستند. در مدل۲ انحراف نتایج گرانش نرده‌ای تانسوری از حالت نسبیت عامی نسبت به مدل۱ کمتر است.

نتیجه گیری

در این مقاله، تاثیر ماده نوترونی داغ را بر نرده‌ای شدن خود به خودی ستاره نوترونی بررسی کردیم. چگالی بحرانی مربوط به آغاز نردش تقریبا مستقل از دمای ستاره است. اما چگالی بحرانی پایان نردش با افزایش دما افزایش می یابد. در ستاره های داغ نسبت به ستاره های سرد میدان نرده‌ای مرکزی می تواند مقادیر بیشتری داشته باشد. برای ستاره های سرد و داغ نرده ای شده, نتایج از حالت نسبیت عامی انحراف پیدا می‌کند. همچنین ستاره های داغ نرده ای شده نسبت به ستاره های سرد کم جرم تر هستند.

مرجع‌ها

[۱] B. Carl, R H. Dicke. "Mach's principle and a relativistic theory of gravitation." *Physical Review* 124, No. 3 (1961): 925.
[۲] D. Thibault, G. Esposito-Farese. "Nonperturbative strong-field effects in tensor-scalar theories of gravitation." *Physical Review Letters* 70, No. 15 (1993): 2220.
[۳] S. Marcelo, D. Sudarsky, U. Nucamendi. "Spontaneous scalarization." *Physical Review D* 58, No. 12 (1998): 124003.
[۴] P. Madappa, I. Bombaci, M. Prakash, P. J. Ellis, J. M. Lattimer, R. Knorren. "Composition and structure of protoneutron stars." *Physics Reports* 280, No. 1 (1997): 1-77.
[۵] M. Raissa FP, N. Ortiz. "Highly compact neutron stars in scalar-tensor theories of gravity: Spontaneous scalarization versus gravitational collapse." *Physical Review D* 93, No. 12 (2016): 124035.
[۶] P. K. Sahu, T. K. Jha, K. C. Panda, and S. K. Patra. "Hot Nuclear Matter in Asymmetry Chiral Sigma Model" Nuclear Physics A 733, No. 1 (2004): 169.

اثر میدان خارجی در سیستم موند بر منحنی دوران کهکشان های SPARC

حامد فاضل مدرس[۱], حسین حقی[۱و۲]

[۱]گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

[۲]دانشگاه بن، موسسه تحقیقاتی هلمهولتز، بن، آلمان

چکیده

در هر نظریه‌ی‌دینامیک گرانشی غیرخطی مانند موند، اصل هم ارزی قوی نقض می‌شود این درحالیست که دینامیک نیوتنی خطی است و از اصل هم ارزی قوی پیروی می‌کند. در نتیجه دینامیک گرانشی درسیستم موند تحت تاثیر میدان گرانشی خارجی که سیستم در آن غوطه‌ور است قرار می‌گیرد. که همین امر خود گزینه مناسبی برای انجام تست روی دینامیک موند می‌باشد که به عنوان اثر میدان گرانشی خارجی یا (EFE) شناخته می‌شود. البته اکثر محققین اثر میدان خارجی را در مطالعه‌ی منحنی دوران کهکشانهای مارپیچی در نظر نمی‌گیرند. ما در این تحقیق منحنی دوران کهکشانها از مجموعه داده های (SPARC) را در چهارچوب نظریه موند و با در نظر گرفتن اثر میدان گرانشی خارجی بررسی کرده و نتایج حاصل را با مشاهدات رصدی مقایسه می‌کنیم. و در قدم بعدی به دنبال معرفی نامزد های مناسب به عنوان چشمه‌ی میدان گرانشی خارجی مورد نظر برای کهکشان‌های نمونه خواهیم بود.

The SPARC galaxies and the External Field Effect of MOND

[1] Hamed Fazel Modarres , [1,2] Hosein Haghi

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), PO Box 11365-9161, Zanjan, Iran

[2]Helmholtz-Institut fur Strahlen und Kernphysik (HISKP), University of Bonn, Nussallee 14 −16, D-53115 Bonn, Germany

Abstract

In any theory of nonlinear gravitational dynamics such as MOND, the principle of strong equivalence is violated, while Newtonian dynamics is linear and obeys the principle of strong equivalence. As a result, the gravitational dynamics in the system remain under the influence of the external gravitational field in which the system is immersed. This is a good option for testing the MOND dynamics, which is known as the external gravitational field effect (EFE). Of course, most researchers do not consider the external field's effect in studying the spiral galaxy curve. In this study, we theorize the periodic curve of galaxies from the SPARC data set by considering the external gravitational field's effect and comparing the results with observational data. In the next step, we will look for proper candidates as the source of the external gravitational field for the sample galaxies.

مقدمه

مسئله جرم گمشده یکی از مشکلات قدیمی ستاره‌شناسی است ، رصدهای انجام شده بر روی سرعت چرخش کهکشان‌های مارپیچ نشان‌دهنده تفاوت ها و اختلافات بسیاری بین داده های رصدی و پیش‌بینی‌های انجام شده توسط دینامیک‌نیوتنی می باشد. طبق پیش‌بینی گرانش‌نیوتنی، منحنی چرخش کهکشان‌ها باید با فاصله گرفتن از مرکز کهکشان حالت نزولی پیدا کرده و سرعت دوران به نسبت فاصله از مرکز کهکشان با افت همراه باشد. درصورتی که شواهد رصدی حاکی از تخت بودن منحنی دوران در نواحی نزدیک به خارج از کهکشان را دارد.

اگرچه مسطح شدن منحنی چرخش کهکشان‌ها یکی از اولین شواهد ماده تاریک بود ، اما یک مقایسه دقیق بین پیش‌بینی های MOND و CDM [6] برای نمونه ای از کهکشانهای مارپیچی با منحنی چرخش دقیق اندازه گیری شده به این نتیجه رسیدند که فرضیه CDM در تولید منحنی دوران های مشاهده شده موفق نیست.[1] نزدیک‌ترین جایگزین برای نظریه ماده تاریک سرد (CDM) دینامیک میلگرومی[1] می باشد که برای اولین بار در سال ۱۹۸۳ پیشنهاد شد.

دینامیک تعمیم یافته‌ی نیوتنی دارای یک معادله‌ی دیفرانسیلی غیرخطی می‌باشد که جز در شرایط خاص قابل حل نیست.

با معرفی پیکربندی شبه‌خطی موند حل مسائل بسیار ساده‌تر می‌شود. این پیکربندی برپایه‌ی یک کنش بنا می‌شود و قوانین بقا در آن حفظ می‌شوند. به دلیل غیرخطی بودن موند اصل هم‌ارزی قوی در این نظریه نقض می‌شود.

مبنای پدیدارشناختی موند شامل دو واقعیت مشاهده شده در مورد کهکشان‌های مارپیچی است:

۱- منحنی‌های چرخش کهکشان‌های مارپیچی به صورت مجانبی مسطح هستند.

۲- در کهکشان‌های مارپیچی بین سرعت چرخش و درخشندگی یک رابطه کاملاً مشخص وجود دارد،که به قانون تالی‌فیشر معروف است[4].

$$M \propto V^4 \qquad (۱)$$

در چارچوب دینامیک کلاسیک میلگرومی، زمانی که شتاب گرانشی بسیار کوچکتر از شتاب بحرانی

$a_0 = 1.2 \times 10^{-10}\ ms^{-2}$ باشد، شتاب جاذبه نیوتنی g_N با همان نسخه در حالت کروی متقارن $g = \sqrt{g_N\, a_0}$ جایگزین می‌شود.

در نسخه غیر نسبیتی MOND ، شتاب یک سیستم ایزوله (g) ، با شتاب نیوتنی (g_N)رابطه دارد:

$$g\mu\left(\frac{g}{a_0}\right) = g_N \qquad (۲)$$

که در آن μ یک تابع گزار می‌باشد.

ما در این تحقیق از تابع گزار استاندارد که انطباق بهتری را برای منحنی کهکشان راه شیری فراهم می کند استفاده می کنیم:

$$\mu_1(x) = x/\left(\sqrt{1+x^2}\right) \qquad (۳)$$

می توان شتاب MOND ، (g) را از نظر شتاب نیوتنی(g_N)بدست آورد:

$$g = g_N \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + 4\left(\frac{a_0}{g}\right)^2}} \quad (٤)$$

در اینجا ، $g_N = \frac{MG}{r}$، r شعاع است و $M = M_d + M_b + M_g$ ، به ترتیب شامل جرم دیسک ستاره ای کل ، بالج و دیسک‌گازی است. مقدار M_d و M_b ، که با مشاهدات نورسنجی تعیین می شوند و می توانند با توجه به نسبت جرم به نور ستاره‌ای $(M * / L)$ ، انتخاب و یا مقیاس بندی کرد. مقدار جرم گاز از مشاهدات HI بدست می آید .

موند همچنین به عنوان یک تعمیم معادله پواسون برای میدان گرانشی نیوتنی فرمول بندی شده است.

از آنجا که کهکشانهای مارپیچی ممکن است تحت تأثیر میدان های خارجی دیگر کهکشانهای مجاور یا خوشه میزبان کهکشانها قرار بگیرند ، به طور کلی نمی توان EFE را در تحلیل منحنی های چرخش نادیده گرفت ما در این مقاله به جای معادله پواسون موند:

$$\nabla.\left[\mu\left(\frac{\nabla\phi}{a_0}\right)\nabla\phi\right] = 4\pi G\rho_t = \nabla^2\phi_N \quad (٥)$$

از معادله پواسون موند با تعمیم اثر میدان خارجی بهره بردیم:

$$\nabla.\left[\mu\left(\frac{a_e+a_i}{a_0}\right)(a_e + a_i)\right] = 4\pi G\rho_g \quad (٦)$$

بنابراین ، از سرعت چرخش موندی با تعمیم اثر میدان خارجی استفاده کردیم:[2]

$$v_{MOND}^2 = v_N^2 \sqrt{1 + \left(\frac{a_e}{g_N}\right)^2} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{a_0}{g_N}\right)^2\right)^2 + 4\frac{(a_e^2+a_i^2)}{g_N^2}} \quad (٧)$$

داده ها

ما در این پروژه به بررسی منحنی دوران ۱۷۵ کهکشان مارپیچ که دارای ویژگی های مختلفی از نظر ریخت‌شناسی(morphology) (از S_0 تا Irr) و درخشندگی (از 10^7 L_{sun} تا 10^{12} L_{sun}) می‌باشد را مورد بررسی قرار می‌دهیم. لازم به ذکر است که تمامی داده‌های لازم در این پروژه از داده‌های بدست آمده توسط داده‌گیری ها و نتایج پروژه (SPARC) انجام شده است. (SPARC) یک مجموعه داده از رصد های مشاهده شده در طول موج مادون قرمز IR تلسکوپ فضایی Spitzer بوده و از پردازش داده های این تلسکوپ بدست آمده است.

از روش کای‌اسکوور برای بدست آوردن برازشی از داده رصدی و نتایج حاصل از موند برای منحنی دوران های کهکشان ها استفاده خواهیم کرد.که در فرمول زیر با جایگذاری سرعت موندی V_{MOND}و سرعت چرخش رصدیV_{obs} به مقایسه نتایج بدست آمده از شواهد رصدی ونتایج پیش بینی های موند می پردازیم:[3]

$$x^2 = \frac{1}{(N-p-1)} \sum_{i=1}^{N} \frac{\left(v_{MOND}^{i} - v_{obs}^{i}\right)}{\sigma_i^2} \quad (۸)$$

در فرمول بالا N تعداد نقاط داده‌های رصدی و p تعداد پارامتر های آزاد به کار رفته و σ_i^2 خطای اندازه گیری سرعت در نقطه i ام می باشد.

نتایج

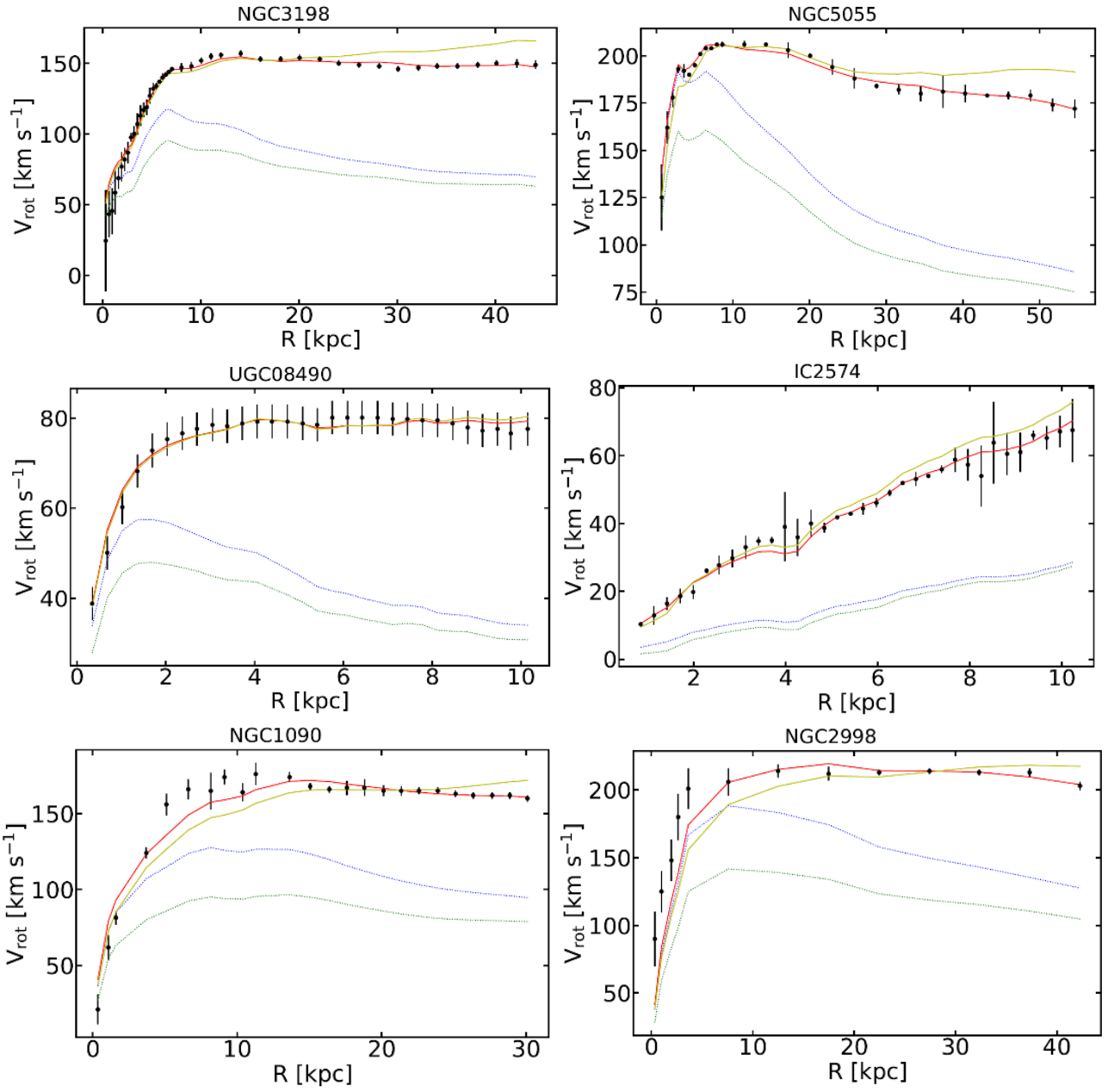
اگرچه موند منحنی چرخش مشاهده شده از طیف زیادی از کهکشان ها را با موفقیت تولید می کند ، اما کهکشان‌هایی با منحنی چرخش در حال کاهش در قسمت های‌خارجی وجود دارند که در چهارچوب موند نتیجه مطلوبی به ما نمی‌دهند.

این پروژه دارای دو فاز کلی می‌باشد:

درفاز اول این پروژه به بررسی و مقایسه منحنی دوران های کهکشان های مختلف با در نظر گرفتن اثر میدان گرانشی خارجی کهکشان‌ها ،خوشه‌های کهکشانی و اجرام مجاور روی دینامیک و منحنی دوران کهکشان مورد نظر می پردازیم و سپس نتایج بدست آمده را بار دیگر بدون در نظر گرفتن اثر میدان خارجی کهکشان‌های مجاور اطراف مورد بررسی قرار می‌دهیم. این کار را برای تک تک کهکشان‌های نمونه یعنی هر ۱۷۵کهکشان نمونه گرفته شده از داده‌های (SPARC) انجام خواهیم داد. تعداد ۲۳ تا از آن ها را طبق مقاله chae 2021 [7] به دلیل کیفیت پایین دیتا ها و داشتن زاویه تمایل کمتر از ۳۰ درجه حذف کردیم. و سپس کدی اتوماتیک که به روش MCMC یا (Markov Chain Monte Carlo) برای ۱۵۳ کهکشان باقیمانده نوشتیم ومقادیر a_e و $(\frac{M}{L})$ را به عنوان پارامتر آزاد قرار دادیم.سپس به بررسی داده ها و استخراج کرنر پلات کهکشان ها بپردازیم. لازم به ذکر است $(\frac{M}{L})_b = 1.4 * (\frac{M}{L})_d$قرار دادیم .منحنی دوران چند نمونه از کهکشان ها در شکل ۱ نشان داده شده است.

در فاز دوم پروژه به دنبال نماینده‌هایی از کهکشان‌های مجاور با کهکشان هدف خواهیم بود که روی کهکشان هدف شتاب خارجی وارد می کنند و سعی در بدست آوردن براوردی از این شتاب خارجی خواهیم داشت. این کار را به کمک دوسایت SIMBAD و NED انجام خواهیم داد. سپس مقایسه ای بین نتایج رصدی بدست آمده از فاز دوم با نتایج بدست آمده ازپیش‌بینی‌های موند در فاز اول خواهیم کرد و به بررسی تطابق آنها خواهیم پرادخت. این مراحل را برای تک تک کهکشان های SPARC انجام خواهد شد.لازم به ذکر است که فاز دوم این پروژه در حال تکمیل است به همین دلیل نتایج این قسمت از پروژه در این مقاله ذکر نشده است. با بررسی منحنی دوران اکثر کهکشان ها می توان به این نتیجه رسید که در کهکشان های با افت در انتهای منحنی دوران،حضور میدان گرانشی خارجی با عث بهبود χ^2 و نزدیکتر شدن منحنی دوران موندی به مشاهدات رصدی می شود.

در ادامه این پروژه به دنبال معرفی نامزدهای مناسب به عنوان چشمه ی میدان گرانشی خارجی مورد نظر برای کهکشانهای ذکر شده خواهیم بود و به بررسی موقعیت فضایی کهکشانها و اجرام نزدیک به آنها می پردازیم که در حال تکمیل می باشد.



شکل ۱. در هر پانل، نقاط سیاه دارای ارور بار ،نشانگر سرعت چرخشی رصدی هر کهکشان(V_{Obs})

منحنی نقطه چین سبز($V_{MOND\ bar}$) نشان دهنده سرعت جرم باریونی بدون در نظر گرفتن میدان خارجی است به عبارت دیگر فقط پارامتر گاما(gama) را به عنوان متغیر آزاد قرار دادیم.

($V_{EFE\ bar}$) منحنی نقطه چین آبی نشانگر سرعت جرم باریونی با در نظر گرفتن میدان خارجی زمانیکه هم پارامتر(e) و هم (gama) را به عنوان پارامتر آزاد در نظرگرفتیم.

منحنی رنگ قرمز(best fit EFE) نشان دهنده منحنی دوران با در نظر گرفتن اثر میدان خارجی برای هر کهکشان است.

منحنی زرد رنگ(best fit MOND) نشانگر منحنی دوران هر کهکشان بدون در نظر گرفتن اثر میدان خارجی می باشد.

جدول ۱. برای هر کهکشان مقدار شتاب میدان خارجی (e) و نسبت جرم به درخشندگی در حضور میدان خارجی ($gama\ (EFE)$) و مقدار کای‌اسکوئر با میدان خارجی ($\chi^2\ (EFE)$) و نسبت جرم به درخشندگی در غیاب میدان خارجی ($gama\ (NoEFE)$) و همچنین مقدار کای اسکوئر بدون میدان خارجی ($\chi^2\ (NoEFE)$) بدست آورده و در این جدول نشان داده ایم.

Name	*e*	*gama (EFE)*	$\chi^2\ (EFE)$	*gama (NoEFE)*	$\chi^2\ (NoEFE)$
UGC08490	$0.083^{+0.033}_{-0.043}$	$1.475^{+0.081}_{-0.076}$	0.23	$0.997^{+0.045}_{-0.044}$	0.24
NGC5055	$0.21^{+0.003}_{-0.003}$	$0.466^{+0.001}_{-0.001}$	4.64	$0.325^{+0.001}_{-0.001}$	39.19
NGC3198	$0.186^{+0.005}_{-0.005}$	$0.675^{+0.007}_{-0.007}$	1.02	$0.442^{+0.004}_{-0.004}$	9.38
NGC2998	$0.332^{+0.029}_{-0.03}$	$0.717^{+0.025}_{-0.024}$	3.05	$0.403^{+0.008}_{-0.008}$	6.58
NGC1090	$0.286^{+0.017}_{-0.018}$	$0.55^{+0.016}_{-0.016}$	2.58	$0.305^{+0.006}_{-0.006}$	6.97
IC2574	$0.105^{+0.007}_{-0.007}$	$0.132^{+0.012}_{-0.012}$	1.33	$0.027^{+0.002}_{-0.002}$	6.90

مراجع

Milgrom M., 2015, MNRAS, 454, 3810
Haghi, H., Bazkiaei, A. E., Zonoozi, A. H. & Kroupa, P. Mon. Not. 458, 4172-4187(2016)
Amir Ghari, Benoit Famaey, Chervin Laporte, and Hosein Haghi A&A 623, A123 (2019)
Sanders R. H., McGaugh S. S., 2002, ARA&A, 40, 263
Kroupa P., et al., 2010, A&A, 523, A32
Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, ApJ, 462, 563
KH Chae, H Desmond, F Lelli, SS McGaugh, JM Schombert., 2021, ApJ ,921 (2), 104

مقایسه‌ی زمان تشکیل نواحی درونی و بیرونی کهکشان‌ها با استفاده از تحلیل تاریخچه ستاره‌زایی تفکیکی

محمد ریاحی زمین [۱،۲]، معین مصلح [۲و۱]

[۱] بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

[۲] رصدخانه ابوریحان بیرونی، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده

در این پژوهش به بررسی زمان انباشت جرم‌ستاره‌ای در قسمت‌های درونی و بیرونی کهکشان‌ها پرداخته شده است. کهکشان‌های مورد مطالعه در بازه‌ی انتقال به سرخ ۵/۰ تا ۷/۰ از داده‌های تلسکوپ فضایی هابل و با جرم ستاره‌ای بیشتر از $Log\left(\frac{M_*}{M_{sun}}\right) = 10.4$ انتخاب شده‌اند. با استفاده از برازش توزیع انرژی طیفی خانه‌ی تصویر هر یک از کهکشان‌ها، تاریخچه‌ی ستاره‌زایی قسمت‌های درونی (کمتر از ۳ کیلوپارسک مرکزی) و بیرونی ساخته شده و با استفاده از آن تاریخچه‌ی تجمیع و زمان پیدایش جرم ستاره‌ای هر کدام از قسمت‌های ساختاری کهکشان‌ها محاسبه گشته است. نتایج این تحقیق نشان می‌دهد که قسمت‌های درونی کهکشان‌ها فارغ از ستاره‌زا و غیرستاره‌زا بودن، سریع‌تر از قسمت‌های بیرونی تشکیل شده است. همچنین جرم ستاره‌ای در کهکشان‌های ستاره‌زا، در قسمت‌های درونی و بیرونی بطور متوسط با اختلافی در حدود ۴۰۰ میلیون سال شکل گرفته‌اند و این نشان‌دهنده مقدم بودن شکل‌گیری قسمت‌های مرکزی در این کهکشان‌ها است. این موضوع می‌تواند تاییدی بر فرآیند رشد از درون به بیرون کهکشان‌ها باشد.

Comparison of the formation time of the inner and outer parts of galaxies using spatial star formation history analysis

Mohammad Riahi Zamin[1,2], Moein Mosleh[1,2]

[1] *Department of Physics, School of Science, Shiraz University, Shiraz*

[2] *Biruni Observatory, School of Science, Shiraz University, Shiraz*

We study the formation time of the stellar mass assembly inside and outside of the galaxies. The galaxies are selected from the Hubble Space Telescope observations within the redshift range of 0.5 and 0.7 and the with the stellar mass of Log(M*) > 10.4 solar masses. Using pixel-by-pixel spectral energy distribution (SED) fitting, the total star formation histories of the inner (<3 kpc) and outer regions are constructed and hence their stellar mass assembly histories are estimated. The results show that the inner regions are formed faster than the outer regions (regardless of their star-formation rates). Moreover, the central regions of the star-forming galaxies are formed about 400 Myr earlier than the outer regions at these redshifts. The result indicates the inside-out formation scenario of the galaxies.

مقدمه

یکی از مهم‌ترین پرسش‌ها در مبحث تحول کهکشان‌ها، چگونگی شکل‌گیری جزئیات ساختاری آنها می‌باشد. برای نمونه، قسمت‌های مرکزی کهکشان‌ها که به دوکوهه یا بالج معروف هستند، توزیع جرمی متفاوتی نسبت به قرص کهکشان دارند، بنابراین فرآیندهای فیزیکی متفاوتی موجب پیدایش این مولفه‌های ساختاری شده‌اند[۱]. درک چگونگی نحوه‌ی انباشت جرم ستاره‌ای در قسمت‌های مختلف کهکشان، می‌تواند کلیدی برای قیدگذاری بر روی فرآیندهای فیزیکی دخیل در شکل گیری کهکشان‌ها باشد. عواملی همچون ناپایداری‌های گرانشی و از دست دادن تکانه‌ی زاویه‌ای توده‌های ستاره‌ای (یا گازی) و ادغام آنها، شارش سریع گاز به قسمت‌های مرکزی و ناپایداری‌های قرص ستاره‌ای، از مدل‌های پیشنهادی جهت تشکیل ساختارهای مرکزی کهکشان‌ها عنوان شده‌اند[۲]. تاثیر هر یک از فرآیندها، از طریق مطالعه‌ی جزیی (یا فضایی) ویژگی‌های فیزیکی همانند سن جمعیت ستاره‌ای، ترکیبات فلزی، میزان گاز و اثرات سینماتیک قابل بررسی هستند[۳]. مطالعات متفاوت نشان داده‌اند که کهکشان‌ها طی زمان قرارگیری بر روی رشته‌اصلی ستاره‌زایی (رابطه جرم ستاره‌ای – آهنگ ستاره‌زایی)

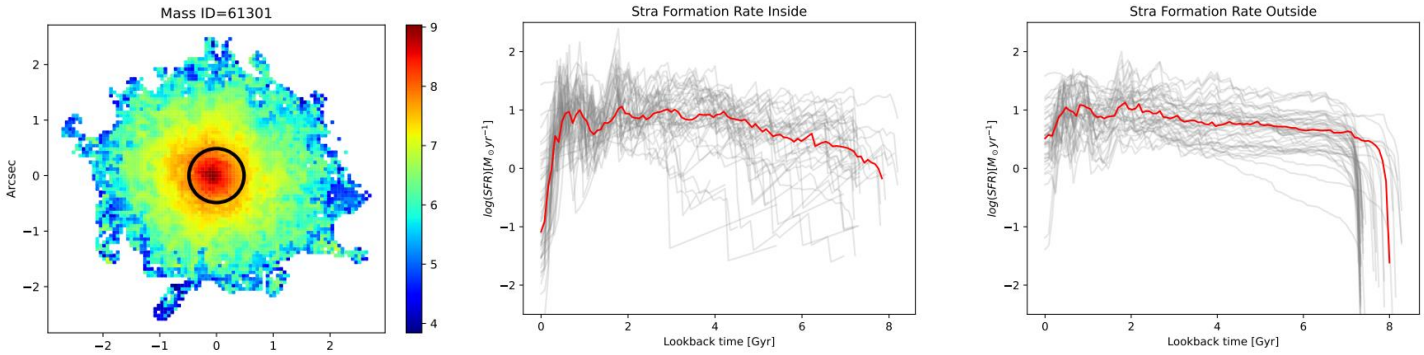
در انتقال به سرخ‌های بالا قسمت‌های درونی خود را تشکیل داده‌اند در حالی که قسمت‌های بیرونی متاخرتر شکل گرفته‌اند[۴]. بنابراین مطالعه‌ی قسمت‌های جزئی کهکشان و بصورت تفکیک شده اطلاعات بسیار سودمندی از نحوه‌ی شکل‌گیری و تحول آنها ارایه خواهد کرد. از لحاظ رصدی، یکی از روش‌های مطالعه‌ی نحوه‌ی انباشت جرم ستاره‌ای، بدست آورن تاریخچه‌ی ستاره‌زایی کهکشان‌هاست. بویژه، چنانچه این تاریخچه به صورت تفکیک شده در قسمت‌های مختلف کهکشان مورد بررسی قرار گیرد، می‌توان در خصوص زمان شکل‌گیری مولفه‌های ساختاری مختلف و تقدم و تاخر پیدایش هر ناحیه برآورد اولیه‌ای داشت. با این حال، بدست آوردن تاریخچه‌ی ستاره‌زایی دقیق هر ناحیه از کهکشان، به فرض‌های مدل فیزیکی تاریخچه ستاره‌زایی و پیچیدگی‌های محاسباتی مربوطه وابسته است[۵].

یکی از روش‌های نوین برای ساده‌سازی محاسبه‌ی تاریخچه‌ی ستاره‌زایی، در نظرگرفتن مدل‌های ساده‌تر برای قسمت‌های بسیار جزئی‌تر کهکشان و ترکیب نهایی آنها با هم است. چراکه قسمت‌های جزیی هر کهکشان را می‌توان با فرض یک جمعیت ستاره‌ای ساده و یا ترکیب تعداد اندکی از جمعیت‌های ستاره‌ای در نظر گرفت و قاعدتا استفاده از مدل‌های ساده‌ی تاریخچه‌ی ستاره‌زایی همانند مدل‌های نمایی- کاهشی، یا مدل‌های نمایی- تاخیری، تا حدود زیادی توضیح‌دهنده‌ی سن و دیگر جزییات جمعیت ستاره‌ای مشاهده شده در آن ناحیه خواهد بود[۶]. در این مطالعه تلاش شده است تا با استفاده از بازسازی تاریخچه‌ی ستاره‌زایی نواحی مختلف کهکشان، از طریق ترکیب تاریخچه‌ی ستاره‌زایی تفکیکی تعدادی از کهکشان‌ها در انتقال به سرخ‌های میانی، تاریخچه انباشت جرم ستاره‌ای در قسمت‌های مختلف کهکشان‌ها و به بیانی، زمان پیدایش مولفه‌های ساختاری مرکزی و بیرونی آنها را مورد بررسی قرار داد.

داده‌ها و روش تحلیل

در این پژوهش، تعداد ۴۵ کهکشان با جرم‌ستاره‌ای بیشتر از $\boldsymbol{Log\left(\frac{M_*}{M_{sun}}\right) = 10.4}$ در بازه‌ی انتقال به سرخ ۰/۵ الی ۰/۷ از پروژه‌ی HLF [۷]، برروی ناحیه‌ی GOODSS[۸] رصد شده توسط تلسکوپ فضایی هابل در ۱۳ بازه‌ی طول موجی انتخاب شده‌اند. از آنجایی که در پروژه‌ی HLF، از طول‌موج‌های ناحیه‌ی فرابنفش مرجع استفاده شده است، بازیابی تاریخچه‌ی ستاره‌زایی، بویژه محاسبه‌ی آهنگ ستاره‌زایی اخیر، قابل اطمینان‌تر است. برای هر کهکشان، ابتدا تصاویر بر هم منطبق شده، سپس به بیشترین تابع نقطه پخش در صافی H160 تصحیح و بعد از آن شار هر خانه‌ی تصویر در طول‌موج‌های مختلف تفکیک شده است. سپس بر روی شارهای محاسبه شده برای هر خانه‌ی تصویر، برازش توزیع انرژی طیفی با استفاده از کد isedfit[۹] انجام شده است. برای این منظور مدل تاریخچه‌ی ستاره‌زایی کاهشی – نمایی فرض شده است. همچنین مدل تحول ستاره‌ای بروژول و شارلوت [۱۰] و تابع جرم اولیه کلزتی [۱۱] مورد استفاده قرار گرفته است. از آنجایی که هرکدام از کهکشان‌ها بیش از ده هزار خانه‌ی تصویر دارند، زمان پردازش زیادی را به خود اختصاص می‌دهد و این باعث کم شدن نمونه‌ی آماری مورد مطالعه بوده است.

در نمودار سمت چپ شکل شماره‌ی ۱ تصویر توزیع جرمی یکی از کهکشان‌های نمونه نشان داده شده است. برای بررسی زمان شکل‌گیری قسمت‌های مختلف، نواحی بیرونی و درونی با دهانه‌ای به شعاع ۳ کیلوپارسک از هم تفکیک شده‌اند. تاریخچه‌ی ستاره‌زایی خانه‌های تصویر هر ناحیه با هم ترکیب و تاریخچه‌ی ستارزایی قسمت‌های درونی و بیرونی محاسبه گشته‌اند. نمودار میانی و سمت راست شکل ۱، نشان‌دهنده‌ی تاریخچه ستاره‌زایی هر ناحیه است. منحنی قرمز نشان‌دهنده‌ی متوسط تاریخچه‌ی ستاره‌زایی کل نواحی درونی و بیرونی کهکشان‌های مورد مطالعه است. با استفاده از تاریخچه‌های ستاره‌زایی در هر ناحیه، آهنگ انباشت جرم ستاره‌ای محاسبه شده و با تخمین زمان تجمیع ۹۰ درصد جرم در هر ناحیه، سن شکل‌گیری قسمت‌های مختلف بدست آمده است.



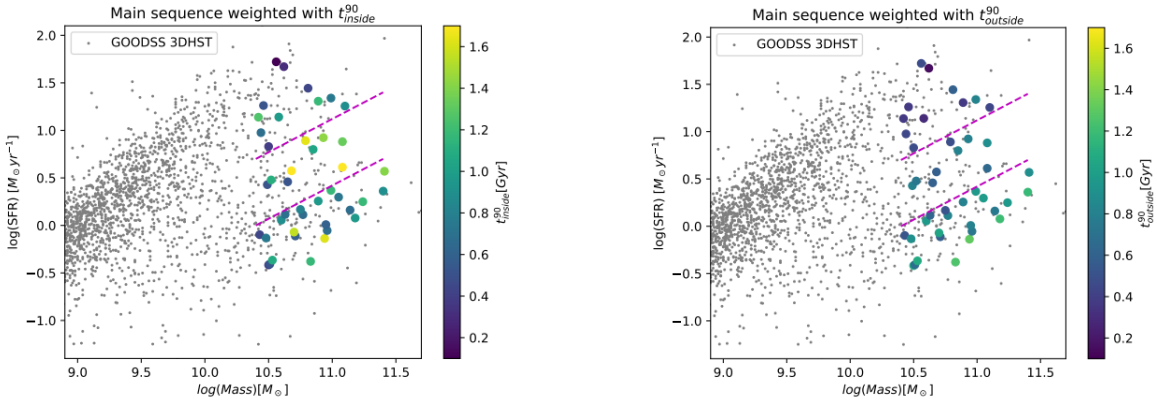
شکل شماره ۱: نمودار سمت چپ، نشان‌دهنده‌ی نقشه‌ی توزیع جرم ستاره‌ای یک کهکشان نمونه و اندازه‌ی دهانه‌ی انتخابی ۳ کیلوپارسکی جهت جداکردن نواحی درونی و بیرونی را نشان می‌دهد. نمودارهای میانی و سمت راست، تاریخچه ستاره‌زایی تجمیعی نواحی درونی و بیرونی کهکشان‌ها را نشان می‌دهد.

نتایج

در شکل ۲، موقعیت کهکشان‌های مورد مطالعه بر روی نمودار رشته‌ی اصلی یا رابطه‌ی بین آهنگ ستاره‌زایی و جرم ستاره‌ای کهکشان‌ها در بازه‌ی انتقال به سرخ کمتر از یک نشان داده شده است. نقاط خاکستری، کل کهکشان‌های درون میدان GOODSS محاسبه شده از پروژه‌ی 3D-HST است. دایره‌های رنگی، کهکشان‌های مورد مطالعه در این پژوهش هستند. به منظور مقایسه‌ی زمان پیدایش قسمت‌های بیرونی و درونی کهکشان‌ها، هرکهکشان متناسب با زمان پیدایش t_{90}، رنگ‌بندی شده‌اند. نمودار سمت چپ، مربوط به نواحی مرکزی و نمودار سمت راست مرتبط با نواحی بیرونی است. خطوط خط‌چین صورتی، به صورت تقریبی تفکیک نواحی نزدیک رشته‌ی اصلی (بالا)، ناحیه غیر ستاره‌زا (پایین) و نواحی میانی یا گذار (ناحیه‌ی بین خط‌چین) را نشان می‌دهند. همانطور که در نمودار سمت چپ مشاهده می‌شود، کهکشان‌هایی که بر روی رشته‌ی اصلی هستند، در زمان‌های متاخر در حدود چندصد میلیون سال گذشته (نسبت به سن کهکشان در زمان رصد)، ساختار مرکزی خود را تشکیل داده‌اند. این در حالی است که در کهکشان‌های غیرستاره‌زا این زمان نزدیک به یک میلیارد سال گذشته است. نمودار سمت راست نیز به روشنی بیانگر زمان تشکیل متفاوت ساختارهای بیرونی برای کهکشان‌ها در نواحی ستاره‌زا و غیرستاره زاست.

اختلاف بین زمان شکل‌گیری قسمت‌های بیرونی و درونی برای کهکشان‌های ستاره‌زا و نزدیک به رشته‌ی اصلی، به طور متوسط حدود ٤٠٠ میلیون سال محاسبه شده است که این اختلاف نشان‌دهنده‌ی این است که قسمت‌های بیرونی متاخرتر از قسمت‌های درونی کهکشان‌ها شکل گرفته‌اند. ولی برای کهکشان‌های غیرستاره‌زا، این اختلاف کمتر از ۲۰۰ میلیون سال بدست آمده است که با توجه به خطای بیشتر سیگنال به نوفه در قسمت‌های بیرونی، این تفاوت بخشی از خطای محاسباتی در نظر گرفته می‌شود.

بایستی توجه داشت که با توجه به بازه‌ی جرمی کهکشان‌های منتخب، نواحی بیرونی، بویژه برای کهکشان‌های غیرستاره‌زا می‌توانند متاثر از ادغام‌های کوچک کهکشانی نیز باشند. با این حال در مجموع می‌توان چنین برداشت کرد که زمان شکل‌گیری قسمت‌های بیرونی و قسمت‌های درونی در این کهکشان‌ها، در زمان کوتاه‌تری نسبت به کهکشان‌های ستاره‌زا رخ داده است و یا ادغام‌های کوچک تاثیری در افزایش ستاره‌زایی نشده‌اند.



شکل شماره ۲: رابطه‌ی میان آهنگ ستاره‌زایی و جرم ستاره‌ای کهکشان‌ها در انتقال به سرخ‌های کمتر از یک را نشان می‌دهند. نقط رنگی، کهکشان‌های انتخاب شده هستند که بر اساس زمان پیدایش کدرنگی گرفته‌اند. نمودار سمت چپ مربوط به نواحی درونی و نمودار سمت راست به نواحی بیرونی کهکشان‌ها مرتبط است.

نتیجه‌گیری

مطالعه‌ی جزئی ساختارهای انواع مختلف کهکشان‌ها در انتقال به سرخ‌های متفاوت، ابزار مناسبی برای بررسی فرآیندهای غالب بر تحول کهکشان‌هاست. در این میان مطالعه‌ی تاریخچه‌ی ستاره‌زایی جزئی، از اهمیت زیادی برخوردار است، چراکه امکان بررسی نحوه‌ی توزیع و تجمیع جرم ستاره‌ای در نقاط مختلف کهکشان را به ما می‌دهد. در این پژوهش، با استفاده از تاریخچه‌ی ستاره‌زایی جزئی، زمان شکل‌گیری قسمت‌های درونی و بیرونی کهکشان‌ها در فازهای مختلف ستاره‌زایی با هم مقایسه شده‌اند. نتیجه‌ی این مطالعه نشان می‌دهد که قسمت‌های درونی کهکشان‌ها فارغ از موقعیت آنها بر روی نمودار رشته‌ی اصلی، سریع‌تر از قسمت‌های بیرونی شکل گرفته‌اند. به صورت کمی اختلاف بین زمان شکل‌گیری قسمت‌های بیرونی و درونی محاسبه شده است که این اختلاف در حدود ۴۰۰ میلیون سال گزارش شده است. این بدین معنی است که قسمت‌های بیرونی جوان‌تر از قسمت‌های درونی هستند. لازم به ذکر است که این پژوهش با نمونه‌ی آماری کمی صورت گرفته است که می‌توان برای مطالعات آینده این نمونه را افزایش داد و برای تعداد بیشتری کهکشان این مسئله را بررسی نمود. همچنین در این مطالعه ساده‌ترین نوع مدل ستاره‌زایی برای هر خانه تصویر در نظر گرفته شده است که می‌توان مدل‌های تاریخچه‌ی ستاره‌زایی پیچیده‌تری نسبت به مدل کاهشی-نمایی درنظر گرفت.

مرجع‌ها

[1] Shen, Shiyin, et al. *"The size distribution of galaxies in the Sloan Digital Sky Survey." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **343.3** (2003): 978-994.
[2] Wellons, Sarah, et al. *"The formation of massive, compact galaxies at z= 2 in the Illustris simulation." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **449.1** (2015): 361-372.
[3] Mosleh, Moein, et al. *"Galaxy Sizes Since z= 2 from the Perspective of Stellar Mass Distribution within Galaxies." The Astrophysical Journal* **905.2** (2020): 170.
[4] van der Wel, Arjen, et al. *"Geometry of Star-forming Galaxies from SDSS, 3D-HST, and CANDELS." The Astrophysical Journal Letters* **792.1** (2014): L6
[5] Lower, Sidney, et al. *"How well can we measure the stellar mass of a galaxy: the impact of the assumed star formation history model in SED fitting." The Astrophysical Journal 904.1* (2020): 33.

[6] Giménez-Arteaga, Clara, et al. *"Spatially Resolved Properties of High Redshift Galaxies in the SMACS0723 JWST ERO Field." arXiv preprint arXiv*:**2212.08670** (2022).
[7] Whitaker, Katherine E., et al. *"The Hubble Legacy Field GOODS-S Photometric Catalog." The Astrophysical Journal Supplement Series* **244.1** (2019): 16.
[8] Skelton, Rosalind E., et al. *"3D-HST WFC3-selected photometric catalogs in the five CANDELS/3D-HST fields: photometry, photometric redshifts, and stellar masses." The Astrophysical Journal Supplement Series* **214.2** (2014): 24.
[9] Moustakas, John, et al. *"PRIMUS: Constraints on star formation quenching and galaxy merging, and the evolution of the stellar mass function from z= 0–1." The Astrophysical Journal* **767.1** (2013): 50.
[10] Bruzual, G., and Stephane Charlot. *"Stellar population synthesis at the resolution of 2003." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **344.4** (2003): 1000-1028.
[11] Calzetti, Daniela, et al. *"The dust content and opacity of actively star-forming galaxies." The Astrophysical Journal* **533.2** (2000): 682.

بررسی تابش میلیمتری در کهکشان های نزدیک: NGC2146 و NGC2976

گلشن اجلالی، فاطمه طباطبایی ، و همکاران در گروه IMEGIN

پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی، تهران

چکیده

رصد تابش پیوستار کهکشان ها در طول موج های میلیمتری نقش اساسی در مطالعه ویژگی های فیزیکی محیط میان ستاره ای آنها دارد، چرا که می تواند قسمت فرکانس پایین طیف انرژی کهکشان ها را مقید کند. در این پژوهش، داده های رصدی دو کهکشان NGC2146 (مارپیچی ستاره زا) و NGC2976 (کوتوله نامنظم) توسط ابزار نیکا۲ مستقر بر تلسکوپ ۳۰ متری ایرام به عنوان بخشی از پروژه IMEGIN ارائه شده است. با استفاده از رصد انجام شده و داده های مکمل در طول موج های فروسرخ دور و رادیویی، طیف انرژی این دو کهکشان را در این بازه طول موجی به صورت کلّی و جزئی مدل کرده ایم. جرم کل غبار در NGC2146 و NGC2976 به ترتیب $(\mathbf{4.88 \pm 0.5}) \times \mathbf{10^7 M_\odot}$ *و* $(\mathbf{1.02 \pm 0.1}) \times \mathbf{10^6 M_\odot}$ *گزارش می شود. ضریب تابش غبار در NGC2146 مقادیر مشابه راه شیری در ناحیه ی مرکزی نشان می دهد و از مرکز به سمت بیرون قرص، روند کاهشی دارد. در مقابل، در NGC2976 ضریب تابش غبار کوچکتر و یکنواخت تر توزیع شده است. روابط کالیبراسیون بین نرخ ستاره زایی و تابش میلیمتری در این دو کهکشان ارائه شده است. هم چنین، نسبت غبار به گاز در کهکشان NGC2976 در هر پیکسل ارائه شده است که نسبت معکوس با دما نشان می دهد. در نهایت در مورد نقش تابش زمینه بین ستاره ای و نقش آن در نابودسازی ذرات غبار و هم چنین نسبت گاز مولکولی به اتمی در این کهکشان کوتوله بحث شده است.*

Investigating Millimeter Emission in Nearby Galaxies: NGC2146 and NGC2976

G. Ejlali, F. S. Tabatabaei , and collaborators from IMEGIN Consortium

School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

Observing galaxies in millimeter continuum emission is vital to study the physical properties of the dusty interstellar medium as it provides constraints on the low-frequency end of the dust spectral energy distribution (SED). We present observations of NGC2146 (starburst spiral) and NGC2976 (peculiar dwarf) with the NIKA2 camera on the IRAM-30m telescope, as part of the IMEGIN project. Combined with available FIR and radio continuum observations, we model the radio-to-infrared SEDs of these two galaxies, both globally and locally, using a Bayesian method. The total dust mass estimated is $(4.88 \pm 0.5) \times 10^7 M_\odot$ *and* $(1.02 \pm 0.1) \times 10^6 M_\odot$ *in NGC2146 and NGC2976, respectively. We find a Galactic value for the dust emissivity index in the center of NGC2146 decreasing towards its outer disk. It is however flatter and smoothly distributed in NGC2976. We present calibration relations between mm emission and star formation rate (SFR). We also present a dust-to-gas ratio (DGR) map for NGC2976 and find a reverse relation between DGR and dust temperature. Lastly, we deduce an important role of the radiation field and star formation feedback in the shattering and dissociation of dust grains and the molecular-to-atomic gas ratio in the dwarf galaxy.*

مقدمه

غبار یکی از مهمترین اجزای تشکلی دهنده ی محیط میان ستاره ای در کهکشان هاست و کاتالیزور اصلی تشکیل مولکول ها و در نتیجه هسته های سرد و پیش ستاره ها به شمار می رود. مطالعه ی طیف انرژی غبار در یک کهکشان می توانیم ویژگی های فیزیکی غبار میان ستاره ای، مثل دما، جرم و ضریب تابش غبار را اندازه بگیریم. طیف غبار از طور موج حدود ۵ میکرومتر تا حدود ۳ میلیمتر را در بر می گیرد. این طیف در طول موج های فروسرخ دور مربوط به «غبار گرم» و در طول موج های میلیمتری نشئت گرفته از «غبار سرد» است.

برای مدل کردن ویژگی های غبار سرد، دسترسی به داده های رصدی در طول موج های میلیمتری نقش تأیین کننده ای دارد و باعث می شود بتوانیم طیف انرژی غبار سرد را بهتر مقید و جرم کل غبار را بهتر اندازه گیری کنیم.

داده ها

در این پژوهش، دو کهکشان نزدیک (فاصله کمتر از ۲۰ مگاپارسک) NGC2146 (مارپیچی ستاره زا) و NGC2976 (نامنظم کوتوله) در طول موج های پیوستار ۱,۱۵ و ۲ میلیمتری توسط ابزار نیکا۲، قرار گرفته روی تلسکوپ رادیویی ۳۰ متری ایرام در اسپانیا، برای اولین بار رصد شدند. این رصدها به عنوان بخشی از پروژه ی بزرگ IMEGIN انجام گرفت. داده های رصدی توسط نرم افزار مخصوص کاهش یافته و تحلیل شد. رزولوشن تصاویر نهایی ۱۲ و ۱۸ ثانیه ی قوس به ترتیب در ۱ و ۲ میلیمتر می باشد. در کنار داده های نیکا۲، داده هایی از تلسکوپ اسپیتزر ($\lambda = 24\mu m$)، هرشل ($\lambda = 70, 100, 160, 250, 350, 500\ \mu m$)، پلانک ($\lambda = 1.3\ mm$)، VLA ($\lambda = 18, 21\ cm$) و افلزبرگ ($\lambda = 6cm$) به عنوان داده های مکمل مورد استفاده قرار گرفتند.

چهارچوب نظری و روش تحلیل داده

تابش پیوستار کهکشان ها در طول موج های میلیمتری از سه جزء اساسی تشکیل شده است. جزء اول تابش گرمایی ناشی از فرایند آزاد-آزاد است که با طول موج رابطه ی توانی به صورت $S_\nu^{\text{free-free}} = A_1\,\nu^{-0.1}$ دارد. جزء دوم، تابش غیر گرمایی ناشی از فرایند سینکروترون است که به صورت $S_\nu^{\text{syn}} = A_2\,\nu^{-\alpha_{\text{syn}}}$ مدل می شود. در این رابطه α_{syn}، ضریب تابش سینکروترون است که می تواند در شرایط فیزیکی مختلف در محیط میان ستاره ای تغییر بکند و A_1 و A_2 ضرایب ثابتی هستند که سهم تابش آزاد-آزاد و سینکروترون را مشخص می کند.. جزء سوم تابش میلیمتری، تابش گرمایی ناشی از غبار است که می توان آن را با تابش یک «جسم خاکستری» به صورت $S_\nu^{\text{dust}} = \frac{\kappa_\nu M}{D^2} B_\nu(T,\nu)$ تقریب زد. در این رابطه M و T جرم و دمای غبار، κ_ν ضریب کِدِری غبار، و B_ν تابع پلانک است. این مدل در مجموع ٦ پارامتر آزاد دارد که باید با استفاده از داده ها مشخص و مقید بشوند. آنها عبارتند از جرم، دما و ضریب کدری غبار، سهم تابش آزاد-آزاد، سهم تابش سینکروترون و ضریب توانی تابش سینکروترون. برای مقید کردن ٦ پارامتر آزاد گفته شده، از داده های رصدی در ۱۲ طول موج متمایز استفاده می کنیم. برای برازش مدل به داده ها، از روش زنجیره مارکوف مونته کارلو MCMC استفاده می کنیم. در این پژوهش، در مرحله ی اول، طیف غبار این دو کهکشان را به صورت سرتاسری مدل می کنیم، به این معنی که کل کهکشان را یک نقطه در نظر می گیریم و شدت شار تابشی در طول موج های مختلف را برای کل کهکشان یکجا اندازه گیری می کنیم و ویژگی های سرتاسری غبار در کل کهکشان را به دست می آوریم. در مرحله ی دوم، مدل سازی طیف غبار را برای هر پیکسل انجام می دهیم و ویژگی های غبار را در نقاط مختلف کهکشان ها مورد بررسی و مقایسه قرار می دهیم.

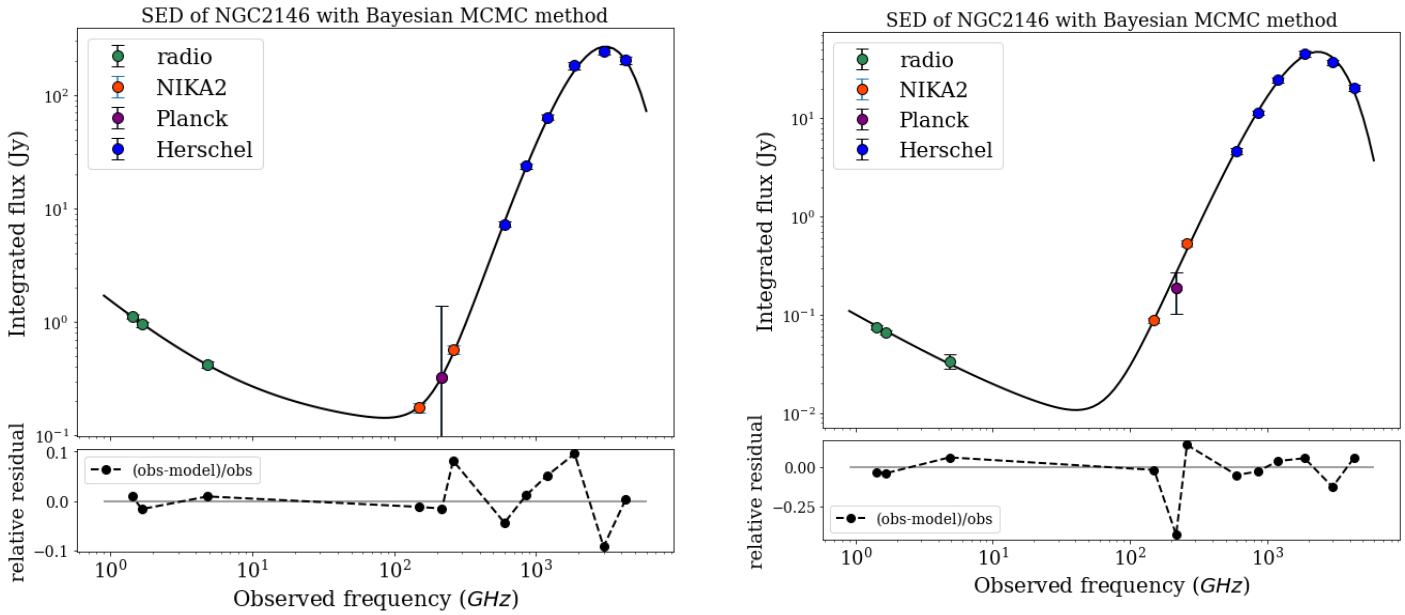
نتایج

در مرحله ی اول، به مدل سازی طیف غبار به صورت سرتاسری برای هر یک از کهکشان ها پرداختیم. برای اینکار، از داده های مختلف در ۱۲ طول موج مختلف استفاده می کنیم. در هر طول موج، شار تابشی را در محدوده ای به شعاع ۲٦۰ و ۲۲۰ ثانیه قوسی به ترتیب برای NGC2146 و NGC2976 اندازه گیری می کنیم. سپس با روش MCMC، ٦ پارامتر آزاد را برای هر کهکشان مشخص می کنیم. نتایج در جدول 1 نوشته شده اند و طیف انرژی سرتاسری دو کهکشان در شکل 3 نمایش داده شده است.

جدول 1 مقادیر پارامترهای آزاد مدل سازی غبار در مدل سازی سرتاسری دو کهکشان مطالعه شده

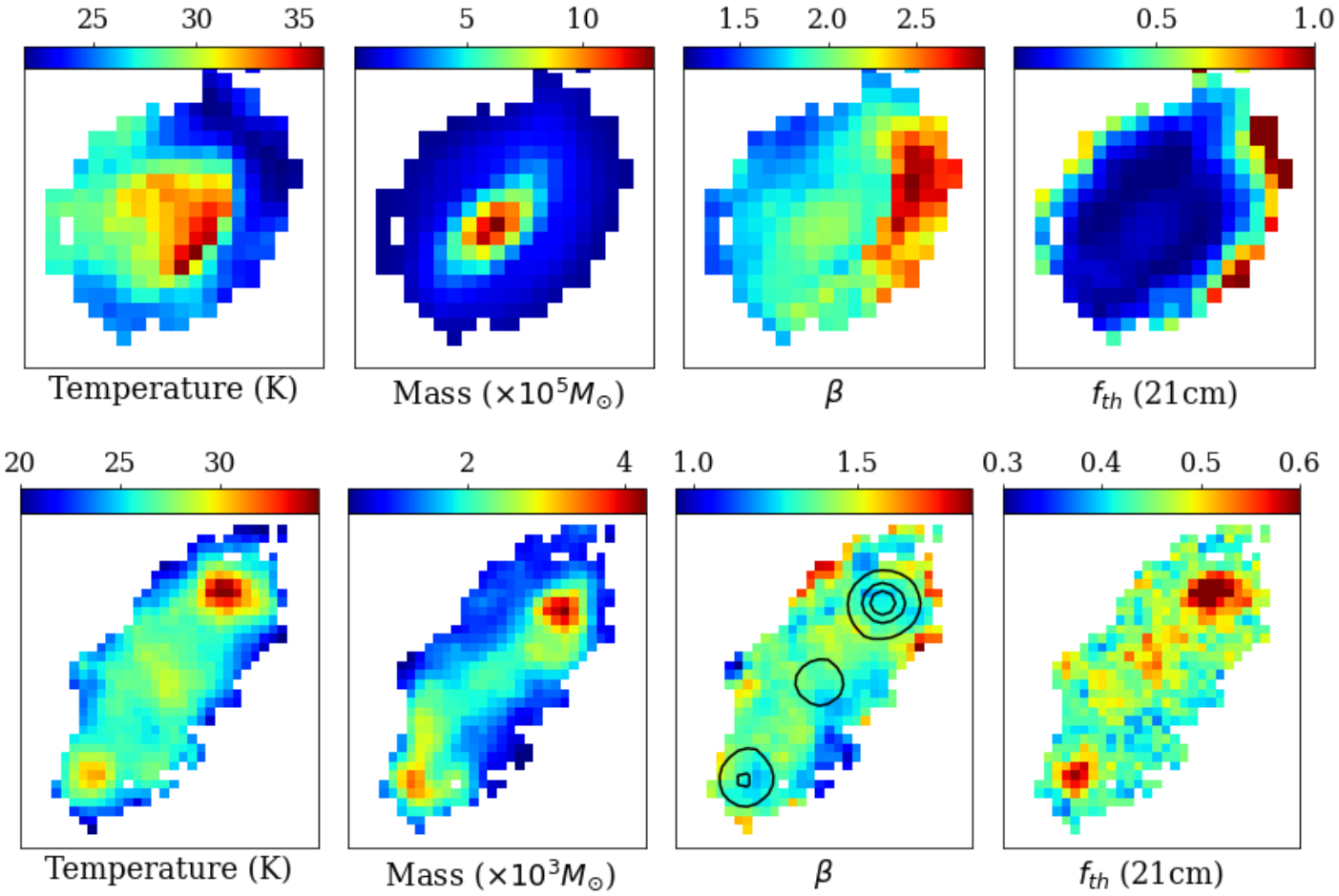
پارامتر	NGC2146	NGC2976
$M_{dust}(M_{\odot})$ جرم غبار	$(4.88^{+0.52}_{-0.52}) \times 10^7$	$(1.02^{+0.08}_{-0.07}) \times 10^7$
$T_{dust}(K)$ دمای غبار	$30.98^{+1.21}_{-0.19}$	$26.69^{+0.62}_{-0.64}$
β ضریب کدری غبار	$1.83^{+0.10}_{-0.09}$	$1.27^{+0.06}_{-0.05}$
A_1 سهم تابش آزاد-آزاد	$0.15^{+0.02}_{-0.03}$	$0.007^{+0.01}_{-0.01}$
A_2 سهم تابش سینکروترون	$1.35^{+0.08}_{-0.08}$	$0.0092^{+0.01}_{-0.01}$
α_{syn} ضریب تابش سینکروترون	$1.06^{+0.12}_{-0.11}$	$0.82^{+0.39}_{-0.22}$

در ادامه طیف غبار را برای هی پیکسل در هر یک از این دو کهکشان مدل می کنیم. در این مرحله، به دلیل رزولوشن ناکافی، فقط از داده ها در ۸ طول موج (شامل ۲ طول موج نیکا۲) استفاده می کنیم. هم چنین برای بهتر مقید کردن طیف غبار، ضریب تابش سینکروترون را ثابت در کل کهکشان ثابت در نظر می گیریم و بنابراین ۵ پارامتر آزاد باقیمانده را مشخص می کنیم. نقشه ی مقدار هر یک از پارامترهای آزاد برای دو کهکشان در شکل ٤ آمده است. در هر دو کهکشان، بیشترین جرم غبار را در نقاط ستاره زا شاهد هستیم. همبستگی معناداری بین جرم غبار و دمای غبار گزارش نمی کنیم. دامنه تغییرات غبار در کهکشان NGC2146 (کهکشان ستاره زا) بالاتر از دامنه تغییرات دمای غبار در NGC2976 (کهکشان کوتوله) است. ضریب کدری غبار در کهکشان NGC2146 روند کاهشی از مرکز به سمت بیرون قرص کهکشان را نشان می دهد، اما در NGC2976 توزیع بکنواخت تری و تغییرات محدودتری دارد. همبستگی معکوس ضعیفی بین دمای غبار و ضریب کدری غبار گزارش می شود.



شکل 3 طیف انرژی دو کهکشان (راست) NGC2976 و (چپ) NGC2146 که با مدل کردن طیف غبار و برازش ٦ پارامتر آزاد به دست آمده است. نقاط قرمز، رصد انجام شده در این پژوهش را نمایش می دهند.

در ادامه گزارش می کنیم که همبستگی معنادار بین دمای غبار و نرخ ستاره زایی هر دو کهکشان مشاهده می شود. هم چنین، همبستگی معکوس بین دمای غبار و نسبت جرمی گاز به غبار در کهکشان NGC2976 مشاهده می شود که نشان دهنده ی نقش تابش زمینه ای در محیط میان ستاره ای این کهکشان در نابودی ذرات غبار دارد.



شکل ٤ این تصاویر، نقشه ی ویژگی های فیزیک غبار را در کهکشان های (بالا) NGC2146 و (پایین) NGC2976 نشان می دهند. از سمت چپ دمای غبار، جرم غبار، ضریب کدری غبار و سهم تابش آزاد-آزاد در هر پیکسل نمایش داده شده است.

مرجع‌ها

[1] Tabatabaei, F. S. & Berkhuijsen, E. M. 2010, A&A, 517, A77
[2] Tabatabaei, F. S., Braine, J., Xilouris, E. M., et al. 2014, A&A, 561, A95
[3] Tabatabaei, F. S., Schinnerer, E., Krause, M., et al. 2017, ApJ, 836, 185
[4] Tabatabaei, F. S., Weiß, A., Combes, F., et al. 2013, Astronomy & Astrophysics,555, A128
[5] Clark, C. J. R., Verstocken, S., Bianchi, S., et al. 2018, Astronomy & Astrophysics,609, A37
[6] Galametz, M., Kennicutt, R. C., Albrecht, M., et al. 2012, MNRAS, 425, 763
[7] Galametz, M., Kennicutt, R. C., Calzetti, D., et al. 2013, MNRAS, 431, 1956
[8] Galliano, F., Galametz, M., & Jones, A. P. 2018, ARA&A, 56, 673
[9] Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, A&A, 407, 159
[10] Hunt, L. K., García-Burillo, S., Casasola, V., et al. 2015, A&A, 583, A114
[11] Kennicutt, R. C., Calzetti, D., Aniano, G., et al. 2011, PASP, 123, 134
[12] Perotto, L., Ponthieu, N., Macías-Pérez, J. F., et al. 2020, Astronomy & Astrophysics, 637, A71
[13] Rémy-Ruyer, A., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2013, A&A, 557, A95

محیط میان‌ستاره‌ای و ستاره‌زایی در کهکشان NGC1316

مسگری، هاله[۱و۲] ؛ طباطبایی، فاطمه[۱]؛ ریاضی، نعمت‌الله[۲]

[۱] پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران.

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.

چکیده

کهکشان NGC 1316 یا Fornax A چهارمین کهکشان رادیویی درخشان آسمان است. این کهکشان از نوع بیضوی بوده و درخشان‌ترین عضو خوشه‌ی Fornax است. از ویژگی‌های این کهکشان، وجود لُب‌های عظیم در طیف رادیویی، مسیرهای گرد و غبار، هسته‌ی فعال و یک سیاهچاله‌ی ابرپرجرم در مرکز آن است. از آن‌جایی که این کهکشان از نوع رادیویی‌ست، بررسی این کهکشان در طیف رادیویی برای مطالعه‌ی آن، بسیار مفید خواهد بود. جداسازی پیوستار رادیویی کهکشان Fornax A به مولفه‌های تابش گرمایی و تابش غیرگرمایی ما را در شناسایی ویژگی‌های میدان مغناطیسی مانند قطبش و همچنین محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی کمک خواهد کرد. در این پروژه با استفاده از داده‌های کهکشان NGC 1316در طول موج‌های متفاوت، به مطالعه‌ی آن پرداخته‌ایم.

.

Interstellar medium and Star formation in NGC 1316

Mesgari, Haleh[1,2] ; Tabatabaei, Fatemeh[1]; Riazi, Nematollah[2]

[1]*School of Astronomy, IPM, Tehran, Iran.*

[2] *Physics Department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.*

Abstract

NGC 1316 or Fornax-A galaxy is the fourth brightest radio source in the sky. It is an elliptical galaxy and the brightest member of the Fornax cluster. Giant radio lobes, dust lanes, AGN and central super-massive black hole are all features of this galaxy. Studying this source in radio wavelengths is very useful since NGC 1316 is a radio galaxy. Also separating the thermal free-free component from non-thermal emission is helpful for studying its electromagnetic field features such as polarization. This separation would also help us to measure the star formation rate of the galaxy. In this project we have studied NGC 1316 galaxy by using the multiple data sets in various bands.

مقدمه

کهکشان NGC1316 یا Fornax A چهارمین کهکشان رادیویی Radio galaxy درخشان در آسمان است. این کهکشان از نوع بیضوی با لُب‌های عظیم و درخشان‌ترین کهکشان خوشه‌ی Fornax است. کهکشان NGC1316 در نیم‌کره‌ی جنوبی آسمان و در صورت فلکی Fornax قرار دارد. کهکشان‌های رادیویی تابش بیشتری در محدوده‌ی طول موج رادیویی نسبت به طول موج مرئی دارند. همچنین این کهکشان‌ها، از نوع کهکشان‌های هسته فعال هستند و معمولا دارای یک سیاهچاله‌ی ابر پر جرم در مرکز خود هستند. کهکشان‌های رادیویی دارای یک فوران هستند که انرژی را به سمت لُب‌ها در طیف رادیویی هدایت می‌کنند. کهکشان‌های بیضوی نسبت به کهکشان‌های مارپیچی فعالیت کمتری دارند. اما در کهکشان NGC1316 وجود مسیرهای گرد غبار بسیار عجیب بوده و این کهکشان را به موردی خاص تبدیل کرده است. مطالعه‌ی این کهکشان رادیویی در طیف‌های متفاوت و به ویژه در طیف رادیویی می‌تواند به شناسایی بهتر آن کمک کند.

بنابراین برای بررسی این کهکشان در طیف رادیویی نیاز به مطالعه‌ی طیف رادیویی است. پیوستار رادیویی متشکل از تابش گرمایی آزاد-آزاد و تابش غیرگرمایی سینکروترون است. تابش گرمایی آزاد-آزاد از پراکنده شدن الکترون آزاد هنگام عبور از میدان کولنی یک یون ایجاد می‌شود. درحالی که تابش غیرگرمایی سینکروترون از چرخش الکترون‌های نسبیتی(دارای سرعت نزدیک به سرعت نور)، در یک میدان مغناطیسی ایجاد می‌شود. جداسازی تابش غیرگرمایی از تابش گرمایی کهکشان NGC1316 می‌تواند ما را در شناسایی بهتر مولفه‌های متفاوت میدان مغناطیسی این کهکشان و محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی آن کمک کند.

روش‌ها

روش‌های جداسازی تابش گرمایی و غیرگرمایی

تابش غیرگرمایی سینکروترون که متشکل از تابش پرتوهای کیهانی است، اطلاعات مفیدی در رابطه با مولفه‌های متفاوت میدان مغناطیسی در اختیار ما می‌گذارد. بنابراین جداسازی دقیق تابش غیرگرمایی از پیوستار رادیویی برای محاسبه‌ی قطبش با خطای کمتر و دیگر خصوصیات میدان مغناطیسی لازم است.

در روش جداسازی استاندارد بر اساس پیوستار رادیویی که توسط Klein در سال ۱۹۸٤ بررسی شد، شاخص طیفی غیرگرمایی α_n به صورت یک پارامتر آزاد و ثابت فرض می‌شود.

در این روش نسبت چگالی شار در بسامد ν_1 به نسبت چگالی شار در بسامد ν_2 با مدل زیر محاسبه می‌شود.

$$\frac{S_{\nu_2}}{S_{\nu_1}} = f_{th}^{\nu_1}\left(\frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^{-0.1} + (1 - f_{th}^{\nu_1})\left(\frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^{-\alpha_n} \qquad (۱)$$

این روش برای بررسی تابش غیرگرمایی در مقیاس‌های کلی با خطای کمی همراه است. اما برای بررسی جزئی در مقیاس‌های محلی مناسب نیست. درواقع تابش غیرگرمایی محاسبه شده از این روش کمتر از تابش گرمایی محاسبه شده توسط روش جدید است.[۱]

روش جدید جداسازی توسط Tabatabaei در سال ۲۰۰۷ معرفی شد.

گزینه‌های موجود برای ردیابی تابش گرمایی در طول‌موج‌های متفاوت، تابش فروسرخ IR و خطوط بازترکیب هیدروژن است.

تابش فروسرخ می‌تواند به عنوان ردیاب تابش گرمایی به ویژه در مناطق HII که در آن‌ها تابش فروسرخ قدرتمند است، کار رود. Brodbentدر سال ۱۹۸۹ با توجه به همبستگی‌موجود بین تابش فروسرخ در 60 μm و پیوستار رادیویی، تابش فروسرخ را به عنوان ردیاب تابش گرمایی ارائه کرد. اما همبستگی موجود بین تابش فروسرخ و رادیویی، نقش محتمل تابش غیرگرمایی را در همبستگی تابش فروسرخ و رادیویی نادیده می‌گیرد. در واقع این روش برای مناطقی مانند مناطق HIIکاربرد دارد که تابش گرمایی بسیار غالب است.[۲]

بنابراین تابش فروسرخ به عنوان ردیاب در تمامی مناطق مناسب نیست.

تابش گرمایی آزاد-آزاد الکترون‌هایی که توسط عمل فوتویونیزه شدن گاز اطراف ستاره‌ها مانند مناطق HIIاستخراج می‌شوند، می‌تواند توسط خطوط بازترکیب اتم هیدروژن ردیابی شود. دلیل مناسب بودن خطوط بازترکیب هیدروژن برای ردیابی تابش گرمایی این است که بین فرآیند یونیزه شدن و بازترکیب در این مناطق تعادل وجود دارد.

وجود غبار و جذب انرژی توسط آن، می‌تواند شار اندازه‌گیری شده برای تابش H_αرا کمتر از مقدار واقعی آن نشان دهد. بنابراین باید برروی چگالی شار تابشH_α تصحیح انجام دهیم و بعد آن را به عنوان تابش گرمایی آزاد-آزاد درنظر بگیریم.[۱]

بعد از کم کردن چگالی شار تابش گرمایی آزاد-آزاد به دست آمده از این روش می‌توان تابش غیرگرمایی سینکروترون را به دست آورد.

روش محاسبه نرخ ستاره‌زایی

برای محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی نیاز به تصحیح‌هایی در تابش‌های متفاوت داریم. Kennicutt در سال1998(K98) تصحیحاتی را برای تابش‌های پیوسته‌ی فرابنفش ارائه کرد. همه‌ی این تصحیحات، بر پایه‌ی مدل‌های تلفیقی تکاملی هستند که در آن‌ها توزیع‌های انرژی طیفی SED برای جمعیت‌های ستاره‌ای با ترکیبات شیمیایی متفاوت، تابع‌های جرمی اولیه‌ی گوناگون و طول‌عمرهای متفاوت به دست می‌آید. تصحیحاتK98بر اساس ضابطه‌ی توانی ارائه شده توسطSalpeter برای جرم‌هایی در بازه‌ی$0.1\text{-}100 M_\odot$ می‌باشد.[۳]

در سال۲۰۱۲Kennicuttتصحیحاتی را با استفاده از تابع‌های جرمی اولیه‌یKroupa برای محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی ارائه کرد. نرخ ستاره‌زایی با استفاده از این تصحیحات توسط رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\log M_*(M_\odot yr^{-1}) = \log L_x - \log C_x \qquad (۲)$$

در رابطه‌ی(۲) کمیت L_xدرخشندگی جرم مورد بررسی است. همان‌طور که می‌دانیم شار مقدار کل انرژی خارج شده در واحد سطح و در واحد زمان است. درخشندگی نیز مقدار کل انرژی تابش شده در هر ثانیه به صورت نور است و به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$L = 4\pi D^2 F \qquad (۳)$$

در این رابطه، D فاصله‌از سطح زمین تا منبع و Fشار منبع است.

پارامتر دیگری که در رابطه‌ی(۲) باید مورد بررسی قرار بگیردC_x است. این کمیت تصحیحاتی است که Kennicutt انجام داد و برای ردیاب‌های متفاوت نرخ ستاره‌زایی یعنی تابش‌های متفاوت در طول‌موج‌های متفاوت محاسبه شده است.

در این مقاله به محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی کهکشان NGC1316 با استفاده از تابش‌های گرمایی آزاد-آزاد و فروسرخ میانه در طول موج 24 μm می‌پردازیم.

داده‌ّها

یکی از داده‌های رادیویی استفاده شده در طول موج 20cm برای کهکشان NGC1316 توسط تلسکوپ VLA به دست آمده است.

داده‌ی رادیویی کهکشانFornax A در طول موج 20cmو بسامد1.4 GHz با وضوح 14 arcsec (ثانیه‌ی کمان) است.

همچنین از داده‌ی شدت قطبیده شده‌ی رادیویی کهکشانNGC1316در بسامد1.4GHz برای محاسبه‌ی درجه‌ی قطبش با وضوح 14arcsecاستفاده کرده‌ایم.

داده‌ی رادیویی دیگر مورد استفاده برای کهکشانNGC1316توسط تلسکوپ GLEAMبه دست آمده است.

از داده‌های این تلسکوپ در محدوده‌ی بسامد227 MHz با وضوح 150 arcsec استفاده کرده‌ایم.

داده‌های فروسرخ این کهکشان در محدوده‌ی MIPS24 فروسرخ میانه و در طول موج24 μm با وضوح 0.75 arcsec توسط تلسکوپ فضایی Spitzer به دست آمده است.

داده‌های دیگری که در محدوده‌ی فروسرخ استفاده کرده‌ایم توسط تلسکوپ فضاییHerschel به دست آمده‌اند.

این داده‌ها تصویر کهکشانNGC1316 را در محدوده‌ی PACS_70و PACS_160 و در طول موج‌های 70μm و 160μmبا وضوح‌های به ترتیب 5.6 arcsecو 11.1 arcsec نشان می‌دهند. از این داده‌ها برای محاسبه‌ی نقشه‌ی دمای غبار استفاده کرده‌ایم.

داده‌ی استفاده شده‌ی کهکشانNGC1316 در محدوده‌ی اپتیکی، داده‌ی خط هیدروژنH_αدر طول موج 6602 A(آنگستروم$1A=10^{-10}m$)و با وضوح 0.433 arcsec بوده است. همچنین از داده‌ی اپتیکی در محدوده‌یBیعنی آبی اپتیکی و طول‌موجA 4400 با وضوح 0.433 arcsec نیز استفاده شده است. این دو داده توسط تلسکوپ 1.5متریCTIO جمع آوری شده است.

از داده‌یH_α همان‌طور که گفتیم برای ردیابی تابش گرمایی استفاده کرده‌ایم.

نتایج

جداسازی تابش گرمایی و غیرگرمایی بر اساس روش جدید

در این بخش جداسازی تابش گرمایی کهکشان NGC1316از پیوستار رادیویی را بر اساس روش جدید بررسی خواهیم کرد.

دمای غبار

برای این‌که شدت تابش گرمایی را دقیق‌تر محاسبه کنیم. ابتدا نیاز داریم تا تابش H_α را که توسط جذب غبار قرمز شده است تصحیح کنیم. اولین قدم برای تصحیح این تابش، پیدا کردن دمای توزیع غبار است.

شدت نور در یک لایه‌ی غبار با دمای T و عمق اپتیکی τ_ν برابر است با:

$$I_\nu = B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu}), \qquad (۴)$$

در معادله‌ی(٤) ، دما طبق تابع پلانک B_ν (T) توزیع پیدا می‌کند. با توجه به رابطه‌ی شار و شدت تابش، در راستای زاویه‌ی فضایی Ωداریم:

$$F_\nu = B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega \qquad (۵)$$

با استفاده از داده‌های فروسرخ Herschel می‌توان نسبت شار کهکشان NGC1316 را در در طول‌موج 70μm به 160μm محاسبه کرد، بنابراین داریم:

$$\frac{F_{70\mu m}}{F_{160\mu m}} = \frac{B_{70\mu m}(T)[1 - e^{-\tau_{70\mu m}}]\Omega_{70\mu m}}{B_{160\mu m}(T)[1 - e^{-\tau_{160\mu m}}]\Omega_{160\mu m}}. \qquad (۶)$$

می‌توان نسبت شار در 70μm به 160μm را به صورت زیربازنویسی کرد:

$$\frac{F_{70\mu m}}{F_{160\mu m}} = \frac{\nu^\beta_{70\mu m}}{\nu^\beta_{160\mu m}} \frac{B_{70\mu m}(T)}{B_{160\mu m}(T)} \qquad (۷)$$

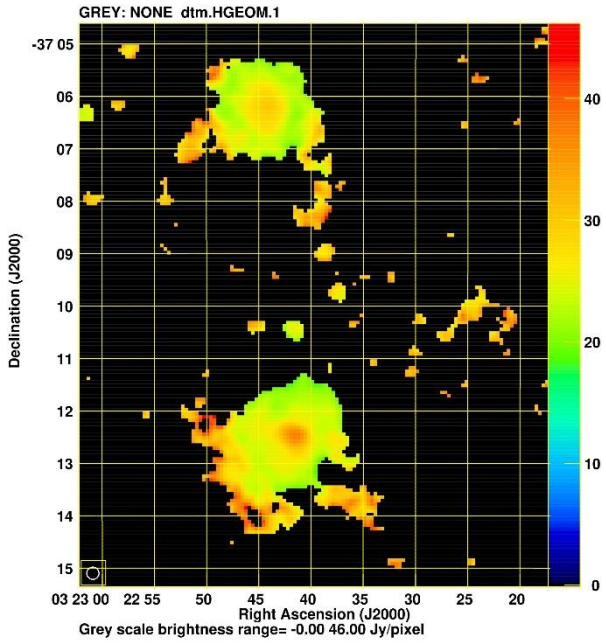
برای طول موج‌های فروسرخ دور β را می‌توانیم برابر با 2 درنظر بگیریم.[۱]

داده‌هایی را که در بخش قبل معرفی کردیم، به وضوح داده‌ی رادیویی در 20cm یعنی 14arcsec و همین‌طور اندازه‌ی آن یعنی 896*896 پیکسل در پیکسل تبدیل کرده‌ایم. این تبدیلات با استفاده از hgeom task و convolve task در نرم افزار AIPS انجام شده است.

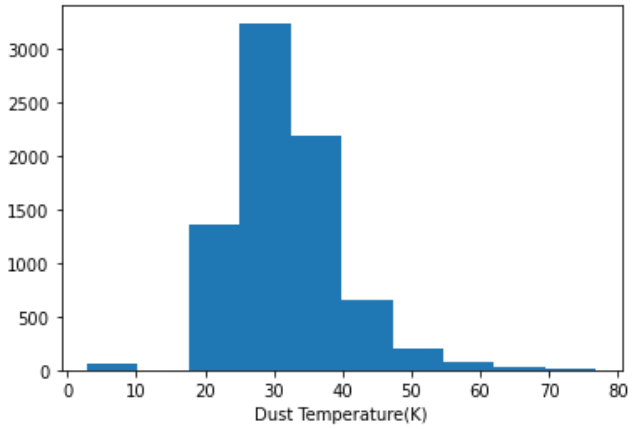
با استفاده از داده‌های کهکشان NGC1316 در طول موج‌های 70μm و 160μm توزیع دمای غبار و نقشه‌ی غبار کهکشان NGC1316 را به دست آورده‌ایم. این محاسبات با استفاده از زبان برنامه‌نویسی پایتون و کتابخانه‌هایی نظیر Astropy و Numpy و... انجام شده است.

شکل ۱ نقشه‌ی دمای غبار را برای کهکشان NGC1316 نشان می‌دهد. همچنین شکل ۲ هیستوگرام دمای غبار را برای این کهکشان نشان می‌دهد.

همان‌طور که در هیستوگرام ۲ دیده می‌شود، میانگین دمای غبار برای کهکشان Fornax A برابر با 31.737968 کلوین است.



شکل۱: نقشه‌ی دمای غبار کهکشانNGC1316در واحد K



شکل۲: هیستوگرام دمای غبار کهکشانNGC1316

نوفه‌یRMS برای داده‌هایmμ70وmμ160 به ترتیب برابر با4.3631×10^{-5} و 2.6063×10^{-5} است. محاسبه‌ی نوفه‌یRMS توسط imean task در نرم‌افزارAIPS انجام شده است.

عمق اپتیکی

با توجه به این‌که تابش فروسرخ دور FIR از نظر اپتیکی نازک است (یعنی $\tau<1$) می‌توانیم رابطه‌ی(٤) را بسط دهیم برای تابش mμ160 خواهیم داشت:

$$I_{160\mu m} = B_{160\mu m}(T)\tau_{160\mu m} \qquad (۸)$$

با قرار دادن دمای غبار در توزیع پلانک در رابطه‌ی (۸)عمق اپتیکی در طول موج160μm به دست آورده می‌شود.[٤]

توزیع خاموشی

عمق اپتیکی در طول موج160μm را می‌توان به عمق اپتیکی در طول موج H_α تبدیل کرد. [۱]

با استفاده از مدل غبار استاندارد و منحنی خاموشی و همچنین با درنظرگرفتن ذرات غبار کربن برای کهکشانNGC1316 داریم:

$$\tau_{H_\alpha} \simeq 6750\tau_{160\mu m} \qquad (۹)$$

تصحیح تابشH_α

به منظور تصحیح تابشH_α ، کسر موثر گرد و غبارf_d

برای کهکشانNGC1316 را برابر با یک درنظر گرفته‌ایم.

$$\tau_{eff} = f_d \times \tau_{H_\alpha}. \qquad (۱۰)$$

این به این معناست که کل ضخامت برای تصحیح H_α به کار می‌رود.[۱] در نهایت تابشH_α را بر اساس رابطه‌ی

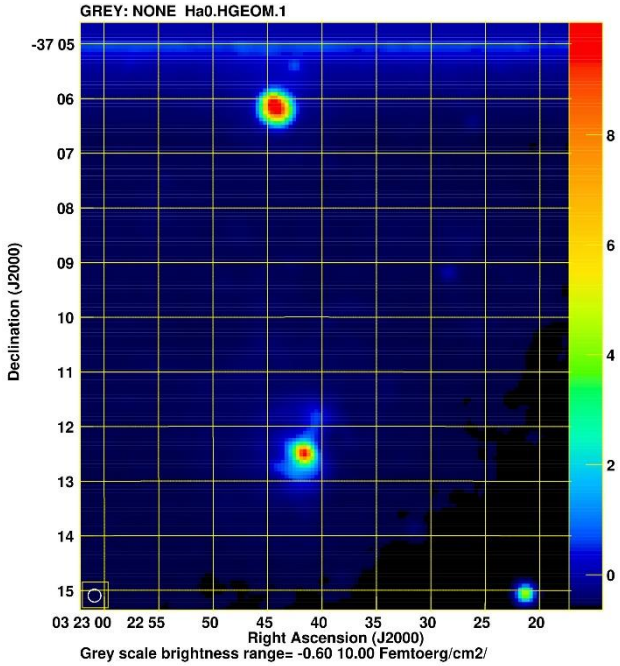
$$I = I_0 e^{-\tau_{eff}} \qquad (۱۱)$$

تصحیح کرده‌ایم.

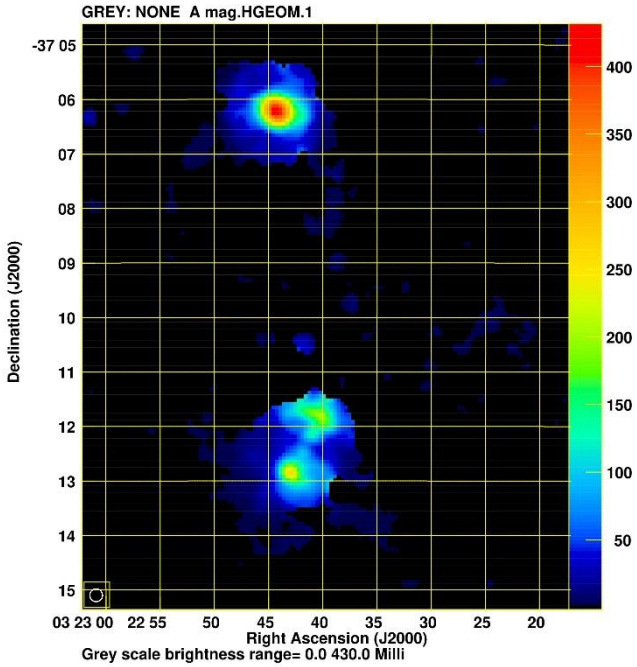
همان‌طور که گفته شد از داده‌ی H_α کهکشانNGC1316با وضوح 0.433 arcsecاستفاده کردیم. نوفه‌ی RMS در این داده برابر با 2.55×10^{-17} است. بنابراین شدت تابشH_α ی تصحیح شده برای کهکشانNGC1316 طبق رابطه‌ی (۱۱) محاسبه شده است. در تصویر۳تابش تصحیح شده‌یH_α برای این کهکشان نشان داده شده است.

طبق رابطه‌ی(۱۱) نسبت شار تصحیح شده به شار قرمز شده برابر باe^{τ_λ}است. مقدار میانگین خاموشی یعنی A_λ برای کهکشان NGC1316برابر با0.00014417383است و

شکل ٤ A_λ را برای کهکشان NGC1316نشان می‌دهد.



شکل ۳: تابش تصحیح شده‌ی H_α برای کهکشان NGC 1316در واحد $erg/cm^2.s.sr$



شکل٤: A_λ برای کهکشان NGC1316در واحد Milli Mag

تابش گرمایی

برای به دست آوردن تابش گرمایی از روی تابش تصحیح شده‌ی H_α میزان انتشار EMدر واحد $pc\ cm^{-6}$ به دست می‌آید:

$$I_{H_\alpha} = 9.41 \times 10^{-8} T_{e4}^{-1.017} 10^{-\frac{0.029}{T_{e4}}} EM, \qquad (۱۲)$$

دمای الکترون T_e را برابر با 10000K درنظر گرفته‌ایم. بنابراین $T_{e4}=1$.

همچنین فرض می‌شود که عمق نوری خطوط تشدید HI زیاد است(بازترکیب موردB). با اضافه کردن اتم‌های هلیوم (فاکتور0.08) در رابطه‌ی فوق، عمق اپتیکی را محاسبه کرده‌ایم:

$$\tau_\nu = 8.235 \times 10^{-2} a T_e^{-1.35} \nu_{GHz}^{-2.1} (1 + 0.08) EM \qquad (۱۳)$$

پس از محاسبه‌ی τ_ν دمای روشنایی T_b را می‌توان بر اساس رابطه‌ی(۱٤) به دست آورد:

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau_\nu}) \qquad (۱۴)$$

از آن‌جایی که عمق اپتیکی کمتر از ۱ است، با بسط دادن رابطه‌ی فوق به رابطه‌ی(۱۵) می‌رسیم:

$$T_b = T_e \tau_\nu \qquad (۱۵)$$

دمای روشنایی تابش گرمایی بر حسب شدت تابش H_α به صورت زیر به دست آمده است:

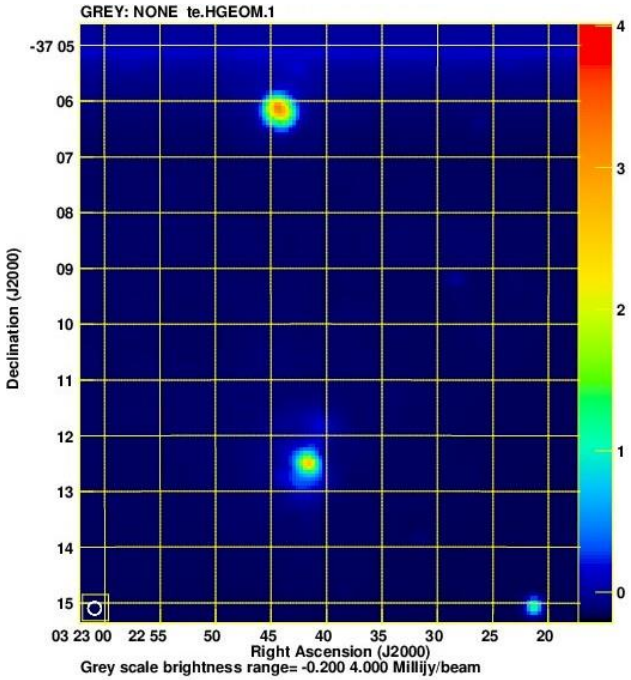
$$\frac{T_b}{I_{H_\alpha}} = 3.484 \times 10^4 a \nu_{GHz}^{-2.1} T_{e4}^{0.667} 10^{\frac{0.029}{T_{e4}}} (1 + 0.08). \qquad (۱۶)$$

دمای روشنایی برای کهکشان NGC1316 در مرکز برابر با 6.3858K است.در نهایت با تبدیل دمای روشنایی به شدت تابش گرمایی آزاد–آزاد، تابش گرمایی آزاد–آزاد را برای کهکشان NGC 1316 به دست آوردیم.

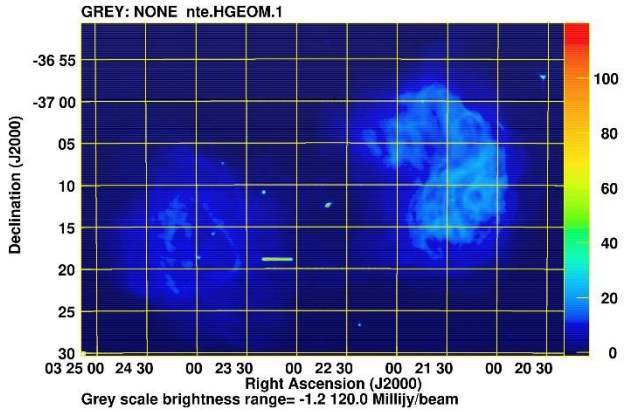
شکل ٥ تابش گرمایی کهکشان NGC1316 را نشان می‌دهد.

کسر تابش گرمایی برای کهکشان NGC1316، برابر با 2.7% است.

بنابراین کسر تابش غیرگرمایی برابر با 97.2% است. پایین بودن کسر تابش گرمایی نشان می‌دهد که همان‌طور که انتظار داریم در این کهکشان رادیویی تابش غیرگرمایی غالب است. همچنین نوفه RMS برای داده‌ی پیوستار رادیویی کهکشان NGC1316 برابر با 2.98×10^{-4} است. شکل ٦ تابش غیرگرمایی کهکشان NGC1316 را برای کهکشان و لُب‌های آن نشان می‌دهد. همچنین شکل ۷ تابش غیرگرمایی را برای مرکز کهکشان NGC1316 نشان می‌دهد.

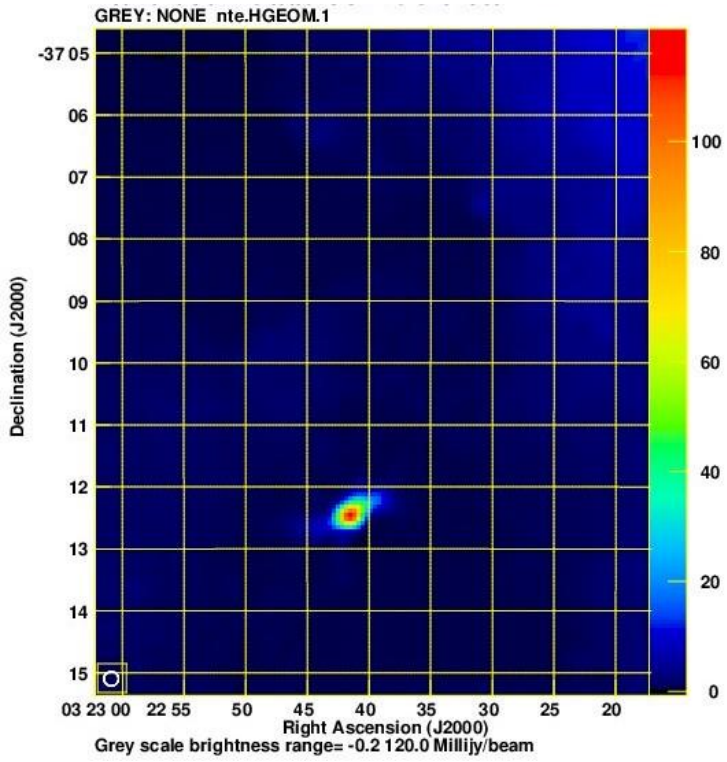


شکل۵: تابش گرمایی آزاد-آزاد برای کهکشانNGC1316 در بسامد1.4GHzدر واحدmJy/beam

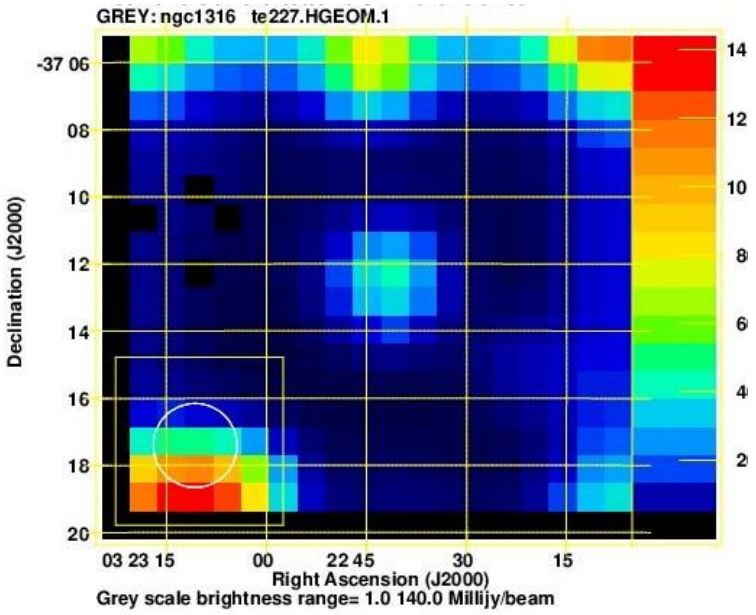


شکل٦: تابش غیرگرمایی سینکروترون برای کهکشانNGC1316 و لُب‌های آن در بسامد1.4GHzدر واحدmJy/beam

در ادامه تابش گرمایی و غیرگرمایی را با استفاده از داده‌یGLEAMدر بسامد 227MHzجداسازی کرده‌ایم. برای این کار تمامی داده‌های به کار رفته را به وضوح150arcsecو اندازه‌ی287*287 پیکسل تبدیل کرده‌ایم. تابش گرمایی و غیرگرمایی در این بسامد برای کهکشانNGC1316به ترتیب در شکل‌های ۸و۹ نمایش داده شده است. کسر تابش گرمایی کهکشانNGC1316در این بسامد برابر با 3.2% به دست آمده است. بنابراین کسر تابش غیرگرمایی نیز برابر با96.7%می‌باشد.

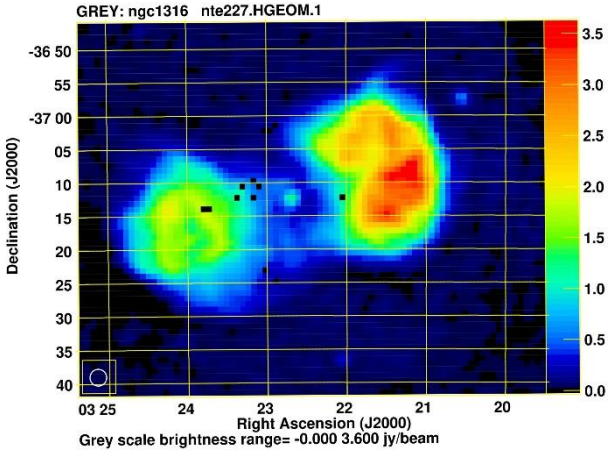


شکل۷: تابش غیرگرمایی سینکروترون برای کهکشان NGC1316 در بسامد 1.4GHz در واحد mJy/beam

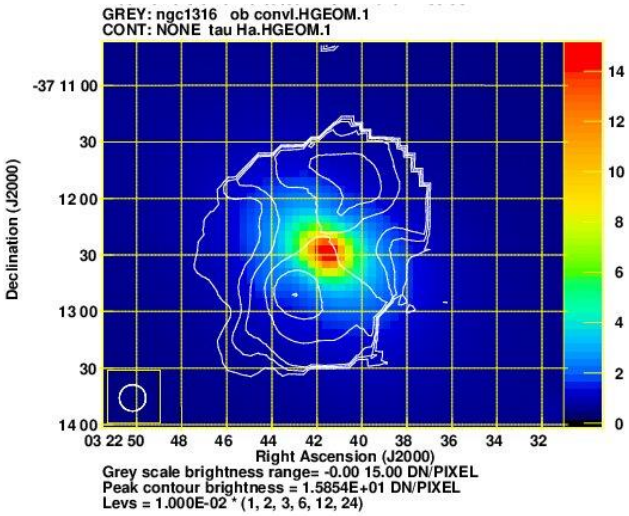


شکل۸: تابش گرمایی آزاد-آزاد برای کهکشان NGC1316 در بسامد 227MHz در واحد mJy/beam.

برای این‌که عمق اپتیکی در طول موج H_α را با داده‌ی اپتیکی مقایسه کنیم. از داده‌ی اپتیکی در محدوده‌ی B استفاده کرده‌ایم. کانتورهایی برروی تصویر عمق اپتیکی در طول موج تابش H_α در شکل ۱۰ برای مرکز کهکشان رسم شده است.



شکل۹: تابش غیرگرمایی سینکروترون برای کهکشانNGC1316در بسامدMHz227در واحدmJy/beam



شکل ۱۰: کانتورهای عمق اپتیکی در طول موج تابشH_α با دادهی اپتیکی در محدودهی Bدر واحدDN/pixel

شاخص طیفی غیرگرمایی

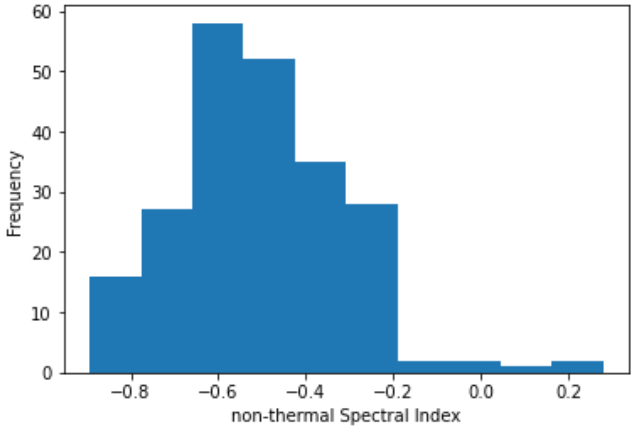
میانگین شاخص طیفی کل برای کهکشان NGC1316برابر با

0.57- به دست آمده است.

با استفاده از شدت تابش‌های غیرگرمایی به دست آمده در بخش قبل در بسامدهای 1.4GHzو 227MHz شاخص طیفی غیرگرمایی α_n را به صورت زیر محاسبه کرده‌ایم:

$$\alpha_n = \frac{\log_{10}(\frac{F^n_{1.4GHz}}{F^n_{227MHz}})}{\log_{10}(\frac{1.4GHz}{227\times10^{-3}GHz})} \qquad (۱۷)$$

میانگین شاخص طیفی غیرگرمایی برای کهکشانNGC1316برابر با0.5-می‌باشد که قابل انتظار است. شکل۱۱هیستوگرام شاخص طیفی غیرگرمایی را برای کهکشانNGC1316نشان می‌دهد.



شکل۱۱: هیستوگرام شاخص طیفی غیرگرمایی برای کهکشان NGC1316 در بسامد 1.4GHz و 227MHz

درجه‌ی قطبش

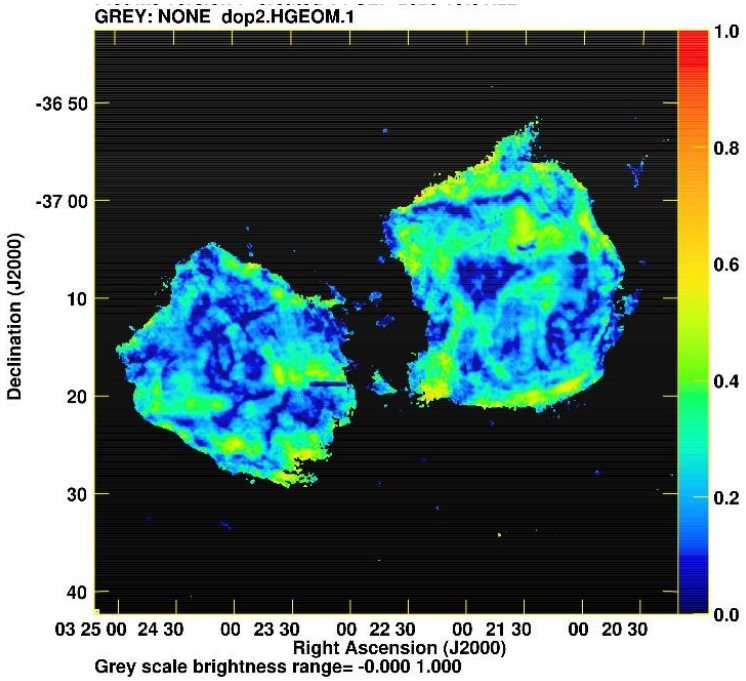
با توجه به رابطه‌ی

$$p = \frac{I_p}{I_{nth}} \qquad (۱۸)$$

و با استفاده از شدت قطبیده شده‌ی رادیویی کهکشان NGC1316 در بسامد 1.4GHz با نوفه‌ی RMS برابر با2.17×10^{-4}و همچنین شدت تابش غیرگرمایی به دست آمده در بخش قبل با نوفه‌یRMS برابر با 5.58×10^{-4}درجه‌ی قطبش کهکشان NGC1316 را محاسبه کرده‌ایم.

درجه‌ی قطبش برای این کهکشان حدود 5.94%است.

شکل۱۲ درجه‌ی قطبش را برای کهکشانNGC1316نشان می‌دهد. مناطقی که با رنگ سیاه نشان داده شده‌اند دیپولاریزه هستند.



شکل۱۲: درجه‌ی قطبش برای کهکشان NGC1316

نرخ ستاره‌زایی

در این بخش به محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی برای کهکشان NGC1316 توسط تصحیحات Kennicutt پرداخته‌ایم.

برای محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی در طول موج‌های متفاوت ابتدا لازم است درخشندگی را طبق رابطه‌ی(۳) محاسبه کنیم. برای محاسبه‌ی درخشندگی علاوه بر دانستن فاصله‌ی کهکشانNGC1316لازم است شار را هم به دست آوریم. برای به دست آوردن شار باید برروی مناطق مرکزی کهکشان انتگرال بگیریم. این انتگرال‌گیری با استفاده از imstat task در نرم‌افزارAIPS انجام شده است.

سپس با استفاده از رابطه‌ی(۲) وبا توجه به مقادیر C_x نرخ ستاره‌زایی را محاسبه کرده‌ایم.

درخشندگی کهکشان NGC1316 در تابش گرمایی برابر با2.02×10^{26} erg/s Hz به دست آمده است.

پس از قراردادن مقادیر درخشندگی وC_x log برای تابش گرمایی در بسامد1.4 GHzدر رابطه‌ی۲ نرخ ستاره‌زایی این کهکشان در تابش گرمایی با بسامد1.4 GHz برابر با $0.013\ M_\odot yr^{-1}$ خواهد بود.

همچنین مقدار درخشندگی در طول موج$24\mu m$، برابر با $0.35\ M_\odot yr^{-1}$ خواهد بود.

بحث و جمع‌بندی

کهکشان‌های بیضوی نسبت به کهکشان‌های مارپیچی فعالیت کمتری دارند. اما در کهکشان NGC1316 وجود مسیرهای گرد غبار بسیار عجیب بوده و این کهکشان را به موردی خاص تبدیل کرده است. مطالعه‌ی این کهکشان رادیویی در طیف‌های متفاوت و به ویژه در طیف رادیویی می‌تواند به شناسایی بهتر آن کمک کند.

پیوستار رادیویی متشکل از تابش گرمایی آزاد–آزاد و تابش غیرگرمایی سینکروترون است.

جداسازی تابش غیرگرمایی از تابش گرمایی کهکشان NGC1316 می‌تواند ما را در شناسایی بهتر مولفه‌های متفاوت میدان مغناطیسی این کهکشان و محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی آن کمک کند.

برای جداسازی این تابش از پیوستار رادیویی دو روش موجود است. روش استاندارد برای مطالعه‌ی کلی مناسب است اما در مطالعه‌ی جزئی دقت لازم را ندارد. در روش استاندارد با فرض شاخص طیفی غیرگرمایی ثابت تابش گرمایی را از غیرگرمایی جدا می‌کنند. اما در روش جدید که برای بررسی‌های جزئی نیز مناسب است، این جداسازی بر اساس قرار دادن تابشHα و تابش فروسرخ به عنوان ردیاب تابش گرمایی و تصحیح جذب تابش توسط غبار با دقت بیشتری انجام می‌شود.

جداسازی برای دو پیوستار رادیویی کهکشانNGC1316 در بسامدهای 1.4GHz و 227MHz انجام شده است. کسر تابش غیرگرمایی برای کهکشانFornax Aدر این بسامدها به ترتیب% 97.2و % 96.7 به دست آمد. با توجه به تصاویر ٦ و ٩ دیده می‌شود، تابش غیرگرمایی در این کهکشان بسیار غالب است. تابش غیرگرمایی زیاد در کهکشان‌های هسته فعال مربوط به فعالیت هسته‌ی آن‌هاست.[۵]

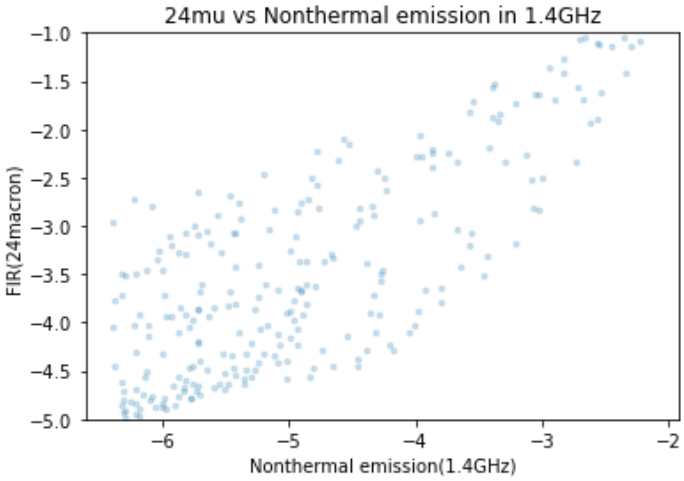
کهکشانNGC1316از نوع کهکشان‌های هسته فعال است. کهکشان‌های هسته فعال دارای یک دیسک گرم برافزایشی‌که سیاهچاله‌ی ابرپرجرم مرکز آن را احاطه می‌کنند، هستند. همچنین کهکشان Fornax Aدارای مسیرهای گرد و غباری است که مواد و انرژی را از هسته‌ی فعال آن به داخل لُب‌ها فرو می‌ریزند.

در شکل۱۰ کانتورهای عمق اپتیکی در تابشHα برروی تصویر اپتیکی در محدوده‌یB نشان داده شده‌اند. این کانتورها نشان می‌دهند عمق اپتیکی در مرکز کهکشان کم بوده اما در لبه‌های مسیرهای گرد و غبار بسیار بیشتر می‌باشد.

پس از جداسازی تابش غیرگرمایی از تابش گرمایی، شاخص طیفی غیرگرمایی را برای این کهکشان در بسامدهای 1.4GHzو 227 MHz محاسبه کردیم که با توجه به همبستگی موجود بین شاخص طیفی کل و شاخص طیفی غیرگرمایی، مقادیر میانگین آن‌ها به ترتیب برابر است با0.57- و 0.50-.

درجه‌ی قطبش محاسبه شده طبقه رابطه‌ی(۱۸) برای کهکشان NGC1316برابر با 5.95% است. مناطق سیاه رنگ در شکل۱۲ مناطقی دیپولاریزه هستند. باتوجه به تصویر۱۲درجه‌ی طقبش برای لُب‌ها زیاد است. همچنین همبستگی زیاد میان شدت تابش رادیویی قطبیده شده در بسامد1.4GHzو تابش غیرگرمایی در لُب‌ها با بسامد1.4GHz وجود دارد.

با توجه به همبستگی میان تابش فروسرخ میانه با تابش غیرگرمایی، که در شکل۱۳ نشان داده شده است، تابش فروسرخ میانه در طول موج$24\mu m$نمی‌تواند ردیاب خوبی برای تابش گرمایی در این کهکشان باشد. مقدار دقیق همبستگی میان تابش غیرگرمایی در بسامد1.4GHz و تابش فروسرخ میانه در طول موج$24\mu m$ برابر با 0.36است.



شکل۱۳: نمودار پراکندگی تابش $24\mu m$ وتابش غیرگرمایی در بسامد1.4GHz برای کهکشانNGC1316

در انتها نرخ ستاره‌زایی کهکشان NGC1316 را در تابش گرمایی با بسامد1.4GHz و تابش فروسرخ میانه$24\mu m$ محاسبه کردیم. با توجه به این‌که تابش غیرگرمایی این کهکشان نسبت به تابش گرمایی آن بسیار غالب است، و همچنین با توجه به همبستگی میان تابش فروسرخ میانه$24\mu m$ و تابش غیرگرمایی، ممکن است مقداری از شدت تابش فروسرخ میانه$24\mu m$ در اثر تابش غیرگرمایی کهکشان ایجاد شده باشد و بنابراین برای جداسازی تابش گرمایی از غیرگرمایی و محاسبه‌ی نرخ ستاره‌زایی مناسب نمی‌باشد.

مراجع

[1] F. S. Tabatabaei Asl *et al.*, *Thermal and Nonthermal Emission from the Nearby Galaxy M33: A Multi-scale Study of Infrared and Radio Emission*. Ph.D. thesis, Universitäts-und Landesbibliothek Bonn, 2008.

[2] F. Tabatabaei, M. Krause, A. Fletcher, and R. Beck, "Highresolution radio continuum survey of m 33-iii. Magnetic fields," *Astronomy & Astrophysics*, vol.490, no.3, pp.1005–1017, 2008.

[3] R. C. Kennicutt Jr and N. J. Evans, "Star formation in the milky way and nearby galaxies," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol.50, pp.531–608, 2012.

[4] F. Tabatabaei, R. Beck, E. Krügel, M. Krause, E. Berkhuijsen, K. Gordon, and K. Menten, "High-resolution radio continuum survey of m 33-ii. thermal and nonthermal emission," *Astronomy & Astrophysics*, vol.475, no.1, pp.133– 143, 2007.

[5] T. O. University, "Introduction to active galaxies," September 2019.

کاوش ساختار میدان مغناطیسی در فورانهای پرتوی گاما با استفاده از اندازه‌گیری قطبش

سروش شاکری[۱]، لیانگ لی[۲]

[۱] گروه فیزیک دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

[۲] موسسه تحقیقات اخترفیزیک نسبیتی (ایکرانت)، پسکارا، ایتالیا

چکیده

منشأ و ساختار میدان مغناطیسی در جت‌های فوران پرتوی گاما از جمله مهمترین سوالات باز و حل نشده درباره طبیعت موتور مرکزی *GRB* ها می باشد. ما در اینجا قصد بررسی نقش کلیدی اندازه‌گیری‌های قطبش تابش‌های پرانرژی به منظور کاوش ساختار میدان مغناطیسی آن‌ها را داریم. مدل‌های متفاوت تابشی درجات قطبشی مختلفی را در بازه انرژی وسیعی پیش‌بینی می‌کنند که هر کدام ساختار میدان مغناطیسی متعلق به خود را دارید. در حالی که میدان‌های مغناطیسی سراسری منظم عموما درجات قطبشی بالایی را تولید می‌کند، تولید درجات بالای قطبش در حضور میدان‌های مغناطیسی با ساختار تصادفی تنها به دلیل اثرات هندسی امکان‌پذیر می‌باشد. بنابراین استفاده از قطبش‌سنج‌های بسیار دقیق تابش گاما در آینده نزدیک به عنوان یک ابزار اساسی در آزمودن پیش‌بینی مدل‌های مختلف فورانهای پرتوی‌گاما ضروری به‌نظر می‌رسد.

Probing the Magnetic Field Structure in Gamma-Ray Bursts via Polarization Measurements

Soroush Shakeri [1], Liang Li [2]

[1] Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan 84156-83111

[2] ICRANet, Piazza della Repubblica 10, I-65122 Pescara, Italy

Abstract

The origin and structure of magnetic fields in GRB's jet are among the most important open questions regarding the nature of GRB central engine. Here, we are going to consider the crucial role of the polarization measurements of the high-enegy emissions in order to probe the magnetic configuration of GRBs. Different degrees of polarization across wide energy bands are predicted by various emission models owing to different magnetic field structures. While the presence of a globally ordered magnetic field is essential in order to generate high-degrees of linear polarization, a high degree of polarization is also possible in the presence of a random magnetic field due to the geometrical effects. Therefore various upcoming high-sensitivity gamma-ray polarimeter are essential tools to test the prediction of different GRB models.

مقدمه

فورانهای پرتو گاما[۲۲] (GRBs) درخشان‌ترین انفجارهای الکترومغناطیسی مشاهده شده در کیهان با درخشندگی در حدود $10^{51} - 10^{54} erg/s$ می‌باشد که به صورت روزانه در فواصل فراکهکشانی روی داده و توزیع تصادفی در پهنه آسمان دارند [۱,۲]. انرژی آزاد شده در فورانهای پرتو گاما در طول تنها چند ثانیه با انرژی که خورشید در طول عمر خود تابش می‌کند قابل مقایسه بوده و حدود میلیون‌ها بار از قله درخشندگی انفجارهای ابرنواختری بیشتر است. فاز اولیه تابش GRB با یک تابش آنی [۲۳] و در محدوده تابش پرانرژی گاما شروع

[22] Gamma-Ray Bursts

[23] Prompt Emission

می‌شود که از چند ثانیه تا چند ساعت ادامه دارد، پس از آن پس‌تاب[۲۴] تابشی ، در انرژی‌های کمتر از جمله طول موج‌های ایکس، اپتیکی و رادیویی ظاهر شده و به مدت چند روز تا چند هفته ادامه خواهد داشت. تفسیر متداول در مورد چگونگی آزاد شدن این حجم عظیم انرژی در فوران‌های پرتو گاما، از انرژی گرانشی آزاد شده در حین رمبش یک ستاره‌ی پرجرم و شکل‌گیری یک سیاه چاله، ادغام دو ستاره‌ی نوترونی و یا ادغام یک ستاره نوترونی و یک سیاه‌چاله سرچشمه می‌گیرد. شرایط فیزیکی ویژه فوران‌های پرتو گاما نظیر میدان‌های گرانشی و الکترومغناطیسی بسیار قوی، چگالی‌های بسیار زیاد ذرات، حرکت‌های فوق نسبیتی توده‌ی ماده و ذرات بسیار پرانرژی، آن ها را به یک آزمایشگاه فیزیکی ایده‌آل برای آزمودن نظریه‌های فیزیکی مختلف در شرایط بحرانی تبدیل می‌کند. از سوی دیگر، به سبب درخشندگی زیاد فوران‌های پرتو گاما، می‌توان از آن‌ها برای کاوش ویژگی‌های عالم در انتقال به سرخ بالا نظیر نرخ انبساط عالم، آهنگ ستاره زایی و .. استفاده کرد. ترکیب و ساختار جت‌های از جمله سوالات مهم پیرامون این پدیده می‌باشد که بعد از دهه‌ها بحث و بررسی پاسخ روشنی برای آن وجود دارد، چندین دسته بندی برای ویژگی‌های جت‌های فوران پرتوی گاما وجود دارد ۱) ساختار غالب شار پوئینتینگ (PFD)[۲۵] ۲) ساختار غالب انرژی جنبشی (KED)[۲۶] ۳) ساختار غالب هیبریدی (HD)[۲۷]. این دسته بندی بر اساس ویژگی‌های طیفی و مکانیزم تابش الکترومغناطیسی تولید شده توسط جت می‌باشد و تحلیل هم‌زمان ویژگی‌های طیفی قطبشی فوران‌های تابش گاما در تعیین ساختار جت‌ها و همچنین درک مکانیزم تابشی آن‌ها امری ضروری می‌باشد. مکانیزم‌های تابشی فوران‌های پرتو گاما بر مبنای تابش سنکروترون، فرایند پراکندگی کامپتون معکوس یا مبنای تابش شبه گرمایی از فوتوسفر می‌باشد.در تصویر استاندارد*GRB* پس از انفجار و رمبش یک ستاره پرجرم در نتیجه ی فرآیندهای بحرانی گوی آتشینی از پلاسمای الکترون و پوزیترون و فوتونها در تعادل گرمایی شکل گرفته که در آغاز از نظر اپتیکی کدر می باشد. در ادامه این پلاسما شروع به انبساط کرده و سرعت آن تا سرعتهای فرانسبیتی افزایش میابد، در حین این فرآیند از چگالی ذرات کاسته شده و در نهایت سیستم از نظر اپتیکی نازک میشود. فوتونهای گرمایی که تا پیش از این به دلیل کوتاه بودن مسیر آزاد میانگین و ضخامت ماده محبوس شده بودند، در این لحظه از ماده واجفتیده شده و تابش گرمایی فوتوسفر را می سازند. پس از اینکه گوی آتشین از نظر اپتیکی نازک شد امواج ضربهای شکل میگیرد، انرژی جنبشی انبساط در اثر برخورد این امواج با یکدیگر موج ضربهای درونی و در برخوردی که با ماده بین ستارهای دارند موج ضربهای خارجی به تابش غیرگرمایی تبدیل خواهد شد. منحنی‌های نوری GRB از نظر زمانی بسیار متغیر بوده و دارای مؤلفه‌های متعددی می‌باشند. به نظر می‌رسد که مشخصات طیفی منحصر به فرد هر انفجار پرتو گاما تابعی از ماهیت موتور مرکزی[۲۸]، محیط انفجار در کهکشان میزبان، مکانیزم امواج ضربه‌ای و چگالی محیطی می‌باشد. با بهره‌گیری از تحلیل‌های طیف انرژی، منحنی‌های نوری و قطبش‌سنجی تابش های GRB می‌توان اطلاعات فیزیکی ارزشمندی از مکانیزم‌های تابشی، میدان‌های مغناطیسی و فرایندهای درگیر در این پدیده بدست آورد]۱،۲[. ساختار میدان مغناطیسی در جت‌های PFD و KEDمنشا متفاوتی دارد و در حالت کلی می‌توان آن‌ها را به سه دسته تقسیم بندی کرد (۱میدان مغناطیسی موضعی منظم (B_{ord} ۲ میدان مغناطیسی حلقوی در صفحه‌ی عمود بر راستای حرکت جت ۳) میدان مغناطیسی مماسی که در حالت کلی جهت آن می‌تواند موازی $B_{\parallel}$ و یا عمود $B_{\perp}$ بر راستای حرکت جت باشد. در مورد جت‌های PFD میدان مغناطیسی از نظر دینامیکی بر سیستم غالب می‌باشد ومعمولا طول همدوسی بزرگی دارد که می‌تواند توسط یک موتور مرکزی چرخان در یک جریان به شدت مغناطیده تولید شود، میدان های مغناطیسی منظم موضعی و سراسری نیز از موارد ممکن در این حالت می‌باشند. از طرف دیگر در مورد جت‌هایی با ساختار KED امکان شکل گیری میدان‌هایی با ساختار مماسی وجود دارد، با این وجود امکان تولید میدان‌های مغناطیسی ناهمسانگرد در امواج شوک‌گونه امری

[24] Afterglow
[25] Poynting flux dominated
[26] Kinetic energy dominated
[27] Hybrid dominated
[28] Central Engine

چالش‌برانگیز به نظر می‌رسد. یک میدان مغناطیسی منظم سراسری به طور طبیعی می‌تواند از یک چشمه‌ی مرکزی ناشی شود، در حالی که میدان‌های مغناطیسی تصادفی در صفحه‌ی امواج شوک‌گونه تولید می‌شوند.

قطبش فوران‌های پرانرژی گاما

پارامترهای متعددی برای تاثیر روی درجه قطبش GRBها از جمله هندسه جت، ساختار زاویه‌ای آن، فاکتور لورنتز توده مربوط به جریان ماده خروجی، ساختار میدان مغناطیسی و همچنین زاویه دید ناظر وجود دارد. در اینجا ما به بررسی یک جت با تقارن محوری می‌پردازیم که با سرعت‌های فوق نسبیتی حرکت می‌کند و موتور مرکزی آن از یک سیاه‌چاله یا یک مگنتار با سرعت چرخی بالا تشکیل شده است. در حین تابش آنی و بواسطه سرعت‌های فوق نسبیتی توده‌ی ماده با پارامتر لورنتز $\Gamma \gg 1$منجر به اثر نسبیتی بیم شدگی برای ماده خروجی GRB می‌شود و در چنین حالتی فاکتور دوپلر را می‌توان به صورت $\delta_D \approx 2\Gamma/(1+(\Gamma\tilde{\theta})^2)$تقریب زد. صرفا ناظرانی که خط دید آن‌ها سطح جت را قطع می‌کند قادر به دیدن GRB می‌باشند .در رژیم فوق نسبیتی تابش دریافتی محدود به یک ناحیه مخروطی با اندازه زاویه‌ای $\tilde{\theta} \lesssim 1/\Gamma$ ، دراین مورد تابش آنی را می‌توان از یک پوسته‌ی کروی با شعاع Rو ضخامت $\Delta \ll R/\Gamma^2$ (در چارچوب آزمایشگاه) در نظر گرفت که در آن ذرات با آهنگ نسبتا سریعی در مقایسه با مقیاس زمان دینامیکی سیستم سرد می‌شوند، در اینجا ما فرض می‌کنیم که مکانیزم تابشی از طریق تابش سنکروترونی با درخشندگی طیفی $L'_{\nu'}(r)$ می‌باشد که با رابطه زیر داده می‌شود :

$$L'_{\nu'}(r) = L'_{\nu'}(R)\left[1-(\hat{n}'\cdot\hat{B}')^2\right]^{\frac{1+\alpha}{2}} \qquad (۱)$$

در این رابطه $\alpha = -dlog(F_\nu)/dlog(\nu)$ اندیس طیفی می‌باشد و nمشخص کننده راستای دید ناظر در چارچوب همراه می‌باشد B جهت میدان مغناطیسی موضعی در جت فوران گاما می‌باشد. چگالی شار دریافتی توسط یک ناظر دوردست با فرض تقریب پوسته بسیار نازک برای تابش آنی به صورت زیر بدست می‌آید[۵]

$$F_\nu(t) = \frac{(1+z)}{16\pi^2 d_L^2(z)}\int \delta_D^3 L'_{\nu'}(r)\,d\tilde{\Omega} \qquad (۲)$$

در این رابطه $d_L(z)$ فاصله درخشندگی از چشمه فوران تابش گاما می‌باشد. در ادامه ما فرض می‌کنیم که تابش سنکروترون از تابش الکترونهای شتابداری تولید می‌شود که در میدان مغناطیسی حرکت کرده و توزیع سرعت همسانگردی دارند و توزیع انرژی آنها به در رابطه توانی با فاکتور لورنتز الکترون‌ها $n_e \propto \gamma^{-p}$می‌باشد. درجه قطبش خطی تولید شده توسط چنین الکترون‌هایی زمانی که یک میدان مغناطیسی یکنواخت با جهت مشخص در یک نقطه مشخص داشته باشیم توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$\Pi_{max}^{lin} = \frac{\alpha+1}{\alpha+5/3}\frac{(n\times B)}{|n\times B)|} \qquad (۳)$$

این رابطه معرف میزان قطبش بیشینه در یک موج شوک‌گونه می‌باشد (شکل ۱). در حالت کلی، قطبش اندازه‌گیری شده با استفاده از انتگرال گیری روی شار تابشی از پارامترهای استوکس موضعیِ جت GRB بدست می آید. انتگرال‌گیری می‌بایست روی سطوح زمان ثابت برای یک پالس منفرد محاسبه شود. قطبش ناشی ازتابش آنیِ یک پوسته‌ی نازک با سرعت فرانسبیتی که توسط یک ناظر هم محور با جت اندازه‌گیری شده از فرمول زیر بدست می‌آید :

$$\frac{\Pi_{ord}}{\Pi_{max}} = \frac{\int_0^{y_{max}} dy(1+y)^{-2-\alpha}\int d\phi\Lambda(y,\phi)cos2\theta_p}{\int_0^{y_{max}} dy(1+y)^{-2-\alpha}\int d\phi\Lambda(y,\phi)} \qquad (٤)$$

که از متوسط گیری بر روی راستای میدان مغناطیسی در صفحه جت بدست می آید، به صورت زیر داده می‌شود : $\Lambda(y,\phi)$فاکتور

$$\Lambda(y,\phi) \equiv \langle (1-(n'\cdot B')^2)^{\frac{1+\alpha}{2}} \rangle \qquad (۵)$$

زاویه قطبش θ_p و فاکتور $\Lambda(y,\phi)$ با توجه به پیکربندی میدان مغناطیسی مقادیر مختلفی را برمی‌گزینند، در مورد یک میدان مغناطیسی منظم خواهیم داشت

$$\Lambda_{ord}(y,\phi) \approx \left[(\frac{1-y}{1+y})^2 cos^2\phi + sin^2\phi\right]^{\frac{1+\alpha}{2}}, \theta_p = \phi + arctan\left[(\frac{1-y}{1+y})cot\phi\right] \qquad (٦)$$

قطبش خطی متوسط زمانی بدست آمده از رابطه (٤) به صورت تابعی از اندیس طیفی α در شکل (۲) رسم شده است. همانطوری که مشاهده می شود با افزایش اندیس طیفی و برای مقادیر کوچکتر y_{max}می‌توان مقادیر قطبش مشاهده شده برای فوران‌های پرتوی گامای A۱۱۰۳۰۱ GRB ,A۱۶۰۸۰۲ GRB ,A۱۱۰۷۲۱ GRB را پوشش داد. بنابراین برای پیکربندی میدان مغناطیسی که به صورت سراسری منظم می‌باشد، به دست آوردن درجات بالای قطبش بالاتر از ۵۰ درصد هم امکان‌پذیر می‌باشد. قطبش دایره‌ای بدست آمده زمانیکه میدان مغناطیسی جهت‌گیری تصادفی در صفحه عمود بر جت داشته باشد از فرمول زیر بدست می‌آید :

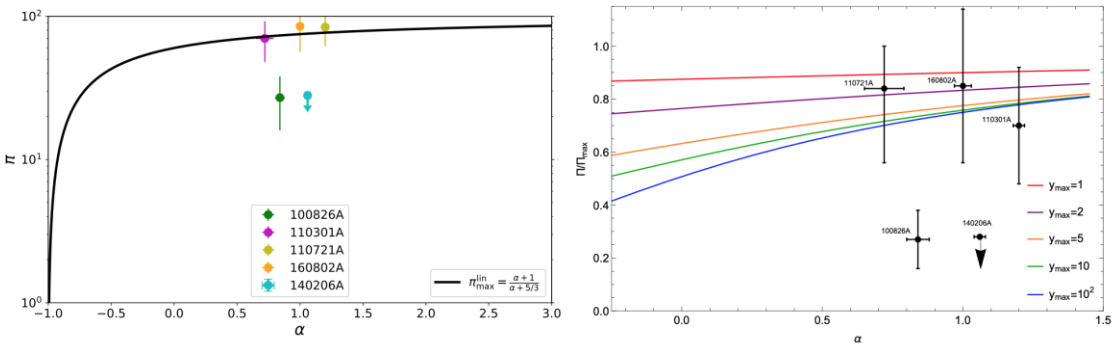
$$\Pi_{max} = \frac{\int_{y_1}^{y_2} dy(1+y)^{-2-\alpha} sin[2\Psi_1(y)]\mathcal{G}(y,\alpha)}{\theta(1-\zeta)\int_0^{y_1}\frac{dy\mathcal{H}(y,\alpha)}{(1+y)^{\alpha+2}} + \int_{y_1}^{y_2} dy\frac{dy\mathcal{H}(y,\alpha)}{(1+y)^{\alpha+2}}\left(\frac{\pi-\Psi(y)}{\pi}\right)}, \qquad (۷)$$

در اینجا $\Theta(1-\zeta)$ تابع پله‌ای می‌باشد و $\zeta \equiv \theta_{obs}/\theta_j$ پارامتری برای تعریف زاویه دید ناظر می‌باشد

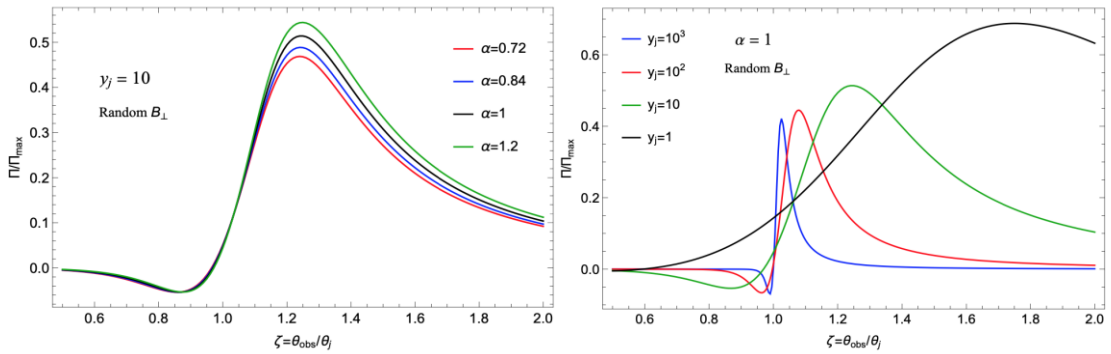
$$\mathcal{G}(y,\alpha) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} d\phi \left[\frac{(1-y)^2}{(1+y)^2}cos^2\phi - sin^2\phi\right]\left[1-\frac{4ycos^2\phi}{(1+y)^2}\right]^{\frac{\alpha-1}{2}} \qquad (۸)$$

$$\mathcal{H}(y,\alpha) = \int_0^{\pi} d\phi \left[1-\frac{4ycos^2\phi}{(1+y)^2}\right]^{\frac{1+\alpha}{2}}, cos\Psi(y) = \frac{(1-\zeta^2)y_j - y}{2\zeta\sqrt{yy_j}} \qquad (۹)$$

در فرمول‌های بالا $y_{1,2} = (1\mp\zeta)^2 y_j$ و $y_j = (\Gamma\theta_j)^2$ می‌باشد. تغییرات قطبش خطی در حضور پیکربندی تصادفی میدان مغناطیسی برای ناظری که مایل با محور جت قطبش را اندازه می‌گیرد در شکل (۲) نشان داده شده است. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود برای میدان تصادفی و برای ناظری با زاویه انحراف کوچک نسبت به محور اصلی اندازه‌گیری قطبش را انجام می دهد قطبش خطی مقداری نزدیک به صفر دارد و با افزایش زاویه انحراف دید ناظر درجه قطبش خطی افزایش پیدا می‌کند. این نمودار بیانگر نقش اثرات هندسی در مشاهده درجات قطبش به نسبت بالا می‌باشد. نکته‌ی مهم در مورد مشاهده جت در زاویه انحرافی نسب به محور آن کاهش شدید شار بخصوص برای چشمه های در ردشیفت بالا می‌باشد. تاثیر اندیس طیفی نیز در حضور میدان مغناطیسی تصادفی نیز در این نمودار مورد بررسی قرار گرفته است.



شکل ۱ : (چپ) تغییرات قطبش بیشینه جت گاما بر اثر اندیس طیفی (راست) تغییر قطبش برای میدان منظم موضعی برای ناظر هم محور با جت.



شکل ۲ : تغییرات قطبش در حضور میدان مغناطیسی تصادفی در صفحه عمود بر جت برای زوایای دید مختلف ناظر و تغییرات اندیس طیفی.

نتیجه گیری

مشاهدات قطبش اولیه در حین فاز تابش آنی نقش کلیدی در فهم مکانیزم تابشی و ساختار جت در فوران‌های پرانرژی گاما دارد. در این پژوهش ما به بررسی اثر پیکربندی میدان مغناطیسی در الگوی قطبشی مشاهده شده در انفجارهای پرتوی گاما پرداختیم. امروزه آشکارسازی انفجارهای پرتو گاما به صورت روزانه توسط ماهواره‌هایی نظیر سویفت(Swift) و فرمی (Fermi)انجام شده و بعد از تایید رویداد، اطلاعات موقعیت مکانی آن در کمتر از چند دقیقه از طریق شبکه مکان یابی پرتو گاما[۲۹](GCN) به تلسکوپ‌های سراسر زمین مخابره می شود، تا در صورت امکان تابش پس‌تاب آن در محدوده‌های انرژی مختلف مورد رصد و مطالعه قرار بگیرد. با توجه به ماهیت زودگذر بودن انفجارهای پرتو گاما، در دسترس بودن شبکه‌ی گسترده‌ای از تلکسوپ ها در گستره‌ای از عرض‌های جغرافیایی با زمان پاسخ سریع و حتی با استفاده از سیستم‌های کنترل خودکار ضروری می‌باشد. در سال‌های اخیر تلسکوپ های اپتیکی با ابزارهای رصدی مختلف به تحلیل داده‌های پس‌تاب اپتیکی تعداد زیادی از رویدادهای GRBپرداخته‌اند. تلسکوپ ۳٫٤ متری رصدخانه ملی ایران از جمله تلکسوپ‌هایی است که با قرارگرفتن در یک منطقه منحصربه‌فرد جغرافیایی، پتانسیل بسیار بالایی در دنبال کردن پس‌تاب اپتیکی فوران‌های پرتو گاما و اتصال به شبکه رصد آن‌ها می باشد.

مرجع‌ها

]1] Kumar, P., & Zhang, B., Phys. Rep., 561, 1, (2015).
[2]۰۷۰۱۷٤۸ph/-arXiv:astro ,(۲۰۰۷) ,۱٦٦ ,٤٤۲ Rep., Phys. E., Nakar,
[2] Gill, R., Granot, J., & Beniamini, P. 2020, MNRAS , 499, 1356
[3] Gill, R., Granot, J., & Kumar, P. 2018, arXiv:1811.11555
[4]Gill, R., Kole, M., & Granot, J. 2021, Galaxies, 9, 82
[5] Liang Li, Soroush Shakeri, Time-averaging Polarimetric and Spectral Properties of GRBs, [ArXiv:2301.00576] Submitted to MNRAS - 2023

[29] Gamma-ray Coordination Network

شبیه سازی انفجار ابرنواختریِ رمبش هسته‌ای با روش تراوش نوترینویی

خدایار تقی‌نیارمی[۱]، علیرضا خصالی[۱]

[۱]گروه فیزیک نظری، دانشکده فیزیک دانشگاه مازندران

چکیده

در این مقاله به بررسی روشی تقریبی تراوش نوترینویی برای شبیه سازی دو بُعدی ابرنواخترهای رمبش هسته‌ای با جرم ستاره مادر ۱۵ برابر جرم خورشید میپردازیم. این شبیه‌سازی‌ها با وضوح بالا با اندازه شبکه‌های ٤٨٨ متری در نزدیکی ستاره نوترونی مرکزی انجام شده است. با مقایسه نتایج این شبیه‌سازی با روش‌هایی که در آن‌ها تابع توزیع بولتزمن نوترینوها متحول میشود، میتوان دید این روش توانایی تولید انفجار ابرنواختری توسط آنچه از آن بعنوان سازوکار گرمایش نوترینویی یاد میشود را برای برخی از مقادیر گرمایشی را دارد.

SIMULATION OF CORE COLLAPSE SUPERNOVA EXPLOSION BY NEUTRINO LEAKAGE

Khodayar Taghiniyarami[1], Alireza Khesali[1]

[1]*Theoretical Physics Group, Physics Faculty, University of Mazandaran*

Abstract

Neutrino leakage method for simulation of core collapse supernova is considered in this literature in 2D for stellar progenitor of $15M_{\odot}$. The resolution of the simulation is about 488m of mesh size near the central neutron star. By comparison of the neutrino leakage by those methods which evolve the neutrinos Boltzmann distribution function, one can provide the explosion in the manner that is called neutrino heating in the gain region and revival of the stalled accretion shock front..

۱.مقدمه

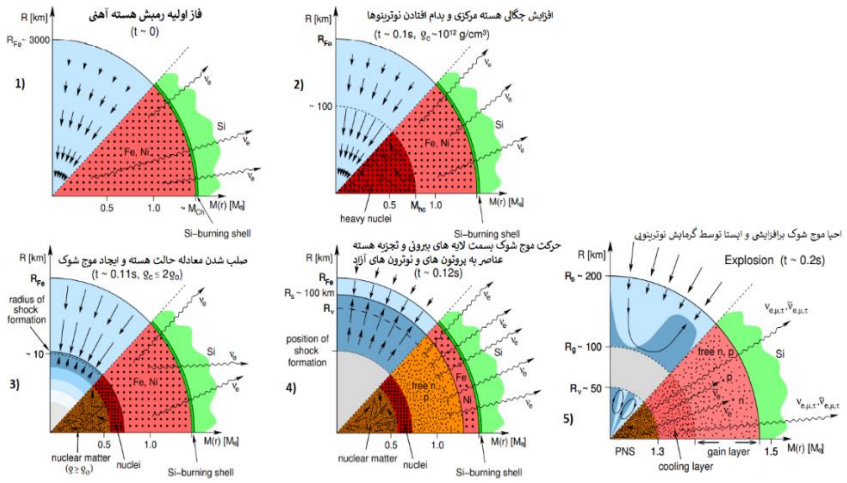
هنگامی که ستاره‌ای با جرم اولیه بیشتر از ۸ برابر جرم خورشید به مراحل پایانی حیات خود یعنی همجوشی هسته آهن که فرآیندی گرماگیر است میرسد، پایداری هسته ستاره تنها وابسته به تبهگنی الکترونی است و از رابطه تعادل هیدروستاتیک $M_{ch} = 1.457(2Y_e)^2 M_{\odot}$ بدست می‌آید که در آن M_{ch} جرم چاندراسخار و Y_e فراوانی نسبی الکترون است[1] . وجود دو فرآیند تلاشی نوری هسته آهن ($\gamma + {}^{56}Fe \rightarrow 13\alpha + 4n - 124.4\text{Mev}$) که در آن هسته آهن توسط فوتون (گاما) به ۱۳ اتم هلیوم (آلفا) و ٤ نوترون تبدیل میشود و همچنین فرآیند جذب الکترون توسط هسته عناصر سنگین $e^- + (Z, A) \rightarrow \upsilon_e + (Z-1, A)$ باعث کاهش فشار لازم برای برقراری تعادل هیدروستاتیک و همچنین با کاهش فروانی نسبی الکترون و کاهش جرم چاندراسخار و ادامه برافزایش جرم از لایه‌های بیرونی هسته آهنی، هسته مرکزی از حالت هیدروستاتیک خارج شده و شروع به رمبش میکند. با ادامه این رمبش و همچنین پراکندگی نوترینوهای تولید شده در هسته مرکزی ستاره، چگالی تا مرتبه $10^{14}\ \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$ افزایش یافته و در این نقطه معادله حالت بعلت وجود نیروی هسته‌ای صلب میشود و با برخورد جرم برافزایشی اطراف هسته به این هسته‌ی مرکزی صلب شده، موج شوکی تولید میشود که به آن فرآیند شوک سریع گفته میشود و این موج در محیط اطراف هسته

گسترش میابد. اما نشان داده شده هست این شوک در نهایت در مقابل جرم رمبش اطراف هسته به موج برافزایشی یا موج ایستاده تبدیل شده و توانایی انفجار محیط ستاره‌ای اطراف هسته مرکزی ستاره را ندارد[2]. اما با عبور این موج شوک، لایه های اطراف هسته مرکزی مملو از پروتون و نوترون‌های آزاد شده و در ادامه رمبش هسته مرکزی ستاره و آزاد شدن نوترینوها، این نوترینوها طبق نظریه الکترومغناطیس ضعیف با پروتون و نوترونهای آزاد لایه‌های بیرونی واکنش نشان داده و طی فرآیندی که به گرمایش نوترینویی معروف است باعث احیای شوک ایستاده و انفجار ستاره میگردد. کلیه این فرآیندها در کمتر از ۱ ثانیه اتفاق می‌افتد.

۲.روش محاسباتی و تراوش نوترینویی

برای شبیه سازی انفجار ابرنواختری توسط گرمایش نوترینویی باید معادلات هیدرودینامیک و معادلات بولتزمان بصورت همزمان حل شود. برای حل معادلات بصورت اویلری از نرم‌افزار FLASH استفاده شده است[3]. در این معادلات چگالی، سرعت، انرژی ویژه، نسب فروانی ذرات، و میانگین انرژی ویژه ذرات توسط معادلات هیدرودینامیک متحول میشود. شبکه‌بندی برای شبیه‌سازی دو بعدی در مختصات استوانه‌ای با شعاع 10^4Km که در فاصله کمتر از ۱۰۰ کیلومتری مرکز ستاره اندازه شبکه ٤٨٨ متر در کمترین حالت بوده و در شعاع های ۲۰۰ ، ٤۰۰، ۸۰۰ کیلومتری و ... اندازه شبکه ها افزایش پیدا میکند تا در فاصله ۱۰ هزار کیلومتری اندازه شبکه‌ها به ۲۵۰ کیلومتر میرسد. برای حل معادلات بولتزمان باید تابع توزیع بولتزمان در حالت کلی در دوبعد ($f = f(x, y, \theta, \emptyset, \varepsilon, t)$) که دارای ۵ متغییر است حل گردد که بسیار زمانبر بوده و هزینه رایانش ابری بالا می‌رود. بجای تابع توزیع بولتزمان میتوان از تابعی که بیانگر نرخ تابشی(Q)، عدد لپتونی یا هر تابعی که بیانگر تحول نسب فراوانی الکترون‌ها یا طعم‌های مختلف نوترینو باشد استفاده کرد. ابتدا طبق رابطه‌ی

$$\tau_{\upsilon\, i} = \int_r^{\infty} \kappa_t(\upsilon_i)\mathrm{d}r \qquad (1)$$



شکل ۵. مراحل رمبش، گرمایش نوترینویی و انفجار ابرنواختر[1]

به محاسبه عمق کدری میپردازیم که مجموع پراکندگی و جذب بوده که با مقدار تبهگنی در رابطه بوده و مقدار تبهگنی برای طعم‌های سنگین نوترینو صفر و برای نوترینوهای الکترون از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\eta_{\upsilon_i} = \eta^{\mathrm{eq}}{}_{\upsilon_i}(1 - e^{-\tau_{\upsilon_i}}) \qquad (2)$$

با تکرار رابطه ۱ و ۲ و رسیدن به همگرایی میتوان مقادیر کدری و تبهگنی را محاسبه کرد و با استفاده از منبعِ میتوان نرخ تابشی (Q) نوترینو را برای محیط‌های کدر و شفاف محاسبه کرد. ما در اینجا با استفاده از درون‌یابی بین این دو محیط نرخ کلی تابشی نوترینو را محاسبه کرده(free مربوط به تابش آزاد و diff مربوط به پخش است)[4]:

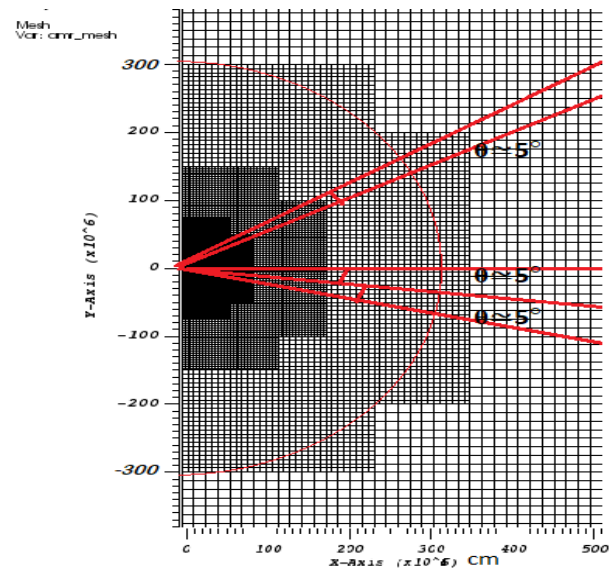
$$\mathrm{Q}^{\mathrm{leak}}{}_{\mathrm{eff},\upsilon_i} = \frac{\mathrm{Q}^{\mathrm{leak}}{}_{\mathrm{free},\upsilon_i}}{1 + \frac{\mathrm{Q}^{\mathrm{leak}}{}_{\mathrm{free},\upsilon_i}}{\mathrm{Q}^{\mathrm{leak}}{}_{\mathrm{diff},\upsilon_i}}} \qquad (3)$$

و از این مقدار، میزان نرخی که مربوط به گرمایش نوترینویی هست کسر میگردد:

$$\mathrm{Q}^{\mathrm{heat}}{}_{\upsilon_i}(r) = f_{\mathrm{heat}} \frac{L_{\upsilon_i}}{4\pi r^2} \langle \frac{1}{F_{\upsilon_i}} \rangle \sigma_{\upsilon_i} \frac{\rho X(n,p)}{m_{\mathrm{amu}}} e^{-2\tau_{\upsilon_i}} \qquad (4)$$

که در آن L_{υ_i}درخشندگی، $\langle \frac{1}{F_{\upsilon_i}} \rangle$ درجه اوج پیشروی که برای تابش آزاد ۱ و برای پخش، بینهایت است ، σ_{υ_i} سطح مقطع جریان باردار جذب نوترینو یا پادنوترینو توسط پروتون یا نوترون بر حسب تئوری الکتروضعیف است. f_{heat} نیز فاکتور قابل تنظیمی است که میتوان دید به ازای چه مقداری از آن ستاره منفجره خواهد شد. در هر مرحله زمانی، معادلات هیدرودینامیک دو بعدی بر روی شبکه مشکی (شکل ۲) حل میشود و مقادیر چگالی، دما، و نسبت فراوانی الکترون بدست آماده با درون یابی بر روی شبکه قرمز رنگ شعاعی بعنوان ورودی برای حل معادلات ۳ و ٤ یک بعدی استفاده میشود و این روند در کل زمان مورد نظر تکرار میشود تا شبیه سازی کامل شود. در کل ۳۷ شبکه شعاعی قرمز رنگ (فقط ٤ تای آن در شکل ۲ نشان داده شده) که هریک با فاصله تقریبا ۵ درجه‌ای از یکدیگر قرار دارد و شامل ۱۰۰۰ ناحیه ذخیره سازی در راستای شعاع هست که مقادیر برون‌یابی شده از معادلات هیدرودینامیک بعنوان ورودی بروی آن قرار میگیرد که تا شعاع نیم کیلومتری این ناحیه‌ها در یکسان و بعد از آن (فواصل ناحیه‌ها) لگاریتمی افزایش میابد.

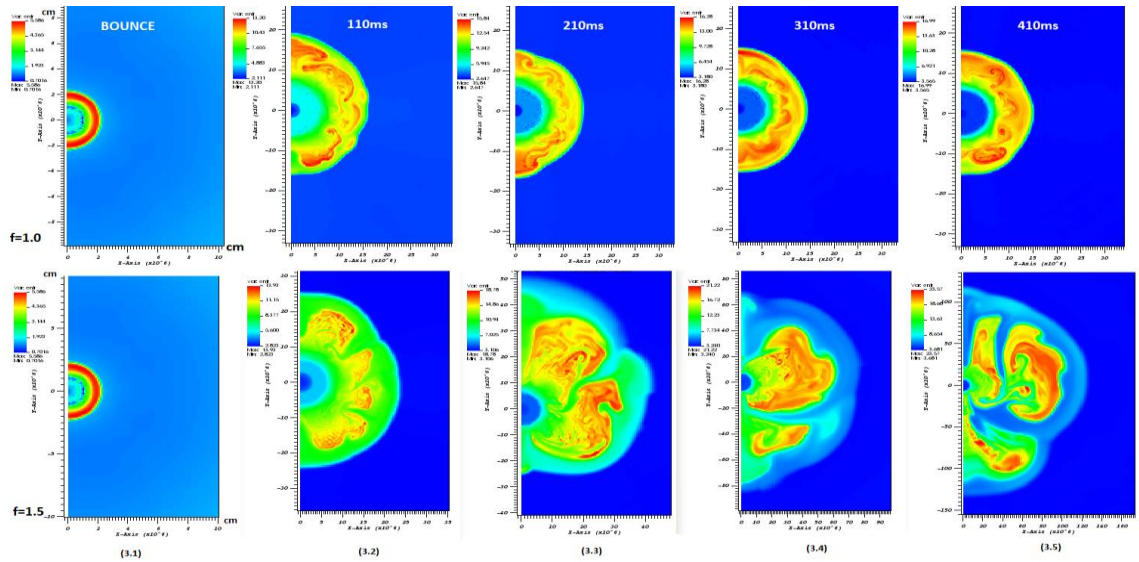
فواصل بصورت



۳.نتایج

شکل۲.شبکه‌بندی سیستم ستاره‌ای شبیه‌سازی شده برحسب سانتیمتر

شکل زیر نتایج حاصل از شبیه‌سازی یک ستاره مادر بجرم ۱۵ برابر جرم خورشید با دو فاکتور گرمایشی متفاوت است که از لحظه شروع موج شوک سریع تا ٤١٠ میلی ثانیه پس از آن که تحت گرمایش نوترینویی بوده نمایش داده شده است :



شکل ۳: شکل بالا نمودار آنتروپی ابرنواختری است که با تنظیم فاکتور گرمایی(معادل با ۱,۵) در ردیف پایین میتوان مرحله به مرحله شاهد افزایش موج شوک تا شعاع ۱۰۰۰ کیلومتری بود اما در ردیف بالا با فاکتور گرمایی ۱ بعد از افزایش تا شعاع ۳۰۰ کیلومتری تا لحظه ٤١٠ میلی ثانیه پس از ایجاد موج شوک سریع، دیگر افزایش نمیابد و رمبش مواد بیرونی مانع انفجار میگردد.

٤. نتیجه گیری

با مقایسه نتایج بخش ۳ با جدول ٤ و شکل ۲۰ از Kuo-Chuan Pan[5] که در آن تابع بولتزمان دارای تحول میشود میتوان دید با روش تراوش نوترینویی و تنظیم فاکتور گرمایی،میتوان انفجارهایی با خصوصیات نزدیک به شبیه‌سازی هایی که از لحاظ فیزیکی واقعگراتر هستند تولید نمود که دارای آنتروپی، انرژی انفجار، تحول شعاع موج شوک تقریبا مشابه هستند و مزیت این روش در صرفه جویی در زمان و منابع رایانش ابری بوده و میتوان جنبه‌های فیزیکی دیگری (فارغ از شیوه انتقال نوترینو) مانند معادله حالات هسته‌ای، حالات مختلف ستاره مادر و ... که انفجار ابرانواختر را کنترل میکنند را در زمان کمتری بررسی نمود.

۵.منابع

[1] Hans-Thomas Janka; "Neutrino Emission from Supernovae"; *Springer International Publishing*; (2017)[arXiv:1702.08713]
[2] Burrows; "*Colloquium:Perspectives on core-collapse supernova theory*"; *Reviews of Modern Physics*, 85(1), 245.
[3] B. Fryxell et al; "FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes"; (2000) *ApJS* ,131, 273

[4] Evan O'Connor and Christian D.Ott; "A new open-source code for spherically symmetric stellar collapse to neutron stars and black holes";(2010); *Class. Quantum Grav.* 27, 114103
[5] Kuo-Chuan Pan (潘國全) *et al;"* TWO-DIMENSIONAL CORE-COLLAPSE SUPERNOVA SIMULATIONS WITH THE ISOTROPIC DIFFUSION SOURCE APPROXIMATION FOR NEUTRINO TRANSPORT*"*;(2016); *ApJ*, 817, 72

بررسی سرعت جرم بازگشتی با رویدادهای اختلالی جذرومدی(TDEs) قرص برافزایشی نسبیتی دراطراف سیاهچاله‌ای پرجرم

اعظم السادات قاسمی[۱]، دکتر جمشید قنبری[۱]،دکترمحبوبه معین مقدس[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی خیام (مشهد)، مشهد

[۲] دانشکده علوم پایه، دانشگاه کوثر(بجنورد) ، بجنورد

چکیده

در این مقاله سرعت جرم بازگشتی در رویدادهای اختلالی جذر و مدی با تعیین فشارگاز کامل در مدل نیوتنی و فشار پلی تروپی غیرنسبیتی و نسبیتی بررسی می‌کنیم. سرعت جرم بازگشتی در اختلال کامل بدون چرخش و همچنین با چرخش در مدل نیوتنی و مدل‌های غیرنسبیتی و بطور خاص نسبیتی بررسی می‌شود. نمودارها نشان می‌دهد در اختلال کامل بدون چرخش در زمان‌های اولیه افزایش سرعت بازگشت مواد را داریم که در زمان‌های بعدی کاهش و ثابت شدن سریع سرعت جرم بازگشتی را شاهد خواهیم بود، در حالی‌که ستاره با اختلال کامل همراه با چرخش یا وجود اینکه در ابتدا افزایش صعودی چند برابری مواد در قرص شکل گرفته را دارد. این میزان در چرخش پس رونده بیشتر هم می‌باشد که در زمان‌های بعدی برای هر دو حالت اختلال شاهد کاهش و ثابت ماندن میزان سرعت بازگشت جرم خواهیم بود. در مشتق لگاریتمی گرفته شده در هر دو حالت اختلال، ابتدا افزایش و سپس کاهش و افول شدید مواد در زمان‌های آخر را شاهد هستیم..

کلمات کلیدی: *سرعت جرم بازگشتی- رویداد اختلالی جذرومدی- پلی‌تروپ نسبیتی و غیرنسبیتی. پ*

The mass fallback rate relativistic accretion disk (TDEs), case study: around the massive black hole

A. GHasemi[1], J. GHanbari[1], M. Moeen Moghaddas[2]
[1] Department of Physics, Khayyam University of Mashhad, Mashhad
[2] Department of Sciences, Kosar University of Bojnord, Bojnord

Abstract

In this article, we investigate the mass fallback rate in tidal disruption events by determining the non-relativistic and specifically relativistic polyentropic gas pressure. The mass fallback rate is investigated in complete disruption without rotation and rotation in Newtonian mode, non-relativistic and especially relativistic modes. The figures show that in the complete disruption without rotation in the early times we have an increase in the fallback rate of material and in the later times decrease and stabilization of the mass fallback rate,. In the prograde stellar spin increases the peak of mass fallback rate whereas the retrograde stellar spin decreases the peak of mass fallback rate, and in the following times, decrease and a constant amount of mass fallback rate for both disruption states. In the logarithmic Study derivative taken in both states of disruption, first an increase and then a decrease and a sharp decline of the material in the last times.

.

Key words: mass fallback rate - tidal disruption events- non-relativistic and relativistic polytrophic.

مقدمه

رویدادهای اختلالی جذر و مدی (TDEs) پدیده ای است که در آن یک ستاره یا یک جرم شبه ستاره‌ای سرگردان در فضای میان ستاره‌ای دراطراف سیاهچاله یا نزدیک به شعاع گرانشی سیاهچاله قرار بگیرد، در حالیکه گرانش سیاهچاله از خودگرانشی ستاره بیشتر باشد، به دام گرانش سیاهچاله خواهد افتاد و طی فرایند جذرومدی که رخ می‌دهد، ستاره به بقایای ازمواد، گاز و غبار خرد و متلاشی می‌شود. شعاع بحرانی که در آن TDE رخ می‌دهد، شعاع جذرومدی یا شعاع بحرانی نامیده می‌شود. ستاره قبل از ورود به شعاع جذرومدی یا شعاع بحرانی تعادل هیدرواستاتیکی دقیق را حفظ می‌کند، پس از آن نقطه، فشار داخلی و خودگرانشی فوراً ناچیز می‌شود و بقایا دچار سقوط آزاد بالستیک می‌شوند که TDE در این شعاع اتفاق می‌افتد. مواد یا بقایای ستاره‌ای تحت گرانش سیاهچاله، روی مداری به حالت فشرده شده بدون پراکندگی به اطراف از نزدیکترین نقطه (periapsis) سیاهچاله عبور می‌کند، که ایجاد اتفجاری در حد انفجار یک ابر نواختر بوجود می‌آید. در این مقاله سرعت جرم بازگشتی با رویدادهای اختلالی جذرومدی را در مدل نیونتی، غیرنسبیتی با ضریب پلی‌تروپ n=1.5 و نسبیتی با ضریب پلی‌تروپ n=3 بررسی می‌کنیم: مدل سرعت جرم بازگشتی کامل در رویدادهای اختلالی جذر و مدی در زمان اولیه ستاره بدون چرخش هست و فعل و انفعالات جذرومدی، ستاره را می‌چرخاند، در این حالت ستاره کاملا مختل شده است که حالت اختلالی کامل یک ستاره نیز می‌گوییم، در حالی که سرعت بازگشت جرم، ستارگان با چرخش که ممکن است پیش‌رونده و یا پس‌رونده باشند، چرخش جذرومدی نادیده گرفته می‌شود، که این خالت اختلالی کامل بهمراه چرخش ستاره بیان می‌شود. TDE، فرصتی عالی برای مطالعه پدیده برافزایش فراهم می‌کند، همچنین مدلی برای خروجی های یک قرص فوق ادینگتون بدست آمد که در آن نسبت سرعت خروج جرم به سرعت برافزایش جرم ثابت است Strubbe&Quataert (2009) . مدارهایی با شعاع مرکزی معین در مختصات بوی- لیندکوئیست، حداکثر چرخش سیاهچاله ضد تراز با تکانه زاویه ای مداری باشد، منجر به بزرگترین اوج سرعت برافزایش می‌شود Michael Kesden. (2012) ایجاد یک مدل برافزایش نسبیتی تحول زمانی برای رویدادهای اختلالی جذر و مدی (TDEs) با وشکسانی α که تعیین فشار با فشار گاز (پلی تروپ) می‌باشد. T. Mageshwaran and Sudip Bhattacharyya (2020).کالیبره کردن مدل‌هایمان بر اساس مشاهدات ROSAT و کهکشان تکامل کاوشگر GALEX و سیستم واکنش سریع Pan-STARRS گذرا پالومار PTF و تلسکوپ بزرگ LSST پیش‌بینی شده است. برخی از چالش‌های مشاهده مرتبط با مطالعه رویدادهای اختلال جذرو مد در نظرسنجی‌های آتی مانند Pan-STARRS حداقل چندین رویداد در سال را شناسایی می‌کند و در زمان فعلی ممکن است تعداد بیشتری از رویدادها شناسایی شده باشند Linda E. Strubbe and Eliot Quataert (2009).

بیان سوال های اصلی و فرعی:۱-سرعت بازگشت مواد مختل شده از ستاره در رویداد اختلالی جذرومدی با زمان چه وابستگی در روند شکل گیری قرص خواهد داشت؟ **۲** – تشابه و تفاوت سرعت بازگشت جرم مواد مختل شده کامل از ستاره در حالت بدون چرخش و با چرخش در رویداد اختلالی جذر ومدی در مدل نیوتنی که فشار گاز کامل با مدل‌های که فشار گاز پلی‌تروپی غیرنسبیتی و نسبیتی بررسی شود؟

بنابراین در این مقاله تعییرات جرم بازگشتی به زمان برای رویدادهای اختلالی جذرومدی در اختلال کامل ستاره بدون چرخش و اختلال کامل ستاره با چرخش ستاره و در نظر گرفتن. فشار گازکامل در مدل نیوتنی و فشارگاز پلی تروپی در مدل نسبیتی و غیرنسبیتی مورد مقایسه قرار می‌دهیم.

۲-روابط ریاضی

دینامیک رویداد اختلال جذر و مدی

$$F_{sg} = F_{tidal} \pm F_{rot} \quad (1)$$

شعاع جدر ومدی سناره با سیاهچاله**[1]**

$$r_{tid} = \left(\frac{M_\bullet}{M_*}\right)^{\frac{1}{3}} R_* \qquad (2)$$

$$\dot{M}_f = \frac{\partial M}{\partial E} \times \frac{\partial E}{\partial T} = \frac{M_*}{3t_{m\,in}} \left(\frac{t}{t_{m\,in}}\right)^{\frac{-5}{3}} \qquad (3)$$

در حالت نیوتنی سرعت جرم بازگشتی (Lodato 2010)

$$\dot{M}_f = \left[\frac{(40.8)^{\frac{2}{3}}}{3}\, d \times M_\odot\, {M_6}^{\frac{1}{2}}\, m^{\frac{1}{5}} K^{\frac{-3}{2}}\right] \quad (t)^{\frac{-5}{3}} \qquad (4)$$

در حالت گاز پلی تروپی

$$M(R) = 4\pi \int_0^R R^2 \rho(R) dR \qquad (5)$$

$$\xi = \frac{R}{R_n} \rightarrow R = \xi_1 R_n = \left(\frac{(n+1)K}{4\pi G}\right)^{\frac{1}{2}} \quad {\rho_c}^{\frac{1-n}{2n}} \quad \xi_1 \qquad (6)$$

$$M(\xi) == 4\pi \left(\frac{(n+1)K}{4\pi G}\right)^{\frac{3}{2}} \quad {\rho_c}^{\frac{3-n}{2n}} \quad {\xi_1}^2 \left|\frac{\partial \theta}{\partial \xi_1}\right| \qquad (7)$$

$$\frac{\partial M}{\partial E} = \frac{r_t^2}{2KGM_\bullet} \; 4\pi \left(\frac{(n+1)K}{4\pi G}\right)^{\frac{3}{2}} \quad {\rho_c}^{\frac{3-n}{2n}} \quad {\xi_1}^2 \left|\frac{\partial \theta}{\partial \xi_1}\right| \qquad (8)$$

$$\left(\frac{(n+1)K}{4\pi G}\right)^{\frac{3}{2}} = b \qquad (9)$$

$$\frac{\partial M}{\partial E} = \frac{r_t^2}{2KGM_\bullet} \; [2\pi b] \quad {\rho_c}^{\frac{3-n}{2n}} \quad {\xi_1}^2 \left|\frac{\partial \theta}{\partial \xi_1}\right| \qquad (10)$$

$$P = \rho^{\gamma - 1} \qquad (11)$$

$$\frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} \left(\frac{R^2 dP}{\rho dR}\right) = -4\pi G \rho \qquad (12)$$

رابطه فشار و چگالی در حالت پلی نروپی

$$\forall N; \quad P(R) = k\, \rho(r)^{1+\frac{1}{n}} = k \quad {\rho_c}^{1+\frac{1}{n}}\, \theta^{n+1}(R) = P_c\, \theta^{n+1}(R) \qquad (13)$$

$$\frac{1}{R^2}\frac{d}{dR}\left(\frac{R^2}{\rho_c\theta^n(R)}\left(\frac{\partial\left(P_c\,\theta^{n+1}(R)\right)}{\partial R}\right)\right)=\frac{(n+1)P_c}{4\pi G\rho_c^2}\frac{1}{R^2} \qquad (14)$$

$$\frac{(n+1)P_c}{4\pi G\rho_c^2}=R_n^2=\text{ثابت} \qquad (15)$$

معادله لیمن –امدن

$$\left(\frac{1}{\xi}\right)^2\frac{d}{d(\xi)}\left((\xi)^2\left(\frac{\partial(\theta)}{\partial(\xi)}\right)\right)=-\theta^n(\xi)=\theta \qquad (16)$$

$$\frac{\partial M}{\partial E}=\frac{M_*r_t^2}{kGM_{\bullet}R_*}2\pi b\int_x^1\theta^u(x')x'dx' \qquad (17)$$

سرعت جرم بازگشتی رویداد اختلالی جذر و مدی برای گاز پلی تروپی غیرنسبیتی و نسبیتی از رابطه ۲ داریم که در زیر تعریف شده است.[1]

$$\dot{M}_f=\frac{4\pi b}{3}\frac{M_*}{t_{m\ \ in}}\tau^{\frac{-5}{3}}\quad\int_x^1\theta^n(x')x'dx' \qquad (18)$$

زمان، جرم بازگشتی دردرونی‌ترین قسمت قرص شکل گرفته شده در مدل غیرنسبیتی مطابق مقاله [1] ستاره مختل کامل شده و بدون چرخش باشد، K=1 در نظر می‌گیریم.

$$\mathrm{t_{m\ \ in}}=40.8\ \mathrm{d\ M_6^{\frac{1}{2}}\ m^{\frac{1}{5}}\ K^{\frac{-3}{2}}} \qquad (19)$$

در حالت دوم اختلال کامل، ستاره مختل کامل شده در حالی که چرخش ستاره در جهت حرکت سیاهچاله (پیش رونده) و یا خلاف جهت سیاهچاله (پس رونده) باشد، به صورت زیر تعریف می‌شود. **($\boldsymbol{\Omega_{br}}$ =break up)** چرخش بدور خود

$$\boldsymbol{\lambda=\frac{\Omega_*}{\Omega_{br}}} \qquad (20)$$

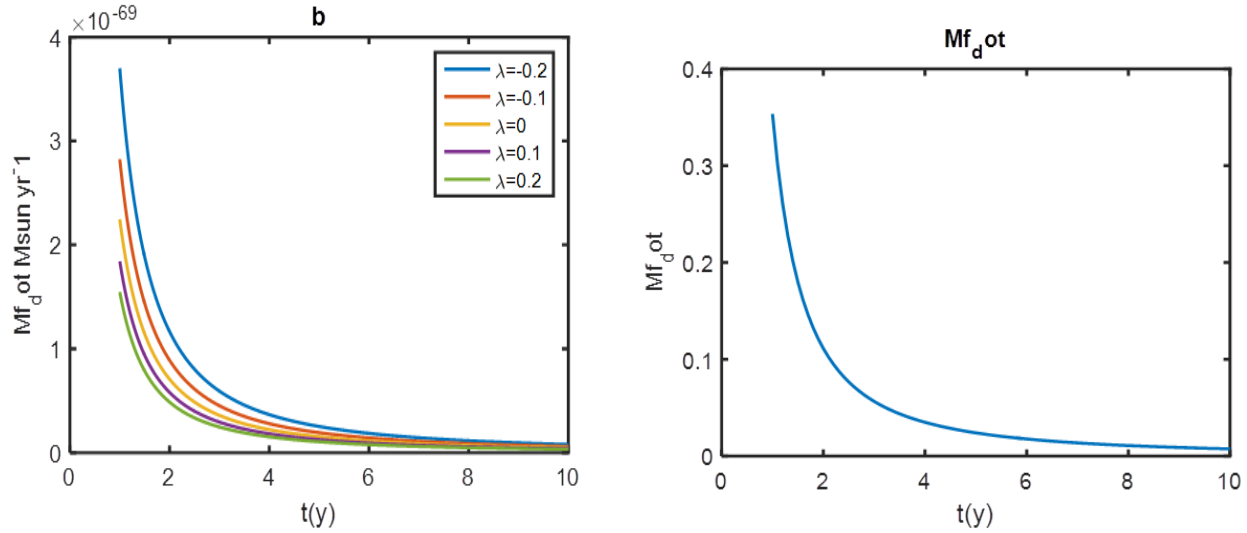
$$t_{m\ \ \ in}=40.8\ d\ M_6^{\frac{1}{2}}\ m^{\frac{1}{5}}\left(1+\sqrt{2}\boldsymbol{\lambda}\right)^{\frac{-3}{2}} \qquad (21)$$

$$K=\left(1+\sqrt{2}\boldsymbol{\lambda}\right)\quad,\boldsymbol{\lambda=0,\pm0.1,\pm0,2} \qquad (\mathbf{22})$$

فرضیات حل مسئله که داریم:

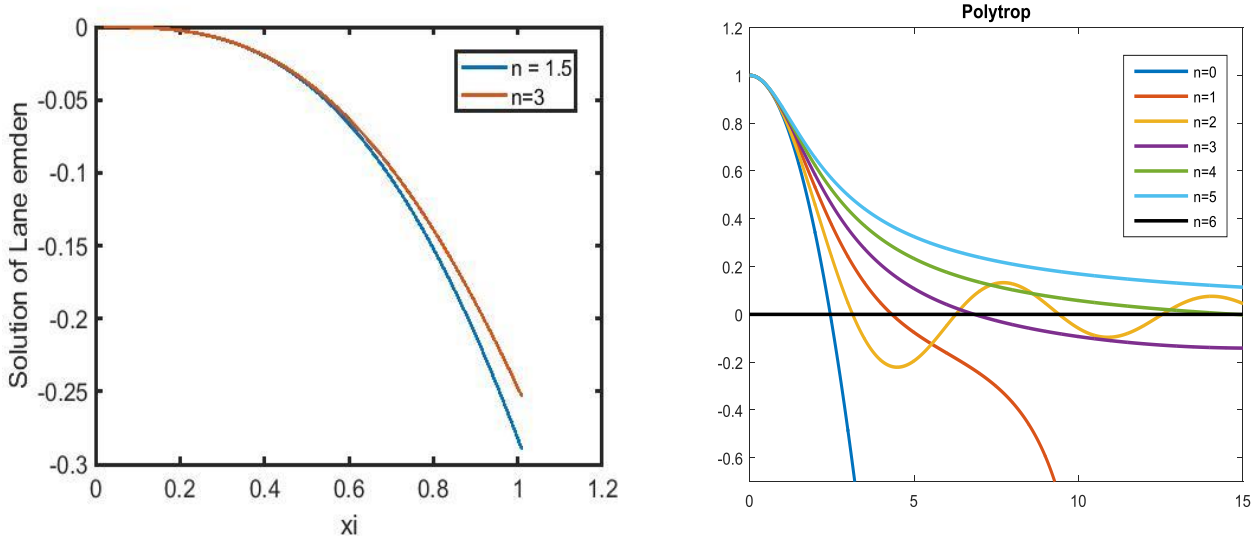
$$m=\frac{M_*}{M_\odot}=1\ \ ,\ \ R_*=m^{0.8}\,R_\odot\ \ ,\ \ M_6=\frac{M_{\bullet}}{10^6M_\odot}=1 \qquad (23)$$

در مدل نسبیتی از رابطه غیر نسبیتی می‌توانیم استفاده کنیم با قرار دادن n=3.

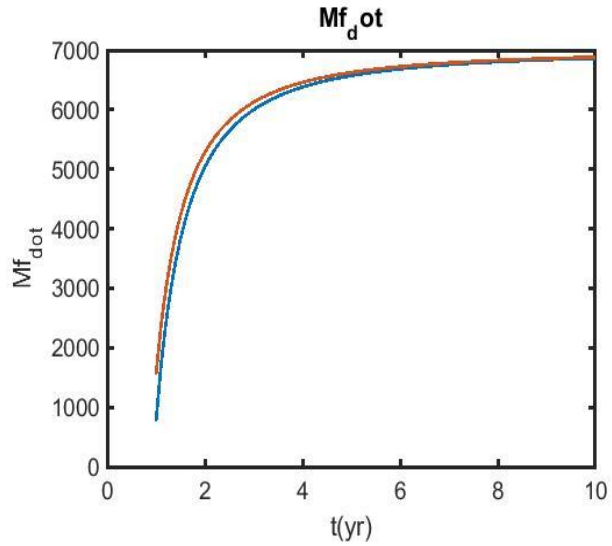


تصویر۱- سرعت جرم بازگشتی در رویداد اختلالی کامل بدون چرخش در مدل نیوتنی(سمت راست) و اختلالی کامل با چرخش (سمت چپ).

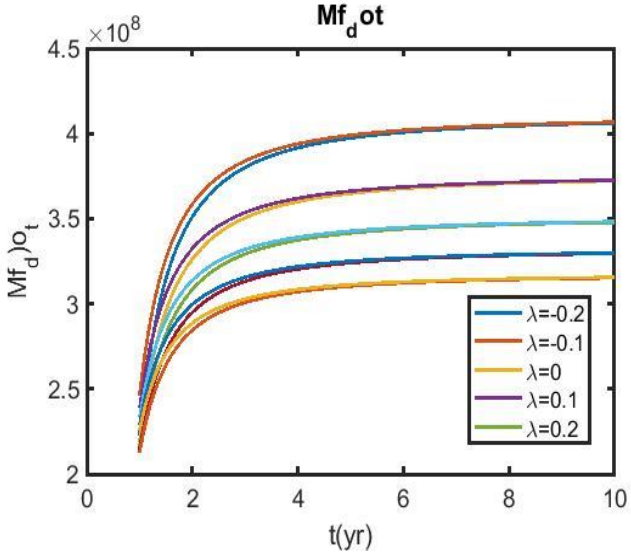
حل انتگرال پلی تروپ لین امدن برای مدل غیرنسبیتی $n = 1.5\ ,\ \Gamma = \frac{5}{3}$ ومدل نسبیتی $n = 3\ ,\ \Gamma = \frac{4}{3}$ در تصویر زیر نشان داده شده است.



تصویر۲- (سمت راست) نمودار بدست آمده معادله لین- امدن و (سمت چپ) حل فرمول انتگرال لیمن- امدن برای مدل نسبیتی و غیرنسبیتی در سرعت جرم بازگشتی

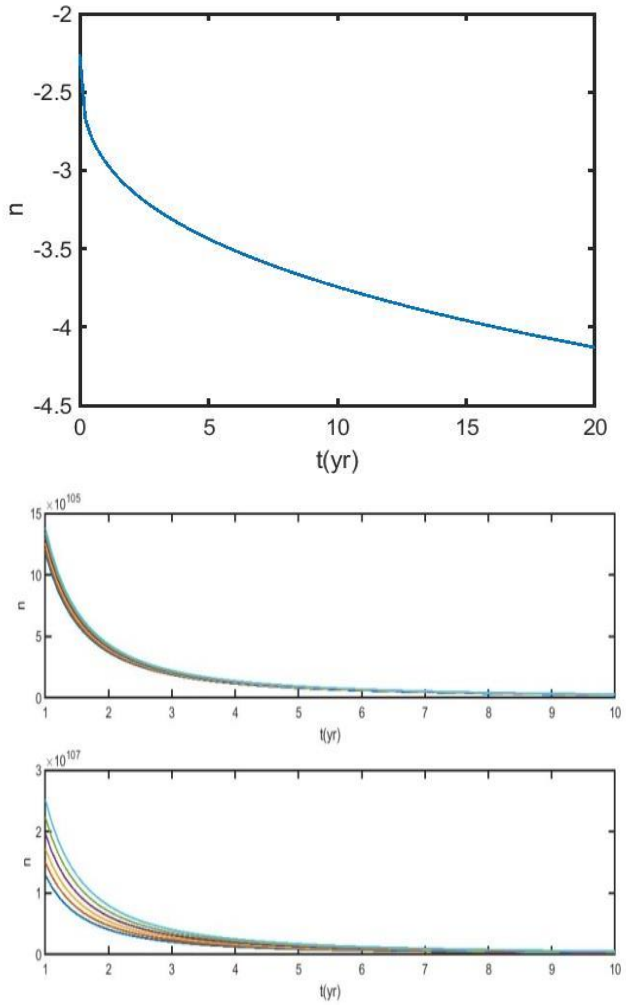


تصویر ۳- اختلال کامل بدون چرخش برای رنگ آبی خالت غیرنسبیتی و رنگ زرد نسبیتی



تصویر٤- اختلال کامل با چرخش برای رنگ آبی خالت غیرنسبیتی و رنگ زرد نسبیتی

برای سرعت جرم بازگشتی حالت بدون چرخش در مدل پلی نروپی غیرنسبیتی و نسبیتی، صعودی شدن سرعت بازگشت جرم را در زمان اولیه داریم که سرعت بازگشت جرم در لحظات بعدی ثابت ماندن وکاهشی شدن برگشت مواد را نشان می‌دهد، در حالت نسبیتی سرعت بازگشت جرم بیشتری را نسبت به مدل غیرنسبیتی نشان داده است، حالت دوم، سرعت بازگشتی جرم در رویداد اختلالی جذرومدی کامل با مدل پلی‌تروپی غیرنسبیتی و نسبیتی نشان داده شد که با وجود چرخش ستاره چه پیش‌رونده (که در جهت چرخش سیاهچاله ستاره چرخش دارد) سرعت بازگشت مواد ابتدا صعودی و افزایشی شده و در زمان‌های پایانی بازگشت مواد بطور تدریجی و ثابت ادامه می‌یابد یا در پس‌روندگی(در جهت خلاف چرخش سیاهچاله) سرعت بازگشت جرم ابتدا صعودی‌تر از زمانی که ستاره پیش‌رونده باشد را نشان می‌دهد و افزایشی شده و در زمان های پایانی بازگشت مواد بطور تدریجی و ثابت می‌باشد.



تصویر ٦- مشتق لگاریتمی سرعت بازگشت جرم برای اختلال کامل بدون چرخش(سمت راست تصویر) و اختلال کامل با چرخش (سمت چپ تصویر بالا) برای حالت‌های غیرنسبیتی در(بالا) و نسبیتی در (پایین)

مشتق لگاریتمی سرعت بازگشت جرم برای اختلال کامل بدون چرخش(سمت راست) که مدل نسبیتی و غیرنسبیتی در اینجا بظور یکسان و منطبق بر هم ابتدا افزایش و سپس در زمان های بعدی سرعت بازگشت جرم، کاهشی را نشان می‌دهد. اختلال کامل با چرخش برای مدل‌های غیرنسبیتی و نسبیتی نشان داده شد که ابتدا با افزایش سرعت جرم بازگشتی روبرو هستیم در حالی که در زمان‌های بعدی کاهش شدید مواد یا بقایای اختلالی و سرعت جرم بازگشتی را شاهد خواهیم بود.

نتیجه گیری

در این پژوهش سرعت جرم بازگشتی رویداد اختلالی جذرومدی قرص نسبیتی را بررسی می‌کنیم، بطوری‌که افزایش یا کاهش سرعت جرم بازگشتی مستقیم بستگی به جرم ستاره دارد که در این پژوهش جرم ستاره برابر جرم خورشید در نظر گرفته شد و همچنین که ستاره چرخش نداشته باشد یا چرخش پیشرونده یا پس‌رونده داشته باشد، تفاوت خواهد داشت. در این مقاله سرعت جرم بازگشتی در رویدادهای اختلالی جذرومدی بدون چرخش و همچنین با چرخش در مدل نیوتنی که فشار گاز کامل برقرار است و زمانیکه تعیین فشارگاز پلی تروپ

حاکم است برای مدل‌های غیرنسبیتی و بطورخاص نسبیتی بررسی شد. نمودارها نشان می‌دهد در اختلال کامل بدون چرخش یا با چرخش در مدل نیوتنی، در زمان‌های اولیه افزایش سرعت بازگشت مواد و شکل‌گیری قرص نازک را داریم که در زمان‌های بعدی کاهش و ثابت شدن سریع سرعت جرم بازگشتی و از بین رفتن قرص شکل گرفته بدلیل افول جرم بازگشتی را شاهد هستیم، در حالی‌که در اختلال کامل بدون چرخش در مدل پلی‌تروپی نسبیتی نسبت به غیرنسبیتی افزایش بازگشت جرم با سرعت بیشتر اتفاق می‌افتد و بعد شکل‌گیری قرص بازگشت جرم تداوم دارد. اختلال کامل همراه با چرخش در مدل پلی‌تروپی نسبیتی نسبت به غیرنسبیتی یا وجود اینکه در ابتدا افزایش صعودی دارد این میزان در چرخش پس‌رونده بیشتر هم می‌باشد که در زمان‌های بعدی شاهد کاهش تدریجی بازگشت جرم در زمان بیشتر و ثابت ماندن میزان سرعت بازگشت جرم اتفاق می‌افتد.

در مشتق لگاریتمی گرفته شده در هر دو حالت اختلالی نیوتنی یا نسبیتی و غیرنسبیتی برای دو حالت بدون چرخش و با چرخش، ابتدا افزایش و سپس کاهش و افول شدید سرعت بازگشت مواد در زمان‌های آخر را شاهد هستیم. در هردو مدل قرص شکل میی‌گیرد اما مدت زمان جرم بازگشتی در زمانیکه ستاره چرخش دارد، باعث تداوم بازگشت جرم در زمان طولانی‌تر و قرص برافزایشی نسبیتی شکل گرفته در اثر این اختلال در زمان بیشتری ماندگار خواهد بود که شواهد رصدی هم این را تایید می‌کند..

مرجع‌ها

[1] T. Mageshwaran‹ and Sudip Bhattacharyya ʿ*'Relativistic accretion disc in tidal disruption events' MNRAS*, (2020).
[2] Patrick R. Miles, 1 Eric R. Coughlin, 2, 1 and C. J. Nixon '*Fallback Rates from Partial Tidal Disruption Events' The Astrophysical Journa*l, (2020).
[3] Emanuel Gafton ‹ and Stephan Rosswog '*Tidal disruptions by rotating black holes: effects of spin and impact parameter 'MNRAS*, (2019).
[4] Eric R. Coughlin1, 2 and C. J. Nixon3 '*Partial Stellar Disruption by a Supermassive Black Hole: Is the Light Curve Really Proportional to t−9/4? 'The Astrophysical Journal*, (2019).
[5] Brandon Curd‹ and Ramesh Narayan '*GRRMHD simulations of tidal disruption event accretion discs around supermassive black holes: jet formation, spectra, and detectability' MNRAS*, (2019).
[6] Elen C. A. Golightly1, Eric R. Coughlin2, 3, and C. J. *Nixon1' Tidal Disruption Events: The Role of Stellar Spin' the Astrophysical Journal*, (2019).
[7] Steven A. Balbus? Andrew Mummery' *The evolution of Kerr discs and late-time tidal disruption event light curves' Monthly Notices of the Royal Astronomical Society,(2018).*

ریخت شناسی میدان مغناطیسی در کپه های ابرهای تاریک فروسرخ

عبدالرضا شریفی [۱]، محسن نژاد اصغر [۲]

[۱] دانشگاه مازندران، بابلسر

[۲] گروه فیزیک نظری،دانشگاه مازندران، بابلسر

Ar.sharifi@gu.ac.ir

چکیده

ابرهای تاریک فروسرخ از تعدادی کپه ی پرجرم تشکیل می شوند که هر کدام از این کپه ها می توانند زادگاه ستاره ها به صورت منفرد یا خوشه ای باشند. بدیهی است که میدان مغناطیسی نقش مهمی در فرایند تحول کپه ها و زایش ستاره ها ایفا می کند. میزان قطبش نور ناشی از ابرها تحت تاثیر جهت و قدرت مندی میدان های مغناطیسی داخلی است. بنابراین محققین با اندازه گیری این قطبش می توانند شدت میدان های مغناطیسی را مشخص کنند. بنابراین عده ای سعی بر تعیین رصدی شدت و ریخت شناسی میدان مغناطیسی در نواحی مختلف ابرهای تاریک فروسرخ نموده اند. ***ما در این پژوهش تلاش کردیم با استفاده از محاسبات عددی و شبیه سازی و برنامه نویسی ریخت شناسی میدان مغناطیسی سه کپه از ابر تاریک فرو*** *سرخ G34 را ترسیم نماییم.*

Magnetic Field Morphology in the Clumps of Infrared Dark Clouds

A. Shsrifi[1], M. Nejad-Asghar[2]

[1] Mazandaran University, Babolsar

[2] Department of Physics, Mazandaran University, Babolsar

Abstract

Dark infrared clouds consist of a number of massive Clumps, each of these Clumps can be the birthplace of stars individually or in clusters. It is obvious that the magnetic field plays an important role in the process of cluster evolution and star birth.

The degree of polarization of light caused by clouds is influenced by the direction and strength of internal magnetic fields. Therefore, researchers can determine the intensity of magnetic fields by measuring this polarization. Therefore, some people have tried to determine the intensity and morphology of the magnetic field in different regions of dark infrared clouds. In this project, we tried to draw the magnetic field morphology of three Clumps of dark infrared cloud G34 using numerical calculations and simulation and programming.

مقدمه

در IRDCها مرتبه میدان مغناطیسی از مرتبه چند صد میکرو گوس است در حالی که در اطراف آن میدان مغناطیسی از مرتبه چند ده میکرو گوس است. پرسش این جاست، چگونه میدان در داخل IRDCها نسبت به اطراف به چند ده برابر افزایش می یابد. چه عاملی باعث تقویت میدان مغناطیسی شده است. با نگاهی آزمایشگاهی یکی از گزینه ها که می توان در نظر گرفت جریان های الکتریکی درون کپه است که باعث افزایش شدت میدان مغناطیسی می شود. یک ایده مطرح این است که چون میدان مغناطیسی به ذرات باردار گره خورده است و چون محیط گازی است با جفت کردن ذرات به همدیگر، چگالی افزایش یافته در نتیجه خطوط میدان به همدیگر نزدیک شده باعث تقویت میدان می شود. پدیده جمع شدن خطوط میدان در اثر چگال شدن ذرات باردار.یکی دیگر از گزینه های مطرح بحث فلاکس فریزینگ[۳۰] است.

[30] flux freezin

یعنی شار میدان به ذرات میدان گره خورده که. بر اساس گفته [3] فرض اشتباهی است .ما در این پژوهش می خواهیم اثر دوران را بعنوان یک گزینه مناسب برای توجیه پدیده اختلاف میدان مغناطیسی در نظر بگیریم. چرا که اثردوران این پتانسیل را دارد که جریان بوجود آورد در نتیجه میدان مغناطیسی درون کپه را تقویت کند.

پارامتر غیر ایده آل بودن گاز ζ

برای بررسی بهتر چگالی جریان پارامتری بنام ζ را تعریف می کنیم که نشان دهنده غیر ایده آل بودن گاز می باشد در واقع ζ یک رابطه خیلی پیچیده بوده که به سرعت نسبی وچگالی نسبی یون و الکترون و به مکان بستگی دارد. در این پژوهش ما تنها بستگی ζ به چگالی را بررسی خواهیم کرد که چگالیده یا رقیق شدن گاز چه اثری بر ζ خواهد گذاشت برای بررسی بیشتر مدلی را بصورت رابطه زیر ارائه می دهیم

$$\zeta \propto n^{-\eta} \quad \text{که} \quad \eta > 0 \qquad (۱)$$

$$\zeta = \zeta_c \left(\frac{n}{n_c}\right)^{-\eta} \qquad (۲)$$

از داده های رصدی و از [2] داریم $\zeta_c = 10^{-4}$ و همچنین چگالی در مرکز کپه برابر $n_c = 10^5\ cm^{-3}$ با این روابط تا شعاع کپه R می توانیم ζ را بدست آوریم. در لبه های کپه و در فضای خارج از کپه یعنی جایی که چگالی برابر $n = 10^3\ cm^{-3}$ رفتار چگالی جریان J_ϕ در لبه و خارج آن مقدار ثابتی خواهد شد که بصورت کلی به شکل (۳-۳) توجه کنید.

چگالی جریان

برای چگالی یونها در ابرهای مولکولی می توان ارتباطی بین آنها و چگالی خنثی ها پیدا کرد در واقع مشخص کردن رابطه دقیق بین $\bar{n}_i$ و n بسیار پیچیده است. که شامل یونیدگی توسط مکانیسم های مختلف و بازترکیب الکترونها و یونها بر روی دانه ها می گردد.(مقاله المی گرین ۱۹۷۹) $\vec{J} = J_\phi \hat{e}_\phi$ و $J_\phi \approx \zeta e\, \bar{n}_i \varpi \Omega$ چون یون ها با خنثی ها چسبیده هستند در نتیجه سرعت آنها با سرعت کپه یکی می شود. از آنجایی که چرخش کپه را دور محور z در نظر گرفتیم سرعت خطی آن بصورت $\vec{V} \approx \varpi \Omega \hat{e}_\phi$ و جریان بصورت $\vec{j} \approx \zeta e n_i \vec{V}$ خواهد بود . در پژوهش های گذشته مقدار ζ را ثابت و برابر $\zeta = 10^{-4}$ در نظر گرفته اند اما ما در این پژوهش می خواهیم آن را به چگالی منتسب نموده اثرات آن را بررسی کنیم. از دیدگاه فیزیک مسئله J_ϕ در مرکز کپه زیاد و در لبه ها کم می شود افزایش چگالی در کپه یعنی در کپه ارتباط بین ذرات باردار زیاد می شود. با قرار دادن رابطه (۲) و $\bar{n}_i = c\left(\frac{n}{n_c}\right)^{0.4}$ در رابطه J_ϕ داریم

$$J_\phi = \zeta_C \left(\frac{n}{n_c}\right)^{-\eta} Ce \left(\frac{n}{n_c}\right)^{0.4} \varpi\Omega \qquad (۳)$$

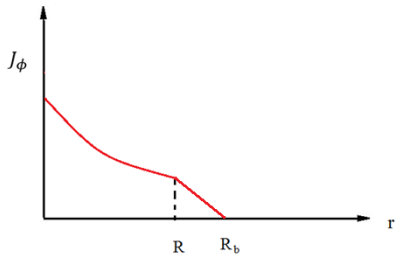
$$J_\phi = \zeta_C Ce\Omega \left(\frac{n}{n_c}\right)^{0.4-\eta} \varpi \qquad r \le R \qquad (۴)$$

کاهشی بودن J_ϕ از مرکز تا لبه کپه ایجاب می کند که $0.4 - \eta$ مقداری مثبت باشد در نتیجه $0 < \eta < 0.4$ خواهد

$$J_\phi = \zeta_C Ce\Omega \left(\frac{n}{n_c}\right)^{0.4-\eta} \varpi = 90.72 \times 10^{-14} \ \frac{\text{esu}}{cm^{-2}s}$$

از مقاله [2] بر اساس نتایج رصدی بر اساس J_ϕ تابع نزولی است یعنی $\eta < 0.4$ و مثبت است در نتیجه $0 < \eta < 0.4$ ما برای مدل سازی می بایست در همه نقاط درون و بیرون کپه مقدار J_ϕ را بدست آوریم. مقدار J_ϕ در مرکز کپه بیشترین مقدار است و

هرچه از مرکز به سمت لبه ها می رویم مقدار آن کاهش می یابد از لبه نیز با افزایش شعاع و فاصله از مرکز کپه به سمت بیرون J_ϕ کم کم به سمت صفر می رود ما می خواهیم برای توجیه این رفتار مدلی ارائه دهیم که در یک شعاع فرضی R_b برابر صفر شود مانند شکل کلی زیر.



شکل(۱) نمای کلی چگالی جریان را در بازه بین مرکز و لبه کپه به شعاع R همچنین در فاصله R_b از مرکز کپه که در آنجا چگالی جریان مقدار ثابت صفر شده است

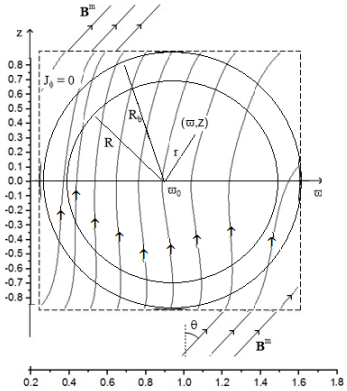
که رابطه زیر را برای آن ارائه می دهیم

$$J_\phi = \begin{cases} \zeta_c e\Omega C \left(\frac{n_r}{n_c}\right)^{0.4-\eta} \varpi & r \le R \\ \zeta_c e\Omega C \left(\frac{n_0}{n_c}\right)^{0.4-\eta} \varpi \frac{R_b - r}{R_b - R} & R \le r \le R_b \\ 0 & R_b \le r \end{cases} \qquad (۵)$$

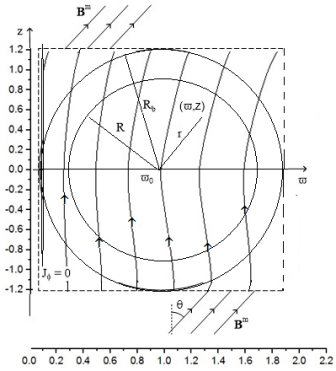
در ابتدای این پژوهش ما به بررسی شکل و ساختار میدان مغناطیسی کپه های درون IRDCها پرداختیم. می خواهیم میدان مغناطیسی ناشی از چگالی جریان J را بدست آوریم. شکل آنرا نیز بررسی می کنیم که آیا یکنواخت است و ساختار آن چگونه است. دوم اینکه شدت میدان ناشی از دوران و اندازه آن از چه مرتبه ای است.تا اینجا در گذشته بردار J را در راستای φ مولفه داشت و دور محور Z می چرخید، به عبارتی $\vec{J} = J_\varphi(\varpi, Z)\hat{e}_\varphi$ می خواهیم میدان مغناطیسی ناشی از این را بدست آوریم. می دانیم برای J و میدان مغناطیسی قانون آمپر برقرار است

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{J} = \frac{4\pi}{c} J_\varphi(\varpi, Z)\hat{e}_\varphi \quad \text{و} \quad \mathrm{B} = \mathrm{B}(\varpi, Z)$$

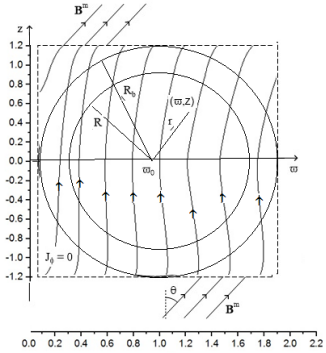
آنگاه با حل در مختصات استوانه ای ساختار معادله هلمهولتز را به خود گرفته است. B_ϖ در معادله هلمهولتز صدق می کند و B_z در معادله پواسون . حال باید این معاله ها را به روش عددی حل کنیم. یکی از گزینه های پیشنهادی برای حل معادله به روش عددی روش FISHPACK است که برای حل عددی معادله با این روش نیازمند فرض هایی هستیم برای این کار ابتدا راستای افق (ϖ ها) را از i =1 تا i = m+1 و سپس راستای عمودی (Z ها) را از j =1 تا j= m+1 تقسیم بندی می کنیم تا بصورت شطرنجی تکه های مربع شکل تقسیم شود. برای ترسیم خطوط میدان مغناطیسی از شیب استفاده کردیم. برای رفتن از هریک از تکه های ترسیم شده شطرنجی به تکه دیگر باید رابطه $\frac{\Delta Z}{B_Z} = \frac{\Delta \varpi}{B_\varpi}$ برقرار باشد.بهترین کار این است که ترکیبی حرکت کنیم هرگاه زاویه کمتر از ٤٥ درجه بود در راستای ϖ حرکت می کنیم و اگر بیشتر از ٤٥ درجه بود در راستای Z حرکت می کنیم.



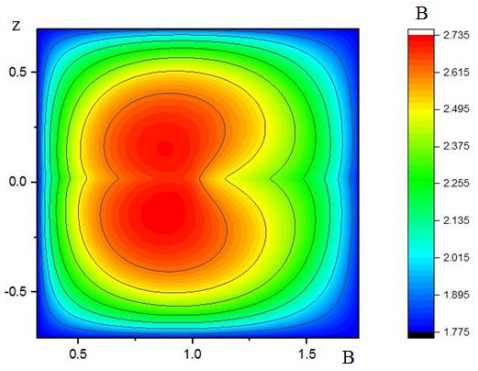
شکل (۲) شکل خطوط میدان مغناطیسی برای یک برش از دایره عظیمه کپه MM1 در حال دوران حول محورZ خطوط میدان در مرکز کپه فشرده تر است



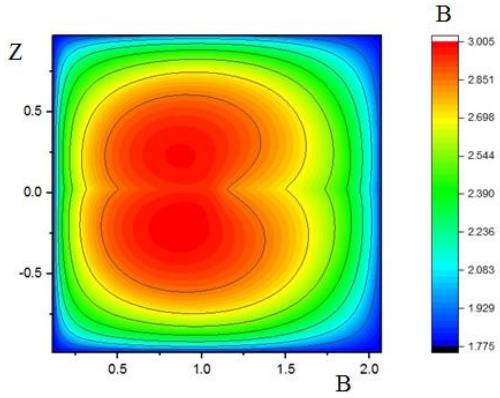
شکل (۳) شکل خطوط میدان مغناطیسی برای یک برش از دایره عظیمه MM2 در **حال دوران حول z خطوط میدان در مرکز کپه فشرده تر است**



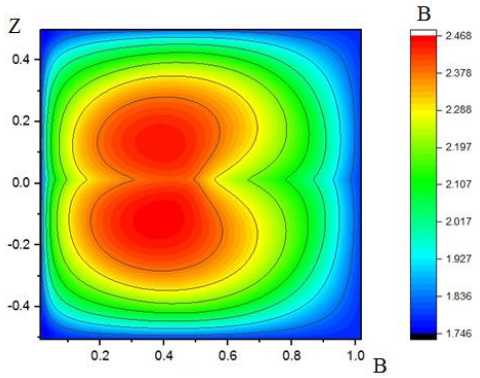
شکل (۴) شکل خطوط میدان مغناطیسی برای یک برش از دایره عظیمه کپه MM3 در حال دوران حول z خطوط میدان در مرکز کپه فشرده تر است



شکل (۵) نمودار شدت میدان مغناطیسی برای کپه MM1 در دوران حول محور Z مشاهده می شود شدت در مرکز کپه بیشترین مقدار است



شکل (۶) نمودار شدت میدان مغناطیسی برای کپه MM2 در دوران حول محور Z مشاهده می شود شدت در مرکز کپه بیشترین مقدار است



شکل (۷) نمودار شدت میدان مغناطیسی برای کپه MM3 در دوران حول محور Z مشاهده می شود شدت در مرکز کپه بیشترین مقدار است

نتیجه گیری

مقدار J_ϕ چگالی جریان در مرکز کپه بیشترین مقدار است و هرچه از مرکز به سمت لبه ها می رویم مقدار آن کاهش می یابد

شدت میدان مغناطیسی در مرکز کپه دورار بیشتر از نقاط لبه ای آن است

خطوط میدان مغناطیسی در داخل کپه در مرکز کپه به هم فشرده تر می شوند و هرچه از مرکز کپه به سمت لبه فاصله می گیرد بصورت خطوط موازی و یکنواخت در می آید

مرجع‌ها

[1] Inoue T., Hennebelle P., Fukui Y., Matsumoto T., Iwasaki K., Inutsuka S., 2018, PASJ, 70, 53
[2] Vahdanian, Hamed **,** Nejad-Asghar, Mohsen **.**(2022). Some aspects of rotation and magnetic-field morphology in the infrared dark **cloud** G34.43+00.24 . MNRAS.512.4272V**.**
[3] Mestel L., 1966, MNRAS, 133, 265

مقالات پوستر

تولید قطبش دایره‌ای تابش زمینه‌ی کیهانی در اثر میدان اکسیونی

دانیال لهرابی؛ سروش شاکری
دانشکده‌ی فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان ، اصفهان

چکیده

در این مقاله، هدف ما بررسی اثر میدان اکسیونی در بازه‌ی جرم $\mathbf{10^{-33}eV \leq m \leq 10^{-27}eV}$، *بر قطبش دایره‌ای تابش زمینه‌ی کیهانی است. برای این منظور، ابتدا معادلات ماکسول در حضور میدان اکسیونی را مطالعه کرده و معادله‌ی انتشار موج الکترومغناطیسی را بدست می‌آوریم. سپس تحول میدان اکسیونی را در کیهان اولیه برای این بازه‌ی جرمی مختصراً بررسی کرده و به اثر اکسیون‌ها در تولید قطبش دایره‌ای در تابش زمینه می‌پردازیم. خواهیم دید که امکان تولید مقادیر قابل توجهی از قطبش دایره‌ای در اثر برهمکنش اکسیون-فوتون برای برخی جفت‌شدگی‌ها وجود دارد.*

Generation of the CMB Circular Polarization due to Axion Field Effects

D.Lohrabi; S.Shakeri
Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan, Iran

Abstract

In this paper, our goal is to investigate the effect of the axion field in the mass range of $10^{-33}eV \leq m \leq 10^{-27}eV$ *on the circular polarization of the cosmic microwave background (CMB) radiation. For this purpose, we first review Maxwell's equations in the presence of axion field and obtain the equation of electromagnetic wave propagation. Then, we briefly discuss the evolution of the axion field in the early universe for different axion masses and its effects on the generation of the CMB circular polarization is considered. We find that the sizable amount of the circular polarization can be produced due to the axion-photon interaction in the early universe.*

مقدمه

همچنان که می‌دانیم، تابش ریزموج زمینه‌ی کیهانی یا که از مهمترین اکتشافات دوران معاصر در عرصه‌ی کیهانشناسی می‌باشد، یک منبع اطلاعاتی بسیار غنی از نحوه‌ی شکل‌گیری و شرایط اولیه‌ی حاکم بر کیهان است. از مهمترین منابع اطلاعاتی که در تابش زمینه وجود دارد، قطبش خطی (آشکارسازی شده) و دایره‌ای (احتمالی) موجود در آن است. از آنجایی که اندرکنش‌های ذرات مدل استاندارد با فوتون‌ها پاریته را حفظ می‌کند، قطبش دایره‌ای صرفاً با اندرکنش‌های ساده‌ی فوتون‌ها با ذرات مدل استاندارد قابل تولید نیست؛ لذا وجود قطبش دایره‌ای در طیف تابش زمینه می‌تواند حاکی از وجود اندرکنش‌هایی باشد که پاریته را نقض می‌کنند. ذرات اکسیونی از آنجا که شبه اسکالر هستند، ناقض پاریته بوده و قادرند قطبش خطی موجود در تابش زمینه را با تبدیل فارادی به قطبش دایره‌ای تبدیل کرده و حضور خود را با تولید این نوع قطبش در طیف تابش زمینه نشان دهند. در این نوشتار برآنیم که به مطالعه‌ی قطبشِ دایره‌ای تولید شده در اثر برهمکنش اکسیون‌ها و فوتون‌های تابش زمینه بپردازیم که در مطالعات قبلی کمتر به آن پرداخته شده است.

انتشار فوتون ها در حضور میدان اکسیونی

لاگرانژی اندرکنش اکسیون‌ها با میدان‌های الکترومغناطیسی به صورت زیر نوشته می‌شود [1]:

$$\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{4}g_\phi F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - V(\phi) \qquad (۱)$$

جفت‌شدگی میان میدان اکسیونی و فوتون‌ها حاکی از لزوم بازبینی معادلات ماکسول در حضور این میدان است. با حل معادلات اویلر-لاگرانژ برای لاگرانژی (۱)، معادلات ماکسول در غیاب چشمه‌ها، تحت پتانسیل اکسیونی درجه دوم برای جرم m به صورت $V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2$ است. معادلات ماکسول در حضور میدان اکسیونی به صورت زیر نوشته می‌شود [2]:

$$(\Box + m^2)\phi = \frac{1}{4}g_\phi F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} \qquad (۲)$$

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = -g_\phi \tilde{F}^{\rho\nu}\partial_\rho\phi \qquad (۳)$$

که در آن $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ است. با استفاده از معادله‌ی (۳) با فرض همگن بودن میدان اکسیونی و استفاده از پیمانه‌ی کولن، می‌توان معادله‌ی زیر را برای موج منتشره در خلأ بدست آورد [2]:

$$\Box \mathrm{A} + g_\phi(\partial_\eta\phi)\nabla \times \mathrm{A} = 0 \qquad (۴)$$

که در آن A پتانسیل برداری مغناطیسی و η زمان همدیس است. با جداسازی متغییرها و استفاده از تبدیل فوریه‌ی زیر:

$$\tilde{A}_{x,y}(k,\eta) = (2\pi)^{-1}\int e^{ikz}A_{x,y}(z,\eta)dz \qquad (۵)$$

معادله‌ی انتشار موج برحسب زمان همدیس در فضای تکانه، به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\tilde{A}''_x(k,\eta) + k^2\tilde{A}_x(k,\eta) + \phi' ik\tilde{A}_y(k,\eta) = 0 \qquad (۶)$$

$$\tilde{A}''_y(k,\eta) + k^2\tilde{A}_y(k,\eta) - \phi' ik\tilde{A}_x(k,\eta) = 0 \qquad (۷)$$

با استفاده از تبدیل زیر:

$$\tilde{A}_\pm(k,\eta) = \tilde{A}_x(k,\eta) \pm i\tilde{A}_y(k,\eta) \qquad (۸)$$

می‌توان حالت‌های انتشار موج را به حالت‌های راستگرد و چپگرد تبدیل کرد که به صورت زیر خواهند بود:

$$\tilde{A}_\pm(k,\eta) + \left(k^2 \pm gk\phi'\right)\tilde{A}_\pm(k,\eta) = 0 \qquad (۹)$$

روشن است که برای بدست آوردن پارامتر $\tilde{A}$ لازم است تحولِ زمانی میدان اکسیونی (ϕ') دانسته شود.

تحول میدان اکسیونی

با استفاده از لاگرانژی (۱) معادله‌ی تحول میدان اکسیونی به صورت زیر بدست می‌آید [1][4-5]:

$$\ddot{\phi}(t) + 3H\dot{\phi}(t) + m^2\phi = 0 \qquad (۱۰)$$

که در آن H ثابت هابل است. پاسخ این معادله شدیداً به پارامترهای جرم (m) و فاکتور مقیاس($a \equiv a(t)$) و همینطور شرایط اولیه‌ی میدان حساس است. مقدار اولیه‌ی میدان را می‌توان با استفاده از حدهای تجربی موجود بر چگالی بیشینه‌ی ممکن برای میدان اکسیونی در بازه‌ی جرمی مورد نظر (که برابر است با $\Omega_{\phi,max} = 0.013$) با استفاده از مقادیر $M_{pl} = 2.435 \times 10^{27}$ و $\Omega_m = 0.31$، از رابطه‌ی زیر [3-4]:

$$\Omega_\phi = \frac{9}{6}\Omega_m\left(\frac{\phi_0}{M_{pl}}\right)^2 \qquad (۱۱)$$

برابر با $\phi_0 = ٤.٠١٧ \times ١٠^{٢٦}$ بدست آورد. در دوره‌های تابش غالب و ماده غالب وابستگی ثابت هابل به زمان به صورت $H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{p}{t}$ است، که در آن a فاکتور مقیاس به صورت $a \propto t^p$ با زمان رابطه دارد. برای دوره‌ی تابش غالب $p = \frac{١}{٢}$ و در دوره‌ی ماده غالب $p = \frac{٢}{٣}$ خواهد بود. پاسخ معادله‌ی (۱۰) به صورت توابع بسل نوع اول و دوم به صورت زیر نوشته می‌شود [5]:

$$\phi(t) = t^{١/٢} a^{-٣/٢} [C_١ J_n(mt) + C_٢ Y_n(mt)] \qquad (١٢)$$

که $n = \frac{١}{٢}\sqrt{٩p^٢ - ٦p + ١}$ است. ضریب ثابت $C_٢$ به دلیل وجود تکینگی در $t \to ٠$، صفر خواهد بود و جواب نهایی را به صورت زیر خواهیم داشت [5]:

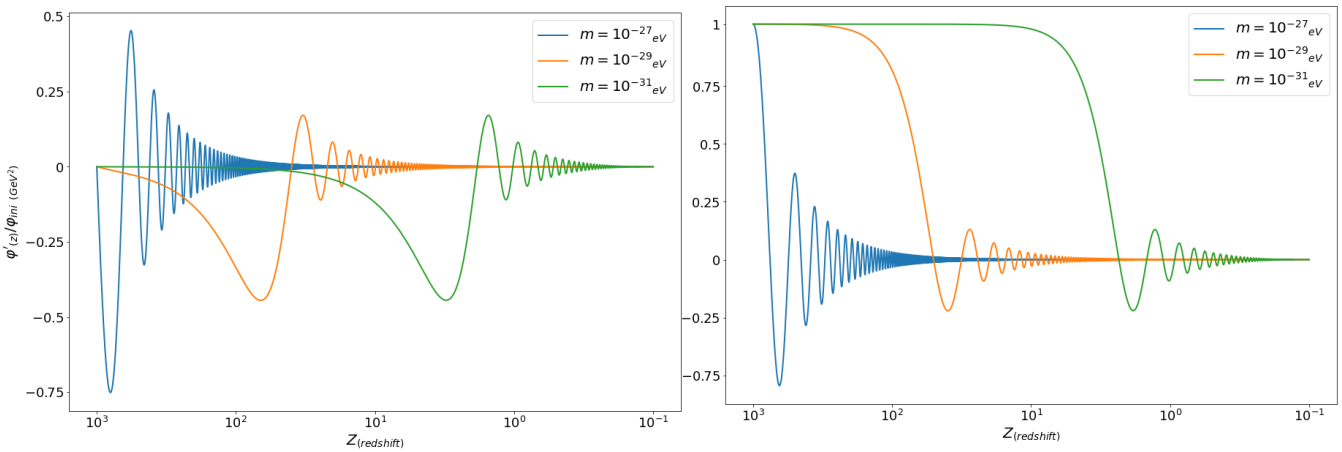
$$\phi(t) = C_١ t^{١/٢} a^{-٣/٢} J_n(mt) \qquad (١٣)$$

با بررسی حالات حدی تابع بسل نوع اول، پاسخ (۱۳) در حالت $mt \ll ١$ یا بطور معادل $m \ll H$، در هر دو دوره مستقل از زمان خواهد بود و

$\rho_\phi(t) = const.$ از دیگر سو، در حالت $mt \gg ١$ یا بطور معادل $m \gg H$، تحول چگالی میدان به صورت [5]:

$$\rho_\phi(t) \propto a^{-٣} + O\left((mt)^{-٢}\right) \qquad (١٤)$$

خواهد بود. به طور خلاصه، تحت شرایط $m \ll H$ یعنی در زمان های اولیه، میدان اکسیونی در مقدار اولیه‌ی خود به وسیله اصطکاک هابلی ثابت شده است و معادله حالت $\omega_\phi \simeq -١$ است؛ در نتیجه میدان اکسیونی به عنوان انرژی خلأ عمل می‌کند. با گذشت زمان و کاهش H و رسیدن به حد $m \simeq 3H$ میدان اکسیونی غلطش آهسته‌ی خود را آغاز می‌کند؛ با کاهش هرچه بیشتر ثابت هابل و رسیدن به حالت $m \gg H$ چگالی انرژی رفتاری شبیه به ماده دارد[5]. شکل (۱) تحول میدان و مشتق زمانی آن را بر حسب انتقال به سرخ کیهانی نشان می‌دهد



شکل ۱ : تحول میدان اکسیونی (سمت راست) و تحول مشتق آن (سمت چپ) بر حسب انتقال به سرخ (Z).

اثر اکسیون‌ها در تولید قطبش دایره‌ای

همانگونه که پیشتر توضیح داده شد اکسیون‌ها به با بوجود آوردن تبدیل فارادی، قادر به تبدیل قطبش خطی به دایره‌ای هستند. با استفاده از مقدار ϕ_0 برای تعیین ضریب ثابت C_1 در زمان‌های اولیه و استفاده از رابطه‌ی $t = \frac{\eta_0}{3} \times (\frac{\eta}{\eta_0})^3$ که نشان‌دهنده‌ی رابطه‌ی زمان کیهانی با زمان همدیس در دوره‌ی تابش غالب است می‌توان معادله‌ی (۱۳) را بر حسب زمان همدیس نوشت (n=$\frac{1}{2}$):

$$\phi(\eta) = \frac{1.834 \times 10^{53}\sqrt{m}}{Cos(1.5807 - 3.5953 \times 10^{26} m)} \times \left(\frac{\eta_0}{3} \times (\frac{\eta}{\eta_0})^3\right)^{-1/2} J_{\frac{1}{2}}\left(m \times \frac{\eta_0}{3} \times (\frac{\eta}{\eta_0})^3\right) \quad (15)$$

که در آن $\eta_0 = 2.2616 \times 10^{33}$ مقدار زمان همدیس در زمان حاضر است. حال با مشتق‌گیری از معادله‌ی (۱۵) و قرار دادن آن در معادله‌ی (۹) و حل آن، می‌بینیم که به علت حضور میدان اکسیونی، یکی از حالات قطبشی رفتار و مقدار متفاوتی نسبت به دیگری خواهد داشت؛ شکل (۲).

شکل ۲

با استفاده از معادلات استوکس برای توصیف قطبش موج الکترومغناطیسی، نسبت قطبش دایره‌ای به شدت کل تابش زمینه را به صورت زیر می‌توان بدست آورد:

$$\Pi_c = \frac{V}{I} = \frac{(A\prime_+)^2 - (A\prime_-)^2}{(A\prime_+)^2 + (A\prime_-)^2} \quad (15)$$

با استفاده از آن نمودار شکل (۳) را برای مقدار قطبش در زمان حاضر رسم کرد:

شکل ۳

نتیجه گیری

همانگونه که دیدیم اختلاف میان مدهای قطبشی راستگرد و چپگرد در مقادیر جفت‌شدگی کوچکتر، کمتر است؛ لذا قطبش دایره‌ای برای مقادیر بزرگترِ جفت‌شدگی و نزدیک به حد تجربی $g \leq 10^{-12} GeV^{-1}$ به میزان بیشتری تولید می‌شود اما این مقدار می‌تواند از حدود تجربی موجود فراتر رود. به همین ترتیب برای یک جفت‌شدگی معین، مقادیر بیشتری از قطبش دایره‌ای در جرم‌های بزرگتر تولید می‌شود. لذا مشاهده‌ی قطبش دایره‌ای در طیف تابش زمینه می‌تواند نشانه‌ای از حضور میدان اکسیونی باشد.

مرجع‌ها

[1] F. Finelli and M. Galaverni, “Rotation of linear polarization plane and circular polarization from cosmological pseudoscalar fields,” *Physical Review D*, vol.79, no.6, p.063002,
[2] L. Visinelli, “Axion-electromagnetic waves,” *Modern Physics Letters A*, vol.28, no.35, p.1350162, 2013
[3] R. Hlozek, D. Grin, D. J. Marsh, and P. G. Ferreira, “A search for ultralight axions using precision cosmological data,” *Physical Review D*, vol.91, no.10, p.103512, 2015.
[4] D. J. Marsh and P. G. Ferreira, “Ultralight scalar fields and the growth of structure in the universe,” *Physical Review D*, vol.82, p.103528, 2010
[5] D. J. Marsh, “Axion cosmology,” *Physics Reports*, vol.643, pp.1–79, 2016.

استخراج منحنی سرعت شعاعی از منحنی نوری یک سامانه‌ی دوتایی با همدم تپنده

محمد مهدی پارس[۱،۲]، عباس عابدی[۱،۲]

[۱] دانشکده‌ی علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند

[۲] رصدخانه دکتر مجتهدی، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

بسامد تغییرات درخشندگی ستاره‌های تپنده هنگامی که در ستارگان دوتایی یافت می‌شوند به‌خاطر اثر داپلر ناشی از حرکت مداری مُدوله می‌شود. برای هر بسامد تپش، این موضوع خود را به‌صورت یک چندگانه‌ی جدا شده با بسامد مداری در طیف دامنه- بسامد ستاره نشان می‌دهد. از روابط نظری که در مراجع بدست آمده بهره‌برداری کرده و از داده‌های نورسنجی با استفاده از تبدیل فوریه، برای بدست آوردن برخی پارامترهای یک سامانه‌ی دوتایی شامل تابع جرم، نیم محور اصلی تصویر شده، زمان عبور از قرین ستاره‌ای و دوره‌ی تناوب مدار استخراج می‌کنیم که به‌طور سنتی از سرعت‌های شعاعی طیف‌سنجی بدست می‌آید. این یک روش جدید است که حتی خود سرعت‌های شعاعی را از انتقال داپلر یک بسامد تپش محاسبه می‌کند بنابراین، نیاز به داشتن طیف را از بین می‌برد. سپس این نظریه را با سامانه‌ی دوتایی KIC ٤١٥٠٦١١ با داده‌های ماهواره‌ی کپلر می‌آزماییم.

Derivation of the radial velocity curve from the light curve of a binary system with a pulsating companion

M. M. Parsa[۱،۲], A. Abedi[۱،۲],

[۱]*Department of Science, Birjand University, Birjand*

[۲]*Dr Mojtahedi Observatory, Birjand University, Birjand*

Abstract

The frequency of brightness changes of pulsating stars when they are found in binary stars is modulated due to the Doppler effect caused by the orbital motion. For each pulsation frequency, this manifests itself as an orbital frequency-separated multiplet in the amplitude-frequency spectrum of the star. We used the theoretical relationships obtained in the references and the data to using the Fourier transform to obtain some parameters of a binary system, including the mass function, the imaged semimajor axis, the transit time of the periastron, and the period of the orbit, which Traditionally, it is obtained from the radial velocities of spectroscopy. This is a new method that even calculates the radial velocities themselves from the Doppler shift of a pulse frequency, thus eliminating the need to have a spectrum. Then we test this theory with the binary system KIC 4150611 with Kepler satellite data.

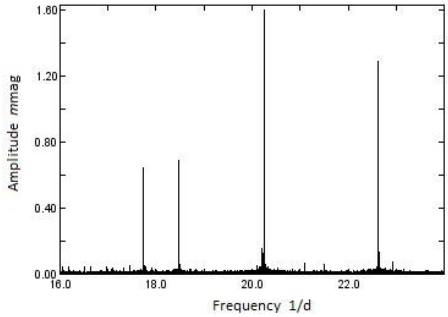
مقدمه

در روشی که ما دنبال خواهیم کرد تمام اطلاعات را از تحلیل فوریه ای منحنی های نوری پیوسته ای که از دوتایی هایی که یک مولفه ی تپنده دارند بدست خواهیم آورد. به دلیل حرکت مداری ستاره تپنده، پدیده ای بنام اثر نور- زمان در بسامد یا بسامدهای آن بوجود می آید که خود را در طیف منحنی نوری به نمایش می گذارد البته به دلیل گاف هایی که در نورسنجی ممتد دوتایی ها در پروژه هایی مانند کپلر وجود دارد بسامدهای کاذبی نیز در طیف ایجاد می‌شود. فرمول‌بندی مدولاسیون بسامد امواج رادیویی FM (frequency modulation)

[1]،[2] و [3]. در نظریه‌ی مهندسی رادیویی به خوبی شناخته شده است اما برای اکثر منجمان ناآشناست. در این‌جا FM را برای ستاره‌های تپنده در سامانه‌های ستاره‌ای دوتایی بررسی می‌کنیم.

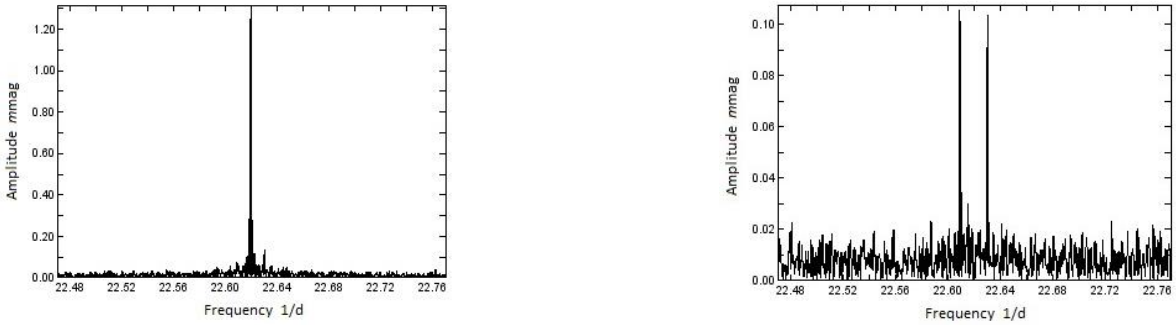
تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی KIC٤١٥٠٦١١

این منظومه، از یک ستاره‌ی δ Sct A در مداری دایره‌ای حول یک جفت ستاره‌ی K که با دوره‌ی مداری ۰٫۱ ± ۹٤٫۱ روزه می‌گردد تشکیل شده است. داده‌هایی که استفاده می‌کنیم، داده‌های آهنگ طولانی (Long cadence) Q ۱ تا Q ۱۷ با زمان‌های ادغام ۲۹٫٤ دقیقه هستند که بازه زمانی ۱٤۷۰٫٤٦۲ روز را پوشش می‌دهند. بسامد نایکوئیست(Nyquist) برای این داده‌ها حدود ۲٤٫۵ بر روز است. هم‌چنین داده‌های کپلر آهنگ کوتاهی(Short cadence) برای این ستاره داریم (زمان‌های ادغام ۵۸٫۹ ثانیه) که نشان می‌دهد تپش‌های δ Sct دارای بسامدهای کم‌تر از بسامد آهنگ طولانی نایکوئیست هستند. گرفتگی‌ها را در منحنی نور پوشانده‌ایم و یک صافی بالاگذر اجرا می‌کنیم که فقط بسامدهای تپش δ Sct باقی می‌مانند. شکل ۱ یک طیف دامنه را برای این داده‌ها نشان می‌دهد. جایی که چهار قله خودنمایی می‌کند.



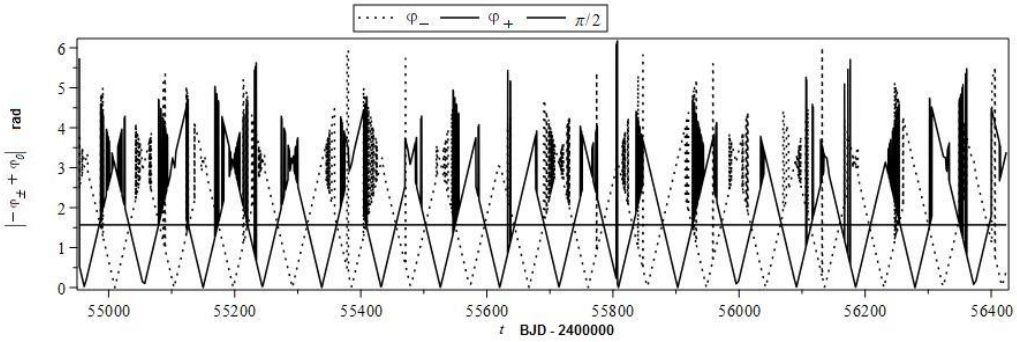
شکل ۱: یک طیف دامنه برای داده‌های آهنگ طولانی Q۱ تا Q۱۷ کپلر در محدوده‌ی بسامد δ Sct جزء A- ستاره سامانه‌ی دوتایی KIC٤١٥٠٦١١.

آن‌چه در این‌جا می‌خواهیم بررسی کنیم، لب‌های جانبی این چهار قله‌ی با دامنه‌ی بالاتر است. به عنوان نمونه قله‌ی با دامنه بالاتر را که در بسامد ۲۲٫٦۲ بر روز است را انتخاب می کنیم (شکل ۲).



شکل ۲: تصویر چپ، یک طیف دامنه برای داده‌های Q۱ تا Q۱۷ سامانه‌ی KIC٤١٥٠٦١١ که در قله‌ی $22{,}62\ d^{-1}$ مرکزیت یافته‌است. تصویر راست، یک طیف دامنه که قله‌ی مرکزی پیش‌سفید شده‌است و نشان می‌دهد که دو لب کناری دقیقاً با بسامد مداری از قله‌ی مرکزی جدا شده‌اند.

برای بررسی رابطه‌ی فاز اجزای سه‌گانه مهم است که تقسیم دقیقاً مساوی داشته باشیم زیرا چرخه‌های زیادی به نقطه‌ی صفر زمان می‌رسد. برای این‌که به‌خوبی ببینیم که فازهای جانبی چگونه در طی زمان رفتار می‌کنند، شکل ۳ را ترسیم کرده‌ایم.



شکل ۳: نمودار اختلاف فاز لب‌های جانبی از فاز مرکزی بر حسب زمان در بازه‌ی ربع‌های کپلر مورد استفاده برای بسامد تپش ۲۲٫۶۲ بر روز سامانه‌ی KIC۴۱۵۰۶۱۱. نقاطی که دو منحنی یک‌دیگر را قطع می‌کنند، همان زمان‌های $t_.$ هستند. همان‌طور که رؤیت می‌شود در این نقاط، دو فاز لب‌های جانبی اول با هم برابر می‌شوند و از طرفی اختلافی برابر $\frac{\pi}{2}$ رادیان با فاز قله‌ی مرکزی دارند. با استفاده از یک الگوریتم ریشه‌یابی می‌توان این زمان‌ها را محاسبه کرد.

جدول ۱ برازش حداقل مربعات سه‌گانه‌ی بسامد را برای چهار حالت تپش نشان می‌دهد.

جدول ۱: برازش حداقل مربعات سه‌گانه‌ی بسامد برای چهار حالت دامنه‌ی بالا با داده‌های کپلر ۱Q تا ۱۷Q برای KIC۴۱۵۰۶۱۱. بسامدهای چندگانه با بسامد مداری از هم جدا می‌شوند. نقطه‌ی صفر برای فازها به عنوان زمان عبور ستاره‌ی A از حضیض مداری، $t_. = BJD$ ۲۴۵۵۳۶۱٫۷۵۰۹۱ انتخاب شده‌است. ستون ٤ نشان می‌دهد که فاز لب‌های کناری در داخل خطاها در این زمان برابر است و ستون ۵ نشان می‌دهد که آن‌ها $\pi/۲ =$ ۱٫۵۷ رادیان با قله‌ی مرکزی اختلاف فاز دارند. ستون ٦ نسبت دامنه‌های جانبی به قله‌های مرکزی را نشان می دهد. از آن‌جایی که آن‌ها در مقایسه با واحد کوچک هستند، تا دقت بسیار زیاد برابر با α هستند. نسبت α به بسامد، همان‌طور که در ستون ۷ نشان داده شده است برای همه حالت‌ها یکسان است. روابط فاز و نسبت‌های دامنه همان‌گونه است که از نظریه انتظار می‌رود.

بسامد	دامنه	فاز	$\phi_۱ - \phi_{-۱}$	$\langle\phi_۱ - \phi_{-۱}\rangle - \phi_.$	$\frac{A_۱ + A_{-۱}}{A_.}$	$\frac{\alpha}{\text{بسامد}}$
روز/۱	میلی‌قدر	رادیان	رادیان	رادیان		روز $\times ۱۰^{-۳}$
۱۷,۷۳۶±۰ ۱۷,۷۴۷±۰ ۱۷,۷۵۷±۰,۰۰۱	۰,۰۵۳±۰,۰۵۸ ۰,۶۴۵±۰,۰۵۸ ۰,۰۴±۰,۰۵۸	-۰,۲۰۴±۰,۰۱۴ -۱,۶۴۷±۰,۱۷۵ ۰,۱۱۶±۰,۲۳۱	۰,۳۲±۰,۲۴۵	۱,۶۰۴±۰,۴۲	۰,۱۴۴±۰,۱۶۷	۸,۰۸۷±۹,۴۱
۱۸,۴۷±۰ ۱۸,۴۸۱±۰ ۱۸,۴۹۱±۰	۰,۰۴۵±۰,۰۵۸ ۰,۶۸۸±۰,۰۵۸ ۰,۰۴۷±۰,۰۵۸	۲,۰۴۲±۰,۰۱۳ ۰,۸۰۴±۰,۱۹۸ ۲,۴۸۸±۰,۲۰۶	۰,۴۴۶±۰,۲۱۹	۱,۴۶۱±۰,۴۱۷	۰,۱۳۳±۰,۱۵۷	۷,۱۸۵±۸,۴۹۵
۲۰,۲۳۳±۰ ۲۰,۲۴۳±۰ ۲۰,۲۵۴±۰	۰,۱۲۲±۰,۰۵۸ ۱,۶±۰,۰۵۸ ۰,۱۱۲±۰,۰۵۸	-۰,۸۱۶±۰,۰۰۶ -۲,۳۳۷±۰,۰۷۶ -۰,۶۹۷±۰,۰۸۲	۰,۱۱۳±۰,۰۸۸	۱,۵۸۳±۰,۱۶۴	۰,۱۴۶±۰,۰۶۷	۷,۲۲۲±۳,۳۱
۲۲,۶۰۹±۰ ۲۲,۶۲±۰ ۲۲,۶۳±۰	۰,۱۰۴±۰,۰۵۸ ۱,۲۸۶±۰,۰۵۸ ۰,۱۰۴±۰,۰۵۸	۲,۰۴۸±۰,۰۰۷ ۰,۴۷۸±۰,۰۸۸ ۲,۰۴۸±۰,۰۸۹	۰±۰,۰۹۶	۱,۵۷۱±۰,۱۸۴	۰,۱۶۲±۰,۰۸۳	۷,۱۴۸±۳,۶۶۹

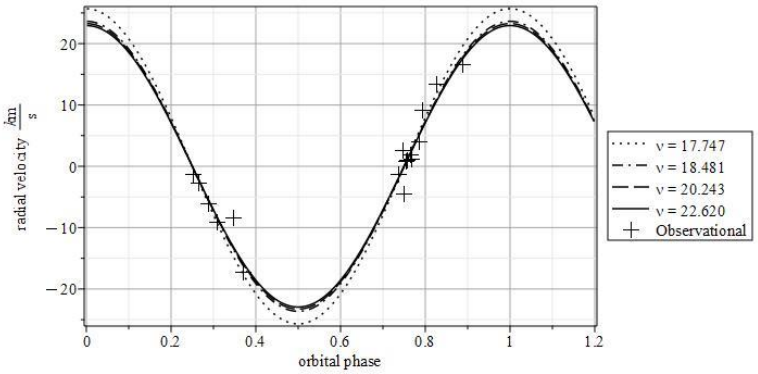
از جداسازی اجزای سه‌گانه، دوره‌ی تناوب مداری ستاره ۰٫۱۱ ± ۹٤٫۰۹ روز بدست می‌آید. جدول ۲، پارامترهایی را که به دنبال آن بودیم نشان می‌دهد. جدول از راست به چپ خوانده شود.

جدول ۲: مقادیر نیم‌قطر اطول تصویر شده، دامنه‌ی سرعت شعاعی و تابع جرم حاصل از هر سه‌گانه.

بسامد	دامنه‌ی سرعت شعاعی	$a_۱ \sin i$	$f\left(m_۱, m_۲, \sin i\right)$
روز/۱	ثانیه/کیلومتر	واحد نجومی	جرم خورشید
۱۷,۷٤۷	۲,۸۳٤±۲۵,۷۳۷	۰,۱٤۳±۰,۲۲۳	۰,۱۲۲±۰,۱٦٦
۱۸,٤۸۱	۲,۰۰۱±۲۲,۸٦٦	۰,۲۰٤±۰,۱۹۸	۰,۰۱۱±۰,۱۱۷
۲۰,۲٤۳	۱,۱۳٤±۲۲,۹۸٤	۰,۰۵۱±۰,۱۹۹	۰,۰۳±۰,۱۱۸

۲۲,٦۲	۱,۰۲±۲۲,۷٤۹	۰,۱۰۱±۰,۱۹۷	۰,۰۲۸±۰,۱۱۵

شکل ٤ منحنی‌های سرعت شعاعی KIC ٤١٥٠٦١١ را نشان می‌دهد که از چهار مجموعه‌ی چندگانه مشتق شده است. این نتیجه در مقایسه با سرعت‌های شعاعی بدست آمده با مشاهدات طیف‌سنجی توسط هلمینیاک(Hełminiak) و همکاران (۲۰۱۷) [4] مقایسه شده است. این نقاط با ephemerides: ۲٥٤٤٨٤٠,۷۰۷۳۳٦ + $E \times$ ۹٤,۲۲٦ روز و $\gamma = -$۲٥,۸٦ کیلومتر بر ثانیه ترسیم گردیده و سپس به اندازه‌ی ۰,۲٥ رادیان به سمت راست جابه‌جا شده‌اند.



شکل ٤: منحنی‌های سرعت شعاعی KIC٤١٥٠٦١١ برای چهار بسامد تپش بلند که از روش نظری استخراج شده و بر داده‌های رصدی تطبیق دارد.

نتیجه گیری

سازگاری مقادیر برای چهار بسامد تپش مستقل عالی است. در جدول ۲ مشاهده می‌شود که داده‌ها با این نظریه تناسب بسیار خوبی دارند. هم‌چنین در شکل ٤ می‌بینیم که تفاوت‌ها کم است. طیف سنجی و تعیین سرعت‌های شعاعی از طیف‌ها نیازمند تلاش زیادی است. مزیت تحلیل حاضر این است که مشاهدات نورسنجی توسط کپلر یک بازه‌ی زمانی طولانی را با وقفه‌های کمی پوشش داده است. این چرخه‌ی کاری بسیار برتر است از آن‌چه در حال حاضر با مشاهدات طیف‌سنجی امکان‌پذیر است. اکنون با منحنی‌های نوری با دقت نورسنجی میکرو قدر و با چرخه‌های کاری بیش از ۹۰ درصد، نه تنها نیازی به توسل به نمودارهای $O - C$ برای مطالعه‌ی حرکت مداری از منحنی نوری نیست، بلکه بهتر است این کار را مستقیماً با اطلاعات مربوط به بسامدهای حاصل از تبدیل فوریه انجام دهیم. این یک پیش‌رفت قابل توجه در مطالعه‌ی مدارهای ستاره‌های دوتایی است.

مرجع‌ها

[1] H. Shibahashi and D. W. Kurtz, "FM stars: a Fourier view of pulsating binary stars, a new technique for measuring radial velocities photometrically," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 422, no. 1, pp. 738-752, 2012.
[2] H. Shibahashi, D. W. Kurtz, and S. J. Murphy, "FM stars II: a Fourier view of pulsating binary stars–determining binary orbital parameters photometrically for highly eccentric cases," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 450, no. 4, pp. 3999-4015, 2015.
[3] M. Montgomery and D. Odonoghue, "A derivation of the errors for least squares fitting to time series data," *Delta Scuti Star Newsletter*, vol. 13, p. 28, 1999.
[4] K. Hełminiak *et al.*, "KIC 4150611: A rare multi-eclipsing quintuple with a hybrid pulsator," *Astronomy & Astrophysics*, vol. 602, p. A30, 2017.

مطالعه رادیویی کهکشانهای فعال

فاطمه هنروو[۱و۲و۳]

[۱] گروه فیزیک[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه پونا ،کدپستی ٤١١٠٠٧، پونا،هندوستان،

[۲] سازمان ملی نجوم رادیویی(NCRA)،TATAانستیتوی مطالعات علوم پایه(TIFR) ،کدپستی ٤١١٠٠٧، پونا،هندوستان

[۳]پژوهشرازی ،اداره آموزش و پرورش ناحیه ۲ شیراز

چکیده

کهکشانهایی که در هسته یا بخش مرکزی فرایند تولید انرژی بسیاربالایی دارند و نمی توان آن را بصورت شفاف و مستقیم به تبدیلات ستاره ای ربط داد، کهکشان های فعال می‌گویند[۹]. نگارنده، در این مقاله پس از آوردن مطالبی جهت آشنایی با نجوم رادیویی ، با استفاده ازآرایه های رادیو تلسکوپی VLA در آمریکا به دو چشمه ی رادیویی مربوط به کهکشان های فعال در دو باند نگاه و با روش های استاندارد تداخل سنجی و با استفاده از نرم افزار AIPS داده ها را کالیبره و تحلیل کرده. پس از محاسبه ی شار انرژی برای هریخش از چشمه های رادیویی, توانستیم اندیس α وسرعت لوب ها رادر هر چشمه محاسبه و به نامتقارن بودن ذاتی این دو کهکشان پی برده . این نشان از توانایی بالای استفاده از نجوم رادیویی درمطالعه کهکشانهای فعال دارد.

کلمات کلیدی: کهکشانهای فعال ،نجوم رادیویی، رادیوتلسکوپ و کوازار

Radio study of Active Galaxy

F. Honarvar[1,2,3]

[1] Department of Physics, University of Pune-411007
[2] NCRA – TIFR, Pune-411007
[3]Physics&Astrophysics teacher of Shiraz2 EDU

Abstract

AGN refers to the existence of energetic phenomena in the nucleic or central regions of galaxies which cannot be attributing clearly and directly to stars. [9]

In this paper after introducing the Radio astronomy, we have observed with the VLA (Very Large Array radio telescope), a sample of two AGN Radio sources in two bands. a sample of two AGN Radio sources in two bands. We calibrated and analyzed all the data in the standard way by using the NARO AIPS package. We measure flux of peaks for those sources and then, estimate the □ index and velocity of the lobe in each; finally, we found that sources are intrinsically asymmetric. This indicates high ability to use Radio Astronomy in the study of Active galaxies.

Keywords: Active galaxy nucleic, Radio Astronomy, Radio telescope and Quasar

مقدمه

از سال ۱۹۳۲ میلادی تا کنون, نجوم رادیویی، به عنوان شاخه جدیدی از روشهای مطالعه ی آسمان به کمک کارل جنسکی پا به عرصه های علمی گشوده است. نجوم رادیویی شامل مطالعه بر روی امواج رادیویی آمده از اعماق فضا می باشد . خیلی از اجرام کیهانی شامل کهکشانها ، سحابی ها ، ستارگان و حتی اجرامی راز آلود؛ منبع انتشار امواج رادیویی می باشند. از سال ۱۹۸۹ میلادی تا کنون, بحث در رابطه با دسته ی جدیدی از کهکشان های فعال با عنوان کهکشان های نامتقارن ذاتی ادامه دارد.[۱] در این مقاله به کمک نجوم رادیویی به بررسی مجدد این نوع از کهکشان ها می پردازیم. همان طور که می دانید دسته بندی کهکشان ها به روش های مختلف انجام می گیرد,معمول ترین آنها براساس شکل اپتیکی آن هااست.

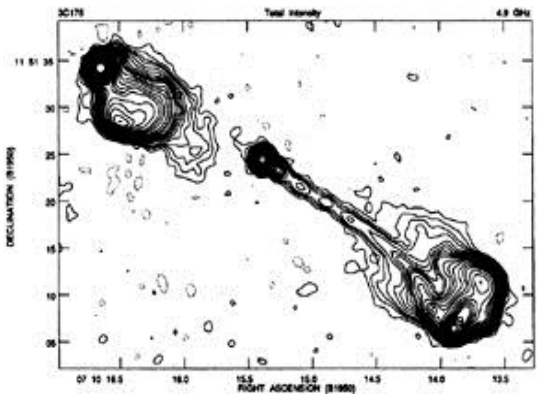
دسته بندی دیگری که کهکشانها دارند, بر اساس مقدار تابش امواج رادیویی از آن هااست که خودبه سه دسته تقسیم می شوند:

(۱)اگر چشمه رادیویی به ابر سیاه چاله و یا به یک هسته ی غول پیکر در مرکز کهکشان مربوط نباشد به آن کهکشان, کهکشان معمولی می گویند .(تابش 10^{37} erg/s)

(۲)در صورتی که انرژی خروجی کهکشانی به علت تحولات ستاره ای باشد,آنها را کهکشان های ستاره سوز می نامند. .(تابش 10^{40} (erg/s

(۳)در نهایت کهکشان ها با هسته ی فعال یاAGN ,که تولید و خروج انرژی از هسته یا بخش مرکزی آن بطور مستقیم و شفاف به ستاره گان مربوط نمی باشد.(تابش 10^{45}erg <)[۲]

یک مدل ساده از این نوع کهکشان ها نشان می دهد که در مرکز آنها یک سیاه چاله ی بسیار سنگین (۱۰۸-۱۰۱۰ برابر جرم خورشید)قرار داردکه اطراف آن را یک دیسک افزاینده احاطه کرده واز آن به بعد تا چند ده کیلو پارسک چنبری با حجم عظیمی از گرد و غبار, قرار دارد و نهایتا" دو جفت جت ازهسته در امتداد قطب ها مواد پر انرژی را به خارج می فرستند. تصویر رادیویی این نوع از کهکشان هااغلب از دو بخش گسترده(قابل تفکیک و مشاهده)و فشرده (زیر ۱ ثانیه قابل تفکیک و مطالعه)تشکیل شده است. بخش گسترده معمولا" بصورت دو لوب کم وبیش متقارن در دو طرف کوازار اپتیکی یا مرکز کهکشان دیده می شوند و مکان اپتیکی کوازار اغلب منطبق بر بخش فشرده می باشد(شکل ۱).[۳]



شکل۱:تصویر رادیویی از AGN

کهکشان های رادیویی,سیفرت ها ,کوازار ها,همه زیر مجموعه هایی از کهکشان ها با هسته ی فعال می باشند.

ما در اینجا تنها به ذکر چند خصوصیت عمده ی کوازارها قناعت می کنیم از قبیل هسته ی مرکزی بصورت یک ستاره دیده می شود,انتقال به سرخ بالایی دارند , فقط ۱۰ درصد آنها رادیویی با جت قابل مشاهده می باشندودر طیف سنجی باندوسیعی را نشان میدهند .[۲و٤]

رادیو تلسکوپ

هنگامی که رصد از سطح زمین انجام می‌گیرد، دریافت و آشکارسازی امواج الکترومغناطیسی با مشکلی روبرو می‌شود که به اثرات جوّ غلیظ زمین مربوط می‌گردد. جوّ زمین تنها به محدوده امواج مرئی، مایکروویو و رادیویی، آن هم با جذب و پراکنده ساختن بسیار، اجازه عبور می‌دهد. از آن‌جاکه امواج مایکروویو بخشی از امواج رادیویی محسوب می‌شوند، مشاهده می‌شود که با آشکارسازی محدوده وسیع امواج رادیویی گسیل شده از آسمان، راه دیگری برای رصد اجرام سماوی گشوده می‌شود[٥و٦]

ابزاری که برای مشاهده رادیویی آسمان مورد استفاده قرار می‌گیرد را تلسکوپ رادیویی می‌نامند.در تلسکوپهای رادیویی نیز همانند آنچه در مورد همتای نوری آنها صادق است، بزرگ بودن سطح جمع‌آوری کننده امواج از دوجنبه، مفید می‌باشد:

اول آنکه توان جمع‌آوری امواج برای رصد منابع ضعیف و یا خیلی دور افزایش می‌یابد

دوم اینکه توان تفکیک نسبت مستقیمی با قطر بشقاب آنتن (D) دارد. هر چه، قدرت تفکیک تلسکوپی بیشتر باشد، توانایی آن برای جداسازی جزییات تصویر افزایش خواهد یافت.

$$\theta = \frac{\lambda}{d}$$

(θ زاویه جدایی ، λ طول موج رادیویی دریافتی ، dقطر بشقاب)

از نظرفنی رادیوتلسکوپها همانند دستگاه‌های رادیویی معمولی که در تمام منازل یافت می‌شود، کار می‌کنند. اما میان این دو وسیله، دو تفاوت عمده وجود دارد. اول امواجی که رادیوتلسکوپها مجبور به آشکار سازی آنها هستند، بسیار ضعیف بوده و دوم اینکه رادیوتلسکوپها باید تمام سیگنالهای دریافتی را برای آنالیزهای بعدی ذخیره نمایند.در نتیجه برای تقویت سیگنالهای رسیده از آمپلی فایرهای بسیار قوی و یارانه های بسیار پیشرفته جهت جمع آوری و آنالیز دیتا ها استفاده می شود.

آرایه رادیوتلسکوپی VLA

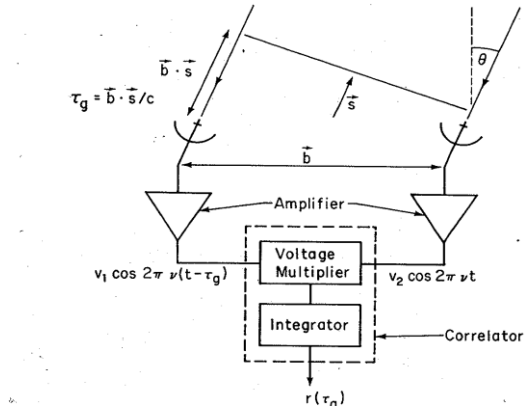
به دلیل نیاز به دستیابی به قدرت تفکیک بیشتر، روش دیگری در ساخت و استفاده از رادیو تلسکوپها به وجود آمده است که مبتنی بر تداخل‌سنجی رادیویی است.

در این روش مجموعه‌ای از چند رادیو تلسکوپ به نسبت کوچکتر، با کمک هدایت کننده‌های کامپیوتری در جهت خاصی تنظیم شده و سیگنالهای دریافتی از آنها آنالیز می‌شود تا تصویر واحد و واضحی به دست آید. اخترشناسان رادیویی با استفاده از روش تداخل‌سنجی قادر به رصد آسمان با دقتی افزون بر۰,۰۰۱ ثانیه قوسی هستند.

آرایه رادیو تلسکوپی VLA ابزار ما برای مشاهده دو کهکشان رادیویی مورد نظرمان مان می باشد که از ۲۷ آنتن رادیویی با چیدمان Y شکل تشکیل شده است. هر آنتن ۲۵ متر قطر و در دشت سن آگستین , ۵۰ مایلی غرب ساکورو در ایالت نیو مکزیکوی آمریکا قرار دارند.

داده‌های گرفته شده از آنتن ها بصورت الکتریکی جمع می شوندو با قدرت تفکیک یک آنتن با محیط ۳۶ کیلو متر و حساسیت دیشی بقطر ۱۳۰ متر, تصویرهایی در رنج وسیعی از فرکانس رادیویی و قدرت تفکیک بالا به ما میدهد.

با توجه به حرکت های وضعی و انتقالی زمین و فاصله بین رادیو تلسکوپ ها نیاز به تداخل سنجی برای امواج رادیویی تابش شده, ضروری میباشد.باتوجه به شکل۲ می‌توان دید که زمان رسیدن موج تابشی از چشمه برای یک آنتن نسبت به آنتن دیگر دارای تاخیری به اندازه ی τ_g است. سیگنال های رسیده از آنتن ها پس از عبور از تقویت کننده ها یی مجهز به فیلتر برای عبور فرکانس های موردنظر, در کوریلتور به هم می‌رسند و نوار های تداخلی را ایجاد می کنند. پس از تداخل سنجی امواج تقریبا تکفام رسیده, نهایتابا استفاده از سنتز فوریه, تصویر رادیویی جرم نجومی را بدست می آوریم. [۷]

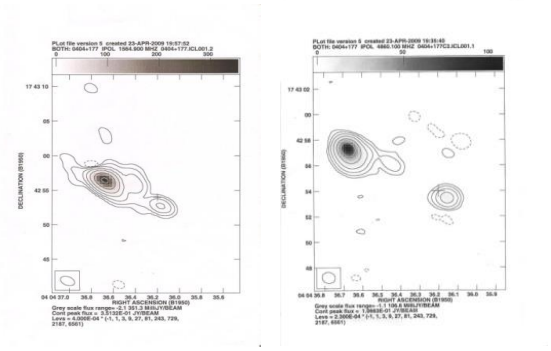


شکل ۲:تصویر ساده از تداخل سنجی رادیویی

پس از مرحله ی رصد امواج رادیویی ومراحل الکترونیکی ,برهمکنش امواج ,کالیبره کردن و تصحیح داده ها در تداخل سنج رادیویی و همچنین کالیبره کردن ,ساختن,نمایش وتجزیه و تحلیل تصاویر نجومی بدست آمده با استفاده از سنتز فوریه و ۴۰۵ محاسبات مختلف دیگر را با استفاده از نرم افزار سیستم پردازش تصاویر نجومی AIPSانجام می دهیم۰[8] AIPS نرم افزاریست جهت کالیبره و تصحیح دیتا های رادیویی برای تداخل سنجی امواج رادیویی رسیده به رادیو تلسکوپهای آرایه ای استفاده می شود.تصاویر بدست آمده با این نرم افزار قابلیت بررسی و آنالیز دو و سه بعدی را دارند.

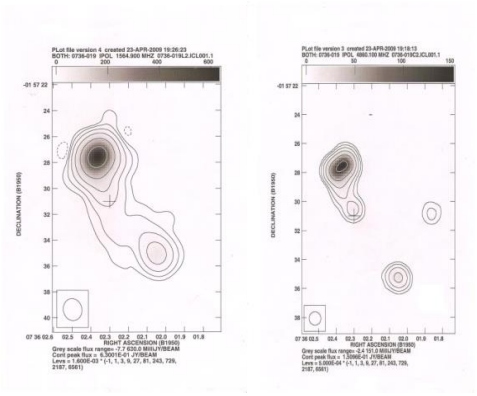
مشاهدات و تجزیه وتحلیل داده هابرای دو چشمه ی رادیویی (۰۱۹-۰۷۳۶ و۱۷۷+۰۴۰۴)

مشاهدات توسط VLAدر دو باند رادیویی C (فرکانس ۴/۸۶۰۱گیگا هرتز)و L (فرکانس۱,۵۶۴۹ گیگا هرتز)انجام گرفته است. تمام داده ها توسط نرم افزار AIPS با روش های استاندارد ,کالیبره و تجزیه و تحلیل شده است . مطالعه چشمه ی رادیویی ۱۷۷+۰۴۰۴ در هر دو باند نشان می دهد که کهکشان فعالی با ظاهر نامتقارن میباشد.درهر دو تصویر بدست آمده یک هسته ی ضعیف وتنهایک لوب به چشم می رسد.همچنین این چشمه در رصدهای اپتیکی نشان داده که با ظاهری ستاره وار (شکل۷), انتقال به سرخ ۱,۷۱۲و قدر حقیقی ۲۵,۶- وباندی پهن در طیف سنجی،یک کوازاراست. [9 و۱۱و۱۲] شکل ۳و۴ نتیجه ی کار ما روی این چشمه پس از تداخل سنجی می باشد.



شکل۳و٤:تصویر بدست آمده پس از تداخل سنجی در دو باند L,C برای چشمه ی ۰٤۰٤+۱۷۷ (+ محل اپتیکی کوازار است)

تصویر بدست آمده توسط رادیو تلسکوپ برای ۰۷۳٦-۰۱۹ نشان از چشمه نا متقارن خاصی از گروه AGN ها است. ما میتوانیم در تصویر بدست آمده هسته,دو لوب و یک جت باریک را تشخیص بدهیم. این چشمه ظاهرا ستاره وار، (شکل۸) نیز در رصدهای اپتیکی نشان داده که با انتقال به سرخ ۱,۰۳۳وقدرحقیقی ۲۵,۹-وباند پهن در طیف سنجی,جزو گروه کوازارها می باشد[۱۰و۱۱و۱۲]. شکل ٥و٦ تصاویر رادیویی بدست آمده برای این کوازار است .



شکل ٥و٦:تصویر بدست آمده پس از تداخل سنجی در دو باند L,C چشمه رادیویی۰۷۳٦-۰۱۹ (+محل اپتیکی کوازار است)

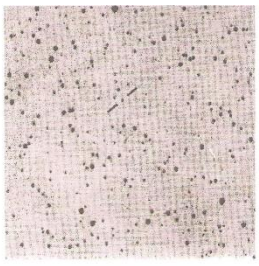


Figure 1:PKS 0736-019

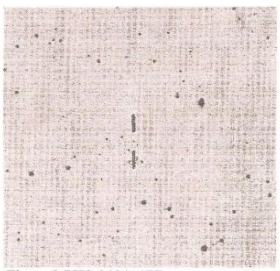


Figure 2:PKS 0404+177

] ۱۳[شکل۷و۸ تصاویر اپتیکی دو چشمه تابش امواج رادیویی

در انتها به کمک AIPS پس ازمحاسبه ی چگالی شار کل و چگالی شار برای هر لوب در هر دو چشمه,rms را در محل تقریبی لوب غیر قابل رویت در ۰٤۰٤+۱۷۷ در هر دو باند,را بدست آوردیم.(جدول۱).

می توان بااستفاده از قانون توان(power law)در کیهان شناسی(فرمول ۲)،ثابت α را برای هر دو چشمه محاسبه کرده و از آن در فرمول نسبیتی بوستر (فرمول۳)جهت یافتن سرعت لوب ها نسبت به هسته ی کهکشان ۰۷۳۶-۰۱۹ استفاده کرد.[۱٤]واثبات کنیم که این دو چشمه بطور ذاتی نا متقارن هستند. به دلیل این که محاسبات ریاضی جزو اهداف این مقاله نمی باشد، از آوردن آنها خودداری شده است.

$$F(\vartheta) \propto \vartheta^{\alpha} \qquad (۲)$$

$$R_S = \frac{F_{LN}}{F_{LS}} = \left[\frac{(1+\beta\times\cos\theta)}{(1-\beta\times\cos\theta)}\right]^{n+\alpha} \qquad (۳)$$

$$n = 3, \theta = 45^{\circ}, \beta = \frac{V}{C}$$

جدول ۱: چگالی شارو (خطا) rms بدست آمده به کمک AIPS

Name of Source	Frequency MHZ	Rms $mJy/beam$	F_{LN} Jy	F_{LS} Jy	F_C Jy	F_t Jy
0404+177	4860.1(C band)	7.812 E-5	1.7275 E-1	------	1.2664 E-2	1.8521 E-1
0404+177	1564.9(L band)	1.321 E-4	5.0279 E-1	-----	1.5982 E-2	5.1818 E-1
0736-019	4860.1(C band)	1.4701 E-4	2.8517 E-1	2.1342 E-2	9.4475 E-3	3.1966 E-1
0736-019	1564.9(L band)	5.6400 E-4	9.2758 E-1	1.1516 E-1	-----	1.0765

rmsخطا به دلیل سیگنال های زمینه

F_{LN} شار بدست آمده برای لوپ شمالی دیده شده در تصویر

F_{LS}شار بدست آمده برای لوپ جنوبی دیده شده در تصویر

F_Cشار بدست آمده برای هسته ی دیده شده در تصویر

F_t شار کل بدست آمده برای تصویر

محاسبات ریاضی

در انتها از دو روش زیر, $R(\theta)$ را برای ۰۷۳۶-۰۱۹ درفرکانس ٤,٨٦٠١ گیگاهرتز بدست می آوریم .

روش اول:بااستفاده ازتصویر ۵ فاصله ی زاویه ای هر لوب را تا هسته محاسبه کرده وازرابطه ی (٤) , $R(\theta)$ رابدست می آوریم.

$$R_S = \left(R(\theta)\right)^{n+\alpha} = \left(\frac{d_{LN}}{d_{LS}}\right)^{n+\alpha} \qquad (٤)$$

پس از محاسبه داریم $R(\theta) = 0.54 < 1$:

روش دوم: با استفاده از فرمول۳ وسرعت بدست آمده از قسمت قبل، داریم :

$$R(\theta)_2 = \left[\frac{(1+\beta\times\cos\theta)}{(1-\beta\times\cos\theta)}\right] = 1.67 > 1$$

میبینیم که جوابها یکی نمیشود

جدول۲:نتایج محاسبات انجام شده برای هر دو چشمه

Name of Source	Band	α	Θ degree	R_S (Peak)	Velocity m/s
0404+177	C	0.9	45	710.9	0.98C
0404+177	L	0.9	45	1171.1	1.02C
0736-019	C	1.0	45	8.15	0.36C
0736-019	L	1.0	45	1.36	0.22C

توضیحات مناسب:

(۱):زمانیکه یکی از جتها با ابری از گاز برخورد میکند,در آن زمان فاصله ی لوب ها از هسته نمی تواند برابر باشند.

با توجه به $R(\theta)_1 << R(\theta)_2$

می توانیم عنوان کنیم که کوازار ۰۷۳٦-۰۱۹ بطور ذاتی نامتقارن است.

(۲):درچشمه رادیویی ۰٤۰٤+۱۷۷ ماسرعت حرکت لوب هانزدیک به سرعت نور می باشد.با توجه به اینکه سرعت حرکت انواع نقطه ی داغ کمتر از ۰,۲ تا ۰,٤ سرعت نور می باشد بنابراین امکان نامتقارن ذاتی بودن این چشمه نیز وجود دارد.

در انتها می توان دید تشخیص و بررسی یک کهکشان فعال که به روش های معمول نمی‌توان آن را انجام داد به کمک نجوم رادیویی امکان پذیر می شود.

سپاسگزاری

در اینجا از حمایت وراهنمایی صمیمانه ی پروفسور سایکیا و همکاری تمامی دوستان در موسسه ی NCRA در هندوستان و همچنین همکاری مرکز نجوم رادیویی VLA در آمریکا که دیتاهای رادیویی را در اختیارمان قرار دادند تشکر می کنم .

مرجع ها:

[1] D.J. Saikia , P. Shastri ,T.J. Cornwell, W. Junor, T.W.B .Muxlow, 1989 ,J.Astrophys.Astr,10,203

[2] Bradley M. Peterson, An Introduction to active galactic nuclei.

[3] Image results for Hubble pictures Hubble site. Org/gallery

[4] Ajit K. Kembhavi and J. V. Narlikar, Quasar and Active Galactic Nuclei, Scientific Report No.19-April,2000

[5] Atmospheric_electromagnetic_transmittance_or_opacity.jpg

[6] Bradley *www.wikipedia.org*

[7] A collection of Lectures from the Third NRAO synthesis imaging summer school, Edited by (Scientific Report No.19-April 200۰

[8] Taylor G.B., Carill C.L., and Perley R.A; Synthesis imaging in Radio Astronomy-II Eds, ASP conference series, Vol.180.

[9] Bolton J. G and Wall J.V., 1970, Aust. J. Physics, 23 789.

[10] Bolton J.G., D. Walls, 1969 Aust. J. Physic. 22, 789

[11] Ned www . NASA/IPAC Extra galactic Database

[12] Scientific Report No 19-April 2000

[13] Bolton J. G and Wall J.V., 1969&1970, Aust. J. Physics

[14] D.J. Saikia Gerard P. Kuiper and Barbara M. Middleltulst, Galaxies and the Universe.

Email: fatima.physic@gmail.com

Tel: 07116247656

Mobile: 09171048760

نوسان سالانه و روزانه نرخ برهم‌کنش نوترینوهای خورشیدی در آشکارسازهای حالت جامد

ابوالفضل دین محمدی[۱]، حسین صفری[۱]، نادر میرابوالفتحی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

[۲] دانشکده فیزیک و نجوم، دانشگاه A&M تگزاس، آمریکا

چکیده

بررسی و شناخت ماهیت برهمکنش نوترینوهای خورشیدی یکی از مهمترین مباحث در آزمایشگاههای آشکارسازی ذرات است. نوترینوهای خورشیدی طی چند مرحله در چرخه پروتون- پروتون تولید می‌شود و شار این نوتریتوها در سطح زمین از مرتبه $6.6\times10^{10}cm^{-2}s^{-1}$ است. آشکارسازهای حالت جامد به برهمکنش‌های هسته‌ای با آستانه انرژی کم حساس هستند. ساختار کریستالی این آشکارسازهای باعث می‌شود که این آستانه‌ی انرژی به جهت پس زنی حساس باشند. همچنین با توجه به چرخش زمین به دور خود و خورشید باعث تغییر در شار نوترینوها در سطح زمین می‌شود. ما این اثر را برای هم کنش نوترینوهای خورشیدی بررسی می‌کنیم. و وابستگی جهتی نرخ برهمکنش روزانه و سالانه را به انرژی آستانه و حرکت آزمایشگاه نشان می‌دهیم. این نتیجه در بالا بردن حساسیت آزمایشگاه‌های آشکارسازی ذرات می‌تواند مفید باشد.

Daily and annual modulation rates of solar neutrino reaction in solid state detector

A. Dinmohammadi[1], H. Safari[1], N. MirAbolfathi[2]

[1] Department of Physics, University of, Zanjan, Zanjan

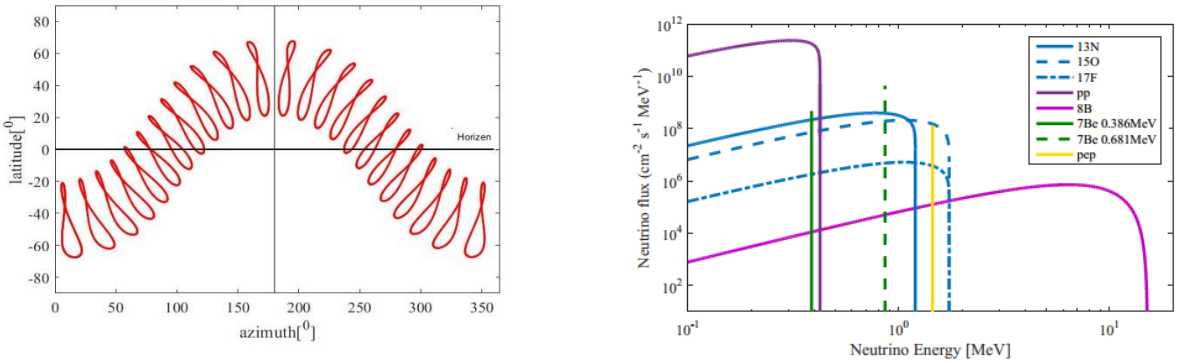
[2]Department of Physics and Astronomy, Texas A& M University, USA

Abstract

Investigating and understanding the nature of the interaction of solar neutrinos in the detector is one of the most important topics in particle detection laboratories. Solar neutrinos are produced in several steps in the proton-proton chain and the flux of these neutrinos on the surface of the earth is of order $6.6\times10^{10}cm^{-2}s^{-1}$. Solid state detectors are sensitive to nuclear interactions with a low energy threshold. The crystal structure of these detectors makes these energy thresholds sensitive to the recoil direction. Also, due to the rotation of the earth around itself and the Sun, it causes a change in the flux of neutrinos on the surface of the earth. We investigate this effect for the interaction of solar neutrinos and show the directional dependence of the daily and annual interaction rate on the threshold energy and laboratory motion. This result can be useful in increasing the sensitivity of particle detection laboratories.

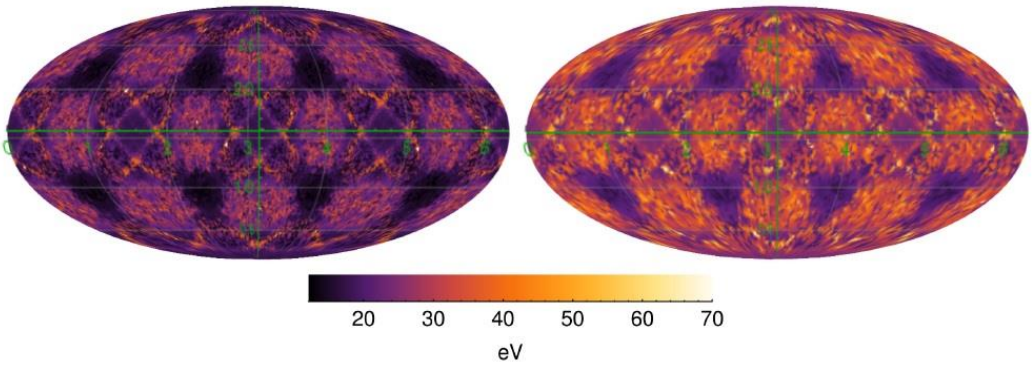
مقدمه

خورشید همانند سایر ستارگانی که هیدروژن سوزی دارند انرژی را با همجوشی هسته‌ای در چند مرحله آزاد می کند که معادله کلی آن به صورت $4p+2e^{-}\rightarrow{}^{4}\mathrm{He}+2\nu+26.73\mathrm{Mev}$ است[۱]. انرژی که در خورشید تولید می‌شود در هر ثانیه معادل $2.4\times10^{39}MeV$ است و به تعداد 1.8×10^{38} نوترینو در هر ثانیه به بیرون منتشر می‌کند. شار نوترینوهای خورشیدی در سطح زمین برابر $6.6\times10^{10}cm^{-2}s^{-1}$است. سهم عمده‌ی شار نوترینوی خورشیدی (حدود ۹۱ درصد) از واکنش $p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$ ایجاد می‌شود و بیشترین انرژی نوترینوها برابر $0.420\ MeV$ است. نوترینوهایی از واکنش $e^{-}+{}^{7}Be\rightarrow{}^{7}Li+\nu_e$ بدست می‌آید که حدود ۷درصد را شامل می‌شود و بیشترین انرژی آن برابر $0.862MeV$است. کسر کوچکی از شارنوترینوی خورشیدی از واکنش ${}^{8}B\rightarrow{}^{8}Be+e^{+}+\nu_e$ در چرخه پروتون – پروتون بدست می آید. در چرخه پروتون – پروتون نوترینوهای pep و hep از واکنش‌های دیگری ایجاد می‌شوند. از چرخه کربن–ازت هم نوترینوهایی تولید می‌شود [۱]. شکل ۱، (سمت راست) شار نوترینوهای خورشیدی را بر حسب انرژی نوترینو $\frac{d\Phi}{dE_\nu}$ را نشان می‌دهد[۲و۳].



شکل۱ : (سمت راست) شار نوترینوهای خورشیدی به تفکیک مؤلفه‌های آن. (سمت چپ) موقعیت خورشید در آسمان برای یکسال که برای طول و عرض جغرافیایی ٤٥/٢ و ٦/٧ درجه رسم شده است. هر یک منحنی‌ها برای یک ساعت است.

با توجه به اینکه زمین به دور خود و به دور خورشید حرکت می‌کند میتوان یک نرخ نوسان سالانه و روزانه از برهم کنش نوترینوهای خورشیدی و هسته‌های ماده‌ی آشکارساز بدست آورد. شکل ۱، (سمت چپ) موقعیت خورشید در آسمان برای یکسال که برای طول و عرض جغرافیایی٤٥/٢ و ٦/٧ درجه رسم شده است [٤]. هر یک منحنی‌ها برای یک ساعت در طول روز است. در آزمایشگاههایی که از مواد جامد مخصوصا از ژرمانیوم یا سیلیسیوم استفاده می‌کنند با توجه به اینکه می‌توان از جرم بیشتری در حجم کم استفاده کرد می‌توان نرخ برهم کنش را افزایش داد. در آشکارسازهای حالت جامد اساس کار بر این است که وقتی یک ذره با هسته‌های ماده‌ی آشکارساز برخورد می‌کند اگر انرژی کافی به هسته انتقال دهد باعث ایجاد یک نقصان در پیکربندی آن می‌شود [٥]. در کریستالهای سیلیسیوم و ژرمانیوم انرژی آستانه مؤثر ایجاد نقصان به زاویه‌ی پس‌زنی بستگی دارد. این انرژی با انرژی جانشانی آستانه حساس به جهت قابل مقایسه است و یک ناهمسانگردی در انرژی آستانه ایجاد می‌کند [٥]. این ناهمسانگردی توسط هولمستروم و همکاران [٦] برای کریستال‌های ژرمانیوم و سیلیسیوم را برای جهت‌های مختلف با استفاده از شبیه‌سازی دینامیک مولکولی بدست آمده است. شکل ۲، توزیع زاویه‌ای این انرژی آستانه در سیلیسیوم و ژرمانیوم را نشان می‌دهد [7]. این انرژی آستانه در محاسبه نرخ برهم کنش به عنوان بازه پایین انتگرال گیری برای جهت‌های مختلف مورد استفاده قرار می‌گیرد [٢]. در این مقاله ما با در نظر گرفتن تأثیرات جهتی در آشکارسازهای حالت جامد با آستانه‌ی فراپایین یک نوسان روزانه و سالانه از نرخ برهمکنش نوترینوهای خورشیدی با هسته‌های آشکارساز را بدست می‌آوریم. در آزمایشگاههای آشکارسازی مستقیم ماده‌ی تاریک، نوترینوها به عنوان نهایی‌ترین پس زمینه شناخته شده‌اند. شناخت ماهیت برهمکنش نوترینوها با ماده‌ی آشکارساز در آزمایشگاهها می‌تواند نقشه راهی برای جداسازی سیگنال آنها باشد.



شکل۳ : توزیع زاویه‌ای آستانه انرژی مورد نیاز برای ایجاد یک نقصان در کریستال‌های سیلیسیوم (راست) و ژرمانیوم(چپ). این انرژی برای سیلیسیوم بین ۱۷/٥تا ۷۷/٥ الکترون ولت و برای ژرمانیوم بین ۱۲/٥ تا ٦۳/٥ الکترون ولت است.

محاسبه‌ی نرخ برهمکنش نوترینوها

برای محاسبه نرخ برهمکنش نوترینوها از آنالیز ارایه شده در [۲و۳] استفاده می‌کنیم. دیفرانسیل سطح مقطع پراکندگی نوترینو با هسته‌ها به صورت زیر است:

$$\frac{d\sigma}{dE_r}(E_r,E_\nu)=\frac{G_F^2}{4\pi}Q_W^2 m_N\left(1-\frac{m_N E_r}{2E_\nu^2}\right)F^2(E_r), \qquad (۱)$$

در اینجا، E_r انرژی پس زنی، E_ν انرژی نوترینو، m_N جرم هسته هدف، $F^2(E_r)$ فرم فاکتور هسته‌ای است و برابر یک در نظر می‌گیریم[۲]. $Q_W=A-2(1-2\sin^2\theta_W)Z$ بار ضعیف هسته با Z پروتون و $A-Z$ نوترون، θ_W زاویه اختلاط ضعیف و G_F ثابت جفت شدگی فرمی است. دیفرانسیل نرخ برهم‌کنش بر حسب انرژی و زاویه پس‌زنی به صورت زیر است:

$$\frac{d^2R}{dE_r d\Omega_r}=\frac{\mathrm{N}}{2\pi}\Phi(t)\int\frac{d\sigma}{dE_r}\frac{dN}{dE_\nu}\delta\left(\cos\theta_{\square}-f(E_r,E_\nu)\right)dE_\nu, \qquad (۲)$$

$$f(E_r,E_\nu)=\sqrt{\frac{E_r}{2m_N}}\frac{E_\nu+m_N}{E_\nu}, \qquad (۳)$$

در اینجا $\frac{dN}{dE_\nu}$ توزیع انرژی نوترینو و N تعداد اتم‌ها در واحد جرم است. $\theta_{\square}$ زاویه بین بردار جهت پس زنی و برداری که جهت خورشید را در هر لحظه نشان می‌دهد. شار نوترینو $\Phi(t)$ با زمان به دلیل تغییر فاصله‌ی زمین از خورشید با رابطه زیر تغییر می‌کند:

$$\Phi(t)=\frac{\Phi_0}{\sqrt{1-e^2}}\frac{1}{(1-e\cos E(t))^2}, \qquad (۴)$$

در این رابطه Φ_0 میانگین شار نوترینو در سطح زمین، e خروج از مرکز مدار زمین و $E(t)$ انحنای خارج از مرکز در زمان t است. با استفاده از تابع دلتا می‌توان انتگرال روی E_ν را حساب کرد و نرخ دیفرانسیلی را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d^2R}{dE_r d\Omega_r}=\frac{\Phi(t)}{2\pi}\frac{}{E_\nu^{\min}}\frac{d\sigma}{dE_r}(E_r,)\frac{dN}{dE_\nu}(\ )\Theta(\cos\theta_{\square}), \qquad (\cos\theta_{\square}/E_\nu^{\min}-1/m_N)^{-1} \qquad (۵)$$

در رابطه ۵، $E_\nu^{\min}=\sqrt{m_N E_r/2}$ کمترین انرژی نوترینو برای ایجاد انرژی پس‌زنی E_r است. برای بدست آوردن $\frac{dR}{dE_r}$ از رابطه ۵، روی زاویه فضایی $d\Omega_r=2\pi d\cos\theta_{\square}$ انتگرال میگیریم. همچنین برای نوترینوهای تک انرژی به صورت تحلیلی این انتگرال حل کرده و داریم:

$$\frac{dR}{dE_r}=\Phi(t)\frac{d\sigma}{dE_r}(E_r,E_0)\Theta\left(1-\frac{E_0+m_N}{E_0}\sqrt{\frac{E_r}{2m_N}}\right). \qquad (۶)$$

برای بدست آوردن $\frac{dR}{d\cos\theta_{\square}}$ از رابطه ۵، روی E_r انتگرال میگیریم. همچنین برای نوترینوهای تک انرژی به صورت تحلیلی این انتگرال حل کرده و داریم:

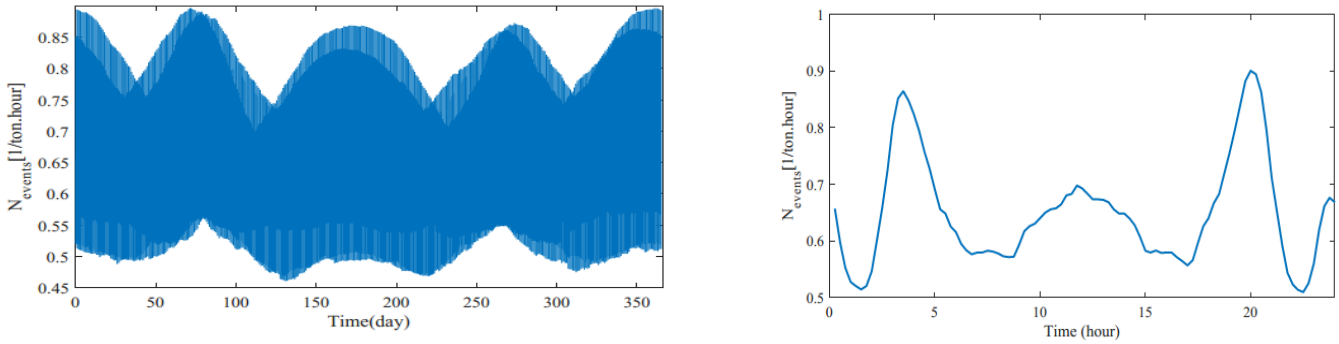
$$\frac{dR}{d\cos\theta_{\square}}=\Phi(t)\frac{4E_0^2 m_N\cos\theta_{\square}}{(E_0+m_N)^2}\frac{d\sigma}{dE_r}(E_r^\theta,E_0)\Theta(E_r^\theta-E_r^{\min}), \qquad (۷)$$

$$E_r^\theta=2m_N E_0^2\cos^2\theta_{\square}/(E_0+m_N)^2 \qquad (۸)$$

در رابطه ۷، $E_r^{\min}$ حد پایین انتگرال مورد نظر است. با استفاده از $\frac{dR}{d\cos\theta_{\square}}$ و در نظر گرفتن $E_r^{\min}$ شبیه سازی شده برای هرجهت پس‌زنی مقدار نرخ را برای آن جهت بدست می‌آوریم و در نهایت برای بدست آوردن نرخ برهمکنش در هر لحظه میانگین نرخ تمامی جهات را حساب می‌کنیم.

نتیجه گیری

در این مقاله ما ژرمانیوم به عنوان ماده آشکارساز قرار دادیم و برای نمونه نوسان نرخ برهمکنش نوترینوهای حاصل از ^{7}Be را با این نیم رسانا برای یکم ژانویه سال ۲۰۲۰ میلادی بدست آوردیم. شکل۳، (سمت راست) نمودار این نرخ را نشان می‌دهد. این تغییرات در نرخ برهمکنش روزانه به علت چرخش زمین به دور خود که باعث تغییر در جهت نوترینوها با گذشت زمان می‌شود. همچنین به علت ساختار کریستالی ژرمانیوم و وابستگی انرژی آستانه جانشانی به جهت این کریستالها است. در شکل۳، (سمت چپ) سری زمانی این برهمکنش را برای یکسال نیز بدست آوردیم. بیضی بودن مدار زمین باعث تغییرات در شار نوترینوها در سطح زمین می‌شود این تغییرات شار نیز سبب تغییرات نرخ در طول سال می‌گردد. در آزمایشگاههای آشکارسازی مستقیم ماده‌ی تاریک، نوترینوهای خورشیدی به عنوان نهایی‌ترین پس زمینه شناخته شده‌اند. تحلیل وبررسی این سری‌های زمانی و شناخت برهمکنش نوترینوها در این آشکارسازها می‌تواند نقشه راهی برای جداسازی این پس زمینه از سیگنالهای برهمکنش ماده‌ی تاریک باشد.



شکل۳ : (سمت راست) نوسان روزانه برهمکنش نوترینوی حاصل از ^{7}Be برای یکم ژانویه سال ۲۰۲۰. (سمت چپ) نوسان سالانه برهمکنش نوترینوی حاصل از ^{7}Be برای سال ۲۰۲۰.

مرجع‌ها

[۱] آنتونی.سی. فیلیپس؛ « *فیزیک ستاره‌ها* » مبتکران؛ صفحه ۱۴۳ تا ۱۸۳.

[2] Sebastian Sassi, Abolfazl Dinmohammadi, Matti Heikinheimo, Nader Mirabolfathi, Kai Nordlund, Hossein Safari, and Kimmo Tuominen; "*Solar neutrinos and dark matter detection with diurnal modulation"*; Phys. Rev. D, (2021), **104**, 063037.

[3] C. A. J. O'Hare, A. M et al; "*Readout strategies for directional dark matter detection beyond the neutrino background*"; Phys. Rev. D, (2015),**92**,063518.

[4] Jenkins, Alejandro. "The Sun's position in the sky." *European Journal of Physics* 34, no. 3 (2013): 633.

[5] F. Kadribasic et al.; "*Directional Sensitivity in Light-Mass Dark Matter Searches with Single-Electron-Resolution Ionization Detectors*"; Phys. Rev. Lett. (2018), **120**, 111301. 1.

[6] E. Holmström, A. Kuronen, and K. Nordlund; "*Threshold defect production in silicon determined by density functional theory molecular dynamics simulations"*; Phys. Rev. B (2008) **78**, 045202.

[7] M. Heikinheimo et al.; "*Velocity Dependent Dark Matter Interactions in Single-Electron Resolution Semiconductor Detectors with Directional Sensitivity";* Phys. Rev. D, (2019), **99**, 103018.

مقایسه مدل‌های مختلف انرژی تاریک بر اساس مشاهدات رصدی

محسن خراسانی، احمد شیخی، معین مصلح
بخش فیزیک و رصدخانه ابوریحان بیرونی - دانشکده علوم - دانشگاه شیراز

در این مقاله، مدل‌های مختلف انرژی تاریک وابسته به زمان بر اساس داده‌های رصدی نظیر داده‌های پلانک در ترکیب با اندازه‌گیری های مبتنی بر فاصله مانند ابرنواخترها و نوسانات صوتی باریونی با همدیگر مقایسه شده‌اند .برای مقایسه مدل‌ها و تعیین تَنِش احتمالی در ترکیب داده‌های استفاده شده از رهیافت استنباط بیزی استفاده می‌کنیم .در چارچوب آمار بِیز، مقایسه مدل و تَنِش احتمالی به کمک گواه بِیزی ارزیابی می‌شوند .نتایج نشان می‌دهد که انرژی تاریک Λ از برتری محسوسی نسبت به معادله حالت وابسته به زمان $w(a) = w_0 + w_a(1-a)$برخوردار نیست .نرخ بِیز R به عنوان یک متریک تَنِش نشان می‌دهد که معادله حالت $w(a) = \left(w_0 + w_a(1-a)\right)/\left(1 + w_b(1-a)\right)$منجر به بروز یک تنش بین داده پلانک و اندازه گیری‌های فاصله‌ای می‌شود و بهتر است که به عنوان یک مدل قابل اتکا در نظر گرفته نشود .زمانیکه معادله حالت بر حسب $\ln a$ توصیف می‌شود، نتایج متفاوت هستند. مدل $w(a) = w_0 + w_a \ln a$نسبت به Λ یک برتری دارد اما این برتری قوی نیست زیرا عامل بیز برابر با $\ln B_{w(a)/\Lambda} = 1.5$ می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: انرژی تاریک، نمونه‌بَرداری آشیانه‌ای، مالتی‌نست، گواه بیزی، انتخاب مدل.

مقدمه

ساده ترین و سرراست ترین نامزد برای انرژی تاریک، ثابت کیهانشناختی Λ می‌باشد که توسط اینشتین برای ایجاد یک جهان استاتیک معرفی شد .با وجود اینکه ثابت کیهانشناختی تنها از یک پارامتر آزاد $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$ تشکیل شده است، کیهانشناسی مدل استاندارد در توافق کامل با داده‌های رصدی هست و هنوز هم یک برازشِ عالی برای اکثر کاوشهای کیهانی برآورده می‌کند . اما علی رغم این موفقیت، Λ از دو مشکل اساسی رنج می‌برد .در نظر گرفتن ρ_Λ به عنوان انرژی خلا باعث می‌شود که مقدار آن در مقیاس پلانک $k_{max} = M_{Pl} \cong 10^{18} GeV$ ۱۲۰ مرتبه بزرگی و در مقیاس کرومودینامیک کوانتمی $k_{max} \cong 0.1 GeV$ ، ۴۰ مرتبه بزرگی کوچکتر از آن چیزی باشد که از فیزیک ذرات انتظار می رود. دومین مشکل از این قرار است که به منظور شکل گیری ساختارهای کیهانی، باید سهم انرژی تاریک در اکثرِ تاریخچه تحولی کیهان ناچیز باشد و در انتقال به سرخ $z \sim 1$ ، چگالی انرژی تاریک شروع به غالب شدن بکند و نقش اصلی را در محتوای کیهانی ایفا کند؛ این به همرویدادی کیهانی معروف است.

انرژی تاریک وابسته به زمان

مدلهای انرژی تاریک وابسته به زمان به منظور تسکین دادن به مشکلات انرژی تاریک Λ معرفی شده اند .البته شایان ذکر است که این مدلها مشکلات ثابت کیهانشناختی را حل نمی‌کنند، زیرا در این رویکرد بنابر به سازوکاری که منشا آن مشخص نیست، Λ صفر در نظر گرفته می‌شود و اثرات دینامیکی انرژی تاریک به یک میدان اسکالر نسبت داده می‌شود . انرژی

تاریک وابسته به زمان با معادله حالت $\bar{p}(a) = w(a)\bar{\rho}(a)$ و سرعت صوت سیال c_s تعریف شده بر حسب فشار و چگالی انرژی اختلالی $\delta p(k,a) = c_s^2(k,a)\ \delta\rho(k,a)$ در چارچوب سکون سیال، توصیف می‌شود .در اینجا k عدد موج، $\bar{p}(a)$ و $\bar{\rho}(a)$ فشار و چگالی در کیهان همگن و همسانگرد فریدمانی هستند .در کیهان فریدمانی مختل شده ، سهم اسکالرِ قسمت غیر قطری تانسور انرژی - تکانه با $\Pi(k,a)$ بیان می‌شود که تنش ناهمسانگرد نامیده می‌شود .در این کیهان مختل شده، هندسه کیهان با نرخ انبساط هابلی $H(a)$ و تحول ساختارها با دو مولفه متریک اختلالی وابسته به مقیاس $\Psi(k.a)$و $\Phi(k.a)$ تعیین می‌شوند .انرژی تاریک وابسته به زمان با تاریخچه تحولی و اختلال های متریک متفاوت از مدل ΛCDM ، به رشد ساختار و توزیع ناهمسانگردی زاویه ای متمایزی در CMB منجر می‌شود .توابع $\{H.\Psi.\Phi\}$ که هندسه و خواص بزرگ مقیاس کیهان را توصیف می‌کنند با سه تابع $\{w.c.\Pi\}$ که طبیعت انرژی تاریک را توصیف می کنند، هم ارز هستند.

با این وجود، خود انرژی تاریک‌های دینامیکی هم خالی از ایراد نیستند .انرژی تاریک با معادله حالت $w(a) < -1$ ، انرژی تاریک فانتوم نامیده می‌شود .هر زمان که انرژی تاریکِ میدان اسکالری از سد فانتوم $w(a) = -1$ عبور می‌کند، به ناپایداری گرانشی منجر می‌شود .با فرض اینکه افت و خیزهای انرژی تاریک بی در رو باشند، زمانی که واکنش اختلال های فشار به افت و خیز های چگالی

$$\delta p \equiv c_{aa}^2 \delta\rho = \left(\frac{\bar{p}'}{\bar{\rho}'}\right)\delta\rho = \left(w - \frac{1}{3}\frac{d\ln(1+w)}{d\ln a}\right)\delta\rho$$

منفی $w(a) < 0$ یا تکین $w(a) = -1$ باشند، افت و خیز های گرانشی ناپایدار می‌شوند .اگر اختلال های انرژی تاریک به صورت تصنعی در نقطه گذار فانتوم خاموش شوند، ناسازگاری های درونی در معادلات میدان اینشتین رخ می‌دهد.

یک توصیف سازگار برای انرژی تاریک وابسته به زمان هنگام گذار از سد فانتوم، توسط انرژی تاریکِ پارامتریزه شده‌یِ ورا-فریدمانی (PPF) ارائه شده است . در این فرمولبندی جدید، چگالی و مولفه‌ی چگالی تکانه انرژی تاریک با متغیر جدید Γجایگزین می‌شوند اما در عین حال این متغیر از طریق معادله حرکت خود، انرژی - تکانه را پایسته نگه می‌دارد .توصیف PPFاز انرژی تاریک، افت و خیز های فشار را با یک رابطه بین چگالی تکانه انرژی تاریک و ماده تاریک جایگزین می‌کند . با این رویکرد، ناپایداری گرانشی هنگام گذار از سد فانتوم که منجر به ناسازگاری در معادلات اینشتین می‌شوند، رخ نمی دهند .این رابطه به دو مقیاس ابر-افق و مقیاس گذار که در آن انرژی تاریک نسبت به ماده تاریک هموار است، تفکیک می شود.

روش‌شناسی و داده

امروزه روشهای آماری و تحلیل داده در بطن کیهانشناسی مدرن قرار گرفته‌اند .احتمال بیز که با رابطه

$$\mathcal{P}(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}) \times \pi(\boldsymbol{\theta})}{\mathcal{Z}}.$$

توصیف می‌شود، امکان استفاده از روش‌های گشت‌زنی تصادفی مانند الگوریتم‌های مونت-کارلوی زنجیره مارکوفی (MCMC)به منظور تخمین پارامترهای کیهانشناسی را فرآهم می‌کند .در اینجا $\boldsymbol{\theta}$ بیانگر پارامترهای آزاد، π توزیع احتمال پیشینی $\mathcal{L}$ تابع درست‌نمایی $\mathcal{P}$ توزیع احتمال پسین و $\mathcal{Z}$ گواه بیزی است .در روشMCMC ، زنجیره ای از نمونه‌ها در فضای پارامتری $\boldsymbol{\theta}$ تشکیل می‌شوند که ویژگی مهم آن این است که عنصر $\boldsymbol{\theta}^{t+1}$ از زنجیره تنها به $\boldsymbol{\theta}^{t}$ بستگی دارد .برای تخمین توزیع پسین تنها نسبت پسین در دو نقطه متوالی $\mathcal{P}(\boldsymbol{\theta}^{t+1})/\mathcal{P}(\boldsymbol{\theta}^{t})$ مهم می‌باشد و تخمین گواه بیزی مهم نیست زیرا با یک پسین نابهنجار مواجه هستیم . با این حال، در چارچوب استنباط بیزی، به منظور به اجرا در آوردن رهیافت انتخاب مدل، گواه بیزی نقش اصلی را ایفا می‌کند .در دهه گذشته، روش های نمونه‌بَرداری آشیانه‌ای توسعه داده شده اند که هدف اصلی آنها محاسبه گواه بیزی است و تخمین توزیع پسین را به صورت محصول جانبی انجام می‌دهند . در رهیافت انتخاب مدل، عامل بیز

$$B_{12} = \frac{\mathcal{Z}_1}{\mathcal{Z}_2}.$$

نقش کلیدی را ایفا می‌کند .عامل بیز با مقدار $\ln B_{12} > 1$ یا $\ln B_{12} < 1$ به این مفهوم است که مدل $\mathcal{M}_1$ یا $\mathcal{M}_2$ گواه بزرگتری دارد که این یعنی سازگاری بیشتر با داده .طبق مقیاس جِفری، زمانیکه$|\ln B_{12}| < 1$ ، برتری خاصی به سود مدل با گواه بزگتر وجود ندارد و تعیین این برتری بی‌نتیجه باقی می‌ماند، اگر$1 < |\ln B_{12}| < 2.5$ ، برتری به سود مدل با گواه بزرگتر ضعیف است، با$2.5 < |\ln B_{12}| < 5$ ، این برتری محسوس در حال برجسته شدن هست و زمانیکه $|\ln B_{12}| > 5$، مدل با گواه کوچکتر، قاطعانه کنار گذاشته می‌شود . الگوریتم‌های نمونه بردای آشیانه ای نظیر مالتی‌نست (MultiNest)و پالی‌کورد (PolyChord)، در کنار محاسبه عامل بیز، تخمین پارامتر نیز انجام می‌دهند .برای محاسبه تحول معادلات اختلالی و زمینه از کد عمومی کاسموسیس {CosmoSIS} استفاده می‌کنیم . هسته محاسباتی این کد، کد محاسباتی CAMB است که حاوی ماژول PPF نیز می‌باشد. داده‌های مورد استفاده شامل اندازه‌گیری ناهمسانگردی زوایه‌ای در طیف دمایی‌CMB و داده‌های غیر CMB مبتنی بر اندازه گیری‌های فاصله مانند ابرنواخترهای نوع Ia و نوسانات صوتی باریونی می‌باشند.

الف - داده‌های‌CMB

تنها به اختلال های اسکالری توجه می‌کنیم .سهم عمده در طیف توان دمایی‌CMB از همگرایی گرانشی و اثر ساچ - ولف می‌آید .با توجه به محدودیتِ زمانی در اجرای هسته‌های محاسباتی، از داده‌های مرتبط با همگرایی گرانشی یعنی CMB lesingکه زمان محاسبات را افزایش می‌دهند، صرف نظر می‌کنیم .برای طیف توان دمایی(TT) ، از درست نمایی lite{-}_Plikبرای مُمان‌های بزرگ$30 < \ell < 2508$ ، و برای مُمان‌های کوچک$2 < \ell < 29$ ، از درست‌نمایی Commanderاستفاده می‌کنیم .به پیروی ازگروه تحقیقاتی پلانک، داده‌های قطبش یعنی lowE که توسط درست‌نمایی SimAllبرای مُمان های کوچک فرآهم شده را با داده‌های Commander ترکیب می‌کنیم تا درست نمایی استاندارد برای مُمان‌های کوچک تشکیل شود .هر سه درست‌نمایی شامل یک پارامتر مزاحم {Planck }_A هستند .ترکیب این سه داده را با Planck TT+lowE نشان می‌دهیم.

ب - داده‌های غیر CMB

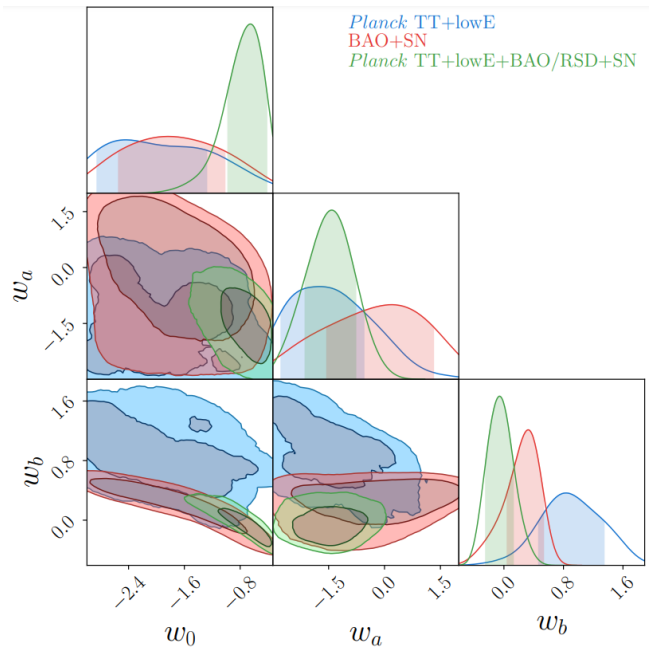
برای داده‌های غیر CMB ، اندازه‌گیری‌های مرتبط با نوسانات باریونی (BAO) را با ابرنواخترها (SN) ترکیب می‌کنیم . اندازه گیری های BAO مورد استفاده محدود به انتقال سرخ های کوچک $z < 1$ هستند .ما تنها از اندازه‌گیری‌های 6dFGS، BOSS - MGS و BOSS DR 12 استفاده می‌کنیم .از آنجایی که همپوشانی WiggleZ و BOSS-CMASS با همدیگر و با BOSS DR 12 به خوبی حل و فصل نشده، این دو اندازه‌گیری را استفاده نمی‌کنیم تا از سوگیری در برآوردِ توزیع‌های پسین که به معنای گزارشِ خطای کوچکتر از مقدار واقعی آنهاست، جلوگیری کنیم .برای ابرنواخترها نیز از کاتالوگ پانتئون (Pantheon) استفاده می‌کنیم که اندازه‌گیری آن تا انتقال به سرخ $z = 2.26$ ادامه یافته اند . علاوه براین، داده‌های مرتبط با اعوجاج فضایی - انتقال به سرخِ کهکشان‌ها (RSD) را که توسط BOSS DR 12 بررسی شده‌اند، لحاظ می‌کنیم .فضای پارامتری ما یک فضای ۱۲ -بُعدی هست که شامل ۱۰ پارامتر کیهانی و ۲ پارامتر مزاحم m. A_{Planck} می‌باشد که m درخشندگی مطلق ابرنواخترهای نوع Ia هست.

مقایسه مدل‌های انرژی تاریک

حال بعضی از مدل های انرژی تاریک پدیده‌شناختی را با مدل استاندارد کیهانشاسی ΛCDM را مقایسه می‌کنیم.

معادله حالت $w(a) = w_0 + w_a(1-a)$

این مدل ساده‌ترین و بدیهی‌ترین تعمیم برای مدل های انرژی تاریک با معادله حالت ثابت w_0 می‌باشد .با توزیع احتمال پیشینی $-3 \le w_0 \le -0.33$ ، $-3 \le w_a \le 2$ و با اعمال شرط $w_0 + w_a \le 0$ ، در سطح اطمینان 1σ برای داده‌های Planck TT+lowE+BAO/RSD+SNبه دست می‌آوریم



شکل ۱: پربندهای حاشیه‌ای دو بعدی برای مدل انرژی تاریک دینامیکی $w(a) = [w_0 + w_a(1-a)]/[1 + w_b(1-a)]$

$$w_0 = -0.91 \pm 0.11. \qquad w_a = -0.94^{+0.55}_{-0.66}.$$

که بیانگر این است که w_0 و w_a به ترتیب به اندازه 0.8 و 1.7σ از مقادیر مدل استانداردΛCDM فاصله دارند .برای این مدل، عامل بیز برابر است با $\ln B_{w(a)/\Lambda} = -0.87 \pm 0.45$. که بیانگر این است که بنابر بر داده‌های به کار گرفته شده، تعیین برتری و ارجحیت ثابت کیهانشناختی Λ نسبت به مدل $w(a) = w_0 + w_a(1-a)$ برای توصیف فیزیک انرژی تاریک بی‌نتیجه می‌ماند زیرا$|\ln B| < 1$.

معادله حالت $w(a) = [w_0 + w_a(1-a)]/[1 + w_b(1-a)]$

می‌توان مدل فوق را بدین صورت $w(a) = [w_0 + w_a(1-a)]/[1 + w_b(1-a)]$ تعمیم داد .نتایج ما نشان می‌دهد که پارامترهای $(w_0.w_a.w_b)$ تحت داده‌های پلانک نامقید باقی می‌مانند .زمانیکه به پلانک داده‌های BAO/RSD+SN اضافه می‌شوند، این پارامترها به طرز چشمگیری مقید می‌شوند .با توزیع احتمال پیشینی$-3 \le w_0 \le -0.33$ ،$-3 \le w_a \le 2$و $-1 \le w_b \le 2$ با اعمال شرط$w_0 + w_a \le 0$ ، در سطح اطمینان 1σ برای داده‌های Planck داریمTT+lowE+BAO/RSD+SN

$$w_0 = -0.70^{+0.24}_{-0.31}. \qquad w_a = -1.37^{+0.54}_{-0.44}. \qquad w_b = -0.05 \pm 0.18.$$

نمودار پربندهای توزیع پسین ۲ -بُعدی در شکل *[1]* نشان داده شده‌اند .همانطور که مشخص است، احتمال یک تَنِش بین داده‌های پلانک و زمینه‌ی BAO/RSD+SN وجود دارد .برای اینکه به وجود این تنش پی ببریم از نرخ بِیز یا آمار R

$$R = \frac{\mathcal{Z}_{A+B}}{\mathcal{Z}_A \mathcal{Z}_B}.$$

به عنوان متریک تنش استفاده می‌کنیم . طبق تعریف، یک $R \ll 1$ حاکی از این است که دو داده‌ی A و B بدون تنش هستند، و یک $R \ll 1$ به وجود تنش بین دو داده اشاره دارد .آمار R به پهنای توزیع احتمال پیشینی بستگی دارد .اگر برای یک توزیع پیشینی به اندازه کافی پهن، $R < 1$ باشد، آنگاه باید وجود تنش بین دو داده را جدی در نظر گرفت .وجود تنش بین دو داده به این مفهوم هست که یا دو داده‌ی A و B نباید با هم ترکیب شوند یا اینکه مدل درنظرگرفته شده قابل اتکا نیست .برای این مدل داریم

$$\ln R = \ln \mathcal{Z}_{Planck+ext} - \ln \mathcal{Z}_{Planck} - \ln \mathcal{Z}_{ext} = -1.21.$$

که ext بیانگر داده‌های BAO/RSD+SN می‌باشد .مقدار $R = 0.3$ حاکی از آن هست که یک تنش برای این مدل وجود دارد و نتیجه اینکه این معادله حالت را نمیتوان به عنوان یک مدل قابل اتکا در نظر گرفت .در نهایت، قیودی که برای این مدل ذکر شده‌اند، قابل اتکا نیستند.

معادله حالت w(a)=w_0+w_a~{ ln}~a

انگیزه اصلی معرفی این معادله حالت این است که تاریخچه انبساطی کیهان با H(a)= ln a/dt بیان می‌شود، بنابراین منطقی این است که تحول زمانی انرژی تاریک را بر حسب $\ln a$ بیان کنیم .با توزیع احتمال پیشینی $-3 \leq w_0 \leq -0.33$ و $0 \leq w_a \leq 2$ ، در سطح 1σ برای داده‌های Planck TT+lowE+BAO/RSD+SN به دست می‌آوریم

$$w_0 = -0.84 \pm 0.12. \qquad w_a = 1.02^{+0.52}_{-0.46}.$$

که به این مفهوم است که پارامترهای w_0 و w_a به ترتیب به اندازه 1.3 و 2σ از مقادیر انرژی تاریک Λ فاصله دارند .برای این مدل عامل بیز برابر است با $\ln B_{w(a).\Lambda} = 1.5 \pm 0.45$. که بیانگر این است که مدل لگاریتمی از یک حمایت ضعیف برای برتری نسبت به مدل استانداردΛCDM برخوردار است .در واقع، با توجه به داده‌های بکار گرفته شده، بهتر این است که مدل وابسته به زمان $w(a) = w_0 + w_a \ln a$ را برای توصیف انرژی تاریک بکار ببریم.

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله، رهیافت انتخاب مدل بیزی را برای مدلهای متفاوت انرژی تاریک با استفاده از داده‌های Planck TT+lowE+BAO/RSD+SN بکار بردیم .سه مدل پدیده شناختی با تابعیت های متفاوت از عامل مقیاسی a را بررسی کردیم .به این نتیجه رسیدیم که بنابر استنباط بیزی و مقیاس جِفری، تعیین برتری و ارجحیت انرژی تاریک وابسته به زمان $w(a) = w_0 + w_a(1-a)$ و مدل استاندارد انرژی تاریک Λ نسبت به همدیگر بی‌نتیجه باقی می‌ماند .با استفاده از نرخ بِیز یا آمار R به عنوان یک متریک تنش متوجه شدیم که معادله حالت وابسته به زمان پدیده شناختی= $w(a)$ $[w_0 + w_a(1-a)]/[1 + w_b(1-a)]$مدل قابل اتکایی برای توصیف دینامیک انرژی تاریک نیست زیرا باعث بروز یک تنش بین داده های پلانک و BAO/RSD+SN می‌شود .نتیجه اینکه این مدل پدیده شناختی را نمیتوان به عنوان یک مدل فیزیکی برای توصیف انرژی تاریک وابسته به زمان در نظر گرفت .سپس معادله حالت $w(a) = w_0 + w_a \ln a$ را در نظر گرفتیم .این مدل یک برتری نسبت به انرژی تاریک Λ دارد، هرچند که این ارجحیت ضعیف است چرا که مقدار عامل بیز برابر با $\ln B w(a).\Lambda = 1.5 \pm 0.45$ می‌باشد که در شرط $1 < |\ln B| < 2.5$ صدق می‌کند .با توجه به این نتایج، بهتر است که برای توصیف طبیعت انرژی تاریک از مدل لگاریتمی $w(a) = w_0 + w_a \ln a$ استفاده کنیم.

مراجع

1. Planck 2018 results. VI. ; “Cosmological parameters”; *Astronomy & Astrophysics* **641**. (2020) A6.
2. B. Ratra and P.J.E. Peebles; “Cosmological Consequences of a Rolling Homogeneous Scalar Field”; *Phys. Rev. D* **37**. (1988) 3406.
3. G. Ballesteros *et al.*; “Nonlinear cosmological consistency relations and effective matter stresses”; *JCAP* **2012**. (2012) 038.
4. W. Hu; “Crossing the phantom divide: Dark energy internal degrees of freedom”; *Phys. Rev. D* **71**. (2005) 047301.
5. W. Fang. W. Hu and A. Lewis; “Crossing the Phantom Divide with Parameterized Post-Friedmann Dark Energy”; *Phys. Rev. D* **78**. (2008) 087303.

6. R. Trotta; "Applications of Bayesian model selection to cosmological parameters"; *MNRAS* **378**. (2008) 72.
7. D. S. Sivia and J. Skilling; "Data analysis : A Bayesian Tutorial"; 2^{ nd} edition; Oxford University Press. (2006).
8. F. Feroz. M.P. Hobson. M. Bridges; "MultiNest: an efficient and robust Bayesian inference tool for cosmology and particle physics"; *MNRAS* **398**. (2009) 1601.
9. W.J. Handely. M.P. Hobson. A.N. Lasenby; "Polychord: next-generation nested sampling"; *MNRAS* **453**. (2015) 4384.
10. J. Zuntz *et al.*; "CosmoSIS: Modular cosmological parameter estimation"; *Astronomy & Computing* **12**. (2015) 45.
11. W. J. Handely and P. Lemos; "Quantifying tensions in cosmological parameters: Interpreting the DES evidence ratio"; *Phys. Rev. D* **100**. (2019) 043504.

ساختار کپه متعادل در ابرهای تاریک فروسرخ

عبدالرضا شریفی [۱]، محسن نژاد اصغر [۲]

[۱] دانشگاه مازندران، بابلسر

[۲] گروه فیزیک نظری،دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

کپه ها می تواند گزینه مناسبی برای محل زایش ستارگان در ابرهای تاریک فروسرخ باشد.ابتدا برای سادگی کار فرض کردیم کپه تکدما باشد و اثر سایر عوامل و شرایط را در نظر نمی گیریم.کپه ای از گاز هیدروژن تحت اثر دو نیرو یکی گرانش به سمت داخل و دیگری گرادیان فشار به سمت بیرون کره. در این پژوهش نیروی ناشی از تلاطم و میدان مغناطیسی را در نظر نمی گیریم. اگر نیروی گرانش قویتر باشد کپه را جمع خواهد کرد اما می بینیم کپه IRDC به همین سادگی رمبش نمی کند یعنی شبه پایدار[۳۱] است.در ادامه عواملی مثل اثر غیر هم دمایی کپه بوجود آورد.همچنین گرمایش پخش دو قطبه یا اثر امبی پولار دیفیوژن را بررسی کردیم. امکانات رصدی درحدی نیست که از جزئیات ریز درون کپه ها اطلاعات بدست آورد بنابراین باید بخشی از کار را بصورت نظری و با مدلسازی انجام داد.

Balanced Clumps structure in dark infrared clouds

A. Shsrifi[1], M. Nejad-Asghar[2]

[1] Mazandaran University, Babolsar

[2] Department of Physics, Mazandaran University, Babolsar

Abstract

These Clumps can be a good choice for the birth place of stars. First, for the sake of simplicity, we assumed that the Clumps is a monolith and we do not consider the effect of other factors and conditions. Pressure gradient towards the outside of the sphere. In this research, we do not consider the force caused by turbulence and magnetic field. If the gravitational force is stronger, it will collect the Clumps, but we can see that the IRDC Clumps does not collapse as easily, that is, it is quasi-stable. Further, it causes factors such as the non-isothermal effect of the cluster. Also, investigate the heating of the effect of ambipolar diffusion. we did. The observation facilities are not enough to obtain information from the small details inside the heaps, so part of the work must be done theoretically and with modeling.

مقدمه

در یک ابر تاریک فروسرخ IRDC تعدادی کپه وجود دارد .ساده ترین شکل آن ابری با یک کپه است.کپه ها نواحی درون ابر هستند که چگالش آن ها نسبت به محیط اطراف بیشتر است. آنها را نامگذاری می کنیم یک بخش متراکم را انتخاب می کنیم . حال با بررسی مشخصات این کپه تلاش می کنیم برخی ویژگی های آن برای ما روشن گردد. ابتدا برای سادگی کار فرض می کنیم تکدما باشد و اثر سایر عوامل و شرایط را در نظر نمی گیریم.کپه ای از گاز هیدروژن تحت اثر دو نیرو یکی گرانش به سمت داخل و دیگری گرادیان فشار به سمت بیرون کره. در اینجا نیروی ناشی از تلاطم و میدان مغناطیسی را در نظر نمی گیریم. اگر نیروی گرانش قویتر باشد کپه را جمع خواهد کرد اما می بینیم کپه IRDC به همین سادگی رمبش نمی کند یعنی شبه پایدار[۳۲] است. امکانات رصدی درحدی نیست که از جزئیات ریز درون کپه

[31] quasi-stable

[32] quasi-stable

ها اطلاعات بدست آورد بنابراین باید بخشی از کار را بصورت نظری و با مدلسازی انجام داد. در این تحقیق می خواهیم بصورت نظری به این موضوع بپردازیم.

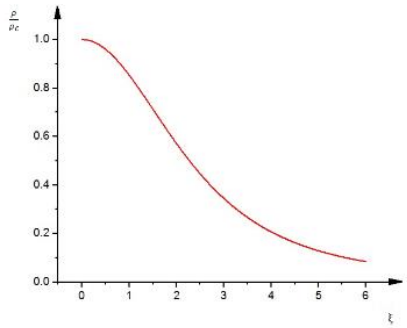
بررسی کپه کروی شبه ایستا در حالت هم دما وغیر هم دمایی در ساختار کپه ها

یک کره شبه پایدار درون یک IRDC در نظر می گیریم. از معادله پیوستگی در این حالت کمک می گیریم $-\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\emptyset_g = 0$ $-\frac{1}{\rho}\nabla p$ نیروی گرادیان فشار بر واحد جرم و $-\nabla\emptyset_g$ نیروی گرانش. منشاء فشار درون کپه ها P بخاطر حرکت ذرات می تواند باشد. هرچه شعاع بزرگتری اطراف یک کپه در نظر بگیریم بخاطر افزایش حجم و فاصله بین ذرات برخوردها کاهش یافته فشار کم می شود. فشار را بجای حجم برحسب چگالی بیان می کنیم لذا در حالت پایدار و همدما داریم $p = \rho a_{T^2}$ آنگاه از معادله پواسون

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\varphi_g}{dr}\right) = 4\pi G\rho = 4\pi G\rho_C exp(-\frac{\varphi_g}{a_T^2}) \quad (۱)$$

از رابطه گاز ایدآل داریم $P = nkT$ با ضرب صورت و مخرج درm می توانیم معادله فشار حرارتی را برحسب چگالی باز نویسی کنیم. این حالت در نظر گرفتیم از مرکز کپه تا لبه آن دما ثابت و گاز هم ایدآل باشد برای بی بعد کردن معادله پواسون فرض کردیم $\xi = (\frac{4\pi G\rho_c}{a_T^2})^{\frac{1}{2}} r$ که در آن ξ طول بی بعد ρ_c چگالی جرمی در مرکز کپه که برابرحاصلضرب $\bar{m} \times n_c$ که در آن $\bar{m}$ جرم متوسط مولکولی و n_c چگالی عددی مولکولها و a_T شعاع می باشد که برابر ثابت بولتزمن تقسیم بر T . با قرار دادن $G = 6.6\times 10^{-8}$ و $\bar{m} = 2.3m_p$ و $R=1.38\times 10^{-16}\frac{erg}{k^\circ}$ مقدار عددی ξ را با مقدار گذاری در رابطه بالا بدست می آید $\xi = 2.9 \times 10^{-19} n_c^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{2}} r$ در اینجا ξ بعد دار شده و می توانیم تشخیص دهیم از چه اوردری می باشد برای یک کپه معمولی که r حدودا 0.6 pc می توانیم عدد گذاری کنیم می رسیم به معادله لن امدن همدما $\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}) = exp(-\psi)$

با اعمال شرایط مرزی یکی در $\psi(0) = 0$ و $\dot{\psi}(0) = 0$ حال ما یک معادله دیفرانسیل درجه دوم با دو شرایط مرزی داریم که با روش ران کوتاه می توانیم آنرا حل کنیم.



شکل(۱)نمودار تغییرات چگالی برحسب فاصله از مرکز کپه که به PC بیان شده است. همانگونه که در نمودار می بینیم هرچه از مرکز کپه دور میشویم چگالی محیط کمتر می شود

پس از حل عددی معادله در شرایط مرزی با کمک برنامه فرترن نمودار بالا رسم می شود با مشاهده نمودار ψ می بینیم هرچه از مرکز کپه دور می شویم پتانسیل گرانش افزایش می یابد چون جرم بیشتری را در بر می گیرد. از بررسی نمودار $\frac{\rho}{\rho_C}$ در می یابیم هرچه از مرکز ابر دور می شویم چگالی ابر کم می شود $\rho(r) = \frac{a_T^2}{2\pi G r^2}$ با بی بعد کردن جرم و عدد گذاری جرم کپه مورد $M = 0.1\ M_\odot$ بدست

می آید. مقداری که منطقی نیست. برای رفع این شبهه می خواهیم از اثر غیر همدمایی و وجود گرادیان دما استفاده کنیم. از طرفی بطور منطقی ما نمی توانیم دما را در مرکز و لبه کپه یکسان در نظر بگیریم. این گرادیان دما می تواند موجب تغییر ساختار ابر شود نکته این است چه عاملی می تواند اثر غیر هم دمایی بوجود آورد.ما گزینه گرمایش پخش دو قطبه[۳۳] یا اثر امبی پولار دیفیوژن را پیشنهاد می کنیم.این اثر زمانی بوجود می آید که گاز ما مانند ابرهای مولکولی اندکی یونیده باشد. حال پرسش این است که آیا حرکت یونها و خنثی ها از درون هم با توجه به اصطکاک موجود می تواند گرما هم تولید کند. $f_d = \gamma\rho_i\rho_n(u_i - u_n)$ و $\Gamma_{AD} = f_d \,.(u_i - u_n) = \gamma\rho_i\rho_n|u_i - u_n|^2$

که در آن f_d نیرو بر واحد حجم بوده یک تقریب خوب برای نوشتن گرمایی که در اینجا عامل آن می تواند اصطکاک و پخش دوقطبه باشد. چون الکترون ها بخاطر جرم کم شان اندازه حرکتشان ناچیز است. دو عامل باعث افزایش نیروی اصطکاک می شود یکی ρ_n و ρ_i چگالی یونها و خنثی ها دیگری $(u_i - u_n)$ می باشد. در اینجا γ یک ضریب تناسب است.از نیروی لورنس $|u_i - u_n|$ را بدست می آوریم. نیروی لورنس در واحد حجم می شود $f_l = \frac{1}{4\pi}(\nabla \times B) \times B$ تنها نیرویی که بر آنها موثر است f_d که ما با برابر قرار دادن $f_d = f_l$ می توانیم مقدار $|u_i - u_n|$ را بدست آوریم. $v_d = u_i - u_n = \frac{1}{4\pi\gamma\rho_i\rho_n}(\nabla \times B) \times B$ که با جاگذاری مقدار v_d سرعت سوق پخش بدست می آید. جهت آن بستگی به $(\nabla \times B) \times B$ دارد. هرچه چگالی ذرات خنثی بیشتر باشد چگالی یون ها نیز بیشتر است یک ارتباط خیلی ساده توان $\frac{1}{2}$ چگالی است که در برخی از ابرها توان ۰,٤ گرفته می شود.این اعداد و اندازه گیری ها برای همه ابرهای مولکولی یکسان نیست. $\varepsilon = 3 \times 10^{-16}$ و عدد گاما هم معلوم است در رابطه بالا قرار می دهیم داریم $V_d \propto \frac{1}{\rho}$ همچنین V_d به شدت میدان مغناطیسی B و نیز گرادیان میدان وابسته است. $v_d \sim \frac{1}{4\pi\gamma\rho_i\rho_n\Delta X} \approx \frac{v_A^2}{V}$ که در آن ΔX را برابر 0.1 pc گرفتیم. به عبارتی میدان در 0.1 pc به اندازه $30\ \mu G$ تغییر می کند یعنی از 30 به صفر می رسد. حال از رابطه $v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho}$ با مقدار گذاری V_d بدست می آید. با قرار دادن $v_A = 0.4$ و V = 6 مقدار $v_d \sim 0.03\frac{km}{s}$ بدست می آید نتیجه می گیریم که $v_d \ll v_A$ اگرچه مقدار v_d عدد کوچکی نیست اما در ابعاد ابر مولکولی که از مرتبه پارسک می باشد این عدد خیلی کوچک است. حال اگر ابعاد ابر را که 0.1 pc در نظر گرفتیم بر آن تقسیم کنیم t_{AD} زمانی که طول می کشد ابعاد ابر پخش شده و عقب بماند خیلی زمان طولانی خواهد شد.ما برای آسان شدن کار پارامتر $\kappa = \frac{\Delta B}{\Delta X}$ تعریف می کنیم، تغییرات میدان مغناطیسی در واحد طول که در آن ΔB تغییرات میدان مغناطیسی است.که با این تغییر پارامتر $\Gamma_{AD} = \frac{f_d.v_d}{\rho} = \frac{B^2\,\kappa^2}{16\pi^2\gamma_{AD}\epsilon}\rho^{-\frac{5}{2}}$ در رابطه بالا مقدار Γ_{AD} را بر واحد حجم در نظر گرفتیم در اینجا ما آنرا بر واحد کیلو گرم بیان می کنیم. برای این منظور آنرا بر ρ تقسیم می کنیم کروچر [3] در سال ۲۰۱۲ بین میدان مغناطیسی و چگالی رابطه $B \propto \rho^{\eta}$ را بصورت تجربی از داده های رصدی بدست آورد. $\eta < 0.5$ برای میدان های قوی و حدود $\eta \approx 0.66$ برای میدانهای ضعیف بدست آمد. برای IRDC ها چون میدان مغناطیسی قوی می باشد $\eta < 0.5$ را در نظر می گیریم. بنابراین طبق نمودار ٦ [3] بطور عام برای ابرهای مولکولی با چگالی $n = \frac{\rho}{\mu m_H} = 10^3\ cm^3$ میدان مغناطیسی برابر μG ۱۲ می شود و برای چگالی $n = \frac{\rho}{\mu m_H} = 10^6\ cm^3$ میدان مغناطیسی برابر μG ۱۰۰ خواهد شد.از [2] با عدد گذاری $0 < k < 10 \times 0.3\mu G/1mpc$ می شود

$$\Gamma_{AD} = 2.3 \times 10^{-9}\left(\frac{k}{0.3\mu G/1mpc}\right)^2 \left(\frac{n}{10^6 cm^3}\right)^{-1.9} ergg^{-1}s^{-1}$$

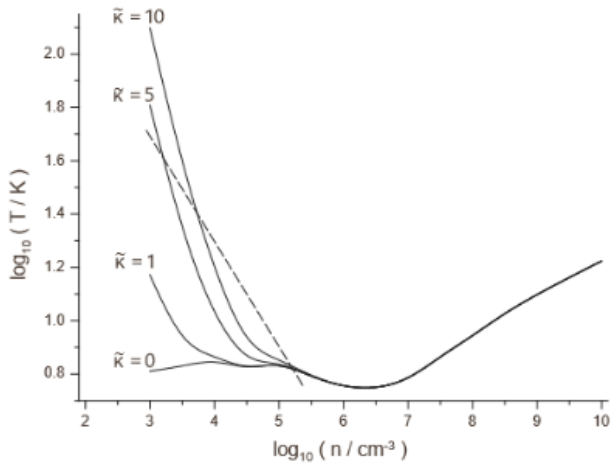
[33]- ambipolar diffusion (AD)

تعادل حرارتی

در حالت تعادل حرارتی ثابت ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) شبه استاتیک ($u \to 0$)، تابع سرمایش خالص $\Omega(\rho,T)$ باید در هر شعاع r صفر باشد (یعنی تعادل حرارتی موضعی). برای محاسبه تعادل حرارتی در هسته‌های ابر مولکولی، باید فرآیندهای گرمایش و سرمایش را در نظر بگیریم که بر گاز و غبار تأثیر می‌گذارد. بر ای فرآیندهای سرمایش، از جدول ۲ گلداسمیت (۲۰۰۱) برای پارامترسازی تابع سرمایش به صورت $\Lambda_0 (T/10K)^{\beta}$استفاده می‌کنیم که در آن Λ_0 و β عموماً توابع چگالی هستند (نگاه کنید به شکل ۱ استاد۲۰۱۱). $\Omega(\rho,T)$ را آهنگ گرمایش یا سرمایش می نامند که در آن $\Omega(\rho,T) = \Lambda_0(n)\ (T/10K)^{\beta(n)}$ در این رابطه جمله T_{CR} - T_{AD} مربوط به سرمایش $\Lambda_0(n)\ (T/10K)^{\beta(n)}$ مربوط به گرمایش کیهانی و T_{AD} مربوط به گرمایش پخش دوقطبه می باشد. اگر تعادل گرما و سرما داشته باشیم، یعنی $\Omega(\rho,T)$ =0 باشد در این حالت یک رابطه بین گرمایش و سرمایش داریم یک رابطه بر حسب دما T و n چگالی آنگاه

$$T = 10K\left[\frac{\Gamma_{CR}}{\Lambda_0(n)} + \frac{2.3\times10^9}{\Lambda_0(n)}\left(\frac{k}{0.3\mu G/1mpc}\right)^2\left(\frac{n}{10^6 cm^3}\right)^{-1.9}\right]^{\frac{1}{\beta(n)}} \qquad (٤)$$

برای κ = 0,1,5,10 نمودار تغییرات logT به logn که در آن دما برحسب K° و چگالی برحسب Cm^3 [2]

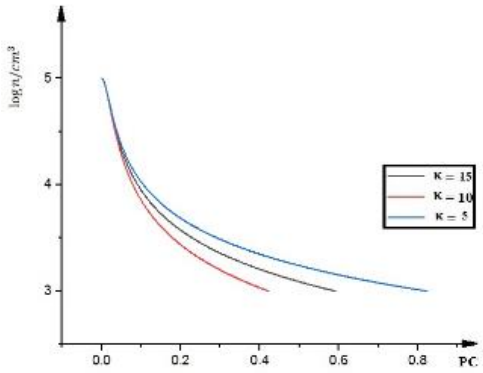


شکل (۲) این نمودار برای نقاط بین ۵-۳ چرا که برای IRDCها تمرکز ما روی چگالی از $۱۰^۵$-$۱۰^۳$بر این ناحیه تقریب خط می زنیم بر روی نمودار در دو نقطه با چگالی ۵ و ۳ خط را عمود رسم می کنیم از نقطه تلاقی خط عمود بر نقطه ۳ با هر یک از نمودارها با κ =1,5,10 خطی به نقطه تلاقی خط عمود بر نقطه ۵ رسم می کنیم شیب و عرض از مبدا آنرا محاسبه می کنیم.عرض از مبدا و شیب خط به مقادیر κ بستگی دارد. بازای مقادیر مختلف κ نمودار آن را رسم کردیم و براساس آن به یک رابطه خطی رسیدیم. با قرار دادن در رابطه (۱-۲۲) داریم

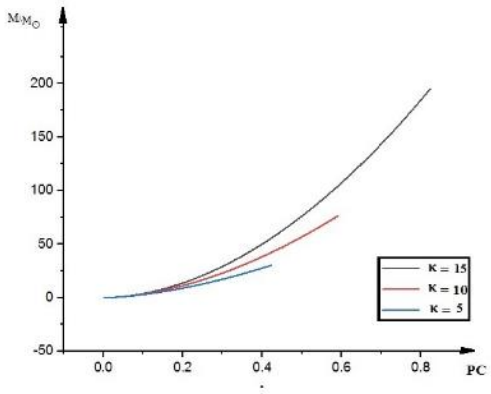
$$\log(T/k) = (2.55+0.15\kappa)-(0.35+0.03\,\kappa)\log\left(\frac{n}{cm^3}\right)$$

حال ما برای IRDCها بین دما T و چگالی n ارتباط داریم. رابطه ۵ [2] برای اندازه گیری تغییرات فشار داریم $\frac{dp}{dr} = \frac{k_B}{\mu m_H}\left(T + \rho\frac{dT}{d\rho}\right)\frac{d\rho}{dr}$

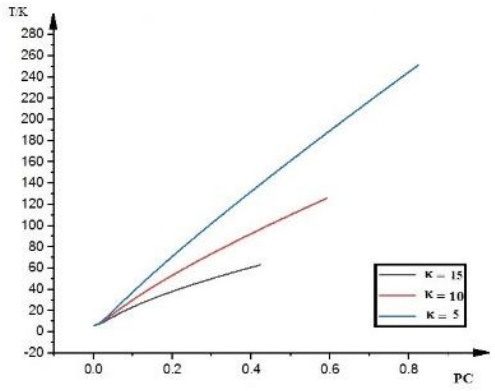
در حالت تعادل شبه پایدار($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) وقتی ($u \to 0$) از رابطه ۲[2]داریم $\frac{dp}{dr} = \frac{\mu m_H G}{k_B}\left(\frac{M_\rho}{r^2(T+\rho\frac{dT}{d\rho})}\right)$



شکل (۳) در این شکل ما نمودار تغییرات چگالی بر حسب فاصله از مرکز کپه را برای κ =5,10,15 رسم نموده ایم مشاهده می شود در بازه $۱۰^{۵}$-$۱۰^{۳}$ با افزایش فاصله از مرکز کپه بر حسب pc چگالی کاهش می یابد و مقدار آن با G34 تطابق دارد



شکل (٤) در این شکل ما نمودار تغییرات جرم بر حسب فاصله از مرکز کپه را برای κ =5,10,15 رسم نموده ایم مشاهده می شود با افزایش فاصله از مرکز کپه بر حسب pc جرم برحسب نسبتی از جرم خورشید $M_{\odot}$ افزایش می یابد و مقدار آن با G34 تطابق دارد



شکل (۵) در این شکل ما نمودار تغییرات دما بر حسب فاصله از مرکز کپه را برای κ =5,10,15 رسم نموده ایم مشاهده می شود با افزایش فاصله از مرکز کپه بر حسب pc دما برحسب کلوین افزایش می یابد و مقدار آن با G34 تطابق دارد

نتیجه گیری

هرچه از مرکز کپه دور میشویم چگالی محیط کمتر می شود

جرم یک ابر هم دما خود گرانیده از مرتبه چند دهم جرم خورشید است. این نمی تواند توجیه کننده وجود یک کپه پرجرم در یک IRDC باشد که چند صد یا چند هزار جرم خورشید درون آن است.

با افزایش فاصله از مرکز کپه بر حسب pc جرم برحسب نسبتی از جرم خورشید $M_{\odot}$ افزایش می یابد و مقدار آن با G34 تطابق دارد

با افزایش فاصله از مرکز کپه بر حسب pc دما برحسب کلوین افزایش می یابد و مقدار آن با G34 تطابق دارد

در بازه $۱۰^{۵}$-$۱۰^{۳}$ با افزایش فاصله از مرکز کپه بر حسب pc چگالی کاهش می یابد و مقدار آن با G34 تطابق دارد

مرجع‌ها

[1] Hennebelle, Patrick , Inutsuka, Shu-ichiro .(2019). The role of magnetic field in molecular cloud formation and evolution . FrASS...6....5H . [2] Vahdanian, Hamed , Nejad-Asghar, Mohsen .(2022). Some aspects of rotation and magnetic-field morphology in the infrared dark cloud G34.43+00.24 . MNRAS.512.4272V.

[3] Crutcher R.M., 2012, ARA&A, 50, 29

طول تضعیف و جذب بهمن‌های گسترده هوایی در آرایه رادیویی دانشگاه سمنان (SURA)

مریم علی‌بخش[۱]، گوهر رستگارزاده[۲]،محمد نعمتی[۳]

[۲،۱] دانشکده فیزیک ، دانشگاه سمنان ، سمنان

[۳] گروه فیزیک ، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

چکیده

در مطالعه توسعه طولی بهمن‌های هوایی گسترده، تعداد ذرات ثانویه پس از رسیدن به عمق بیشینه، با افزایش عمق اتمسفری بطور نمایی کاهش می‌یابد. واضح است که میزان این کاهش به عمق اتمسفری رصدخانه پرتو کیهانی مورد نظر بستگی دارد. معمولاً این اثر را با دو پارامتر متفاوت با نام‌های طول تضعیف Λ_{Ne} و طول جذب Λ_A بررسی می‌کنند. در کار حاضر، رویدادهای بهمن هوایی گسترده را بر اساس ویژگی‌های آرایه SURA برای پرتو اولیه پروتون در محدوده انرژی 10^{14}-10^{17}eV با استفاده از کُد CORSIKA شبیه سازی کرده‌ایم. نتایج بدست آمده از این آزمایش با نتایج منتشر شده از دیگر آزمایشات تجربی مقایسه شده است و تطابق خوبی را نشان می‌دهد.

Attenuation and absorption length of extensive air showers for Semnan University Radio Array (SURA)

Alibakhsh, Maryam[1], Rastegarzadeh Gohar[2], Mohammad Nemati[3]

Faculty of Physics, Semnan University, Semnan,[1,2]

Department of Physics, Bu Ali Sina University, Hamedan[3]

Abstract

In the study of the longitudinal distribution of extensive air showers, secondary particles after reaching their maximum depth decrease exponentially with increasing atmospheric depth. Specifically, the amount of this reduction depends on the atmospheric depth of the related cosmic ray observatory. Usually, this effect is investigated with two different parameters named attenuation length Λ_{Ne} and absorption length Λ_A. In the present work, using the CORSIKA code, we have simulated extensive air shower events for proton primaries in the energy range of 10^{14}-10^{17}eV tailored to the characteristics of the SURA experiment. The results obtained from this experiment have been compared with results from other experiments and show a good agreement.

مقدمه

پرتوهای کیهانی پرانرژی در بدو ورود به جو زمین با هسته‌های اتمسفر اندرکنش می‌کنند. این اندرکنش‌های زنجیره‌ای، آبشاری از ذرات ثانویه را تولید می‌کنند که به آن بهمن هوایی گسترده (EAS)[۳۴] می‌گویند. ذرات ثانویه بهمن‌ها عمدتاً از الکترون‌ها، میون‌ها، پایون‌ها، فوتون‌ها و نوکلئون‌ها تشکیل شده‌اند. فراوانی انواع مختلف ذرات ثانویه در یک EAS به جرم و انرژی ذره اولیه بستگی دارد. بنابراین بررسی ویژگی‌های بهمن‌های هوایی بخصوص مطالعه توزیع طولی و عرضی آنها اطلاعات بسیار ارزشمندی در مورد رفتار و خصوصیت‌های پرتوهای کیهانی به ما ارائه می‌دهد. در توسعه طولی بهمن‌های هوایی، ذرات ثانویه بخصوص الکترون‌ها (Ne) پس از رسیدن به بیشینه مقدار خود، با افزایش عمق اتمسفری، بطور نمایی کاهش می‌یابند. بنابراین وابستگی الکترون‌ها به عمق اتمسفری کاملاً مشهود است. این ویژگی را می‌توان با پارامترهایی چون طول تضعیف و طول جذب مطالعه کرد.

در واقع تعداد الکترونها در عمق اتمسفری X و زاویه سرسویی θ را می‌توان به کمک رابطه‌ی زیر محاسبه کرد:

$$\langle N_e(\theta, X)\rangle = \langle N_e(\theta=0, X)\rangle \exp\left[-\frac{X}{\Lambda_{Ne}}(\sec\theta - 1)\right] \qquad (۱)$$

[34] Extensive Air Shower

در آن Λ_{Ne} طول تضعیف، $Ne\ (X, \theta=0)$ تعداد الکترون‌هایی است که در عمق اتمسفری X برای بهمن‌های عمودی به سطح مشاهده می‌رسند و $Ne\ (\theta, X)$ تعداد الکترون‌ها در زاویه‌ی سرسویی θ و عمق اتمسفری X است[۱].

با انتگرال‌گیری از قسمتِ نزولیِ طیف اندازه بهمن، برای تعداد الکترون‌های بزرگتر از Ne نسبت به عمق X، می‌توان طول جذب را از رابطه‌ی زیر بدست آورد:

$$J(>N_e, \theta, X) = J_0(>N_e, \theta=0, X) \exp\left[\frac{X}{\Lambda_A}(1-\sec\theta)\right] \quad (۲)$$

که در آن Λ_A طول جذب و $J(>Ne, \theta, X)$ شار مجموع بهمن‌های هوایی با زوایه سرسویی θ است که تعداد الکترونهای آنها در سطح مشاهده (عمق اتمسفری X) بزرگتر از تعداد مشخص Ne باشد و $J_0(>Ne, \theta=0, X)$ همان شار برای بهمن‌های عمودی است [۲].

بین دو کمیت طول تضعیف و طول جذب تفاوت‌هایی وجود دارد که ناشی از نوسانات ذاتی و سیستماتیک بهمن‌ها است. طول تضعیف نشان‌دهنده‌ی تضعیف الکترون‌ها در یک بهمن منحصربفرد است در حالی که طول جذب به شیب و شکلِ طیف اولیه وابسته است. در واقع طول جذب چگونگی تضعیف تعداد بهمن‌ها را تعریف و محاسبه می‌کند [۱].

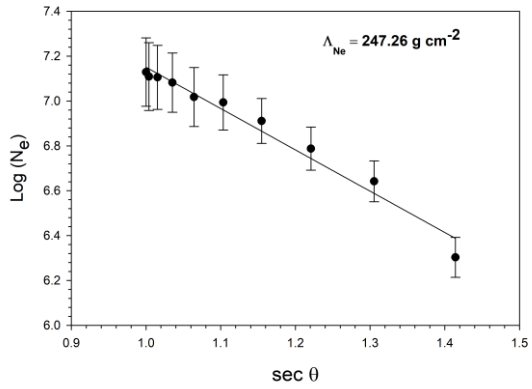
شبیه‌سازی

در این پژوهش از کُد شبیه‌سازی مونت کارلو CORSIKA 7.74 [۳] استفاده شده است و از مدل اندرکنش هادرونی انرژی بالا QGSJET [٤] و مدل اندرکنش هادرونی انرژی پایین GHEISHA [٥] بهره گرفته شده است. شبیه‌سازی‌ها برای ٤٠٠٠٠ رویداد با اولیه پروتون در محدوده‌ی انرژی ۱۰۰ TeV- ۱۰۰ PeV در زاویه سمتی $۰ \leq \Phi \leq ۳٦۰$ و زاویه سرسویی θ در بازه‌ی $۰ \leq \theta \leq ٤٥$ که به فواصل ۵ درجه‌ای تقسیم شده است. در فایل ورودی این کُد موقعیت مکانی قرارگیری آرایه رادیویی دانشگاه سمنان SURA در ارتفاع ۱۱۳۰متری از سطح دریا (عمق اتمسفری ۹۰۵ g/cm^2) و میدان مغناطیسی سمنان B_x= ۳۹/۵۳ μT و B_z = ۲۸/۱ μT منظور شده است.

آرایه رادیویی دانشگاه سمنان (SURA) با ٤ آنتن LPDA مشغول به ثبت پرتوهای کیهانی است. هدف این آرایه شناسایی پرتوهای کیهانی و بررسی خواص آنها با استفاده از آنالیز سیگنال رادیویی است. در حال حاضر، SURA-4 به عنوان یک آرایه خود راه انداز (Self Trigger) در باند فرکانسی ۸۰-٤٠ مگاهرتز مشغول داده‌گیری است [٦]. کالیبراسیون پالس‌های دریافتی از آنتن‌ها انجام شده است و در حال بازسازی بهمن های آشکارسازی شده هستیم [۷]. علاوه بر این، به زودی سه آشکارساز ذرات بعنوان شرط فعالسازی خارجی به مجموعه اضافه می‌شود تا به کمک آنها بتوان دقت تشخیص پرتوهای کیهانی را افزایش داد و در عین حال امکان تشخیص ترکیبی پرتوهای کیهانی را فراهم کرد.

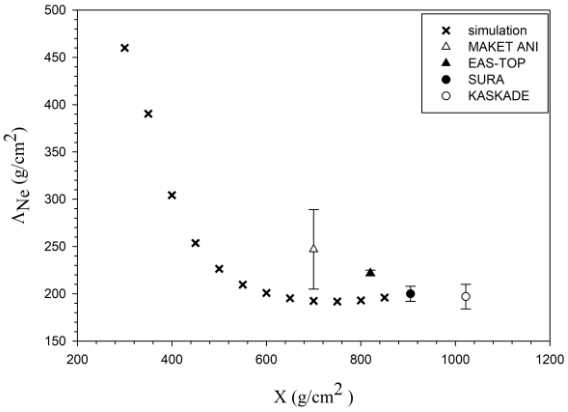
طول تضعیف(Λ_{Ne})

در این آزمایش برای محاسبه‌ی طول تضعیفِ آرایه SURA از داده‌های شبیه‌سازی بهره گرفته شده است. برای این منظور، متوسط تعداد الکترونها ($<N_e\ (\theta, X)>$) در زاویه فرودی θ و عمق اتمسفری X_{SURA}= ۹۰۵ g/cm^2 برحسب $\sec\theta$ ترسیم شده است. سپس در مقیاس لگاریتمی، طول تضعیف Λ_{Ne} را از برازش شیب خط با معادله۱ بدست آمده است. شکل۱ طول تضعیف Λ_{Ne} = ۲٤۷ g/cm^2 را در موقعیت آرایه SURA در انرژی $۱۰^{۱۷}$ eV نشان می‌دهد.



شکل ۱: نمودار تعداد الکترونها بر حسب sec θ در انرژی eV$^{۱۰^{۱۷}}$ در موقعیت آرایه رادیویی SURA .

در طیف شار پرتوهای کیهانی چند نقطه غیرعادی وجود دارد که یکی از این نقاط بنام "زانو" در محدوده‌ی انرژی eV $^{۱۰^{۱۵}}$ قرار دارد. هنوز علت این شکستگی‌ها در طیف مشخص نیست. بنابراین محاسبه طول تضعیف در محدوده‌ی زانو می‌تواند کمک شایانی به درک بهتر این ناحیه کند. شکل۲ طول تضعیف بر حسب عمق اتمسفری (سطح مشاهده) در انرژی eV $^{۱۰^{۱۵}}$ را نشان می‌دهد. همچنین برای اعتبارسنجی و مقایسه داده‌های شبیه‌سازی با نتایج تجربی، طول تضعیف چند رصدخانه مختلف از جمله MAKET ANI [۸] ، EAS-TOP [۹] و KASKADE [1] در نمودار قرار داده شده است و توافق خوبی بین داده‌های تجربی و شبیه‌سازی مشاهده می‌شود.



شکل۲: طول تضعیف بر حسب عمق اتمسفری در محدوده‌ی زانو را نشان می‌دهد. در این نمودار طول تضعیف آرایه SURA از شبیه‌سازی بدست آمده است.

طول جذب Λ_A

طول جذب نمایانگر تضعیف شار بهمن‌ها است. بررسی این کمیت می‌تواند اطلاعات خوبی درباره‌ی فعل و انفعالات هادرونی پرانرژی در اختیار ما بگذارد. با استفاده از رابطه۲ می‌توان طول جذب را برای داده‌های تجربی بدست آورد ولی در این کار طول جذب را بر اساس داده‌های شبیه‌سازی بدست آورده‌ایم.

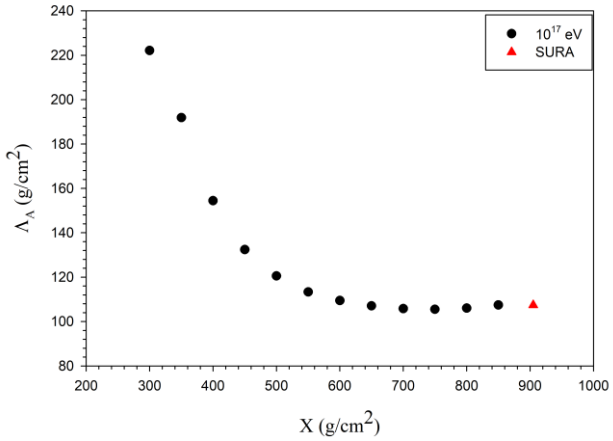
رابطه۳ شار برحسب زاویه سرسویی θ،عمق اتمسفری X و شاخص طیفی γ شاخص طیفی را نشان می‌دهد.

$$J(N_e ,\theta)\, dN_e \propto N_e^{-\gamma} \exp[-(\frac{\gamma-1}{\Lambda_A}) X (\sec\theta - 1)]\, dN_e \qquad (۳)$$

از آنجایی که $J(Ne , \theta) \propto Ne^{-\gamma}$ است. بنابراین با استفاده از روابط (۲و۳) می‌توان نوشت [۱۰]:

$$\Lambda_A = \frac{\Lambda_{Ne}}{\gamma-1} \qquad (٤)$$

در شکل ٤ طول جذب بر حسب عمق اتمسفری (با استفاده از رابطه‌ی ٤) بدست آمده است که در آن شاخص طیفی $\gamma = ۳/۳$ و انرژی eV $۱۰^{۱۷}$ درنظر گرفته شده است. همانطور که مشاهده می‌شود طول جذب با افزایش عمق اتمسفری کاهش می‌یابد. طول جذب آرایه SURA در انرژی eV $۱۰^{۱۷}$ برابر $۱۰۷\ g/cm^2$ است.



شکل ۳: طول جذب برحسب عمق اتمسفری را نشان می‌دهد.طول جذب آرایه SURA با مثلث به رنگ قرمز مشخص شده است.

نتیجه گیری

مطالعه توزیع طولی و عرضی بهمن‌های هوایی گسترده کمک شایانی در درک خواص کلی انتشار بهمن‌های هوایی در جو می‌کند. این پژوهش مبنی بر استخراج طول جذب و طول تضعیف آرایه رادیویی دانشگاه سمنان (SURA) بوده است. بررسی این دو پارامتر برای تمام آرایه‌های آشکارساز پرتوهای کیهانی ضروری است. در این کار برای آرایه SURA طول تضعیف $۲٤۷\ g/cm^2$ و طول جذب $۱۰۷\ g/cm^2$ بدست آمد. همچنین در محدوده‌ی زانو طول تضعیف SURA را با نتایج تجربی چندین آزمایش مقایسه کرده‌ایم و توافق خوبی را نشان داده است.

مرجع‌ها

[1] T. Antoni, et al; “Measurements of attenuation and absorption lengths with the KASCADE experiment”; Astroparticle Physics **6**, No. 19(2003) 703-71.
[2] K. Ghosh, S.K. Sarkar, R. K; Chhetri; “Measurement of electron size spectra and absorption length of EAS below and above the knee of primary”; the 29th ICRC Conference; No. 6(2005) 149-152.
[3] D. Heck, et al; Report FZKA 6019, Karlsruhe, Forschungszentrum, 235 https://www.ikp.edu/corsika/70.php(1998).
[4] N. N. Kalmykov, S.S Ostapchenko; Yad. Fiz, 56(1993), 105.
[5] O. Scholten, K. Werner, F. Rusydi, APh, 29(2008), 94.
[6] G. Rastegarzadeh and M. Sabouhi; SURA; Semnan University Radio Array”; Experimental Astronomy**1**, No 49(2020), 21-41.
[7] M. Sabouhi, et al; “Measuring and deconvolving frequency response of SURA-4 as a cosmic ray radio array experiment”; Journal of Astrophysics and Astronomy **2**. No 43(2022),1-10.
[8] A.A. Chilingarian, et al; in Proc. of the Workshop ANI 99; Report FZKA 6472 (Forschungszentrum, Karlsruhe. No 43(1999).
[9] M. Aglietta, et al; “The EAS size spectrum and the cosmic ray energy spectrum in the region 1015-1016 eV”; Astroparticle Physics; No 10 (1999) l-9.
[10] K. Ghosh; S.K. Sarkar; R. K. Chhetri; “Measurement of electron size spectra and absorption length of EAS below and above the knee of primary”; the **29**th ICRC Conference; NO 6(2005) 149-152.

امواج آلفن چرخشی در ساختارهای کروموسفری

اعظم ملاطایفه[۱]، احسان توابی [۲]

۱ اعظم ملاطایفه، دانشجوی دکتری دانشگاه پیام نور، تهران

۲ دانشکده فیزیک، دانشیار دانشگاه پیام نور، تهران

چکیده

اسپیکول‌ها و جت‌ها در یک لوله شار همسو شده مغناطیسی بیرون‌زده رخ می‌دهند. ما سورجهای قطبی را در دو طول موج با استفاده از مشاهدات لبه مورد مطالعه قرار داده‌ایم که تصویر واضح‌تری از پدیده‌های دینامیکی که در بالای کرومسفر رخ می‌دهند را ارائه می‌دهد. ویژگی‌های مشاهده‌ای این پرتاب‌های جرمی بررسی شده و مدل یکپارچه مبتنی بر باز اتصال مغناطیسی برای توضیح این پرتاب‌های ظاهرا متفاوت پلاسما ارائه می‌شود.

چندین توالی زمانی عالی از تصاویر گرفته شده با تلسکوپ نوری خورشیدی هینوده (SOT) از طریق فیلتر پهن باند خط HCaII و Hα و همچنین تلسکوپ اشعه ایکس (XRT) با وضوح مکانی و زمانی بالا استفاده شد. پردازش تصویر با استفاده از اپراتور mad-max انجام شده است که نشان می‌دهد ارتباط نزدیکی بین سورج با دیگر رویدادهای جت‌مانند وجود دارد، که از این فرضیه حمایت می‌کند که باز اتصال مغناطیسی ناشی از شار بیرون‌زده مکانیسم شتاب‌دهنده و صعودی را برای این رویدادها فراهم می‌کند.

Rotational Alfvenic waves in Chromospheric structures

A.M. Taiefeh [1], E. Tavabi [2]

1PhD student of Payame Noor University, Tehran
2 Department of Physics, Payame Noor University, Tehran

Abstract

Spicules and jets occur in a common emerging magnetical collimated flux tube and we study polar surges in two wavelengths using limb observations that provide a clearer picture of the dynamical phenomena occurring well above the chromosphere of a polar cap. The observational characteristics of these mass ejections are reviewed, and unified model based on magnetic reconnection or other alternative is presented to account for these apparently different plasma ejections.

Several excellent time sequences of images taken with the Hinode Solar Optical Telescope (SOT) through the HCaII and Hα line broadband filter and also X-Ray Telescope (XRT) with high spatial and temporal resolution was used. Image processing include the use of a mad-max operator. The high cadence time sequence observations suggest that there is a close association of Surges with other jet-like events, supporting the hypothesis that magnetic reconnection triggered by emerging flux provides the accelerative and ascending mechanism for these events.

مقدمه

جت‌ها از آن جهت مهم هستند که ممکن است سرنخی برای حل گرمایش کرومسفری و کرونایی و شتاب باد خورشیدی با سرعت بالا باشند؛ آنها را می توان در دو گروه متمایز طبقه بندی کرد:

جت‌های پلاسمای خنک که شامل ساختارهای کروموسفری مانند اسپیکول، spike ، ماکرواسپیکول و موج‌ها هستند [۱-۲] .

و همچنین پرتاب پلاسمای داغ، مانند EUV کرونایی، جت‌های اشعه ایکس و پلاسموئید اشعه ایکس [۳-٤-٥].

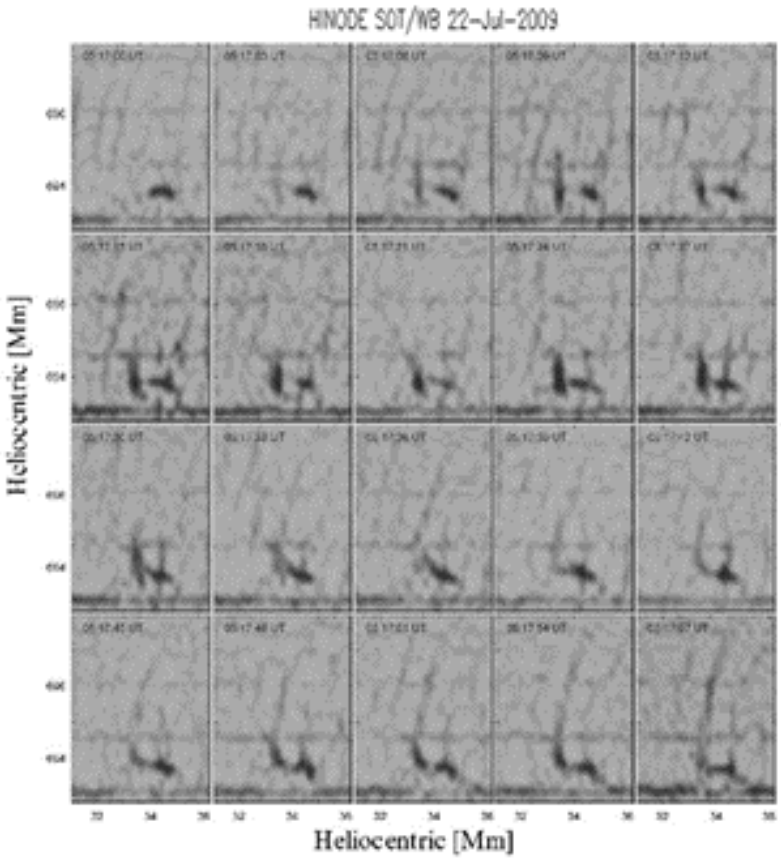
شواهد زیادی برای باز اتصال مغناطیسی در جت‌های پرتو ایکس وجود دارد و همچنین مشاهدات SXT نشان می‌دهد که حدود ۱۰٪ از آنها ساختار مارپیچی را نشان می‌دهند [٦-۷]. شکل کلی این جت‌های کوچک‌مقیاس شبیه برج ایفل (یا شکل لاندا) است، مانند جت‌های چاله کرونایی اشعه ایکس. اسپیکول ها ساختارهای مو مانندی هستند که مثل آتشفشان یک حرکت رو به بالا از مواد همراستا وجود دارد؛ حداقل دو نوع مختلف اسپیکول توسط دی‌پونتیو و همکارانش در سال ۲۰۰۷ معرفی شده است؛ اسپیکول‌های نوع I با عمر طولانی، آبفشان مانند، با سرعتی در حدود ۲۵ کیلومتر بر ساعت و حرکت برگشتی مواد منتشر شده به فتوسفر شناخته شده اند. اسپیکول‌های نوع II بسیار پویا هستند، ظاهراً سریع‌تر رشد می‌کنند و در طول چند ثانیه ناپدید می‌شوند [۸]. موج های Hα پرتاب‌های مستقیمی هستند که به حداکثر سرعت ۵۰ تا۲۰۰ کیلومتر بر ثانیه می‌رسند. ارتفاع آنها به ۲۰۰ مگامتر و طول عمر نوعی آنها حدود ۱۰تا۲۰ دقیقه است [۹]. تعدادی از نویسندگان سورج‌ها و ماکروسپیکول‌ها را با بازاتصال مغناطیسی مرتبط دانسته‌اند. مشاهدات در فیلترگرام های SOT HCaII و Hα روی تلسکوپ هینوده، خروج پلاسمای سرد و متراکم را نشان می‌دهد. جدای از تفاوت در مقیاس و برخی پارامترهای فیزیکی دیگر، شباهت زیادی بین اسپیکول و سورج‌ها وجود دارد [۱۰]. به نظر می‌رسد که اسپیکول‌ها و سورج‌ها اساساً به لحاظ مکانیسم تشکیل یکسان هستند. به‌طور کلی پذیرفته شده است که اتصالات مجدد برای توضیح ویژگی‌هایی مانند شتاب ذرات و گرمایش پلاسما مناسب است.

مشاهدات و پردازش تصویر

داده‌های SOT و XRT هینوده در موقعیت‌های مختلف روی لبه‌ی خورشید برای مطالعه ماهیت دینامیکی جت‌ها با نرم افزارهای استاندارد ’fg_prep‘ و’ xrt_prep ‘ کالیبره شدند [۱۱]. پردازش تصویر فضایی برای ویژگی‌های خط مانند با استفاده از الگوریتم mad-max به دست می‌آید [۱۲]. فیلتر mad-max یک اصلاح غیرخطی ضعیف از فیلتر فضایی مشتق دوم و به طور خاص، جایی است که مشتق دوم هنگام نگاه کردن به راستاهای مختلف دارای حداکثر است. فیلتر فضایی با استفاده از الگوریتم‌های mad-max به وضوح رشته‌های شعاعی نسبتاً درخشانی را در کروموسفر نشان می‌دهد که حدود ۱۲۰ کیلومتر است.

بحث و نتایج

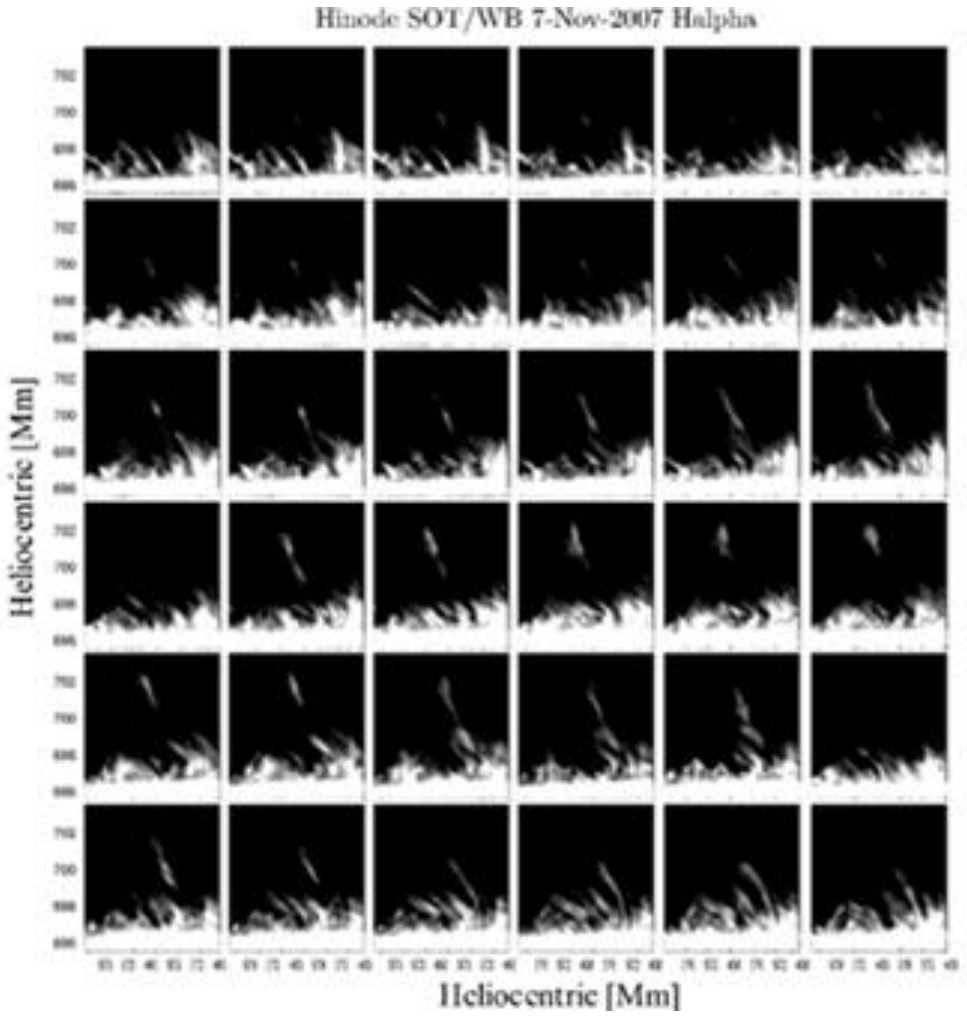
به منظور مقایسه جت کلسیم کروموسفری و سایر ساختارهای جت مانند تصویر آهنگ بالای هینوده در حال حاضر در دسترس است. شکل ۱ تحول زمانی جت کوچک مقیاس کلسیم نوعی را نشان می‌دهد که با استفاده از آهنگ بالا (۳ تا ٤ ثانیه) به دست آمده است، مورفولوژی مشاهده شده جت کرومسفری کوچک مقیاس، مانند شکل لاندا، نشان می‌دهد که آنها با باز اتصال مغناطیسی مرتبط هستند. شیباتا در سال ۱۹۹٤ و فیلیپوف در سال ۱۹۹۹ این پیکربندی (باز اتصال نقطه تهی نوع X) را برای در نظر گرفتن جت پرتو ایکس در کرونا گسترش دادند [۱۳-۱٤].



شکل ۱: تصاویر نگاتیو و mad-maxed کلسیم نشان دهنده تحول زمانی جت کلسیم نوعی، توسط SOT برای حدود ۱۰ دقیقه در ۰۷ نوامبر ۲۰۰۷ بین ساعت ۱۷:٤٦ تا ۱۷:۵۷ UT مشاهده شد.

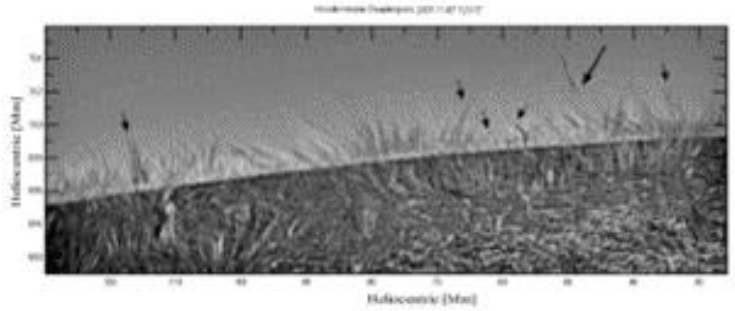
باز اتصال مغناطیسی یک فرآیند فیزیکی عمومی است که می تواند در هر مقیاس مکانی یا زمانی [۱۵]، در فوتوسفر، کروموسفر و همچنین کرونا رخ دهد [۱٦]. طول عمر جت Ca بسیار کوتاه و اندازه آن کوچکتر از جت‌های اشعه ایکس است. سرعت ظاهری (پیش بینی شده) آنها با سرعت جت پرتو ایکس چاله کرونایی قابل مقایسه است [۱۷]. شباهت‌ها بین جت‌های کلسیم و پرتو ایکس نشان می‌دهد که مکانیسم تشکیل آنها باید یکسان باشد. موج‌ها جت پلاسمایی تقریباً خنکی هستند که معمولاً در رصد زمینی در Hα مشاهده می‌شوند، اگرچه مشاهدات فضایی (مانند تلسکوپ EUV) نیز موج‌ها را تشخیص می‌دهند. موج‌ها در اوج سرعت‌های ۵۰-۲۰۰ کیلومتر بر ثانیه پرتاب می‌شوند و میدان مغناطیسی موج‌ها به طور مداوم در مرحله صعود شتاب می‌گیرد و حرکت چرخشی را نشان می‌دهد. همچنین برخی از شواهد مشاهداتی برای باز اتصال مغناطیسی در نوسانات وجود دارد، مانند حرکت لامبدا شکل و شلاق مانند که به عنوان یک حرکت تیرکمان مانند در نتیجه اتصال مجدد تفسیر می‌شود، حتی حرکت چرخشی نیز می‌تواند به عنوان نتیجه اتصال مجدد بین یک لوله شار پیچ خورده و لوله شار غیرپیچیده تفسیر شود [۱۸]، ما در مورد اولین مشاهده خط HcaII از یک موج قطبی نوعی به طور همزمان با Hα گرفته شده توسط Hinode SOT در شکل ۲ گزارش می کنیم. موقعیت این پدیده در شکل ۳ (پیکان بزرگ) نشان داده شده است.

اسپیکول ها، ماکروسپیکول ها و موج ها تجلی پدیده های یکسانی هستند که در مقیاس های مختلف رخ می دهند، به دنبال مکانیزمی برای توضیح رویدادها در همه مقیاس ها بودند [۱۹].



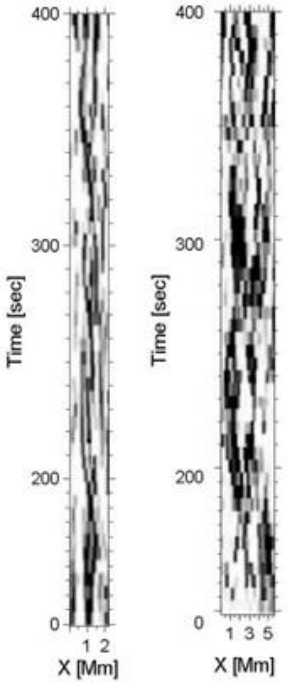
شکل۲: فریم‌های متوالی موج خط Hα تلسکوپ فضایی هینوده در ۷ نوامبر ۲۰۰۷ که پدیده چرخان انفجاری را نشان می‌دهد.

مدت‌ها تصور می‌شد که خروج پلاسمای سرد Hα نمی‌تواند با اتصال مجدد مرتبط باشد، زیرا اتصال مجدد مغناطیسی هر پلاسمای سرد را تا دمای بالای اشعه ایکس گرم می‌کند. بر اساس مدل آنها، چهار نوع جریان جت مرتبط با اتصال مجدد وجود دارد: جت داغ در امتداد خطوط میدان مغناطیسی، جت تیرکمان (قلاب سنگ)، پرتابه جزیره ساده و جت سرد سورج. در شکل ۳ همچنین می‌توانیم بسیاری از ویژگی‌های جت مانند یا رشته‌های دوتایی را ببینیم. تاناکا در سال ۱۹۷٤ دریافت که حدود ۳۰٪ از تمام mottles دیسک تیره دوتایی هستند [۲۰] و سوئماتسو و همکارانش در سال ۲۰۰۸ گزارش دادند که اکثر اسپیکول ها (بیش از ۵۰٪) ساختار دو رشته ای را در طول تحول خود نشان می دهند [۲۱] (فلش های کوچک در شکل ۳ را ببینید).



شکل۳: اسپیکول ها در لبه با داپلرگرام SOT باند باریک Hα گرفته شده است. تصویر برای افزایش دید توسط عملگر mad-max پردازش شده و منفی است. فلش بزرگی که موج را نشان می‌دهد در شکل ۲ نشان داده شده است، این تصویر با وضوح بالا نشان می‌دهد که بسیاری از رشته‌ها دوتایی هستند (با فلش های کوچک نشان داده شده است).

در شکل ٤ مشاهده می‌کنیم که اکثراً این ساختارها به صورت جفت شده ظاهر می‌شوند (فلشهای بزرگ‌تر) این موضوع توسط تاناکا (۱۹۷٤) برای اولین بار در مورد مولتزها تاریک دیسک گزارش شده بود [۲۰] و اخیراً توسط سویماتسو [۲۱] نیز گزارش شده است. نمونه های واضح آن در تصویری که ما با استفاده از دوپلرگرام طول موج تهیه کرده ایم نمایش داده شد (شکل ٤). دلیلی که برای جفت بودن این ساختارها میتوان برشمرد، همزمانی تولد و مرگ آنهاست. نکته دیگر قابل تامل، ساختارهای چرخشی چند مولفه بود که نظر ما را بخود جلب کرد. در سمت راست ساختاری وجود دارد که دارای چند مولفه چرخشی است. این برای بار نخست می‌باشد که چرخش آنها با استفاده از تصاویر دو بعدی تایید می‌گردد.



شکل٤: تحول زمانی دو نمونه از ساختارهای چرخان در طول موج Ca II H تلسکوپ فضایی هینوده.

آزمایش عددی

به منظور یافتن مکانیسم دینامیکی حلقه‌های کوچک فوران‌کننده و ایجاد شده در ناحیه انتقال، معادلات مگنتو هیدرودینامیک ایده‌آل (MHD) تراکم پذیر با β کوچک را اجرا کردیم که با استفاده از روش رانگ-کوتای چهارم حل شده‌اند. گاز ایده آل فرض شد و هیچ خنک کننده تابشی و رسانایی

گرما وجود ندارد. مینی لوپ‌های کروموسفری به طور یکنواخت در امتداد سطح مقطع آن پیچ خورده‌اند، پیچش به سمت راست با خطوط میدان برای حدود ۵ دور پیچ خوردگی انتخاب می‌شود. شبیه‌سازی تشکیل یک نقطه صفر مغناطیسی در بالای لوله‌های شار در حال افزایش و شکسته شدن میدان را با پیچش قوی در یک بخش از حلقه نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، ما رفتار جت‌گونه مارپیچ سورج را نشان دادیم که توسط Hinode/SOT مشاهده شد، نتیجه طبیعی ظهور شار مغناطیسی پیچ خورده و شمای سینماتیکی هر دو حرکت محوری و چرخشی موج کرومسفری در قدرت تفکیک فضایی و زمانی بالا ارائه شده است.

و همچنین به شکل گیری توپولوژی‌های نقطه پوچ سه بعدی در طول گسترش طناب های مغناطیسی پیچ خورده، با استفاده از اتصال مجدد بین راستای رو به بالا و پایین میدان مغناطیسی در امتداد یک نقطه پوچ پرداختیم که گاهی اوقات نقطه منفرد متمرکز نامیده می شود – که روزت مربوط به یک نقطه منفرد میدان مماسی بی اثر (پوچ) با اضافه شدن یک میدان سمتی است.

نمونه بسیار جالب از انتشار امواج عرضی که با فلش‌های کوچک نمایش داده شده به صورت جداگانه مورد رسیدگی قرار گرفت و سرعت فازی در حدود ۱۰۰ کیلومتر بر ثانیه برای آن بدست آمد که در حدود سرعت مادی انتشار امواج آلفن در کرومسفر بود و شاید به خاطر این سرعت عده¬ای آنها را در ارتباط با انتشار امواج آلفن می دانند، اما باید توجه کرد که سرعت مد کینک نیز بسیار نزدیک به این مقدار است. در این نمودارها ما شاهدیم که حتی محور اسپیکول نیز جابجا شده است ولی از شکل ظاهری امواج آلفن که به صورت پیچشی انتشار می‌یابند، واضح است که نمی‌توانند محور تیوپ را جابجا کنند. گزینه مناسب‌تر دراین زمینه وجود دارد و آن، همان امواج مگنتوآکوستیکی است که مد کینک آن، ساختار عرضی دارد. البته دوره تناوب بدست آماده از این نمودارها نیز در حدود ۱۰۰ کیلومتربرثانیه است که بسیار به نتایج قبلی بدست آمده نزدیک است.

مراجع

[1] H. C. Sterling, Solar Phys., 196, 79 (2000).
[2] S. Koutchmy and G. Stellmacher, Solar phys., 49, 253 (1976).
[3] K. Shibata, Y. Ishido, L. Acton, et al., PASJ, 44, L173 (1992).
[4] S.Tsuneta, ApJ, 483, 507 (1997).
[5] S.Koutchmy, H. Hara, Y.Suematsu and K. Reardon, A&A, 320, L33 (1997).
[6] S.Koutchmy, H. Hara, K. Shibata, Y. Suematsu and K. Reardon, A & A, 320, L33 (1998).
[7] M. Shimojo, ApJ, 464, 1016 (1996).
[8] B. De Pontieu, et al., PASJ, 59, S655 (2007).
[9] J. R. Roy, Solar phys., **28**, 95 (1973).
[10] E. Tandberg-Hanssen, Solar Prominences, GAAM, volume 12, ISBN : 978-90-277-0400-9 (1974).
[11] T. Shimizu, et ai., Sol. Phys., in press. (2008).
[12] O. Koutchmy and S. Koutchmy, ed. O. von der Luhe (Sunspot: NSO), 217 (1989).
[13] K. Shibata, et al., ApJ, **431**, L51 (1994).
[14] B. Filippov, Solar Phys.,**185**,297 (1999).
[15] E. R. Priest and T. G. Forbes, Magnetic Reconnection, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2000).
[16] E. Litvinenko, Yuri, ApJ, **515**, 245 (1999).
[17] B. Filippov, et al. , Solar Phys., **254**, 259 (2009).
[18] R.C. Canfield, et al., ApJ, 464, 1016 (1996).
[19] M. L. Blake and P. A. Sturrock, ApJ, **290**, 359 (1985).
[20] K. Tanaka, IAUS, 56 239 (1974).
[21] Y. Suematsu, et al. 2008, ASPC, **397**, 27S (2008).

رابطه اکتیویته کرومسفر با سیکل فعالیت مغناطیسی دینامو خورشیدی

مینا رجبی[1] ،احسان توابی[۲]

[۱] دانشکده فیزیک ،کارشناسی ارشد دانشگاه پیام نورتهران

[۲] دانشکده فیزیک ، هیأت علمی دانشگاه پیام نور تهران

چکیده

در این مقاله ، ما ضخامت غیر طبیعی کرومسفر دربالای حفره های کرونایی (CH) در قطب های خورشید به مدت ۱۳ سال (۲۰۲۲-۲۰۱۰) ،پانزدهم هر ماه ، از داده های تلسکوپ ای آی ای/ اس دی او (AIA)./SDO) ساطع شده توسط هلیوم- ۲ (He II) در طول موج ۳۰٤ انگستروم در حدود ۵۰۰۰۰ درجه سانتی گراد رابرای بررسی حفره های تاجی خورشیدی و اندازه گیری فعالیت شاخه های قطبی در نواحی حفره های کرونایی ،مانند چگالی ودرخشندگی ،برای نشان دادن شواهدی از تشکیل ساختارهای تاجی در نتیجهٔ خروج توده های اسپیکولار وگرم کردن پلاسما در منطقه انتقال ودمای تاج استفاده کردیم. این نور از کروموسفر و ناحیه گذار ساطع می‌شود[۱].با توجه به مقادیر نمودارهای به دست آمده و مقایسه بین چرخه های خورشیدی در طول چرخه ،دیده شد که ضخامت کرومسفردر نصف ارتفاع آن (FWHM) ودر نتیجه فعالیت حفره های کرونایی به عنوان منبع اصلی میدان مغناطیسی دو قطبی خورشید قبل از چرخه ۲۵ در مقایسه با این ضخامت قبل از چرخه ۲٤ به طور قابل توجهی بیشتر است. ما با توجه رابطه تعدادلکه ها وفعالیت درحفره های کرونایی در قطب های خورشید با تاخیر زمانی ۲ تا ۵سال ،درحدود سال۲۰۲۵ انتظار افزایش تعداد لکه ها را داریم.در نتیجه ارتفاع چرخه خورشیدی ۲۵ ،از نظر تعداد لکه هااحتمالاً زیادتر از چرخه ۲٤می باشد که یک چرخه ارتفاع پایین بود.

Chromosphere activity relationship with solar dynamo magnetic activity cycle

M. Rajabi [۱] ، E.Tavabi[2]

[۱] *Department of Physics M .Sc. Payam Noor University, Tehran*

[۲]*Department of Physics Faculty of Payam Noor Universityof Tehran*

Abstract

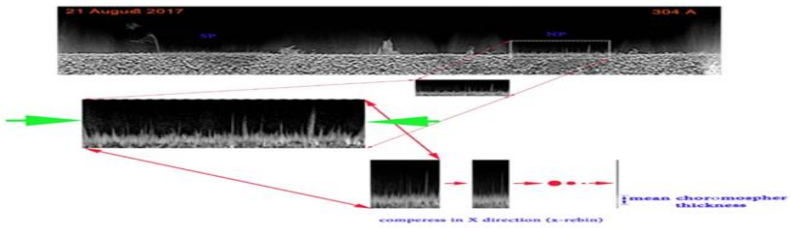
In this article، we estimate the abnormal thickness of the chromosphere above the coronal holes (CH) at the poles of *the Sun for 13 years (2010-2022), on the 15th of every month, from the data of the AIA/SDO telescope. . emitted by helium-2 (He II) at a wavelength of 304 angstroms at about 50,000 degrees Celsius to investigate solar holes and measure the activity of the polar branches such as density and luminosity, to show evidence of the formation of coronal structures as a result of the outflow of masses We used specular and plasma heating in the corona temperature transfer zone. This light is emitted from the chromosphere and the transition zone [1]. According to the values of the graphs obtained and the comparison between solar cycles during the cycle, it was seen that the thickness of the chromosphere at half height (FWHM) and as a result the activity of coronal cavities as The main source of the Sun's dipole magnetic field is significantly greater before cycle 25 compared to this thickness before cycle 24. Considering the relationship between the number of sunspots and the activity in the coronal holes in the poles of the sun, with a time delay of 2 to 5 years, we expect an increase in the number of sunspots around the year 2025. As a result, the height of solar cycle 25, in terms of the number of sunspots, is probably higher than cycle 24, which is a The altitude cycle was low.*

.مقدمه

حفره تاجی ، ناحیه ای روی خورشید است که خطوط میدان مغناطیسی خورشید تا فاصله زیادی در فضا کشیده می‌شوند . این خطوط که "خطوط میدان باز "نام دارند[۲] . به سمت پایین حلقه نشده وبه خورشید باز نمی‌گردنداین باعث می‌شود که سوراخی در تاج، بیرونی ترین لایه خورشید ایجاد شود. این حفره هادر تصاویر اشعه ایکس وفرابنفش خورشید تاریک به نظرمی‌رسندونواحی موقتی از پلاسمای نسبتاً خنک وکم تراکم در تاج خورشید(جو فوقانی) هستند.. مطالعه حفره های تاجی وکرومسفر خورشیدبرای درک محیط فضایی اطراف زمین که فناوری وفضانوردان ما از طریق آن سفر می کنند مهم هستند.

روش پژوهش

در تحقیقی جامع ماز سال ۲۰۱۰ تا سال ۲۰۲۲، به مدت ۱۳ سال ، روز ۱۵ ام هر ماه،ازساعت ۱۳:۳۰ به مدت ،سه دقیقه، ۱۵ دیتای پشت سر هم از ناحیه بالای حفره های تاجی در قطب شمال خورشید،از انتشار ۳۰٤A به دلیل خط تشدید هلیوم ۲ تشکیل شده در حدود ۵۰۰۰۰ درجه سانتیگراد تهیه شده توسط تلسکوپ ای ایی ای گرفتیم.(تقریبا ۲۳٤۰ دیتا) .مابعد از به دست آوردن دیتا وتصویر دیسک خورشید،توسط نرم افزار متلب آن را مسطح کرده سپس مناطق بالای حفره های کرونایی در مناطق قطب جنوب وشمال رادر حد یک ستون فشرده کردیم و نمودار مربوط به این دیتاها (۱۵دیتا درروز ۱۵ ام هر ماه)را به دست آوردیم ودر اولین ماکزیمم ، پهنا در نصف ارتفاع ماکزیمم را اندازه گیری کرده.وبه عنوان پهنای کرومسفر در این نقطه از قطب شمال خورشید ثبت کردیم. این ضخامت در واقع پهنای ناحیه ای در بالای حفره تاجی را نشان می دهد که خطوط میدان مغناطیسی ودر نتیجه پلاسما وجرم تاجی از آن جا به فضا گریخته اند ومی‌توان با اندازه گیری ومطالعه آن به اندازه فعالیت شاخه های قطبی، مانند چگالی ودرخشندگی، برای نشان دادن شواهدی از تشکیل ساختارهای تاجی در نتیجه خروج توده های اسپیکولار وگرم کردن پلاسما در منطقه انتقال ودمای تاج درآن ناحیه پی برد .

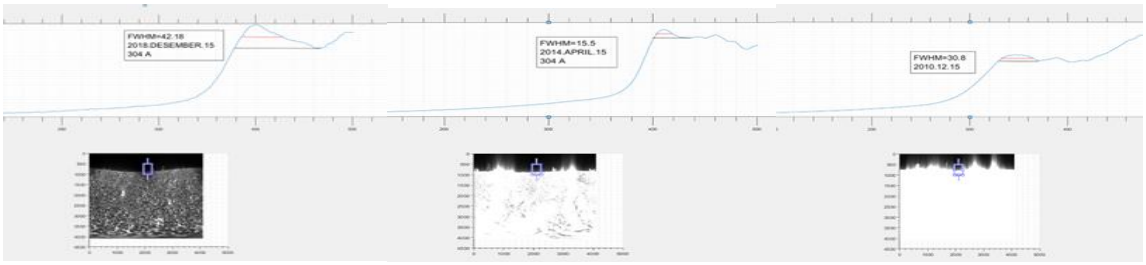


شکل ٦- روش مورد استفاده برای اندازه گیری ضخامت "غیر طبیعی منطقه قطبی در شمال خورشید" (مناطق خارج از نواحی سوراخ تاجی، با کیفیت بالا (توابی) .

اندازه‌گیری ومشاهدات

شکل های منتخب زیرپهنای کرومسفر در نصف ارتفاع را در قطب شمال خورشید در پانزدهم سال های مختلف نشان می دهد.

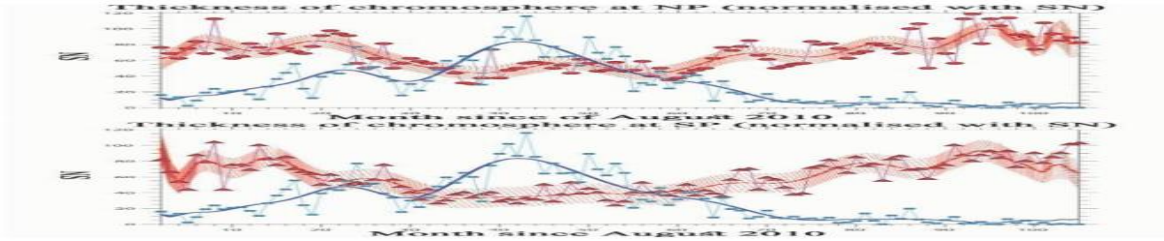
در این نمودارها واحد محور افقی پیکسل ،و واحد محور عمودی شدت نور می‌باشد.هر پیکسل ۰/٦ ثانیه کمانی ،وهر ثانیه کمانی ۷۳۰ کیلومتر است.



شکل ۲- پهنای کرومسفر در نصف ارتفاع ماکزیمم در بالای حفرهٔ کرونایی قطب شمالِ خورشید ، از چپ به راست، شروع (۲۰۱۰) ، اوج (۲۰۱٤) وپایان (۲۰۱۸) چرخهٔ ۲٤

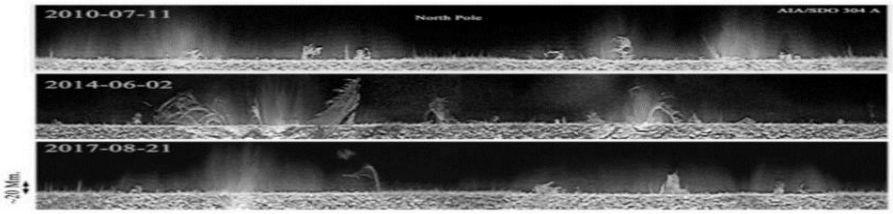
بحث و بررسی

در این تحقیق ما دقیقا همین مراحل را برای قطب جنوب خورشید انجام دادیم و بعد از به دست آوردن ضخامت مناطق قطبی از جمله ضخامت به اصطلاح غیر طبیعی حاشیه در بالای حفره‌های کرونایی این ضخامت را با نمودارعدد لکه‌های خورشیدی (SSN)که از رصد خانه سلطنتی رویال بروکسل(بلژیک)گرفتیم، تطبیق دادیم.شواهد حاکی‌از این بود که ضخامت کرومسفر در حداقل SN زیاد می‌شودوبالعکس در حداکثر لکه‌های خورشیدی شاهد کاهش ضخامت کرومسفر هستیم.



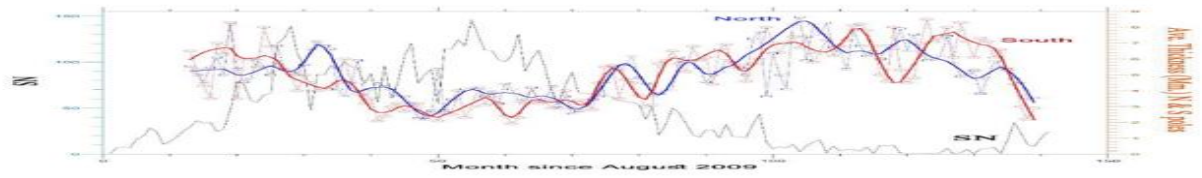
شکل ۳-تطبیق نمودار تعداد لکه های خورشیدی با نمودارضخامت کرومسفر در قطب شمال (بالا)وقطب جنوب خورشید(پایین) ومشاهده رابطه عکس آنها.(منحنی آبی :تعداد لکه ها ، منحنی قرمز :ضخامت کرومسفر).

همچنین مادر تصاویر مسطح که از دیسک خورشید توسط داده های تلسکوپ ای آی ای در طول چرخهٔ ۲٤ خورشیدی به کمک برنامه متلب به دست آوردیم ، با درصد بالایی مشاهده کردیم که در سالهای حداقل خورشیدی (۲۰۱۷و۲۰۱۰) دراین چرخه افزایش مساحت حفره ها درنواحی قطبی ودر سالهای اوج چرخه (۲۰۱٤)کاهش مساحت حفره ها (ضخامت کرومسفر) را دراین نواحی قطبی داریم. اتفاقی که می‌افتد این است که میدان مغناطیسی باز قطبی ،ضعیف می شود، کاهش می یابد،صفرمی شود و سپس دوباره با قطب مخالف ظاهر می شود[3] .



شکل ٤- مقایسه دیسک خورشیددر حداقل،اوج و حداقل اواخر چرخه ۲٤ (درسالهای حد اقل افزایش ودر حداکثر خورشیدی کاهش ضخامت کرومسفردر قطبهاراداریم).

از طرفی با توجه به مقادیر نمودارهای به دست آمده و مقایسه بین چرخه های خورشیدی در طول چرخه ،دیده شد که ضخامت پهنای کرومسفر در نصف ارتفاع ماکزیمم قبل از چرخه ۲۵ (۲۰۲۰-۲۰۱۸)در مقایسه با این ضخامت قبل از چرخه ۲٤ (۲۰۱۱-۲۰۰۹)به طور قابل توجهی بیشتر است. این بدان معناست که:فعالیت مغناطیسی خورشید وبه خصوص فعالیت حفره های کرونایی به عنوان منبع اصلی میدان مغناطیسی دو قطبی خورشید قبل از چرخه ۲۵ به طور قابل توجهی بالاتر از سالهای قبل از شروع چرخه ۲٤ است [4].



شکل ۵- تعداد وقایع قطبیِ مشاهده شده درطول دوره قبل از چرخه ۲۵ در مقایسه با دورهٔ سالهای قبل از چرخه ۲٤ دو برابر است (توابی) [۵] .

نتیجه گیری

به منظور بررسی آماری رابطه بین سوراخ‌های تاجی و لکه‌های خورشیدی در طول چرخه خورشیدی باید بدانیم رابطه نزدیکی بین تکامل ناحیه حفره‌های تاج قطبی و تعداد لکه‌های خورشیدی گرگ، با تاخیر زمانی حدود نیمی از چرخه خورشیدی وجود دارد.همچنین می‌دانیم که فعالیت خورشیدی از طریق عدد لکه خورشیدی ژئو مغناطیس را تعدیل می‌کند.با توجه به اینکه وقوع حداکثر سرعت خروج جرم تاج و تعداد لکه خورشید نزدیک به دو سال از هم فاصله دارند .(تاخیر دوتا پنج ساله نرخ پرتاب جرم تاج (CME) تنها زمانی آشکار می‌شود که شاخص تعداد لکه خورشیدی در نظر گرفته شود).بنابراین ما بعد از اینکه افزایش قابل توجه فعالیت حفره‌های تاجی را در قطب ها پیش از چرخه ۲۵وهچنین پس از شروع آن در سال ۲۰۲۱ ، نسبت به سالهای قبل از شروع چرخه ۲٤مشاهده کردیم. به فاصله ۲ تا ۵سال بعد ،درحدود سال۲۰۲۵ انتظار افزایش تعداد لکه ها را داریم.به همین جهت طبق یافته های ماواندازه گیریهای سطح فعالیت مناطق قطبی و با توجه رابطه تعدادلکه ها وفعالیت درحفره های کرونایی ،ارتفاع چرخه ۲۵ از نظر تعداد لکه هااحتمالا زیادتر از چرخه ۲٤می باشد که یک چرخه ارتفاع پایین بود. نتیجهٔ مستقیم افزایش فعالیت در نواحی حفره های تاجیِ قطبی، چگال‌تر وسریعتر شدن بادهای خورشیدی (به دلیل پرتاب جرم تاجی،که یک پلاسمای چگال است)می‌باشد.در نتیجه این باد خورشیدی چگال تر، در برخورد با اتم های سطوح بالای جو زمین مانند اکسیژن ونیتروژن ، بر تشکیل ابرها تأثیر گذاشته وابرهای کمتری تشکیل می‌شود و این امر، خشکسالی ، تغییر اقلیم وگرم شدن هوا را در پی دارد.

مرجع ها

[1]- https://sdo.gsfc.nasa.gov/data/dashboard/?d=0193;0171;HMIBC
[2]- space weather live.com
[3]- http://www.astronomyknowhow.com/sun.htm
[4]- Koutchmy1, B. Filippov2, E. Tavabi3, J-C. Noëns4, O. Wurmser5
[5]-2020 Tavabi, E. & Koutchmy, S., CHROMOSPHERIC PECULIAR SPECTROSCOPIC DYNAMICALEVENTS FROM IRIS OBSERVATIONS, Astrophysical Journal (ApJ), DOI:10.3847/1538-4357/ab3730 2019
Tavabi, E., Koutchmy, S. and Golub L., Polar Coronal Plumes as Jet-like Tornados, Astrophysical Journal (ApJ, Q1), DOI: 10.3847/1538-4357/aadc64, https://doi.org/10.3847/1538-4357galactic cosmic ray Spallation Events fro/aadc64. 2019
Koutchmy, S. Tavabi, E. & Urtado, O., Observation of m the SoHO mission 20-Year operation of LASCO, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS, Q1), DOI: 10.1093/mnras/sty1205, 2018MNRAS.478.1265K. 2018
Tavabi, E.; Synchronized Observations of Bright Points from the Solar Photosphere to Corona, (MNRAS, Q1), DOI: 10.1093/mnras/sty020, 2018MNRAS.476..868T. 2018 T

مسئله چرخش-گردش در سیارک‌های دوتایی

جعفری ندوشن، مهدی[۱]

[۱] گروه مهندسی فضایی، دانشکده مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران

چکیده

در این مقاله به بررسی مسئله چرخش-گردش در سیارک‌های دوتایی با استفاده از دو مدل تشدید چرخش-گردش و جفت‌شدگی چرخش-گردش پرداخته‌ایم. ابتدا با فرض اینکه سیارک دوتایی متشکل از یک سیارک اولیه کروی و یک سیارک ثانویه بیضی‌گون است، همیلتونی برای هریک از دو مدل مذکور را استخراج کرده‌ایم. سپس به کمک نشانگر سریع لیاپانوف و ترسیم فضای فاز هر دو مدل، به مقایسه این دو مدل در توصیف دینامیک یک سیستم سیارک دوتایی پرداخته‌ایم.

Spin-orbit problem in binary asteroids

Jafari-Nadoushan, Mahdi[1]

[1]*Space Engineering Department, Faculty of Aerospace Engineering, K. N. Toosi University of Technology, Tehran*

Abstract

In this paper, we have investigated the spin-orbit problem in binary asteroids utilizing two models of spin-orbit resonance and spin-orbit coupling. First, assuming that the binary asteroid consists of a spherical primary asteroid and an elliptical secondary asteroid, we have derived the Hamiltonian for each of the two models. Then, using the fast Lyapunov indicator (FLI) and drawing the phase space of both models, we have compared these two models in describing dynamics of a binary asteroid system.

مقدمه

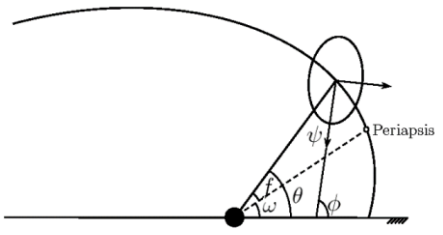
مسئله چرخش-گردش که به حرکت دورانی و مداری جسم ثانویه حول جسم اولیه می‌پردازد، در قالب دو مدل تشدید چرخش-گردش و جفت‌شدگی چرخش-گردش قابل بررسی است. در مدل تشدید چرخش-گردش فرض بر این است که مدار سیارک ثانویه، مدار ثابتی بوده و به بررسی سرعت زاویه‌ای آن و نسبت فرکانس چرخش به فرکانس مداری به‌ویژه در نسبت‌های گویا پرداخته می‌شود. اما در مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش، مدار سیارک ثانویه ثابت نبوده و حرکت دورانی و مداری با یکدیگر اندرکنش دارند. تا کنون مطالعات زیادی بر روی مدل تشدید چرخش-گردش انجام شده است. معمولا در بررسی سیستم سیاره-قمر و یا ستاره-سیاره از این مدل استفاده شده است [۱-۲]. اما در سیستم سیارک‌های دوتایی به نظر می‌رسد به واسطه شکل نامنظم سیارک و نسبت قابل توجه تکانه زاویه‌ای دورانی به تکانه زاویه‌ای مداری، اندرکنش حرکت دورانی و مداری قابل صرف نظر کردن نیست و نمی‌توان مدار را بدون تغییر در نظر گرفت. لذا در این مقاله به بررسی و مقایسه این دو مدل در توصیف حرکت سیارک ثانویه از طریق ترسیم فضای فاز به کمک نشانگر سریع لیاپانوف می‌پردازیم.

همیلتونی حرکت

با فرض انطباق استوای سیارک ثانویه بر صفحه حرکت مداری آن حول سیارک اولیه و نیز دوران سیارک ثانویه حول محور با ممان اینرسی بیشینه و با توجه به پیکربندی نشان داده شده در شکل (۱)، هامیلتونی بر واحد جرم حرکت شامل انرژی جنبشی مداری و دورانی، و انرژی پتانسیل به صورت زیر است:

$$H = \frac{1}{2}\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{q}^2\right) + \frac{I_3}{2m}\dot{f}^2 + V(r,y) \qquad (۱)$$

که در آن r و q بیانگر موقعیت مداری سیارک ثانویه، I_3 ممان اینرسی، m جرم کاهش یافته، f وضعیت سیارک ثانویه نسبت به مرجع اینرسی، V تابع پتانسیل گرانشی نرمال شده با جرم کاهش یافته و y وضعیت نسبی سیارک ثانویه نسبت به راستای شعاعی r است.



شکل ۱: پیکربندی حرکت سیارک ثانویه حول سیارک اولیه

با توجه به شکل بیضی‌گون سیارک ثانویه، تابع پتانسیل گرانشی تا مرتبه چهارم برحسب ضرایب استوکس به شکل زیر است:

$$V(r,y) = -\,m\left[\frac{1}{r} + \frac{1}{r^3}\left(\frac{a_s^2 C_{20}}{2} + \frac{a_s^2 C_{22}}{4}\cos(2y)\right)\right. \\ \left. + \frac{1}{r^5}\left(\frac{3a_s^4 C_{40}}{8} + \frac{a_s^4 C_{42}}{24}\cos(2y) + \frac{a_s^4 C_{44}}{192}\cos(4y)\right)\right] \qquad (۲)$$

که در آن m حاصلضرب ثابت جهانی گرانش در مجموع جرم سیارک‌ها و C_{ij} ضرایب استوکس هستند که بر حسب نیم‌محورهای بیضی‌گون، (a_s, b_s, c_s)، قابل محاسبه است [۳].

بر این اساس هامیلتونی مدل تشدید چرخش-گردش و عبارت است از:

$$H = \frac{I_3}{2m}\dot{f}^2 - m\left[\left(\frac{a_s^2 C_{22}}{4r^3} + \frac{a_s^4 C_{42}}{24r^5}\right)\cos(2f - 2q)\right. \\ \left. + \frac{a_s^4 C_{44}}{192r^5}\cos(4f - 4q)\right] \qquad (۳)$$

لازم به ذکر است در مدل تشدید چرخش-گردش به واسطه ثابت بودن مدار و در نتیجه ثابت بودن آرگومان حضیضی w، حضیض مداری مرجع مناسبی برای اندازه‌گیری موقعیت زاویه‌ای سیارک ثانویه است. از این رو در این مدل زاویه q با آنومالی حقیقی f برابر خواهد بود. اما در مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش به دلیل تغییر در مدار و بالطبع تغییر در آرگومان حضیضی باید مرجع مناسبی برای اندازه‌گیری موقعیت زاویه‌ای سیارک ثانویه انتخاب کرد. از این رو در این مدل زاویه q برابر با مجموع زوایای آنومالی حقیقی و آرگومان حضیضی است.

هامیلتونی مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش عبارت است از:

$$H = \frac{1}{2}\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{q}^2\right) - \frac{m}{r} + \frac{I_3}{2m}\dot{f}^2 \\ - m\left[\frac{a_s^2 C_{20}}{2r^3} + \frac{3a_s^4 C_{40}}{8r^5}\right. \\ + \left(\frac{a_s^2 C_{22}}{4r^3} + \frac{a_s^4 C_{42}}{24r^5}\right)\cos(2f - 2q) \\ \left. + \frac{a_s^4 C_{44}}{192r^5}\cos(4f - 4q)\right] \qquad (٤)$$

همان‌گونه که از دو همیلتونی پیدا است مدل تشدید چرخش-گردش مسئله‌ای با یک و نیم درجه آزادی است ولی مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش مسئله‌ای با سه درجه آزادی است. با تعریف $m = 1$ به عنوان واحد جرم، در نظر گرفتن نیم‌محور بزرگ بیضی‌گون سیارک ثانویه، a_s، به عنوان واحد طول و انتخاب واحد زمان به‌گونه‌ای که $m = 1$ شود، می‌توان هامیلتونی‌ها را بی‌بعد ساخت. با

معرفی متغیرهای کانونیک می‌توان از طریق فرمولاسیون کانونیک، معادلات حرکت را از هامیلتونی حرکت به صورت زیر به دست آورد:

$$\dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p}$$
$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q} \qquad (۵)$$

نشانگر سریع لیاپانوف

نشانگر سریع لیاپانوف برای تمایز بین حرکت آشوبناک و حرکت منظم و آشکارسازی فضای فاز معرفی شد [٤]. مقدار نشانگر سریع لیاپانوف برای حرکت آشوبناک به صورت نمایی و برای حرکت منظم به صورت خطی تغییر می‌کند. به این ترتیب با محاسبه مقدار نشانگر سریع لیاپانوف برای هر نقطه از فضای فاز و نمایش آن به کمک کد رنگ می‌توان فضای فاز را ترسیم و از طریق آن ساختارهای آشوبناک، منظم و رزونانسی را مشاهده کرد. اگر معادلات حرکت استخراج شده از رابطه (۵) را به شکل زیر بنویسیم:

$$\dot{\vec{x}} = f(\vec{x}) \qquad (٦)$$

آنگاه معادلات وردشی وابسته به آن به صورت زیر قابل تعریف است:

$$\dot{\vec{v}} = A(\vec{x})\vec{v} \qquad (۷)$$

که در آن A ژاکوبی رابطه (٦) است. از این رو نشانگر سریع لیاپانوف در زمان t به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\mathrm{FLI}_t(\vec{x}(0), \vec{v}(0)) = \log \frac{\|\vec{v}(t)\|}{\|\vec{v}(0)\|} \qquad (۸)$$

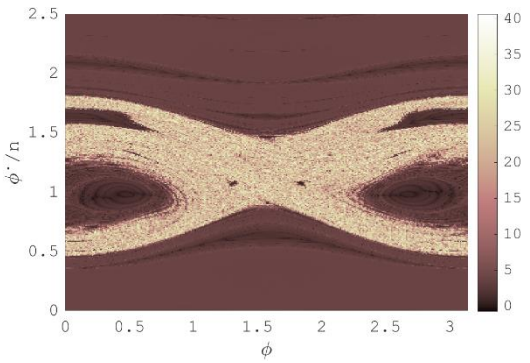
به کمک این روش می‌توان فضای فاز برای مسائلی با درجه آزادی بالا که روش‌هایی مثل مقطع پوانکاره ناتوان هستند را ترسیم کرد.

تصاویر فضای فاز

با استفاده از مقادیر نشانگر سریع لیاپانوف به ازای هر شرط اولیه از شبکه ۳۰۰ در ۳۰۰ بر روی صفحه f و $\dot{f}$ نرمال شده که در آن f از صفر تا p و $\dot{f}$ نرمال شده از صفر تا ۲/۵ است، فضای فاز را رسم می‌کنیم. لازم به ذکر است به واسطه تقارن

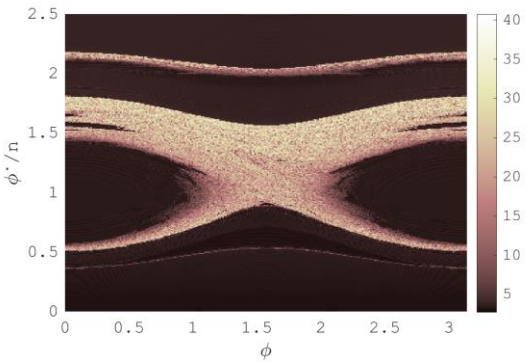
بیضی‌گون زاویه f در این بازه در نظر گرفته شده است. زمان انتگرال‌گیری برای هر شرط اولیه را ۱۰۰ برابر دوره تناوب مداری در نظر می‌گیریم.

برای مورد اول یک سیارک دوتایی فرضی با نیم‌محور اصلی بی‌بعد شده ۳، خروج از مرکز ۰/۰۵، زاویه q صفر، نسبت جرم سیارک ثانویه به اولیه برابر با ۰/۲ و نیم‌محورهای بی‌بعد شده (۰/۸: ۰/۹ :۱) برای بیضی‌گون در نظر می‌گیریم. فضای فاز برای مدل تشدید چرخش-گردش در شکل (۲) نشان داده شده است. مقادیر پایین نشانگر سریع لیاپانوف بیانگر حرکت منظم و مقادیر بالای آن نشان‌دهنده حرکت آشوبناک در دوران سیارک ثانویه است. در شکل (۲) نواحی با حرکت منظم به رنگ تیره و نواحی آشوبناک با رنگ روشن نمایش داده شده‌اند. در این شکل جزایر تشدید ۱:۱ و ۳:۲ نیز مشهود است که توسط نواحی آشوبناک احاطه شده‌اند. این نواحی آشوبناک به واسطه تقاطع عرضی منیفلدهای پایدار و ناپایدار دو تشدید ۱:۱ و ۳:۲ که اصطلاحا هم‌پوشانی تشدیدها [۵] نامیده می‌شود، ایجاد شده‌اند. به طور معمول هم‌پوشانی تشدیدهای بزرگ و اصلی منجر به وقوع آشوب گسترده در مسئله می‌شوند [٦]. در این شکل نواحی تشدید ۱:۲ و ۲:۱ و بعضی تشدیدهای مرتبه بالا با تیره‌ترین رنگ قابل مشاهده است.



شکل۲: فضای فاز برای مدل تشدید چرخش-گردش.

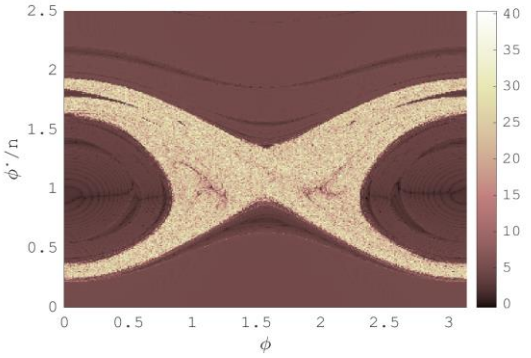
در شکل (۳) فضای فاز برای مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش نشان داده شده است. هر چند سیستم سیارکی، شرایط اولیه حل و بازه مقادیر نشانگر سریع لیاپانوف برای هر دو شکل (۲) و (۳) یکسان است، اما تفاوت اساسی بین این دو شکل قابل ملاحظه است. در نظر گرفتن تغییرات در مدار سیارک ثانویه و جفت‌شدگی آن با حرکت دورانی به واسطه پایستگی تکانه زاویه‌ای، موجب شده است که پهنای تشدید ۱:۱ در شکل (۳) بزرگتر از این پهنا در شکل (۲) باشد. اما ناحیه تشدید ۳:۲ در شکل (۳) باریکتر از شکل (۲) است. البته در این خصوص نمی‌توان نظر قطعی داد. چرا که تشدیدها به طور کامل از هم جدا نبوده و تداخل آن‌ها به ظهور لایه آشوبناک زخیم منجر شده است. یکی دیگر از نتایج در نظر گرفتن مدار متغیر، مشاهده یک لایه ناوردای آشوبناک در نزدیکی تشدید ۲:۱ است که فضای فاز را به دوقسمت تقسیم کرده است.



شکل ۳: فضای فاز برای مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش

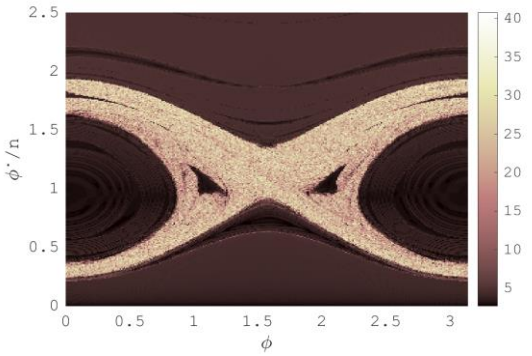
از سیارک دوتایی دیدیموس برای مورد دوم استفاده می‌کنیم. این سیارک دوتایی از گروه آپولو از دسته سیارک‌های نزدیک زمین محسوب می‌شود که اخیرا هدف ماموریت DART [۷] بود که در آن فضاپیما با برخورد با سیارک ثانویه دایمورفوس، سعی در تغییر مسیر این سیارک دوتایی داشت تا تهدید برخورد آن با زمین را از بین ببرد. نیم‌محور اصلی بی‌بعد شده این سیارک ۱۲/۶۳۱۶، خروج از مرکز آن ۰/۰۲۵، نسبت جرم سیارک ثانویه به اولیه برابر با ۰/۰۰۹۳۵ و نیم‌محورهای بی‌بعد شده (۰/۷۵۷۶: ۰/۸۳۳٤ :۱) برای بیضی‌گون است [۸]. مقدار زاویه q را نیز صفر در نظر می‌گیریم.

فضای فاز این سیارک در شکل (٤) بر اساس مدل تشدید چرخش-گردش و در شکل (۵) بر اساس مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش نشان داده شده است. در هردو شکل تشدید ۱:۱ دارای مساحت قابل توجهی است. در واقعیت نیز این سیارک در این تشدید به سر می‌برد.



شکل ٤: فضای فاز سیارک دوتایی دیدیموس با مدل تشدید چرخش-گردش

در ظاهر این دو شکل تفاوت زیادی ندارند ولی دو نکته حایز اهمیت است. یکی اینکه مقادیر نشانگر سریع لیاپانوف در نواحی با حرکت منظم در شکل (۵) مقدار کمتری در مقایسه با شکل (٤) دارند و دیگری اینکه دو ناحیه با ثبات با حرکت منظم در اطراف نقطه زینی و احاطه شده توسط نواحی آشوبناک در شکل (۵)، در شکل (٤) وجود ندارند.



شکل۵: فضای فاز سیارک دوتایی دیدیموس با مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش

نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی و مقایسه دو مدل تشدید چرخش-گردش و جفت‌شدگی چرخش-گردش در مطالعه رفتار سیارک‌های دوتایی پرداختیم. با استخراج معادلات حرکت هر مدل و تولید نشانگر سریع لیاپانوف، فضای فاز هر یک از مدل‌ها برای یک سیارک دوتایی فرضی و سیارک دوتایی دیدیموس ترسیم شد. مقایسه فضای فاز مدل‌ها با یکدیگر بیانگر وجود تفاوت در آن‌ها بود به گونه‌ای که مدل تشدید چرخش-گردش توانایی توصیف دینامیک سیارک‌های دوتایی نداشته و مدل جفت‌شدگی چرخش-گردش برای این منظور مناسب‌تر است. البته با توجه به سادگی مدل اول، می‌توان در هر مورد با توجه به ویژگی‌های فیزیکی و مشخصات مداری، هر دو مدل را ارزیابی و مدل مطلوب را انتخاب کرد.

مراجع

[1] P. Goldreich, S. Peale, AJ, 71, 425 (1966).
[2] J. Wisdom, S. Peale, F. Mignard, Icarus, 58, 137 (1984).

[3] G. Balmino, Celest. Mech. Dynamical Astron., 60, 331 (1994).

[4] C. Froeschle, E. Lega, R. Gonczi, Celest. Mech. Dynamical Astron, 67, 41 (1997).

[5] B. V. Chirikov, Phys. Rep., 52, 263 (1979).

[6] M. Jafari-Nadoushan, N. Assadian, Nonlinear Dynamics, 81, 2031 (2015).

[7] A. Cheng, P. Michel, C. Reed, A. Galvez, I. Carnelli, P. Headquarters, in European Planetary Science Congress, 7, 23 (2012).

[8] H. F. Agrusa, F. Ferrari, Y. Zhang, D. C. Richardson, P. Michel, Planet. Science J., 3, 158 (2022).

محاسبه سطح مقطع برهمکنش فوتون با گاز الکترونی تبهگن

وحید برجی ، علی واحدی ، فرزان مومنی

دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی،تهران

چکیده

در انفجارات شدید ستاره ای و یا در لایه های مختلف ساختار ستاره ها، شرایطی به وجود میاید که در آن تابع توزیع ذرات از قوانین خاصی پیروی میکند. در این محیطها برهمکنشهای نور با ماده بسیار اهمیت دارد. بررسی این برهم کنشها نیازمند شناخت سطح مقطع برخورد میان این ذرات است. در این پژوهش سطح مقطع برخورد ذرات در محیطهای فرمیونی بررسی شده است. نتیجه بدست آمده حاکی از کاهش سطح مقطع و در نتیجه میزان برهمکنش و همچنین بیشتر شدن شفافیت محیط است.

Calculation of interaction cross-section between photon and degenerate electron gas

V. Borji, A.Vahedi, F. Momeni

Faculty of Physics, Kharazmi University, Tehran

Abstract

In intense stellar explosions or in different layers of the star structure, conditions arise in which the particle distribution function follows certain laws. In these medium, interactions of light with matter are very important. Investigating these interactions requires knowing the interaction cross-section between these particles. In this research, the cross section in fermionic medium has been investigated. The obtained result indicates the reduction of the cross-section and interaction as well as increasing the transparency of the medium.

مقدمه

برهم کنش نور با ماده از پدیده های رایج در اخترفیزیک هستند که با بررسی آنها میتوان اطلاعاتی درباره شرایط و فیزیک حاکم بر پدیده های اخترفیزیکی و همچنین فضای رخداد این پدیده ها بدست آورد. مهمترین عاملی که میتوان در برهم کنش ها به آن توجه

کرد و آن را مورد بررسی قرار داد، سطح مقطع برخورد است که در بسیاری از موارد میتواند حاوی اطلاعات ارزشمندی از شرایط حاکم بر پدیده ها باشد.

از محیطهای مورد علاقه اخترفیزیکدانان میتوان به لایه های ساختاری ستاره ها در طی دوران زندگی آنهاست. ساختار ستاره ها در هر دوره از زندگی آنها با توجه به شرایط مختلف، ممکن است تغییراتی داشته باشد. بنابراین، طبیعتا، توزیع ذرات و اندرکنشهای آنها در این ساختارها متفاوت است.

یکی از محیطهای مورد علاقه ما، لایه های درونی ستارگان فشرده مانند کوتوله های سفید و ستارگان نوترونی است. این لایه ها بیشتر از این حیث دارای اهمیت هستند که انرژی باقی مانده از فعالیتهای هسته این ستاره ها باید از این لایه ها خارج شده و به فضا گسیل شود. بنابراین آهنگ خنک شدن ستاره به میزان انرژی گسیلی از ستاره مرتبط است. لازم به ذکر است که در این لایه ها ماده در حالت گاز تبهگن بوده و از قوانین فرمی-دیراک در توزیع انرژی ذرات تبعیت میکند.

بحث خنک شدن ستاره ها بواسطه گسیل امواج الکترومغناطیسی، نیازمند بررسی برهمکنش نور با ماده در محیطهای مختلف، لایه های درونی ستاره ها، بوده که باید در آنها سطح مقطع مورد کنکاش قرار گیرد.

در ادامه خلاصه ای از فعالیت و مطالعه در این زمینه آورده شده است. نتایجی که در این مقاله و کارهای تکمیلی بدست آمده است میتواند جالت توجه باشد.

فرض میکنیم فوتونی با بسامد υ وارد محیط تبهگنی شود که در آن توزیع انرژی ذرات(الکترونها) از رابطه فرمی به شکل زیر پیروی کند:

$$n(E) = \frac{1}{1+e^{(E-\mu)/kT}} \qquad (1)$$

برهم کنش در این محیط به شدت به شرایط محیط وابسته است. یعنی باید تمامی قیود ممکنه لحاظ شود. بنابراین شرایط ایجاب میکند تا ملاحظاتی وارد مسئله شود.

یکی از این ملاحظات گزینشی بودن برخوردهاست. منظور از گزینشی بودن برهم کنش این است که باید بدانیم برهم کنش تنها برای فوتونهایی ممکن است که بتوانند انرژی لازم را به الکترونی بدهند تا الکترون بتواند تا به تراز خالی دیگری و یا بعضا خارج از توزیع انرژی منقل شود.

مقایسه انرژی پتانسیل الکتریکی بین الکترونها با انرژی فرمی آنها در، نشان میدهد که میتوان از تاثیرات الکتریکی بین ذرات در محیط مورد بررسی چشم پوشی کرد. همچنین از اثر گرانشی بین ذرات نیز به راحتی میتوان صرف نظر کرد.

در بررسی برخورد ذرات مهمترین عامل محاسبه سطح مقطع برخورد است. سطح مقطع برخورد برای ذرات آزاد، با توجه به انرژی آنها، به راحتی از رابطه تامسون یا در انرژی های بالاتر از رابطه کلاین-نشینا به دست میآید[1].

$$\sigma_c = \sigma_T \frac{3}{4}\{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2}[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} ln(1+2\varepsilon)] + \frac{1}{2\varepsilon} ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2}\} \quad (2)$$

یکی از روشهای محاسبه سطح مقطع برخورد در محیطهای تبهگن، استفاده از همین روابط و لحاظ کردن قیود مربوط به فیزیک محیط است. البته میدانیم که در یک محیط تبهگن، و آن هم در اخترفیزیک و محیطهای مرتبط با آن، به علت انرژی بالای ذرات، باید از رابطه کلاین-نشینا استفاده کنیم.

روش دیگر استفاده از قاعده طلایی برای محاسبه سطح مقطع برهم کنش است

$$d\sigma = |M|^2 (2\pi)^4 (\frac{d^3p\prime}{(2\pi)^3 2p_0'})(\frac{d^3k\prime}{(2\pi)^3 2k_0'})\delta^4(k+p-p'-k')\frac{1}{4\sqrt{(p.k)^2}} \quad (3)$$

محاسبه سطح مقطع

در رابطه (۳) کمیتهای مربوط به ذرات ورودی بدون پریم و کمیتهای مربوط به ذرات خروجی بصورت پریم‌دار نشان داده شده‌اند. وجود تابع دلتا در رابطه (۳) تضمین کننده پایستگی چارتکانه کل است که به آن شرط سینماتیک برخورد گفته می‌شود، چرا که مستقل از اینکه مکانیزم برخورد چیست باید صادق باشد. همچنین در این رابطه، p چارتکانه-انرژی الکترون و k چارتکانه-انرژی فوتون است. دامنه گذار اندرکنش، $|\bar{M}|^2$، نیز به شکل زیر است [2]:

$$|\bar{M}|^2 = \frac{1}{4}\sum_{spins}|M|^2 = \frac{e^4}{2\,m^2}[\frac{p.k'}{p.k} + \frac{p.k}{p.k'} + 2m^2\left(\frac{1}{p.k} - \frac{1}{p.k'}\right) + m^4(\frac{1}{p.k} - \frac{1}{p.k'})^2] \quad (٤)$$

که در آن m جرم الکترون است.

با انجام برخی محاسبات و همچنین فرض مرجح بودن جهت حرکت فوتون اولیه و بر اساس پایستگی تکانه-انرژی به رابطه زیر میرسیم:

$$d\sigma_1 = \int d\sigma = \int_{k\prime} |M|^2 (2\pi)^4 (\frac{d^3p\prime}{(2\pi)^3 2p_0'})(\frac{d^3k\prime}{(2\pi)^3 2k_0'})\delta(p_0 + k_0 - p'_0 - k'_0)\delta^3(k+p-p'-k')\frac{1}{4|p.k|} \quad (٥)$$

با توجه به وجود تابع دلتا، ،میتوانیم بنویسیم:

$$d\sigma_1 = \frac{1}{64\pi^2|p.k|}|M|^2\left(\frac{d^3p'}{k_0'p_0'}\right)\delta(p_0 + k_0 - p'_0 - k'_0)|_{\overrightarrow{k\prime}=\vec{p}+\vec{k}-\overrightarrow{p\prime}} \quad (٦)$$

همچنین با استفاده از روابطی برای بی بعد کردن پارامترهای مورد استفاده، به عبارت زیر خواهیم رسید:

$$|\bar{M}|^2 = \frac{e^4}{2\,m^2}[\frac{b}{a} + \frac{a}{b} + 2\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right) + (\frac{1}{a} - \frac{1}{b})^2] \quad (٧)$$

در نهایت با انجام برخی روابط ریاضی، که ذکر آنها در این مقاله نمیگنجد، به رابطه دیفرانسیلی زیر خواهیم رسید:

$$\frac{d\sigma_2}{\sigma_T}=\frac{3}{32}\ \frac{\left[\frac{b}{a}+\frac{a}{b}+2\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right)+\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right)^2\right]}{(\eta_0(\sqrt{1+\xi^2}_0-\xi_0\,x_0))^2}\left(\frac{\xi^2 d\Omega'_e}{\xi\left(\eta_0+\sqrt{1+\xi^2}_0\right)-(\xi_0\,\Omega+\eta_0\,x)\sqrt{1+\xi^2}}\right) \qquad (۸)$$

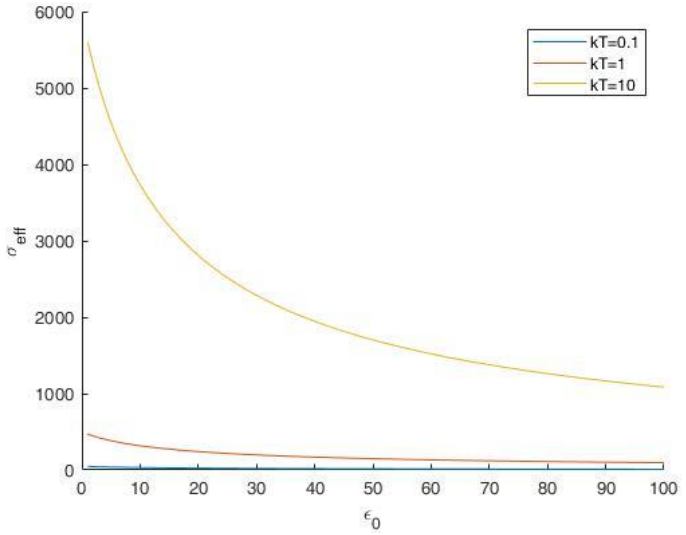
رابطه (۸)، سطح مقطع دیفرانسیلی عمومی برای اندرکنش الاستیکی دو ذره را نشان میدهد.

حال با اضافه کردن قیود مسئله و انتگرالی گیری روی تمام سطوح انرژی و نیز در تمام جهات پراکندگی، سطح مقطع موثر برای برهمکنش فوتون و الکترون در محیط گاز الکترونی تبهگن بدست میاد.

نتیجه گیری

نتایج به دست آمده کاهش شدید سطح مقطع برهم کنش در دماهای بالا را نشان میدهد. یعنی در محیطهای تبهگن، هرچه دما بیشتر میشود، سطح مقطع برخورد به شدت کاهش میابد. همین عامل باعث شفافیت محیط شده و عبور نور راحتتر انجام میپذیرد. علاوه بر دمای محیط که در میزان سطح مقطع برهمکنش تاثیر دارد، انرژی فوتون ورودی نیز به شدت در میزان این سطح مقطع موثر است. یعنی هرچه انرژی فوتون بالاتر میرود، سطح مقطع برخورد کمتر میشود وفوتونهای با انرژی بالاتر به راحتی از محیط عبور میکنند.

با توجه به آنچه در نتایج آمد، باید به این نکته توجه کنیم که آهنگ خنک شده ستاره های فشرده مانند کوتوله های سفید و ستاره



نوترونی، با گذشت زمان کندتر میشود. چرا که با گذشت زمان دمای لایه ها پایینتر میاد که خود باعث افزایش سطح اندرکنش میشود. از طرفی با گذشت زمان و کمتر شدن انرژی باقی مانده در هسته این اجرام، فوتونهایی که به سمت لایه های بیرونی حرکت میکنند، انرژی کمتری دارند که به نوبه خود بیشتر با ذرات وارد اندرکنش میشوند که همین اندرکنشها، باعث تاخیر در گسیل انرژی از این اجرام میشود.

مرجع‌ها

[1] Martin Harwit *"Astrophysical Concepts",* 4th ed. 2006.

[2] Mandl, Franz, Shaw, Graham *"Quantum Field Theory",* 2en ed. 2010.

[3] F. Momeni and J. Samimi "Eff ective Compton Cross Section in Non-Degenerate High Temperature Media" *Journal of uantitative Spectroscopy and Radiative Transfer ,Volume* **95**, *Issue 1, 15 September 2005, Pages 61-69*

[4] F. Momeni and J. Samimi "A Dense-Cloud Model for Gamma-Ray Bursts to Explain Bimodality" 2004

نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه-ستاره نوترونی در مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش بیضوی

سعید فخری[۱و۲]، آذین شیرمحمدی[۲و۳]، زهرا صالح نیا[۲و۳] ، جواد تقی‌زاده فیروزجایی[۲و۳و۴]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

[۲] آزمایشگاه داده‌های فیزیک و فناوری‌های نجومی، دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی، تهران

[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه خواجه نصیر، تهران

[۴] پژوهشکده فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

در این کار ما به بررسی نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه-ستاره نوترونی در مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش بیضوی می‌پردازیم و نتایج را با یافته‌های متناظر و مستخرج از مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی مقایسه می‌کنیم. یافته‌های ما نشان می‌دهند که با درنظر گرفتن مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه-ستاره نوترونی با داده‌های تخمین زده شده توسط آکارسازهای امواج گرانشی سازگاری دارد. این در حالی است که چنین نتیجه ای را نمی توان برای مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی به دست آورد.

The merger rate of primordial black hole-neutron star binaries in ellipsoidal-collapse dark matter halo models

S. Fakhry[1,2], A. Shirmohammadi[2,3], Z. Salehnia[2,3], J.T. Firouzjaee[3,4,2]

[1] *Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran*

[2] *PDAT Laboratory, Department of Physics, K.N. Toosi University of Technology, Tehran*

[3] *Department of Physics, K.N. Toosi University of Technology, Tehran*

[4] *School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran*

Abstract

In this work, we calculate the merger rate of primordial black hole-neutron star binaries in ellipsoidal-collapse dark matter halo models and compare the results with the corresponding findings derived from spherical-collapse dark matter halo models. Our findings demonstrate that the merger rate of primordial black hole-neutron star binaries is consistent with the data estimated by gravitational wave detectors while regarding ellipsoidal-collapse dark matter halo models. However, such results cannot be obtained for spherical-collapse dark matter halo models.

مقدمه

امواج گرانشی یکی از موضوعات مورد توجه دانشمندان در چند دهه اخیر بوده و به همین علت زمینه بسیاری از تحقیقات اخیر را فراهم کرده است. یکی از این مسائل مورد توجه، بررسی نرخ ادغام دوتایی‌های فشرده است؛ چرا که همیشه به عنوان یکی از منابع بالقوه امواج گرانشی شناخته می‌شوند. به طور کلی، دوتایی‌های فشرده به سه دسته اصلی تقسیم‌بندی می‌شوند؛ دوتایی‌های سیاهچاله-سیاهچاله، دوتایی‌های سیاهچاله-ستاره نوترونی و دوتایی‌های ستاره نوترونی- ستاره نوترونی. بااینحال همچنان مشخص نیست که منشأ مؤلفه‌های سیاهچاله‌ای به کیهان اولیه باز می‌گردد و یا آن‌ها از رمبش اخترفیزیکی ایجاد شده‌اند. با توجه به داده‌های ادغام دوتایی‌های فشرده که توسط آشکارسازهای امواج گرانشی ثبت و پردازش می‌شوند، به احتمال زیاد این سیاهچاله‌ها از نوع اولیه هستند [1, 2]. سیاهچاله‌های اولیه به دسته‌ای از سیاهچاله‌ها گفته می‌شود که در ابتدایی‌ترین مراحل تحول کیهان و از طریق رمبش گرانشی افت‌وخیزهای چگالی ایجاد می‌شوند. این سیاهچاله‌ها می‌توانند بازه جرمی گسترده‌ای داشته باشند که باعث تفاوت آن‌ها با سیاهچاله‌های اخترفیزیکی می‌شود.

همان طور که پیشتر اشاره شد یکی احتمالات برای تشکیل دوتایی‌ها مرتبط با مواجهه سیاهچاله‌ها با ستاره‌های نوترونی هستند. این دوتایی‌ها می‌توانند همراه امواج گرانشی، امواج الکترومغناطیسی ساطع کنند [3]. معمولاً چنین رویدادهایی شامل یک فاز پس از ادغام هستند که ماده باقیمانده از ستاره نوترونی به سیاهچاله می‌پیوندد و این رخداد منجر به گسیل امواج الکترومغناطیسی می‌شود. نکته‌ای که حائز اهمیت است این است که دوتایی سیاهچاله‌های اولیه-ستاره‌های نوترونی صرفاً در جهان متأخر وجود دارند؛ چرا که ستاره‌های نوترونی پس از تشکیل ساختارها و در کیهان متأخر ایجاد شده اند.

اخیراً دو رویداد توسط آشکارسازهای امواج گرانشی ثبت شده‌اند که گمان می‌رود ناشی از ادغام دوتایی‌های سیاهچاله-ستاره نوترونی باشند. با اینحال می‌توان انتظار داشت که مؤلفه سیاهچاله‌ای این رویدادها مبدأ اولیه داشته باشد. از این رو در مرجع [4]، نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه-ستاره نوترونی در مدل‌های هاله‌ای با رمبش کروی محاسبه شده است و نتیجه‌گیری شده است که مبدأ سیاهچاله‌های مشارکت کننده در چنین رویدادهایی نمی‌تواند اولیه باشد. اما مسئله اینجاست که احتمالاً با در نظر گرفتن مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک واقعی‌تر (مثلا با رمبش بیضوی) باید منتظر تغییر در نتایج بود (برای اطلاعات بیشتر به مراجع [5-7] مراجعه کنید). بر این اساس در این کار، به محاسبه نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله‌اولیه-ستاره نوترونی پرداخته شده و نتایج آن با ادغام‌های تخمین زده شده توسط آشکارسازهای امواج گرانشی مقایسه می شود.

مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک

هاله‌های ماده تاریک، یکی از ساختارهای غیرخطی موجود در کیهان هستند که انتظار می‌رود به‌طور سلسله‌مراتبی در عالم تشکیل شده باشند. توزیع چگالی در این هاله‌ها را می توان با تابعی به نام نمایه چگالی توصیف کرد. یکی از مناسب‌ترین نمایه‌های چگالی، به نمایه NFW موسوم بوده و به‌شکل زیر تعریف می‌شود [8]

$$\rho_{(r)} = \frac{\rho_s}{r/r_s\,(1+r/r_s)^2} \quad (۱)$$

که در آن ρ_s چگالی مشخصه و r_s شعاع مقیاس هاله هستند. همچنین یک نمایه چگالی دیگر به نام Einasto نیز وجود دارد که با داده‌های مربوط به منحنی چرخش کهکشان‌ها سازگاری مناسبی داشته و به‌شکل زیر توصیف می‌شود [9]

$$\rho_{(r)} = \rho_s \exp\left\{-\frac{2}{\alpha}\left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha} - 1\right]\right\} \quad (۲)$$

که در آن α پارامتر شکل نام دارد. یکی از پارامترهای اساسی دیگر در توصیف هاله‌های ماده تاریک، پارامتر تمرکز هاله‌ای است که با C نشان داده شده و به‌صورت $C \equiv r_{vir} / r_s$ تعریف می‌شود و در آن r_{vir} سرعت ویریال هاله‌ای نام دارد. برای مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی از پارامتر تمرکز به دست آمده در مرجع [10] استفاده کرده و برای مدل‌های بیضوی از پارامتر تمرکز محاسبه شده در مرجع [11] بهره می‌گیریم. یکی دیگر از موارد مهم، تابع جرم هاله‌ای است که به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\frac{dn}{dM} = h_{(\sigma)}\frac{\rho_M}{M}\frac{d\ln\sigma^{-1}}{dM} \quad (۳)$$

که در آن σ به ریشه میانگین مربع افت‌وخیزهای چگالی موسوم است و $h_{(\sigma)}$ تابعی است که با شرایط هندسی افت‌وخیزهای چگالی در زمان رمبش ارتباط دارد. این تابع برای مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی و بیضوی به ترتیب با $h_{ps(\sigma)}$ و $h_{st(\sigma)}$ نمایش داده می‌شوند که به‌صورت زیر محاسبه می‌شوند [12, 13]

$$h_{st(\sigma)} = A\sqrt{\frac{2a}{\pi}}\frac{\delta_{sc}}{\sigma}exp\left(-\frac{\delta_{sc}^2}{2\sigma^2}\right)\left[1+\left(\frac{\sigma^2}{a\delta_{sc}^2}\right)^q\right], \qquad h_{ps(\sigma)} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\delta_{sc}}{\sigma}exp\left(-\frac{\delta_{sc}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4)$$

که در آن $\delta_{SC} = 1/686$، $A = 0/332$، $a = 0/707$ و $q = 0/3$.

نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی

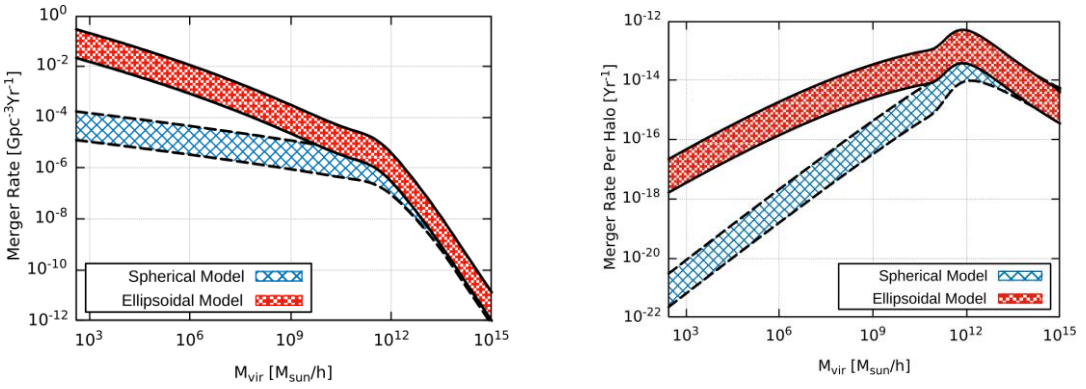
در نهایت نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی در هر هاله به‌شکل زیر تعریف می‌شود

$$\Gamma = 4\pi\int_0^{r_{vir}}\left(\frac{f_{PBH}\rho_{halo}}{m_1}\right)\left(\frac{\rho_{NS}}{m_2}\right)\langle\xi v_{rel}\rangle r^2 dr \quad (5)$$

در این رابطه، $0 < f_{PBH} \leq 1$ میزان مشارکت سیاهچاله‌های اولیه در ماده تاریک را نشان می‌دهد، $\rho_{NS} \propto \exp(-r)$ نمایه چگالی ستاره نوترونی است و ρ_{halo} نمایه چگالی هاله ماده تاریک است. همچنین $\langle \xi v_{rel} \rangle$ بیانگر میانگین پاشندگی سرعت سیاهچاله‌های اولیه در هاله‌های ماده تاریک است [5]. اما نهایتاً آنچه را که می‌توان در آشکارسازهای امواج گرانشی ثبت و پردازش کرد، انباشتگی نرخ ادغام دوتایی‌های فشرده است. برای این منظور، با ضرب تابع جرم هاله‌ای در نرخ ادغام دوتایی‌ها در هر هاله و انتگرال گیری بر روی کمینه جرم هاله‌ای، می‌توان نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی بر واحد حجم و زمان را به‌شکل زیر محاسبه کرد

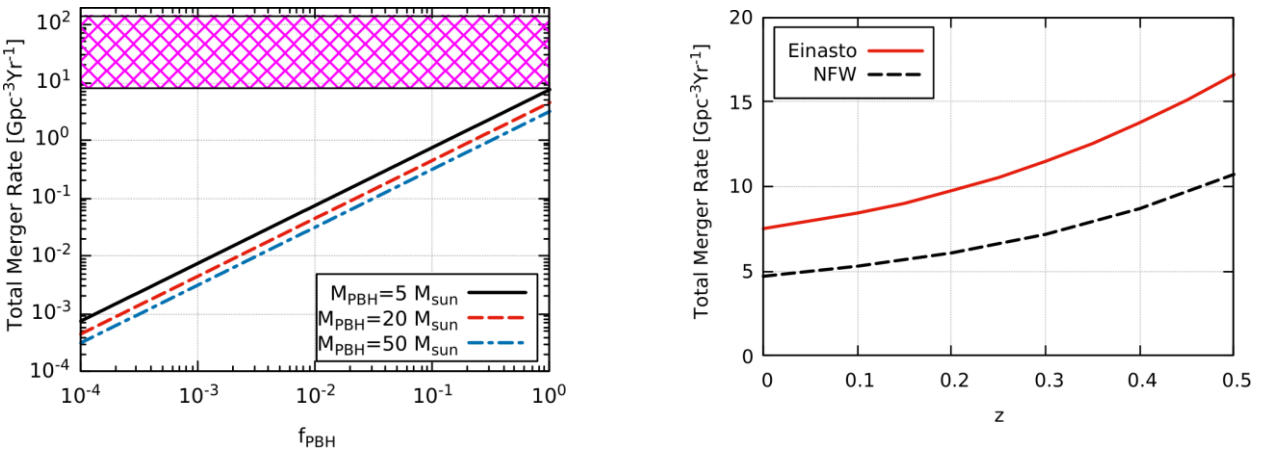
$$\mathcal{R} = 4\pi \int_{M_{min}} \frac{dn}{dM_{vir}} \Gamma(M_{vir}) dM_{vir} \tag{6}$$

کمینه جرم هاله‌ای در نظر گرفته شده در محاسبات $M_{min} = 400 M_{\odot}$ است. ما در شکل ۱ نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه ستاره نوترونی را برای مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش بیضوی نمایش داده و نتایج آن را با یافته‌های متناظر و مستخرج از مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی مقایسه کرده‌ایم. مشخصاً می‌توان مشاهده کرد که نرخ ادغام در هر هاله و نرخ ادغام بر واحد حجم و زمان در مدل‌های هاله‌ای با رمبش بیضوی در جرم‌های هاله‌ای کوچکتر، به میزان قابل توجهی از نتایج متناظر و مستخرج از مدل‌های هاله‌ای با رمبش کروی بیشتر هستند. این را می‌توان به‌عنوان یک برتری نسبی برای مدل‌های هاله‌ای با رمبش بیضوی در نظر گرفت؛ چرا که در این مدل‌ها، آستانه مقادیر فراچگالی با جرم کمتر، بیشترین مقدار اختلاف را با نتایج حاصل از مدل‌های هاله‌ای با رمبش کروی را دارد. ضمن اینکه مدل‌های هاله‌ای با رمبش بیضوی با شبیه‌سازی‌ها و داده‌های رصدی سازگاری بیشتری دارند.



شکل ۱: نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی (راست) در هر هاله ماده تاریک و (چپ) بر واحد حجم و زمان. در این شکل، نتایج مدل‌های هاله‌ای با رمبش بیضوی با مدل‌های هاله‌ای با رمبش کروی مقایسه شده‌اند. ضمناً، جرم سیاهچاله اولیه، ۵ برابر جرم خورشید و جرم ستاره نوترونی، ۱٫٤ برابر جرم خورشید در نظر گرفته شده و نمایه چگالی NFW لحاظ شده است.

ما همچنین در شکل ۲ تحول نرخ ادغام کل دوتایی‌هایی های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی را بر حسب انتقال به‌سرخ نمایش داده‌ایم. همانطور که از نتایج برمی‌آید، نرخ ادغام کل رویدادهای دوتایی سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی برای مدل‌های هاله‌ای با رمبش بیضوی، همواره بیشتر از نرخ ادغام کل به دست آمده از مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی خواهد بود. این یعنی در تمام دوران متأخر کیهانی، این تقویت نرخ ادغام حفظ خواهد شد. علاوه بر این، ما نرخ ادغام کل رویدادهای دوتایی سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی را بر حسب جرم و فراوانی سیاهچاله‌های اولیه و در مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش بیضوی رسم کرده و آنها را با ادغام‌های تخمین زده شده توسط آشکارسازهای امواج گرانشی مقایسه کرده‌ایم. نتایج نشان می‌دهند که اگر بیشترین سهم ماده تاریک را سیاهچاله‌های اولیه تشکیل داده باشند، پیش‌بینی‌های سناریو سیاهچاله‌های اولیه از انرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله–ستاره نوترونی با ادغام‌های تخمین زده شده توسط آشکارسازهای امواج گرانشی همخوانی دارند. همچنین می‌توان استنباط کرد که نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی با جرم سیاهچاله‌های اولیه ها به‌طور معکوس تغییر می‌کند که منطقی به نظر می‌رسد؛ زیرا چگالی عدد سیاهچاله‌های اولیه با افزایش جرم آن‌ها کاهش یافته و در نتیجه انتظار می‌رود که بیشترین ادغام‌ها مرتبط با کمترین جرم‌های سیاهچاله‌ای باشد.



شکل ۲: (راست) تحول نرخ ادغام کل دوتایی‌های سیاهچاله‌اولیه–ستاره نوترونی بر حسب انتقال به‌سرخ برای مدل‌های هاله‌ای با رمبش‌های کروی و بیضوی. (چپ) نرخ ادغام کل دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی بر حسب جرم و فراوانی سیاهچاله‌های اولیه. محدوده هاشورخورده ادغام‌های تخمین زده شده توسط آشکارسازهای امواج گرانشی را نشان می‌دهد.

نتیجه گیری

در این کار، ما نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–ستاره نوترونی را در چارچوب مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش بیضوی محاسبه کرده و نتایج آن را با یافته‌های متناظر و مستخرج از مدل‌های هاله‌ای ماده تاریک با رمبش کروی مقایسه کرده‌ایم. بر این اساس، ما نشان داده‌ایم که مدل‌های هاله‌ای با رمبش بیضوی چارچوب مناسبی برای محاسبه نرخ ادغام دوتایی‌های سیاهچاله اولیه–

ستاره نوترونی بوده و به خوبی داده‌های ادغام دوتایی‌های سیاهچاله-ستاره نوترونی مستخرج از آشکارسازهای امواج گرانشی را توصیف می‌کنند. این در حالی است که چنین نتایجی در مدل‌های هاله‌ای با رمبش کروی محقق نمی‌شود.

مرجع‌ها

[1] Abbott, R., et al., *Phy. Rev. X*, 11.2 (2021): 021053.

[2] Abbott, R., et al., *arXiv preprint arXiv:2111.03606* (2021).

[3] D'Orazio, D. J., et al., *Astrophy. J.*, 927.1 (2022): 56.

[4] Sasaki, M., et al., *Astrophys. J.* 931.1 (2022): 2.

[5] Fakhry, S., et al., *Phys. Rev. D*, 103.12 (2021): 123014.

[6] Fakhry, S., et al., *Phys. Rev. D* 105.4 (2022): 043525.

[7] Fakhry, S., et al., *Astrophys. J.*, 941.1 (2022): 36.

[8] Navarro, J. F., et al., *Astrophys. J.*, 462.1 (1996): 563.

[9] Einasto, J.,*Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 5 (1965): 87.

[10] Ludlow, A. D., et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 460.2 (2016): 1214.

[11] Okoli, C., and Afshordi, N., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 456.3 (2016): 3068.

[12] Press, W. H., and Schechter, P., *Astrophys. J.*, 187 (1974): 425.

[13] Sheth, R. K., and Tormen, G., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc*, 308 (1999): 119.

نوسانات عرضی در جت های خورشیدی: اثرات چسبندگی

مهری حیدری[۱] و احسان توابی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشجوی دکتری، دانشگاه پیام نور تهران شرق

[۲] دانشکده فیزیک، دانشیار گروه گروه فیزیک دانشگاه پیام نور تهران

چکیده

هدف از این مطالعه بررسی نقاط مغناطیسی ایکس در تیوپ های پلاسمای غیرقابل انقباض و نشان نحوه تشکیل جتها در مکانیسم تجدید حیات خطوط میدان مغناطیسی می باشد و تاثیر اثر چسبندگی پلاسمای مغناطیسی در نواحی نقاط مغناطیسی خنثی را بررسی خواهد شد. برای این منظور از شبیه سازی عددی معادلات مگنتوهیدرودینامیکی دوبعدی در حالت چسبندگی مقاومتی در نظر گرفته می شود و میادین سرعت و مغناطیسی ردیابی خواهد شد. در نهایت رفتار نتایج حاصل از شبیه سازی با مشاهدات تلسکوپ فضایی هینوده مقایسه می شود تا بتوان نتیجه حضور چسبندگی در تولید نوسانات عرضی غیر متقارن در جت های کرومسفری و کرونایی مشاهده نمود.

کلمات کلیدی. نوسانات مگنتوهیدرودینامیکی-رنگین سپهر- تاج و جتهای مغناطیسی

Transverse fluctuations in solar jets: adhesion effects

Mehri Heydari[1] and Ehsan Toavi[2]

[1] Department of Physics, PhD student, Payam Noor University, Tehran, East

[2] Faculty of Physics, Associate Professor, Department of Physics, Payam Noor University, Tehran

Abstract

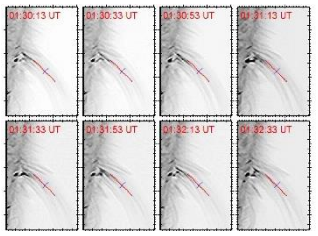
The purpose of this study is to investigate X-magnetic points in non-contractible plasma tubes and to show how jets are formed in the mechanism of the revival of magnetic field lines, and the effect of magnetic plasma adhesion in the regions of neutral magnetic points will be investigated. For this purpose, numerical simulation of two-dimensional magnetohydrodynamic equations in the state of resistive adhesion is considered and velocity and magnetic fields will be tracked. Finally, the behavior of the simulation results is compared with the Hinode space telescope observations so that the result of the presence of adhesion in the production of asymmetric transverse oscillations in the chromospheric and coronal jets can be observed.

key words. Magnetohydrodynamic oscillations - colored sphere - corona and magnetic jets

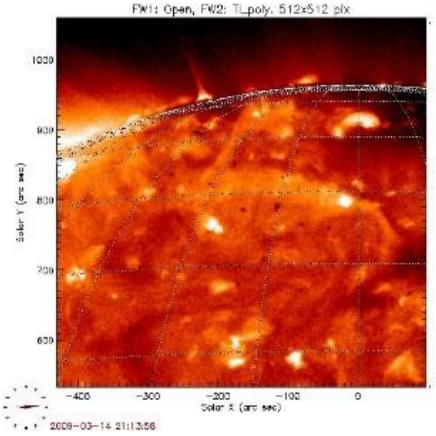
معرفی

ترکیب مجدد مغناطیسی فرآیندی به شدت دینامیکی می باشد که بطور وسیع و در بازه وسیعی از طول موجها در جو خارجی خورشید قابل مشاهده و مطالعه است. و با توجه به یافته اخیر نقش این فرآیند در تولید و انتشار امواج مگنتوهیدرودینامیکی و نقش این امواج در گرمایش محیط تاجی بسیار پررنگ قلمداد می گردد. با توجه به اینکه در نزدیکی نقاط مغناطیسی خنثی، که در آنها میدان مغناطیسی صفر است، تمام انرژی مغناطیسیس تبدیل به انرژی جنبشی شده باعث ظهور جتهایی با سرعت بالا (از مرتبه ٤٠٠-٦٠٠ کیلومتر بر ثانیه) خواهد شد. در حالت هایی این نوع جتها در نواحی کرومسفری ظاهر شوند دچار نوسانات عرضی شده ولی در نواحی کرونایی بصورت آنی و بدون تکرار و یا نوسانات عرضی به واقع می شوند.

مشاهدات هینوده براساس رصدهای تلسکوپ نوری در طول موج کلسیم اچ دوباریونیره درطول موج ۳۸۳۵ آنگستروم در تاریخ ۸جولای۲۰۰۷ تعدادزیادی حلق های درخشان در نزدیکی لک خورشید ملاحظه گردید که نحوه تشکیل و تحول آن در شکل ۱ نمایش داده شده. در پردازش این داده ها از الگوریتم مد-مکس که بصورت کشف و تعقیب بیشنه مقدار مشتقات لاپلاسی و از مرتبه دوم عملگری بر روی تصاویر دوبعدی می باشد {۲}.



شکل ۱. تصاویر منتخب از داده های پردازش شده با الگوریتم مد-مکس نمایش داده شده، میدان دید ۱۲*۱۵ ثانیه قوسی می باشد. خط نقطه چین قرمز محور اصلی جت را نشان می دهد و خط عمود بر آن پهنای ساختار را نشان می دهد{۲} و {۵}.



شکل ۲ . نمونه تصویر نشان داده شده از تصاویر اشعه ایکس تلسکوپ هینوده که یک نمونه از جتهای فوق سریع در طول موج گرم اشعه ایکس (دمای تشکیل ۱ میلیون درجه کلوین) را در اتفاع ۵ مگامتری تاج خورشید نشان میدهد.

معمولا در این پرتابهای سریع اثرات نوسانات عرضی ازنوع کینک دیده نشده است ولی حالت میریایی سریع بهمراه حرکت شلاقی بوضوح دیده و ثبت گردید.

شبیه سازی و معادلات مربوطه

با استفاده از بازه دوبعدی محدود مربعی معادلات وابسته زمانی مگنتوهیدرودینامیکی در حضور اثرات چسبندگی مقاومتی خطی شده و اقدام به حل عددی می شود، که دو معادله اصلی بی بعد شده در داخل شاره غیرقابل انقباض با حضور اثرات اشاره شده ارئه می گردد.

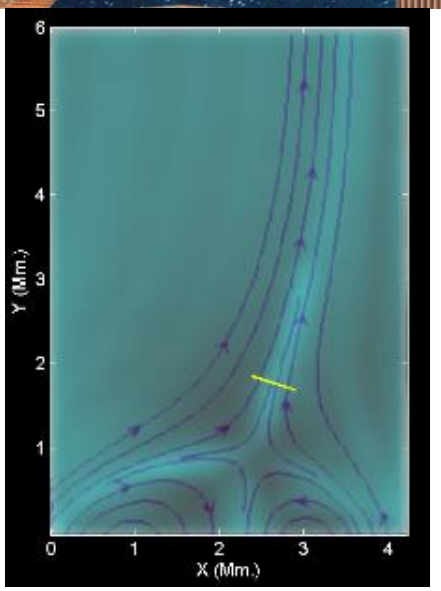
$$\partial_t V + V.\nabla V - \nu\nabla^2 V + \nabla P + S\nabla(\frac{1}{2}B^2) - S(B.\nabla)B = 0,$$
$$\partial_t B + (V.\nabla)B - (B.\nabla)V + \eta\nabla\times\nabla\times B = 0,$$

سرعت آلفن $V_A = \frac{B_0}{(\mu_0\rho_0)^{\frac{1}{2}}}$ و زمان آلفن $\tau_A = \frac{l}{V_A}$ که l طول لایه جریان را نشان میدهد η پخشندگی مغناطیسی نرمال شده با $\mu_0 l V_A$ عدد رینولدز مغناطیسی $R_m = \eta^{-1}$ که نشان دهنده کپلینگ مابین شاره و خطوط میدان مغناطیسی را بیان می کند و عدد رینولدز شاره $R_e = \upsilon^{-1}$ که ν چسبندگی جنبشی بصورت اسکالر را نشان می دهد و $S = \frac{Ha}{R_e R_m}$ که صورت عبارت است از عدد هارتمان و بیانی از نسبت نیروی مغناطیسی به پخش شدگی گرانروی را بیان می کند. این معادلات با روش تقریب رو به عقب اویلری در یک شبکه $(128)^2$ و در ناحیه چهار قطبی

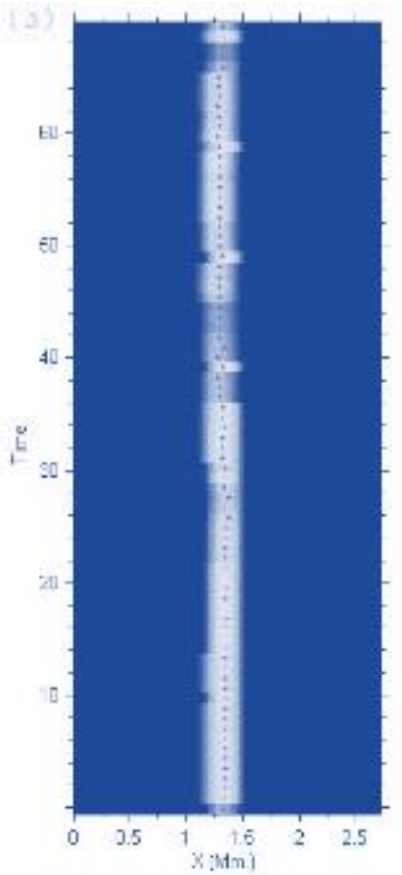
$\{+--+\}$ در حالت دوبعدی حل و شبیه سازی می شود.

نتایج و بحث:

در این قسمت به مقایسه نتایج حاصل از رصد در طول موج اشعه ایکس و خط کلسیم نسبتا سرد تلسکوپ هینوده و شبیه سازی انجام شده خواهیم پرداخت. شکل ۳ نمونه ای از نتایج شبیه سازی را نشان میدهد و خطوط سبز میدان مغناطیسی و سرعت حرکت پلاسما با رنگ قرمز زمینه بیان می گردد.



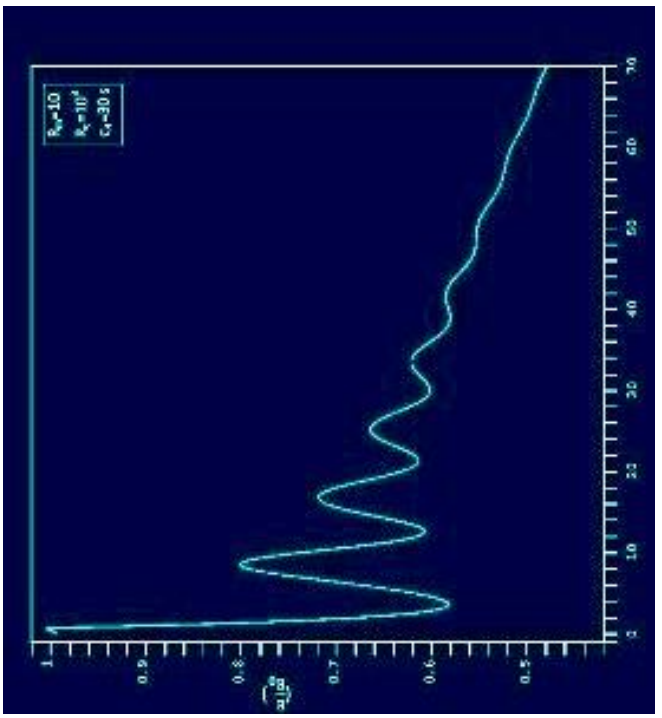
شکل ۳ . نمونه ای از نتایج شبیه سازی



شکل ٤. نوسانات عرضی و شبه تناوبی در حضور اثر چسبندگی

شکل ٤. نوسانات عرضی و شبه تناوبی در حضور اثر چسبندگی را نمایش میدهد. الف- اغتشاش در محور اصلی جت (که با ضربدر قرمز علامت گذاری شده) در حالت ($\nu = 0.001$, $\eta = 0.0001$) $R_m = 10^4$, $R_e = 10^3$ و حالت میانی برای شرایط ($R_e = R_m = 10^3$) و نهایتا $R_e = 10^3$ $R_m = 10$را در مقیاس زمانی آلفن نشان می دهد.

از نتایج این شبیه سازی می توان به حساسیت بالای نوسانت عرضی در محور اصلی جت نسبت به مقدار نسبی عدد رینولدز به چسبندگی اشاره کرد. در شکل ۵ تغیرات انرژی نسبت به کمیت $\frac{R_m}{R_e}$ ترسیم شده که بیان کننده میرایی سریع با افزایش این کمیت است. و همچنین یک نمونه نوسانات آرام عرض غیرمتقارن در میرایی انرژی ظاهر خواهد شد.



شکل ۵ . نوسانات انرژی نسبت به مقدار نسبی اعداد رینولدز،

(محور افقی زمان در مقیاس زمانی آلفن ($T(\tau_A)$)

تجدید خطوط میدان مغناطیسی پس از شکافتگی اولیه که باعث آزاد سازی انرژی مغناطیسی وتبدیل آن به انرژی می شود در اینجا دیدیم که در حضور چسبندگی باعث ایجا آشوب های شبه تناوبی شده که بر اساس رابطه مربوطه $T(\tau_A) \approx \frac{1}{2}|\ln R_m|$ در ناحیه تاج خورشید با سرعت آلفن در حدود ۱۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه منجر به نواسانات ۳ ثانیه ای می شود ولی در ناحیه رنگین سپهری این مقدار به ده برابر افزایش می یابد. روشن است که چسبندگی و مقاومت قادر است تعادل را نیروی لورنتس و فریز شدگی مغناطیسی را فراهم

کند. بنابر نتایج شبیه سازی انجام شده چسبندگی انرژی مغناطیسی آزاد شده در محل تجدید ساختار مغناطیسی را کنترل می کند و در صورت عدم وجود گرانروی موثر دیگر شاهد تشکیل نوسانات شبه تناوبی نخواهیم بود.

$$\rho\partial_t V = -\nabla P + J \times B + F_{visc}$$

که با ناچیز شمردن نیروی گرانش نسبت به سایر نیروها نوشته می شود سمت راست را می توان بصورت زیر بازنویسی کرد:

$$-\nabla(P+\frac{B^2}{8\pi})+\frac{1}{4\pi}(B.\nabla)B+\rho\nu(\nabla^2 V+\frac{1}{3}\nabla(\nabla.V))$$

بطور خلاصه در حالت $(\eta << \nu)$ $R_m >> R_e$ جمله آخر بطور سریع به جمله غالب تبدیل شده و منجر به عدم تعادل نیروی مغناطیسی و گرادیان فشار می شود و به این ترتیب سیستم به سمت انفجارناگهانی پیش می رود. د رحالت تساوی و یا $\eta >> \nu$ توازن نسبی ما بین این نیروها در عمق ناحیه پوسته پخش شدگی ($\approx \eta^{\frac{1}{2}}$)را فراهم خواهد کرد و امکان تشکیل نقاط خنثی مغناطیسی بطور متوالی را فراهم می کند. این شرایط را می توان منطبق با مشخصات محیطی نواحی کرونا و کرومسفر خورشید دانست و مشاهدات فضایی از لایه ها نیز مصدق این نتایج است.

منابع

[1] Tavabi, E. Koutchmy, S. and Ajabshirizadeh, A. 2021, in 3rd School and workshop on Space Plasma Physics, AIP Conf. Proc. 1356, 99- 105

[2] Tavabi, E. and Koutchmy, S., Ajabshirizadeh, A., 2013, Solar phys. 2013SoPh..tmp..107T

[3] Golub, L. Deluca, E. et al. 2007, Solar Phys. 243, 63

[4] Filippov, B., Koutchmy, S. and Tavabi, E., 2016, Solar Phys. 286, 143

[5] Tavabi, E.; Koutchmy, S.; Ajabshirizadeh, A., Hough Transform to study the magnetic confinement of Solar Spicules, Journal of Modern Physics, 2022JMPh....3.1786T

ترمز مغناطیسی در یک هسته ابر مولکولی دوار

عباس ابراهیمی[۱]، محسن نژاد اصغر[۱]

[۱] گروه فیزیک نظری، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

یکی از اثرات فیزیکی مهم میدان مغناطیسی در ابر های مولکولی دوار پدیده ترمز مغناطیسی است. در اینجا ما پدیده ترمز مغناطیسی را با توجه به تغییرات نسبت چگالی، $\rho(Z)/\rho_L$، که $\rho(Z)$ چگالی توده اطراف هسته و ρ_L چگالی میانگین هسته است، مورد بررسی قرار می‌دهیم. با استفاده از محاسبات عددی در فضای لاپلاس، وابستگی سرعت زاویه‌ای هسته نسبت به زمان را بدست آوردیم. نتیجه نشان می‌دهد که افزایش نسبت چگالی باعث قوی تر شدن ترمزمغناطیسی می‌گردد.

Magnetic braking of the rotational molecular cloud core

A. Ebrahimi[1], M. Nejad-Asghar[1]

[1] Department of Theoretical Physics, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract

One of the significant physical effects of the magnetic field in rotating molecular clouds is the phenomenon of magnetic braking. Here, we investigate the magnetic braking of a rotating molecular cloud core, including the effect of density ratio, $\rho(Z)/\rho_L$, where $\rho(Z)$ is the density at the periphery of core (where a layer approximation for the core can be used) and ρ_L is the core mean density. We use the numerical method in Laplace space to ascertain the dependency of the angular velocity of the core to time. The results showed that for increasing density ratio, the magnetic braking becomes stronger.

مقدمه

یکی از پدیده های مهم در محیط های میان‌ستاره‌ای شکل گیری ستاره ها و سیارات می‌باشد. درطی شکل گیری ستاره ها و محصولات فرعی این فرآیند یعنی سیارات، فاکتور های فیزیکی مختلفی همانند میدان مغناطیسی، تلاطم، دوران و غیره تاثیر گذار هستند. میدان مغناطیسی به همراه دوران در ابر های مولکولی تاثیرات فیزیکی گوناگونی را به نمایش می گذارند[1]. یکی از این اثرات فیزیکی مهم ترمز مغناطیسی می‌باشد که به دلیل تنش مغناطیسی ناشی از خم شدگی خطوط میدان مغناطیسی در محیط است که برای اولین بار توسط مستل[۳۵] در سال 1965 برای بررسی سازوکاری جهت انقال ممنتوم زاویه‌ای به وسیله انتشار امواج آلفون در ابر های مولکولی پیشنهاد و استفاده شد[2]. فرآیند ترمز مغناطیسی بر روی فروریزش و تکه تکه شدن ابر های مولکولی نیز تاثیر گذار است که اولین بار توسط آلن، لی و شو[۳۶] در سال ۲۰۰۳ برای یک هسته مغناطیده چنبره‌ای دوار[3] و همچنین توسط بووس[۳۷]

[35] Mestel
[36] Allen, Li, Shu
[37] Boss

در سال ۲۰۰۷ و ۲۰۰۹ بر روی یک ابر مولکولی پخیده[38] و کشیده[39] مورد مطالعه قرار گرفت [4,5]. همچنین مطالعات انجام شده بر روی قرص های اطراف پیش‌ستاره نشان دادند که با در نظر گفتن فرض MHD ایده‌آل و هم‌راستایی خطوط میدان مغناطیسی با محور دوران هسته باعث این می‌شود که اثر ترمز مغناطیسی اجازه شکل گیری قرص های بزرگ تر 100AU در اطراف پیش‌ستاره ها را ندهد[6] که این مشکل در نظریه شکل گیری قرص در اطراف پیش‌ستاره به فاجعه ترمز مغناطیسی[40] معروف است[7].

تاثیر خالص ترمز مغناطیسی بر روی هسته ابر های مولکولی در واقع به میزان پیچش خطوط میدان مغناطیسی و انتشار امواج آلفون پیچشی[41] در محیط اطراف هسته بستگی دارد، بنابراین ویژگی محیط اطراف هسته ابر مولکولی می‌تواند بر روی تاثیر گذاری ترمز مغناطیسی موثر باشد. ناکانو[42] در سال ۱۹۸۹ با درنظر گرفتن نمایه چگالی در محیط اطراف به‌صورت $r^{-\eta}$، که r فاصله از مرکز هسته و η یک ثابت بین ۰ تا ٤ است، توانست تغییرات سرعت زاویه‌ای هسته را مورد بررسی قرار دهد[8] و برای حالت $\eta = 4$ یک حل تحلیلی دقیق بدست آورد و همچنین نشان داد سرعت زاویه‌ای هسته به‌صورت نمایی نسبت به زمان کاهش می‌یابد. ناکانو برای حالت $0 \le \eta < 4$ با در نظر گرفتن تقریب $\rho(Z)/\rho_L \ll 1$ توانست نشان دهد که اندازه حرکت زاویه‌ای هسته بر خلاف حالت $\eta = 4$ دارای دو مولفه برحسب زمان می‌باشد که یک مولفه به‌صورت نمایی نسبت به زمان و مولفه دیگر متناسب با $t^{-(10-2\eta)/(6-\eta)}$ کاهش می‌یابد. ما در این مقاله قصد داریم بدون در نظر گرفتن تقریب بالا، $\rho(Z)/\rho_L \ll 1$، به حل معادلات حاکم بر تحول سرعت زاویه‌ای هسته ابر مولکولی بپردازیم و مقیاس زمانی‌ای برای ترمز مغناطیسی برای حالت $0 \le \eta < 4$ بدست آوریم. بدین منظور از روش های عددی برای انجام این کار کمک می‌گیریم و یکی از مزیت های این روش این است که علاوه بر بدست آوردن حل های ناکانو می‌توانیم اثرات تغییرات نسبت چگالی، $\rho(Z)/\rho_L$، را بر روی مقیاس زمانی ترمز مغناطیسی بررسی نماییم.

فرمولبندی

ما یک هسته دوار صلب را که توسط یک توده ابر[43] مولکولی محاط شده است و دارای تقارن محوری می‌باشد را در سیستم مختصات کروی در نظر می‌گیریم (r, θ, ϕ). از انتقباض و یا انبساط توده ابر مولکولی چشم‌پوشی می‌کنیم $(v_r \approx v_\theta \approx 0)$ به‌طوری که فقط حرکت دورانی خالصی با $v_\phi = \varpi\Omega$ را داشته باشیم که Ω سرعت زاویه‌ای و $\varpi = r\sin\theta$ نیز فاصله از محور تقارن است. با در نظر گرفتن فرض تقارن محور بودن خطوط میدان و پیکربندی المان های سیال، تنها مولفه تاثیر گذار گشتاور ناشی از خم‌شدگی خطوط میدان مغناطیسی بر روی المان های سیال ما ناشی از مولفه z گشتاور است که این گشتاور، $\gamma_z \mathbf{e}_z = \varpi \mathbf{e}_\varpi \times 1/4\pi\,[(\nabla \times B) \times B]_\phi$، بر روی گاز اطراف محور تقارن توده ابر اعمال می‌شود که از طرفی این گشتاور اعمال شده برابر با نرخ تغییرات ممنتوم زاویه‌ای، $\gamma_z = \partial(\rho\varpi v_\phi)/\partial t$، گاز می‌باشد($\rho$ چگالی گاز توده اطراف می‌باشد) که خواهیم داشت :

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} = \frac{B_r}{4\pi\rho}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rB_\phi\right) \qquad (۱)$$

با مشتق گیری نسبت به t از رابطه (۱) و با استفاده از مولفه-ϕ معادله القای مغناطیسی خواهیم داشت :

$$\frac{\partial^2\Omega}{\partial^2 t} = \frac{[B_r(Z)]^2}{4\pi(r/Z)^2\rho}\frac{\partial^2\Omega}{\partial^2 r} \qquad (۲)$$

[38] Oblate
[39] Prolate
[40] Magnetic braking catastrophe
[41] Torsional Alfven wave
[42] Nakano
[43] Clump

که در آن $B_r = B_r(Z)(r/Z)^{-2}$ و $B_r(Z)$ میدان مغناطیسی در نقطه $z = Z$ ، نقطه‌ای در بالای قطب هسته ابر مولکولی، است. لایه‌ای به ضخامت $2Z$ که هسته ابر مولکولی را هم در بر می‌گیرد را در نظر خواهیم گرفت که این لایه به همراه هسته به‌صورت یک جسم صلب با هم دیگر دوران می‌کنند. به دلیل پیوستگی خطوط میدان مغناطیسی بین سطح لایه و توده ابر گازی اطراف مستلزم این می‌باشد که سرعت زاویه‌ای لایه برابر با $\Omega(r = Z, t)$ باشد. سرعت زاویه‌ای لایه مطابق با $Id\Omega(r = Z, t) = N$ با زمان تغییر می‌کند که در آن $N = 2\varpi B_z(\varpi, Z, t)B_\phi(\varpi, Z, t)/4\pi$ گشتاور اعمال شده بر لایه بر واحد سطح و $I = \sigma\varpi^2$ (σ چگالی ستونی لایه در راستای محور z است)ممان اینرسی لایه بر واحد سطح می‌باشد. با جایگذاری N و I در معادله حرکت دورانی لایه و مشتق گیری نسبت به t و با استفاده از مولفه-ϕ معادله القای مغناطیسی خواهیم داشت :

$$\frac{\partial^2\Omega(r=Z,t)}{\partial^2 t} = \frac{[B_r(Z)]^2}{2\pi\sigma}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial r}\right)_{z=Z} . \quad (۳)$$

با در نظرگرفتن نمایه چگالی در توده ابر اطراف هسته در $r \geq Z$ بصورت زیر :

$$\rho(r) = \rho(Z)\left(\frac{r}{Z}\right)^{-\eta} \quad (٤)$$

و با استفاده از مقیاس های طولی و زمانی که به ترتیب Z و Z/v_A ($v_A = B_r(Z)/[4\pi\rho(Z)]^{1/2}$ سرعت آلفون در $r = Z$ است) می‌باشند و همچنین پارامتر های $\xi \equiv r/Z$، $\tau \equiv tv_A(Z)/Z$ و $\rho_L \equiv \sigma/2Z$ که به ترتیب طول، زمان و چگالی متوسط لایه (لایه به ضخامت $2Z$ که با هسته به‌صورت یک جسم صلب دوران دارد) بی بعد هستند می‌توانیم معادله (۲) و (۳) را به‌صورت زیر بنویسیم :

$$\frac{\partial^2\Omega}{\partial\tau^2} = \frac{1}{\xi^{4-\eta}}\frac{\partial^2\Omega}{\partial\xi^2}, \quad \xi > 1, \quad (٥)$$

$$\frac{d^2\Omega(\xi=1,t)}{d\tau^2} = \frac{\rho(Z)}{\rho_L}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\xi}\right)_{\xi=1}. \quad (٦)$$

حل مسئله

با در نظر گرفتن شرایط مرزی $\Omega = \partial\Omega/\partial\tau = 0$ در $\tau = 0$ برای نواحی $\xi > 1$ و همچنین تبدیلات لاپلاس، معادله (۵) و (۶) را می‌توان بصورت

$$s^2\tilde{\Omega} = \frac{1}{\xi^{4-\eta}}\frac{\partial^2\tilde{\Omega}}{\partial\xi^2} \quad (٧)$$

و

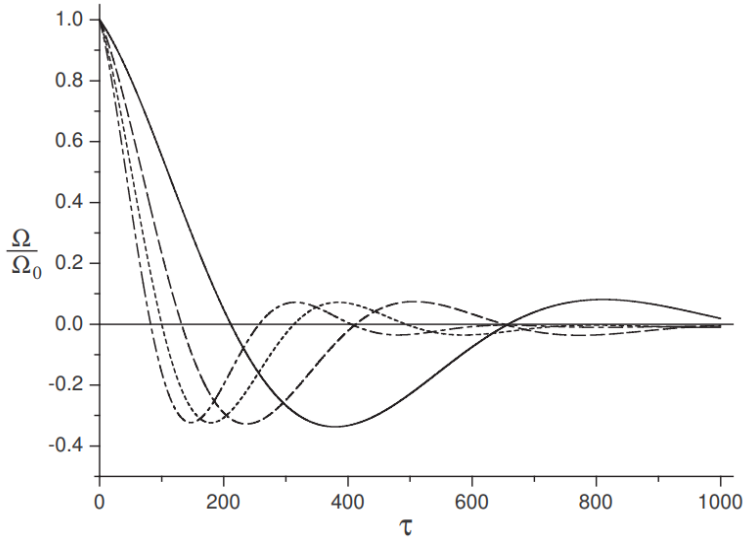
$$s^2\tilde{\Omega}(\xi = 1, s) - \Omega_0 = \frac{\rho(Z)}{\rho_L}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\xi}\right)_{\xi=1} \quad (٨)$$

نوشت که در آن $\tilde{\Omega}(\xi, s) = \int_0^\infty \Omega(\xi, \tau)e^{-s\tau}ds$ و $\Omega_0 = \Omega(\xi = 1, \tau = 0)$ به ترتیب تبدیل لاپلاس $\Omega(\xi, \tau)$ و سرعت زاویه‌ای اولیه هسته می‌باشد. معادله (۷) با استفاده از تغییر متغییر و محاسبات جبری به یک معادله بسل تعمیم یافته تبدیل (۹)

می‌شود که پاسخ فیزیکی آن به‌صورت $\tilde{\Omega}(\xi,s)=A(s)\xi^{1/2}K_\nu(2s\nu\xi^{1/2\nu})$ می‌باشد($\nu\equiv 1/6-\eta$ و $A(s)$ وابسته به شرایط مرزی می‌باشد) که با جایگذاری آن در معادله (۸) و با استفاده از شرایط اولیه $d\Omega(\xi=1,\tau)/d\tau=0$ در $\tau=0$و همچنین تبدیلات معکوس لاپلاس، $\Omega(\xi=1,\tau)$ را به‌صورت زیر خواهیم یافت:

$$\Omega(\xi=1,\tau)=\frac{\Omega_0}{2\pi i}\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\frac{K_\nu(2s\nu)e^{s\tau}}{sK_\nu(2s\nu)+[\rho(Z)/\rho_L]K_{\nu-1}(2s\nu)}ds.$$

در آخر با استفاده از روش Levenberg-Marquardt توانستیم تابعی به انتگرالده معادله (۹) متناسب نماییم و در نتیجه نرخ تغییرات سرعت زاویه‌ای هسته را به ازای نسبت چگالی های مختلف بدست آوریم:



شکل۱ :سرعت زاویه‌ای هسته برحسب زمان بی بعد τ، به ازای ν نوعی $1/4$ و نسبت چگالی های ۱×۱۰^{۳} (نمودار solid)، ۲×۱۰^{۳} (نمودار dash)، ۳×۱۰^{۳} (نمودار dot) و ۴×۱۰^{۳} (نمودار dash-dot).

نتیجه گیری

با توجه به نمودار می‌توان دید که اثر ترمز مغناطیسی با افزایش نسبت چگالی، افزایش می‌یابد که این افزایش نسبت چگالی نشان دهنده افزایش ذرات باردار در نزدیکی سطح لایه است. با توجه با فرض انجماد شار، افزایش ذرات باردار باعث وابستگی بیشتر خطوط میدان به مواد موجود در آن ناحیه می‌شود که این امر باعث قوی تر شدن تنش مغناطیسی و در نتیجه موجب کندتر شدن لایه دوران کننده می‌گردد و هنگامی که سرعت زاویه‌ای هسته، $\Omega(\xi=1,\tau)$، کاهش می‌یابد تا اینکه به صفر برسد این مدت زمان را به‌صورت زمان توقف، τ_s، تعریف می‌کنیم که بر حسب زمان بعد دار[44] برابر با $t_s=6.3\times 10^4\ \tau_s(v_A/1.5\ km\ s^{-1})^{-1}(Z/0.1\ pc)\ yr$ خواهد بود.

[44] Dimensional time

مرجع‌ها

[۱] P. Hennebelle and S.-i. Inutsuka; "The Role of Magnetic Field in Molecular Cloud Formation and Evolution"; Front. Astron. Space Sci. Vol. 6 (2019)
[۲] L. Mestel; "Problems of Star Formation - I"; *Quart. J. R. Astron. Soc. 6* (1965) 161–98
[3] A. Allen, Z.-Y. Li and F. H. Shu; "Collapse of Magnetized Singular Isothermal Toroids. II. Rotation and Magnetic Braking"; *ApJ* (2003) 599–363
[4] A. P. Boss; "Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. IX. Magnetic Braking of Initially Filamentary Clouds"; *ApJ* (2007) 658–1136
[5] A. P. Boss; "Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. X. Magnetic Braking of Prolate and Oblate Cores"; *ApJ* (2009) 97–1940
[6] R. R. Mellon and Z.-Y. Li; "Magnetic Braking and Protostellar Disk Formation: The Ideal MHD Limit"; *ApJ* (2008) 681–1356
[7] D. Galli, M. Cai, S. Lizano and F. H. Shu; "Magnetic Braking and Field Dissipation in the Protostellar Accretion Phase"; *RMxAC* (2009) 36–143
[8] T. Nakano; "Magnetic braking of the rotation of molecular cloud cores"; *MNRAS* (1989) 241–495

شناسایی مناطق فعال زمین لرزه‌ای

زهرا فیروزه[۱]، سمیه تاران[۱]، نازیلا اسعدی[۱]، حسین صفری[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

شناسایی مناطق فعال زلزله یکی از مهمترین مسائل در مطالعات ژئوفیزیکی است. در این مقاله ما با استفاده از رویکرد سامانه‌های پیچیده رفتار زمین‌لرزه‌ها را در بازه زمانی ۱ ژانویه ۱۹۷۶ تا ۳۱ دسامبر ۲۰۱۰ مورد بررسی قرار دادیم. با تقسیم‌بندی زمین به مساحت‌های برابر و هم شکل و استفاده از گراف پدیداری، هر سلول به عنوان یک گره در شبکه مورد بررسی قرار گرفت. سلول‌هایی با بیشترین اتصال و بالاترین ضریب خوشه‌بندی به عنوان مناطق فعال شناسایی شدند. نمایش مولواید تقسیم‌بندی استفاده شده نشان داد، بیشترین مناطق فعال متعلق به نیم‌کره شمالی هستند.

Identification of Active Earthquake Zones

Z. Firoozeh[1], S. Taran[1], N. Asaadi[1], H. Safari[1]

[1] Department of Physics, Faculty of Science Zanjan University, Zanjan

Abstract

Active earthquake area identification is one of the most critical issues in geophysical studies. In this article, we use the complex networks approach to investigate the behavior of earthquakes from January 1, 1976, to December 31, 2010. By dividing the Earth's surface into equal and uniform areas and using the visibility graph, we examine each cell as a node in the network. We identified cells with the most connections and the highest clustering coefficient as active regions. The Mollweide projection of used division shows that the most active areas belong to the Northern Hemisphere.

مقدمه

بر اساس پراکندگی کانون‌های زلزله سه سیستم لرزه زمین‌ساختی وجود دارد. منطقه فرورانش، منطقه خط الراس میانی اقیانوسی و منطقه برخورد قاره‌ای بخش‌هایی هستند که بیشترین زلزله ها در آن‌ها رخ می دهند. توزیع کانون‌های زلزله در مناطق لرزه خیز، نشانگر رفتارهای نامتقارن زمین در نیمکره شمالی و جنوبی است که می‌تواند ناشی از خواص فیزیکی متضاد در دو نیمکره باشد. سالانه میلیون‌ها زمین‌لرزه در زمین رخ می دهد که اکثر آن‌ها فقط چند ثانیه و برخی زمین لرزه های بزرگ نیز ممکن است تا چند دقیقه طول بکشند. ۹۰ درصد زمین لرزه‌ها در مرز صفحه‌های تکتونیکی یعنی در جایی که دو صفحه تقریبا به هم برخورد می‌کنند، از هم دور می‌شوند یا در کنار هم می‌لغزند، رخ می‌دهند [۱]. هنگام حرکت ناگهانی صفحه‌ها، مقادیر بسیار زیادی انرژی آزاد و سبب حرکت امواج می‌شود. انرژی آزاد شده در هر زمین لرزه ممکن است به عنوان یک دامنه میدان تعریف شده در یک نقطه فضا-زمان گسسته در نظر گرفته شود. با این حال، بر خلاف نظریه الکترومغناطیسی، دامنه و مکان هردو بصورت ذاتی احتمالی هستند .از آنجایی که ممکن است توزیع گسل از نظر هندسی خود متشابه باشد و همچنین وجود چشم‌اندازی پیچیده برای توزیع

تنش، توجه فیزیکدانان نسبت به بررسی زمین لرزه از دیدگاه علم سامانه‌های پیچیده جلب شده است. ما برای بررسی ویژگی‌های شبکه پیچیده زلزله، ابتدا سطح زمین را به سلول‌های لوزی شکل با مساحت‌های مساوی تقسیم می‌کنیم. سپس با بکارگیری گراف پدیداری و یافتن اتصالات زمین لرزه‌ها را در الگوی شبکه پیشنهادی، هر سلول را به عنوان یک گره در شبکه در نظر گرفته و همه پیوندهای دو گره را با یک راس جایگزین می‌کنیم.

داده ها و ساخت شبکه

در این پژوهش ما از۲۶۰۸۸ داده زلزله‌ای در سرتاسر زمین که از ۱ ژانویه ۱۹۷۶ تا ۳۱ دسامبر ۲۰۱۰ ثبت شده‌اند، استفاده می‌کنیم. کاتالوگ زلزله ما شامل عرض جغرافیایی، طول جغرافیایی، زمان وقوع و M_W (قدر لحظه) از ۲,۸ تا ۸,۹ متغیر است. دادها از بولتن‌های ISC[45]، NEIC[46] و مراکز داده HRVD[47] دریافت شده است.

در روش‌های مختلف ساخت شبکه، شبکه‌های پیچیده متفاوتی را از دیدگاه‌های مختلف تولید کرده و الگوهای مختلفی را در کاتالوگ‌های زلزله به نمایش می‌گذارند .یک روش ساخت و ساز پیچیده‌تر می‌تواند الگوهای لرزه‌خیزی بیشتری را بگذارد. برای توسعه یک شبکه پیچیده، اولین گام، تعریف رئوس و یال‌ها است. محققان از دو روش کلی برای ساخت شبکه های زلزله استفاده کرده‌اند. آبه و سوزوکی [۲] که اولین روش ساخت شبکه زلزله را پیشنهاد کردند، حجم سه بعدی منطقه مورد نظر را به سلول‌های کوچک مکعبی با مساحت مساوی تقسیم نمودند. در روش آن‌ها، یک سلول به عنوان یک گره در نظر گرفته شد که حداقل یک زلزله در آن قرار روی داده بود و یک یال دو گره را که دو زلزله متوالی در آن‌ها رخ می‌داد را به هم متصل می‌کرد. در روش دوم، یک رویداد خود یک گره در نظر گرفته شده است و یال ها با استفاده از همبستگی بین رویدادها تعریف شده اند [۳]، [٤]، [٥].

ما ابتدا سطح کره زمین را به تعدادی سلول لوزی شکل هم مساحت تقسیم کردیم. پیاده‌سازی شبکه با وضوح‌های متفاوت ایجاد می‌شود. آنگاه یک زیر مجموعه تودرتوی $n \times n$ مربعی در درون هر سلول به دست می‌آید. وضوح شبکه توسط پارامتر N_{side} و همچنین تعداد سلول‌های هر کره با وضوح متفاوت از رابطه $N_{pix} = 12N_{side}^2$ بدست می‌آید.

در شبکه ساخته شده در این مقاله، ابتدا هر سلول به عنوان یک گره در نظر گرفته می‌شود، داخل هر سلول امکان وجود چندین زلزله است و این امکان که این زلزله‌ها در داخل سلول نیز ارتباط داشته باشند وجود دارد. تمامی اتصالات داخل هر سلول را صفر و تمامی یال‌های بین سلول‌های مختلف را با یک یال جایگزین می‌کنیم. حال برای ساختن رفتار گرافی شبکه ، ماتریس مجاورتی ساختیم که اگر دو سلول با یکدیگر ارتباط داشته باشند، درایه مربوطه ارزش یک و در صورت نداشتن ارتباط درایه مقدار صفر می‌شود. در مرحله بعد پس از ساختن ماتریس مجاورت، ویژگی‌های شبکه را بررسی می‌کنیم.

ویژگی‌های شبکه

درجه یک گره برای شبکه‌های بدون جهت برابر تعداد یال‌های متصل به آن گره هست. با داشتن ماتریس مجاورت درجه هر گره را می‌توان از طریق معادله ۱ محاسبه کرد که برابر مجموع درایه‌های روی سطر یا ستون آن گره است،

[45] http://www.isc.ac.uk/iscbulletin/search/catalogue/

[46] https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/

[47] https://www.globalcmt.org/CMTsearch.html

$$K_i = \sum_{j=1}^{N} A_{ij} = \sum_{j=1}^{N} A_{ji} \quad (۱)$$

پارامتر ضریب خوشه‌بندی بیانگر میزان ارتباطات همسایگان یک گره است و مقداری بین صفر و یک دارد که اگر مقدار این پارامتر برابر صفر باشد یعنی بین همسایگان آن گره ارتباطی وجود نداشته و یا به عبارتی یالی وجود ندارد و اگر مقدار یک را بگیرد یعنی تمام همسایگان آن گره با همدیگر در ارتباط هستند. ضریب خوشه‌بندی یک گره با استفاده از رابطه (۲) محاسبه می‌شود،

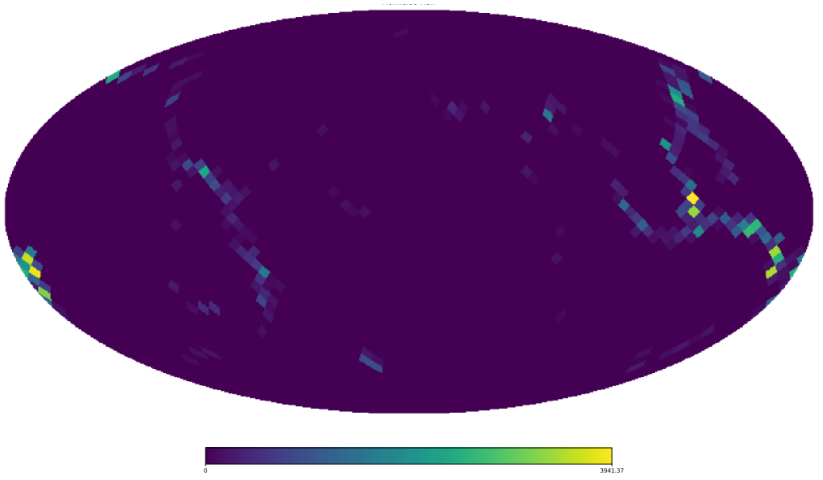
$$C_i = \frac{2L_i}{k_i(k_i-1)} \quad (۲)$$

که L_i تعداد یال های بین همسایگان گره i و k_i درجه گره i را نشان می‌دهد.

شناسایی مناطق فعال

در یک شبکه پیچیده، اتصال بین گره‌ها معمولاً به طور یکنواخت در یک شبکه رخ نمی‌دهد. توزیع ناهمگون اتصال در یک شبکه می‌تواند نشان‌دهنده اثربخشی گره‌هایی با بیشترین اتصال بر روی سایر گره‌های شبکه باشد. با این حال، همیشه داشتن درجه بالایی از یک گره، معیار خوبی برای شناسایی مناطق فعال و گره‌های قدرتمند در یک شبکه نیست. رویکردی مانند اندازه‌گیری مرکزیت گره‌ها در شبکه به همراه درجه گره‌ها می‌تواند معیار خوبی در شناسایی مناطق فعال باشد.

دراین مطالعه با در نظر گرفتن معیارهای چون درجه گره‌ها و مرکزیت گره‌ها ، مناطق فعال را شناسایی کردیم. بنابر شکل ۱ می‌توان نتایج قابل توجهی بدست آورد. ابتدا همانطور که میبینیم با توجه به تعداد مناطق فعال شناسایی شده میتوان ادعا کرد که نیم کره شمالی فعالیت بیشتری نسبت به نیمکره جنوبی دارد. نقطه زرد رنگ نمیکره راست که به عنوان فعال‌ترین منطقه شناسایی شد، مربوط به فیلیپین بود. فرریا و همکاران در سال ۲۰۲۰ با درنظر گرفتن تعداد اتصالات بیشتر همین منطقه را بعنوان نقطه‌ای فعال شناسایی کردند [٦]، که این موضوع خود دلیل محکمی برای اثبات حقانیت روش بکار رفته ما در شناسایی مناطق فعال زلزله‌ای است. همچنین در شکل ۱، با ردیابی مناطق فعال روشن تر به راحتی حلقه آتش قابل مشاهده است، این حلقه که به شکل یک نعل اسب است شامل مناطقی ست که در آن تعدادی از زمین‌لرزه‌ها و فوران‌های آتشفشانی در حوضه اقیانوس آرام رخ می‌دهد و در حدود ۹۰ درصد از زمین‌لرزه‌های دنیا در امتداد همین حلقه به وقوع می‌پیوندد [۷].



شکل۱ : تصویر کره مولواید با وضوح $N_{side} = 16$ و ۳۰۷۲ سول ها، نقاطی که از رنگ زمینه روشن تر هستند، به عنوان نقاط فعال شناسایی شدند.

نتیجه گیری

شبکه ساخته شده به طور خاص اطلاعات دینامیکی لرزه‌خیزی را در سطح زمین نشان می‌دهد. با رویکرد جدید تقسیم بندی استفاده شده در ساختار شبکه برای کل سطح زمین، دیدیم که مناطق فعال موثر در رخداد زلزله‌ها در نیمکره شمالی ظاهر می‌شوند. با شناسایی مناطق فعال در شبکه زلزله می‌بینیم که علاوه بر عدم تقارن در عرض‌های جغرافیایی مختلف نیمکره‌های شمالی و جنوبی، منطقه‌ای چون حلقه آتش و نیم‌دایره‌ای که از صفحات زمینی فعال و آتشفشان‌های خروشان در کناره اقیانوس آرام برخوردار است، همان سلول‌هایی هستند که بر روی کره مولواید به رنگ‌های روشن‌تر به نمایش درآمده‌اند (شکل۱).

مرجع‌ها

[1] Oppenheimer, Clive. *Eruptions that shook the world*. Cambridge University Press, 2011.
[2] Abe, Sumiyoshi, and Norikazu Suzuki. "Universal clustering structure and C≈ 0.85 scaling in complex earthquake networks." *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 421 (2015): 343-346.
[3] He, Xuan, Hai Zhao, Wei Cai, Zheng Liu, and Shuai-Zong Si. "Earthquake networks based on space–time influence domain." *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 407 (2014): 175-184.
[4] Pastén, Denisse, Zbigniew Czechowski, and Benjamín Toledo. "Time series analysis in earthquake complex networks." *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science* 28, no. 8 (2018): 083128.
[5] Rezaei, Soghra, Amir Hossein Darooneh, Nastaran Lotfi, and Nazila Asaadi. "The earthquakes network: Retrieving the empirical seismological laws." *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 471 (2017): 80-87.
[6] Ferreira, Douglas SR, Jennifer Ribeiro, Paulo SL Oliveira, André R. Pimenta, Renato P. Freitas, and Andrés RR Papa. "Long-range correlation studies in deep earthquakes global series." *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 560 (2020): 125146.
[7] Baker, M. C. W., and P. W. Francis. "Upper Cenozoic volcanism in the Central Andes—ages and volumes." *Earth and Planetary Science Letters* 41, no. 2 (1978): 175-187.

گراواستارهای سه بعدی در رنگین کمان گرانشی

حسنیه برزگر[۱]، غلامحسین بردبار[۲]، ، بهزاد اسلام پناه[۳]، محسن بیگدلی[۱]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان

[۲] بخش فیزیک و رصدخانه ابوریحان بیرونی، دانشگاه شیراز

[۳] گروه فیزیک، دانشگاه مازندران

چکیده

در این مقاله، گراواستارهای سه بعدی را در رنگین کمان گرانشی بررسی می کنیم و ضرایب متریک را در سه ناحیه درونی، بیرونی و میانی بدست می آوریم. پارامترهای فیزیکی گراواستارها مانند طول ویژه، انرژی، آنتروپی را محاسبه می کنیم. نتایج حاصل بیانگر آن است که پارامترهای فیزیکی به طور قابل توجهی به توابع رنگین کمان بستگی دارند.

The three-dimensional gravastars in gravity's rainbow

H. Barzegar[1], G. H. Bordbar[2], B. Eslam Panah[3], M. Bigdeli[1]

[1] Physics Department, College of Sciences, Zanjan University

[2] Physics Department and Biruni Observatory, Shiraz University

[3] Department of Theoretical Physics, University of Mazandaran

Abstract

In this work, we study the three-dimensional gravitational vacuum stars (gravastars) in the context of gravity's rainbow theory. We compute the physical features of gravastars, such as the proper length, energy and entropy. Our results show that the physical parameters depend significantly on the rainbow functions.

مقدمه

مطالعه تکامل ستارگان و تحول آنها موضوعی بوده که از مدت‌ها قبل همیشه مورد توجه دانشمندان و پژوهشگران قرارگرفته است. ستارگان بسته به جرم اولیه خود در نهایت به کوتوله سفید، ستاره نوترونی، ستاره کوارکی و یا سیاه‌چاله تبدیل می‌شوند که جهت مطالعه این اجسام، گرانش حاکم بر آنها بسیار با اهمیت می‌باشد. راه‌حل‌هایی که با تکیه بر معادلات میدان اینشتین بدست می‌آید دارای تکینگی است که به آن راه‌حل‌های سیاه‌چاله‌ای گفته می‌شود. به منظور رفع این تکینگی‌ها، گراواستار به عنوان جایگزینی برای سیاه‌چاله بدون داشتن تکینگی، اولین بار توسط مازور (Mazur) و موتلا (Mottola) معرفی گردید [۱،۲]. گراواستار از ۳ ناحیه تشکیل شده است: ناحیه داخلی با معادله حالت $p=-\rho$، ناحیه میانی (پوسته) با معادله حالت $p=\rho$ و ناحیه بیرونی با معادله حالت $p=\rho=0$ که در اینجا p معادل فشار و ρ معادل چگالی انرژی می‌باشد. به دلیل پیچیدگی‌های محاسباتی که امکان دارد در مسائل مربوط به فضای (۳+۱) بعدی و بالاتر به وجود آید، می‌توان با حفظ مفاهیم اصلی، مسائل مربوطه را در (۲+۱) بعد حل نمود و سپس نتایج آن را به ابعاد بالاتر تعمیم داد. همانطور که دانشمندان مسائل پیچیده گرانش کوانتومی را به همین ترتیب ساده‌سازی می‌نمایند. بنابراین برای یافتن جایگزینی برای سیاه‌چاله‌ی BTZ (سیاه‌چاله‌ای که از حل معادله اینشتین در سه بعد بدست می‌آید) لازم است که گراواستارها در سه بعد نیز بررسی گردد که در این راستا کارهای متنوعی برای گراواستارهای سه بعدی انجام شده است [۳،٤]. از سوی دیگر با توجه به ناتوانی نظریه‌ی نسبیت عام در توضیح انبساط شتابدار کیهان، عدم توجیه گراویتون‌های

جرمدار و غیره، فیزیکدانان به بررسی تصحیح‌های ممکن نظریه‌ی نسبیت عام پرداختند که آن‌ها را گرانش‌های تعمیم یافته می‌نامند [۵،۶].

یکی ازگرانش‌های تعمیم یافته نسبیت عام، رنگین کمان گرانشی است که اولین بارتوسط اسمولین (Smolin) و ماجایجو (Magueijo) مطرح شد. در این نظریه اثرات گرانشی علاوه بر ایجاد انحنا در فضازمان، تاثیرات متفاوتی که متناسب با طول موج‌های متفاوت است در ساختار فضازمان به وجود می‌آورند، دقیقا مشابه حالتی که باعث شکل‌گیری رنگین کمان می‌شود.

برای بررسی گراواستار سه بعدی در رنگین کمان گرانشی متریک فضازمان وابسته به انرژی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$ds^2 = \frac{f(r)}{\mathrm{L}^2(\varepsilon)}dt^2 - \frac{1}{\mathrm{H}^2(\varepsilon)}\left(\frac{dr^2}{\mathrm{g(r)}} + r^2 d\theta\right) \quad (۱)$$

در اینجا $\mathrm{L}(\varepsilon)$ و $\mathrm{H}(\varepsilon)$ توابع رنگین کمان و $f(r)$ و $g(r)$ توابعی از r هستند که باید تعیین شوند. از آنجا که ضرایب متریک به انرژی ذره آزمون بستگی دارد، بنابراین هندسه فضازمان نیز وابسته به انرژی خواهد بود. معادله میدان در حضور تانسور انرژی-تکانه عبارت است از:

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}Rg_{\alpha\beta} + \Lambda(\varepsilon)g_{\alpha\beta} = -8\pi T_{\alpha\beta} \quad (۲)$$

با استفاده از متریک (۱) و معادله‌ی (۲) و تانسور انرژی تکانه ($T_{\alpha\beta} = (\rho + p)u_\alpha u_\beta - pg_{\alpha\beta}$) عناصر غیر صفر تانسور اینشتین عبارتند از:

$$\frac{\mathrm{H}^2(\varepsilon)\mathrm{g}'(\mathrm{r})}{2r} = 8\pi\rho(r) + \Lambda(\varepsilon) \quad (۳)$$

$$\frac{\mathrm{H}^2(\varepsilon)\mathrm{g(r)f}'(\mathrm{r})}{2\mathrm{rf(r)}} = -8\pi\mathrm{p(r)} + \Lambda(\varepsilon) \quad (۴)$$

$$-\frac{\mathrm{H}^2(\varepsilon)\mathrm{g(r)f}'^2(\mathrm{r})}{4f^2(r)} + \frac{\mathrm{H}^2(\varepsilon)\mathrm{g}'(\mathrm{r})\mathrm{f}'(\mathrm{r})}{4f(r)} + \frac{\mathrm{H}^2(\varepsilon)g(\mathrm{r})f''(r)}{2f(r)} = -8\pi p(r) + \Lambda(\varepsilon) \quad (۵)$$

در روابط بالا، پرایم و پرایم دوگانه نشان دهنده مشتق نسبت به r می‌باشد. شایان ذکر است با در نظر گرفتن $H(\varepsilon) = 1$ معادلات بالا به معادلات بدست آمده از گرانش اینشتین در سه بعد تبدیل می‌شوند. حال با استفاده از معادلات (۵)-(۳) معادله TOV به صورت زیر بدست می‌آید:

$$p' + (p + \rho)\frac{f'}{2f} = 0 \quad (۶)$$

گراواستار در رنگین کمان گرانشی

ناحیه درونی گراواستار

ناحیه درونی گراواستار ($0 < r < r_1 = D$) از معادله حالت $p = -\rho$ پیروی می‌کند که نشان‌دهنده یک فشار دافعه می‌باشد. با توجه به معادله (۶)، می‌توان چگالی انرژی را عددی ثابت و به صورت $\rho_v = \frac{H_0}{2\pi}$ تعریف کرد که H_0 معرف ثابت هابل است [۱]. به عبارتی دیگر برای فشار خواهیم داشت $p = -\rho_v$. حال با استفاده از معادلات (۳) و (۴) می‌توان توابع $f(r)$ و $g(r)$ را به شکل ز یر بدست آورد:

$$f(r) = g(r) = A + \frac{(\Lambda(\varepsilon) + 4{H_0}^2)r^2}{\mathrm{H}^2(\varepsilon)} \quad (۷)$$

که A ثابت انتگرال می‌باشد. رابطه (۷) بیانگر آن است که ناحیه داخلی گراواستار عاری از تکینگی است.

ناحیه بیرونی گراواستار

ناحیه بیرونی گراواستار ($r_2 < r$) از معادله حالت $p = \rho = 0$ پیروی می‌کند که مطابق با راه‌حل مربوط به سیاه‌چاله BTZ در رنگین کمان گرانشی است که به صورت زیر نوشته می‌شود[۷]:

$$f(r) = g(r) = -m_0 - \frac{\Lambda(\varepsilon) r^2}{H^2(\varepsilon)} \quad (۸)$$

پارامتر m_0 یک ثابت انتگرال است که وابسته به جرم کل سیاه‌چاله می‌باشد.

ناحیه میانی گراواستار

ناحیه میانی $(r_1 < r < r_2)$ در واقع یک پوسته بسیار نازک که شامل سیال فوق نسبیتی است که از معادله حالت $p = \rho$ تبعیت می‌کند. این معادله حالت قبلاً توسط نویسندگان مختلف استفاده شده است و به عنوان یک سیال سخت شناخته می‌شود. حل معادلات میدان در این ناحیه‌ی غیر خلاء ساده نیست، با این حال می‌توانیم یک راه‌حل تحلیلی در چارچوب پوسته بسیار نازک، $(0 < g(r) = h << 1)$ بدست آوریم. بنابراین، با در نظر گرفتن این حد، معادلات میدان را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$h' = \frac{4r\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)} \quad (۹)$$

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{f'}{f}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{g'}{g}\right)\left(\frac{f'}{f}\right) + \frac{f''}{f} = \frac{f'}{rf} \quad (۱۰)$$

با استفاده از معادلات بالا می‌توان $f(r)$ و $g(r)$ را به ترتیب زیر بدست آورد:

$$f(r) = (C_1 + C_2 \frac{H^2(\varepsilon)}{4\Lambda(\varepsilon)} \sqrt{B + \frac{2r^2\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)}})^2 \quad (۱۱)$$

$$h = g(r) = B + 2\frac{\Lambda(\varepsilon) r^2}{H^2(\varepsilon)} \quad (۱۲)$$

در اینجا B، C_1 و C_2 ثابت‌های انتگرال هستند. حال با استفاده از معادلات (۶) ، (۱۱) و معادله حالت $p = \rho$ می‌توان فشار و چگالی را به صورت زیر بدست آورد:

$$p = \rho = p_0 (C_1 + C_2 \frac{H^2(\varepsilon)}{4\Lambda(\varepsilon)} \sqrt{B + \frac{2r^2\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)}})^{-2} \quad (۱۳)$$

که p_0 ثابت انتگرال می‌باشد.

پارامترهای فیزیکی

طول ویژه: توجه داریم که شعاع درونی پوسته $r_1 = D$ و شعاع خارجی پوسته برابر است با $r_2 = D + \delta$، که δ ضخامت پوسته و بسیار نازک است $(\delta \ll 1)$. طول ویژه پوسته با رابطه $l = \int_D^{D+\delta} \sqrt{\frac{dr}{g(r)}}$ توصیف می‌شود [۱]. طول ویژه در رنگین کمان گرانشی را به صورت $l = \int_D^{D+\delta} \sqrt{\frac{dr}{H^2(\varepsilon) g(r)}}$ تعریف می‌کنیم. بنابراین برای طول ویژه در رنگین کمان گرانشی خواهیم داشت:

$$l \approx \frac{\delta}{H(\varepsilon)} \sqrt{\frac{1}{B + \frac{2D^2\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)}}} \quad (۱۴)$$

انرژی: فرض بر این است که ناحیه درونی گراواستار دارای انرژی تاریک است که نیروی دافعه از درون آن ناشی می‌شود. انرژی در ناحیه میانی گراواستار به صورت $E = \int_D^{D+\delta} 2\pi r\rho\, dr$ تعریف می‌شود [۱]. بنابراین برای انرژی پوسته در رنگین کمان گرانشی داریم:

$$E = \frac{1}{H^2(\varepsilon)}\int_D^{D+\delta} 2\pi r\rho\, dr \approx \frac{2\pi p_0 \delta D}{H^2(\varepsilon)\left(C_1+C_2\frac{H^2(\varepsilon)}{4\Lambda(\varepsilon)}\sqrt{B+\frac{2D^2\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)}}\right)^2} \qquad (۱۵)$$

آنتروپی: مازور و موتولا نشان دادند که آنتروپی در ناحیه درونی گراواستار صفر است [۱، ۲]، ولی آنتروپی درون پوسته نازک در رنگین کمان گرانشی را می‌توان به صورت زیر بیان نمود:

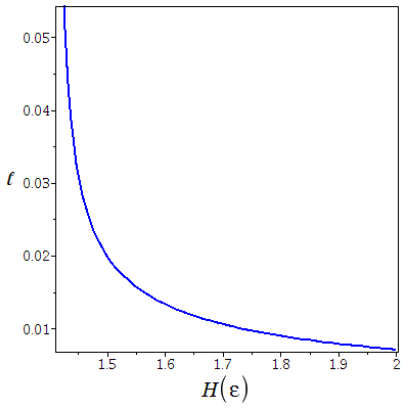
$$S = 2\pi\int_D^{D+\delta}\sqrt{\frac{1}{H^2(\varepsilon)g(r)}}\, s(r) r\, dr \qquad (۱۶)$$

$$s(r) = \frac{\alpha^2 K_B^2 T(r)}{4\pi\hbar} = \frac{\alpha K_B}{\hbar}\sqrt{\frac{P(r)}{2\pi}} \qquad (۱۷)$$

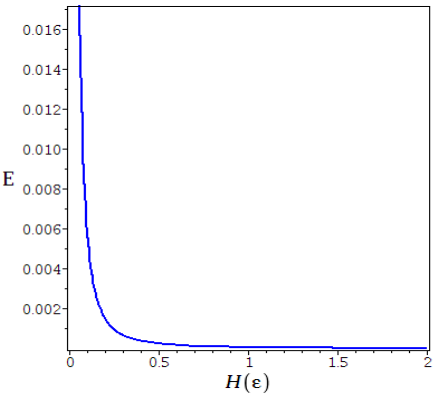
در معادله بالا K_B ثابت بولتزمن، $\hbar$ ثابت پلانک و α یک ثابت بدون بعد است. بنابراین برای آنتروپی درون پوسته گراواستار داریم:

$$S \approx \frac{D\delta\alpha K_B\sqrt{2\pi p_0}}{\hbar H(\varepsilon)\sqrt{B+\frac{2D^2\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)}}\left(C_1+C_2\frac{H^2(\varepsilon)}{4\Lambda(\varepsilon)}\sqrt{B+\frac{2D^2\Lambda(\varepsilon)}{H^2(\varepsilon)}}\right)} \qquad (۱۸)$$

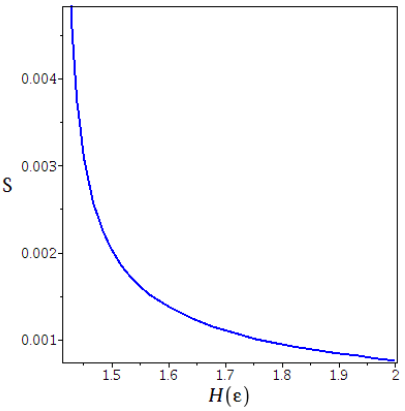
با توجه به روابط (۱۴)، (۱۵)، (۱۸) می‌توان گفت که پارامترهای فیزیکی نظیر طول ویژه، انرژی و آنتروپی درون پوسته گراواستار در رنگین کمان گرانشی متناسب با ضخامت پوسته (δ) هستند، همچنین این پارامترها به تابع رنگین کمان نیز $H(\varepsilon)$ بستگی دارند. در شکل‌های ۱ تا ۳ پارامترهای طول ویژه، انرژی و آنتروپی در پوسته گراواستار نسبت به تابع رنگین کمان $H(\varepsilon)$ ترسیم شده است. مشاهده می‌گردد که با افزایش $H(\varepsilon)$، پارامترهای فیزیکی هم کاهش می‌یابند.



شکل(۱): طول ویژه l نسبت به $H(\varepsilon)$.



شکل(۲): انرژی E نسبت به $H(\varepsilon)$.



شکل(۳): آنتروپی S نسبت به $H(\varepsilon)$.

نتیجه گیری

گراواستارها به عنوان جایگزینی برای سیاهچاله‌ها از ۳ ناحیه تشکیل شده است: ناحیه درونی، میانی و بیرونی. در این مقاله برای هر کدام از نواحی گراواستارهای سه بعدی، ضرایب متریک را در رنگین کمان گرانشی استخراج کردیم. ضرایب بدست آمده در ناحیه درونی گراواستار بیانگر آن است که گراواستارها عاری از تکینگی هستند. همچنین پارامترهای فیزیکی نظیر طول ویژه، انرژی

و آنتروپی درون پوسته گراواستار را در رنگین کمان گرانشی محاسبه کردیم. این پارامترها علاوه بر اینکه متناسب با ضخامت پوسته (δ) هستند، به تابع رنگین کمان $H(\varepsilon)$ نیز بستگی دارند که با افزایش $H(\varepsilon)$، این پارامترها هم کاهش می‌یابند.

مرجع‌ها

[1] P. Mazur, and E. Mottola, arXiv:gr-qc/0109035, 2001.
[2] P. Mazur, and E. Mottola, Proc. Natl. Acad. Sci. 101 (2004) 9545.
[3] M. Banados, C. Teitelboim, and J. Zanelli, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1849.
[4] A. A. Usmani, et al., Phys. Lett. B 701 (2011) 388.
[5] F. Rahaman, S. Ray, A. A. Usmani, and S. Islam, Phys. Lett. B 707 (2012) 1.
[6] M. F. Shamir, and M. Ahmad, Phys. Rev. D 97 (2018) 104031.
[7] B. Mu, J. Tao, and P. Wang, Phys. Lett. B 800 (2020) 135098.

محاسبه ساختار ستاره کوارکی در گرانش گوس بونه

غلامحسین بردبار، یاسمین کوثری

بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

چکیده

در این مقاله، با حل معادله تعادل هیدروستاتیک نسبیت عام در گرانش تعمیم یافته گوس بونه، با به کارگیری معادله حالت ماده کوارکی به بررسی خصوصیات ساختاری ستاره کوارکی از جمله جرم و شعاع می پردازیم. برای این سیستم برخی از ویژگی ها نظیر بیشینه جرم و شعاع متناظر آن را محاسبه می نماییم. هم چنین به مقایسه نتایج خود با گرانش انیشتین و نیز نتایج حاصل از مشاهدات رصدی می پردازیم. در انتها نشان می دهیم که نتایج به دست آمده از گرانش گوس بونه با نتایج رصدی برای ستاره کوارکی توافق نسبتا مناسبی دارد.

Calculation of quark star structure in Gauss Bonnet gravity

G. H. Bordbar, Y. Kowsari

Physics Department, Shiraz University

Abstract

In this paper, by solving the hydrostatic equilibrium equation of general relativity in Gauss Bonnet generalized gravity and employing the equation of state of quark matter, we investigate the structural properties of the quark star, including the mass and radius. For this system, we calculate some properties such as maximum gravitational mass and corresponding radius. We also compare our results with those of Einstein gravity as well as the observational data. Finally, we show that the results of Gauss Bonnet gravity are nearly in agreement with the observational data.

مقدمه

طبق بررسی های انجام شده دانشمندان به این نتیجه رسیدند که در مرکز ستاره نوترونی بی نهایت چگال ممکن است نوترون ها آن چنان در هم فشرده شوند که ساختارشان در هم شکسته شود و ماده را به دریایی از کوارک های آزاد و الکترون تبدیل کنند [1] . در واقع می توان گفت تحت درجه حرارت و فشار بسیار شدید درون ستاره های نوترونی، نوترون ها به طور معمول توسط فشار انحطاطی از هم دور می شوند و مانع از سقوط گرانشی بیشتر می شوند . اما در درجه حرارت و فشار شدید تر (مخصوصا در هسته

ستارگان نوترونی) دیواره پروتون ها و نوترون ها از بین می رود و منجر به ایجاد یک فاز فوق العاده متراکم ماده کوارکی متشکل از کوارک ها می شود و در نتیجه نوترون ها به اجزای سازنده خود یعنی کوارک up و down تجزیه می شوند. ستاره های کوارکی از ستاره های نوترونی چگال تر و البته پایدارتر هستند و از مرکز تا سطحشان از ماده کوارکی تشکیل شده اند. برای محاسبه ساختار اجرام فشرده مانند ستاره کوارکی از معادلات تعادل هیدروستاتیک نسبیت عام استفاده می شود [1]. یکی از نظریه های معمول گرانش، گرانش انیشتین می باشد که قبلا با استفاده از آن ساختار ستاره کوارکی را مورد بررسی قرار داده ایم [2]. حال در این مقاله به بررسی معادله تعادل هیدروستاتیک در گرانش گوس بونه می پردازیم و سپس ساختار ستاره کوارکی را در گرانش مطرح شده مورد بررسی قرار می دهیم.

شکل کلی معادله تعادل هیدروستاتیک در گرانش گوس بونه :

برای (۱+4) بعد معادله تعادل هیدروستاتیک در گرانش گوس بونه به شکل زیر خواهد بود [3]:

$$\frac{dp}{dr}=\frac{3r\left(3r^2-\gamma-4\alpha r^2(\Lambda-p)\right)}{(3r^2-12\alpha-\gamma)\gamma}(\rho+p) \qquad (۱)$$

که در معادله بالا α ضریب گوس بونه ، ρ چگالی انرژی ، p نشان دهنده فشار و Λ ثابت کیهان شناسی می باشد. از طرفی γ به شکل زیر تعریف می شود:

$$\gamma=\sqrt{9r^4-12\alpha\left(\Lambda r^4+\frac{2M}{\pi^2}\right)} \qquad (۲)$$

با استفاده از معادله فوق می توان ساختار ستاره را با به کار گیری معادله حالت ماده تشکیل دهنده آن محاسبه نمود.

معادله حالت ستاره کوارکی :

معادله حالت ماده کوارکی در دمای صفر به درستی شناخته شده نیست، در نتیجه عدم قطعیت زیادی در آن وجود دارد. در این کار ما از معادله حالت با مدل MIT استفاده می کنیم که در آن انرژی واحد حجم برای ماده کوارکی شامل مجموع انرژی جنبشی کوارک های آزاد و ثابت کیسه است. این ثابت در واقع از نظر دینامیکی مانند فشار عمل می کند که ماده کوارکی را در چگالی و پتانسیل ثابت نگه می دارد [4]. در این جا ما ثابت کیسه را ۹۰ fm^3Mev/ و دما را صفر در نظر می گیریم، زیرا دمای ستاره در همان ابتدای تشکیل به چند کیلو الکترون ولت کاهش می یابد که این بسیار کمتر از دمای فرمی سیستم می باشد. با انجام محاسبات انرژی کل ماده کوارکی شامل سه کوارک d، s و u با چگالی های مساوی با چگالی باریونی که شامل جمع انرژی جنبشی سه نوع کوارک و نیز انرژی پتانسیل است، به صورت زیر خواهد بود [4]:

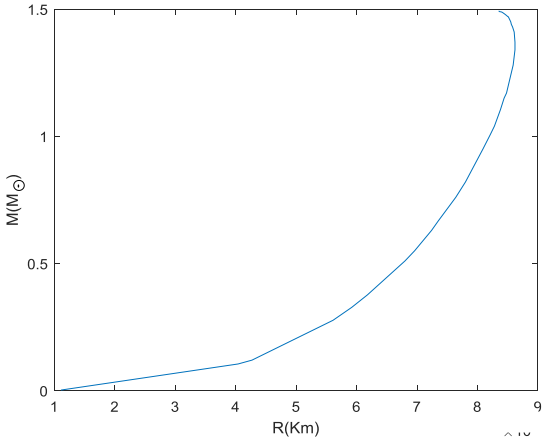
$$\varepsilon=\frac{3m^4c^5}{8\pi^2\hbar^3}\left[x\sqrt{x^2+1}\times(2x^2+1)-\sinh^{-1}x\right]+\frac{3c\hbar}{2\pi^2}(n\pi^2)^{\frac{4}{3}}+B \qquad (۳)$$

که در این جا مقدار m همان جرم کوارک s است که آن را برابر c^2Mev/ ۱۵۰ درنظر میگیریم. از روی چگالی انرژی می توان فشار و بالطبع معادله حالت را به صورت زیر محاسبه نمود:

$$p=\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}-\varepsilon \qquad (۴)$$

محاسبه ساختار ستاره کوارکی در گرانش گوس بونه :

با استفاده از معادلات فوق ساختار ستاره کوارکی را در گرانش گوس بونه محاسبه کرده ایم که نتایج را زیر آورده ایم. همان گونه که از نمودار زیر مشخص است، برای ستاره کوارکی با افزایش شعاع، جرم گرانشی افزایش می یابد و سر انجام به یک مقدار حدی رسیده و از آن به بعد شعاع شروع به کاهش می کند. این مقدار حدی همان بیشینه جرم گرانشی ستاره می باشد. طبق نمودار ۱ مشاهده می شود، بیشینه مقدار جرم برابر ۱/۴۹۳ برابر جرم خورشید و مقدار شعاع متناظر آن ۸/۳۵ کیلومتر است. در واقع در صورتی که مقدار جرم گرانشی از میزان گفته شده بیشتر شود، منجر به رمبش ستاره می گردد. در جدول زیر نتایج به دست آمده برای بیشینه جرم ستاره کوارکی و شعاع متناظر آن در گرانش گوس بونه را با نتایج مربوط به محاسبات در گرانش اینشتین و نیز نتایج رصدی مقایسه کرده ایم.



شکل ۱ : نمودار جرم بر حسب شعاع

جدول ۱ : مقایسه نتایج به دست آمده برای بیشینه جرم گرانشی و شعاع متناظر

	M ($M_\odot$)	R (km)
گرانش گوس بونه	۱/۴۹	۸/۳۵
گرانش اینشتین	۱/۳۳	۷/۸۴
داده های رصدی	~۱/۴۴	~۸

طبق جدول فوق مشاهده می شود که هم خوانی نسبتا خوبی بین نتایج به دست آمده از گرانش گوس بونه و نتایج تجربی وجود دارد. در نتیجه می توان نتیجه گرفت که گرانش گوس بونه نتایج دقیق تری به ما ارائه می دهد.

مرجع ها :

[1] M. Camenzind, Compact Objects in Astrophysics (Springer Berlin, Heidelberg, 2007).
[2] J. Sedaghat, S. M. Zebarjad, G.H. Bordbar and B. Eslam Panah, Physics Letters B 829, 137032 (2022).
[3] D. Momeni and R. Myrzakulov, International Journal of Geometric Methods in Modern Physics 12, 1550014 (2015).
[4] F. Kayanikhoo, K. Naficy and G.H. Bordbar, European Physical Journal A 56, 2 (2020).

شبیه سازی تابش گرمایی و غیر گرمایی در عالم دور

معصومه قاسمی نودهی[۱]، فاطمه طباطبائی[۱،۲،۳]

[۱]پژوهشکده نجوم ،پژوهشگاه دانش های بنیادی، تهران

[۲]موسسه مکس پلانک برای نجوم، هایدلبرگ

[۳]موسسه تحقیقات اخترفیزیکی، جزایر قناری

چکیده

تحول تابش گرمایی و غیرگرمایی سینکترون از کهکشان های ستاره زا را با سرخ گرایی مطالعه کردیم. با استفاده از همبستگی ستاره سازی و تابش رادیویی و رابطه تحول ستاره زایی با سرخ گرایی، ابتدا رابطه ای تحولی برای پیوستار رادیویی به دست آورده و نقشه تابش گرمایی و غیر گرمایی را در سه کهکشان با جرم مختلف تعیین می کنیم. شبیه سازی ما برای داده های اس کی ای است. یافته های ما به این شرح است:شاخص طیف تابش سینکترون از الکترون های اشعه های کیهانی با سرخ گرایی تخت تر میشود. سهم تابش گرمایی از تابش پیوستار رادیویی افزایش می یابد یا یک قله ی کوچک در حدود سرخ گرایی ۱ نشان می دهد. نقشه های شبیه سازی شده ی ما بر فرض پیکربندی SKAI -M D BAND ۱&۲ می باشد.

Simulation of thermal and nonthermal emission in distant universe

Masoumeh Ghasemi Nodehi[1], Fatemeh Tabatabaei[1,2,3]

[1]*School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences, Tehran*

[2]*Max-Planck-Institut fur Astronomie, Department of Galaxies and Cosmology, Heidelberg*

[3]*Instituto de Astrofisica de Canarias, Astrophysics Research group, Tenerife*

Abstract

We study evolution of thermal and nonthermal synchrotron radiation from star-forming galaxies with redshift. Using calibration relations between star formation rate and radio emission and evolution relation of star formation rate with redshift, first, evolution relations for radio continuum is obtained and we determine thermal and nonthermal emission maps for three galaxies with different masses. Our simulation is for SKA data. Our results are as follows: synchrotron spectral index of cosmic ray electrons flatten with redshift. Thermal fraction of continuum emission increases and shows a small peak at redshift 1. Our simulated maps are for SKA-MID Band 1&2.

مقدمه

در سال های اخیر، علاقه زیادی به مطالعه تغییر آهنگ ستاره زایی کهکشان در تاریخ عالم وجود داشته است، چون تحول کهکشان ها به آن وابسته است. تغذیه و بازخورد یک مدل پیشنهادی برای توضیح ستاره زایی و خاموشی کهکشان ها است اگر چه طبیعت بازخورد مرتبط با محیط میان ستاره ای و نرخ گاز بازبرافزایشی از محیط میان کهکشانی به درستی شناخته شده نیست.

تابش پیوستار رادیویی در طول موج سانتی متر یک ردیاب ایده آل برای فرایندهای گرمایی و غیر گرمایی در محیط میان ستاره ای و محیط میان کهکشانی است که به درک بهتر این بازبرخورد کمک می کند.

تابش پیوستار رادیویی از ترکیب تابش گرمایی ترمزی و تابش غیر گرمایی سینکترون است. تابش گرمایی ردیاب گاز یونیزه است در حالیکه تابش غیر گرمایی ردیاب میدان مغناطیسی و الکترون های اشعه کیهانی است.

علی رغم اهمیت کار انتقال به سرخ های بالا، اکثر دانش ما از تحول کهکشان، از مطالعه کهکشان های نزدیک می آید. اس کی ای با حساسیت و وضوح بالا یک پنجره ی جدید برای مطالعه عالم دور برای ما باز می کند. اس کی ای یک تلسکوپ رادیویی تحولی خواهد بود که از هزاران گیرنده موج رادیویی یا آنتن ساخته شده و در یک منطقه با اندازه یک قاره به هم وصل می شوند. مساحت کلیه آنتن های اس کی ای در حدود یک کیلومتر مربع خواهد بود و اس کی ای را به بزرگترین و حساس ترین تلسکوپ رادیویی که تاکنون ساخته شده است تبدیل می کند. تلسکوپ در دو ناحیه استرالیا و آفریقا ساخته خواهد شد. تلسکوپ اس کی ای فرکانس ۵۰ مگاهرتز تا ۲۰ گیگاهرتز را پشتیبانی می کند.

گروه اس کی ای ٤ دسته ی مرجع را برای مطالعه ی نمونه ها و سوال های علمی تقسیم بندی کردند:

۱- ۳ بخش بندی بند فرکانسی ۱ و ۲ شامل بخش بندی خیلی عمیق، عمیق و پهن. فرکانس مشاهداتی مرجع ۱ گیگاهرتز است و می تواند شامل بند فرکانسی ۱و۲ می شود. حساسیت ۱ سیگما آر ام اس آن ۰,۰۵میکرو جانسکی بر بیم برای بخش بندی خیلی عمیق، ۰,۲میکرو جانسکی بر بیم برای بخش بندی عمیق و ۱ میکرو جانسکی بر بیم برای بخش بندی پهن می شود. وضوح آن ۰,۵ ثانیه قوسی است.

۲- ۲ بخش بندی بند ۵ شامل بخش بندی خیلی عمیق و عمیق. فرکانس مشاهداتی مرجع ۱۰ گیکاهرتز است و وضوح ۰,۱ ثانیه قوسی است. حساسیت ۱ سیگما آر ام اس آن ۰,۰٤ میکرو جانسکی بر بیم برای بخش بندی خیلی عمیق و ۰,۳ میکرو جانسکی بر بیم برای بخش بندی عمیق است.

۳- کاوش تمام آسمان باSKA-LOW. فرکانس مشاهداتی ۰,۱۲ گیگا هرتز و وضوح آن ۱۰ ثانیه قوسی برای بخش بندی خیلی عمیق ۰,۰٤ میکرو جانسکی بر بیم و برای بخش بندی عمیق ۰,۳ میکرو جانسکی بر بیم است.

٤- کاوش تمام آسمان در بند ۲. فرکانس مشاهداتی ۱,٤ گیگاهرتز و حساسیت ٤ میکرو جانسکی بر بیم است. دو وضوح ۰,۵> ثانیه قوسی و ۲ ثانیه قوسی وجود دارد.

در این مطالعه ما نقشه های رادیویی گرمایی و غیر گرمایی در سرخ گرایی صفر برای سه کهکشانM33, M51 و N6946 را داریم. این نقشه ها با روش تی آر تی – جدا سازی بر اساس ردیاب تابش گرمایی همچون تابشهای بازترکیبی هیدروژن -[۱] جدا سازی شده اند. به علاوه ما

آهنگ ستاره زایی را نیز داریم. با این نقشه ها و روابط می توانیم تکامل شکل گیری ستاره ها را به عنوان تابعی ازسرخ گرایی مطالعه کنیم. شبیه سازی ما برای داده های اس کی ای است.

روش اندازه گیری

مشاهدات مستقل نشان می دهد که تحول نرخ ستاره زایی با سرخ گرایی در کهکشان ها به جرم و سرخ گرایی بستگی دارد .در ابتدا نرخ ستاره زایی استفاده شده در این بحث را معرفی می کنیم و بعد شدت تابش گرمایی پیوستار $I_{th}(z)$و شدت تابش غیرگرمایی پیوستار $I_{nt}(z)$را بدست می آوریم .همچنین تحول سهم تابش گرمایی و شاخص طیف غیر گرمایی را با سرخ گرایی مطالعه می کنیم.

تحول نرخ ستاره زایی که در این مطالعه استفاده شده است به شرح زیر است[۲]:

$$log_{10}(SFR_{MS}[M_{\odot}yr^{-1}]) = m - m_0 + a_0 r - a_1[max(0, m - m_1 - a_2 r)]^2$$

که درآن $r \equiv \square\square\square_{10}(1+z)$ و $m \equiv \square\square\square_{10}(M_*/10^9 M_{\odot})$ می باشد. بقیه ی پارامتر ها به این شرح است: $m_0 = 0.5 \pm 0.07, a_0 = 1.5 \pm 0.15, a_1 = 0.3 \pm 0.08, m_1 = 0.36 \pm 0.3$ و $a_2 = 2.5 \pm 0.6$.

تحول تابش گرمایی و غیرگرمایی به شرح زیر است. تابش پیوستار رادیویی اغلب به صورت توانی با فرکانس ν، $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ که αشاخص طیف توانی نامیده می شود. به طور کلی از دو تابش مختلف غیر گرمایی (سینکترون) و گرمایی (آزاد- آزاد) ساخته می شود. تابش گرمایی و غیرگرمایی نیز توانی می باشد و شاخص طیف آنها α_{th} و α_{nt} نامیده می شوند، $I_{th} \propto \nu^{-\alpha_{th}}$ و $I_{nt} \propto \nu^{-\alpha_{nt}}$ در ادامه ما تصحیح k را در نظر می گیریم که شامل شدت، شاخص طیف و فاصله درخشندگی در سرخ گرایی z می باشد. ما از کالیبراسیون [۳] که رابطه ی نرخ ستاره زایی و درخشندگی گرمایی و غیرگرمایی رادیویی را نشان می دهد استفاده نمودیم. برای پیدا کردن تحول $I_\nu(z)$، تحول ΣSFR باید معلوم باشد. ما دو حالت را در نظر گرفتیم. حالت ۱: تحول ΣSFR شبیه $SFR(z)$ و حالت ۲: تحول ΣSFR هم با تحول کهکشان تغییر می کند و تابع شعاع مؤثر است، $\Sigma SFR \propto \frac{SFR}{r_e^2}$. تحول سایز کهکشان با $r_e \propto (1+z)^{-0.75}$ داده شده است. تمام این روابط با هم $I(z)$ را به ما می دهد، که برای حالت ۱

$$I(z) = I(0)\frac{SFR(z)}{SFR_0}\frac{D^2}{D_L^2}(1+z)^{1-\alpha}$$

و برای حالت ۲

$$I(z) = I(0)\frac{SFR(z)}{SFR_0}\frac{D^2}{D_L^2}(1+z)^{2.5-\alpha},$$

می باشد، که ۰) I) شدت گرمایی و غیرگرمایی و D، فاصله در z=۰ می باشد.

برای تابش گرمایی $\alpha = \alpha_{th}$ و برای تابش غیر گرمایی $\alpha = \alpha_{nt}$ می باشد. $\alpha_{th} = 0.1$ ولی شاخص طیف غیرگرمایی، α_{nt} به شاخص انرژی الکترون های اشعه ی کیهانی وابسته است، شاخص طیفی غیر گرمایی می تواند در اثر سرد شدن اشعه ی کیهانی و بر هم کنش آن با جرم و میدان مغناطیسی در محیط میان ستاره ای تغییر کند. برای کهکشان های KI NGFI SH رابطه ی زیر بدست آمده است[٤]:

$$\alpha_{nt}(z) = \alpha_0 - (0.41 \pm 0.05) log \frac{\Sigma SFR(z)}{\Sigma SFR_0},$$

که α_0 شاخص طیف در z=۰ است.

نتایج

ما شدت میانگین $S_{nt} <$ و $< S_{th}$ با سرخ گرایی را بدست آوردیم. در حالت ۱ ، هر دو تابش گرمایی و غیر گرمایی با سرخ گرایی کاهش می یابد در حالی که آنها تغییر قابل ملاحظه ای برای حالت ۲ ارائه نمی دهند.

سهم تابش گرمایی به صورت $f_{\rm th}(z) = I_{\rm th}(z)/I_{\rm obs}(z)$ با $I_{\rm obs}(z) = I_{\rm th}(z) + I_{\rm nt}(z)$ تعریف می شود.

ما تغییرات سهم تابش گرمایی با سرخ گرایی را نیز بررسی نمودیم . به طور کلی سهم تابش گرمایی در نواحی ستاره زا بیشتر از دیگر نواحی است. به طور خاص در حالت ۱ سهم تابش گرمایی افزایش می یابد. در z=۲، ۳۰٪-۴۰٪ بیشتر از z=۰.۱۵ است. یک تغییر ناچیز و یک قله کوچک حول z=۱ در حالت ۲ مشاهده شده است.

ما تحول شاخص طیف غیرگرمایی را نیز بررسی نمودیم. برای هر دو حالت طیف غیر گرمایی میانگین کهکشان ها ی ستاره زای نرمال با سرخ گرایی تخت تر می شود.

از آنجائیکه α_{nt} شاخص انرژی الکترون های اشعه کیهانی را نشان می دهد. این بیان می کند که اشعه های کیهانی در گذشته انرژی بیشتری داشتند.

سیگنال به نویز میانگین را، از پیوستار رادیویی کل تقسیم بر 1σ حساسیت برای بخش بندی خیلی عمیق بدست آوردیم.

برای شبیه سازی حالت۱، محیط میان ستاره ای میانگین می تواند برای کهکشان هایی مانند M51 و N6946 مشاهده گردد ولی برای کهکشانهای M33 برای بالاتر از z~۰.۵ نمی تواند مشاهده گردد. برای شبیه سازی حالت ۲ تمام سه کهکشان می تواند با بخش بندی خیلی عمیق مشاهده گردد. نتایج این مقاله در مرجع [۵] چاپ شده است.

خلاصه

ما تحول تابش گرمایی کهکشان های M33، M51 و N6946 را بررسی نمودیم.

هدف اصلی ما مطالعات زیر است: ۱- تحول سهم تابش گرمایی و شاخص طیف غیر گرمایی ۲- حساسیت مورد نیاز برای مشاهده ی محیط میان ستاره ای کهکشانهای ستاره زای نرمال در سرخ گرایی های بالا. ما دو حالت مختلف برای چگالی سطحی نرخ ستاره زایی در نظر گرفتیم.

یافته ی ما به این شرح است. طیف غیر گرمایی تخت تر شده و سهم تابش گرمایی با سرخ گرایی ۳۰٪-۴۰٪ افزایش یافته است.

معصومه قاسمی نودهی از پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانش های بنیادی و بنیاد ملی نخبگان تشکر می نماید.

مرجع ها

1- Tabatabaei F. S., et al., 2013, A&A, 557, 129

Tabatabaei F. S., et al.,2007,A&A,475,133
Tabatabaei F. S., et al., 2013, A&A, 552, 19

2- Schreiber C., et al., 2015, A&A, 575, A74

3- Murphy E. J., et al., 2011, ApJ, 737, 67

4- Tabatabaei F. S., et al., 2017, ApJ, 836, 185

5- MNRAS **515,** 1158–1174 (2022)

ستاره‌های انرژی تاریک در رنگین کمان گرانشی

غلامحسین بردبار[۱]، عالیه باقری تودشکی[۱]، بهزاد اسلام پناه[۲]

[۱] بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

[۲] گروه فیزیک دانشگاه مازندران

چکیده

در این پژوهش، ما با حل معادلات میدان در رنگین کمان گرانشی، معادله تولمن–اوپنهایمر–ولکوف (TOV) ناهمسانگرد را برای ستاره‌های انرژی تاریک به دست می‌آوریم. در مرحله بعد، به منظور مقایسه با نتایج گرانش اینشتین، از تابع جرمی تولمن–میتز–ویتمن برای تعیین کمیت‌های فیزیکی ستاره‌های انرژی تاریک استفاده می‌کنیم. سپس با فرض اینکه سطح ستاره یک ابرسطح است، چگالی انرژی و فشار سطحی را به دست می‌آوریم. کمیت‌های به دست آمده در رنگین کمان گرانشی، به حالت استاندار ستاره‌های انرژی تاریک نزدیکتر هستند. همچنین نتایج نشان می‌دهند که رنگین کمان گرانشی قادر است مدل را در نزدیکی منطقه انتقال فاز تغییر دهد.

The dark energy stars in gravity's rainbow

G. H. Bordbar[1], A. Bagheri Tudeshki [1], B. Eslam Panah[2]

[1]*Department of Physics, Shiraz University*

[2]*Department of Physics, University of Mazandaran*

Abstract

In this study, we derive the anisotropic Tolman–Oppenheimer–Volkov (TOV) equation for the dark energy stars by solving the field equations in gravity's rainbow. In the next step, to compare the results with Einstein's gravity, we use the Tolman-Matese-Whitman mass function to determine the physical quantities of the dark energy stars. Then assuming that the surface of the star is a hypersurface, we obtain the surface energy density and surface pressure. The quantities obtained in gravity's rainbow are closer to the standard state of the dark energy stars. Also, the results show that gravity's rainbow is able to change the model near the phase transition region.

مقدمه

وجود یک سیال کیهانی عجیب، معروف به انرژی تاریک با فشار منفی، انبساط شتابدار جهان را توصیف می‌کند و در ساختارهای دیگر از جمله اجرام فشرده، توجه ویژه‌ای را می‌طلبد. مفهوم ستاره انرژی تاریک اولین بار توسط چپلاین معرفی شد [۱]. تصویر جدیدی که برای جرم فشرده در این ایده ارائه شد اینگونه است که فضا-زمان داخلی جسم فشرده شبیه فضا-زمان معمولی است با این تفاوت که انرژی خلاء بسیار بزرگتر از انرژی خلاء کیهانی است. همچنین هیچ تکینگی در فضای داخلی و مرکز آن وجود ندارد. در واقع ستاره انرژی تاریک یک نظریه‌ی جایگزین سیاهچاله است که مرحله نهایی تکامل ستاره‌ای را توصیف می‌کند.

لازم به ذکر است که پایداری دینامیکی این ستاره اولین بار توسط لوبو [۲] انجام گرفت و سپس در مطالعات بعدی، ستاره‌های انرژی تاریک با چرخش کم [۳]، میدان فانتوم [٤] و همچنین در مدل‌های مختلف [٥ و ٦] ارائه شدند. به نظر می‌رسد که استفاده از گرانش اصلاح شده در هر مدل ستاره‌ای، راه حلی برای رفع مشکلات نظریه باشد. رفتارهای گرانشی و کوانتومی در لایه گذار فاز ستاره انرژی تاریک می‌تواند دلیل خوبی برای استفاده از گرانش اصلاح‌شده باشد. در مرجع [۷]، دوگانی در فضای تکانه پیشنهاد شد که برای چنین دوگانی، متریک فضا-زمان وابسته به انرژی است. این منجر به ایجاد وابستگی به انرژی مواردی از قبیل انحنا، افق و یک اصلاح ساده در معادلات اینشتین می‌شود که به رنگین کمان گرانشی معروف است. با در نظرگرفتن این گرانش، ستاره‌های نوترونی بررسی شدند و نتایج نشان داد که توابع رنگین کمان گرانشی نقش موثری بر روی ساختار اینگونه ستاره‌ها دارد که از جمله می‌توان به وجود ستاره‌های نوترونی با جرم بیش از سه برابر جرم خورشید اشاره کرد [۸ و ۹]. ما در اینجا با معرفی فضا-زمان وابسته به انرژی، خواص ستاره‌های انرژی تاریک را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

معادلات میدان و تعادل هیدروستاتیک ستاره انرژی تاریک ناهمسانگرد در رنگین کمان گرانشی

یک فضا-زمان کروی ایستای متقارن وابسته به انرژی ε توسط المان خطی زیر تعریف می شود [۷]

$$ds_{\pm}{}^2 = -\frac{e^{2\phi_{\pm}(r_{\pm})}}{l^2(\varepsilon)}dt^2 + \frac{e^{2\lambda_{\pm}(r_{\pm})}}{h^2(\varepsilon)}dr^2 + \frac{r_{\pm}{}^2}{h^2(\varepsilon)}\left(d\theta_{\pm}{}^2 + sin\theta_{\pm}{}^2 d\varphi_{\pm}{}^2\right) \quad (۱)$$

که در آن $l^2(\varepsilon)$ و $h^2(\varepsilon)$ توابع رنگین کمان وابسته به انرژی ε هستند و علامت مثبت و منفی به ترتیب نمایشگر فضا -زمان خارجی و داخلی ستاره می باشند. معادله حرکت در رنگین کمان گرانشی با وابستگی انرژی به صورت زیر بیان می‌شود

$$G_{\mu\nu}(\varepsilon) = \frac{8\pi G(\varepsilon)}{c^4(\varepsilon)}T_{\mu\nu}(\varepsilon) \quad (۲)$$

که $G(\varepsilon)$ ثابت جهانی گرانش، $c(\varepsilon)$ سرعت نور و $T_{\mu\nu}(\varepsilon)$ تانسور انرژی تکانه است که همگی وابسته به انرژی هستند. ما در اینجا $G(\varepsilon) = c(\varepsilon) = 1$ قرار می‌دهیم. همچنین فرض می‌کنیم ناحیه داخلی ستاره انرژی تاریک مملو از انرژی تاریک با معادله حالت $p_r = \omega\rho$ است که پارامتر انرژی تاریک در بازه $-1 < \omega < -1/3$، قرار دارد. p_r فشار در راستای شعاع و ρ چگالی

انرژی است. با توجه به معادله (۱) و تعریف تانسور انرژی تکانه برای یک شاره ناهمسانگرد [۲] می‌توان عناصر قطری غیر صفر تانسور انرژی تکانه را به صورت $T_v^\mu = diag(-\rho(r), p_r(r), p_t(r), p_t(r))$ نوشت. p_t فشار عرضی نامیده می‌شود و می‌تواند به دلایل مختلفی از قبیل گذار فاز، چگالش و وجود میدان‌های الکترومغناطیسی ایجاد شود [۱۰]. با توجه به معادلات میدان و پایستگی تانسور انرژی تکانه، معادله تولمن–اوپنهایمر–ولکوف اصلاح شده برای یک توزیع ناهمسانگرد در رنگین کمان گرانشی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{dp_r(r)}{dr} = -\frac{\left(4\pi r^3 p_r(r) + M_{eff}h^2(\varepsilon)\right)\left(p_r(r)+\rho(r)\right)}{r\left(r-2M_{eff}\right)h^2(\varepsilon)} + \frac{2}{r}\left(p_t(r)-p_r(r)\right) \quad (۳)$$

که در آن

$$M_{eff}(r,\varepsilon) = \int \frac{4\pi r^2 \rho(r)dr}{h^2(\varepsilon)} = m(r)/h^2(\varepsilon) \quad (۴)$$

جرم موثر نامیده می‌شود و $m(r)$ تابع جرمی است. همچنین می‌توان پروفایل گرانشی را در رنگین کمان گرانشی به شکل $g(r,\varepsilon) = \frac{(M_{eff}+r\omega M'_{eff})}{r(r-2M_{eff})}$ تعریف کرد که علامت پریم نشانگر مشتق نسبت به شعاع است.

اگر سطح ستاره، یک ابر سطح باشد، المان خطی در یک فضا–زمان سه بعدی مربوط به پوسته نازک سطحی Σ به شکل $ds^2{}_\Sigma = -d\tau^2 + \frac{a^2(\tau)}{h^2(\varepsilon)}(d\theta^2 + sin\theta^2 d\varphi^2)$ است که در آن τ زمان همراه و a شعاع اتصال نامیده می‌شوند. با استفاده از المان خطی پوسته، تانسور انحنای خارجی و تانسور انرژی- استرس سطحی $s^i_j = diag(-\sigma, P, P)$، می‌توانیم چگالی انرژی سطحی و فشار سطحی را در رنگین کمان گرانشی به دست آوریم که عبارتند از

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi a}\left(\sqrt{h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda_+(r)} + \dot{a}^2} - \sqrt{h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda_-(r)} + \dot{a}^2}\right) \quad (۵)$$

$$P = \frac{1}{8\pi a}\left[\frac{(1+\phi' a)\left(h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda(r)} + \dot{a}^2\right) + a\ddot{a} + \lambda' a\dot{a}^2}{\sqrt{h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda(r)} + \dot{a}^2}}\right]^+_- \quad (۶)$$

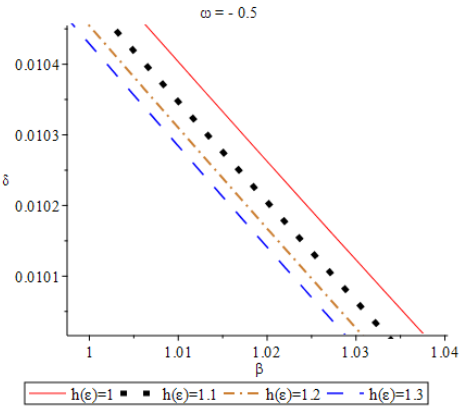
که علامت نقطه نماینده مشتق نسبت به زمان همراه است. در نهایت جرم کل ستاره با استفاده از جرم داخلی موثر و جرم پوسته m_s در شعاع اتصال ایستا a_0 به صورت زیر به دست می‌آید

$$M = M_{eff}(a_0) + m_s(a_0)\left(\sqrt{h^2(\varepsilon) - \frac{2M_{eff}(a_0)h^2(\varepsilon)}{a_0}} - \frac{m_s(a_0)h^2(\varepsilon)}{2a_0}\right) \quad (۷)$$

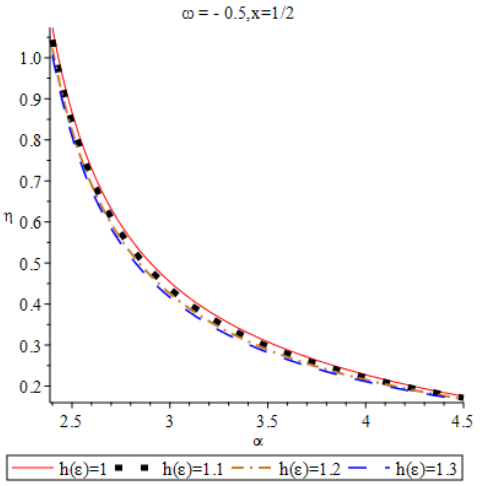
به منظور حل معادلات میدان و به دست آوردن کمیات بالا، از تابع جرمی تولمن–میتز–ویتمن [۲] در رنگین کمان گرانشی $M_{eff}(r,\varepsilon) = \frac{b_0 r^3}{2(1+2b_0 r^2)h^2(\varepsilon)}$ استفاده می‌کنیم که b_0 یک ثابت مثبت است.

نتایج و بحث

با استفاده از روابط بخش قبلی، یکی از مهمترین ویژگی‌های ستاره‌های انرژی تاریک، یعنی فشار، بر حسب فاصله به ازای مقادیر مختلف ω در شکل (۱) رسم شده است. این فشار منفی که خاصیت انرژی تاریک است، مانع رمبش گرانشی ستاره می‌شود و از به وجود آمدن تکینگی در مرکز جلوگیری می‌کند. هرچه پارامتر انرژی تاریک به محدوده فانتوم نزدیک‌ترمی‌شود، نیروی ناشی از این فشار از لحاظ اندازه بزرگتر می‌شود.

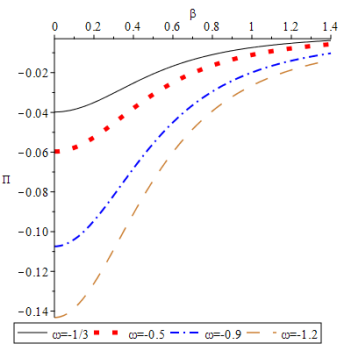


شکل۱: فشار شعاعی بی‌بعد شده $\Pi = \frac{p_r}{b_0}$ بر حسب پارامتر بی بعد $\beta = \sqrt{b_0}r$ برای مقادیر مختلف ω.

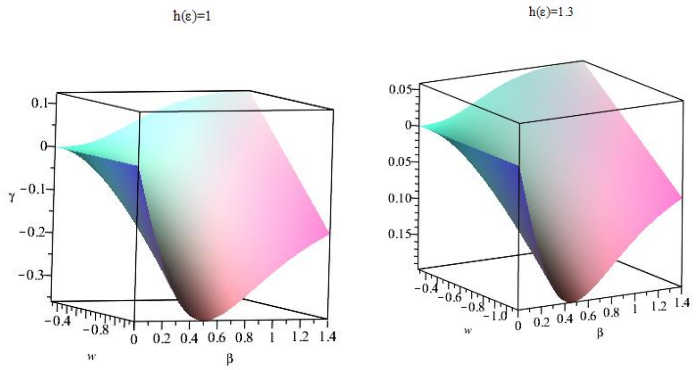


شکل۲: پروفایل گرانشی بی‌بعد شده $\gamma = \frac{g(r)}{b_0}$ بر حسب پارامتر بی‌بعد $\beta = \sqrt{b_0}r$ برای مقادیر مختلف h_ε.

در شکل(۲) پروفایل گرانشی بر حسب فاصله تا مرکز به ازای مقادیر $\boldsymbol{h_\varepsilon = 1}$ (گرانش اینشتین) و $\boldsymbol{h_\varepsilon = 1.3}$ (رنگین کمان گرانشی) رسم شده است. از آنجایی که پروفایل گرانشی منفی یکی دیگر از ویژگی‌های ستاره انرژی تاریک است، مشاهده می‌شود که در رنگین کمان گرانشی، ناحیه با مقادیر مثبت، کوچکتر از ناحیه مثبت در گرانش اینشتین است. از این رو مدل به حالت استاندارد خود نزدیکتر شده است. عامل موثر دیگر فاکتور ناهمسانگردی $\boldsymbol{\Delta = p_t - p_r}$ است که اگر مثبت باشد، باعث ایجاد نیروی به سمت خارج ستاره می‌شود. شکل(۳) پارامتر ناهمسانگردی را برای مقادیر مختلف تابع رنگین کمان نشان می‌دهد. همچنین پایداری دینامیکی پوسته نازک $\boldsymbol{\eta = \frac{\sigma'}{P_l'}}$ در بازه $\boldsymbol{0 < \eta < 1}$ را می‌توان در شکل (٤) مشاهده کرد. هرچقدر $\boldsymbol{h_\varepsilon}$ افزایش می‌یابد، نواحی ناپایدار به نواحی پایدار نزدیکتر می‌شود.



شکل۳: فاکتور ناهمسانگردی بی بعد شده $\boldsymbol{\delta = \frac{\Delta}{b_0}}$ بر حسب پارامتر بی بعد $\boldsymbol{\sqrt{b_0}r}$ = □ .



شکل٤: نواحی پایداری پوسته نازک بر حسب پارامتر $\boldsymbol{\alpha = \frac{u}{M}}$.

به طور کلی می‌توان نتیجه گرفت که در مدل ارائه شده از ستاره‌های انرژی تاریک، جواب‌ها مستقل از تابع رنگین کمان $\boldsymbol{l_\varepsilon}$ هستند و نقش اصلی را $\boldsymbol{h_\varepsilon}$ بازی می‌کند. با مقایسه بین گرانش اینشتین و رنگین کمان گرانشی، دیده می‌شود که نتایج در رنگین کمان گرانشی به فرم استاندار نظریه ستاره انرژی تاریک نزدیکتر است. همچنین پایداری پوسته نازک جایی که گذار فاز در نزدیکی آن اتفاق می‌افتد را با افزایش $\boldsymbol{h_\varepsilon}$، تضمین می‌کند. در اینجا لازم به ذکر است که در مرجع [۱۱] شرایط اتصال و همچنین شرایط انرژی را برای این مدل ارائه داده‌ایم که نشان می‌دهد به جز شرط انرژی قوی، سایر شرایط، ارضاء می‌شوند. نقض شرط انرژی قوی یکی دیگر از ویژگی‌های انرژی تاریک است که فضا–زمان داخلی ستاره را در بر دارد.

مراجع

[1] G. Chapline, Dark energy stars, *arXiv:astro -ph* /0503200.
[2] F. S. Lobo, *Class. Quantum Gravity* **23** (2006) 1525.
[3] G. Panotopoulos, and A. Rincón, I. Lopes, *Phys. Dark Universe* **34** (2021) 100885.
[4] M. F. A. Rangga Sakti, and A. Sulaksono, *Phys. Rev. D* **103** (2021) 084042.
[5] C. R. Ghezzii, *Astrophys. Space Sci*. **333** (2011) 437.
[6] P. Bhar, *Phys. Dark Universe* **34** (2021) 100879.
[7] J. Magueijo, and L. Smolin, *Class. Quantum Gravity* **21** (2004) 1725.
[8] S. H. Hendi, G. H. Bordbar, B. Eslam Panah, and S. Panahiyan, *JCAP* **09** (2016) 013.
[9] B. Eslam Panah, et al., *Astrophys. J.* **848** (2017) 24.
[10] G. H. Bordbar, and M. Karami, *Eur. Phys. J. C* **82** (2022) 74.
[11] A. B. Tudeshki, G. H. Bordbar, and B. Eslam Panah, *Phys. Lett. B* **835** (2022) 137523.

مشاهده امواج آلفون پیچشی با مطالعه داده های طیفی اسپیکول های خورشیدی

رقیه هرزند جدیدی[۱] ، علیرضا آهنگرزاده مارالانی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

[۲]گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

چکیده

رصد نوسانات عرضی دراسپیکول های خورشیدی هم از طریق داده های طیفی و هم داده های تصویری امکان پذیر است. در این مقاله، با استفاده از داده های طیفی اسپیکول ها می خواهیم نوسانات را در طیف اسپیکول های خورشیدی بررسی کنیم. استفاده همزمان از داده های تصویری و طیفی می تواند در رصد امواج آلفون پیچشی و تعیین ویژگی های آنها مفید باشد.

Observation of torsional Alfven waves by studying spectral data of solar spicules

R. Harzand Jadidi[1], A.R. Ahangarzadeh Maralani[2]

[1] *Theoretical physics and Astrophysics Department, Physics Faculty, University of Tabriz, Tabriz, Iran*

[2]*Department of physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.*

Abstract

It is possible to observe the transverse fluctuations in the solar spicules both through spectral data and image data. In this article, we want to investigate the fluctuations in the spectrum of solar spicules using the spectral data of spicules.The simultaneous use of image and spectral data can be useful in observing torsional Alfvenic waves and determining their characteristics.

مقدمه

"اسپیکولها" عوارض سیخکی شکل و چمن مانند در اتمسفر پایین خورشید هستند که در خطوط طیفی کرومسفری در لبه خورشید مشاهده شده‌اند. این عوارض در سال ۱۸۷۷ توسط "سچی" کشف شده و در سال ۱۹٤٥ توسط روبرتز به این اسم نام گذاری شدند. این عوارض باریک و کشیده، در تصاویر مرئی اتمسفر پایین خورشید قابل مشاهده‌اند و معمولا در خطوط طیفی $H\alpha$ و D_3 و نیز Ca II H (۳۹٦۸ آنگستروم) که خط‌های نشری قوی در کروموسفر هستند قابل آشکار سازی می‌باشند [۱].

مشاهدات فضایی Hinode منجر به ارائه این پیشنهاد شده است که باید دو نوع متفاوت اسپیکول وجود داشته باشد که آنها را اسپیکول های نوع۱ و نوع ۲ می‌نامیم و هر کدام دارای ویژگی‌های متفاوتی می‌باشند.

پریرا و همکاران در سال ۲۰۱۲ مدارک روشنی مبنی بر وجود دو نوع اسپیکول مشاهده کردند. اسپیکول‌های نوع ۱ حرکات و افت و خیزی نشان داده و دارای طول عمر معمول ۱۵۰ تا ٤۰۰ ثانیه بوده و دارای حداکثر سرعت صعودی ۱۵ تا ٤۰ کیلومتر بر ثانیه می‌باشند، در حالیکه اسپیکول‌های نوع دارای طول عمر کوتاه‌تر ۵۰ تا۱۵۰ ثانیه بوده و سرعت صعود ۳۰ تا ۱۱۰ کیلومتربر ثانیه داشته که سقوط آنها مشاهده نشده اما در قسمت‌های انتهایی طول خود محو می‌شوند. اسپیکول‌های نوع ۲ که رایج ترند، در خورشید آرام و حفره‌های تاجی دیده می‌شوند و اسپیکول‌های نوع۱ اکثرا در ناحیه‌های فعال دیده شده‌اند [۲].

افزایش دمای ناگهانی و سریع از فوتوسفر تا تاج خورشید (یک میلیون کلوین) یکی از مسائل حل نشده در زمینه فیزیک خورشید است. مشخص شده است که حرکات مکانیکی لایه‌های فوتوسفری به نحوی به اتمسفر بالای خورشید منتقل می‌شود و در آنجا با دادن انرژی به محیط سبب گرم شدن تاج می‌شود. امواج آلفون از نامزدهای اولیه‌ی مطرح شده در این مورد است که احتمالا می‌تواند انرژی لازم را از کروموسفر به تاج خورشید منتقل کند. برای اینکه چنین سازوکاری قابل توجه باشد لازم است که دو شرط زیر در مورد امواج آلفون برقرار باشد: اول اینکه امواج در خود شار انرژی کافی را داشته باشند و دوم اینکه بتوانند بطور موثری میرا شوند و انرژی خود را به محیط بدهند [۳].

نوسانات و جابجائی عرضی محور اسپیکول‌ها را می‌توان بواسطه وجود امواج عرضی در امتداد محور آنها تفسیر کرد. دو نوع ممکن موج که مسئول این نوسانات هستند عبارتند از الف: امواج مغناطو هیدرودینامیکی(کینک مدها و سوسیس مدها) و ب: امواج آلفون.

الف- وجه‌های کینک که در راستای لوله‌های شار مغناطیسی استوانه‌ای، یعنی جائی که سیخک‌ها در مجاورتشان شکل می‌گیرند منتشر می‌شوند و منجر به جابه جایی عرضی محور سیخک‌ها می‌شوند.

ب- امواج آلفون که همه‌ی محیط اطراف سیخک‌ها را پر کرده‌اند و منجر به نوسان خطوط میدان مغناطیسی می‌شوند. این نوسانات سیخک‌ها را مجبور می‌کنند تا جابه‌جایی تناوبی در عرض محورشان داشته باشند.

اگر اسپیکولها را بعنوان جریان‌های ماده که در راستای لوله‌های میدان مغناطیسی خارج می شوند مدلسازی کنیم می‌توانیم امواج عرضی کینک و سوسیسی را به عنوان عامل ایجاد نوسان دراسپیکول‌ها در نظر بگیریم. محققانی مانند زاکاراشویلی و ناکاریاکف و... از چنین دیدگاهی پیروی می‌کنند [٤]. از طرفی، اگر اسپیکولها موجبرهای پایداری برای انتشار امواج لوله ای نباشند، امواج آلفون سبب ایجاد نوسانات رصد شده خواهند بود.دی پونتیه و بعضی افراد دیگر این دیدگاه را قبول دارند [۵].

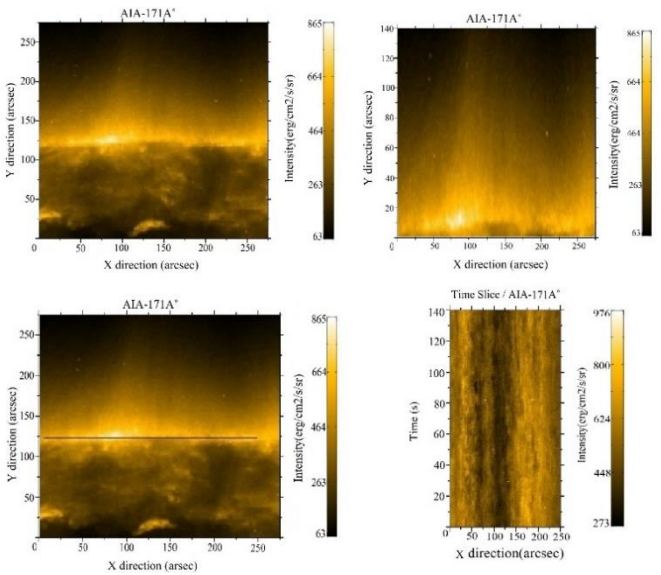
روش کار

در این پژوهش ما برای مشاهده‌ی جا به‌جایی عرضی و نوسان در سیخک‌ها، از داده‌های سری زمانی در طول موج کلسیم یونیده (Ca II H) که از تلسکوپ نوری خورشیدی سوار بر هینوده بدست آمده است استفاده کردیم و می خواهیم با بررسی نقشه شدت سه خط طیفی ۱۷۱ ، ۱۹۳ ، ۳۰٤ از تلسکوپ فضایی SDO و رسم نمودارهای برش زمانی برای نقشه شدت هر سه خط طیفی و نمودارهای سری زمانی نوسانات عرضی محور سیخک در طیف و تصویر را بررسی و مقایسه نموده و نوع نوسانات سیخک مورد مطالعه را به دست بیاوریم [٦].

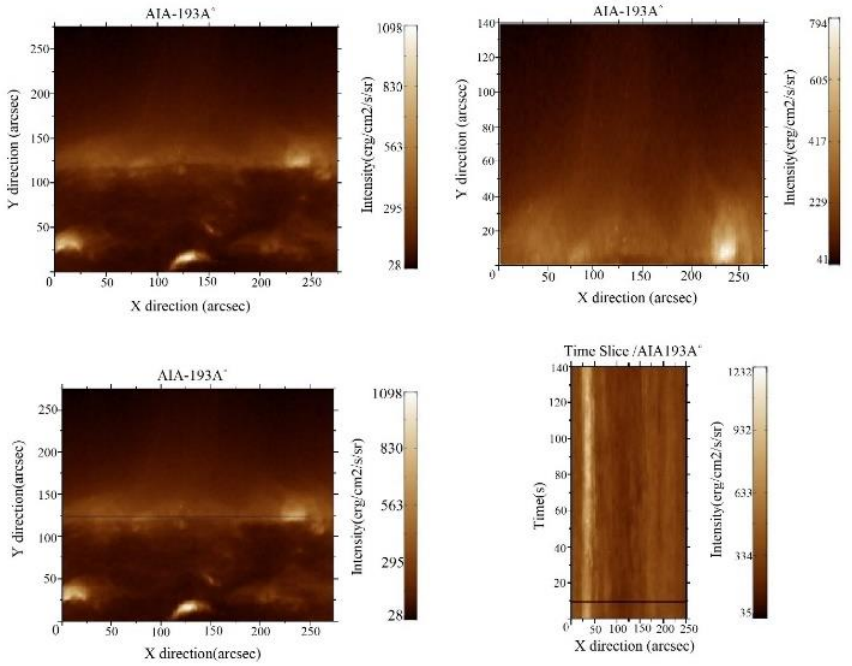
ما با استفاده از تصاویر AIA که توسط تلسکوپ فضایی SDO فراهم شده است به مطالعه ساختارهای فیزیکی داده مورد نظر در تاریخ ۱۵ می ۲۰۱۵ در جو خورشید و لبه‌ی آن پرداختیم. ابتدا نقشه های شدت منطقه مورد مطالعه را با استفاده از نرم افزار IDL بدست آوردیم سپس برروی منطقه کوچکتری از لبه‌ی خورشید متمرکز شدیم و در سه خط طیفی ۱۷۱، ۱۹۳، ۳۰٤ آنگستروم (از ۹ خط طیفی موجود) نقشه‌های شدت منطقه را بدست آوردیم. هر خط طیفی شامل ۷۱۵ نقشه شدت است که به فاصله ۱۲ ثانیه از هم تهیه شده اند.

برای بررسی نوسانات عرضی اسپیکول‌های منطقه شکاف عرضی را کمی از لبه خورشید در جایی که اسپیکول‌ها حضور دارند در نظر گرفتیم و نمودارهای برش زمانی شکاف را در هر سه خط طیفی به دست آوردیم. با دقت در نمودارهای برش زمانی می-توان نوسانات ساختارهای لبه خورشید را مشاهده کرد.

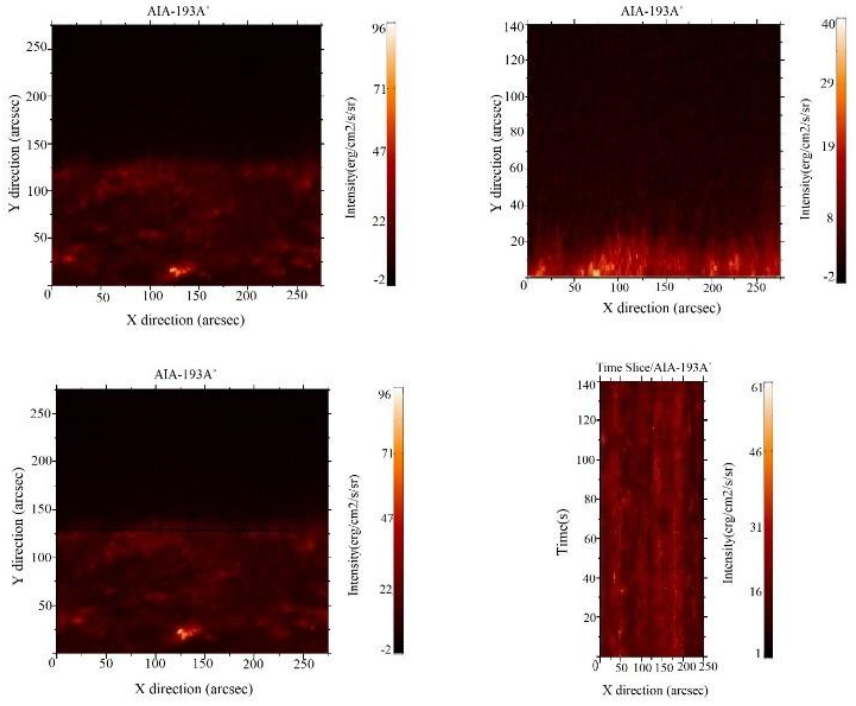
نقشه شدت منطقه مورد مطالعه در سه طیف مورد نظر در شکل های ۱ الی ٤ در میدان دید در راستای X = 262.6 arcsec و در راستای Y=269.2 arcsec نشان داده شده اند.



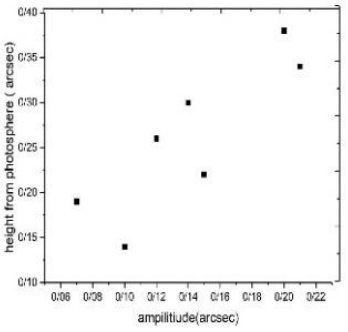
شکل ۱ : نقشه شدت و نمودارهای برش زمانی در خط طیفی ۱۷۱ آنگستروم به دست آمده از SDO

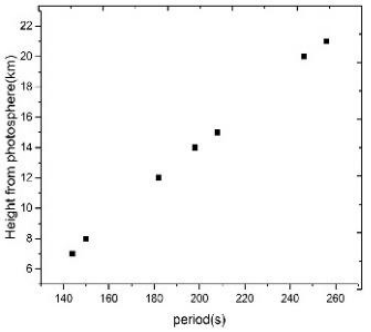


شکل ۲ : نقشه شدت و نمودارهای برش زمانی در خط طیفی 193 آنگستروم به دست آمده از SDO



شکل ۳ : نقشه شدت و نمودارهای برش زمانی در خط طیفی ۳۰٤ آنگستروم به دست آمده از





SDO

شکل ٤ : نمودار دامنه‌ی نوسانات و دوره تناوب جابه جایی عرضی اسپیکول

نتیجه گیری

با بررسی نقشه شدت سه خط طیفی ۱۷۱ ، ۱۹۳ ، ۳۰٤ از تلسکوپ فضایی SDOو تصاویر سری زمانی مربوط به خط Ca II H از خورشید، بدست آمده از تلسکوپ نوری خورشیدی سوار بر ماهواره هینوده، و رسم نمودارهای برش زمانی برای نقشه شدت هر سه خط طیفی و نمودارهای سری زمانی برای تصاویر سری زمانی شاهد نوسانات عرضی محور سیخک بودیم که با نتیجه حاصل از داده‌های SOT که بر روی اسپیکول مشخصی متمرکز شده بودیم در توافق بودند [٦] و با استفاده از نتایج حاصل از نمودارهای برش زمانی به دست آمده از طیف و تصویر، مشاهده کردیم که محور اسپیکولها دارای جابه‌جایی عرضی شبه نوسانی حول یک خط فرضی می‌باشد.از نتایج سری زمانی مربوط به داده های هینوده میانگین دوره تناوب نوسانات عرضی را۲۰۰ ثانیه و میانگین دامنه نوسانات را ۰/۱٤۱arcsec بدست آوردیم. مشاهده شد با افزایش ارتفاع اسپیکول دامنه نوسانات و دوره تناوب نوسانات عرضی افزایش پیدا می‌کند.

مرجع‌ها

1. Ebadi H, Zaqarashvili T, Zhelyazkov I. Observation of standing kink waves in solar spicules. *Astrophysics and space science*. 2012;337(1):33-7.

2. Pereira TM, De Pontieu B, Carlsson M. Quantifying spicules. *The Astrophysical Journal*. 2012;759(1):18.

3. Erdélyi R, Petrovay K, Roberts B, Aschwanden M. Turbulence, Waves and Instabilities in the Solar Plasma: Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Turbulence, Waves, and Instabilities in the Solar Plasma Lillafured, Hungary 16–20 September 2002: Springer Science & Business Media; 2003.

4. Zaqarashvili T, Erdélyi R. Oscillations and waves in solar spicules. *Space science reviews*. 2009;149(1):355-88.

5. De Pontieu B. Chromospheric Alfvénic Waves Strong Enough to Power the Solar. *science*. 2007;1151747(1574):318.

۶. هرزندجدیدی ر، عبادی ح. نوسانات عرضی سیخکهای خورشیدی: داده های تصویری و طیفی. چهاردهمین همایش نجوم و اختر فیزیک ایران. سمنان: دانشگاه سمنان; ۱۳۹۹.۷۲-۶۹ p. .