

وزارت علوم، تحقیقات و فناوری
دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه
گاوزنگ، زنجان



بیست و ششمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

۱۹-۲۱ اردیبهشت ۱۴۰۳

فهرست

- ۱ شناسایی شراره‌های ستاره‌ی TIC 150359500 توسط تلسکوپ فضایی TESS
- ۶ معادلات حاکم بر جت‌های خورشیدی در شرایط تعادلی و اختلالات فشاری
- ۱۱ پایداری گذرا در برهمکنش سیاره - قرص با شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیک
- ۱۵ شناسایی چشمه‌ی پرتوی گامای جدید با انرژی بیش از ۱۰۰ GeV در داده‌های فرمیلت
- ۲۰ شکل‌گیری جت‌ها و جریان‌های خروجی از قرص‌های مغناطیده در حضور میدان مغناطیسی دوقطبی ستاره ۲۰
- ۲۴ قانون دوم ترمودینامیک تعمیم‌یافته در مدل کوئینتسنس تعمیم‌یافته جدید
- ۲۸ منابع مغناطیسی تابش‌های طول موج کوتاه خورشید
- ۳۲ اثرات جهتی در آشکارسازی ماده‌ی تاریک با استفاده از آشکارسازهای حالت جامد با آستانه‌ی فرا پایین
- ۳۶ تحول اندازه کهکشان‌های ستاره‌زا طی ۱۰ میلیارد سال گذشته: مقایسه با شبیه‌سازی
- ۴۱ تصویری از الگوی نانوشراره‌ای تابش‌های تاج خورشید
- ۴۵ اثر تابش ابرنواختر نوع I در از هم‌گسیختگی دانه‌های غبار به واسطه سازوکار RATD
- ۵۰ مطالعه‌ی خصیصه‌های ریخت‌شناسی کهکشان‌های رادیویی
- ۵۴ توسعه الگوریتم‌هایی برای آشکارسازی رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی در TESS
- ۶۰ شبیه‌سازی هیدرودینامیکی رفتار گاز مولکولی در دیسک دور هسته‌ای کهکشان‌های تحت تسلط AGN
- استفاده از روش اصلاح شده DBSCAN-GMM به منظور بهینه‌سازی احتمال عضویت اعضای خوشه‌های ستاره‌ای باز با استفاده از داده‌های Gaia DR3
- ۶۴ مطالعه نرخ رشد ساختارهای بزرگ مقیاس با استفاده از توابع چند جمله‌ای
- ۶۹ محاسبه ویژگی‌های مدارهای سیارک‌های نزدیک به زمین
- ۷۲ مفاهیم ریاضی روش خوشه‌بندی مدل مخلوط گاوسی
- ۷۶

- ۸۰ مطالعه قرص‌های برافزایشی کج شده در اطراف یک سیاهچاله چرخان
- ۸۴ مقایسه تفاوت مقیاس زمانی اصطکاک چاندراسخار در دینامیک‌های نیوتنی و میلگرومی
- ۸۸ شکل‌گیری جت‌ها و جریان‌های خروجی از قرص‌های برافزایشی مغناطیده در حضور عامل پخشایی مغناطیسی و وشکسانی
- ۹۴ شبیه‌سازی‌های دقیق از ستارگان دوتایی تا آغاز انتقال جرم
- ۱۰۰ بررسی رفتار اخیر ستاره‌زایی کهکشان‌ها و تحلیل رفتار کاتوره‌ای آنها
- ۱۰۵ منشأ تفاوت‌های ساختاری خوشه‌های غنی و فقیر از فلز: سرنخی از سرعت پس‌زنی کم سیاهچاله‌ها
- ۱۰۹ ارتباط فعالیت خورشیدی و چرخش آن در طول چرخه ۲۴ از مشاهدات SDO/AIA
- ۱۱۳ SIMEFIC III: یک روش جدید برای کاهش نویز در تصاویر دوبعدی پرتوی گاما
- ۱۱۸ دیدگاه تحلیل شبکه برالمان‌های مغناطیسی خورشیدی
- ۱۲۲ آنالیز دوبعدی سرعت نقاط درخشان ناحیه انتقالی خورشید با روش ردیابی همبستگی موضعی
- ۱۲۶ بررسی پارامترهای شبکه‌ی گراف در یک ناحیه‌ی فعال شراره‌ای
- ۱۳۰ تحلیل منحنی نوری ستاره‌ی "V - تازیها" در فروسرخ نزدیک

شناسایی شراره‌های ستاره‌ی TIC 150359500 توسط تلسکوپ فضایی TESS

عباسوند، سالار^۱؛ حسن‌زاده، امیر^۲؛ ضیاعلی، الهام^۳؛ علیپورراد، نسیم^۴؛ صفری، حسین^۱

^۱ بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان صندوق پستی ۳۸۱۷۹۱-۴۵۳۷۱، زنجان، ایران

^۲ مرکز همجواری، فضا و اختر فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه وارویک، انگلستان

^۳ موسسه اختر فیزیک آندلس (IAA-CSIC)، E-18008، گرانا، اسپانیا

^۴ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گیلان صندوق پستی ۴۱۳۳۵-۱۹۱۴، رشت، ایران

^۵ بخش فیزیک، دانشکده علوم دانشگاه محقق اردبیلی، صندوق پستی ۱۳۱۳۱-۵۶۱۹۹، اردبیل، ایران

چکیده

در این مقاله ما یک نمونه‌ی ستاره شراره‌ای با نام TIC 150359500 که توسط تلسکوپ فضایی TESS در ۱۸ بخش از سال ۲۰۱۸ تا ۲۰۲۳ و به صورت داده‌های سریع رصد شده است را به روش AltaiPony مورد شناسایی و بررسی قرار داده‌ایم. روش AltaiPony یک روش کاربردی برای شناسایی شراره‌های ستاره‌ای می‌باشد و به وسیله‌ی همین روش در نمونه‌ی مورد بررسی شده، نزدیک به ۷۸۳ شراره را شناسایی کرده‌ایم. در شراره‌های ستاره‌ای دو فاز زمانی، یعنی زمان خیز و زمان محو شدن شراره اهمیت فراوانی دارد. در این مقاله این زمان‌ها و شار ماکزیمم رخ داده را با بررسی نمودار فراوانی مورد تحلیل آماری قرار داده‌ایم. در حالت کلی مطالعه‌ی شراره‌های ستاره‌ای می‌تواند کلیدی برای درک ما از خواص و تکامل ستاره‌ها باشد. واژگان کلیدی: شراره‌ی ستاره‌ای، شراره‌ی خورشیدی، فعالیت‌های مغناطیسی، انرژی مغناطیسی

Identification of flares for TIC 150359500 star observed by TESS space telescope

Abbasvand, Salar^{1,5}; Hasanzadeh, Amir²; Ziaali, Elham^{1,3}; Alipour Rad, Nasibe⁴; Safari, Hossein¹

¹ Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

² Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Department of Physics, University of Warwick, UK

³ Instituto de Astrofísica de Andalucía - CSIC, E-18008 Granada, Spain

⁴ Department of Physics, University of Guilan, 41335-1914, Rasht, Iran

⁵ Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P. O.Box. 179, Ardabil, Iran

Abstract

In this work, we have identified and analyzed a sample of a flare star named TIC 150359500 by the AltaiPony method. This star has been observed by the TESS space telescope in 18 sectors from 2018 to 2023 and in the form of fast data. The AltaiPony method is a practical method for identifying star flares, and with this method, we have identified nearly 783 flares in the examined sample. In star flares, two time phases, i.e. rise time flare and decay time flare, are very important. In this article, we have statistically analyzed these specific times and the maximum flux that occurred by histogram diagram. In general, the study of star flares can be the key to our understanding of the properties and evolution of stars.

Keywords: Stellar Flares, Solar Flare, Magnetic Activities, Magnetic Energy

شراره‌های خورشیدی انفجاری ناگهانی در جو خورشید هستند

مقدمه

که انرژی معادل میلیارد مگا تن TNT در مدت زمان کوتاهی (از

چند دقیقه تا ساعت) آزاد می‌کنند. شراره‌های خورشیدی در گستره‌ای از طیف الکترومغناطیسی، از طول‌موج‌های بسیار کوتاه تا طول‌موج‌های بلند رادیویی و نور سفید قابل مشاهده هستند [۲۰]. شراره زمانی رخ می‌دهد که انرژی مغناطیسی ذخیره شده در نزدیکی لکه‌های خورشیدی به‌طور ناگهانی همراه با ذرات شتابدار آزاد شود. شراره به عنوان یک تغییر ناگهانی، سریع و شدید در روشنایی خورشید منتشر می‌شود [۳]. در شراره‌ی خورشیدی، ذرات باردار شتاب‌دار با پیروی از مسیر خطوط میدان مغناطیسی، پس از برخورد با رنگین‌سپهر، آن را گرم می‌کنند و منجر به تابش اشعه ایکس سخت می‌شوند [۴]. اولین شراره‌ی خورشیدی مشاهده شده در ۱ سپتامبر سال ۱۸۵۹ ثبت شد. دو اخترفیزیکدان به نام‌های ریچارد کارینگتون و ریچارد هاجسون، که به‌طور مستقل مشاهده کردند [۵ و ۶].

نکته‌ی قابل توجه در مورد شراره‌ها این است که این پدیده‌ها تنها مختص خورشید نیستند، بلکه این شراره‌ها در ستارگان دیگر نیز رخ می‌دهد که اصطلاحاً به آن‌ها شراره‌های ستاره‌ای گفته می‌شود. در حالت کلی شراره‌ها نشانه‌های غیرقابل انکار فعالیت مغناطیسی ستاره‌ها و کلیدی برای درک ما از خواص و تکامل ستاره‌ها هستند. ستاره شراره‌ای یک ستاره متغیر است که درخشندگی کلی آن برای چند دقیقه افزایش و از طرفی دیگر افزایش این درخشندگی غیرقابل پیش‌بینی است. اعتقاد بر این است که رفتار شراره‌های ستاره‌ها مشابه شراره‌های خورشیدی باشد زیرا ناشی از انرژی مغناطیسی ذخیره شده در جو ستارگان است [۷]. فعالیت شراره‌ای برای اولین بار توسط آدریان. ون. مانن در سال ۱۹۴۵ برای دو ستاره WX Ursae Majoris و YZ Canis Minoris گزارش کرد. با این حال، شناخته شده‌ترین ستاره شراره‌ای UV Ceti است که برای اولین بار در سال ۱۹۴۸ ثبت شد [۶].

مشاهدات رصدی

در دهه‌های اخیر کشف و مطالعه سیارات فراخورشیدی یکی از موضوعات هیجان‌انگیز و رو به گسترش در حوزه نجوم بوده است. مأموریت‌های رصدی فضایی به دلیل قرارگیری در بالای جو زمین میرا از تاثیرات ناخوشایند جو زمین در داده‌گیری بی‌پوسته و بلند مدت است. یکی از مأموریت‌هایی که باعث رشد قابل توجهی

در حوزه سیارات فراخورشیدی شده است، ماهواره نقشه‌بردار گذر سیاره‌های فراخورشیدی موسوم به TESS است. TESS ستارگان نزدیک و درخشان را به روش گذر بررسی می‌کند [۸]. TESS تقریباً می‌تواند کل آسمان را رصد کند. این ماهواره نجومی به چهار سی‌سی‌دی مربعی با ابعاد ۲۴ درجه و با گشودگی حدود ۱۰ سانتی‌متر در محدوده‌ی طول موجی ۶۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر مجهز است [۸]. مدت نورگیری بلندمدت TESS، ۳۰ دقیقه است ولی برای حدود ۲۰۰ هزار سوژه رصدی جدید داده‌هایی با نورگیری کوتاه مدت ۲ دقیقه و سریع ۲۰ ثانیه‌ای انجام شده است که برای مطالعات اخترفیزیکی ایده‌آل هستند زیرا فرکانس تغییرات اکثر ستارگان کوچکتر از فرکانس نایکوئیست این نورگیری‌های کوتاه مدت است [۹].

در این مقاله ما یک نمونه ستاره‌ای با نام TIC 150359500 را مورد بررسی قرار داده‌ایم. این ستاره یک ستاره‌ی شراره‌ای و از نوع ستاره کوتوله‌ی M می‌باشد [۱۰]. کوتوله‌های M، پرتعدادترین ستاره‌های کهکشان ما محسوب می‌شوند و معمولاً به دلیل کشف سیارات فراخورشیدی متعدد در اطرافشان، مورد توجه قرار گرفته‌اند [۱۱]. ستاره‌ی TIC 150359500 با قدر ظاهری 9.74783 ± 0.008 توسط تلسکوپ فضایی TESS رصد شده است [۱۲ و ۱۳].

اطلاعات اولیه مربوط به ستاره نمونه را که توسط تلسکوپ فضایی TESS رصد شده است را از سایت CDS [۱۴] دریافت کرده‌ایم. براساس جدول داده‌ای TESS جرم ستاره به اندازه 0.351 برابر جرم خورشید و دمای موثر سطحی آن $3356/0$ کلونین بیان شده است.

آنالیز منحنی نوری

ما شراره‌های ستاره نمونه را در سری‌های زمانی مشاهدات نورسنجی ستاره‌ای بررسی می‌کنیم، بر این‌اساس در راستای این مقاله، از بسته پایتونی Lightkurve بهره می‌بریم. برای مطالعات دقیق‌تر و تخصصی‌تر شراره‌ها از یک جعبه ابزار محاسباتی به نام AltaiPony استفاده کرده‌ایم. AltaiPony برای مطالعات آماری شراره‌های ستاره‌ای، تجزیه و تحلیل مشخصه‌های شراره‌ای در

سری‌های زمانی نورسنجی ماموریت‌های فضایی Kepler، K2، و TESS مورد استفاده قرار می‌گیرد.

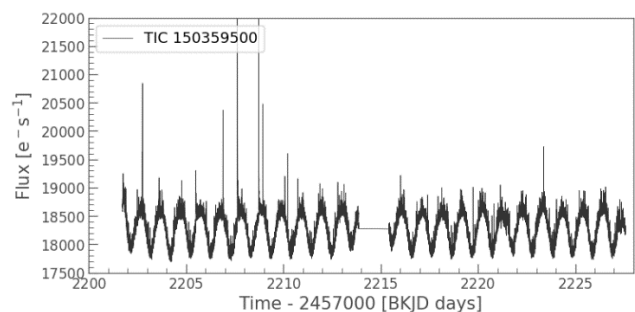
تلسکوپ فضایی TESS برای ستاره‌ی TIC 150359500 علاوه بر نورگیری کوتاه مدت، نورگیری سریع را در ۱۸ بخش (از ۳۱ تا ۳۹ و از ۶۱ تا ۶۹) از سال ۲۰۱۸ تا ۲۰۲۳ مورد رصد قرار داده است. در حالت کلی برای محاسبات شراره‌ای منحنی‌های نوری در دو حالت نورسنجی با روزنه ساده^۱ (SAP) و پردازش اولیه^۲ (PDCSAP) مورد بررسی قرار می‌گیرد. داده‌های نورسنجی (SAP)، دارای خطاهای ناشی از تأثیر نورهای مزاحم اجرام نزدیک یا منابع مصنوعی و خطاهای ابزاری هستند؛ اما در داده‌هایی با پردازش اولیه، برخی از این خطاهای رایج حذف شده است و برای کارهای بعدی مناسب‌تر است. براین اساس در این مقاله برای رسم منحنی نوری از داده‌های نورسنجی پردازش اولیه استفاده کرده‌ایم. شکل ۱ نشان‌دهنده‌ی منحنی نوری برای ستاره‌ی TIC 150359500 در بخش رصدی ۳۳ است. در این نمودار محور قائم نشان‌دهنده‌ی شار ستاره و محور افقی نشان‌دهنده زمان است.

همان‌گونه که در شکل ۱ دیده می‌شود، منحنی نوری ستاره‌ی TIC 150359500 در بعضی از زمان‌ها همراه با افزایش شار به صورت ناگهانی است که ممکن است مربوط به رویدادهای شراره‌ای آن باشد. قابل ذکر است در مواقعی این افزایش شار ممکن است ناشی از نوفه باشد، بنابراین کاربری برای شناسایی شراره‌ها ضروری است. در بررسی منحنی نوری می‌توان تفاوت عمده‌ای بین شراره و نوفه در نظر بگیریم. معمولاً ساختار یک شراره دارای افزایش ناگهانی و افت تدریجی است در حالی که یک نوفه افزایش و کاهش بسیار سریع را نشان می‌دهد.

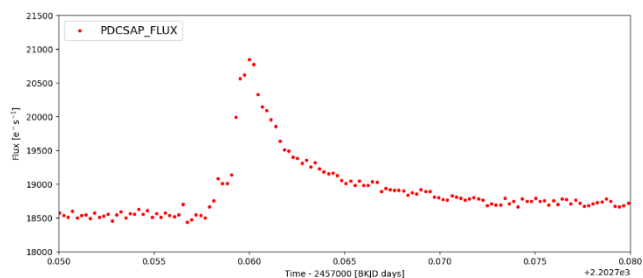
بعد از آن‌که منحنی نوری ستاره را به دست آوردیم، یک الگوریتمی به نام *de-trending* را برای حذف روند در سری‌های زمانی انجام می‌دهیم. روند در سری‌های زمانی می‌تواند، ناشی از منابع مختلف نوفه‌ی سیستماتیک و تصادفی مانند عبور ابر، تغییرات جرم هوا، ارتعاش تلسکوپ، نوفه CCD یا نورسنجی باشد.

حال در این قسمت، بعد از مرحله‌ی *de-trending* سری زمانی از فیلتر *savgol* استفاده می‌کنیم. فیلتر *savgol* اغلب به عنوان یک

پیش پردازش در طیف‌سنجی و پردازش سیگنال استفاده می‌شود. فیلتر *savgol* یک فیلتر دیجیتالی است که می‌تواند روی مجموعه‌ای از نقاط داده دیجیتالی به منظور هموارسازی داده‌ها اعمال شود، یعنی این فیلتر باعث کاهش نوفه فرکانس و افزایش دقت داده‌ها می‌شود. بعد از انجام فیلتر *savgol* با استفاده از جعبه ابزاری *AltaiPony* تمامی شراره‌های رخ داده توسط ستاره‌ی TIC 150359500 را بدست آوردیم که تعداد آن در رصدهای انجام شده توسط تلسکوپ فضایی TESS از سال ۲۰۱۸ تا ۲۰۲۳ بعد از حذف داده‌های پرت به ۷۸۳ شراره می‌رسد. در شکل ۲ یک نمونه از شراره ستاره نمونه را مشخص کرده‌ایم.



شکل ۱: منحنی نوری ستاره‌ی TIC 150359500 مربوط به بخش رصدی ۳۳



شکل ۲: نمونه‌ی شراره‌ی ستاره TIC 150359500 مربوط به بخش رصدی ۳۳

در روش *AltaiPony* با استفاده از دستور *find_flares* می‌توان اطلاعات مربوط به هر یک از شراره‌های نمونه مورد نظر بدست آورد و نحوه‌ی تغییر شار بر حسب زمان را در نمودار منحنی نوری رسم کرد. نکته‌ی قابل توجه در نمودار شراره‌ها سه زمان شروع، بیشینه شار و پایان شراره است. از روی سه زمان مشخص هر شراره می‌توان دو فاز زمانی را تعریف نمود. یک فاز زمانی اول که اختلاف بین زمان بیشینه تا زمان شروع شراره است که به آن زمان خیز شراره گفته می‌شود و فاز زمانی دوم که اختلاف بین زمان پایان تا بیشینه شار است که زمان محوشدن شراره نامیده می‌شود.

^۲ Pre-search Data Conditioning Simple Aperture Photometry

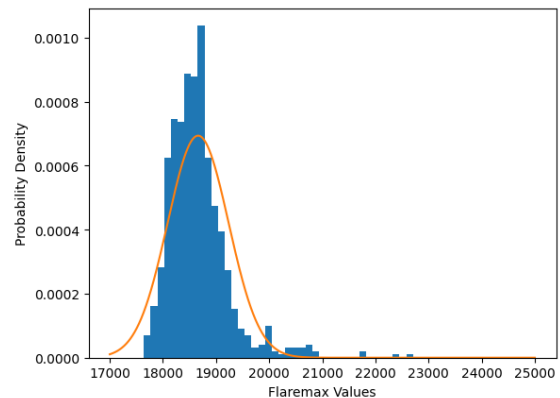
^۱ simple aperture photometry (SAP)

روش بیان شده می‌توانیم رفتار شراره‌ها در منحنی نوری نسبت به نوفه بررسی و آن را از شراره‌ها جدا کنیم. در شراره‌ها ابتدا یک خیز شدید تا نقطه‌ی پیک شراره را مشاهده می‌کنیم و سپس شراره به صورت نمایی کاهش می‌یابد. همانطور که در توضیحات اشاره شد ما برای هر شراره می‌توانیم سه زمان را مشخص کنیم: ۱- زمان خیز شراره که اختلاف بین زمان بیشینه تا زمان شروع شراره است ۲- زمان پیک شراره زمانی که بیشترین شار شراره را مشاهده می‌کنیم ۳- زمان محوشدن شراره که اختلاف بین زمان پایان تا بیشینه شراره است.

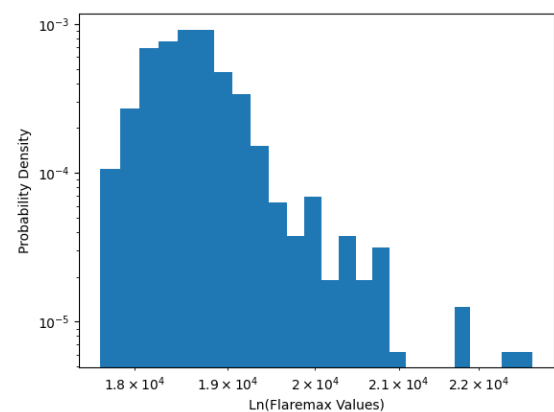
در این پژوهش برای نمونه‌ی ستاره‌ی TIC 150359500 نمودارهای توزیع فراوانی را برای سه مجموعه داده یعنی برای شار نقاط پیک زمانی، همچنین برای زمان خیز شراره و زمان محوشدن شراره رسم و بررسی کردیم. برای مثال در این نمونه بیشترین مقدار شار رخ داده در بازه‌ی بین ۱۸۰۰۰ تا $19000 (e^{-1}s^{-1})$ رخ می‌دهد. موضوع قابل تامل دیگر این است که نوع رفتار شراره‌های ستاره‌ای همانند رفتار شراره‌های خورشیدی است که این موضوع را حساس می‌کند که شراره‌های ستاره‌ای به مانند شراره‌های خورشیدی می‌توانند مکانیسم فیزیکی یکسانی دارند و همین موضوع کمک زیادی می‌کند تا با استفاده از اطلاعات در مورد شراره‌ی خورشید، با همان رهیافت تکامل ستارگان مشابه آن را نیز بررسی کنیم.

مرجع‌ها

- [1] M Wheatland, N Alipour, A Raboonik, H Safari; "Prediction of solar flares using unique signatures of magnetic field images"; *Institute of Physics Publishing* (2017).
- [2] T. G. Forbes; "Prediction of flares within 10 days before they occur on the sun"; *The Astrophysical Journal Supplement Series* (2019).
- [3] T. G. Forbes; "Solar and stellar flares"; *The Royal Society* 358 (2000).
- [4] Joseph W. M., Stelzer B, Magaudda E. and Martínez T. V.; "Simultaneous X-ray and optical variability of M dwarfs observed with eROSITA and TESS"; *Astronomy & Astrophysics manuscript* (2024).
- [5] Hodgson, R; "On a curious Appearance seen in the Sun". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (1859). 20 (1): 15–16.
- [6] Alfred H. Joy; "Variable Stars of Low Luminosity"; *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* (1954) Vol. 66, No. 388.
- [7] Ilin, Ekaterina; "Flare science in Kepler, K2 and TESS light curves"; *Journal of Open Source Software* (2021), 6(62), 2845.



شکل ۳: منحنی توزیع فراوانی تمامی ماکزیمم شراره‌های رخ داده در تمامی بخش‌های رصد شده و برازش منحنی تابع توزیع



شکل ۴: منحنی توزیع فراوانی و توزیع ماکزیمم شراره‌های رخ داده به صورت لگاریتمی

در این مقاله روی ماکزیمم شراره‌های مشاهده شده این ستاره تحلیل آماری انجام شده است. ابتدا برای تمامی ماکزیمم شارهای رخ داده یک نمودار توزیع فراوانی ترسیم و مشاهده می‌کنیم که رفتار نمودار، شبیه تابع توزیع احتمال است (شکل ۳). از روی نمودار مقادیر انحراف معیار ۵۷۴ و میانه ۱۸۶۶۲ بدست آوردیم.

نتیجه‌گیری

در این مقاله سه موضوع مهم در مورد شناسایی شراره‌ها انجام شد و نتایج مقابل بدست آمد: اول آن‌که روش AltaiPony را برای شناسایی شراره‌ی ستاره‌ها انتخاب کردیم که با توجه به نتایج به دست آمده یک روش بسیار مناسب در جهت شناسایی از روی تحلیل منحنی نوری (شار - زمان) برای ستارگان می‌باشد. در روش AltaiPony نکته حایز اهمیت در شناسایی شراره‌های ستاره است که تمامی اطلاعات پایه‌ای شراره به ویژه زمان شروع و زمان پایان شراره را نیز مشخص می‌کند. همچنین با

- [11] Andrew W. Howard, Geoffrey W. Marcy, Stephen T. Bryson; “Planet Occurrence within 0.25 AU of Solar-type Stars from Kepler”; *The Astrophysical Journal Supplement Series*, (2012), V **201**, No 2.
- [12] <https://exofop.ipac.caltech.edu/tess/target.php?id=150359500>
- [13] <https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-4>
- [14] Full Tables 1 and 2 are only available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.cds.unistra.fr](ftp://cdsarc.cds.unistra.fr) (130.79.128.5) or via <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/A+A/669/A15>
- [15] Sullivan P. W., Winn J. N., Berta-Thompson Z. K.; “The Transiting Exoplanet Survey Satellite: simulations of planet detections”; *The Astrophysical Journal* (2015) **809** (1), P. 77.
- [16] Campante T. L., Schofield M., Kuzlewicz J. S., Bouma, L.; “The asteroseismic potential of TESS: exoplanet-host stars”; *The Astrophysical Journal* (2016) **830** (2), P. 138.
- [17] Chabrier, Gilles; “The Galactic Disk Mass Budget. I. Stellar Mass Function and Density”; *The Astrophysical Journal* (2001) Vol **554**, No 2.

معادلات حاکم بر جت‌های خورشیدی در شرایط تعادلی و اختلالات فشاری

عبدشاهیان، گیتی^۱؛ توابی، احسان^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی پیام نور مرکز تهران شرق، تهران

^۲ گروه فیزیک دانشگاه پیام نور تهران، تهران

چکیده

خورشید منبع اصلی انرژی سیاره زمین است. مطالعات اخیر نشان می‌دهد که فعالیت‌های اتمسفر خورشید به خواص و عملکرد میدان مغناطیسی خورشید بستگی دارد. هدف از این مقاله بررسی معادلات حاکم بر جت‌های خورشیدی است. در این مطالعه معادلات شرایط تعادلی جت‌های خورشیدی و روابط حاکم بر آن مورد بررسی قرار گرفته و سپس معادلات حاکم بر اختلالات فشاری معرفی گردیده است. یافته‌های این پژوهش نشان می‌دهد که جریان برشی و بتای پلاسما بر فعل و انفعالات کشش مغناطیسی و نیروهای گریز از مرکز تاثیر می‌گذارد. همچنین در اینجا نتیجه می‌گیریم مراحل اصلی گرد باد خورشیدی شامل ۳ فاز است: ۱- فاز گرمایش پیشرو، ۲- فاز تکانشگری و ۳- فاز اصلی. واژگان‌های کلیدی: جت‌های خورشیدی، حالت تعادل، اختلالات فشاری.

Equations governing solar jets in equilibrium conditions and pressure disturbances

Abdeshahian, Giti¹; Tavabi, Ehsan²

¹ Department of Physics, Payam Noor University of Graduate Studies East Tehran Center, Tehran

² Department of Physics, Tehran Payam Noor University, Tehran

Abstract

The sun is the main source of energy for planet earth. Recent studies show that the activities of the sun's atmosphere depends on the properties and performance of the sun's magnetic field. The purpose of this article is to investigate the governing equations of solar jets. In this study, the equations of the equilibrium conditions of the solar jets and their governing relations were examined, and then the governing equations of the pressure disturbances were introduced. The findings of this research showed that shear flow and beta plasma affect interactions of magnetic attraction and centrifugal-forces. Also, here we conclude that the main phases of the solar wind include 3 phases: 1-progressive heating phase, 2-impulsive phase and 3-main phase

Keywords: Solar jets, equilibrium state, pressure disturbances

مقدمه

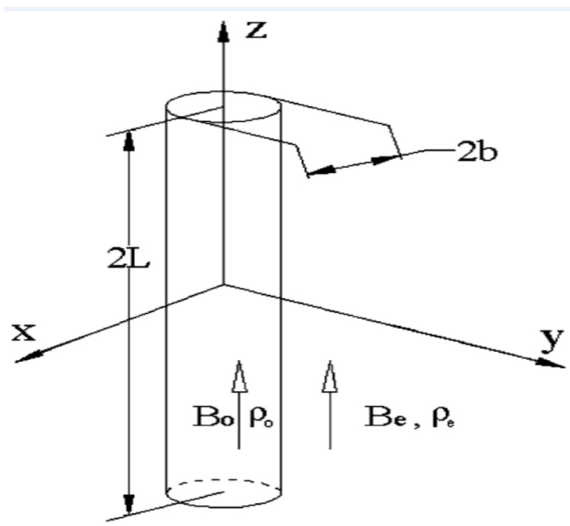
ایکس Hinode علاوه بر بزرگنمایی ۱۰ برابری از سطح خورشید، توانست وضوح بسیار بهتری نیز ارائه نماید [۲]. در واقع جت‌های خورشیدی علاوه بر جنبه دینامیکی می‌توانند تصویر خوبی از دو پدیده فیزیکی معروف شتاب باد خورشیدی و گرمایش تاج در سطح خورشید ارائه دهند. جت‌های خورشیدی بسته به اندازه آن‌ها

جت‌های خورشیدی یکی از ویژگی‌های مهم در جو خورشید هستند که با سرعت بالا و به شکل حرف معکوس Y از سطوح پایین تر به بالاتر منتشر می‌شوند [۱]. پیشرفت چشمگیر در زمینه مطالعه جت‌های خورشیدی زمانی آغاز شد که تلسکوپ اشعه

موازی بودن جت برجسته می شود. اهمیت مطالعه امواج پیچشی در ساختارهای تاجی به دلیل نقش آن‌ها در زلزله شناسی تاج است. واقعیت این است که برای استفاده از موج پیچشی آلفون برای لرزه شناسی تاج، باید تأثیر پارامترهای تعادل بر انتشار موج در ساختار پلاسما را به خوبی درک کرد.

معادلات شرایط تعادلی

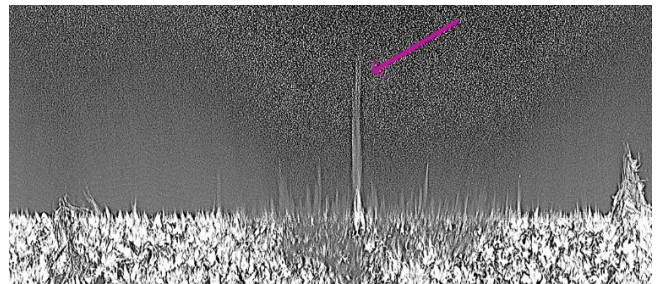
جت‌ها، خروجی‌های ماده از درون به بیرون جو خورشیدی هستند. برای مدل سازی یک جت خورشیدی، یک استوانه مغناطیسی پیچ نخورده ($B_{\phi 0} = 0$) و بدون چرخش ($V_{\phi 0} = 0$) همراه با یک جریان ثابت U_0 در امتداد محور استوانه، در یک محیط مغناطیسی قرار می دهیم. محیط خارجی جت ایستا است. توجه به این نکته ضروری است که به دلیل جریان مداوم در داخل جت، یک جریان برشی وارد عمل می شود زیرا محیط خارجی ایستا است. در اینجا اثرات مربوط به این جریان برشی را مد نظر گرفته ایم. میدان مغناطیسی تعادلی داخل و خارج استوانه هر دو در امتداد محور استوانه که با $BZ0e$ و $BZ0$ نشان داده شده است هدایت می شوند.



شکل ۲ لوله شار عمودی با پارامترهای داخلی ($B_0 > 0, \rho_0, T_0$) و پارامترهای خارجی ($B_e = 0, T_e, P_e$)، که می توان آن را برای محاسبه تعادل فشار افقی در مرز لکه های خورشید مورد استفاده قرار داد [۸].

در اینجا مدل سازی بر اساس نظریه مگنتو هیدرودینامیک است، جایی که تقریب مرتبه دوم شار باریک برای محیط داخلی اجرا می شود. در این روش وابستگی شعاعی متغیرهای فیزیکی تیلور نسبت

به سه گروه اصلی تقسیم می شوند از جمله جت های اشعه ایکس، جت های EuV و جت های اسپیکول. بزرگترین جت های اشعه ایکس در حدود ۱۰۴ کیلومتر طول دارند که داغ ترین آن‌ها نیز به شمار می آیند، طول جت های EuV و اسپیکول به ترتیب دارای طول ۱۰۳ و ۱۰۲ کیلومتر هستند [۱]. با این وجود، تأثیر جت های کوچکتر در تغییرات اتمسفر خورشیدی و شتاب باد نباید دست کم گرفته شود، دلیل این مطلب این است که با توجه به کوچکی اندازه آن‌ها نسبت به جت های بزرگتر (مانند جت های اشعه ایکس) همچنین انرژی کمتر حمل شده توسط آن‌ها و نیز سرعت پایین تر آن‌ها، تعداد دفعات بیشتری اتفاق می افتند و علاوه بر این، اینگونه جت‌ها، جرم لازم برای باد های خورشیدی را فراهم می کنند [۳]. با توجه به اهمیت تلاش برای مشاهده امواج مگنتو هیدرودینامیک موازی خورشیدی، مدت مدیدی است موازی بودن جت های اختز فیزیکی توسط برخی پژوهشگران مورد مطالعه قرار گرفته شده [۴]. پس در این رابطه هم راستایی بسیار زیاد جت های مشاهده شده در تاج های خورشیدی، همچنین انگیزه ای برای مطالعه ی حاضر شد.



شکل ۱: نقشه برداری در مختصات قطبی (یا $R-\theta$) قسمت اندام در اطراف شمال CH ، همانطور که در ۳۰۴ آنگستروم پس از جمع ۱۵۰ فریم برای دیدن بافت گردباد قطبی مغناطیسی مشاهده شد. طولانی ترین جت در مرکز شکل (که با یک فلش نشان داده شده است) در ناحیه سوراخ تاجی قطب شمال دیده می شود. [۵]

برای تعیین موازی بودن یک جت خورشیدی باید تعادل و شرایط محیط انتشار آن، همراه با نیروهایی که در این زمینه عمل می کنند شناخته شود در مطالعه حاضر، عبارات صریحی برای تأثیر نیروهای غیر خطی در حضور جریان برشی ناشی از موج پیچشی آلفون بر اختلالات فشاری داخل جت بدست آمده است. روابط فازی بین اختلالات قابل درک است و از این رو تداخل شرایط موثر بر

$$p = C_s^2 \rho \quad (14)$$

$$p + \frac{B_{z0}}{4\pi} - \frac{A_0 \rho_0}{2\pi} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{A_0 \rho_0 u_0}{2\pi} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{A_0 B_{z0}}{16\pi^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = p_i^{ext} + N_7 \quad (15)$$

که P_T^{ext} اختلال در فشار کل محیط خارجی است. معادله ۱۷ تعادل فشار را در مرز استوانه نشان می‌دهد. با در نظر گرفتن فقط عبارات درجه دوم غیر خطی Ω و J و بنابر قانون پایستگی تکانه زاویه‌ای و شار مغناطیسی، داریم:

$$N_1 = \frac{J}{4\pi\rho_0} \frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{B_{z0}}{4\pi\rho_0} \left[\frac{B_z}{B_{z0}} - \frac{\rho}{\rho_0} \right] \frac{\partial J}{\partial z} - 2V\Omega - u \frac{\partial \Omega}{\partial z} \quad (16)$$

$$N_2 = -\frac{R^2}{4\pi} J \frac{\partial J}{\partial z} \quad (17)$$

$$N_4 = \frac{\partial u J}{\partial z} + B_z \frac{\partial \Omega}{\partial z} - 2VJ \quad (18)$$

$$N_7 = \frac{A_0 \rho_0}{2\pi} \Omega^2 + \frac{A_0}{B\pi^2} J^2 \quad (19)$$

شعاع استوانه در حالت تعادل R است و سطح مقطع تعادل استوانه $A_0 = \pi R^2$ است. توجه داریم که با نادیده گرفتن معادلات جریان برشی (۹) تا (۱۰) این معادلات به معادلات (۱) تا (۱۴) تقلیل می‌یابد [۲۹] قبل از اقدام، یادآوری این نکته ضروری است که تقریب استوانه نازک برای حد طول موج‌های بلند مناسب است. واقعیت این است که در تقریب استوانه نازک اختلالات مقادیر فیزیکی در جهت مخالف قرار دارند [۷] اگرچه این مسئله کلیات نتایج را به محدوده طول موج‌های بلند محدود می‌کند، اما سناریویی را برای نیروهای داخلی و خارجی مربوط به امواج پیچشی در ساختارهای خورشیدی ارائه می‌دهد که برای مطالعه تحلیلی در رژیم غیر خطی با استفاده از تقریب مگنتو هیدرودینامیک ایده‌آل بسیار پیچیده به نظر می‌رسد.

به منظور مطالعه تعادل جت خورشیدی، باید معادله دیفرانسیل برای یکی از اختلالات فشاری ایجاد شود. با ترکیب معادلات (۹) و (۱۵)، حفظ جملات غیر خطی درجه دوم و صرف نظر از جملات مرتبه بالاتر، به دست می‌آوریم که:

به متغیر Γ بسط داده می‌شود. از آنجا که شعاع شار باریک بسیار کوچکتر از طول موج در حال انتشار در نظر گرفته می‌شود، که فرض خوبی برای یک جت خورشیدی است، تقریب مرتبه دوم شار باریک به خوبی کار می‌کند. بسط تیلور متغیرهای مورد بررسی در مختصات استوانه‌ای به صورت زیر است [۵].

$$\rho \approx \bar{\rho} \quad (1)$$

$$P \approx \bar{P} + P_2 r^2 \quad (2)$$

$$vr \approx Vr \quad (3)$$

$$v \varphi \approx \Omega r \quad (4)$$

$$vZ \approx u \quad (5)$$

$$Br \approx B r_{1r} \quad (6)$$

$$BZ \approx Jr \quad (7)$$

$$BZ \approx \tilde{B}Z \quad (8)$$

که Bz ، Br ، Bj سه مولفه مختصات استوانه‌ای میدان مغناطیسی را نشان می‌دهند، و vZ ، $v\varphi$ ، vj سه مولفه دستگاه استوانه‌ای سرعت را نشان می‌دهند. چگالی و فشار پلاسما به ترتیب با ρ و p نشان داده شده است. توجه داشته باشیم که در این مطالعه، به جای میدان مغناطیسی سمتی از مقدار مرتبه صفر برای چگالی جریان J استفاده شده است و به جای سرعت سمتی، از مقدار مرتبه صفر برای گردابی Ω استفاده شده است. با جایگزینی بسط معادلات (۳) تا (۸) در معادلات مگنتو هیدرودینامیک و تمرکز بر اختلالات متقارن محوری پارامترهای فیزیکی داخل استوانه، داریم:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} - \frac{\beta_{z0}}{4\pi\rho_0} \frac{\partial j}{\partial z} + u_0 \frac{\partial \Omega}{\partial z} = N_1 \quad (9)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} - \rho_0 u_0 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial z} = N_2 \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial z} + u_0 \frac{\partial p}{\partial z} + 2\rho_0 v = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} + u_0 \frac{\partial p}{\partial z} - B_{z0} \frac{\partial \Omega}{\partial z} = N_4 \quad (12)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + u_0 \frac{\partial B_z}{\partial z} + 2B_{z0} V = 0 \quad (13)$$

نیروی گریز از مرکز می شود. بنابراین معادله (۲۲) را می توان اینگونه نوشت :

$$[C_A^2 - u_0(1+\beta)(2C_A - u_0)] \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} = \frac{R^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(J \frac{\partial J}{\partial \xi} \right) + \frac{A_0 u_0}{B\pi C_A^4} [2C_A - u_0] \\ (C_A - u_0)^2 \frac{\partial^2 J^2}{\partial \xi^2} + \frac{(C_A - u_0)^2}{C_A^2} \frac{\partial^2 P^{ext}}{\partial \xi^2} \quad (25)$$

که بینشی در مورد اثرات بتای پلاسما و جریان برشی از طریق نیروهای غیر خطی و فشار خارجی بر اختلالات چگالی درون جت ارائه می دهد. با ادغام هر دو طرف معادله (۲۵) به دست می آوریم:

$$\rho = \frac{R^2 C_A^4 + R^2 u_0 ((2C_A - u_0)(C_A - u_0)^2)}{8\pi C_A^4 [C_A^2 - u_0(1+\beta)(2C_A - u_0)]} J^2 + \frac{(C_A - u_0)^2 P^{ext}}{C_A^2 [(1+\beta)(2C_A - u_0)]} \\ \text{که می توان نوشت:} \quad (26)$$

$$\frac{P}{\rho_0} = \chi_p \bar{J}^2 + \gamma_p P_T^{ext} \quad (27)$$

$$\chi_p = \frac{C_A^4 + u_0(2C_A - u_0)(C_A - u_0)^2}{2C_A^4 [C_A^2 - u_0(1+\beta)(2C_A - u_0)]} \quad (28)$$

$$\gamma_p = \frac{(C_A - u_0)^2}{[C_A^2 - u_0(1+\beta)(2C_A - u_0)]} \quad (29)$$

جایی که B برابر با C_s^2 / C_A^2 است معادله (۲۶) نشان می دهد که چگونه جریان برشی و بتای پلاسما بر فعل و انفعال کشش مغناطیسی و نیروهای گریز از مرکز تأثیر می گذارد (نشان داده شده در عبارت دوم در صورت کسر β و λ که منجر به تغییر اختلالات فشاری در داخل جت می شود). از اصلاح اختلالات فشاری داخل جت از رابطه (۲۶) به وضوح می توان دریافت که جریان برشی فقط بر نیروی گریز از مرکز تأثیر مستقیم دارد، با این وجود جریان برشی و بتای پلاسما بر مقیاس تراکم پذیری اختلالات که در مخرج معادله (۲۶) دیده می شود تأثیر می گذارد. با این حال جریان برشی و بتای پلاسما هیچ تأثیر مستقیمی بر روی نیروهای پاندرماتیب و کششی مغناطیسی ندارند. بنابراین نیروهای اخیر مستقل از بتای پلاسما و جریان برشی هستند اما کارایی آن ها در اختلالات فشاری توسط آن نیروها تغییر می کند. پارامترهای X و Y نشان دهنده میزان

$$C_s^2 D_{u_0}^2 \rho + C_A^2 (D_{u_0}^2 \rho - C_s^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}) - \frac{C_A^2 R^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left(J \frac{\partial J}{\partial z} \right) + \frac{A_0}{4\pi} D_{u_0}^4 \rho + \\ \frac{A_0 R^2 C_A^2}{16\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(J \frac{\partial J}{\partial z} \right) \right] = D_{u_0}^2 \rho P_T^{ext} + \frac{A_0}{2\pi} D_{u_0}^2 \left(\frac{J^2}{4\pi} - \rho_0 \Omega^2 \right) \quad (20)$$

$$D_{u_0} = \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial z} \quad (21)$$

معادلات برای اختلالات فشاری

در حالت اختلالات فشاری داریم

$$\xi = z - C_A' t \\ T = t$$

انتخاب این تغییر در این واقعیت نهفته است که سرعت موج پیچشی در حالت تعادل که جریان را نادیده می گیرد، CA است. با این حال، با در نظر گرفتن جریان، سرعت حرکت $CA + u_0$ است

$$(C_A^4 - u_0(C_A^2 + C_s^2)(2C_A - u_0)) \frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi^2} P_T^{ext} \frac{R^2 C_A^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(J \frac{\partial J}{\partial \xi} \right) + \\ \frac{A_0}{2\pi} (C_A - u_0)^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left(\frac{J^2}{4\pi} - \rho_0 \Omega^2 \right) \quad (22)$$

جمله دوم در سمت راست معادله (۲۲) ناشی از نیروی پاندرماتیب است، در حالی که عبارت سوم نشان دهنده تأثیر متقابل نیروهای گریز از مرکز و مغناطیسی است. نیروی غالب را می توان پیچش با چرخش یا بالعکس با استفاده از رابطه فاز آنها که از ترکیب معادلات (۹) و (۱۲) به دست آمده است، جایگزین کرد.

$$\Omega = \frac{(C_A - u_0) J}{B_{z0}} \quad (23)$$

$$\left(\frac{J^2}{4\pi} - \rho_0 \Omega^2 \right) = \left(\frac{J^2}{4\pi} - \frac{(C_A - u_0)^2}{4\pi C_A^2} \right) = \frac{2u_0 C_A - u_0^2}{4\pi C_A^2} J^2 \quad (24)$$

به وضوح می توان دریافت، هر زمان داشته باشیم $u_0 = 0$ ، معادله (۲۴) صفر می شود، همانطور که در صورت عدم وجود جریان برشی نیز صفر خواهد شد [۳]. با این حال، در حضور جریان برشی، نیروهای گریز از مرکز و کشش مغناطیسی نامتعادل می شوند و اثرات یکدیگر را خنثی نمی کنند. در رابطه (۲۴) جریان برشی نیروی کشش مغناطیسی را تقویت می کند، زیرا باعث تضعیف

می شود، و (۳) فاز اصلی، این مرحله زمانی است که تمام انرژی مغناطیسی ذخیره شده با بیرون ریختن و باز شدن آزاد می شود.

مرجع ها

- [1]. Farahani, S. V., Hejazi, S. M., & Boroomand, M. R. (2021). Torsional Alfvén wave cascade and shocks evolving in solar jets. *The Astrophysical Journal*, **906**(2), 70.
- [2]. Cargill, P. J., De Moortel, I., & Kiddie, G. (2016). Coronal density structure and its role in wave damping in loops. *The Astrophysical Journal*, **823**(1), 31.
- [3]. Cho, I. H., Moon, Y. J., Cho, K. S., Nakariakov, V. M., Lee, J. Y., & Kim, Y. H. (2019). A new type of jet in a polar limb of the solar coronal hole. *The Astrophysical Journal Letters*, **884**(2), L38.
- [4]. Zhao, K. G., Li, Z. Y., Wang, L. F., Xue, C., Wu, J. F., Xiao, Z. L., ... & He, X. T. (2023). Effect of long-wavelength perturbations in nonlinear evolution of the ablative Rayleigh–Taylor mixing. *Physics of Plasmas*, **30**(6).
- [5]. Aschwanden, M. (2006). *Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions*. Springer Science & Business Media.
- [6]. Fan, Y. (2021). Magnetic fields in the solar convection zone. *Living Reviews in Solar Physics*, **18**(1), 5.
- [7]. Farahani, S. V., Nakariakov, V. M., Verwichte, E., & Van Doorselaere, T. (2012). Nonlinear evolution of torsional Alfvén waves. *Astronomy & Astrophysics*, **544**, A127.
- [8]. Tavabi, E., & Koutchmy, S. (2019). Chromospheric peculiar off-limb dynamical events from IRIS observations. *The Astrophysical Journal*, **883**(1), 41.
- [1]. Farahani, S. V., Hejazi, S. M., & Boroomand, M. R. (2021). Torsional Alfvén wave cascade and shocks evolving in solar jets. *The Astrophysical Journal*, **906**(2), 70.
- [2]. Cargill, P. J., De Moortel, I., & Kiddie, G. (2016). Coronal density structure and its role in wave damping in loops. *The Astrophysical Journal*, **823**(1), 31.
- [3]. Cho, I. H., Moon, Y. J., Cho, K. S., Nakariakov, V. M., Lee, J. Y., & Kim, Y. H. (2019). A new type of jet in a polar limb of the solar coronal hole. *The Astrophysical Journal Letters*, **884**(2), L38.
- [4]. Zhao, K. G., Li, Z. Y., Wang, L. F., Xue, C., Wu, J. F., Xiao, Z. L., ... & He, X. T. (2023). Effect of long-wavelength perturbations in nonlinear evolution of the ablative Rayleigh–Taylor mixing. *Physics of Plasmas*, **30**(6).
- [5]. Aschwanden, M. (2006). *Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions*. Springer Science & Business Media.
- [6]. Fan, Y. (2021). Magnetic fields in the solar convection zone. *Living Reviews in Solar Physics*, **18**(1), 5.
- [7]. Farahani, S. V., Nakariakov, V. M., Verwichte, E., & Van Doorselaere, T. (2012). Nonlinear evolution of torsional Alfvén waves. *Astronomy & Astrophysics*, **544**, A127.
- [8]. Tavabi, E., & Koutchmy, S. (2019). Chromospheric peculiar off-limb dynamical events from IRIS observations. *The Astrophysical Journal*, **883**(1), 41.

تراکم پذیری چگالی درون جت به دلیل انتشار موج پیچشی هستند. همچنین، پارامترهای X و Y دارای ویژگی های منحصر به فرد می باشند؛ به عنوان مثال در حد بتای پلاسمایی برابر صفر جریان برشی برابر سرعت آلفون است. با این حال، معادله (۲۷) و (۲۸) نشان می دهد که شروع ناپایداری نه تنها به جریان برشی، بلکه به بتای پلاسما نیز بستگی دارد..



شکل ۳. عکس های فوری از AIA 171، ۱۹۳ و ۳۰۴ آنگسترم که تکامل زمانی پدیده گردباد مانند در پایه جت انتخاب شده در ۳۰۴ Å و آنچه در خطوط تاج ثبت شده را نشان می دهد.

نتیجه گیری

مراحل اصلی تشکیل و تکامل گردباد خورشیدی از سه فاز تشکیل شده است: (۱) فاز گرمایش پیشرو که در این مرحله یک شار مستقیم مغناطیسی جدید از محل اتصال مجدد پدیدار می شود و صفحه جاری را در نقطه X-null جایی بین حلقه های برهم کنش قدیمی و جدید گرم می کند، (۲) مرحله تکانشگری، این مرحله زمانی که حلقه های کروموسفری سرد در حال پاره شدن هستند شروع

پایداری گذرا در برهمکنش سیاره - قرص با شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیک

افکن‌پور، زهرا^۱؛ عطائی، ساره^۱؛ کلای، ویلی^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی، مشهد

^۲ موسسه نجوم و اخترفیزیک، دانشگاه توبینگن، توبینگن

چکیده

تعامل بین برهمکنش تشدید سیاره با گشتاورهای قرص در یک قرص پیش سیاره‌ای حاوی سیارات تشدید در حال مهاجرت پایداری گذرا نامیده می‌شود. در گذشته محاسبات تحلیلی و شبیه‌سازی‌های چند ذره‌ای وجود این پدیده را نشان داده‌اند، اما هیچ‌گاه شواهد محکم‌تری مبنی بر وجود این پدیده در مطالعات و رصد وجود نداشته تا زمانی که در شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیک مشاهده شد. در این مطالعه، ما می‌خواهیم با استفاده از شبیه‌سازی هیدرودینامیک تنظیماتی را پیدا کنیم که رخداد این پدیده را در یک سیستم سیاره‌ای حاوی دو سیاره با جرم متوسط و در تشدید حرکت میانگین ۲:۱ نشان دهد. سپس یک مطالعه پارامتری انجام دهیم تا تأثیر پارامترهای قرص بر این پدیده را مشاهده کنیم. در این مطالعه، ما شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیک دو بعدی در قرصی که به طور محلی هم‌دماست انجام دادیم و موفق به دیدن پایداری گذرا شدیم. در مطالعه پارامتری نشان دادیم که پارامترهای قرص به شدت بر رخداد پایداری گذرا تأثیر می‌گذارند. واژگان کلیدی: هیدرودینامیک، روش: عددی، قرص پیش سیاره‌ای، برهمکنش سیاره - قرص

Overstability in planet-disc interaction with hydrodynamic simulations

Afkanpour, Zahra¹; Ataiee, Sareh¹; Kley, Willy²

¹ Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad

² Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Tübingen

Abstract

Resonant planetary migration in protoplanetary discs can lead to an interplay between the resonant interaction of planets and their disc migration called overstability. While theoretical predictions and N-body simulations hinted at its existence, conclusive evidence was absent until subsequent hydrodynamical simulations were performed. Our primary purpose is to find a hydrodynamic setup that induces overstability in a planetary system with two moderate-mass planets in a first-order 2:1 mean motion resonance. Subsequently, we aim to analyse the impact of key disk parameters on the occurrence of overstability in this planetary system while keeping the mass of the planets constant. We performed 2D locally isothermal hydrodynamical simulations. We observed an overstable planetary system in our hydrodynamic simulations. In the parameter study, we found that disc parameters highly affect overstability occurrence.

Keywords: Hydrodynamics – **Methods:** numerical – **Protoplanetary discs** – **Planet-disk interactions**

PACS No. 97.82.-j

در یک سیستم سیاره‌ای که حداقل شامل دو سیاره است و سیارات در وضعیت تشدید حرکت میانگین قرار دارند، اگر

مقدمه

برهمکنش قرص - سیاره به گونه‌ای باشد که نسبت دوره مداری، خروج از مرکز و زاویه تشدید سیارات حول یک مقدار تعادلی نوسان کند و همچنین دامنه نوسانات با گذشت زمان رشد کند و با خروج سیستم از وضعیت تشدید حرکت میانگین، خروج از مرکز سیارات میرا شود و مدار سیارات به حالت دایره برگردد، چنین سیستم سیاره ای در وضعیت پایداری گذرا است.

در پدیده پایداری گذرا در واقع سیارات در یک وضعیت تشدید موقت قرار می‌گیرند. قرار گرفتن سیارات در وضعیتی که به دلیل پایداری گذرا در تشدید پایدار و همیشگی نباشند یکی از پاسخ‌ها به این سوال است که چرا بعضی از سیارات فراخورشیدی آشکار شده توسط ماموریت کپلر برخلاف انتظار در خارج از محل‌های تشدید حرکت میانگین قرار دارند [۱].

مطالعات تحلیلی و شبیه‌سازی‌های چندزره‌ای امکان رخ دادن پایداری گذرا را تأیید کرده‌اند، اما شواهد قوی مبنی بر وجود آن تا زمان مشاهده آن در اولین شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیک [۳-۲] تأیید نشد. در این مطالعه ما قصد داریم با استفاده از شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیک تنظیماتی را پیدا کنیم که پایداری گذرا در آن بین دو سیاره که در تشدید حرکت میانگین قرار دارند رخ دهد و تأثیر پارامترهای مختلف قرص را بر رخ داد این پدیده بررسی کنیم.

مدل و روش

در این مطالعه فرض می‌کنیم دو سیاره به جرم متوسط ۵ و ۱۰ برابر جرم زمین به ترتیب در فاصله ۱.۲۳ و ۲ واحد نجومی از ستاره میزبان در یک قرص پیش‌سیاره‌ای گازی که به صورت محلی هم‌دماست قرار دارند. وابستگی شعاعی چگالی سطحی، دما و مقیاس ارتفاع قرص را به صورت توانی در نظر می‌گیریم. مکان اولیه سیارات به شکلی انتخاب شده‌است که سیارات نزدیک به تشدید ۲:۱ باشند. همچنین فرض می‌کنیم سیارات در ابتدا در مدارهای دایره‌ای قرار گرفته‌اند. برای توصیف وشکسانی قرص از مدل α -وشکسانی استفاده شده است.

در این مطالعه فرض شده‌است که شیب پروفایل چگالی سطحی، دما و مقیاس ارتفاع قرص مقادیر ثابتی باشند. این مقادیر به همراه مقادیر اولیه چگالی سطحی قرص، پارامتر وشکسانی و نسبت ابعادی

قرص که برای مدل اصلی مقداردهی اولیه شده‌اند در جدول ۱ آمده‌است.

در این مطالعه عددی ما از کد هیدرودینامیک FARGO3D برای انجام شبیه‌سازی‌های دو بعدی استفاده کرده‌ایم. محدوده شعاعی محاسبات را از 0.2 تا 7 واحد طول در نظر گرفته‌ایم. تقسیمات در راستای شعاعی به صورت لگاریتمی انجام شده است. در راستای سمتی تقسیمات در کل فضای سمتی از 0 تا π و به صورت مساوی انجام شده است.

وضوح به گونه‌ای در نظر گرفته شده‌است که در راستای شعاعی ۷۰۰ و در راستای سمتی ۱۰۲۴ سلول وجود داشته باشد. در این صورت با توجه به تعداد و نوع تقسیم‌بندی شبکه محاسباتی، سلول‌ها تقریباً به شکل مربع می‌باشند.

جدول ۱: پارامترهای قرص

۱	(شیب چگالی سطحی) α_S
۰.۲۵	(شاخص ضخامت قرص) f
1.13×10^{-2}	(چگالی سطحی اولیه) Σ_0
10^{-5}	(پارامتر وشکسانی) α_v
۰.۰۵	(نسبت ابعادی) h_0

نتایج

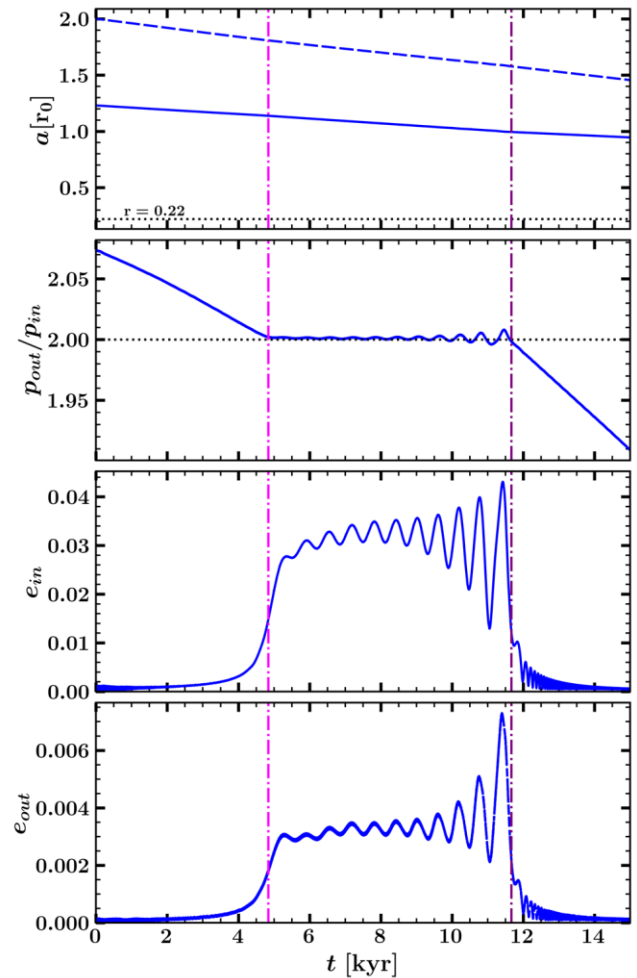
در این مطالعه ابتدا تنظیماتی را پیدا کردیم که بر اساس آن سیارات در تشدید مرتبه اول ۲:۱ قرار می‌گیرند و وارد وضعیت پایداری گذرا نیز می‌شوند. شکل ۱ مدل اصلی را نشان می‌دهد که در آن تحولات زمانی ویژگی‌های مداری سیارات نشان داده شده‌است. در اولین پنل شکل ۱، می‌بینیم که هر دو سیاره از وضعیت ابتدایی که در آن قرار دارند، شروع به مهاجرت به سمت داخل می‌کنند. در دومین پنل، می‌بینیم که نسبت دوره مداری دو سیاره در حال کاهش است تا این که در حدود ۴۵۰۰ سال دو سیاره وارد تشدید ۲:۱ می‌شوند و در آن باقی می‌مانند تا اینکه در حدود ۱۱۵۰۰ سال تشدید شکسته می‌شود و سیارات از حالت تشدید خارج می‌شوند. در پنل

و مدار سیاره به حالت دایره نزدیک می‌شود. بنابراین مطابق شکل ۱ تنظیماتی که برای شبیه‌سازی در نظر گرفته‌ایم یکی از شروط پایداری گذرا را داراست.

شرط دیگر که وجود پایداری گذرا را تأیید می‌کند در شکل ۲، موسوم به فضای فاز سیاره داخلی، دیده می‌شود. در این شکل، Φ_{in} ، زاویه تشدید سیاره داخلی را نشان می‌دهد. نقطه آبی رنگ زمانی که خروج از مرکز و زاویه تشدید صفر است را نشان می‌دهد. الگوهای تکرار شونده روی شکل نشان‌دهنده وضعیت تشدید است که هم خروج از مرکز و هم زاویه تشدید حول مقادیر تعادلی مربوط به خود در حال نوسان هستند، بزرگ شدن الگوهای تکرار شونده نشان‌دهنده افزایش دامنه نوسانات خروج از مرکز و زاویه تشدید می‌باشند. در نهایت با خروج سیاره از فاز تشدید، می‌بینیم که خروج از مرکز سیاره به سمت صفر نزدیک می‌شود و زاویه تشدید نیز بین مقدار 0 و 2π شروع به تغییر می‌کند.

جدول ۲: نتایج مطالعه پارامتری و اثر پارامترهای قرص بر رخداد پایداری گذرا. علامت ✓ نشانه رخداد پدیده مشخص شده و علامت ✗ نشانه عدم رخداد پدیده است.

مدل‌ها	تشدید ۲:۱	پایداری گذرا
مدل اصلی	✓	✓
$\alpha_v = 10^{-6}$	✓	✓
$\alpha_v = 10^{-4}$	✓	✓
$\alpha_v = 10^{-3}$	✓	✗
$\Sigma = 1/4 \Sigma_0$	✓	✓
$\Sigma = 1/3 \Sigma_0$	✓	✓
$\Sigma = 1/2 \Sigma_0$	✓	✓
$\Sigma = 2 \Sigma_0$	✓	✓
$\Sigma = 3 \Sigma_0$	✓	✗
$h_0 = 0.06$	✓	✓
$h_0 = 0.04$	✗	✗



سوم و چهارم به ترتیب از بالا به پایین خروج از مرکز سیاره داخلی و خارجی را مشاهده می‌کنیم.

شکل ۱: تحول زمانی ویژگی‌های مداری سیارات برای مدل اصلی. نیم محور بزرگ سیاره داخلی (خط پر) و سیاره خارجی (خط چین) (پنل اول). نسبت دوره مداری سیاره خارجی به سیاره داخلی (پنل دوم). خروج از مرکز مداری سیاره داخلی و خارجی (پنل سوم و چهارم). خط‌چین‌های عمودی زمان ورود سیارات به تشدید ۲:۱ و زمان خروج از آن را نشان می‌دهند.

می‌بینیم که سیارات در ابتدا روی یک مدار دایره‌ای قرار دارند و به مرور زمان مدار از حالت دایره خارج می‌شود، تا این که وقتی سیارات وارد تشدید می‌شوند، خروج از مرکز برانگیخته می‌شود و سپس در دوره تشدید خروج از مرکز حول یک مقدار تعادلی شروع به نوسان می‌کند و مطابق با تعریف پایداری گذرا می‌بینیم که دامنه نوسانات با گذشت زمان افزایش می‌یابد. در نهایت وقتی سیارات از تشدید خارج می‌شوند، خروج از مرکز مداری سیارات میرا می‌شود

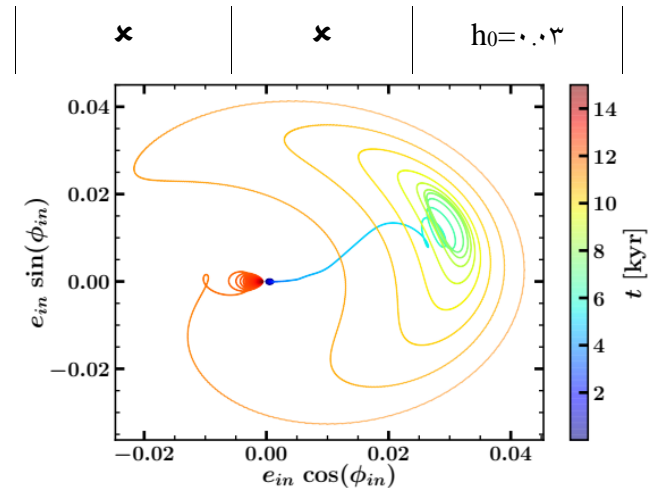
مهم‌ترین دستاورد این پژوهش این است که با به دست آوردن تنظیماتی در شبیه‌سازی هیدرودینامیک، رخداد پایداری گذرا در سیستم‌های سیاره‌ای یک گام به واقعیت نزدیک‌تر شد و می‌تواند مورد مطالعه جدی‌تر قرار بگیرد.

دستاورد دیگر این پژوهش این است که ما نشان دادیم رخداد پایداری گذرا به شدت به پارامترهای قرص وابسته است. در شبیه‌سازی‌هایی که ما انجام دادیم، کاهش چگالی سطحی همیشه با رخداد پایداری گذرا همراه بود، هرچند افزایش آن شانس رخداد پایداری گذرا را کاهش می‌دهد. احتمال رخداد پایداری گذرا در قرص‌هایی با وشکسانی کم بیشتر است. قرص‌های نازک شانسی برای رخداد پایداری گذرا در سیستم مورد مطالعه ما نداشتند.

این یافته‌ها نشان می‌دهد که رخداد پایداری گذرا در قرص‌هایی با پارامترهای مختلف امکان‌پذیر است و این ما را یک قدم به توضیح علت وجود سیارات فراخورشیدی آشکار شده توسط ماموریت کپلر در خارج از تشدید راهنمایی می‌کند.

مرجع‌ها

- [1] Goldreich, Peter, and Hilke E. Schlichting. "Overstable librations can account for the paucity of mean motion resonances among exoplanet pairs." *The Astronomical Journal* **147**, no. 2 (2014): 32.
- [2] Hands, T. O., and R. D. Alexander. "Breaking mean-motion resonances during Type I planet migration." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **474**, no. 3 (2018): 3998-4009.
- [3] Ataiee, S., and W. Kley. "Pushing planets into an inner cavity by a resonant chain." *Astronomy & Astrophysics* **648** (2021): A69.



شکل ۲: فضای فاز سیاره داخلی برای مدل اصلی. ستون رنگ نشان‌دهنده تحول زمانی است.

در ادامه ما یک مطالعه پارامتری انجام دادیم تا اثر پارامترهای قرص مثل، چگالی سطحی اولیه، پارامتر وشکسانی و نسبت ابعادی را بر رخداد پایداری گذرا و ساختار قرص بررسی کنیم. در جدول ۲ به طور خلاصه رخداد پایداری گذرا در مدل‌های مختلف را نشان داده‌ایم.

نتیجه‌گیری

ما پایداری گذرا را برای یک سیستم سیاره‌ای که در تشدید ۲:۱ قرار داشت و حاوی دو سیاره با جرم متوسط بود با استفاده از شبیه‌سازی هیدرودینامیک مورد بررسی قرار دادیم.

شناسایی چشمه‌ی پرتوی گامای جدید با انرژی بیش از 100 GeV در داده‌های فرمی‌لت

آخوندی وکیل آباد، فاطمه؛ سور، مهران؛ هدایتی خلیل آباد، هادی^۱

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه‌نصیرالدین طوسی، تهران

چکیده

در این مقاله، شناسایی یک چشمه‌ی پرتوی گامای جدید را با استفاده از اجرای الگوریتم‌های خوشه‌بندی درخت پوشای کمینه و DBSCAN روی داده‌های تلسکوپ پرتوی گامای فرمی‌لت گزارش می‌کنیم. اهمیت آماری این چشمه با الگوریتم درخت پوشای کمینه 19.82 و با الگوریتم DBSCAN 2 به دست آمده است. بر اساس موقعیت و ویژگی‌های آن، پیشنهاد می‌کنیم که این چشمه احتمالاً مرتبط با اختروش SDSS J100755.68+532616.4 است. واژگان کلیدی: تجزیه و تحلیل داده نجومی، خوشه‌بندی، چشمه‌های پرتوی گاما

The Detection Of A New Gamma-Ray Source With Energy Above 100 GeV With Fermi-LAT Data

Akhondi V., Fatemeh¹; Soor, Mehran¹; Hedayati Kh., Hadi¹

¹ Department of Physics, K.N. Toosi University of Technology, Tehran

Abstract

In this paper, we report the identification of a new gamma-ray source using the Minimum Spanning Tree (MST) and Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise (DBSCAN) algorithms applied to data from the Fermi Large Area Telescope (LAT). The statistical significance of this source was calculated using the MST algorithm with a value of 19.82 and the DBSCAN algorithm with a value of 2. Based on its position and characteristics, we propose that this source is likely associated with the quasar SDSS J100755.68+532616.4.

Keywords: Astronomy data analysis, Clustering, Gamma-ray sources

PACS No.

این گنجینه اطلاعات، نجوم پرتوی گاما را متحول کرده است. در جدیدترین فهرست چشمه‌های پرتوی گامای فرمی‌لت (به اختصار 4FGL)، بیش از 5000 چشمه شناسایی شده است که هسته‌های فعال کهکشانی، بیش از 3000 چشمه از این فهرست را تشکیل می‌دهند [2]. هسته‌های فعال کهکشانی، چشمه‌های پرانرژی هستند که از برافزایش به‌روی سیاه‌چاله بسیار پرجرم در کهکشان نیرو می‌گیرند. این سیاه‌چاله‌های فعال، بادها و جت‌های درخشانی را گسیل می‌کنند. انواع هسته‌های فعال کهکشانی شناسایی شده در 4FGL،

مقدمه

تلسکوپ پرتوی گامای فرمی، در سال 2008 میلادی به فضا پرتاب شد و از آن زمان تا کنون، هر سه ساعت (دو دور مداری) از کل آسمان پرتوی گاما نقشه برداری می‌کند [1]. ابزار اصلی این تلسکوپ، تلسکوپ سطح بزرگ (به اختصار لت)، پرتوهای گامای را از محدود انرژی 20 MeV تا بیش از 300 GeV آشکارسازی می‌کند. به ازای هر رویداد آشکارسازی شده، لیستی از داده‌ها شامل زمان، انرژی و جهت رسیدن و چند پارامتر مفید دیگر را ثبت می‌کند.

شامل بلازارها (اختروش‌های رادیویی با طیف تخت و اجرام بی‌ال سوسمار)، کهکشان‌های رادیویی و انواع دیگر اند که بیشترین تعداد را بلازارها دارند. بلازارها نوعی از هسته‌های فعال کهکشانی هستند که جت نسبی آنها، در راستای خط دید ما است [۳].

چشمه‌های پرتوی گاما در داده‌های تلسکوپ فرمی‌لت با خوشه‌بندی فضایی تشخیص داده می‌شوند و روش‌های متعددی، به‌غیر از درست‌نمایی بیشینه که در فهرست‌های فرمی برای استخراج چشمه‌ها استفاده می‌شود، از جمله درخت پوشای کمینه [۴] بدین منظور پیشنهاد شده‌اند [۵]. الگوریتم درخت پوشای کمینه، یک روش مبتنی بر گراف برای شناسایی خوشه است که برای انتخاب خوشه‌ها از یک درخت خاص شروع می‌کند که تمام نقاط را با کمترین وزن به یکدیگر متصل کرده است [۵].

الگوریتم DBSCAN [۶]، روش مؤثر دیگری است که برای شناسایی چشمه‌های پرتوی گامای فرمی‌لت، مورداستفاده قرار گرفته است [۷]. DBSCAN، الگوریتم قدرتمندی است که برای خوشه‌بندی داده‌هایی که تحت تأثیر نویز پس‌زمینه قرار دارند به کار می‌رود حتی اگر پس‌زمینه یکنواخت نباشد.

در این مقاله، ما داده‌های ۱۵ سال تلسکوپ فرمی‌لت، شامل جهت‌های رسیدن فوتون‌ها (طول و عرض کهکشانی) را استخراج می‌کنیم و سپس با اعمال الگوریتم‌های درخت پوشای کمینه و DBSCAN، چشمه‌ها را در این تصاویر دوبعدی شناسایی می‌کنیم. چشمه‌های شناسایی شده را با فهرست ۴FGL، مطابقت می‌دهیم و به جست‌وجوی چشمه‌های ناشناس و جدید می‌پردازیم. در این تحقیق، چشمه‌ی نقطه‌ای با انرژی بیش از ۱۰۰ GeV را شناسایی کرده‌ایم و با کاوش در داده‌های اپتیکال، هم‌تای احتمالی این چشمه که منطبق با یک اختروش است را مشخص کرده‌ایم.

الگوریتم‌های شناسایی

الگوریتم درخت پوشای کمینه در مجموعه‌ای از نقاط، نقطه‌ای را به‌صورت تصادفی انتخاب می‌کند و آن را با یک یال به نزدیک‌ترین نقطه در همسایگی آن متصل می‌کند، و این نقطه نیز به نزدیک‌ترین نقطه در مجاورت خود، با یک یال متصل می‌شود. این عمل تا اتصال آخرین نقطه به درخت (گراف بدون حلقه بسته)، ادامه می‌یابد. پس

از کامل‌شدن درخت، برای پیدا کردن چشمه‌ها (درخت‌های کوچک‌تر)، باید دو انتخاب اولیه و ثانویه روی درخت اعمال شود [۹].

انتخاب اولیه شامل اجرای جداسازی و حذف روی درخت پوشای کمینه است. در جداسازی، یال‌هایی که طول آنها از یک مقدار مشخص (Λ_c) بزرگ‌تر باشند، حذف می‌شوند. پارامتر Λ_c تابعی از طول میانگین کل یال‌ها (Λ_m) است. پس از اعمال این فیلتر، تعدادی از یال‌ها حذف می‌شوند و درخت‌های کوچکی باقی می‌مانند. در مرحله حذف، از میان درخت‌های کوچک باقی مانده، درخت‌هایی که تعداد نقاط آنها از مقدار مشخص (N_c) کمتر باشد، حذف می‌شوند. با توجه به [۸]، بهینه‌ترین مقادیر برای این دو پارامتر، به ترتیب $N_c = 3$ و $\Lambda_c = 0.7 \Lambda_m$ هستند [۹].

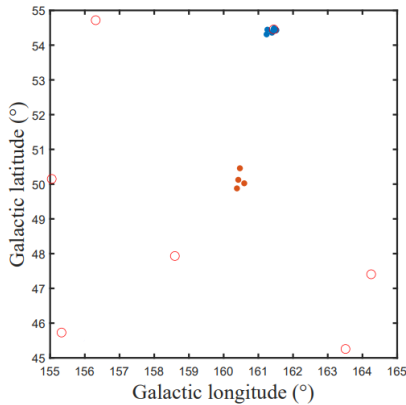
پس از انتخاب اولیه خوشه‌ها با دو پارامتر مذکور، انتخاب ثانویه خوشه‌ها با پارامتری به نام «قدر» انجام می‌شود که می‌تواند برای حذف خوشه‌های جعلی، بسیار مناسب باشد. این پارامتر به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$S = \sqrt{2 \left(N_s \ln \left(\frac{2N_s}{N_s + N_b} \right) + N_b \ln \left(\frac{2N_b}{N_s + N_b} \right) \right)} \quad (1)$$

که n_k تعداد خوشه k ام و g_k درجه خوشه‌بندی است، $\lambda_{m,k}$ میانگین یال‌ها در k امین خوشه است. با توجه به [۸]، با انتخاب M حدوداً بین ۱۵ تا ۲۰، بسیاری از خوشه‌های جعلی کم اهمیت حذف می‌شوند. لازم به ذکر است که \sqrt{M} مرتبط با آماره آزمون چشمه‌ها (TS) در فهرست‌های فرمی‌لت است. خوشه‌های شناسایی شده با الگوریتم درخت پوشای کمینه و با مقادیر پارامترهای مذکور، در شکل ۱ نشان داده شده است.

خوشه‌بندی فضایی مبتنی بر چگالی با استفاده از نویز، DBSCAN که برای خوشه‌بندی داده‌هایی که تحت تأثیر نویز پس‌زمینه قرار دارند به کار می‌رود. این الگوریتم، خوشه‌ها را بر اساس چگالی محلی نقاط شناسایی می‌کند که دو پارامتر ورودی دارد: ۱- شعاع (Eps)، ۲- حداقل نقاط موجود در یک خوشه (MinPts).

این الگوریتم ابتدا یک نقطه را به‌صورت تصادفی در فضای داده شده انتخاب می‌کند و به جست‌وجوی نقاط همسایه در دایره‌ای به شعاع Eps حول آن نقطه می‌پردازد. اگر الگوریتم در شعاع Eps حداقل



شکل ۲: ناحیه $10^\circ \times 10^\circ$ از آسمان فرمی لت با اجرای الگوریتم DBSCAN. دایره‌های قرمز چشمه‌های پرتوی گامای ۴FGL را نشان می‌دهند. چشمه‌ی جدید پرتوی گاما در مرکز تصویر قرار دارد.

استخراج و آماده‌سازی داده‌های فرمی لت

داده‌های تلسکوپ فرمی لت، شامل لیست رویدادها و فایل فضاییما از آرشیو داده‌های این تلسکوپ^۳، قابل دسترسی است. برای تجزیه و تحلیل داده‌ها از ابزار فرمی، نسخه ۲.۲.۰ استفاده کردیم. زمان داده‌ها، از آگوست ۲۰۰۸ تا آگوست ۲۰۲۳ و محدوده انرژی، از ۱۰۰ GeV تا ۳۰۰ GeV انتخاب شد. برای حذف صفحه کهکشانی از داده‌ها، فوتون‌هایی با عرض کهکشانی $|b| \geq 30^\circ$ انتخاب شدند. هر دو نوع تبدیل جلو و عقب (فوتون‌هایی که در جلو و یا در عقب آشکارساز به زوج تبدیل می‌شوند) انتخاب شدند. کلاس رویداد ۱۲۸ (پیشنهاد شده برای چشمه) و نوع رویداد ۱۶ (سومین چارک از کیفیت بازسازی جهت) انتخاب شدند. برای حذف فوتون‌های لیمب زمین، تنها فوتون‌هایی با زاویه سوسویی کمتر از 90° را در نظر گرفتیم [۱۲]. پس از اعمال برش‌های مذکور، روی تصویر نهایی دو بعدی (جهت رسیدن فوتون‌های گاما) این داده‌ها الگوریتم‌های شناسایی را اعمال می‌کنیم. شکل ۱ و ۲، برش $10^\circ \times 10^\circ$ از آسمان فرمی لت به مرکز چشمه جدید، همراه با اجرای الگوریتم‌های شناسایی را نشان می‌دهد.

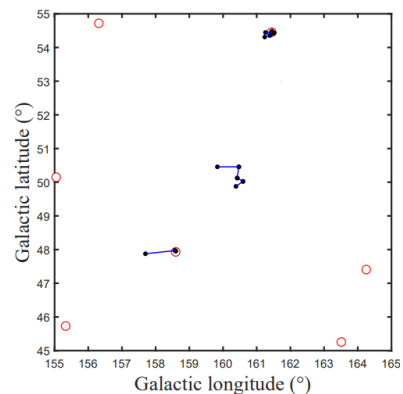
نتیجه گیری

تعداد MinPts نقطه را پیدا کند آن نقطه به‌عنوان نقطه هسته دسته - بندی می‌شود و اگر الگوریتم در شعاع Eps حداقل تعداد MinPts نقطه را پیدا نکند و در همسایگی اش نقطه هسته نباشد، آن نقطه به‌عنوان نويز دسته‌بندی می‌شود. در [۷] پیشنهاد شده است که شعاع Eps را می‌توان بر اساس تابع نقطه گستر ابزار فرمی لت انتخاب کرد که با توجه به محدوده انرژی ($\geq 100 \text{ GeV}$)، مقدار بهینه این پارامتر ورودی، $Eps = 0.4^\circ$ است. به دلیل تعداد کم نقاط در این محدوده انرژی، MinPts، حداقل تعداد نقاطی انتخاب می‌شود که به لحاظ آماری یک خوشه را تشکیل می‌دهند که این مقدار، $MinPts = 3$ است.

برای ارزیابی اهمیت خوشه‌های شناسایی شده با الگوریتم DBSCAN، از آزمون نرخ بیشینه شباهت استفاده می‌کنیم که در [۱۰] پیشنهاد شده است و در [۱۱]، [۱۲] و [۱۳] برای خوشه‌های شناسایی شده با الگوریتم DBSCAN در داده‌های فرمی لت به‌کار گرفته شده است؛ اهمیت خوشه به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$M_k = n_k g_k = \Lambda_m / \lambda_{m,k} \quad (2)$$

که N_s تعداد نقاط در هر چشمه و N_b تعداد نقاط پس‌زمینه در شعاع مشخص حول خوشه است. با توجه به [۱۲] و [۱۳]، آستانه پایین $S = 2$ را برای خوشه‌ها در نظر می‌گیریم. این اهمیت خوشه نیز، مرتبط با آماره آزمون چشمه‌ها در فهرست‌های فرمی لت است. خوشه‌های شناسایی شده با الگوریتم DBSCAN با مقادیر پارامتر- های مذکور، در شکل ۲ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱: ناحیه $10^\circ \times 10^\circ$ از آسمان فرمی لت با اجرای الگوریتم درخت پوشای کمینه. دایره‌های قرمز چشمه‌های پرتوی گامای ۴FGL را نشان می‌دهند. چشمه‌ی جدید پرتوی گاما در مرکز تصویر قرار دارد.

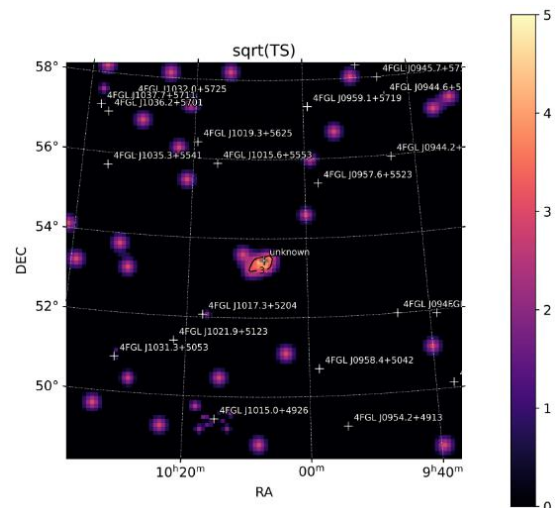
^۳ <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/>

مرجع‌ها

- [۱] Atwood, W. B., Aous A. Abdo, Markus Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, M. Axelsson, Luca Baldini et al. "The large area telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission." *The Astrophysical Journal* **697**, no. 2 (2009): 1071.
- [۲] Abdollahi, Soheila, F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood, Magnus Axelsson, L. Baldini et al. "Fermi large area telescope fourth source catalog." *The Astrophysical Journal Supplement Series* **247**, no. 1 (2020): 33.
- [۳] Panes, Boris, Christopher Eckner, Luc Hendriks, Sacha Caron, Klaas Dijkstra, Guðlaugur Jóhannesson, Roberto Ruiz de Austri, and Gabrijela Zaharijas. "Identification of point sources in gamma rays using U-shaped convolutional neural networks and a data challenge." *Astronomy & astrophysics* **656** (2021): A62.
- [۴] Prim, Robert Clay. "Shortest connection networks and some generalizations." *The Bell System Technical Journal* **36**, no. 6 (1957): 1389-1401.
- [۵] Campana, Riccardo, Enrico Massaro, Dario Gasparrini, Sara Cutini, and Andrea Tramacere. "A Minimal Spanning Tree algorithm for source detection in γ -ray images." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **383**, no. 3 (2008): 1166-1174.
- [۶] Ester, Martin, Hans-Peter Kriegel, Jörg Sander, and Xiaowei Xu. "A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise." In *kdd*, vol. 96, no. 34, pp. 226-231. 1996. [7] P. G. Debendetti and E. H. Stanley; "Supercooled and Glassy Water"; *Physics Today* **56**, No. ۳ (۲۰۰۳) ۴۰-۴۶
- [۷] Tramacere, A., and C. Vecchio. " γ -ray dbscan: a clustering algorithm applied to fermi-lat γ -ray data-i. detection performances with real and simulated data." *Astronomy & Astrophysics* **549** (2013): A138.
- [۸] Campana, R., E. Bernieri, E. Massaro, F. Tinebra, and Gino Tosti. "Minimal spanning tree algorithm for γ -ray source detection in sparse photon images: cluster parameters and selection strategies." *Astrophysics and Space Science* **347**, no. 1 (2013): 169-182.
- [۹] Soor, Mehran, Fatemeh Akhondi, and Hadi Hedayati. "Identification of Gamma-Ray Point Sources in Fermi-LAT Data with Minimum Spanning Tree Algorithm." *Iranian Journal of Astronomy and Astrophysics* **10**, no. 4 (2023): 327-334.
- [۱۰] Li, T-P., and Y-Q. Ma. "Analysis methods for results in gamma-ray astronomy." *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 272, Sept. 1, 1983, p. 317-324. 272 (1983): 317-324. [12] P. G. Debendetti and E. H. Stanley; "Supercooled and Glassy Water"; *Physics Today* **56**, No. 3 (2003) 40-46.
- [۱۱] Armstrong, Thomas, Anthony M. Brown, Paula M. Chadwick, and S. J. Nolan. "The detection of Fermi AGN above 100 GeV using clustering analysis." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **452**, no. 3 (2015): 3159-3166.
- [۱۲] Campana, R., E. Massaro, F. Bocchino, M. Miceli, S. Orlando, and A. Tramacere. "High-energy γ -ray detection of supernova remnants in the Large Magellanic Cloud." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **515**, no. 2 (2022): 1676-1689.
- [۱۳] Carlson, Eric, Tim Linden, Stefano Profumo, and Christoph Weniger. "Clustering analysis of the morphology of the 130 GeV gamma-ray feature." *Physical Review D* **88**, no. 4 (2013): 043006.
- [۱۴] Albareti, Franco D., Johan Comparat, Carlos M. Gutiérrez, Francisco Prada, Isabelle Pâris, David Schlegel, Martín López-Corredoira et al. "Constraint on the time variation of the fine-structure constant with the

در این پژوهش، با استفاده از الگوریتم‌های خوشه‌بندی روی داده‌های دوبعدی فرمی‌لت، به جست‌وجوی چشمه‌های پرتوی گاما پرداختیم. چشمه‌ی جدید پرتوی گاما با انرژی بیش از ۱۰۰ GeV، با هر دو الگوریتم خوشه‌بندی شناسایی شد.

اهمیت آماری این خوشه، در انتخاب ثانویه درخت پوشای کمینه (قدر خوشه)، $M = ۱۹.۸۳$ به دست آمد که مورد قبول است. اهمیت آماری این خوشه با اجرای الگوریتم DBSCAN، $S = ۲$ به دست آمد و این مقادیر بالای اهمیت آماری، نشان می‌دهد این چشمه واقعی است. باتوجه‌به موقعیت این چشمه، در پایگاه‌داده سیمباد^۴ برای مشخص کردن همتای احتمالی این چشمه که با آن همپوشانی موقعیتی دارد، به کاوش پرداختیم. همتای احتمالی این چشمه، اختروش SDSS J100755.68+532616.4 [۱۴] است که با انتظارات از چشمه‌های پرتوی گاما، همخوانی دارد. برای بررسی بیشتر صحت وجود این چشمه در آسمان فرمی‌لت، نقشه اهمیت آماره آزمون که با اجرای درست‌نمایی بیشینه روی ناحیه موردنظر به دست می‌آید را با ابزار فرمی تهیه کردیم (شکل ۳). باتوجه‌به این نقشه، در موقعیت چشمه جدید، مجذور اهمیت آماری مقداری بیش از ۴ دارد که نتایج مربوط به صحت وجود این چشمه را تأیید می‌کند. باتوجه‌به محاسبه رابطه اهمیت آماری با آماره آزمون که $S = \frac{1}{\sqrt{TS}}$ است [۷]، صحت محاسبات قابل تأیید است.



شکل ۳: نقشه آماره آزمون پس از اجرای درست‌نمایی بیشینه. چشمه ناشناس در مرکز تصویر قرار دارد. سایر چشمه‌های ۴FGL با "+" مشخص شده‌اند. رنگ‌ها مجذور آماره آزمون را نشان می‌دهند.

^۴ <https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/sim-fcoo/>

SDSS-III/BOSS DR12 quasar sample." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **452**, no. 4 (2015): 4153-4168.

شکل‌گیری جت‌ها و جریان‌های خروجی از قرص‌های مغناطیده در حضور میدان مغناطیسی

دوقطبی ستاره

اصلانی، سارا؛ شیخ‌نظامی، سمیه

گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

چکیده

در این مقاله به بررسی شکل‌گیری جت‌های مغناطیده از یک قرص برافزایشی که تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس بوده و نیز دارای پخشایی مغناطیسی می‌باشد، پرداخته‌ایم. به طور خاص، با انجام شبیه‌سازی‌های مگنتوهیدرودینامیکی در دستگاه مختصات کروی مدل مناسبی را برای شکل‌گیری و شتاب گرفتن یک جت مغناطیده از قرص برافزایشی دارای پخشایی مغناطیسی به دست آوردیم. یافته‌های ما نشان می‌دهد که وجود دوقطبی ستاره‌ای به تنهایی فرآیند برافزایش را مختل می‌کند و از برافزایش مناسب و مداوم جلوگیری می‌نماید. با این حال هنگامی که به طور همزمان میدان دوقطبی ستاره‌ای و میدان مغناطیسی قوی حاکم بر قرص در نظر گرفته شود، می‌توان به برافزایش مناسب دست یافت. این نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس قرص، نقش مهمی را در حذف تکانه‌ی زاویه‌ای قرص و تسهیل برافزایش مناسب درون آن ایفا می‌کند. واژگان کلیدی: میدان مغناطیسی دوقطبی، پخشایی مغناطیسی، قرص برافزایشی، جت اخترفیزیکی، مگنتوهیدرودینامیک.

Jet launching from diffusive accretion disk in the presence of stellar dipole magnetic field

Aslani, Sarah; Sheikhezami, Somayeh

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

Abstract

We present the results of magnetohydrodynamic (MHD) simulations that investigate the launching of a jet from a resistive accretion disk using spherical coordinates. We have incorporated the stellar magnetic field (dipole) into our simulations. By considering the stellar dipole, we have examined the impact on the accretion and ejection mass flux. Our findings indicate that the presence of the stellar dipole alone disrupts the accretion process, preventing proper and continuous accretion. However, when both the stellar dipole and the strong disk magnetic field are taken into account, it is possible to achieve proper accretion. This suggests that the large-scale magnetic field of the disk plays a significant role in removing the angular momentum of the disk and facilitating proper accretion within it.

Keywords: Dipole magnetic field, Diffusivity, Accretion disk, Jet, MHD.

مقدمه

حتی کوتوله‌های قهوه‌ای دیده می‌شوند. در یک جت اخترفیزیکی، جریان‌های خروجی از ماده‌ی یونیزه شده، با زاویه‌ی بازشدگی کم در امتداد محور چرخش منتشر می‌شوند. جت‌ها می‌توانند از نظر درخشندگی بسیار قدرتمند باشند و اغلب در کل طیف الکترومغناطیسی، از ناحیه‌ی رادیویی تا اشعه‌ی گاما، تابش می‌کنند. مطالعه‌ی جت‌ها می‌تواند درک عمیق‌تری از ویژگی‌های ستاره و

جت‌ها و قرص‌های برافزایشی از جمله پدیده‌هایی هستند که در تمام کیهان قابل مشاهده‌اند و در گستره‌ی وسیعی از اجرام اخترفیزیکی از جمله هسته‌های کهکشانی فعال، انفجارهای پرتو گاما، ریزاخترش‌ها، سحابی‌های پیش‌سیاره‌ای، ستارگان جوان و

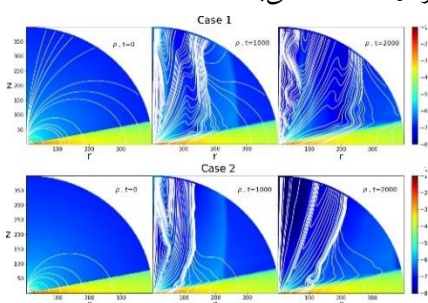
پیش‌ستاره را در نظر گرفته‌ایم و به بررسی اثر میدان کل بر روی قرص و فرآیند برافزایش درون آن و شکل‌گیری جت از قرص پرداخته‌ایم.

شبیه‌سازی‌های انجام شده

در شکل‌های زیر نتایج مربوط به چهار شبیه‌سازی آورده شده است.

1. شبیه‌سازی‌های مربوط به میدان دوقطبی ستاره:

در دو شبیه‌سازی Case 1 و Case 2 میدان مغناطیسی دو قطبی ستاره به گونه‌ای در نظر گرفته شده است که میدان در Case 1 یک مرتبه بزرگتر از Case 2 می‌باشد.



شکل 1: نقشه‌ی دوبعدی چگالی جرمی در مقیاس لگاریتمی برای دو شبیه‌سازی Case 1 و Case 2 در زمان‌های 0، 1000 و 2000. خطوط سفید نشان‌دهنده‌ی خطوط میدان مغناطیسی است.

شکل 1 نقشه‌ی دو بعدی چگالی جرمی در مقیاس لگاریتمی را نشان می‌دهد. طبق شکل 1 مشاهده می‌شود که شکل خطوط میدان دوقطبی با گذشت زمان تغییر کرده و دیگر به صورت دوقطبی نمی‌باشد. می‌توان علت این موضوع را این‌گونه بیان کرد که چون خطوط با مواد درون قرص حرکت می‌کنند، در نتیجه مواد درون قرص ساختار خطوط میدان را تغییر می‌دهند.

خطوط میدان در Case 1 که دارای میدان دوقطبی قوی‌تر است، نسبت به Case 2 که میدان ضعیف‌تری دارد، بازتر و با شیب کمتر بوده و در نتیجه بازوی اهرم گشتاور مغناطیسی بیشتر است و برافزایش نسبت به حالتی که میدان ضعیف است، بیشتر خواهد بود؛ ولی با این حال میدان دوقطبی، گشتاور لازم برای این‌که مواد در درون قرص برافزایش داشته باشند را ندارد و در نتیجه در شعاع‌های اولیه، فرآیند برافزایش متوقف شده و به شعاع‌های بزرگتر گسترش نمی‌یابد که این موضوع را به وضوح در شکل 2 که نقشه‌ی سرعت شعاعی برای این دو شبیه‌سازی می‌باشد، می‌بینیم.

قرص میزبان آن را فراهم نماید. مطالعات نشان می‌دهند که جت‌ها می‌توانند با حذف تکانه‌ی زاویه‌ای از یک قرص پیش‌سیاره‌ای اطراف ستاره، در فرآیند تشکیل ستاره نقش اساسی را ایفا کنند و در نتیجه، به فرآیند برافزایش کمک می‌کنند.

اثر میدان مغناطیسی بر برافزایش

از مهم‌ترین عوامل برای خروج تکانه‌ی زاویه‌ای از قرص می‌توان به خود جت و فوران‌های ماده که از قرص شکل می‌گیرند اشاره نمود. جت‌ها که حامل انرژی و جرم و اندازه‌ی حرکت هستند به صورت مؤثری تکانه‌ی زاویه‌ای را خارج می‌کنند و باعث پیشبرد برافزایش می‌شوند.

در شکل‌گیری جت‌ها، میدان مغناطیسی نقش عمده‌ای ایفا می‌کند. مغناطیس درون همه ستارگان را فراگرفته است و علاوه بر میدان مغناطیسی حاکم بر قرص، ستاره‌ها به طور مغناطیسی با قرص برافزایشی خود تعامل دارند. انواع مختلف اجرام مغناطیسی از نوع ستاره‌ای (ستاره‌های T Tauri، کوتوله‌های سفید، ستاره‌های نوترونی) اغلب توسط قرص‌های برافزایشی احاطه شده‌اند و این احتمال وجود دارد که مگنتوسفر ستاره‌ای بتواند قسمت داخلی قرص را مختل کند. در اثر برافزایشی که در درون قرص حول جسم مرکزی اتفاق می‌افتد مواد بر اثر برهم‌کنش با میدان مغناطیسی ستاره‌ای در چند شعاع ستاره‌ای در راستای شعاعی به سمت داخل قرص حرکت می‌کنند و می‌توانند جریان برافزایشی را به جریان‌های خروجی ماده که خطوط میدان مغناطیسی را دنبال می‌کنند و به همراه آن به سمت بیرون قرص انتقال می‌یابند هدایت کنند.

الگوی مسئله

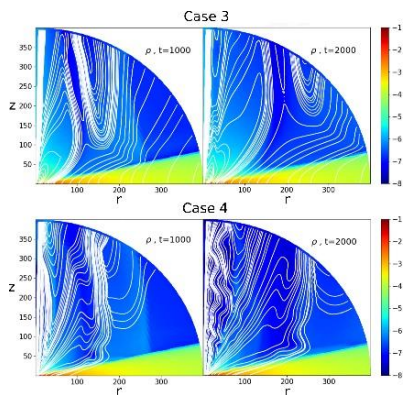
در این مقاله به بررسی تأثیر میدان مغناطیسی دوقطبی ستاره بر روی ساختار قرص برافزایشی نازکی که مغناطیده است و جت را به محیط بیرون پرتاب می‌کند، پرداخته‌ایم.

برای بررسی این موضوع شبیه‌سازی‌هایی را انجام داده‌ایم که در انجام این شبیه‌سازی‌ها شرایط مختصات کروی را استفاده کرده و تقارن محوری را اعمال نموده‌ایم؛ به عبارتی می‌توان گفت پارامترها به مختصه‌ی ϕ بستگی ندارند. در این مطالعه، ما قرص حول یک

(نزدیک به صفر) می‌رسد و عملاً جریان مناسب برافزایش و در نتیجه جریان مناسب خروج ایجاد نمی‌شود (میدان دوقطبی خالص در خارج کردن تکانه‌ی زاویه‌ای مؤثر نمی‌باشد). همچنین با قوی‌تر اعمال کردن میدان دوقطبی خالص آهنگ برافزایش و جریان خروجی دیرتر به حالت پایدار می‌رسند و همچنین آشفته‌گی‌های زیادی در جریان خروج مشاهده می‌شود؛ اما زمانی که میدان دوقطبی خالص ضعیف‌تر در نظر گرفته شود، به دلیل اینکه برافزایش نسبت به حالت قبل کمتر بوده است، به تبع آن جریان خروج ماده نیز ضعیف‌تر می‌باشد.

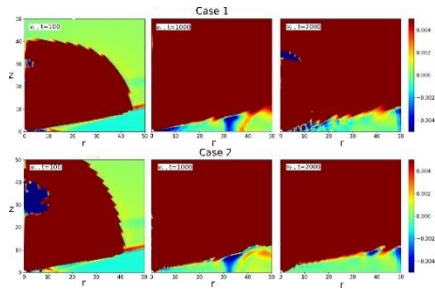
2. شبیه‌سازی‌های مربوط به اعمال میدان دوقطبی ستاره و میدان حاکم بر قرص:

در دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4 علاوه بر میدان دوقطبی ستاره میدان قرص نیز در نظر گرفته شده است. این دو میدان به گونه‌ای اعمال گردیده است که در Case 3 میدان حاکم بر قرص بر سیستم غالب است و در Case 4 میدان دوقطبی ستاره نسبت به میدان قرص قوی‌تر است.



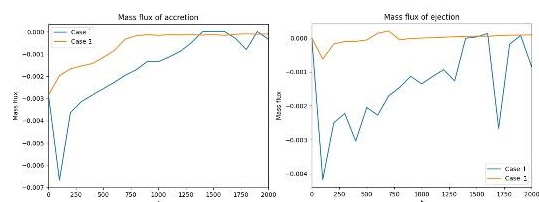
شکل 4: نقشه‌ی دوبعدی چگالی جرمی در مقیاس لگاریتمی برای دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4 در زمان‌های 1000 و 2000 t .

شکل 4 مقایسه‌ی چگالی جرمی را برای دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4 نشان می‌دهد. با توجه به شکل مشاهده می‌شود که در Case 3 که میدان قرص غالب است، بازشدگی خطوط میدان مغناطیسی به سمت شعاع‌های بزرگ‌تر، بهتر صورت می‌گیرد که به شتاب‌گیری بهتر جت کمک می‌کند. همچنین مشاهده می‌شود که حالت اختلال در نواحی درونی قرص و خطوط میدان مغناطیسی در



شکل 2: نقشه‌ی سرعت شعاعی برای دو شبیه‌سازی Case 1 و Case 2 در زمان‌های 1000، 10000 و 20000 t .

شکل 2 نقشه‌ی دوبعدی سرعت شعاعی را برای دو شبیه‌سازی Case 1 و Case 2 نشان می‌دهد. با توجه به این شکل، در شبیه‌سازی Case 1 ناحیه‌ی دارای برافزایش در درون قرص با گذشت زمان بیشتر شده و فرآیند برافزایش به شعاع‌های بزرگ‌تر گسترش می‌یابد. در حقیقت در این شبیه‌سازی تمایل خطوط میدان نسبت به قرص به گونه‌ای است که گشتاور مغناطیسی توسط بازوی اهرم گشتاور مغناطیسی، نیروی کافی را به مواد درون قرص وارد می‌نماید. با اعمال گشتاور مغناطیسی و کند شدن حرکت قرص، در حقیقت تکانه‌ی زاویه‌ای از قرص خارج شده و سبب افزایش برافزایش در داخل قرص می‌شود. در Case 2 میدان دوقطبی، گشتاور لازم را برای اینکه مواد در درون قرص برافزایش داشته باشند، ندارد و در نتیجه در شعاع‌های اولیه، فرآیند برافزایش متوقف شده و به شعاع‌های بزرگ‌تر گسترش نمی‌یابد.



شکل 3: تحول زمانی شارهای جرمی برای دو شبیه‌سازی Case 1 و Case 2.

شکل 3 تحول زمانی آهنگ برافزایش و آهنگ خروج جرم مربوط به دو شبیه‌سازی Case 2 و Case 3 را نشان می‌دهد. این کمیت‌ها مهم‌ترین معیار برای مقایسه‌ی میزان برافزایش و قدرت جت‌ها و جریان‌های خروجی است. همان‌طور که در شکل 3 قابل مشاهده است گشتاور مغناطیسی میدان دوقطبی خالص بسیار کوچک بوده و با اعمال میدان خالص دوقطبی، آهنگ برافزایش به مقدار بسیار کمی

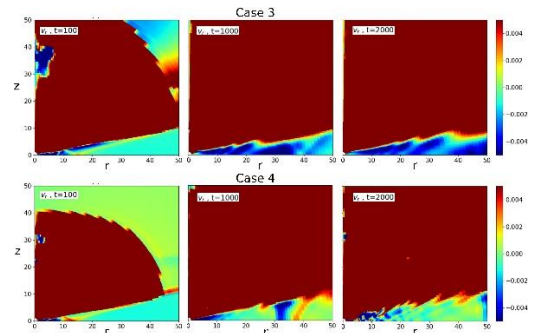
در این مقاله، به بررسی چگونگی شکل‌گیری جت‌ها و جریان‌های خروجی از قرص‌های مغناطیده پرداخته شده است. با بررسی و تحلیل داده‌های برگرفته از شبیه‌سازی‌ها می‌توان نتایج حاصل از این شبیه‌سازی‌ها را به صورت خلاصه به شکل زیر بیان نمود:

بر اساس نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی‌های انجام شده، اگر میدان موجود در سیستم به صورت میدان دوقطبی ستاره اعمال شود، در شعاع‌های درونی قرص، عمل برافزایش متوقف می‌شود و به شعاع‌های بزرگ‌تر انتقال نمی‌یابد. به همین ترتیب، شار جرمی خروجی نیز دچار اختلال می‌شود. دلیل این موضوع را می‌توان این‌گونه بیان نمود که میدان دوقطبی، گشتاور لازم را بر قرص وارد نمی‌کند و نمی‌تواند به فرآیند برافزایش و خروج جرم کمک نماید. اگر میدان مغناطیسی دوقطبی ستاره را ضعیف‌تر اعمال کنیم، به دلیل بوده و قرص، نسبتاً پایدارتر خواهد بود، البته آهنگ برافزایش بسیار کوچک بوده که سبب می‌شود مقدار شار جرمی خروجی نیز کمتر باشد. شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند با در نظر گرفتن همزمان میدان دوقطبی ستاره و نیز میدان حاکم بر قرص، شرایط می‌تواند متفاوت باشد. زمانی که میدان حاکم بر قرص غالب است، فرآیند برافزایش پایدارتر بوده و در نتیجه، سازوکار شتاب‌گیری جت بهتر صورت می‌گیرد و در مدت زمان کمتری جریان برافزایش و خروج جت به حالت پایدار دست می‌یابند. ولی زمانی که میدان دوقطبی ستاره غالب باشد، جریان برافزایش، دچار اختلال شده و سیستم به حالت پایدار نمی‌رسد و در نتیجه، جت حاصل از این قرص برافزایشی نیز، جتی پایدار و قوی نخواهد بود.

مراجع

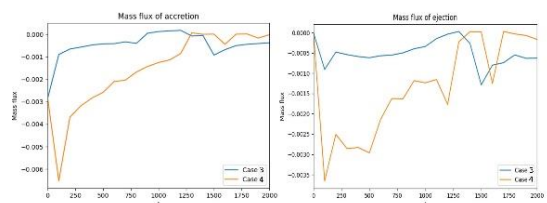
- [1] Ray, TP and Ferreira, J. Jets from young stars. *New Astronomy Reviews*, 93:101615, 2021.
- [2] Beall, James H. A review of astrophysical jets. *Acta Polytechnica CTU Proceedings*, 1(1):259-264, 2014.
- [3] Bildsten, Lars, Chakrabarty, Deepto, Chiu, John, Finger, Mark H, Koh, Danny T, Nelson, Robert W, Prince, Thomas A, Rubin, Bradley C, Scott, D Matthew, Stollberg, Mark, et al. Observations of accreting pulsars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 113.
- [4] Deniss Stepanovs, Christian Fendt, 2014 September 2.
- [5] Sheikhezami, S., Fendt, C., Porth, O., Vaidya, B., & Ghanbari, J. 2012, *ApJ*, 757, 65.
- [6] Zanni, C., & Ferreira, J. (2009). MHD simulations of accretion onto a dipolar magnetosphere-I. Accretion curtains and the disk locking paradigm. *Astronomy & Astrophysics*, 508(3), 1117-1133.

حالی که میدان دوقطبی ستاره غالب است، با افزایش قدرت میدان حاکم بر قرص (Case 3) وجود ندارد و از بین می‌رود. شکل 5 سرعت شعاعی برای دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4 را نشان می‌دهد. با مقایسه‌ی نقشه‌ی سرعت شعاعی در این دو شبیه‌سازی مشاهده می‌شود جریان برافزایش، با افزایش قدرت دوقطبی ستاره‌ای، دچار اختلال شده و به خوبی شکل نمی‌گیرد. سرعت برافزایش در Case 4 بسیار پایین‌تر بوده و تنها در شعاع‌های داخلی و کوچک‌تر، برافزایش ضعیفی شکل می‌گیرد.



شکل 5: نقشه‌ی سرعت شعاعی برای دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4 در زمان‌های $t = 100$ و 1000 و 2000 .

این در حالی است که در Case 3 که میدان قرص غالب بر سیستم است، جریان برافزایش قوی شکل می‌گیرد و به شعاع‌های بزرگ‌تر قرص نیز گسترش می‌یابد.



شکل 6: تحول زمانی شارهای جرمی برای دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4.

رفتار فوق در شکل 6 واضح‌تر قابل مشاهده است. شکل 6 تحول زمانی شار جرمی مربوط به دو شبیه‌سازی Case 3 و Case 4 را نشان می‌دهد. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود آهنگ برافزایش مواد در Case 3 بزرگ‌تر از Case 4 می‌باشد؛ بعلاوه آثار اختلال و عدم پایداری در جریان برافزایش و نیز جریان ماده خروجی در Case 4 مشاهده می‌شود.

نتیجه‌گیری

قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته در مدل کوئینتسنس تعمیم یافته جدید

بابائی نژاد، زینب؛ عزیزی، طاهره

گروه فیزیک نظری، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

در این مقاله به بررسی قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته در مدل کوئینتسنس تعمیم یافته جدید می پردازیم. این مدل با در نظر گرفتن یک جفتیدگی ناکمینه بین میدان اسکالر کوئینتسنس و اسکالر ریچی در فرمول بندی پالاتینی معرفی شده است. در این راستا ابتدا به مرور معادلات میدان مدل پرداخته و سپس اعتبار قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته را در افق ظاهری و افق رویداد عالم بررسی می کنیم. ملاحظه می شود که قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته، در هر دو افق ذکر شده، برای این مدل برقرار است. واژگان کلیدی: قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته، کوئینتسنس تعمیم یافته، افق ظاهری، افق رویداد

Thermodynamics of the universe in New extended quintessence Model

Babaei Nezhad, Zeinab; Azizi, Tahereh

Department of Theoretical Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract

In this article, we investigate the generalized second law of thermodynamics (GSL) in new extended quintessence model. This model is introduced by considering a non-minimal coupling between the quintessence scalar field and Ricci scalar in the Palatini formulation. In this regard, we first review the field equation of the model and then investigate the validity of the GSL in the apparent and event horizon of the Universe. We see that the generalized second law of thermodynamics is fulfilled for both cases in this model.

Keywords: generalized second law of thermodynamics (GSL), New extended quintessence, Apparent Horizon, Event Horizon

PACS No. 04

جدید [۱] شناخته می شود. از سوی دیگر، با الهام گرفتن از نظریه - های سیاهچاله ها، یک رابطه ی عمیق بین گرانش و ترمودینامیک کشف شده است. در نسبیت عام، تابش هاوکینگ [۲] با استفاده از رابطه بین گرانش سطحی و دما قابل بررسی است و همچنین یک ارتباط بین آنتروپی افق و مساحت آن وجود دارد. از زمان کشف ترمودینامیک سیاهچاله در دهه ۱۹۷۰، بکنشتاین نشان داد که برای یک سیاهچاله، کمیت های ترمودینامیکی مثل آنتروپی و دما متناسب با کمیت های هندسی یعنی مساحت افق رویداد و گرانش سطحی

مقدمه

معادلات میدان نسبیت عام را، نه تنها از فرمول بندی متریک، بلکه از فرمول بندی پالاتینی نیز می توان به دست آورد. مزیت های این روش نسبت به فرمول بندی متریک این است که متغیرهای مستقل در وردش گیری، متریک و هموستار هستند. از این رو می توان جفتیدگی ناکمینه ای بین کوئینتسنس و انحنا ی ریچی را در فرمول بندی پالاتینی در نظر گرفت که با نام کوئینتسنس تعمیم یافته

که $H = \frac{\dot{a}}{a}$ پارامتر هابل است و چگالی مؤثر و فشار مؤثر به شکل زیر تعریف شده اند

$$\rho_{\phi,eff} = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V - \frac{2}{3}H\dot{\phi} - \frac{2}{3}\frac{\ddot{\phi}}{F} + \frac{2}{3}\omega H^2\phi^2, \quad (8)$$

$$p_{\phi,eff} = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V + \frac{2}{3}H\dot{\phi} + \ddot{\phi} - \frac{2}{3}\frac{\ddot{\phi}}{F} + \omega\phi^2(\frac{2}{3}H^2 + \frac{2}{3}\dot{H}) \quad (9)$$

قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته در افق ظاهری

بر اساس قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته، جمع آنتروپی سیال محتوی عالم و آنتروپی افق کیهانی با گذشت زمان کاهش نمی یابد

که از نظر ریاضی با عبارت زیر بیان می شود [6]

$$\dot{S}_{tot} = \dot{S}_h + \dot{S}_{in} \geq 0, \quad (10)$$

که در معادله ی بالا، \dot{S}_h آنتروپی مربوط به افق و \dot{S}_{in} مجموع تمام آنتروپی ها در افق می باشد. در ابتدا از معادلات گیبس شروع می کنیم که آنتروپی ماده و منبع انرژی را به فشار داخل افق مرتبط می کند که به صورت زیر است

$$T_{in}dS_{in} = dE_{in} + p_{in}dV, \quad (11)$$

از معادله فوق نتیجه می شود

$$T_{in}\dot{S}_{in} = (p_{in} + \rho_{in})\frac{2}{3}\pi R_h^2(\dot{R}_h - HR_h) \quad (12)$$

که شعاع افق ظاهری عالم است. بنابراین می توان آنتروپی کل در افق را به صورت زیر نوشت

$$T_{in}\dot{S}_{in} = (p_{eff} + \rho_{eff})\frac{2}{3}\pi R_h^2(\dot{R}_h - HR_h). \quad (13)$$

همچنین رابطه ی آنتروپی هاوکینگ توسط معادله زیر داده می شود

$$S_h = \frac{A}{4G}. \quad (14)$$

که در آن $A = \frac{2}{3}\pi R_h^2$ مساحت افق ظاهری است.

در اینجا عالم FRW را که شامل افق ظاهری به عنوان یک سطح نورگونه با انبساط صفر است، را در نظر می گیریم. برای متریک

FRW فضایی تخت، شعاع افق ظاهری و دما به صورت زیر تعریف

شده است [7]

$$R_h = r_A = \left(H^2 + \frac{\kappa}{a^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$T_A = \frac{1}{2\pi r_A} \left(1 - \frac{\dot{r}_A}{2Hr_A}\right)$$

هستند [3]. تا کنون ترمودینامیک عالم در چارچوب های مختلفی مورد مطالعه قرار گرفته است. از جمله، درستی قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته در چارچوب نظریات گرانش اصلاح شده در [4 و 5] بررسی شد.

در این مقاله به بررسی قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته در افق ظاهری و رویداد عالم در این مدل می پردازیم.

معادلات بنیادی

یک مدل جفتدگی ناکمینه بین میدان کوئینتسنس و اسکالر ریچی پالاتینی در نظر می گیریم که کنش آن به صورت زیر تعریف می شود [1]

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2}F(\phi)\hat{R} - \frac{1}{2}\nabla^\mu\phi\nabla_\mu\phi - V(\phi) + L_m \right] \quad (1)$$

که g دترمینان تانسور متریک $g_{\mu\nu}$ و $V(\phi)$ پتانسیل میدان اسکالر و L_m چگالی لاگرانژی مادی است. همچنین $\hat{R} = g^{\mu\nu}\hat{R}_{\mu\nu}$ اسکالر ریچی است. $\hat{R}_{\mu\nu}$ تانسور ریچی است که توسط هموستار مستقل به شکل زیر تعریف می شود

$$\hat{R}_{\mu\nu} = \hat{\Gamma}_{\mu\nu,\alpha}^\alpha - \hat{\Gamma}_{\mu\alpha,\nu}^\alpha + \hat{\Gamma}_{\alpha\lambda}^\alpha\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^\lambda - \hat{\Gamma}_{\mu\lambda}^\alpha\hat{\Gamma}_{\alpha\nu}^\lambda. \quad (2)$$

از وردش کنش (1) نسبت به متریک $g_{\mu\nu}$ و هموستار $\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^\lambda$ به ترتیب، معادلات زیر به دست می آیند [1]

$$F\hat{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}f(\hat{R},\phi)g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \quad (3)$$

$$\hat{\nabla}_\lambda(\sqrt{-g}Fg^{\mu\nu}) = 0. \quad (4)$$

در اینجا فرض می کنیم که $F \equiv 1 + \omega\phi^2$ و در نتیجه $f \equiv F\hat{R}$ باشد. تانسور انرژی تکانه $T_{\mu\nu}$ شامل ماده ی معمولی و میدان اسکالر است. اکنون عالم تخت، همگن و همسانگرد فضایی را در نظر می گیریم که توسط متریک فریدمن-رابرتسون-واکر (FRW) زیر توصیف می شود

$$ds^2 = -dt^2 + a^2 dx_i dx_j \delta^{ij} \quad (5)$$

که $a(t)$ عامل مقیاس است. با استفاده از معادلات (3)، (4) و (5)

معادله ی فریدمن اصلاح شده زیر به دست می آید [1]

$$H^2 = \frac{1}{3}(\rho_m + \rho_{eff}), \quad (6)$$

$$-2H^2 - 2\dot{H} = p_m + p_{eff} \quad (7)$$

با جایگزین کردن مقدار مساحت در افق ظاهری در معادله‌ی (۱۴) و گرفتن مشتق، معادله زیر به دست می‌آید

$$T_A \dot{S}_{in} = \frac{\gamma \pi}{r} R_h^2 [\gamma (\rho_{eff} + p_{eff}) \dot{R}_h + R_h \dot{\rho}] \quad (15)$$

شعاع در افق ظاهری را می‌توان به صورت زیر بر حسب ρ_{eff} بیان کرد

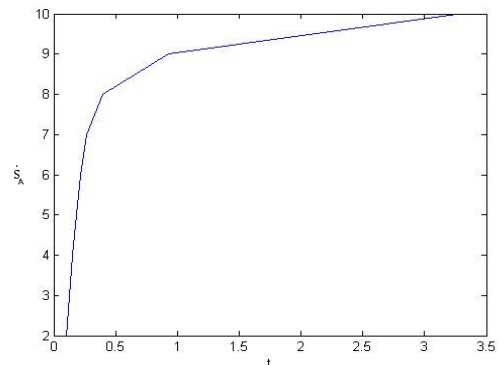
$$r_A = \left(\frac{\gamma \pi}{r} \rho_{eff} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (16)$$

با قرار دادن مقدار r_A و \dot{r}_A در معادله (۱۵) و اعمال ساده سازی داریم

$$\dot{S}_A = \frac{\gamma}{\gamma \rho_{eff}} \left[\dot{F} - \frac{\dot{\rho}_{eff} F}{\rho_{eff}} \right] \quad (17)$$

که $F = 1 + \omega \phi^2$ است. با استفاده از مشتق معادله‌ی (۱۶) در معادله‌ی (۱۵) آنروپی سیال بعد از ساده‌سازی به شکل زیر به دست می‌آید

$$\dot{S}_{in} = - \frac{\gamma \pi^{\gamma} H \left(\frac{\gamma \pi}{r} \rho_{eff} \right)^{-\gamma}}{\gamma H + \left(\frac{\gamma \pi}{r} \rho_{eff} \right)^{-\gamma} \dot{\rho}_{eff}} \times \left[(\rho_{eff} + p_{eff}) \left(\frac{\gamma}{r} (\rho_{eff})^{-1} \dot{\rho}_{eff} + H \right) \right] \quad (18)$$



شکل ۱: \dot{S}_{A-tot} بر حسب t در افق ظاهری

از شکل ۱ مشاهده می‌شود که قانون دوم ترمودینامیک تعمیم‌یافته برای $m = 1$ صادق است.

قانون دوم ترمودینامیک تعمیم‌یافته در افق رویداد

اگر عالم را محدود به افق رویداد بدانیم مشکلاتی به وجود می‌آید. اول اینکه در مدل کیهان‌شناخت استاندارد معمول، افق رویداد کیهانی وجود ندارد و فقط برای عالم شتابدار (انرژی تاریک غالب) افق رویداد وجود دارد. از سوی دیگر، وانگ و همکارانش [۸] نشان دادند که با در نظر گرفتن تعریف معمول دما و آنروپی، قانون اول

و دوم ترمودینامیک در افق رویداد نقض می‌شود. همچنین به علت وجود افق رویداد کیهانی، عالم باید غیرایستا باشد و در نتیجه تعریف معمول کمیت‌های ترمودینامیکی در عالم غیرایستا ممکن است مانند فضا-زمان ایستا ساده نباشد. آنها عالم محدود به افق ظاهری را به عنوان یک سیستم بکنشتاین در نظر گرفتند که در این ناحیه کران آنروپی جرم بکنشتاین $S \leq \gamma E \pi R_A$ و کران آنروپی سطح $S \leq \frac{A}{4}$ است. در نهایت آنها استدلال کردند که افق رویداد از افق ظاهری بزرگتر است. بنابراین عالمی که به افق رویداد محدود شده است یک سیستم بکنشتاین نیست. اخیراً مازومدرو همکارانش [۹] با فرض اینکه قانون اول ترمودینامیک برقرار است، اعتبار قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته را در افق رویداد بررسی کردند. آنها توانستند بدون در نظر گرفتن فرض خاصی برای آنروپی و دما در افق رویداد، اعتبار قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته را هم در گرانش اینشتین و هم برای گرانش گاوس-بانت نشان دهند. اکنون در اینجا می‌خواهیم اعتبار قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته را در مدل کوئینتسنس گسترده جدید در افق رویداد بررسی کنیم. آنروپی کل به صورت زیر نوشته می‌شود

$$\dot{S}_{tot} = \dot{S}_E + \dot{S}_{in} \quad (19)$$

که S_E آنروپی افق رویداد است. شعاع افق رویداد به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۰]

$$R_E = a(t) \int_t^\infty \frac{dt}{a} = a(t) \int_a^\infty \frac{da}{Ha^2} \quad ,$$

$$\dot{R}_E = HR_E - 1 \quad (20)$$

در این مورد، ما از دمای زیر استفاده می‌کنیم

$$T_{in} = \frac{bH}{\gamma \pi} = T_h \quad (21)$$

که b یک کمیت ثابت است. مشتق زمانی آنروپی در افق رویداد به صورت زیر به دست می‌آید

$$\dot{S}_E = \gamma \pi R_E \left[\dot{R}_E F + R_E \frac{\dot{F}}{F} \right] \quad (22)$$

با استفاده از رابطه (۲۰) در معادله (۲۲) داریم

$$\dot{S}_E = \gamma \pi \left(\frac{t}{n-1} \right)^{\gamma} \left(HF + \frac{\dot{F}}{F} \right) - \gamma \pi \left(\frac{t}{n-1} \right)^{\gamma} F \quad (23)$$

به طور مشابه، آنروپی در داخل افق رویداد به شکل زیر نوشته می‌شود

تعمیم یافته برای سیستم محصور شده توسط افق رویداد نیز برقرار است.

نتیجه گیری

در این مقاله مدل کوئینتسنس تعمیم یافته جدید و معادلات آن را به طور مختصر مرور کردیم. سپس قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته را برای افق ظاهری و رویداد به دست آوردیم. نتیجه گرفتیم که این قانون برای افق ظاهری و افق رویداد عالم FRW در مدل کوئینتسنس تعمیم یافته جدید برقرار می باشد.

مرجع ها

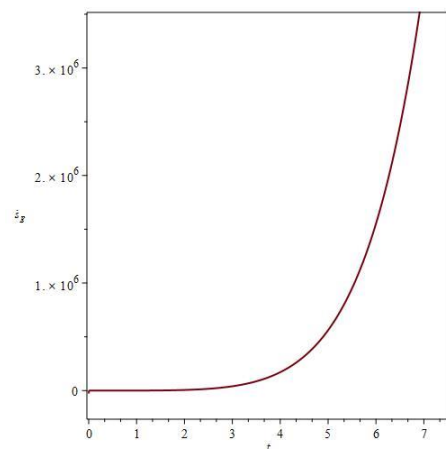
- [۱] P.Wang and P. Wu and H. Yu. (2012). A new extended quintessence. *The European Physical Journal C*, 72(11).
- [۲] S.W.Hawking. *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [۳] J. D. Bekenstein., *Phys. Rev. D* **7**, 2333(1973).
- [۴] P. C. W. Davies. *Class. Quantum gravity* **L 255**, 4 (1987).
- [۵] R. G. Cai and S. P. Kim. *JHEP* **050**, 02 (2005).
- [۶] Sh .Rani and A. Jawad and T. Nawaz and R .Manzoor. *Eur. Phys. J. C* (2018) **78**: 58.
- [۷] T .Azizi and et al.: *Astrophys Space Sci* (2015) **357**: 146.
- [8]B.Wang and Y.Gong and E.Abdolla, *Phys.Lett.B*.**624**,141(2005).
- [9] N. Mazumder and S. Chakraborty , *Class. Quant. Gravity* **26** ,195016 (2009). N. Mazumder and S. Chakraborty , *Gen.Rel.Grav.* **42**, 813 (2010).
- [۱۰] S .Subhajit and S. Chakraborty, *Phys. Lett. B* **717**, 319 (2012).

$$\dot{S}_{in} = 4\pi R_E^2 - \frac{4\pi}{bH}(\rho_{eff} + p_{eff}) . \quad (24)$$

بنابراین با استفاده از معادلات (۳۰)، (۲۹) و (۲۵)، \dot{S}_{tot} برای افق رویداد به صورت زیر درمی آید

$$\dot{S}_{tot} = 4\pi \left(\frac{t}{n-1}\right)^2 \left(HF + \frac{\dot{F}}{F}\right) - \quad (25)$$

$$4\pi \left(\frac{t}{n-1}\right)^2 F + 4\pi \left(\frac{t}{n-1}\right)^2 \times \frac{4\pi}{bH} \left(\phi^2 - H\dot{F} - \frac{3}{2} \frac{\dot{F}^2}{F} + \ddot{F} + \rho . a^{-3(1+\gamma)}(1 + (1 + \gamma))\right)$$



شکل ۲: \dot{S}_{E-tot} بر حسب t در افق رویداد

از شکل ۲ می توان مشاهده کرد که \dot{S}_{tot} یک تابع افزایشی از زمان است و همواره مثبت باقی می ماند. از این رو، قانون دوم ترمودینامیک

منابع مغناطیسی تابش‌های طول موج کوتاه خورشید

دقاق، میلاد^۱؛ تاران، سمیه^۲؛ حسنی، اکرم^۱؛ صفری، حسین^۳

^۱گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

^۳دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

فعالیت‌های مغناطیسی خورشید دینامیک بسیاری از پدیده‌های خورشیدی لایه‌های بالاتر از سطح را تحت تاثیر قرار می‌دهد. در این کار برای محاسبه میزان همبستگی فعالیت‌های میدان مغناطیسی و دیگر لایه‌های خورشیدی از داده‌های مگنتوگرام و طول موج ۱۹۳ آنگستروم ماهواره اس‌دی‌او یک منطقه فعال استفاده شده است. با استفاده از توابع کلاپتون میزان همبستگی‌های خطی و غیرخطی دو سری داده و تابع توزیع مشترک محاسبه شد. بررسی تحول زمانی یک پیکسل مشترک در داده‌های خورشیدی و تابع توزیع مشترک آن‌ها نشان داد میدان مغناطیسی تاثیر بسزایی در رویداد پدیده در لایه بالاتر داشته است. واژگان کلیدی: خورشید، منطقه فعال، همبستگی، کاپولا

Magnetic sources of solar short wavelength radiation

Daghagh, Milad ¹; Taran, Somayeh ²; Hasani, Akram ¹; Safari, Hossein ³

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

²Department of Physics, Tabriz University, Tabriz

³Department of Physics, Zanjan University, Zanjan

Abstract

"The dynamic magnetic activities of the Sun significantly influence many phenomena in the higher layers above its surface. In this study, data from the magnetogram and 193 Ångström wavelength of the SDO satellite were utilized to calculate the correlation between magnetic field activities and other solar layers. Using Clayton functions, both linear and nonlinear correlations of two data series and the joint distribution function were computed. The temporal evolution analysis of a common pixel in solar data and their joint distribution function revealed that the magnetic field has a considerable impact on the occurrence of phenomena in higher layers. Keywords: The Sun, Active Region, Correlation, Copula

مقدمه

فناوری مبتنی بر فضا و زمین تاثیر بگذارند (۱). رویدادهای انفجاری در خورشید (ذرات شتاب‌دار، پرتاب‌های جرم تاجی، شراره‌ها و ...) قادر هستند مقادیر قابل توجهی از انرژی را در یک بازه زمانی کوتاه به سطح زمین منتقل کنند. تابش‌های خورشیدی طیف گسترده‌ای از موج‌های رادیویی تا پرتوهای گاما

تحلیل همبستگی فعالیت‌های مغناطیسی خورشیدی و اختلالات ژئومغناطیسی ضرورتی برای پیش‌بینی موثر آب و هوای فضایی است. فعالیت‌های روی سطح خورشید و باد خورشیدی، مغناطوکره، یون‌کره خورشیدی و گرم‌سپهر زمین می‌توانند بر عملکرد سامانه‌های

رادبرمی گیرند.

روش کار

در این کار با تکیه بر یک روش آماری، منبع مغناطیسی مربوط به انتشارات جوی اتمسفر خورشیدی مورد بررسی قرار می‌گیرد. ساختار وابستگی به چگونگی ارتباط و تأثیر متغیرها از یکدیگر اشاره دارد. توابع کاپولا ابزارهای ریاضی قدرتمندی هستند که بدون اینکه تحت تأثیر توزیع های زیربنایی متغیرها قرار گیرند با محاسبه وابستگی های خطی و غیرخطی امکان ساختن الگو و تجزیه و تحلیل ساختار وابستگی بین متغیرهای تصادفی چندگانه را فراهم می‌آورند (۵). در واقع کاپولاها متغیرها را از توزیع ها ساختار وابستگی آن‌ها جدا کرده و مستقل از توزیع اولیه، آنها را مورد مطالعه قرار میدهند.

در این روش با استفاده از نظریه تبدیل انتگرال احتمال، هر توزیعی از متغیرهای تصادفی به یک توزیع یکنواخت تبدیل شده و یک تابع توزیع تجمعی مشترک از متغیرهای تصادفی چندگانه محاسبه می‌شود (۶).

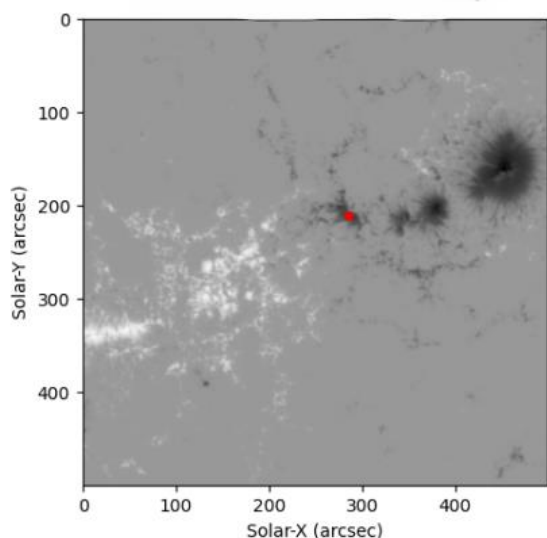
به این ترتیب در حالی که هر متغیر می تواند رفتارهای متفاوتی را به صورت مجزا از خود نشان دهد، کاپولاها به طور دقیق ساختار وابستگی پنهان بین متغیرها را بررسی می کنند (۷). در این کار ما از تابع کلایتون کاپولا استفاده می‌کنیم که برای الگوسازی وابستگی های نامتقارن مناسب است. به این معنی که احتمال وقوع همزمان شدید می‌تواند در یک طرف توزیع بیشتر باشد. گاهی اوقات در برخی داده‌ها رویدادهای نامطلوب یا نامتقارن بیشتر از رویدادهای مطلوب یا عادی رخ می‌دهند. در مفهوم احتمالی، داده‌های دارای وابستگی نامتقارن به مواردی اطلاق می‌شوند که رویدادهای خاصی در مقایسه با دیگر سازوکارها احتمال بیشتری برای وقوع با هم دارند. تابع کلایتون کاپولا می‌تواند انواع مختلف وابستگی ها را توصیف کند. شکل کلی از تابع کلایتون از معادله زیر تبعیت می‌کند:

$$C_{\theta}(u_1, \dots, u_d) = \left(\sum_{i=1}^d (u_i^{-\theta}) - d + 1 \right)^{-\frac{1}{\theta}}$$

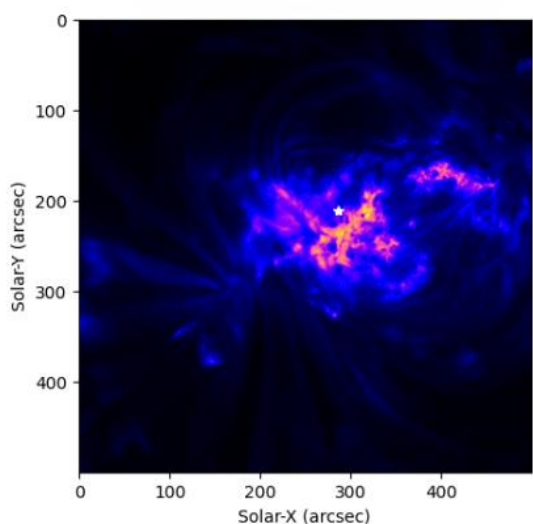
هیل در سال ۱۹۰۸ بیان داشت که میدان مغناطیسی یکی از مولفه‌های اصلی رویداد لک‌های خورشیدی است (۲). به دنبال آن، اخترفیزیکدانان مطالعات فراوانی انجام دادند که بیانگر رابطه بین میدان‌های مغناطیسی سطح خورشید و دیگر پدیده‌های خورشیدی در لایه‌های بالاتر از نورسپهر بود (۳). لی و همکاران در ۲۰۲۲ مطالعه جامعی در مورد نقش میدان‌های مغناطیسی در ساختار مناطق مختلف جو خورشید ارائه کردند. آنها نشان دادند که چگونه شارهای مغناطیسی مختلف در پدیده‌هایی مانند گرمایش غیرعادی جو فوقانی خورشید و تغییرات فصلی و فضایی جو خورشید در طول چرخه‌های خورشیدی، نقش دارند (۴). در این کار ما بر آنیم طی محاسباتی آماری و با استفاده از روش‌های محاسبات همبستگی‌های غیرخطی تأثیر میدان مغناطیسی سطح خورشید را بر روی رویداد پدیده‌های لایه‌های بالاتر نمایش دهیم.

روش نمونه گیری

در این طرح از داده‌های ماهواره‌ی اس‌دی‌او که یک ماهواره‌ی مطالعات خورشیدی است استفاده می‌شود. دوربین‌های این ماهواره می‌توانند تصاویر لحظه‌ای از تغییرات زبانه‌های خورشیدی و بقیه فعالیت‌های مغناطیسی ثبت کنند، به طوری که در ۲۴ ساعت ۱۵۰ میلیون بیت داده توسط آن ارسال می‌شود. ماهواره‌ی اس‌دی‌او شامل سه ابزار مختلف به نام‌های ای‌آی‌ای و اچ‌ام‌آی و ای‌وی‌ای است. بسته‌ی ابزاری ای‌آی‌ای پلاسمای خورشید را از شیدسپهر تا دماهای مختلف تاج مورد مطالعه قرار می‌دهد و می‌تواند داده‌هایی به شکل قرص کامل خورشید در ۱۰ طول موج مختلف (۱۳۱، ۱۷۰، ۴۵۰، ۱۶۰۰، ۳۰۴، ۱۷۱، ۱۹۳، ۲۱۱، ۳۳۵، ۹۴) نزدیک به هم و با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه در اختیار قرار دهد. بسته‌ی ابزاری اچ‌ام‌ای نمایشگر فعالیت مغناطیسی سطح خورشید است. ما این داده‌ها را از پایگاه داده‌ی مرکز عملیات علمی مشترک^۵ (مستقر در دانشگاه استنفورد) می‌گیریم.



شکل ۱: تصویر مگنتوگرام مربوط به تاریخ ۴ سپتامبر ۲۰۱۷ و ساعت ۹:۵۸:۴۰



شکل ۲: تصویر ای‌ای مربوط به تاریخ ۴ سپتامبر ۲۰۱۷ و ساعت ۹:۵۸:۴۰

جایی که d تعداد متغیرها و $\theta \in [-1, \infty)$ و $\theta \neq 0$ است. برای یافتن مقدار مناسب برای θ ما مقدار بیشینه‌ی این تابع را برای سری‌های مختلف محاسبه می‌کنیم. تخمین بیشینه شباهت کانونی، یک روش استاندارد برای تخمین پارامترهای کاپولا است. بیشینه شباهت کانونی، از تبدیل انتگرالی احتمال، متغیرها را به صورت یکنواخت تبدیل می‌کند و سپس مقداری برای پارامتر θ را انتخاب می‌کند که ماکزیمم تابع لگاریتم درست‌نمایی کاپولا را بیشینه می‌کند (۸).

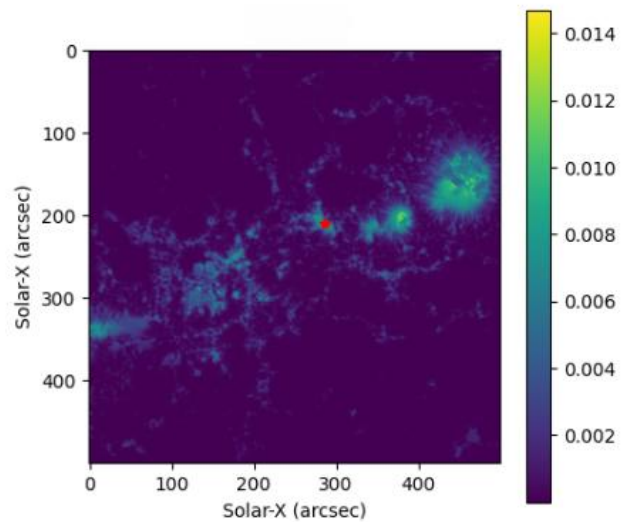
نتیجه گیری

در طرح پژوهشی حاضر، داده‌ها مربوط به یک منطقه فعال خورشیدی هستند که در بازه زمانی ۲ تا ۵ سپتامبر ۲۰۱۷ انتخاب شده‌اند. این بازه مقارن با مراحل پیش از شروع، اوج، و پایان یک شراره خورشیدی است که در آن شراره‌ای از نوع C1 روی داده است. برای تحلیل این رویداد، داده منطقه فعال در طول موج ۱۹۳ آنگستروم بسته ابزاری ای‌ای و داده مگنتوگرام در ابعاد 500×500 پیکسل انتخاب شده‌اند. محاسبه تابع توزیع مشترک این دو داده با استفاده از تابع کاپولا و نمایش تحول زمانی آن نشان می‌دهد در زمان رویداد شراره، تابع توزیع مشترک مقادیر بالاتری را نسبت به دیگر مواقع به خود اختصاص می‌دهد. شکل ۱ تصویر مگنتوگرام، شکل ۲ تصویر ۱۹۳ آنگستروم ای‌ای و شکل ۳ تابع توزیع مشترک دو تصویر در زمان ۴ سپتامبر ۲۰۱۷ در ساعت ۹:۵۸:۴۰ را نمایش می‌دهند. برای بررسی تاثیر مستقیم فعالیت مغناطیسی سطح خورشید در رویداد پدیده‌های لایه‌ی بالاتر در طول موج ۱۹۳ آنگستروم، یک نقطه خاص در تصویر ای‌ای شناسایی و مشابه آن نقطه در داده‌های اچ‌ام‌آی و کلایتون علامت‌گذاری شد. سپس، تحول زمانی این نقطه مشخص در هر سه تصویر رسم شده است. تطابق داده‌های ای‌ای و کلایتون نشان می‌دهد که میدان‌های مغناطیسی نقش مهمی در تحول و وقوع این پدیده شراره خورشیدی داشته‌اند.

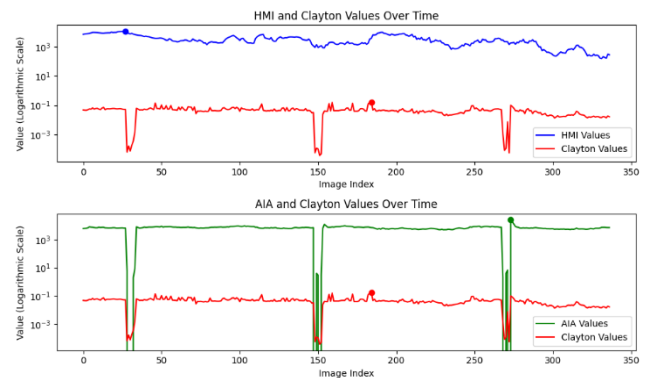
شکل ۴: تصویر اول مربوط به تحول زمانی مگنتوگرام و کلایتون و تصویر دوم مربوط به تحول زمانی ای‌ای و کلایتون.

مرجع‌ها

- [1] National Research Council, Division on Engineering, Physical Sciences, Space Science Board, Task Group on Solar, Space Physics. Solar and Space Physics: Space Science in the Twenty-First Century--Imperatives for the Decades 1995 to 2015. *National Academies Press*; 1988 Feb 1.
- [2] Hale GE. 16. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *Astrophysical Journal*. 1908;**28**:315-43.
- [3] Li W, Shprits YY, Thorne RM. Dynamic evolution of energetic outer zone electrons due to wave-particle interactions during storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2007 Oct;**112**(A10).
- [4] Li KJ, Xu JC, Feng W. The role and contribution of magnetic fields, characterized via their magnetic flux, to the statistical structuring of the solar atmosphere. *Scientific Reports*. 2022 Sep 23;**12**(1):15877.
- [5] Embrechts P, Lindskog F, McNeil A. Modelling dependence with copulas. *Rapport technique*, Département de mathématiques, Institut Fédéral de Technologie de Zurich, Zurich. 2001 Sep 10;**14**:1-50.
- [6] Safari MA, Masseran N, Abdul Majid MH. Robust reliability estimation for Lindley distribution—A probability integral transform statistical approach. *Mathematics*. 2020 Sep 21;**8**(9):1634.
- [7] Koutoumanou E. Copula models for epidemiological research and practice (Doctoral dissertation, UCL (University College London)).
- [8] Schoelzel C, Friederichs P. Multivariate non-normally distributed random variables in climate research—introduction to the copula approach. *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2008 Oct 21;**15**(5):761-72.



شکل ۳: تصویر کلایتون مربوط به تاریخ ۴ سپتامبر ۲۰۱۷ و ساعت ۹:۵۸:۴۰



اثرات جهتی در آشکارسازی ماده تاریک با استفاده از آشکارسازهای حالت جامد با آستانه فرا

پایین

دین محمدی، ابوالفضل^۱؛ صفری، حسین^۱؛ میرابوالفتحی، نادر^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

^۲دانشکده فیزیک و نجوم، دانشگاه A&M تگزاس، آمریکا

چکیده

بررسی و شناخت ماهیت برهم‌کنش ماده تاریک و تمییز آن از پس زمینه نوترینو یکی از مهمترین موضوعات در آزمایشگاههای آشکارسازی ماده تاریک است. ما در اینجا اثرات جهتی در آشکارسازی ماده تاریک را در آشکارسازهای حالت جامد با آستانه فرا-پایین بررسی می‌کنیم. همچنین با در نظر گرفتن حرکت آزمایشگاه و وابستگی جهتی آستانه انرژی پس‌زنی در کریستالهای ژرمانیوم و سیلیسیوم یک نوسان روزانه و سالانه برای نرخ برهم‌کنش ماده تاریک و نوترینوهای خورشیدی با هسته‌های آشکار ساز بدست می‌آوریم. با استفاده از آنالیز ماکزیمم لایکلیهود یک محدوده‌ای برای دستیابی آزمایشگاه آشکارسازی ماده تاریک ارائه می‌دهیم. واژگان کلیدی: ماده تاریک، نوترینوهای خورشیدی، آشکارسازی مستقیم، آشکارسازهای حالت جامد، آستانه انرژی، نرخ نوسان

Directional effects in detection of dark matter with ultra-low threshold solid state detectors

Dinmohammadi, Abolfazl¹; Safari, Hossein¹; Mirabolfathi, Nader²

¹Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

²Department of Physics and Astronomy, Texas A& M University, USA

Abstract

Investigating and understanding the nature of dark matter interaction and distinguishing it from the neutrino background is one of the most important topics in dark matter detection laboratories. Here we investigate directional effects in dark matter detection in ultra-low-threshold solid-state detectors. Also, by considering the movement of the laboratory and the directional dependence of the recoil energy threshold in germanium and silicon crystals, we obtain a daily and annual modulations for the rate of interaction of dark matter and solar neutrinos with the detector nuclei. Using the maximum likelihood analysis, we provide a range for the discovery reach of the dark matter detection laboratory.

Keywords: dark matter, solar neutrinos, direct detection, solid state detectors, energy threshold, modulation rate

مقدمه

انرژی‌های بالاست [2]. کشف ماهیت ماده تاریک یکی از اهداف اولیه فیزیک ذرات برای دهه آینده است. آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم برای جستجوی پراکندگی الاستیک ذرات یک از هسته‌های اتمی یا غیرالاستیک با الکترون‌ها طراحی شده‌اند آشکارسازی مستقیم می‌تواند از طریق برخورد الاستیک و غیر کشسان ذرات ماده تاریک با هسته و الکترون اتم‌ها قابل دستیابی باشد [3]. برهم‌کنش ماده تاریک با هسته‌ها انرژی پس‌زنی از مرتبه چند

مشاهدات پدیده‌های بزرگ مقیاس کیهانی، خوشه‌های کهکشانی، و تابش پس‌زمینه کیهانی شواهدی دال بر وجود ماده غیرباریونی است که حدود ۸۵ درصد از کل محتوای ماده را تشکیل می‌دهد [1]. ماده غیرباریونی که به ماده تاریک معروف است یکی از پایه‌ای‌ترین موضوعات در کیهانشناسی، نجوم و فیزیک

کیلوالکترون ولت ایجاد می‌کند. انرژی پس‌زنی از مکانیسم‌های متفاوتی از قبیل یونیزاسیون، نورهای جرقه زن و یا از طریق ارتعاشات شبکه کریستالی که به فونون معروف هستند می‌تواند قابل مشاهده باشد. در بسیاری از آزمایشگاه‌های آشکارسازی مستقیم جرم ماده‌ی تاریک را از مرتبه $10^{-10} \text{ GeV}/c^2$ در نظر می‌گیرند. به سبب آستانه انرژی پس‌زنی کم هسته‌هایی که با ماده‌ی تاریک با جرم کم برهم‌کنش می‌کنند آشکارسازهای حالت جامد آستانه پایین با تعداد هسته‌های زیاد در واحد حجم بسیار مفید خواهند بود. در آشکارسازهای حالت جامد که ماده‌ی آشکارساز در آن‌ها نیمه هادی سیلیسیم یا ژرمانیوم است 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. حالت نقصان ایجاد شده به سبب پیکربندی بین نشینی اتمی و نوسان ترازهای انرژی، به صورت تابعی مکان بین نشینی وجود دارد و آستانه مؤثر یونش باید به زاویه‌ی پس‌زنی بستگی داشته باشد [1]. این ناهمسانگردی آستانه زاویه‌ای با توزیع زاویه‌ای پس‌زنی هسته‌ای پذیرفته شده یک نرخ برهم‌کنش روزانه و در نهایت سالانه برای جرم‌های مختلف ماده تاریک را فراهم می‌سازد. در آزمایشگاه‌های آشکارسازی مستقیم ماده‌ی تاریک نهایی‌ترین پس‌زمینه، نوترینوهای خورشیدی هستند که می‌توانند سیگنال‌های مشابه سیگنال ماده‌ی تاریک ایجاد کنند.

در این مقاله ما نوسان روزانه و سالانه نرخ برهم‌کنش را برای پراکندگی ماده‌ی تاریک بر روی اهداف جامد با در نظر گرفتن انرژی آستانه ایجاد نقصان وابسته به جهت را بررسی می‌کنیم. به طور خاص، ما تعیین می‌کنیم که چگونه این اثر به جداسازی سیگنال ماده‌ی تاریک از پس‌زمینه نوترینو کمک می‌کند. ما یک تجزیه و تحلیل معیار برای یک آشکارساز ژرمانیوم انجام می‌دهیم و محاسبه می‌کنیم که چگونه دقت دسترسی آزمایش با افزودن اطلاعات زمان رویدادهای پراکندگی تحت تأثیر قرار می‌گیرد.

محاسبه‌ی نرخ برهم‌کنش ماده‌ی تاریک

با در نظر گرفتن اینکه کهکشان راه شیری شبیه کهکشانهای مارپیچی در هاله ماده‌ی تاریک غوطه‌ور است یک توزیع ماکسول بولتزمن همسانگرد برای سرعت ماده‌ی تاریک در هاله مدل سازی

شده است. ما در اینجا توزیع ماکسول-بولتزمن محدود شده برای سرعت ماده‌ی تاریک شکل زیر در نظر گرفتیم [4]:

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{N_{\text{esc}} (\sqrt{2\pi}\sigma_v)^3} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right) \Theta(v_{\text{esc}} - |\vec{v}|) \quad (1)$$

در رابطه ۱، σ_v پراکندگی سرعت و برابر $\sigma_v = v_s/\sqrt{2}$ ، $v_s = 220 \text{ km/s}$ تندی دایره‌ای محلی و $v_{\text{esc}} = 544 \text{ km/s}$ تندی فرار است. با استفاده از تبدیلات گالیله می‌توان توزیع سرعت را در محل آزمایشگاه بدست آورد $f_{\text{lab}}(\vec{v}) = f_{\text{gal}}(\vec{v} + \vec{v}_{\text{lab}})$.

دیفرانسیل نرخ برهم‌کنش ماده تاریک در قالب آزمایشگاه را به صورت یک تابعی از انرژی پس‌زنی، جهت و زمان از رابطه‌ی (۲) بدست می‌آید [5]

$$\frac{d^2R}{dE_r d\Omega_r} = \frac{\rho \sigma_{\chi-n}}{4\pi m_\chi \mu_{\chi n}^2} A^2 F^2(E_r) \hat{f}_{\text{SHM}}(v_{\min}, \hat{q}_r) \quad (2)$$

در رابطه (۲) m_χ جرم ماده تاریک، $\mu_{\chi n}$ جرم کاهیده ماده‌ی تاریک و نوکلئون، $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ چگالی محلی ماده تاریک، A عدد اتمی ذره هدف، $\sigma_{\chi-n}$ سطح مقطع برخورد ماده تاریک با نوکلئون و $v_{\min} = \sqrt{2m_N E_r} / 2\mu_{\chi n}$ کمترین سرعت ماده تاریک برای ایجاد یک پس‌زنی با انرژی E_r است. در نهایت $\hat{f}_{\text{SHM}}(v_{\min}, \hat{q}_r; t)$ تبدیل رادون از توزیع سرعت $f(\vec{v})$ طبق رابطه (۳) داده می‌شود که در [4] محاسبه شده است.

$$\hat{f}_{\text{SHM}}(v_{\min}, \hat{q}_r) = \frac{1}{N_{\text{esc}} (\sqrt{2\pi}\sigma_v)^3} \times \left[\exp\left(-\frac{|\vec{v}_{\min} + \hat{q}_r \vec{v}_{\text{lab}}|^2}{2\sigma_v^2}\right) - \exp\left(-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right) \right], \quad (3)$$

و جهت پس‌زنی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

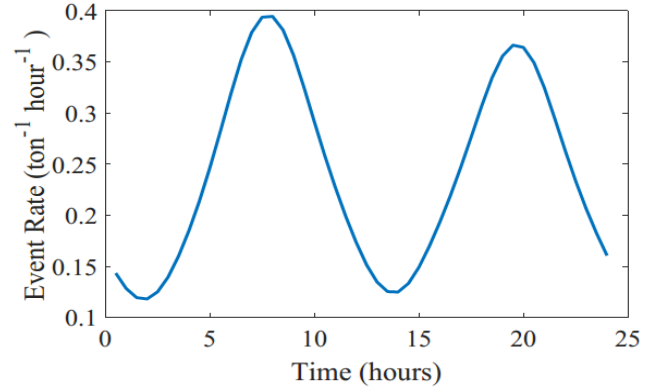
$$\hat{q} = \sin\theta \cos\phi \hat{x} + \sin\theta \sin\phi \hat{y} + \cos\theta \hat{z}. \quad (4)$$

نرخ کلی سیگنال پذیرفته شده برای ماده‌ی تاریک را که انرژی بیشتری از انرژی آستانه آشکارسازی دارند را با استفاده از انتگرال گیری نرخ دیفرانسیلی در کل زاویه و انرژی پس‌زنی بدست می‌آید. در موقعیت یک آشکارساز، با ادعای اینکه نقصان و آستانه القای الکتریکی برابر هستند آستانه‌های انرژی از این پس به زاویه هم وابسته می‌شوند در [1] کمینه حد انتگرال مشخص شده است.

$$R(t) = \int_{\sqrt{\pi}}^{\pi} \int_{E_{\text{th}}(\theta, \phi)}^{E_r^{\text{max}}} \frac{\partial^2 R}{\partial E_r \partial \Omega_r} dE_r d\Omega_r. \quad (5)$$

شکل ۱، نوسان روزانه نرخ برهم‌کنش یک ذره‌ی ماده تاریک با جرم $30 \text{ MeV}/c^2$ و سطح مقطع برخورد 10^{-28} cm^2 با هسته‌های

ژرمانیوم را روز اول ژانویه ۲۰۲۰ از محل آزمایشگاه زیر زمینی مدین را نشان می دهد. محور افقی زمان بر حسب ساعت و مجور قائم نرخ بر حسب تعداد بر تن ساعت است [7].



شکل ۱: نوسان روزانه نرخ برهم کنش یک ذره ماده تاریک با جرم $30 \text{ MeV}/c^2$ و سطح مقطع برخورد 10^{-34} cm^2 با هسته های ژرمانیوم در روز اول ژانویه ۲۰۲۰ از محل آزمایشگاه زیر زمینی مدین. برای محاسبه نرخ برهمکنش نوترینوها از آنالیز ارایه شده در [۶] استفاده می کنیم. دیفرانسیل سطح مقطع پراکندگی نوترینو با هسته ها به صورت زیر است:

$$\frac{d\sigma}{dE_r}(E_r, E_\nu) = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_W^2 m_N \left(1 - \frac{m_N E_r}{2E_\nu}\right) F^+(E_r), \quad (6)$$

در اینجا، E_r انرژی پس زنی، E_ν انرژی نوترینو، m_N جرم هسته هدف، $F^2(E_r)$ فرم فاکتور هسته ای است و برابر یک در نظر می گیریم [۲]. $Q_W = A - 2(1 - 2\sin^2 \theta_W)Z$. Z پروتون و $A - Z$ نوترون، θ_W زاویه اختلاط ضعیف و G_F ثابت جفت شدگی فرمی است. دیفرانسیل نرخ برهم کنش بر حسب انرژی و زاویه پس زنی به صورت زیر است:

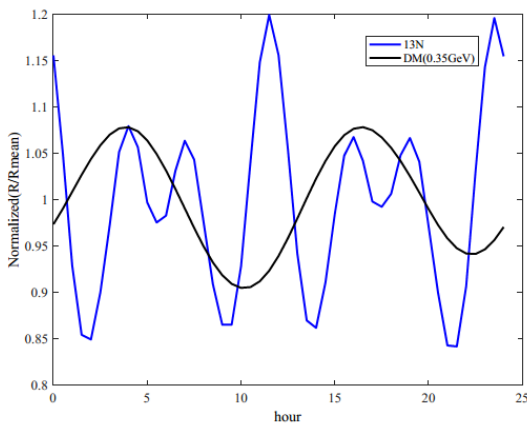
$$\frac{d^2R}{dE_r d\Omega_r} = \frac{N}{4\pi} \Phi(t) \int \frac{d\sigma}{dE_r} \frac{dN}{dE_\nu} \delta(\cos \theta_\square - f(E_r, E_\nu)) dE_\nu, \quad (7)$$

در اینجا $\frac{dN}{dE_\nu}$ توزیع انرژی نوترینو، $\Phi(t)$ شار نوترینو و N تعداد اتم ها در واحد جرم است. θ_\square زاویه بین بردار جهت پس زنی و برداری که جهت خورشید را در هر لحظه نشان می دهد. با استفاده از تابع دلتا می توان انتگرال روی E_ν را حساب کرد و نرخ دیفرانسیلی را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d^2R}{dE_r d\Omega_r} = \frac{\Phi(t)}{4\pi} \frac{\delta^2}{E_\nu^{\min}} \frac{d\sigma}{dE_r}(E_r, \delta) \frac{dN}{dE_\nu}(\delta) \Theta(\cos \theta_\square). \quad (8)$$

در این رابطه، $\delta = (\cos \theta_\square / E_\nu^{\min} - 1/m_N)^{-1}$ و

$E_\nu^{\min} = \sqrt{m_N E_r} / \sqrt{2}$ کمترین انرژی نوترینو برای ایجاد انرژی پس زنی E_r است. در نهایت با انتگرال گیری از رابطه ۸ نرخ برهم کنش روزانه و سالانه نوترینوها با هسته های ماده آشکارساز را بدست آورد. با توجه به عدم هم جهتی باد ماده ی تاریک و نوترینوهای خورشیدی برای مقایسه بین برهم کنش ماده ی تاریک و نوترینوها با هسته های آشکارساز نمودار نرمالیزه شده هر یک در یک نمودار رسم کرده ایم شکل ۲. این نمودار غیر هم فاز بودن این نوسانات را به خوبی نشان می دهد.



شکل ۲: نمودار برهم کنش روزانه ماده تاریک با جرم $30 \text{ MeV}/c^2$ و نوترینوهای حاصل از ^{13}N با هسته های اتم ژرمانیوم در محل آزمایشگاه مدین.

روش تحلیل داده

برای پیدا کردن یک دست آورد تجربی از یک آزمایش بر حسب سطح مقطع برخورد ماده ی تاریک با نوکلئون ها، ما از آنالیز لایکلیهود که روش آن در [5] ارائه شده برای متمایز کردن سیگنال ماده ی تاریک از نوترینوهای خورشیدی پس زمینه انجام می دهیم. برای این کار به سری زمانی نرخ نوسان سالانه نوترینوهای خورشیدی و ماده ی تاریک نیاز داریم. که از رابطه ۵ و ۸ که در بخش قبل ارایه شد استفاده می کنیم و با استفاده از آنالیز ماکزیمم لایکلیهود زیر تلاش می کنیم کمینه سطح مقطع قابل دسترسی در آزمایشگاه را بدست آوریم.

آزمایش‌هایی است که اطلاعات انرژی ندارند در مقابل خط چین‌ها شامل اطلاعات انرژی هستند. رنگ‌ها مربوط به حساسیت زمانی اعمال شده است. آبی (بدون استفاده از اطلاعات زمانی)، زرد (با بازه‌های ۲۴ ساعته) و قرمز (با بازه‌های زمانی یک ساعته).

نتیجه‌گیری

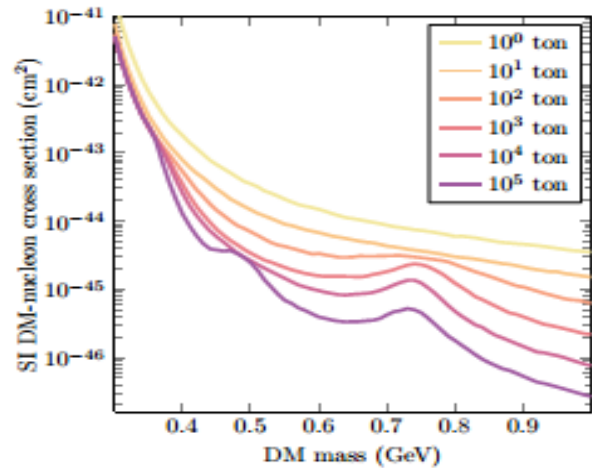
با تحقیق روی آشکارساز ژرمانیوم نتیجه می‌گیریم که در فضای پارامتری که در آن نوسان روزانه قابل توجهی از سیگنال ماده‌ی تاریک مورد انتظار است، همان اثر آستانه‌ای که باعث نوسان روزانه می‌شود نیز منجر به تقویت نوسان سالانه نرخ نوسان می‌گردد. بنابراین، افزایش حساسیت آزمایش از اطلاعات زمانی برهم‌کنش پس زنی تقریباً با مشاهده هر یک از این اثرات نوسانات کامل می‌شود و تنها با مشاهده هر دو می‌توان به یک دستاورد اضافی جزئی دست یافت ما پیش‌بینی می‌کنیم که در یک موقعیت تجربی عملی، این دستاورد اضافی ممکن است در بررسی متقابل نتایج و برای کنترل سیستماتیک بسیار مفید باشد.

مرجع‌ها

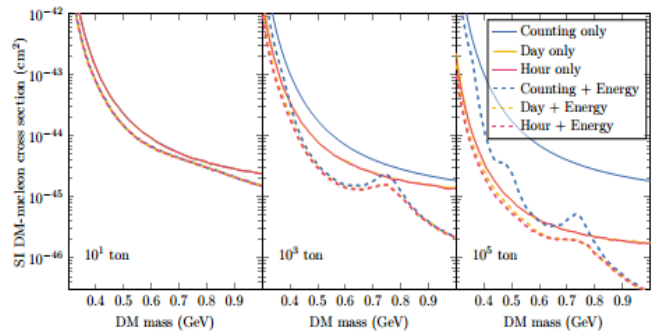
- [1] F. Kadribasic et al.; "Directional Sensitivity in Light-Mass Dark Matter Searches with Single-Electron-Resolution Ionization Detectors"; *Phys. Rev. Lett.* (2018), **120**, 111301. 1.
- [2] E. Abdalla, et al., "Cosmology intertwined: A review of the particle physics, astrophysics, and cosmology associated with the cosmological tensions and anomalies," *Journal of high Energy Astrophysics*, vol.34, pp.49–211, 2022
- [3] A. Coskuner, et al., "Directional dark matter detection in anisotropic dirac materials," *Physical Review D*, vol.103, no.1, p.016006, 2021.
- [4] M. Heikinheimo et al.; "Velocity Dependent Dark Matter Interactions in Single-Electron Resolution Semiconductor Detectors with Directional Sensitivity"; *Phys. Rev. D*, (2019), **99**, 103018.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] Dinmohammadi A, Heikinheimo M, Mirabolfathi N, Nordlund K, Safari H, Sassi S, Tuominen K. "Daily and annual modulation rate of low mass dark matter in silicon detectors". *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2024 Jan 22; **51**(3):035201.

$$L(\mu, \{N_j\}) = e^{-\sum_j \frac{(1-N_j)^2 (\Phi^j)^2}{2(\sigma^j)^2}} e^{-\sum_{i=1}^N \left(\mu n_i^{\text{DM}} + \sum_j N_j n_i^{V_j} \right) n_i^{\text{obs}}} \prod_{i=1}^N \frac{1}{n_i^{\text{obs}}!} \left(\mu n_i^{\text{DM}} + \sum_j N_j n_i^{V_j} \right)^{n_i^{\text{obs}}} \quad (9)$$

شکل ۳، سطح مقطع بدست آمده بر حسب جرم ماده تاریک را نشان می‌دهد. این منحنی‌ها کف نوترینو برای آزمایشی که از ژرمانیوم استفاده شده است را مشخص می‌کند. این نمودار با در نظر گرفتن بازه برای انرژی و بدون در نظر گرفتن اطلاعات زمانی بدست آمده است و برای مقدارهای متفاوت از جرم مورد نیاز برای آزمایش رسم شده است.



شکل ۳: نمودار سطح مقطع بدست آمده بر حسب جرم ماده‌ی تاریک. این منحنی‌ها برای جرم‌های مختلف ماده آشکار ساز ترسیم شده‌اند.



شکل ۴: دقت بدست آمده برای یک آشکارساز ژرمانیوم با جرم ۱۰ تن تا ۱۰⁵ تن در سال.

شکل ۴ دقت بدست آمده برای یک آشکارساز ژرمانیوم با جرم ۱۰ تن تا ۱۰⁵ تن در سال را نشان می‌دهد. خطوط ممتد مربوط به

تحول اندازه کهکشان‌های ستاره‌زا طی ۱۰ میلیارد سال گذشته: مقایسه با شبیه‌سازی

هاشمی‌نیا، مریم^{۱،۲،۳}؛ مصلح، معین^۲

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

^۲ بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

^۳ رصدخانه ابوریحان بیرونی، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده

هدف ما درک روند تحولی اندازه کهکشان‌ها از ظهر کیهانی با بررسی شعاع نیمه‌جرم کهکشان‌های ستاره‌زا با جرم ستاره‌ای فعلی $\log(M*/M_{\odot})=10.3-11$ و مقایسه آن با شبیه‌سازیهاست. با استفاده از الگوریتم انتگرال‌گیری روی رشته اصلی و شبیه‌سازی‌های *IllustrisTNG* تاریخچه رشد جرم ستاره‌ای هر کهکشان را ردیابی می‌کنیم. اندازه‌های جرمی از نقشه‌های جرم ستاره‌ای که از تصویربرداری *3D-HST* و *CANDELS* در $0.3 \leq z \leq 2.0$ به دست آمده، محاسبه می‌شوند. برای کهکشان‌های ستاره‌زای محلی، ما از اندازه‌های جرمی مجموعه‌ای کوچک از داده‌های *SDSS* استفاده می‌کنیم. نتایج ما همبستگی آشکاری بین جرم ستاره‌ای کهکشان‌های ستاره‌زا و تحول اندازه آنها نشان می‌دهد. درحالی‌که کهکشان‌های پرجرم با $\log(M*/M_{\odot})=11$ با نرخ -0.46 ± 0.12 رشد می‌کنند، نمونه‌های دیگر عدم تحول یا تحول اندکی را تجربه می‌کنند، که نشان‌دهنده تجمع جرم نسبتاً خودمتشابه است. همچنین، تحول آرام شعاع‌های نیمه‌جرم با شبیه‌سازیها ناسازگار است و نتایج مطالعات قبلی مبنی بر اختلاف بین پیش‌بینی‌های شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی و تحول اندازه جرمی در $z < 1$ را تأیید می‌کند. این اختلاف ممکن است ناشی از تفاوت بازخورد، نرخ ادغام و شیب رنگ بین شبیه‌سازی و رصد باشد که نیاز به مطالعات گسترده‌تر بر روی شبیه‌سازیها و مقایسه آنها با کارهای رصدی با استفاده از اندازه‌های جرمی و مادون قرمز نزدیک دارد.

واژگان کلیدی: کهکشان‌ها، ساختار کهکشان، تحول کهکشان، شبیه‌سازی

Size Evolution of Star-Forming Galaxies over the past 10 Gyr: a Comparison with Simulations

Hasheminia, Maryam^{1,2,3}; Mosleh, Moein^{2,3}

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

² Department of Physics, Shiraz University, Shiraz 71946-84795, Iran

³ Biruni Observatory, School of Science, Shiraz University, Shiraz 71946-84795, Iran

Abstract

We aim to comprehend the evolutionary trend of galaxy sizes since cosmic noon by examining the half-mass radii of star-forming galaxies (SFGs) with a present-day stellar mass of $\log(M*/M_{\odot})=10.3-11$ and comparing it with simulations. Leveraging the main-sequence integration algorithm and *IllustrisTNG* simulations, we trace individual galaxies' stellar mass growth history. The mass-based sizes are measured from the resolved stellar mass maps derived from the *3D-HST* and *CANDELS* imaging at $0.3 \leq z \leq 2.0$. For local SFGs, we employ mass-based parameters of a subset from the *SDSS*. Our analysis reveals a pronounced correlation between the stellar mass of SFGs and their size evolution. While a slope of -0.46 ± 0.12 is observed for SFGs with $\log(M*/M_{\odot})=11$, other samples show little to no evolution, suggesting a relatively self-similar mass buildup. The mild evolution of the half-mass radii is inconsistent with simulations and confirms the previous studies indicating the discrepancy between the predictions of hydrodynamic simulations and the evolution of the observed mass-based sizes at $z < 1$. This difference may be caused by the disagreement in feedback, merger rates at high redshifts and color gradient

between simulation and observation, which requires more extensive studies on simulations and comparing them with observational studies using mass/NIR-based sizes.

Keywords: Galaxies, Galaxy Structure, Galaxy Evolution, Simulation

مقدمه

دقیق‌تر ویژگی‌های ساختاری و مقایسه با شبیه‌سازی، ما از کمیت‌های ساختاری که بر اساس توزیع جرم ستاره‌های کهکشان‌ها محاسبه شده‌اند، استفاده نموده‌ایم. بدین منظور ما از کاتالوگ نقشه‌ی جرمی تهیه شده توسط مصلح و همکاران (۲۰۲۰) برای ۵۵۵۷ کهکشان، که در بازه‌ی انتقال به سرخ [۲-۰/۳] که تا حد جرمی $\log(M_*/M_\odot)=9/8$ کامل است [۱۳]، استفاده کرده و اندازه مؤثر (اندازه نیمه‌جرم در راستای نیم‌قطر طول) را به دست آوردیم. علاوه بر این، ما از اندازه‌های نوری و جرمی کهکشان‌های محلی که توسط مصلح و همکاران (۲۰۱۷) محاسبه شده است [۱۱]، به عنوان نمونه مرجع در $z \sim 0$ استفاده کردیم. آنها کمیت‌های ساختاری حدود ۱۰۰۰ کهکشان محلی که به صورت تصادفی از تصاویر SDSS DR7 انتخاب شده بود را در $z=0/03-0/06$ محاسبه کردند.

انتخاب اجداد اولیه‌ی کهکشان‌های ستاره‌زا

اولین گام در بررسی دقیق تحول هر کهکشان انتخاب نمونه‌هایی است که در هر انتقال به سرخ شبیه اجداد آن هستند، که از طریق تخمین تاریخچه رشد جرم امکان پذیر است. در این کار، ما تاریخچه رشد جرم را از دو روش به دست آوردیم.

۱. الگوریتم انتگرال‌گیری روی رشته اصلی MSI که به عنوان روش اول نام برده خواهد شد: در این روش، ما فرض می‌کنیم که اگر کهکشان‌های ستاره‌زای امروزی همیشه ستاره‌زا بوده و بیشتر جرم آن‌ها حاصل ستاره‌زایی درون کهکشانی است، در امتداد رشته اصلی ستاره‌زایی تکامل می‌یابند. بنابراین، نرخ رشد جرم را می‌توان ترکیبی از میانگین SFR و نرخ اتلاف جرم در هر انتقال به سرخ فرض کرد و با انتگرال‌گیری بر روی آن از زمان حال به گذشته تاریخچه رشد جرم یک کهکشان را بازسازی کرد [۱۴، ۱۵].

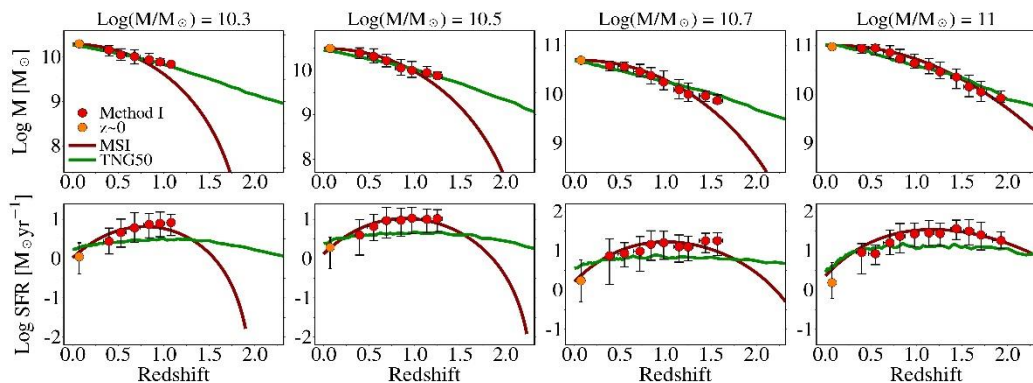
۲. میانگین تاریخچه رشد جرم کهکشان‌های ستاره‌زای انتخاب شده از شبیه‌سازی‌های IllustrisTNG (TNG50) که روش دوم نامگذاری شده است: ما برای اطمینان از اینکه انتخاب نمونه بر اساس روش MSI که در آن اثر ادغام نادیده گرفته می‌شود، به طور قابل توجهی نتایج را تغییر نمی‌دهد و همچنین مقایسه دقیق‌تر با شبیه

علیرغم پیشرفت قابل توجه در اختریف یک برون کهکشانی، هنوز سوالاتی در مورد چگونگی و زمان تشکیل ساختارهای مختلف کهکشان‌ها وجود دارد. با توجه به اینکه مکانیسم‌های داخلی و خارجی تأثیرات متمایزی بر توزیع جرم ستاره‌های کهکشان‌ها دارند، با بررسی تاریخچه رشد جرم ستاره‌ای می‌توان قیده‌های بیشتری بر روی سناریوهای موجود گذاشت و دید دقیق‌تری نسبت به شکل‌گیری و تکامل کهکشان‌ها پیدا کرد. پارامترهای ساختاری مانند اندازه، کمیت‌های بنیادی قابل مشاهده‌ای هستند که به ما امکان مطالعه تاریخچه رشد جرم کهکشان‌ها و شکل‌گیری اجزای آنها را فراهم می‌کنند. از اینرو مطالعات گسترده رصدی و شبیه‌سازی بر روی تحول اندازه کهکشان‌ها و مقایسه نتایج آنها، به عنوان یک معیار بسیار خوب برای استنباط شکل‌گیری و تکامل آنها، انجام شده است. غالباً نتایج شبیه‌سازیها با تحول اندازه نوری که از رصدها به دست آمده، سازگار است [۱، ۲]. با این حال نکته جالب توجه این است که چند مطالعه اخیر نشان داده‌اند شبیه‌سازیها نرخ رشد سریع‌تری نسبت به اندازه جرمی رصدی پیش‌بینی می‌کنند [۳، ۴، ۵]. وجود چنین اختلافی چالش جدیدی پیش روی محققان قرار داده است که نیاز به انجام مطالعات بیشتر را نمایان می‌کند. بنابراین، در این کار، ما تحول ساین جرمی کهکشان‌های ستاره‌زا با جرم فعلی $11-10/3$ $\log(M_*/M_\odot)=$ را بررسی کرده و با برخی شبیه‌سازیها مقایسه خواهیم کرد تا دلایل احتمالی اختلافات موجود را شناسایی کنیم.

داده‌های رصدی

در این مطالعه از داده‌های کاتالوگ‌های موجود و داده‌های تصویربرداری 3D-HST [۶، ۷] و CANDELS [۸، ۹] شامل پنج میدان AEGIS، GOODS-N، COSMOS GOODS-S و UDS استفاده شده است. مطالعات گوناگون نشان داده‌اند که شیب رنگ ناشی از جمعیت‌های ستاره‌ای، غبار و فلزیت، می‌تواند منجر به وابستگی توزیع نور به طول موج رصدی و در نتیجه انحراف آن از توزیع جرم شود [۱۰، ۱۱، ۱۲، ۱۳، ۱۴]. از اینرو به منظور بررسی

سازی‌ها این روش را مورد استفاده قرار دادیم. بدین منظور در ابتدا کهکشان‌های ستاره‌زای قرص-غالب شبیه‌سازی TNG50-1 که در



شکل ۱: تاریخچه‌ی ستاره‌زایی و تجمع جرم محاسبه شده با روش اول (قرمز تیره) و دوم (سبز) برای کهکشان‌هایی با جرم فعلی $\log(M_*/M_\odot)=10.3-11$.

$z = 0$ جرم مشخص را دارند، شناسایی شدند [۱۶، ۱۷]. سپس با استفاده از درخت ادغام شاخه اجداد اصلی را برای هر کهکشان استخراج کرده و تاریخچه شد جرم آن را محاسبه می‌کنیم. میانه تمامی نمونه‌های انتخاب‌شده برای هر جرم مشخص به عنوان تاریخچه رشد جرم متوسط تعریف می‌شود.

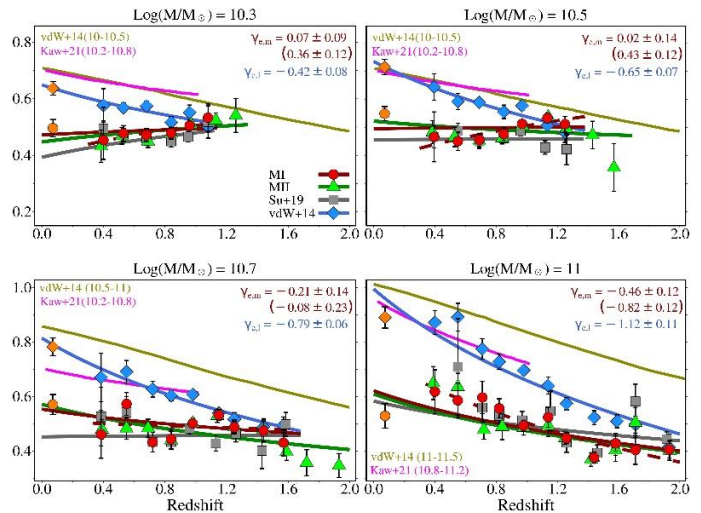
برای انتخاب نمونه، کهکشان‌های ستاره‌زایی انتخاب می‌شوند که حول بازه‌ی ای به مقدار $0/1dex$ در اطراف تاریخچه‌ی رشد جرم ستاره‌ای کهکشان موردنظر در هر بازه‌ی انتقال به سرخ قرار می‌گیرند. در انتها به ترتیب ۷۷۸، ۱۲۲۹، ۱۲۶۲ و ۹۰۶ کهکشان با روش اول و ۸۷۷، ۱۱۴۵، ۱۰۵۹ و ۸۰۶ کهکشان با روش دوم، به عنوان اجداد کهکشان‌های با جرم فعلی $\log(M_*/M_\odot)=10.3-11$ انتخاب گشته‌اند.

تحول ساختار کهکشان‌های ستاره‌زا با جرم متوسط

تکامل شعاع موثر نمونه‌ها با $\log(M_*/M_\odot)=10.3-11$ در شکل ۲ نشان داده شده است. خطوط قرمز تیره و سبز نشان دهنده برازش $r \propto (1+z)^\gamma$ به اندازه میانه به دست آمده از روش اول و دوم است. همانطور که می‌توان مشاهده کرد، شیب‌های محاسبه شده توسط روش اول و دوم با هم مطابقت دارند. مطابق شکل ۲، اندازه کهکشان‌های پر جرم $(\log(M_*/M_\odot)=11)$ با شیب $\gamma_{MI} = -0.0 \pm 0.12$ و $\gamma_{MII} = -0.0 \pm 0.14$ رشد می‌کنند، گرچه زمانی که داده‌های SDSS در نظر گرفته نمی‌شود نرخ رشد برای هر دو روش بالاتر است.

چنین اختلافی احتمالاً به این دلایل است: نمونه SDSS تنها شامل ۲۸ کهکشان است که منجر به پراکندگی قابل توجهی در میانه می‌شود. مشکل بعدی این است که روش اندازه‌گیری پارامتر در داده‌های SDSS و 3D-HST/CANDELS متفاوت است که منجر به عدم تطابق جزئی بین کمیت‌های محاسبه شده می‌شود. برای کهکشان‌هایی با $\log(M_*/M_\odot)=10.7$ ، شعاع موثر در محدوده ۲- $\log(M_*/M_\odot)$ تغییر زیادی نمی‌کند. برای کهکشان‌هایی با جرم کمتر سایزهای میانه روند معکوسی دارند، اگرچه این کاهش اندازه زمانی قابل توجه است که کهکشان‌های محلی را در تحلیل حذف کنیم. با این حال می‌توان گفت که اندازه کهکشان‌هایی با جرم $\log(M_*/M_\odot)=10.3$ و 10.5 در طول تکامل تقریباً ثابت می‌ماند. این بدان معناست که نواحی بیرونی کهکشان‌های پر جرم با سرعت بیشتری نسبت به نواحی داخلی رشد می‌کنند، در حالی که به نظر می‌رسد کهکشان‌های ستاره‌زا با جرم پایین‌تر نرخ رشد جرمی قابل مقایسه‌ای در همه شعاع‌ها دارند، که نشان می‌دهد ساختارهای آن‌ها به طور خودمتشابه تکامل می‌یابند. نکته جالب دیگری که باید به آن اشاره کرد این است که علیرغم شیب‌های تقریباً متفاوتی که با و بدون داده‌های SDSS تخمین زده شده‌اند، تکامل اندازه متوسط کهکشان‌ها از روند مشابهی نسبت به جرم ستاره پیروی می‌کند. برای بررسی یافته‌های خود با سایر اندازه‌گیری‌ها، از اندازه‌های جرمی کاتالوگ سوئس و همکاران (۲۰۱۹) (مربع‌ها و خطوط خاکستری) [۱۲] و اندازه‌های نوری کاتالوگ ون‌درول و همکاران (۲۰۱۴) (لوزی‌ها و خطوط آبی) [۱۸]

استفاده کردیم. به جز برخی بازه‌ها که به دلیل تعداد کم کهکشان‌ها عدم قطعیت قابل توجهی در میانه بوجود آمده است، شعاع نیمه‌جرم ما تقریباً با اندازه‌های تخمینی سوئس و همکاران (۲۰۱۹a) مطابقت دارد. علاوه بر این، شعاع‌های، بویژه در انتقال به سرخ‌های پایین، از سایزهای جرمی بزرگتر است، که با کارهای قبلی که نشان می‌دهد میانگین شعاع نیمه‌جرم کهکشان‌ها کوچکتر از شعاع نیمه‌نور آنهاست، مطابقت دارد [۱۱، ۱۲، ۳، ۱۳، ۵]. این روند باعث می‌شود



شکل ۲: تحول شعاع موثر کهکشان‌هایی با جرم فعلی $\log(M_*/M_\odot) = 10.3 - 11$ نقاط قرمز تیره و سبز رنگ کمیت‌های محاسبه شده با روش اول و دوم، و نقاط خاکستری و آبی تحول محاسبه شده با اندازه‌های سوئس [12] و ون‌درول [18] را نشان می‌دهد.

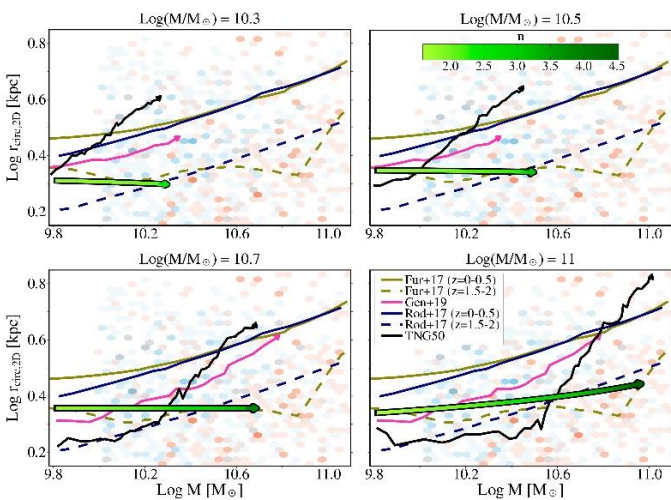
اندازه‌های نوری سرعت رشد بالاتری را نشان دهند که در کهکشان‌های پرجرم‌تر قابل توجه‌تر است. ما همچنین تحول اندازه‌های نیمه‌نور که توسط ون‌درول و همکاران (۲۰۱۴) (خطوط زیتونی) و کاوینواینچاکیج و همکاران (۲۰۲۱) (خطوط سرخابی) [۱۹] برای کهکشان‌های ستاره‌زا در جرم ثابت $11/5 - 10$ $\log(M_*/M_\odot) = 10$ و $10.2 - 11/2$ محاسبه شده است را ترسیم کردیم. از شکل ۲ می‌توان دید که اندازه کهکشان‌ها در جرم ثابت بزرگتر است.

مقایسه با شبیه‌سازی

در شکل ۳، رابطه اندازه-جرم به دست آمده از روش اول و دوم با پیش‌بینی‌های شبیه‌سازی Eagle و IllustrisTNG، و همچنین یک مدل نیمه تجربی از رودریگزپوئبلا و همکاران (۲۰۱۷) مقایسه شده است. رودریگزپوئبلا و همکاران (۲۰۱۷) از یک رویکرد نیمه

تجربی برای ایجاد ارتباط بین کهکشان‌ها و هاله‌های میزبان آنها استفاده کردند که به آنها اجازه داد تا نرخ ادغام، تاریخچه ستاره‌زایی و کمیت‌های ساختاری را تخمین بزنند [۲۰]. آنها از رابطه‌های رصدی موجود اندازه-جرم برای تعیین اندازه کهکشان‌ها استفاده کردند. همانطور که در شکل ۳ مشهود است، یافته‌های آنها شیب‌های تندتری را پیش‌بینی می‌کند که احتمالاً به دلیل به کارگیری اندازه‌های نوری است.

برای مقایسه دقیق، ما با استفاده از رابطه $r_{3D} = 1/3 \times r_{2D}$ ، که به صورت تحلیلی توسط ون‌درول و ون‌درول (۲۰۲۱) تعیین شده است [۲۱]، شعاع‌های نیمه‌جرم سه‌بعدی (r_{3D}) شبیه‌سازی‌ها را به اندازه‌های مدور دوبعدی (r_{2D}) تبدیل کردیم. برای مقایسه مستقیم سایز رصدی با شبیه‌سازی TNG50-1، اندازه نیمه‌جرم کهکشان‌هایی که برای محاسبه تاریخچه رشد جرم انتخاب کرده بودیم را از این شبیه‌سازی استخراج کردیم. شکل ۳ تفاوت قابل توجهی بین اندازه‌های نیمه‌جرم پیش‌بینی شده توسط TNG50 و مشاهدات ما را در $z < 0.8$ نشان می‌دهد. مسیر تکاملی کهکشان‌های TNG100 در صفحه اندازه-جرم که توسط گنل و همکاران (۲۰۱۸) اندازه‌گیری شده، نیز روند مشابهی را نشان می‌دهد [۲۲].



شکل ۳: مقایسه تحول اندازه رصدی باشعاع نیمه‌جرم دوبعدی حاصل از شبیه‌سازی برای تجزیه و تحلیل گسترده‌تر این اختلاف، ما رابطه اندازه-جرم شبیه‌سازی Eagle که توسط فورلانگ و همکاران (۲۰۱۷) اندازه‌گیری شده، در دو بازه انتقال به قرمز $0.5 - 2$ و $1/5 - 2$ را هم بررسی کردیم [۲۳]. فورلانگ و همکاران (۲۰۱۷) تحول اندازه

کهکشان‌های فعال و غیرفعال را در سه شبیه‌سازی Eagle در دو باکس ۲۵ و ۱۰۰ مطالعه کردند: Ref-L100N1504، Ref-L025N0752، و Recal-L025N0752. درحالی‌که شبیه‌سازی‌های Eagle به‌طور کلی روندی سازگار با رصد در بازه ۲-۱/۵ نشان می‌دهند، Ref-L100N1504 و Ref-L025N0752 در انتقال به‌قرمزهای پایین رشد سریعی را پیش‌بینی می‌کنند که با تحول آرام شعاع نیمه‌جرم و مادون‌قرمز نزدیک، که در این کار و مطالعات دیگر نشان داده شده، ناسازگار است. چنین اختلافی بین اندازه نیمه‌جرم رصدی و شبیه‌سازی توسط سوئس و همکاران (۲۰۱۹)، هاشمی‌نیا و همکاران (۲۰۲۲) و میلر و همکاران (۲۰۲۳) نیز گزارش شده است که نشان می‌دهد ممکن است شبیه‌سازی‌ها نیاز به اصلاحاتی داشته باشند. در کنار این اختلافات، موضوعی که این ایده را تقویت می‌کند، همخوانی نسبی نتایج ما با شبیه‌سازی-Recal L025N0752 است که برای بازخورد ستاره‌ای و کمیت‌های AGN مجدداً کالیبراسیون شده است.

نتیجه‌گیری

ویژگی متمایز کار ما، انتخاب اجداد احتمالی کهکشان‌ها و به‌کارگیری پارامترهای مبتنی بر جرم است که به بررسی دقیق‌تر نحوه تحول کهکشان‌های ستاره‌زا و مقایسه آن با شبیه‌سازی‌ها کمک شایانی می‌کند. نتایج ما یافته‌های شبیه‌سازی‌ها، که پیش‌بینی می‌کردند اندازه کهکشان‌های ستاره‌زا به سمت انتقال به‌قرمزهای پایین به‌طور قابل توجهی افزایش می‌یابد، را به چالش می‌کشد. چنین عدم تشابهی بین شبیه‌سازی و رصد ممکن است به دلیل تفاوت در بازخورد، نرخ ادغام در انتقال به‌سرخ‌های بالا و نسبت جرم به‌نور، M/L ، رخ دهد. باتوجه به سازگاری نسبی شبیه‌سازی Recal-L025N0752 با داده‌های رصدی، و یافته‌های داتون و ون‌دن‌بوش (۲۰۰۹) مبنی بر این که بازخورد می‌تواند منجر به شیب کم‌تر در رابطه اندازه و جرم کهکشان‌ها شود [۲۴]، به نظر می‌رسد کالیبراسیون بازخورد می‌تواند توافق بین اندازه‌های رصدی و شبیه‌سازی شده را بهبود ببخشد. علاوه‌براین، ممکن است نرخ ادغام در انتقال به‌سرخ‌های بالا بیشتر از

تخمین‌های فعلی شبیه‌سازی‌ها باشد که منجر به افزایش بیشتر اندازه در این انتقال به‌سرخ‌ها شده و در نتیجه شیب تحول را کمتر کند. عامل احتمالی دیگر M/L است. باتوجه به اینکه دیده شده است که اندازه نوری در شبیه‌سازی و رصد همخوانی دارد و همچنین اختلاف زیادی بین شیب تحول شعاع‌های نیمه‌جرم و نیمه‌نور در شبیه‌سازی‌ها وجود ندارد، می‌توان گفت که اندازه جرمی و در نتیجه M/L و شیب رنگ در شبیه‌سازی‌ها ممکن است با آنچه که از رصد به‌دست آمده است متفاوت باشد. چنین احتمالی نیاز به اندازه‌گیری M/L و یا شیب رنگ در شبیه‌سازی‌ها و مقایسه آن با نتایج رصدی دارد. باوجود تمامی این احتمالات، برای به دست آوردن درک جامع‌تر و دقیق‌تری از این اختلاف و علل احتمالی آن، تحقیقات رصدی و شبیه‌سازی‌های بیشتری لازم است.

مرجع‌ها

- [1] Furlong, M., Bower, R. G., Crain, R. A., et al. 2017, *MNRAS*, **465**, 722.
- [2] Genel, S., Nelson, D., Pillepich, A., et al. 2018, *MNRAS*, **474**, 3976.
- [3] Suess, K. A., Kriek, M., Price, S. H., et al. 2019b, *ApJL*, **885**, L22.
- [4] Hasheminia, M., Mosleh, M., Tacchella, S., et al. 2022, *ApJL*, **932**, L23.
- [5] Miller, T. B., van Dokkum, P., & Mowla, L. 2023, *ApJ*, **945**, 155.
- [6] Brammer, G. B., van Dokkum, P. G., Franx, M., et al. 2012, *ApJS*, **200**, 13.
- [7] Skelton, R. E., Whitaker, K. E., Momcheva, I. G., et al. 2014, *ApJS*, **214**, 24.
- [8] Grogin, N. A., Kocevski, D. D., Faber, S. M., et al. 2011, *ApJS*, **197**, 35.
- [9] Koekemoer, A. M., Faber, S. M., Ferguson, H. C., et al. 2011, *ApJS*, **197**, 36.
- [10] Szomoru, D., Franx, M., van Dokkum, P. G., et al. 2013, *ApJ*, **763**, 73.
- [11] Mosleh, M., Tacchella, S., Renzini, A., et al. 2017, *ApJ*, **837**, 2.
- [12] Suess, K. A., Kriek, M., Price, S. H., et al. 2019, *ApJ*, **877**, 103.
- [13] Mosleh, M., Hosseinnejad, S., Hosseini-ShahiSavandi, S. Z., et al. 2020, *ApJ*, **905**, 170.
- [14] Renzini, A. 2009, *MNRAS*, **398**, L58.
- [15] Leitner, S. N. & Kravtsov, A. V. 2011, *ApJ*, **734**, 48.
- [16] Nelson, D., Pillepich, A., Springel, V., et al. 2019, *MNRAS*, **490**, 3234.
- [17] Pillepich, A., Nelson, D., Springel, V., et al. 2019, *MNRAS*, **490**, 3196.
- [18] van der Wel A., Franx M., van Dokkum P. G., et al., 2014, *ApJ*, **788**, 28.
- [19] Kawinwanichakij, L., Silverman, J. D., Ding, X., et al. 2021, *ApJ*, **921**, 38.
- [20] Rodríguez-Puebla, A., Primack, J. R., Avila-Reese, V., et al. 2017, *MNRAS*, **470**, 651.
- [21] van de Ven, G. & van der Wel, A. 2021, *ApJ*, **914**, 45.
- [22] Genel, S., Nelson, D., Pillepich, A., et al. 2018, *MNRAS*, **474**, 3976.
- [23] Furlong, M., Bower, R. G., Crain, R. A., et al. 2017, *MNRAS*, **465**, 722.
- [24] Dutton, A. A. & van den Bosch, F. C. 2009, *MNRAS*, **396**, 141.

تصویری از الگوی نانوشراره‌ای تابش‌های تاج خورشید

حسنلویی، نیلوفر؛ محمدیون، زهرا؛ شکری، زهرا؛ صفری، حسین^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

دمای میلیون کلوین تاج خورشیدی در بالای شیدسپهر که دمای کمتری دارد یک مساله مهم و حل نشده در اخترفیزیک است. در محدوده طول موج فرابنفش خورشید شاهد رویدادهای گذرا از جمله شراره‌ها، نانوشراره‌ها، رویدادهای انفجاری یا چشمک‌زن‌ها و غیره هستیم. فرض بر این است که نانوشراره‌ها، انفجارهای کوچک ناگهانی و سریع انرژی که با تابش پس‌زمینه خورشیدی ترکیب می‌شوند و بخش زیادی از درخشش پس‌زمینه را ایجاد می‌کنند، به‌عنوان منبع اصلی گرمایش تاج خورشید هستند. همچنین تمام تابش فرابنفش خورشید آرام به دلیل پدیده‌های کوچک مقیاس بخصوص نانوشراره‌ها می‌باشد. الگوی نانوشراره‌ای به شبیه‌سازی تابش‌های کوچک مقیاس از جو خورشید می‌پردازد. این الگو شامل پنج پارامتر آزاد است. پارامترهای اصلی عبارتند از شاخص توان در توزیع قانون توانی، احتمال ظهور درخشندگی، آهنگ رشد و میرایی، حداقل و بیشینه انرژی. این شبیه‌سازی از شدت‌های اولیه قانون توانی استفاده می‌کند. الگوی تابش‌های نانوشراره‌ای با ایجاد زمینه تصادفی از تابش‌ها با توزیع توانی و یک الگوریتم مونت کارلو، تحول تابش‌ها را بر اساس ظهور درخشندگی با ضریب رشد و میرایی بررسی می‌کند. واژگان کلیدی: خورشید، تابش فرابنفش، نانوشراره

A picture of nano flare model of solar coronal emission

Hassanlue, Nilufar; Mohamadion, Zahra; Shokri, Zahra; Safari, Hossein¹

¹ Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

Abstract

The million Kelvin temperature of the solar corona above the photosphere is an open problem that needs to be correctly solved in astrophysics. Solar flares, nano flares, and blinkers are features observed in short wavelengths such as ultraviolet. The assumption is that nano flares, as sudden explosive small-scale events, are essential sources of coronal heating contaminated with the background. The nano flare emission algorithm was investigated to simulate the small-scale emissions of the solar atmosphere. This model includes five free parameters. The main parameters are the power index in power law distribution, the burst frequency probability, the rise/decay time, and minimum and maximum energy. This simulation uses a power law initial intensities. It evolves the intensities by applying a Monte-Carlo-based process to obtain the final intensities via a stochastic burst kicking that rises and decays exponentially.

Keywords: Sun, UV radiation, Nano flare

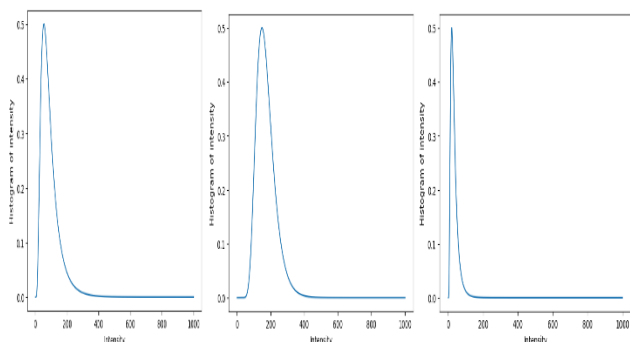
مقدمه

شده و با هر بار اتصال مجدد مغناطیسی پراکنده می‌شوند و علاوه بر گرم کردن پلاسمای تاج خورشید، به حلقه‌های تاجی در ناحیه فعال نیز شتاب می‌دهند و باعث ایجاد چندین رشته حلقه متفاوت با ویژگی‌های خاص می‌شوند. این مدل گرمایش بعدها توسط لوین

گرم شدن تاج خورشید به وسیله صفحات جریان برای نخستین بار توسط گلد در سال ۱۹۶۴ مطرح شد. این صفحات به‌طور تصادفی بر اثر پیچ‌خوردگی و درهم‌تنیدگی میدان‌های مغناطیسی تاج ایجاد

$$\sigma \propto \sqrt{\tau p f} \quad (1)$$

که σ میزان خمیدگی و تقارن تابع توزیع لگ نرمال را نشان می‌دهد و μ میزان کشیدگی شکل نمودار را مشخص می‌کند [۱ و ۲ و ۳]. شکل ۱ تابع توزیع لگ نرمال برای داده‌های منحصربه‌فردی از سری‌های زمانی تابش‌های خورشیدی را نشان می‌دهد.



شکل ۱: توابع توزیع لگ نرمال مربوط به سری‌های زمانی تابش‌های خورشیدی برای داده‌های منحصربه‌فرد.

نانوشراره‌ها مستقیماً قابل رؤیت نیستند. با الگوی نانوشراره‌ای، می‌توان پارامترهای کلیدی، از جمله شاخص توان در توزیع قانون توانی α ، آهنگ رشد و میرایی τ و احتمال ظهور درخشندگی p_f را برای نانوشراره‌های تاج خورشید بدست آورد.

برای رسم منحنی‌های نوری و شبیه‌سازی قله درخشندگی آن‌ها ابتدا بردار ورودی $X = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ را ایجاد می‌کنیم. فرض می‌کنیم $n = 500$ داده داشته باشیم. در ادامه شبیه‌سازی، الگویی با پارامترهای آزاد α و τ و p_f تعریف می‌کنیم. بازرگان و همکاران (۲۰۰۸) این پارامترها را (برای α با گام 0.1 در محدوده $0.5 \leq \alpha \leq 3/2$ و برای τ با گام 1 در محدوده $52 \leq \tau \leq 1/5$ و برای p_f با گام 0.1 در محدوده $0.9 \leq p_f \leq 0.1$ برای مطالعه پارامترهای تابش‌های نانوشراره‌ای خورشید در ناحیه تاج فوق گرم) تعریف کرده‌اند [۳]. در نهایت با شبیه‌سازی، منحنی‌های نوری و قله‌های درخشندگی به‌طور تصادفی بررسی شده و پارامترهای کلیدی α و τ و p_f به‌دست می‌آیند. احتمال وقوع یک نانوشراره در شبیه‌سازی در هر مرحله زمانی بین 0 و 1 است. یعنی تابش نانوشراره به‌عنوان یک متغیر تصادفی با احتمال بین 0 و 1 ایجاد می‌شود. برای مثال اگر

(1974) و پارکر (1983-1988) برای شبیه‌سازی گرمایش تاج توسط نانوشراره‌ها مطرح و توسعه پیدا کرد. در این مساله سوال کلیدی این بود که آیا انرژی نانوشراره‌ها برای گرم کردن تاج کافی است یا خیر؟ به همین دلیل ما الگویی را در نظر گرفتیم که در زمان‌های متوالی سری‌های زمانی تابش خطوط فرابنفش را که ناشی از پدیده‌های کوچک مقیاس نانوشراره‌ها می‌باشد شبیه‌سازی کند. اگر توان α در قانون توانی، $(\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha})$ به‌عنوان یک پارامتر کلیدی، مقداری بزرگ‌تر از 2 باشد، آنگاه نانوشراره‌ها در تعیین گرمایش تاج سهم عمده‌ای خواهند داشت [۱ و ۳ و ۴].

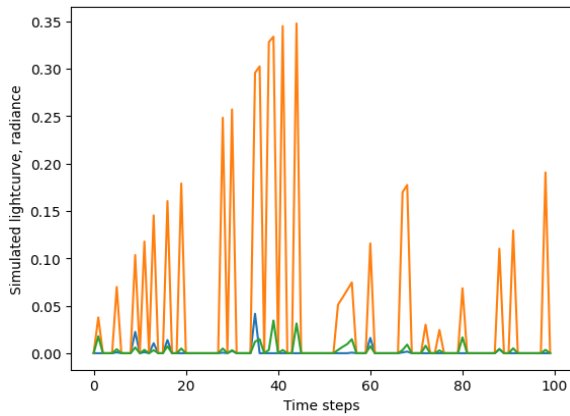
مدل سازی

شراره می‌تواند یک رویداد ذاتاً تصادفی باشد. بنابراین در شبیه‌سازی، متغیر تابش، به‌عنوان یک متغیر تصادفی وابسته به زمان در نظر گرفته می‌شود. در واقع الگوی مدل‌سازی در این پروژه متشکل از یک سری زمانی از قله‌های تصادفی است که هر قله افزایش درخشندگی را نشان می‌دهد و مجموع تابش از تداخل مجموع درخشندگی‌های گذرا ایجاد می‌شود.

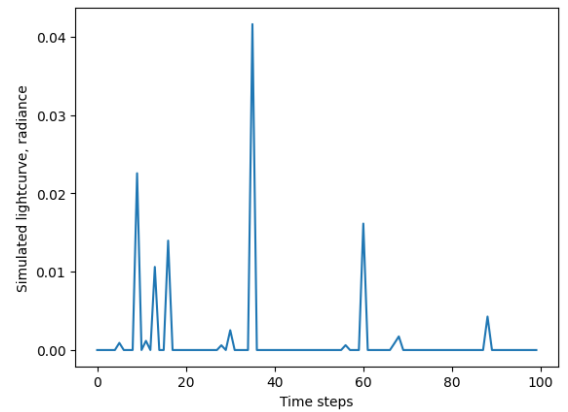
برای شبیه‌سازی، 5 پارامتر آزاد داریم: شاخص توان α در توزیع قانون توانی، احتمال ظهور درخشندگی p_f ، آهنگ رشد و میرایی $\tau = \tau_r + \tau_d$ (که در آن τ_r زمان صعود و τ_d زمان فرود در هر قله تابشی است)، بیشینه دامنه مجاز انرژی y_{max} و حداقل دامنه مجاز انرژی y_{min} برای نانوشراره. اگر فرض کنیم ساختار نانوشراره شامل یک قله همراه با صعود سریع و یک فرود توانی پیوسته باشد، این پارامترها برای شبیه‌سازی تابع توزیع احتمال و سری زمانی تابش‌ها مناسب هستند [۲ و ۳ و ۴].

قبل از هر شبیه‌سازی می‌بایست بررسی شود که سری‌های زمانی مشاهده شده برای تابش‌های خورشید، توزیع لگ نرمال دارند یا خیر. برای این امر باید مجموع تمامی سلول‌ها و شدت‌های تابش‌های موجود را محاسبه کرده تا منحنی‌های نوری به حداکثر خود نرمال شوند و نمودار لگ نرمال بدست بیاید. برای تعداد زیادی از نانوشراره‌ها، توزیع تابش‌های نرمال شده برابر است با:

$$f(J) = \frac{I}{\sigma J \sqrt{2\pi}} e^{\left(\frac{-(\log(J))^2}{2\sigma^2}\right)},$$



متغیر

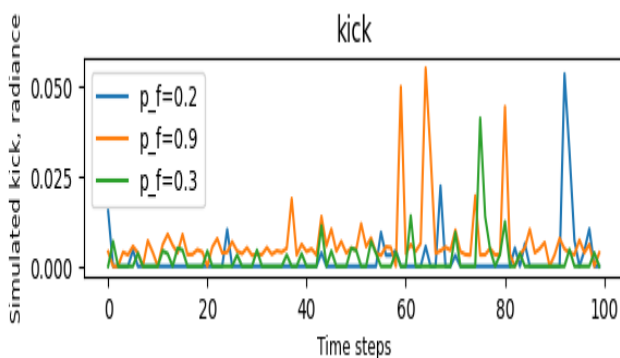
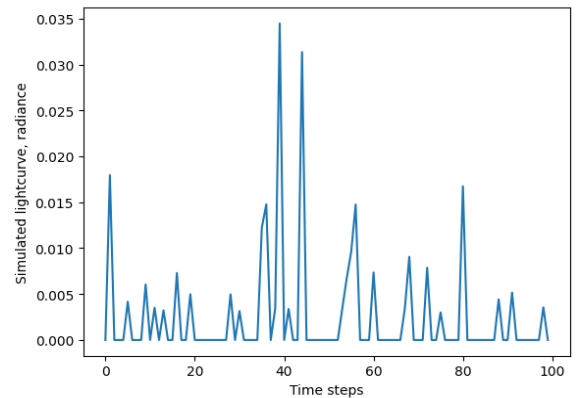


تصادفی کمتر از $0/3$ باشد، احتمال شراره زنی 30 درصد است. همچنین تابش در هر بخش از نمودار سری های زمانی به دست آمده با بخش قبلی خود ارتباط دارد. به عبارتی، تابش به عنوان یک متغیر آماری وابسته به زمان، شبیه به یک فرایند ماکرونی عمل می کند و مقدار آن در مرحله زمانی $t_n + 1$ فقط به مقدار آن در t_n بستگی دارد [۱ و ۳].

شکل ۲ نمونه هایی از سری های زمانی شبیه سازی شده نانوشراره ها را برای داده های منحصر بفرد نشان می دهد.

شکل ۲: نمونه هایی از سری های زمانی شبیه سازی شده تابش نانوشراره ها برای داده های منحصر بفرد.

شکل ۳ قله های موجود در نمونه سری های زمانی شکل ۲ را نشان می دهد. طبق شکل ۴ می توان قله های دلخواه، مثلاً قله های بزرگ تر، که در سری های زمانی شبیه سازی شده رخ می دهند را انتخاب کرد. هرچه قله های سری های زمانی تابش ها هم پوشانی بیشتری داشته باشند پس زمینه قوی تری را ایجاد می کنند [۲].



شکل ۳: پیک های موجود در نمونه سری های زمانی شکل ۲.

مرجع ها

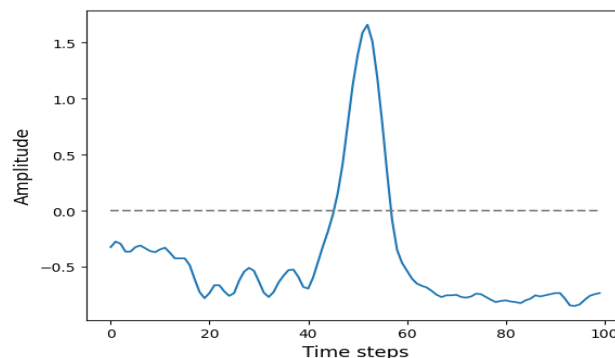
[۱] تاج فیروز، ادریس ؛ «جستجوی پارامترهای تاج خورشید کاربرد شبکه های

عصبی مصنوعی»؛ دانشگاه زنجان، بهمن ۱۳۹۸.

[۲] Pauluhn, Anuschka, and Sami K. Solanki. "A nanoflare model of quiet Sun EUV emission." *Astronomy & Astrophysics* 462.1 (2007): 311-322.

[۳] Bazarghan, M., et al. "A nanoflare model for active region radiance: application of artificial neural networks." *Astronomy & Astrophysics* 492.1 (2008): L13-L16.

[۴] Upendran, Vishal, et al. "Nanoflare Heating of the Solar Corona Observed in X-Rays." *The Astrophysical Journal Letters* 940.2 (2022): L38.



شکل ۴: یکی از پیک‌های بزرگتر موجود در نمونه سری‌های زمانی شکل ۲.

نتیجه گیری

در این مقاله روش الگوی نانوشراره‌ای به منظور شبیه‌سازی تابش‌های کوچک مقیاس از جو خورشید ارائه میشود. با استفاده از داده‌های منحصربفرد، سری‌های زمانی و منحنی‌های نوری مربوط به این تابش‌ها استخراج شده است.

اثر تابش ابرنواختر نوع I در از هم گسیختگی دانه‌های غبار به واسطه سازوکار RATD[†]

جنت، امیرمسعود؛ حیدری سیچانی، فاطمه؛ هاشمی، پریسا؛ شاکری، سروش

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

در این پژوهش با استفاده از درخشندگی مدل آرنِت[‡]، سازوکار RATD ناشی از تابش ابرنواختر نوع I بر روی دانه‌های غبار بررسی شده است. اندازه نابودی غبارها در فواصل، زمان‌ها، استحکام کششی دانه‌های غبار، درخشندگی‌ها و کدری‌های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. این نتایج می‌تواند یک گام مؤثر در راستای توجیه و پاسخ به برخی از ناسازگاری‌های مشاهده شده در طیف بدست آمده از ابرنواخترهای نوع I، نظیر کم بودن نسبت خاموشی و کوتاه بودن طول موج بیشینه این نوع از ابرنواخترها باشد.

واژگان کلیدی: RATD، درخشندگی، غبار، اندازه نابودی، ابرنواختر

The Effect of Supernova Type I radiation on the Disruption of Dust Grains via RATD Mechanism

Jannat, Amirmasoud; Heidari Sichani, Fatemeh; Hashemi, Parisa; Shakeri, Soroush

Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstract

In this study, using the Arnett's model of luminosity, the RATD mechanism resulting from the type I supernova radiation on dust grains has been investigated. The destruction size of dust particles in different distances, times, tensile strengths of dust grains, luminosities, and opacities has been studied. These results could be an effective step toward justifying and responding to some inconsistencies, observed in the spectrum of Type I supernovae, such as the low ration of total to selective extinction and the small maximum wavelength of this type of supernovae.

Keywords: RATD, Luminosity, Dust, Disruption Size, Supernovae.

مقدمه

مشاهدات نورشناختی در نزدیکی ابرنواخترهای نوع Ia، نسبت خاموشی بازه کلی به خاموشی بازه انتخابی را بسیار کوچک‌تر از مقدار مورد انتظار نشان می‌دهند ($R_V < 2$) [۲]. هم‌چنین طول موج بیشینه قطبش این نوع از ابرنواخترها کوتاه‌تر از حد انتظار است ($\lambda_{max} < 4\mu m$) [۳]. یکی از راه‌حل‌های پیشنهادی برای حل این معماها افزایش فراوانی غبارهای کوچک نسبت به غبارهای بزرگ در محیط اطراف آن‌هاست [۴]. دانه‌های غبار با چهار سازوکار شناخته شده تصعید حرارتی، انفجار کولنی، کندوپاش حرارتی و غیرحرارتی و برخورد دانه‌ها با یک‌دیگر از بین می‌روند. این سازوکارها با محدودیت‌های مختلفی، در بازه‌های خاصی مؤثر هستند. اخیراً دو سازوکار دیگر RATD [۵] و METD [۶] برای تخریب دانه‌ها به صورت نظری معرفی شده‌اند، که در شرایط خاصی رخ می‌دهند.

دانه‌های غبار نقش اساسی را در اختریف یک محیط بین‌ستاره‌ای، از ترمودینامیک و شیمی گاز تا دینامیک تشکیل ستارگان بر عهده دارند. برهم‌کنش غبار با تشعشعات نور ستارگان باعث خاموشی[▲]، انتشار و قطبش نور می‌شود که اساس اختریف یک مدرن است [۱]. تابش فرسرخ دانه‌های غبار، یک ویژگی قابل توجه برای فهم سازوکار تشکیل ستارگان است؛ هم‌چنین گسیل این تابش توسط دانه‌های غبار قطبیده، یکی از مهم‌ترین اجزای موجود در پس‌زمینه است که باید برای تشخیص مُد B تابش پس‌زمینه کیهانی، با دقت از داده‌ها کنار حذف شود [۱].

[†] Radiative Torque Disruption

[‡] Arnett

[▲] Extinction

$$\overline{Q}_\Gamma = \begin{cases} \gamma \left(\frac{\bar{\lambda}}{a}\right)^{-2.7}, & \text{for } a \leq \frac{\bar{\lambda}}{1.8\mu\text{m}} \\ 0.4, & \text{for } a > \frac{\bar{\lambda}}{1.8\mu\text{m}} \end{cases} \quad (4)$$

زمان میرایی در رابطه (۱) بصورت زیر تعریف می‌شود [۸]:

$$\tau_{damp} = \frac{\tau_{gas}}{1 + F_{IR}} \quad (5)$$

که در آن τ_{gas} مقیاس زمانی میرایی دورانی در اثر برخورد هاست؛ این پارامتر بصورت ترمودینامیکی محاسبه می‌شود. F_{IR} ضریب

میرایی از طریق تابش‌های فروسرخ است [۱۰].

با استفاده از بیشینه استحکام کششی دانه‌های غبار، می‌توان یک سرعت زاویه‌ای بحرانی برای آن‌ها تعیین کرد که در صورتی که تابش ناشی از چشمه باعث دوران با این سرعت بشود، فروپاشی دانه را به دنبال خواهد داشت. سرعت زاویه‌ای بحرانی بصورت زیر قابل محاسبه است [۸]:

$$\omega_{disr} = \frac{\gamma}{a} \left(\frac{S_{max}}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

که در آن S_{max} بیشینه استحکام کششی [۱۱]، ρ چگالی دانه غبار و a اندازه دانه است. بیشینه استحکام کششی دانه‌ها به جنس و شکل آن‌ها وابسته است. دانه‌های غبار معمولاً از جنس سیلیکات یا گرافیت هستند [۱۱].

در این پژوهش اندازه بحرانی دانه‌های غبار اهمیت ویژه‌ای دارد چرا که همان‌طور که در مقدمه اشاره شد اثر آن بر روی داده‌های رصدی، می‌تواند نتایج را به طرز قابل توجهی تغییر دهد.

درخشندگی ابرنواختر نوع I

ابرنواخترهای نوع I دسته‌ای از رویدادهای ابرنواختری هستند که در خطوط طیفی آن‌ها عنصر هیدروژن مشاهده نمی‌شود. بیشینه درخشندگی این رویدادها از مرتبه $10^{33} - 10^{31} \text{ erg/s}$ است. مدل‌سازی این پدیده براساس سازوکارهای متفاوت رمبش و انبساط ماده فورانی انجام شده است [۱۱]. مدل آرنت توصیف نیمه‌تحلیلی نسبتاً دقیقی از منحنی نوری ابرنواخترها ارائه می‌دهد که اساس آن انبساط گرمایی-هسته‌ای ماده فورانی حاصل از رمبش است. به دلیل مشاهدات رصدی طیف عناصر نیکل و کبالت در ابرنواختر نوع I، واپاشی این عناصر نیز در این مدل لحاظ شده است [۱۱].

تابع درخشندگی در این مدل به صورت زیر تعریف می‌شود:

هدف ما در این پژوهش بررسی سازوکار RATD است. سازوکار RATD، با در نظر گرفتن یک میدان تابشی شدید ناشی از چشمه‌هایی نظیر ابرنواخترها، یک گشتاور تابشی ناشی از میدان را به دانه‌های غبار وارد می‌کند. این گشتاور می‌تواند به اندازه‌ای باشد که باعث چرخش بسیار سریع دانه و در نتیجه غلبه بر استحکام کششی آن و نهایتاً نابودی دانه شود [۵].

تابش یک پدیده اختزینی با کمیتی به نام درخشندگی مشخص می‌شود. در این پژوهش با استفاده از درخشندگی مدل آرنت [۷] برای یک ابرنواختر نوع I، به بررسی اثر سازوکار RATD بر تخریب دانه‌های غبار پرداخته شده است؛ هم‌چنین بین این مدل درخشندگی و مدل دیگری که پیش‌تر در [۸] ارائه شده، مقایسه‌ای صورت گرفته است.

سازوکار RATD

سازوکار RATD، یک سازوکار نیمه‌کلاسیکی است. در صورت رخ دادن یک انفجار ابرنواختری طیفی از انرژی آزاد می‌شود و دانه‌های غبار بخشی از این انرژی را دریافت می‌کنند. قسمتی از انرژی دریافت شده توسط غبار، صرف حرکت دورانی آن می‌شود. معادله این حرکت بصورت زیر داده می‌شود:

$$I \frac{d\omega}{dt} = \Gamma_{RAT}(t) - \frac{I\omega}{\tau_{damp}} \quad (1)$$

که در آن I لختی دورانی، ω سرعت زاویه‌ای، Γ_{RAT} گشتاور نیروی ناشی از تابش و τ_{damp} زمان میرایی دوران است [۸]. گشتاور نیروی ناشی از تابش را می‌توان بصورت زیر تعریف کرد:

$$\Gamma_{RAT} = \pi a^2 \gamma u_{rad} \left(\frac{\bar{\lambda}}{2\pi}\right) \overline{Q}_\Gamma \quad (2)$$

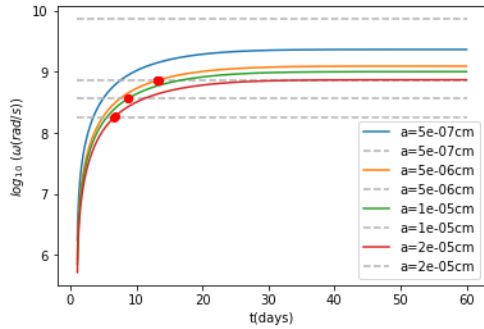
که در آن πa^2 سطح مقطع هندسی برخورد تابش با دانه غبار، γ درجه همسان‌گردی چشمه تابش، $\bar{\lambda}$ طول موج میانگین روی طیف تابش و \overline{Q}_Γ بازدهی گشتاور نیروی میانگین ناشی از تابش است [۸]. u_{rad} چگالی انرژی تابش شده توسط چشمه است و از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$u_{rad} = \frac{L}{4\pi c d_{pc}^2} \quad (3)$$

که در آن L درخشندگی چشمه، d_{pc} فاصله از چشمه بر حسب پارسک و c سرعت نور است [۹]. هم‌چنین بازدهی گشتاور نیروی تابشی بصورت زیر:

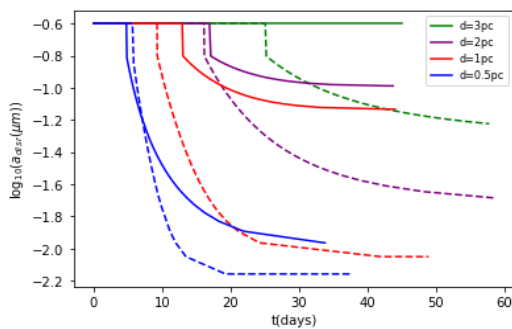
رخداد ابرنواختری و در هر فاصله‌ای از آن اندازه ذراتی که دچار تخریب می‌شوند را بدست آورد.

در شکل (۳) این اندازه برحسب زمان، به ازای فاصله‌های مختلف، نمایش داده شده و با نتایج قبلی [۸] مقایسه شده است. این نمودار نشان می‌دهد که پس از گذشت زمان، دانه‌هایی که دچار تخریب



شکل ۲: حل عددی رابطه (۱) و برابر قرار دادن آن با سرعت‌زاویه بحرانی دانه‌هایی در فاصله‌های مختلف از انفجار ابرنواختری. در این نمودارها دمای گاز ۱۰۰K، استحکام کششی دانه‌ها 10^7 erg cm^{-2} و چگالی دانه‌ها 3 g cm^{-3} در نظر گرفته شده است.

می‌شوند، می‌بایست اندازه‌های کوچک‌تر داشته باشند و پس از مدتی این اندازه، به مقدار ثابتی می‌رسد و دانه‌های کوچک‌تر از آن تخریب نمی‌شوند. همچنین در مقایسه با درخشندگی مورد استفاده در کارهای گذشته، درخشندگی آرنت، در زمان کمتری به مقدار ثابت می‌رسد و با افزایش فاصله این فرآیند حتی در زمان کم‌تری رخ می‌دهد؛ به طوری که در فاصله سه پارسی، حتی در مدت زمان ۶۰ روز، این اتفاق رخ نمی‌دهد.



شکل ۳: تغییرات اندازه بحرانی دانه‌های غبار در فاصله یک پارسی از انفجار ابرنواختری با گذر زمان. خطوط تو پر با استفاده از درخشندگی آرنت و خطوط نقطه‌چین، با استفاده از درخشندگی‌ای که در [۸] مورد استفاده قرار گرفته است، این تغییرات را نمایش می‌دهد. در این نمودار، $S_{max} = \kappa = 5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ و $a_{min} = 10^7 \text{ erg/cm}^2$ و همچنین کمینه اندازه برای شروع فرآیند تخریب، $0.25 \mu\text{m}$ در نظر گرفته شده است.

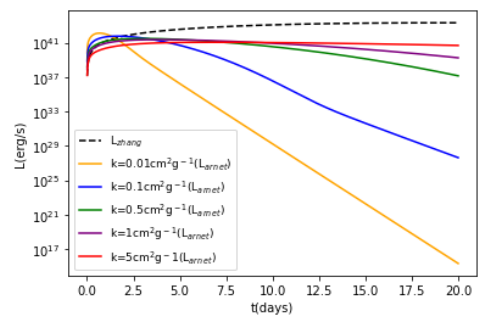
$$L(t) = M_{Ni} e^{-\left(\frac{t}{\tau_m}\right)^2} \left((\epsilon_{Ni} - \epsilon_{Co}) \int_{\tau_m}^t \gamma z e^{-\left(\frac{\tau_m}{\tau_{Ni}}\right)z+z^2} + \epsilon_{Co} \int_{\tau_m}^t \gamma z e^{-\left(\frac{\tau_m}{\tau_{Ni}}\right)\left(1+\frac{\tau_{Co}-\tau_{Ni}}{\tau_{Co}}\right)z+z^2} \right) (1 - e^{-Ct^{-1}}) \quad (7)$$

که در آن τ_{Co} و τ_{Ni} به نیمه‌عمر عناصر نیکل و کبالت و به ترتیب برابر با ۸.۷۷ و ۱۱۱.۳ روز هستند. همچنین $\epsilon_{Ni} = 3.9 \times 10^{10} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ و $\epsilon_{Co} = 6.67 \times 10^{10} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ نیز انرژی کل حاصل از واپاشی یک گرم نیکل و کبالت در ثانیه هستند. ثابت‌های τ_m و C بر حسب کدری محیط ماده فورانی، κ ، سرعت و جرم انبساط ماده فورانی و سرعت نور، به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\tau_m = \left(\frac{\kappa M_{ej}}{13.8 v_{ej} c} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad C = \frac{3 \kappa M_{ej}}{4 \pi v_{ej}^2} \quad (8)$$

این پارامترها در تعیین منحنی نوری ابرنواخترها اهمیت بالایی دارند و بیشینه درخشندگی و زمان آن به این پارامترها وابسته هستند.

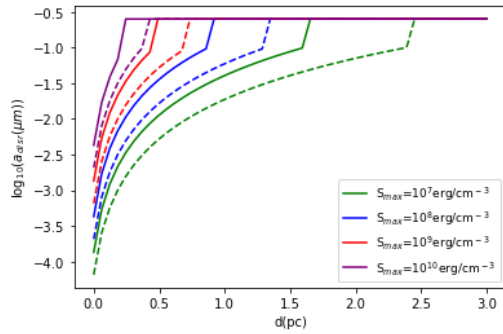
شکل (۱) تغییرات درخشندگی بر حسب زمان را به ازای مقدارهای متفاوت برای پارامتر کدری κ در مقایسه با درخشندگی معرفی شده در [۱۲] که در [۸] مورد استفاده قرار گرفته است، نشان می‌دهد. درخشندگی به طرز قابل توجهی بعد از بیشینه، با افزایش کدری کاهش می‌یابد. این در صورتی است که در درخشندگی مورد استفاده در کارهای گذشته، درخشندگی تغییرات ناچیزی داشت و پس از مدتی به مقدار ثابتی می‌رسد.



شکل ۴: تغییرات درخشندگی بر حسب زمان براساس کدری‌های متفاوت در مقایسه با درخشندگی مورد استفاده در [۸]. در درخشندگی‌های آرنت، $M_{Ni} = 1.6 \times 10^{23} \text{ g}$ ، $M_{ej} = 1.8 \times 10^{23} \text{ g}$ و $v_{ej} = 0.2c$ در نظر گرفته شده است.

نتایج

با حل عددی معادله (۱)، استفاده از رابطه (۷) در رابطه (۳) و برابر قرار دادن آن با رابطه (۶) (شکل (۲))، می‌توان در هر زمان بعد از



شکل ۶: تغییرات اندازه بحرانی دانه‌های غبار در ۳۰ روز پس از انفجار ابرنواختری برحسب فاصله.

جمع بندی

در این پژوهش به مطالعه اثر درخشندگی بر سازوکار RATD در ابرنواخترهای نوع I پرداخته شد و بررسی تغییرات اندازه نابودی دانه‌های غبار بر اساس فاصله، زمان، استحکام کششی دانه‌های غبار و درخشندگی‌های مختلف صورت گرفت.

همچنین با دقتی تر کردن رابطه درخشندگی و استفاده از درخشندگی آرنت، یک گام به سوی پاسخ به ناسازگاری‌های اشاره شده، نسبت خاموشی بازه کلی به خاموشی انتخابی کوچک و طول‌موج بیشینه کوتاه‌تر از حد انتظار، برداشته شد. مشاهده شد که تغییرات درخشندگی تأثیر محسوسی در نتایج بدست آمده در ارتباط با اندازه دانه‌های غبار دارد. با توجه به اینکه درخشندگی یک چشمه نظیر یک ابرنواختر نوع I تابعی از پارامترهای متعددی نظیر پارامتر کدري محیط است، لازم است که حساسیت نتایج بدست آمده به درخشندگی مورد ملاحظه قرار بگیرد.

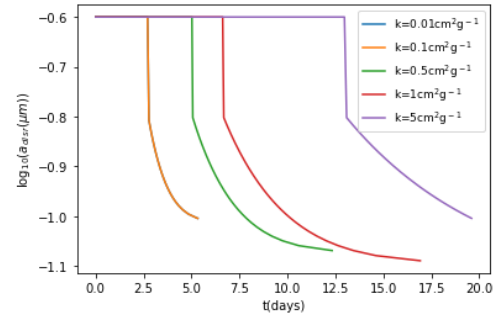
سپاس‌گزاری

از همکاری آقایان دانیال خواجه‌زاده، نیما شمالی و خانم آوا مکت‌جو صمیمانه تشکر می‌کنیم.

مرجع‌ها

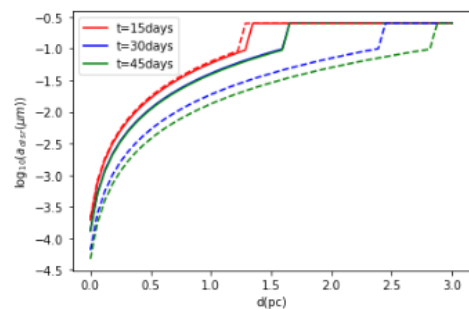
- [1] Draine, B.T., *Interstellar dust grains*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, ۲۰۰۳, ۴۱(۱): p. ۲۴۱-۲۸۹
- [2] Nobili, S. and A. Goobar, *The colour-lightcurve shape relation of type Ia supernovae and the reddening law*. Astronomy & Astrophysics, ۲۰۰۸, ۴۸۷, ۱۹-۳۱
- [3] Kawabata, K., et al., *Optical and near-infrared polarimetry of highly reddened type Ia supernova ۲۰۱۴J: peculiar properties of dust in M۸۲*. The Astrophysical Journal Letters, ۲۰۱۴, ۷۹۵(۱): p. L۴
- [4] Hoang, T., *Properties and alignment of interstellar dust grains toward type Ia supernovae with anomalous polarization curves*. The Astrophysical Journal, ۲۰۱۷, ۸۳۶(۱): p. ۱۳
- [5] Hoang, T., et al., *Rotational disruption of dust grains by radiative torques in strong radiation fields*. Nature Astronomy, ۲۰۱۹, ۳(۸): p. ۷۶۶-۷۷۵

یکی دیگر از مواردی که حائز اهمیت است، بررسی تغییرات اندازه نابودی غبار بر حسب زمان، به ازای پارامترهای کدري مختلف است. شکل (۴) این تغییرات را نمایش می‌دهد. با افزایش پارامتر کدري مدت زمانی که دانه‌ها نیاز دارند تا به سرعت زاویه‌ای بحرانی برسند، افزایش می‌یابد.



شکل ۴: تغییرات اندازه بحرانی دانه‌های غبار در فاصله یک پارسی از انفجار ابرنواختری با گذر زمان به ازای کدري‌های مختلف.

شکل (۵) تغییرات اندازه نابودی دانه را به ازای زمان‌های مختلف، بر حسب فاصله از چشمه تابش با $\kappa = 5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ نمایش می‌دهد. با افزایش فاصله، تنها دانه‌های کوچک‌تر توانایی رسیدن به سرعت زاویه‌ای بحرانی را دارند و بعد از زمان مشخص اندازه بحرانی با گذر زمان تغییر نمی‌کند. همچنین در شکل (۶)، این تغییرات در ۳۰ روز پس از انفجار ابرنواختری، به ازای استحکام کششی‌های مختلف نمایش داده شده است. با افزایش استحکام کششی تنها دانه‌هایی که در فاصله نزدیک به چشمه هستند، می‌توانند به سرعت بحرانی برسند. همچنین در فاصله یک پارسی به بعد، تنها دانه‌هایی که استحکام کششی آن‌ها کم‌تر از 10^8 erg/cm^3 است، به اندازه بحرانی خواهند رسید.



شکل ۵: تغییرات اندازه بحرانی دانه‌های غبار در زمان‌های مختلف برحسب فاصله.

- [9] Hoang, T., *Rotational Disruption of Astrophysical Dust and Ice—Theory and Applications*. *Galaxies*, 2020, 8(3): p. 27
- [10] Draine, B. and A. Lazarian, *Electric dipole radiation from spinning dust grains*. *The Astrophysical Journal*, 1998, 508(1): p. 157
- [11] Hoang, T., *A dynamical constraint on interstellar dust models from radiative torque disruption*. *The Astrophysical Journal*, 2019, 876(1): p. 13
- [12] Zheng, W., P.L. Kelly, and A.V. Filippenko, *An empirical fitting method for type Ia supernova light curves. II. Estimating the first-light time and rise time*. *The Astrophysical Journal*, 2017, 848(1): p. 66
- [6] Hoang, T. and H. Lee, *Rotational Disruption of Dust Grains by Mechanical Torques for High-velocity Gas–Grain Collisions*. *The Astrophysical Journal*, 2020, 896(2): p. 144
- [7] Arnett, W.D., *Type I supernovae. I—Analytic solutions for the early part of the light curve*. *Astrophysical Journal*, Part 1, vol. 252, Feb. 15, 1982, p. 785–797., 1982, 252: p. 785–797
- [8] Giang, N.C. and T. Hoang, *Time-varying extinction, polarization, and colors of type Ia supernovae due to rotational disruption of dust grains*. *The Astrophysical Journal*, 2020, 888(2): p. 93

مطالعه‌ی خصیصه‌های ریخت‌شناسی کهکشان‌های رادیویی

جواهریان، محسن؛ میرآقایی، حلیمه

مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه (ریام)، دانشگاه مراغه، ۵۵۱۳۶-۵۵۳، مراغه، ایران

چکیده

ریخت‌شناسی کهکشان‌های رادیویی بینش‌های ارزشمندی را در مورد شکل‌گیری و تحول کهکشان‌ها در جهان ارائه می‌دهد. در این مطالعه، ما بر استخراج پارامترهای ریخت‌شناسی به عنوان عناصر کلیدی در توصیف اشکال آنها تمرکز می‌کنیم. تجزیه و تحلیل ما شامل ۶۷ کهکشان رادیویی است که هر دو کهکشان فارانف-رایلی نوع ۱ و نوع ۲ را با استفاده از تصاویر رادیویی از مساحی‌های *FIRST* و *LoTSS* در بر می‌گیرد. ما یک فرآیند قطعه‌بندی خودکار را برای استخراج ویژگی‌هایی مانند اندازه‌ی شی، خروج از مرکز و جهت‌گیری از مجموعه‌ی داده‌ها توسعه داده‌ایم. با استفاده از برآوردگر بیشینه‌ی درست‌نمایی، توزیع‌های قانون توانی اندازه‌ها را با توان‌های 0.39 ± 0.06 و -0.55 ± 0.05 به ترتیب برای داده‌های *FIRST* و *LoTSS* مشاهده می‌کنیم. همچنین، ما دریافتیم که کهکشان‌های رادیویی نوع ۲ در مقایسه با کهکشان‌های نوع ۱، خروج از مرکز کمتری از خود نشان می‌دهند.

واژگان کلیدی: کهکشان‌ها؛ هسته‌ها - کاتالوگ‌ها - تکنیک‌ها: پردازش تصویر - روش‌ها: تجزیه و تحلیل داده‌ها

Analyzing Morphological Characteristics of Radio Galaxies

Javaherian, Mohsen; Miraghaei, Halime

Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha (RIAAM), University of Maragheh, 55136-553, Maragheh

Abstract

The morphology of radio galaxies offers valuable insights into the formation and evolution of galaxies in the Universe. In this study, we focus on extracting morphological parameters as key elements in describing their shapes. Our analysis includes 67 radio galaxies, encompassing both Fanaroff–Riley type 1 and type 2 galaxies, using radio images from the FIRST and LoTSS surveys. We have developed an automated segmentation process to extract properties such as object size, eccentricity, and orientation from the datasets. Utilizing a maximum likelihood estimator, we observe power-law distributions of sizes with exponents of -0.39 ± 0.06 and -0.55 ± 0.05 for the FIRST and LoTSS data, respectively. Also, we found that type 2 radio galaxies exhibit slightly lower eccentricities compared to type 1 galaxies.

Keywords: galaxies: nuclei — catalogs — techniques: image processing — methods: data analysis
PACS No.

اندازه‌ی کل منبع رادیویی است، به طوری که روشنایی از هسته کاهش می‌یابد که انتشار به لبه (ویا تاریک شدن لبه) نامیده می‌شود. در جمعیت اف‌آرکلاس ۲ (FRII)، اوج انتشار در نیمه‌ی دوم فاصله بین هسته و لبه‌ی انتشار (که به آن لبه‌ی روشن نیز گفته می‌شود) واقع می‌گردد. اخیراً، منابع رادیویی فشرده به‌عنوان طبقه‌ی سوم کهکشان‌های رادیویی به‌عنوان اف‌آرکلاس صفر (FR 0) به این طبقه‌بندی اضافه شده‌اند [۴]. از لحاظ ریخت‌شناسی کهکشان‌ها، بسیاری از مقالات از اصطلاح "تقارن" برای منابع رادیویی که به عنوان اجسام فشرده یا محیط متقارن مشاهده می‌شوند استفاده می‌کردند [۶،۵].

مقدمه

تکامل هسته‌های فعال کهکشانی، ارتباط پیچیده با محیط آنها و فرآیندهای فیزیکی اطراف سیاهچاله‌های عظیم را می‌توان با در نظر گرفتن ویژگی‌های کهکشان‌های رادیویی، طیف پیوسته‌ی رادیویی، درخشندگی، شاخص طیفی، ریخت‌شناسی و همبستگی آنها با خواص هسته‌ها در فرکانس‌های دیگر مورد بحث قرار داد [۲،۱]. طبق طبقه‌بندی اصلی کهکشان‌های رادیویی که توسط فارانف و رایلی ایجاد شد [۳]، از نظر ریخت‌شناسی دو جمعیت مختلف کهکشان رادیویی وجود دارد. در جمعیت اف‌آرکلاس ۱ (FRI)، فاصله‌ی بین اوج انتشار در دو طرف منبع رادیویی کمتر از نیمی از

روش‌ها

در اینجا، ما یک الگوریتم قطعه‌بندی خودکار را برای تفکیک اجرام و استخراج ویژگی‌ها در تصاویر کهکشان‌های رادیویی معرفی کردیم. روش ما شامل پیش پردازش، روش قطعه‌بندی و تجزیه-تحلیل تصویر برای یافتن مرکز وزنی با شدت (IWC)، خروج از مرکز و جهت‌گیری برای تعریف معیارهای تقارن کهکشان‌ها است. **پیش‌پردازش**- در این سطح ابتدا مبدأ هر تصویر در مرکز کهکشانی قرار می‌گیرد که در طیف مرئی ظاهر شده است. سپس، شدت پیکسل‌ها در هر تصویر به حداکثر روشنایی تصویر مربوطه بهنجار می‌شود. برای اطمینان از اینکه تجزیه و تحلیل داده‌ها در حداقل آستانه‌ی نوفه انجام می‌شود، یک روش حذف نوفه برای هر تصویر اعمال می‌شود. برای حذف نوفه از روش موجک به روش انتخابی، استفاده می‌گردد [۱۰].

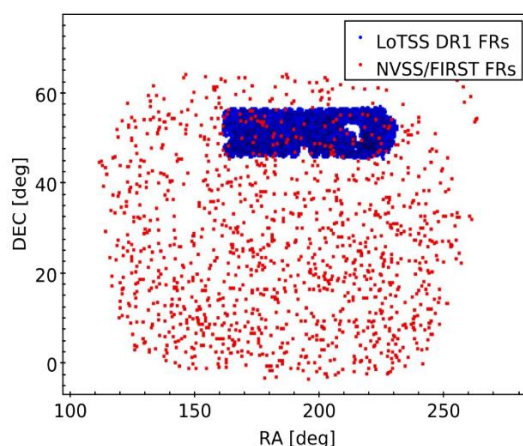
قطعه‌بندی- فرآیند قطعه‌بندی شامل ۲ گام است: آستانه‌گذاری شدت مبتنی بر هیستوگرام و الگوریتم قطعه‌بندی خوشه‌بندی کی میانگین k-means. در مرحله اول، آستانه‌ی شدت با شدت‌های بهنجار شده‌ای که در خانه‌ی دوم هیستوگرام ظاهر می‌شود، تعیین می‌شود. خانه‌ی نخست شامل پیکسل‌های بی‌شماری با کهکشان‌هایی با روشنایی کمتر است که باید از فرآیند قطعه‌بندی حذف شوند. بنابراین، ابتدای خانه‌ی دوم، حد پایینی برای آستانه‌ی شدت است. یک آستانه هم بر روی اندازه می‌گذاریم که در آن از اندازه‌های کوچک‌تر از ۱۲ پیکسل که نمی‌تواند کهکشانی در آن ابعاد باشد، چشم‌پوشی می‌شود. در مرحله‌ی بعد، خوشه‌بندی k-means به-عنوان یک روش احتمالی تکراری بدون نظارت، برای قطعه‌بندی تصویر استفاده می‌شود [۱۱]. نتیجه‌ای از اعمال پیش پردازش‌ها و قطعه‌بندی را می‌توانید در شکل ۲ ببینید.

مرکز وزن‌دار شدت، جهت‌گیری و خروج از مرکز- پس از جداسازی اهداف از زمینه، ناحیه(ها) با شدت اصلی خود باقی می‌مانند. از گشتاورهای مرکزی تصویر برای یافتن مراکز وزن‌دار شدت (IWC)، خروج از مرکز و جهت‌گیری هر منطقه استفاده می‌شود. برای یک تصویر $F(x,y)$ ، گشتاورهای مرکزی μ_{rs} با رابطه‌ی زیر به‌دست می‌آیند [۱۲، ۱۳]

در مطالعه‌های اخیر دلایلی برای ایجاد عدم تقارن ظاهری در کهکشان‌های رادیویی مطالعه شده‌اند [۷، ۸، ۹]. بررسی مقاله‌های خواص متقارن و/یا نامتقارن کهکشان‌ها نشان می‌دهد که روش مؤثری برای ترکیب همه پارامترهای ریخت‌شناسی در تکنیک‌های پیشنهادی وجود ندارد. به دلیل عدم وجود یک الگوریتم کامل، ما روشی را برای استخراج پارامترهای خودکار مرتبط با ویژگی‌های ریخت‌شناسی در کهکشان‌های رادیویی توسعه دادیم. رویکرد ما مبتنی بر رهیافت پردازش تصویر برای ریخت‌شناسی است. بدین-منظور، یک بسته شامل روندهای پیش‌پردازش، قطعه‌بندی و استخراج پارامترهای ریخت‌شناسی کهکشان‌های رادیویی در دو کاتالوگ FIRST و LoTSS ارائه می‌گردد.

توصیف مجموعه‌ی داده

ما از تصاویر برش‌یافته‌ی FIRST با وضوح بالاتر با ۵ ثانیه‌ی کمانی نسبت به وضوح تصاویر NVSS با وضوح ۴۵ ثانیه‌ی کمانی استفاده کردیم تا جزئیات بیشتری در مورد ریخت‌شناسی بدست آوریم. سطح نوفه‌ی تصاویر حدود ۰.۱۵ mJy است. همچنین، ما از تصاویر LoTSS DR1 برای استخراج تصاویر رادیویی استفاده کردیم [۴]. تصاویر رادیویی در دو کلاس با وضوح بالا (۶ ثانیه‌ی کمانی) و کم (۲۰ ثانیه‌ی کمانی) مساحی می‌شوند. اندازه‌ی پیکسل برای FIRST و LoTSS به ترتیب ۱.۸ و ۱.۵ ثانیه‌ی کمانی است همانطور که در شکل ۱ دیده می‌شود، حدود ۸۰ منبع از کاتالوگ FIRST/NVSS با کاتالوگ LoTSS همپوشانی دارند. از این نمونه، ما یک نمونه ۶۷ تایی از منابع را استفاده کردیم.



شکل ۱. مساحی آسمان با منابع موجود در کاتالوگ‌های FIRST/NVSS (قرمز) و LoTSS (آبی).

جمله اندازه، جهت‌گیری و خروج از مرکز را استخراج کنیم. در اینجا، توزیع اندازه‌ی کهکشان‌های رادیویی برای داده‌های FIRST و LoTSS به ترتیب در شکل‌های ۳ و ۴ نشان داده شده است. این نمودارها اندازه‌های مناطق قطعه‌شده را نشان می‌دهند. همانطور که در "روش‌ها" در مورد اعمال آستانه‌ی ۱۲ پیکسلی گفته شد، مناطق قطعه‌بندی‌شده‌ی پایین آستانه که حدوداً ۲ برابر وضوح مساحتی-هاست، حذف می‌شوند. بنابراین، محدودیت‌های وضوح بر نتایج برای اندازه‌های فیزیکی تأثیر نمی‌گذارد. با استفاده از برآوردگر بیشینه‌ی درست‌نمایی، توابع توانی به توزیع اندازه‌ها برازش یافت. در شکل ۳، یک مدل قانون توانی (خط سیاه) با نمای $\gamma = -0.39$ به داده‌های FIRST (خط آبی) برازش داده شده است. در شکل ۶، نمای برازش قانون توانی (خط سیاه) برای توزیع بسامد اندازه‌ها در داده‌های LoTSS (خط قرمز) برابر با $\delta = -0.55$ است. انحرافات از مدل قانون توانی در دنباله‌ی سمت راست شکل ۴ مربوط به تشکیل رویدادهای نادر در مقیاس‌های بسیار بزرگ است. مطالعه‌ی تابع توزیع خروج از مرکز غالباً با مقادیر $0.7 < \varepsilon$ نشان داد که اشکال بیشتر به صورت نواحی کشیده ظاهر می‌گردند تا اشکال دایروی. توزیع خروج از مرکزها در شکل ۵ نشان داده شده است.

$$\mu_{rs} = \sum_x \sum_y (x - X_{IWC})^r (y - Y_{IWC})^s F(x, y),$$

که در آن $X_{IWC} = \frac{m_{10}}{m_{..}}$ و $Y_{IWC} = \frac{m_{.1}}{m_{..}}$ مختصات وزن دار مرکز جرم هستند که با رابطه‌ی زیر به دست می‌آیند:

$$m_{rs} = \sum_x \sum_y x^r y^s F(x, y).$$

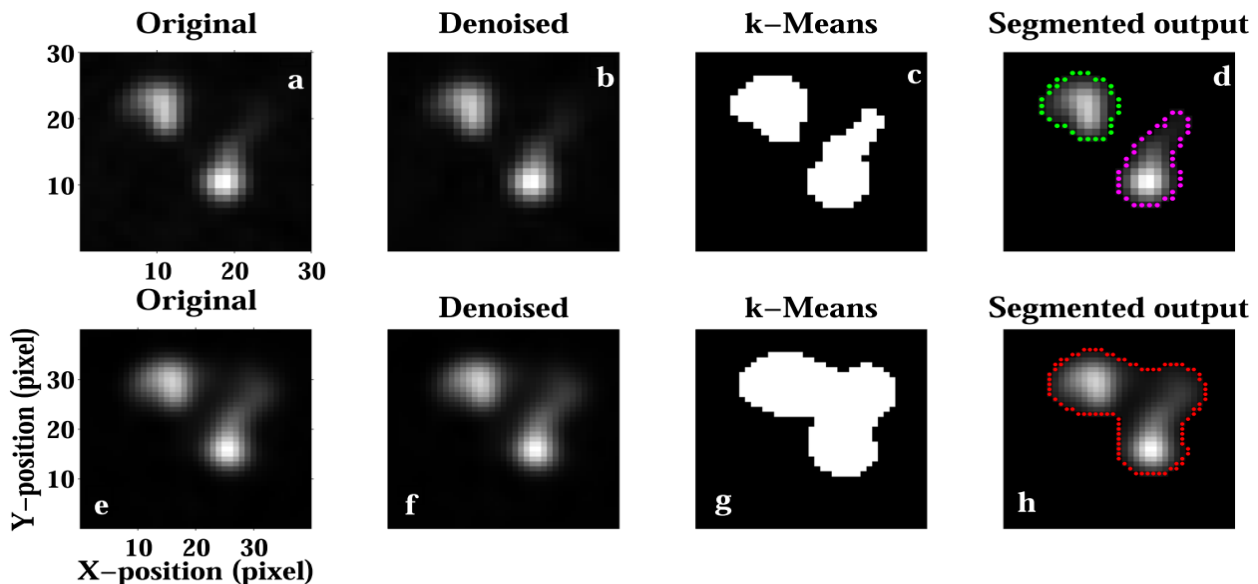
بر این اساس، گشتاور مرتبه‌ی صفر $m_{..}$ دارای تعریف مساحت ناحیه‌ی A است. با داشتن مرکز، چارک هدف در تصویر مربعی در مختصات دکارتی به دست می‌آید. جهت‌گیری زاویه‌ی ω شکل نسبت به محور مثبت x را می‌توان با رابطه‌ی زیر بیان کرد

$$\omega = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\mu_{11}}{\mu_{20} - \mu_{02}} \right).$$

مقدار ω از -90° تا 90° درجه است. با استفاده از جهت‌گیری و برازش جعبه مرزدار به جسم هدف محور اصلی و فرعی شکل که یک بیضی است، تعیین می‌گردد. بنابراین، خروج از مرکز ε به دست می‌آید که این پارامتر بین 0 (یک خط کشیده) و 1 (یک دایره) است.

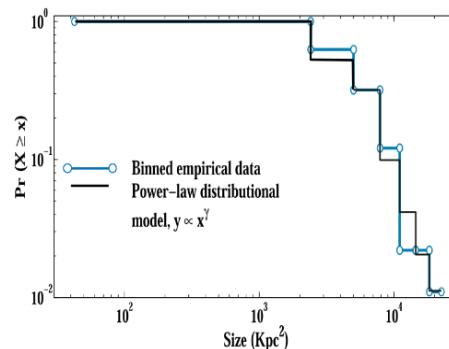
نتایج و بحث

با استفاده از کد پیشنهادی توانستیم پارامترهای ریخت‌شناسی از

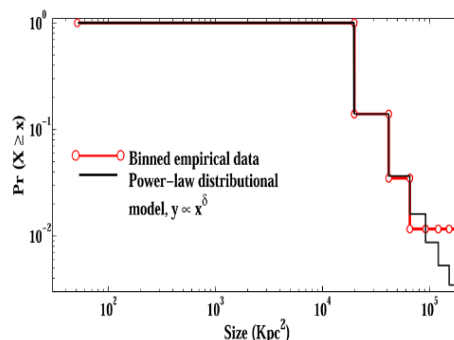


شکل ۲. فرآیند قطعه‌بندی یک کهکشان رادیویی FR II. بالا: (a) تصویر اصلی از داده‌های FIRST با وضوح کمتر $(S/N = 30.8 \pm 1.2)$ ، (b) تصویر حذف نوفه‌شده با $S/N = 1.2 \pm 30.8$ ، (c) خروجی منطقی الگوریتم k-means، و (d) بخش‌های کهکشان رادیویی FR II. پایین: (e) تصویر اصلی از داده‌های LoTSS با وضوح بالاتر $(S/N = 0.21 \pm 29.51)$ ، (f) تصویر حذف نوفه‌شده با $S/N = 0.21 \pm 29.51$ ، (g) خروجی منطقی الگوریتم k-means، و (h) بخش‌های کهکشان رادیویی FR II.

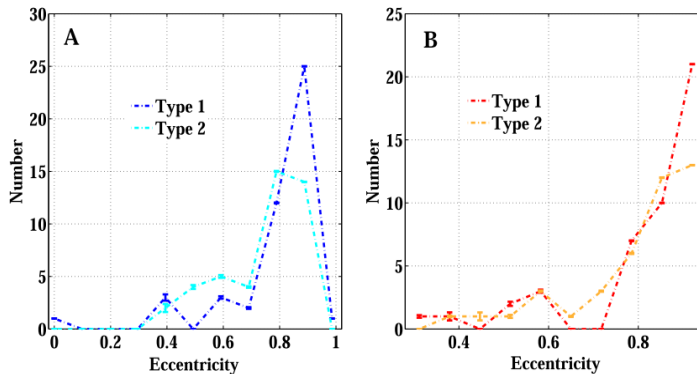
هیچ روند به خصوصی برای توزیع جهت گیری ها مشاهده نمی شد.



شکل ۳. برازش مدل قانون توانی (خط سیاه) به توزیع اندازه (مساحت) داده های FIRST (خط آبی) در مقیاس لگاریتمی. با استفاده از روش برآورد بیشینه درست‌نمایی، مقدار توان (γ) تابع توزیع احتمال 0.39 ± 0.06 به دست می‌آید.



شکل ۴. برازش مدل قانون توانی (خط سیاه) به توزیع اندازه (مساحت) داده های LoTSS (خط آبی) در مقیاس لگاریتمی. با استفاده از روش برآورد بیشینه درست‌نمایی، مقدار توان (δ) تابع توزیع احتمال 0.5 ± 0.05 به دست می‌آید.



شکل ۵. توزیع خروج از مرکز داده های FIRST (چپ) و داده های LoTSS (راست) برای کهکشان های نوع ۱ و ۲.

نتیجه گیری

در این مقاله، ما به دنبال استخراج پارامترهای ریخت‌شناسی کهکشان‌های رادیویی همچون مرکز شدت، اندازه، جهت گیری و خروج از مرکز بودیم. چارچوب این مقاله شامل ۳ وظیفه‌ی پیش-پردازش تصاویر، قطعه‌بندی و استخراج پارامترهای ریخت‌شناسی

برای کهکشان‌های رادیویی FRI و FRII در هر دو مجموعه‌ی داده FIRST و LoTSS با وضوح‌ها و باندهای عبوری مختلف است. استفاده از داده‌های مختلف این مزیت را دارد که می‌توان مقایسه‌ای بین نتایج داده‌های FIRST و LoTSS ارائه کرد تا تفاوت‌ها در خروجی‌ها را تحلیل کنیم. نتایج نشان داد که توزیع اندازه‌ی قطعه‌های مختلف کهکشان‌ها از یک مدل قانون توانی با توان‌های -0.55 ± 0.05 و -0.39 ± 0.06 به ترتیب برای داده‌های FIRST و LoTSS پیروی می‌کند. این توان نشان می‌دهد که اندازه‌ی مناطق قطعه‌بندی شده رفتار بدون مقیاس دارند؛ این یعنی اندازه‌ی کهکشان‌ها نتیجه‌ی یک سامانه‌ی خودمتشابه است. علاوه بر این، ما دریافتیم که سهم ساختارهای کوچک‌مقیاس در داده‌های LoTSS بیشتر از آنهایی است که در داده‌های FIRST شناسایی شده‌اند که می‌تواند به وضوح و/یا باند عبور داده‌های LoTSS مرتبط باشد. با توجه به توزیع خروج از مرکز، مقدار زیادی از مناطق قطعه‌بندی شده با شکل‌های کشیده در نقشه‌های کهکشانی ظاهر می‌شوند. به علاوه، ما دریافتیم که کهکشان‌های رادیویی نوع ۱ به‌طور متوسط دارای خروج از مرکزی بالاتر از کهکشان‌های رادیویی نوع ۲ هستند.

مرجع‌ها

- [۱] I. K. Baldry, *et al.*; “Quantifying the Bimodal Color-Magnitude Distribution of Galaxies”; *ApJ* **600**, (2004) 681.
- [۲] D. J. Croton, *et al.*; “The many lives of active galactic nuclei: cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies”; *MNRAS* **365**, (2006) 11.
- [3] Gopal-Krishna and P. J. Wiita; “Extragalactic radio sources with hybrid morphology: implications for the Fanaroff-Riley dichotomy”; *A&A* **363**, (2000) 507.
- [4] H. Miraghaei and P. N. Best; “The nuclear properties and extended morphologies of powerful radio galaxies: the roles of host galaxy and environment”; *MNRAS* **466**, (2017) 4346.
- [5] S. Arish, *et al.*; “Extraction of Active Regions and Coronal Holes from EUV Images Using the Unsupervised Segmentation Method in the Bayesian Framework”; *SoPh* **291**, (2016) 1209.
- [6] T. Kuntzer and F. Courbin; “Detecting unresolved binary stars in Euclid VIS images”; *A&A* **606**, (2017) A119.
- [۷] D. Baron and D. Poznanski; “The weirdest SDSS galaxies: results from an outlier detection algorithm”; *MNRAS* **465**, (2017) 4530.
- [8] D. Bastien, *et al.*; “Classifying bent radio galaxies from a mixture of point-like/extended images with Machine Learning”; *MS&E* **198**, (2017) 012013.
- [9] A. K. Aniyani and K. Thorat; “Classifying Radio Galaxies with the Convolutional Neural Network”; *ApJS* **230**, (2017) 20.
- [۱۰] J. H. Holland; “*Adaptation in Natural and Artificial Systems*”; Ann Arbor, MI: Univ. Michigan Press, (1975).
- [11] M. Yousefzadeh, *et al.*; “Segmentation of Photospheric Solar Images by Using c-Means, k -Means, and FCM Algorithms”; *IJAA* **2**, (2015) 69.
- [12] M. Noori, *et al.*; “Statistics of photospheric supergranular cells observed by SDO/HMI”; *AdSpR* **64**, (2019) 504.
- [13] Z. Tajik *et al.*; “Behavior of the solar coronal holes around the maximum activity of the cycle 24”; *AdSpR* **72**, (2023) 1884

توسعه الگوریتم‌هایی برای آشکارسازی رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی در TESS

کلاتری، آتوسا^۱؛ خاکپاش، سمیه^۲؛ سجادیان، صدیقه^۳؛ فورتینو، ویلوفاکس^۴؛ حقی، حسین^۱

^۱گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان، ایران

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه رانگز، نیوجرسی، آمریکا

^۳دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان، ایران

^۴دانشکده فیزیک، دانشگاه دلور، نیوجرسی، آمریکا

چکیده

پدیده ریزهمگرایی گرانشی این امکان را در اختیار ما قرار می‌دهد تا اجرام آسمانی کم نور که رصد آن‌ها در حالت معمول دشوار است را آشکارسازی کنیم. تلسکوپ‌های زمینی و فضایی مختلفی برای این هدف طراحی شده‌اند که برخی از رخداد این پدیده در نواحی مختلف آسمان را در اختیار ما قرار می‌دهند. ماموریت تلسکوپ تس آشکارسازی سیارات به روش گذر است. این تلسکوپ به دلیل رصد کل آسمان و بالا بودن آهنگ زمانی رصد آن، پتانسیل بالایی برای یافتن پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی دارد. ما در ابتدا مجموعه‌ای از رویدادهای ریزهمگرایی برای تس شبیه‌سازی می‌کنیم و سپس از شبیه‌سازی‌ها و منحني نوری‌های خود تس برای آموزش الگوریتم یادگیری ماشین و همچنین تست الگوریتم‌های رایج برای تشخیص ریزهمگرایی استفاده می‌کنیم. این پژوهش از جنبه‌های مختلفی حائز اهمیت است: شبیه‌سازی‌ها به ما درکی از انواع ریزهمگرایی‌های گرانشی قابل مشاهده در تس را می‌دهند. از سوی دیگر پتانسیل‌های الگوریتم‌های قدیمی و الگوریتم‌های یادگیری ماشین تست و مقایسه می‌شوند. واژگان کلیدی: ریزهمگرایی گرانشی، تلسکوپ تس، یادگیری ماشین، شبیه‌سازی

Developing Algorithms for Detecting Microlensing Signals in TESS

Kalantari, Atousa¹; Khakpash, Somayeh²; Sajadian, Sedighe³; Fortino, Willow Fox⁴; Hagi, Hosein¹

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

²Department of Physics, Rutgers University, New Jersey, USA

³Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan, Iran

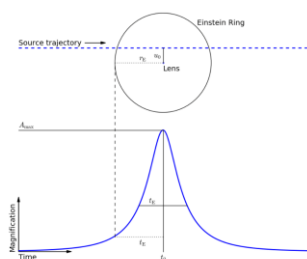
⁴Department of Physics, University of Delaware, New Jersey, USA

Abstract

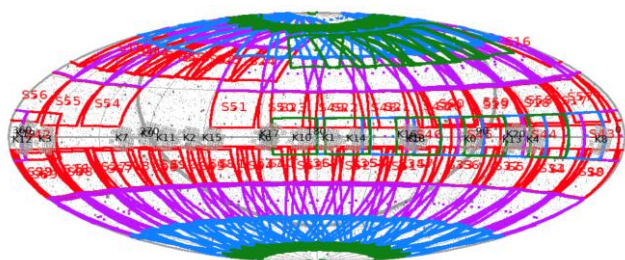
Microlensing can reveal populations of dim compact objects that are otherwise very hard to find. All-sky surveys depending on their design have the potential to look for these compact objects throughout the sky and help us understand the rate at which these events are expected to happen. the Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) primarily focuses on finding transiting exoplanets, and we aim at using its comprehensive all-sky survey and high cadence to look for microlensing candidates. We are using traditional detection algorithms used by the community along with innovative machine learning algorithms trained and tested on simulated TESS microlensing light curves and TESS-SPOC Full Frame Image (FFI) light curves. This project is important from various perspectives; the simulations provide an understanding of what we can expect from TESS in microlensing,

and our algorithmic approach tested on TESS light curves will provide an opportunity to evaluate various detection methods available to the community and for future all-sky surveys.

Keywords: Microlensing, Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS), Machine Learning, Simulation



شکل ۱: شکل شماتیکی از منحنی نوری رویداد



شکل ۲: نقشه آسمان ۶۹ بخش رصد شده

داده‌های تولیدی این تلسکوپ شامل: ۱- فایل‌های پیکسل هدف (Target Pixel Files) که شامل تمام پیکسل‌های جمع‌آوری شده برای ستاره هدف در طول هر بخش که با اهنگ ۲ دقیقه ای و ۲۰ ثانیه ای جمع‌آوری شده‌اند. ۲- فایل‌های منحنی نوری (Light curve Files) که شار ستاره هدف را برحسب زمان به کمک روش Simple Aperture Photometry به دست می‌آورند که در این روش، تعدادی از پیکسل‌های موجود در هر تصویر را انتخاب می‌کنند و با جمع آن‌ها، یک شار برای ستاره هدف به دست می‌آورند. ۳- تصاویر فریم کامل (Full Frame Images) مجموعه ای از پیکسل‌های هر سی سی دی با زمان نوردی ۲ ثانیه است که برای سال اول و دوم ماموریت با اهنگ رصد ۳۰ دقیقه و سال دوم و سوم با اهنگ رصد ۱۰ دقیقه و سال پنجم با اهنگ رصد ۲۰۰ ثانیه جمع‌آوری می‌شوند[۱].

مقدمه

همگرایی گرانشی، یکی از نتایج نظریه نسبیت عام انیشتین است. بدین معنا که مسیر حرکت نور در عبور از میدان گرانشی خم می‌شود. در همگرایی گرانشی، میدان گرانشی ناشی از خوشه‌های کهکشانی و یا کهکشان است. ریزهمگرایی گرانشی را می‌توان به عنوان نسخه‌ای از همگرایی گرانشی دانست با این تفاوت که در این پدیده جرم همگراکننده بسیار کم جرم تر است. از آنجایی که پدیده ریزهمگرایی گرانشی پدیده‌ای نادر است، برای بالا بردن احتمال رصد این رویدادها، مناطق پرستاره آسمان مانند مرکز و دیسک کهکشان حائز اهمیت هستند. همچنین رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی ممکن است با رویدادهایی مانند ستاره‌های متغیر از نوع Cataclysmic، ستاره‌های Be و ستاره‌هایی که دوره تناوب بالایی دارند، اشتباه گرفته شوند که آهنگ (Cadence) رصد بالا می‌تواند تا حد قابل قبولی به تفکیک این رویدادها از هم کمک کند.

در شکل ۱، شکل شماتیکی از پدیده ریزهمگرایی گرانشی آورده شده است که در آن u_0 ، کمترین فاصله زاویه‌ای بین چشمه و عدسی، t_E ، زمانی که چشمه به اندازه یک شعاع انیشتین حرکت می‌کند، t_0 ، زمان نزدیک‌ترین فاصله بین چشمه و عدسی و r_E شعاع انیشتین است.

هدف تلسکوپ فضایی تس، کشف سیارات فراخورشیدی کل آسمان به روش گذراست که در ۱۸ آوریل سال ۲۰۱۸ به فضا پرتاب شد. این تلسکوپ بخش‌های مختلفی (Sectors) از آسمان را با میدان دید ۹۶ درجه در ۲۴ درجه به مدت به طور میانگین ۲۷ روز رصد می‌کند. تاکنون در رصد ۵ ساله خود، ۶۹ بخش را رصد کرده است که در شکل ۲، قابل مشاهده است. اندازه هر پیکسل تس ۲۱ ثانیه قوسی در ۲۱ ثانیه قوسی است و آشکارسازهای تس طول موج‌های بین ۶۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر را رصد می‌کنند[۱].

هدف از این پژوهش، پیدا کردن رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی در داده‌های تلسکوپ تس است زیرا تلسکوپ تس کل آسمان را با آهنگ رصد بالایی رصد می‌کند. همچنین تلسکوپ تس به دلیل دارا بودن پیکسل‌های بزرگ، میزان آمیختگی بالایی دارد و این موضوع، پیدا کردن رویدادهای ریزهمگرایی را در تس چالش برانگیز می‌کند. در این مقاله اثر این چالش بر روی پیدا کردن رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی، بررسی شده است.

داده‌ها

داده‌هایی که در این پژوهش استفاده می‌شوند دو دسته هستند: ۱- داده‌های رصدی تس ۲- داده‌های شبیه‌سازی رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی قابل مشاهده توسط تلسکوپ تس.

همانطور که در مقدمه گفته شد گروه تس در ابتدای ماموریت فقط منحنی نوری‌های ستاره‌های هدف که به منظور مشاهده گذر انتخاب شده بودند را تولید کرده بود. ولی در سال ۲۰۲۰ گروه تس اسپاک (TESS-SPOC) تصمیم به تولید منحنی نوری‌های تارگت‌های موجود در تصاویر فریم کامل گرفتند. مجموعه ستاره‌های هدفی که انتخاب کردند، شامل تمامی ستاره‌های هدف انتخاب شده در مرحله اول ماموریت با آهنگ ۲ دقیقه‌ای، ستاره‌های درخشان در محدوده فرسرخ نزدیک، ستاره‌های هدف در محدوده ۱۰۰ پارسکی و ستاره‌های هدف با قدر تس کوچکتر مساوی ۱۳/۵ [۲].

هدف در گام اول استفاده از منحنی نوری‌های تولیدشده توسط گروه تس اسپاک برای بخش ۱۲ تس است که زمان رصد این بخش، از ۲۱ام ماه مه تا ۱۹ام ماه ژوئن سال ۲۰۱۹ است.

الگوریتم KMTNET

یکی از روش‌هایی که برای آشکارسازی پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی به کار می‌رود، الگوریتم تلسکوپ KMTNET است. بدین صورت که همانطور که می‌دانیم پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی با ۵ پارامتر f , f_s , t , u , t_E , f_b و f_s تعریف می‌شوند طبق رابطه ۱، که فقط f و f_s با شار رصدی رابطه خطی دارند و این، کار را برای فیت کردن و به دست آوردن χ^2 و پیدا کردن بهترین پارامترها سخت می‌کند.

$$F(t) = f_s A[u(t; t_0, u_0, t_E)] + f_b \quad (1)$$

رویکردی که در نظر گرفتند بدین صورت است که رابطه شار رصدی را با در نظر گرفتن دو حد رویدادهایی با بزرگنمایی بالا ($j=1$) و رویدادهایی با بزرگنمایی پایین ($j=2$) بازنویسی کردند به صورت:

$$F(t) = f_1 A_j[Q(t; t_0, t_{eff})] + f_0 \quad (2)$$

$$Q(t; t_0, t_{eff}) = 1 + \left(\frac{t - t_0}{t_{eff}}\right)^j \quad (j = 1, 2) \quad (3)$$

$$A_{j=1}(Q) = Q^{-1/2} \quad (4)$$

$$A_{j=2}(Q) = \frac{Q + 2}{\sqrt{Q(Q + 4)}} = [1 - \left(\frac{Q}{2} + 1\right)^{-2}]^{-1/2} \quad (5)$$

و همچنین $t_{eff} \rightarrow u, t_E$ است. در این صورت فقط دو پارامتر غیرخطی وجود خواهد داشت که می‌توان تابع را بر روی گرید دوبعدی t و t_E فیت کرده و با مینیم کردن χ^2 بهترین مقادیر f و f_1 را یافت [۳].

متریکی برای تشخیص رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی در رابطه ۶ تعریف می‌کنیم که محدوده قابل تشخیص رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی برای این متریک، بیشتر از ۵۰۰ است.

$$\Delta\chi^2 \equiv \left(\frac{\chi^2_{\mu lens}}{\chi^2_{flat}} - 1\right) N_{data} \quad (6)$$

به کمک این الگوریتم توانستیم ۳ درصد از داده‌های بخش ۱۲ تس را به عنوان کاندید ریزهمگرایی گرانشی برچسب بزنیم. در شکل ۳، چهار نمونه از کاندیداهای انتخاب شده، آمده است.

فلزیت و شعاع ستاره) حدود ۱۶۰۰۰۰ ستاره بخش ۱۲ را در اختیار ما می‌گذارد که با توجه به پارامترهای این ستاره‌ها، ستاره‌ای مشابه با آن‌ها را از مدل برمی‌داریم و قدرمطلق آن را در باندهای G و G_{rp} و G_{bp} داریم و با تبدیل این باندها به باند T تلسکوپ تس توسط رابطه در مقاله [۵] و همچنین استفاده از نقشه سه بعدی خاموشی [۶]، فاصله ستاره چشمه تا ناظر به دست می‌آید. فاصله لنز تا ناظر (D_l) که با استفاده از تابع نرخ رویداد که در رابطه ۷ آمده است، به دست می‌آید. سرعت نسبی ستاره چشمه و ستاره لنز. به دست آوردن جرم لنز با استفاده از تابع چگالی جرم مدل.

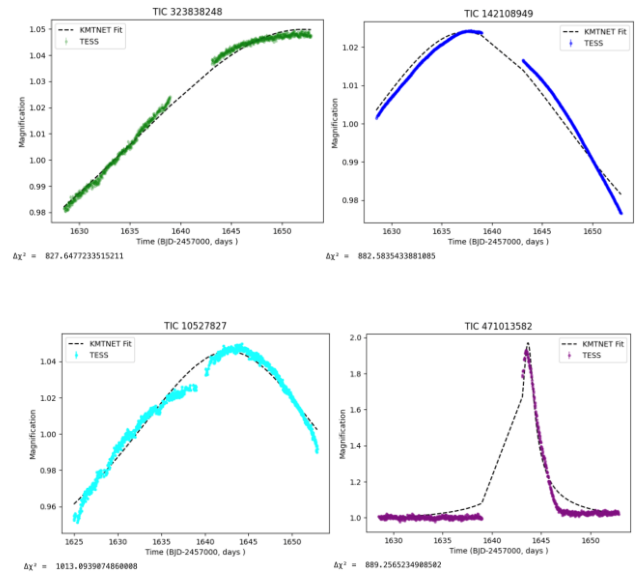
انتخاب u_0 به صورت یکنواخت بین صفر و یک. انتخاب t_0 بین صفر و $27/89$ (زمان رصد بخش ۱۲ تس) با گپ زمانی به اندازه $1/0.8$ روز، بعد از $13/7$ امین روز. تابع توزیع آمیختگی را نیز از پایپلاین تس اسپاک داریم.

$$\frac{d\Gamma}{dD_l} \propto \rho t(D_l) \sqrt{\frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s}} \quad (7)$$

۲- تولید داده‌های مصنوعی تس: در این مرحله ابتدا با فیت خطی منحنی نوری‌های تس اسپاک، منحنی نوری‌هایی با $\Delta\chi^2$ پایین به اصطلاح منحنی نوری تخت، با متوسط قدرهای مختلف را ذخیره می‌کنیم و در هر منحنی نوری، شار نقاطی که شارشان از ۲ برابر انحراف از معیار منحنی نوری بیشتر باشد، برابر با متوسط شار در نظر می‌گیریم و به این صورت منحنی نوری تخت‌تری خواهیم داشت.

در گام بعد، منحنی نوری‌ها با اختلاف قدر بیشتر از ۲، بین بیسلاین و قله را برداشته و تابعی از متوسط قدرهای هر منحنی نوری برحسب متوسط خطای آن به دست می‌آوریم.

حال با وارد کردن منحنی نوری‌های تخت به مدل تئوری، یعنی با ضرب کردن شار هر نقطه مشخص در منحنی نوری مدنظر با متوسط قدرمطلق مشخص، در بزرگنمایی مدلی با متوسط قدرمطلق مشابه و همچنین با اعمال آمیختگی و در نظر گرفتن تابع خطا، منحنی نوری‌های شبیه‌سازی شده تس را تولید می‌کنیم.



شکل ۳: چهار کاندیدای ریزهمگرایی گرانشی بخش ۱۲

تس که با توجه به متریک تعریف

شبیه‌سازی رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی

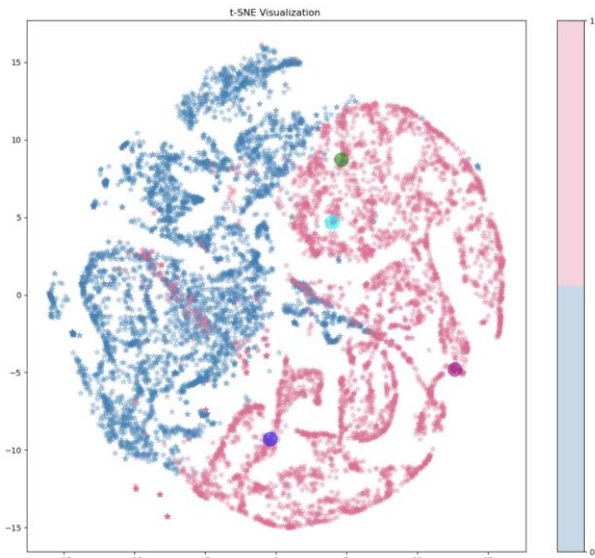
بخش ۱۲ تلسکوپ تس

هدف از این بخش، بررسی رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی قابل مشاهده توسط تلسکوپ تس و استفاده از داده‌های این شبیه‌سازی‌ها به عنوان ورودی مدل‌های یادگیری ماشین برای آموزش این مدل‌ها است.

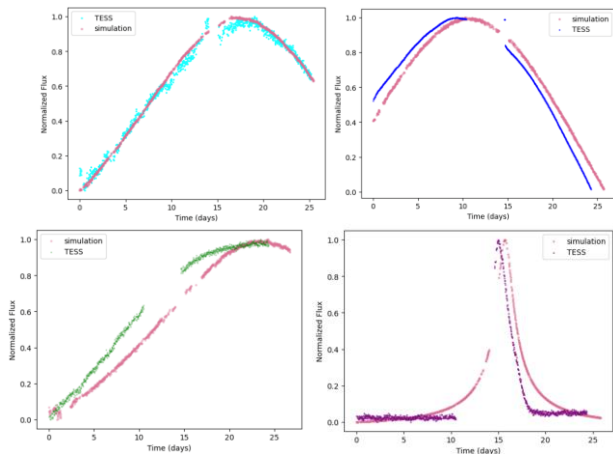
مراحل این شبیه‌سازی به ترتیب عبارتند از:

- ۱- شبیه‌سازی مدل‌های تئوری این رویدادها: در این مرحله ابتدا به روش رد یا پذیرش مونت کارلو توزیعی از پارامترهای ستاره لنز و ستاره چشمه خواهیم داشت و سپس با داشتن این پارامترها با استفاده از پکیج [۴] تابع بزرگنمایی برحسب زمان به دست می‌آید. پارامترهای موردنیاز ستاره لنز و چشمه عبارتند از: فاصله ستاره چشمه تا ناظر (D_s) که پایپلاین تس اسپاک، منحنی نوری و پارامترهای مختلف (قدر ظاهری ستاره، فاکتور آمیختگی، دمای موثر، گرانش سطحی،

مشاهده است، این دو برجسب در فضای ۲ پارامتری به خوبی از هم تفکیک شده‌اند. همچنین چهار کاندیدای ریزهمگرایی گرانشی پیداشده توسط الگوریتم KMTNET در نزدیکی برجسب ریزهمگرایی گرانشی قرار گرفته‌اند که تاکید بر درستی این الگوریتم است. هر نقطه در شکل، نماینده یک منحنی نوری است.



شکل ۶: تصویرسازی دو بعدی t-SNE.



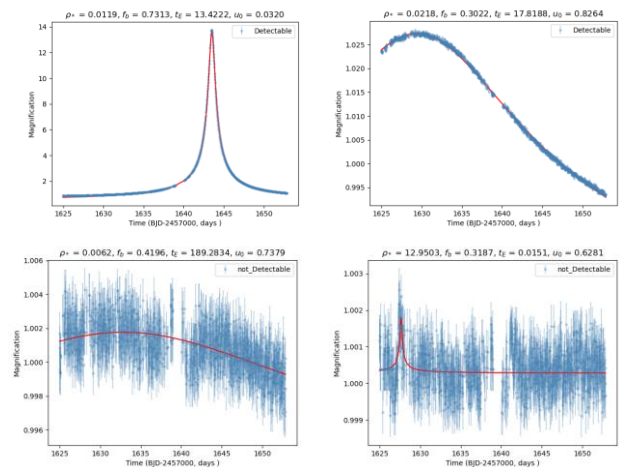
شکل ۷: کاندیداهای ریزهمگرایی پیداشده توسط الگوریتم KMTNET در داده‌های تس که در دو بعد نیز در

الگوریتم Transformer Encoder

نوعی مدل یادگیری عمیق است که به طور معمول برای پردازش الگوریتم‌های زبانی استفاده می‌شود و روابط موجود بین داده‌های متوالی مانند متن را پیدا می‌کند. ما برای اولین بار از این مدل برای پیداکردن روابط بین بخش‌های مختلف منحنی نوری‌ها برای

انتخاب متریک برای محدود کردن رویدادهای شبیه سازی شده قابل مشاهده در تس: این متریک بدین صورت است که ابتدا منحنی نوری‌های رویدادهای شبیه‌سازی شده را به کمک الگوریتم KMTNET فیت می‌کنیم و طبق رابطه ۸ میزان $\Delta\chi^2$ را برای هر رویداد حساب می‌کنیم و رویدادی که $\Delta\chi^2$ آن بیشتر از ۱۰۰ باشد را به عنوان رویداد قابل تشخیص در نظر می‌گیریم که در شکل ۴ آمده است.

$$\Delta\chi^2 = |\chi^2_{KMTNET} - \chi^2_{baseline}| \quad (8)$$



شکل ۴: مقایسه مقدار متریک برای رویدادهای قابل

پیداکردن رویدادهای ریزهمگرایی گرانشی تاکنون با روش‌های قدیمی مثل الگوریتم KMTNET انجام شده است. با پیشرفت تکنولوژی، یادگیری ماشین در حال جایگزینی با الگوریتم‌های قدیمی است. یکی از اهداف ما در این پروژه، مقایسه کارایی الگوریتم‌های یادگیری ماشین در مقایسه با الگوریتم KMTNET است.

الگوریتم t-SNE

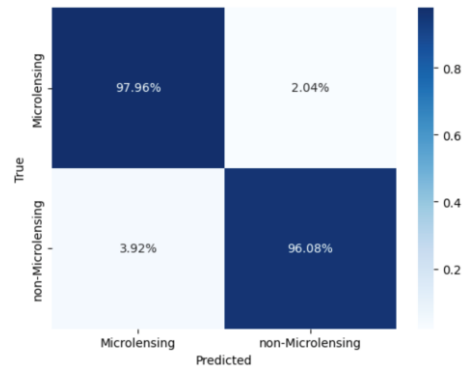
یکی از الگوریتم‌های کاهش ابعاد است که برای تصویرسازی داده‌ها از ابعاد بالا به دو بعد یا سه بعد مورد استفاده قرار می‌گیرد. ما در این روش شار نرمال‌شده داده‌های بخش ۱۲ تس را با برجسب غیرریزهمگرایی گرانشی و داده‌های شبیه‌سازی را با برجسب ریزهمگرایی گرانشی به مدل دادیم و همانطور که در شکل ۶ قابل

در این پژوهش از منحنی‌نوری‌های بخش ۱۲ تلسکوپ تس و همچنین منحنی‌نوری‌های شبیه‌سازی‌شده این بخش استفاده کردیم و توانستیم به کمک الگوریتم KMTNET، ۳ درصد از منحنی‌نوری‌های بخش ۱۲ تس را به عنوان کاندیدای ریزهمگرایی گرانشی برجسب بزنیم. سپس به سراغ الگوریتم‌های جدیدی رفته و توانستیم این دو نوع داده را در فضای ۲ پارامتری تصویر کنیم و دیدیم که به خوبی از هم تفکیک می‌شوند. در مرحله بعد از الگوریتم جدید یادگیری عمیق استفاده کردیم که توانست ۴ درصد از داده‌های تس را به عنوان ریزهمگرایی تشخیص دهد.

مرجع‌ها

- [1] [TESS Website](#)
 [2] Caldwell D. A., et al., 2020, *Research Notes of the American Astronomical Society*, **4**, 201
 [3] Kim, D.-J., Kim, H.-W., Hwang, K.-H., et al. 2018, *AJ*, **155**, ۷۶
 [4] <https://github.com/valboz/VBBinaryLensing>
 [5] Stassun K. G., et al., 2018, *AJ*, **156**, 102
 [6] Marshall, D. J., Robin, A. C., Reyl'e, C., Schultheis, M., & Picaud, S. 2006, *A&A*, **453**, 635

دسته‌بندی آن‌ها استفاده کردیم که مدل توانست داده‌های شبیه‌سازی‌شده را با دقت ۹۸ درصد و ۴ درصد از داده‌های تس را به‌عنوان ریزهمگرایی گرانشی تشخیص دهد. ماتریس درهم‌ریختگی این مدل، در شکل ۸ آمده است.



شکل ۸: ماتریس درهم‌ریختگی، یادگیری عمیق.

نتایج

شبیه سازی هیدرودینامیکی رفتار گاز مولکولی در دیسک دور هسته ای کهکشان های تحت

تسلط AGN

کریمی، ریحانه^۱؛ رئوف، مجتبی^۲؛ مازوچی، فریده^۱

^۱ پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، تهران

^۲ رصدخانه لایدن، دانشگاه لایدن، هلند

چکیده

این مطالعه به بررسی رابطه چگالی-سرعت در دیسک های حلقوی اطراف هسته کهکشان ها با استفاده از شبیه سازی های هیدرودینامیکی HDGAS می پردازد. با بررسی تعامل بین دو پارامتر چگالی و سرعت، تحت تأثیر پارامترهای مختلف مانند (wind/jet velocity and mass loading factor) می توانیم به برداشت های ارزشمندی درباره تشکیل، تکامل و دینامیک دیسک های کهکشانی برسیم. در حالی که شبیه سازی های هیدرودینامیکی برای مطالعه فرآیندهای فیزیکی اساسی ضروری هستند، مقایسه نتایج آن ها با داده های رصدی به تأیید نتایج شبیه سازی ها کمک می کند. تعدادی از نتایج رصدی کلیدی مرتبط با رابطه چگالی-سرعت در حضور AGN که می توانیم آن ها را با شبیه سازی HDGAS مقایسه کنیم عبارتند از: الف) دینامیک گاز یونیزه شده: مشاهدات نشان داده اند که فعالیت AGN می تواند به طور قابل توجهی بر رابطه چگالی-سرعت گاز یونیزه شده در کهکشان ها تأثیر بگذارد. جریان ها یا پرتاب های ناشی از AGN می توانند مناطقی از گاز با چگالی پایین و سرعت بالا را ایجاد کنند که منجر به اختلالات در میدان سرعت و توزیع های چگالی نامتقارن می شود. این اختلالات می توانند به عنوان نامتقارنی های جنبشی مشاهده شوند. ب) سینماتیک گاز مولکولی: مطالعاتی از گاز مولکولی، معمولاً با انتشار اکسید کربن (CO) ردیابی می شوند. اطلاعاتی درباره رابطه چگالی-سرعت در کهکشان های میزبان AGN می دهند؛ مشاهدات نشان داده اند که AGN می تواند اختلال در سینماتیک گاز مولکولی ایجاد کند که منجر به حرکات غیر دایره ای، پراکنده گی های سرعت و انحرافات در فیلد سرعت شوند. این تأثیرات می توانند از طریق پروفایل های خطی CO مطالعه کرد. وازگان کلیدی: شبیه سازی هیدرودینامیکی، اثر AGN، دینامیک گاز مولکولی

Hydrodynamic Simulation of Molecular Gas Behavior in Circumnuclear Disk of an AGN-Dominated Galaxies

Karimi, Reihaneh¹; Raouf, Mojtaba²; Mazoochi, Farideh¹

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

² Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, NL-2300 RA Leiden, the Netherlands

Abstract

This research aims to shed light on the density-velocity relation of circumnuclear discs of galaxies using HDGAS hydrodynamic simulations. By investigating the interplay between density and velocity, as influenced by various feedback parameters (i.e. wind/jet velocity and mass loading factor), we can gain valuable insights into the formation, evolution, and dynamics of galactic discs. While hydrodynamic simulations are essential for studying the underlying physical processes, comparing their results with observational data helps validate the simulations and provides a real-world context. There are some key observational results related to the density-velocity relation in the presence of AGN we can compare with HDGAS simulation: (a) Ionized Gas Dynamics: Observations have revealed that AGN activity can significantly influence the density-velocity relation of ionized gas in galaxies. AGN-driven outflows or jets can create regions of low-density, high-velocity gas, resulting in disturbed velocity fields and asymmetric density distributions. These disruptions can be observed as kinematic asymmetries, such as double-peaked or asymmetric line profiles. (b) Molecular Gas Kinematics: Studies of molecular gas, commonly traced by carbon monoxide (CO) emission, have provided insights into the density-velocity relation within AGN-hosting galaxies. Observations have shown that AGN can induce perturbations in molecular gas kinematics, leading to non-circular motions, velocity dispersions, and warps in the velocity field. These effects can be observed through CO line profiles.

Keywords: hydrodynamic simulations, AGN feedback, molecular gas dynamic

مقدمه

در این مطالعه، ما یک مدل از یک دیسک گازی دور یک سیاه چاله با استفاده از شبیه سازی های هیدرودینامیکی ارائه می دهیم و این مدل را مستقیماً با یک مدل بدون بازخورد AGN مقایسه می کنیم. همچنین خطوط انتشار C I و CO مقایسه می کنیم و رابطه بین چگالی و سرعت را بررسی می کنیم.

شبیه سازی

ما شبیه سازی های هیدرودینامیکی محیط بین ستاره ای (ISM) را در دیسک دور هسته ای (CND) یک کهکشان تحت تسلط بر هسته کهکشانی فعال معمولی (AGN) ارائه می کنیم که تحت تأثیر بازخورد مکانیکی یک AGN قرار گرفته است.

شبیه سازی ها با شبکه شیمی غیرتعادلی CHIMES برای سرمایش تابشی و گرمایش AGN همراه شده اند. تمرکز بر روی مقیاس مرکزی PC ۱۰۰ است که در آن جریان های خروجی AGN با ISM جفت می شوند. مدل بازخورد AGN با عواملی چون سرعت باد و بارگذاری جرمی اجرا می شود. همچنین ما عکس های فوری شبیه سازی را با یک کد انتقال تشعشعی برای به دست آوردن خطوط انتشار مولکولی پردازش می کنیم [۷].

جدول ۱. پارامتر های فیزیکی مدل های AGN و No AGN

مدل	η_E	η_p	B	$v_{wind}(km s^{-1})$
AGN	۰.۳	۰.۰۰۵	۱	۱۰۰۰۰
NO AGN	۰	۰	۰	۰

η_p : Momentum-loading of AGN wind feedback ($E' = \eta_p \cdot L$),

η_E : Energy-loading of AGN wind feedback ($E' = \eta_E \cdot L$),

β : AGN Mass loading $\beta \equiv \dot{M}_{wind}/\dot{M}_{BH}$ (determined by η_p and η_E),

v_{wind} : AGN wind launching velocity at the simulation resolution (in $km s^{-1}$; determined by η_p and η_E).

بررسی نرخ تشکیل ستاره

سیاهچاله های ابرپرجرم (SMBHs) در مرکز کهکشان های عظیم مکانیزمی را برای توضیح وجود هسته های فعال کهکشانی (AGNs) ارائه می دهند؛ که یکی از درخشان ترین و پرنرژژی ترین رویدادها در کیهان هستند [۱]. فرایند Fueling این سیاهچاله های ابر پر جرم آغاز فعالیت هسته ای را در کهکشان ها نشان می دهند که از تشکیل ستارگان و در نتیجه رشد بیش از حد کهکشان ها جلوگیری می کنند [۲].

مدل های نظری و شبیه سازی های عددی نشان می دهد که بازخورد تابشی و مکانیکی از AGNs به عنوان مکانیزم های تکامل کهکشان و خود تنظیمی مورد استفاده قرار می گیرد (برای مثال، Di Matteo، Springel و Hernquist ۲۰۰۵؛ Croton و همکاران ۲۰۰۶؛ Di Matteo و همکاران ۲۰۰۸؛ Booth و Schaye ۲۰۰۹؛ Dubois و همکاران ۲۰۱۳؛ Bower و همکاران ۲۰۱۷؛ Raouf و همکاران ۲۰۱۷، ۲۰۱۹؛ Dave' و همکاران ۲۰۱۹).

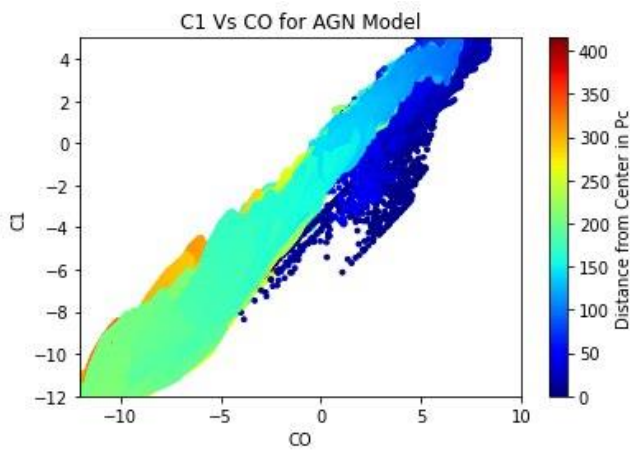
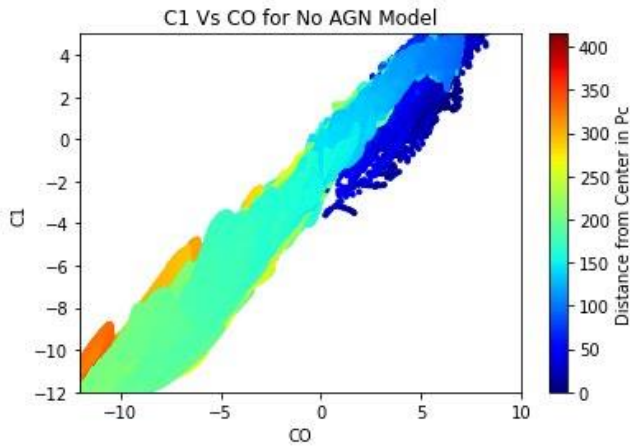
درک منشا و پایداری AGNs در کهکشان ها نیاز به بررسی دینامیک گاز بین ستاره ای اطراف SMBHs دارد و از آنجایی که بخش قابل توجهی از گاز در مرکز کهکشان ها به صورت مولکولی وجود دارد ابزارهای زیر میلیمتری مولکولی به عنوان ابزارهای حیاتی برای بررسی AGNs ظاهر می شوند [۵]؛ مخصوصاً اینکه، بازخورد AGN ممکن است از طریق تغییرات چشمگیر در نسبت های خطوط مولکولی در سراسر دیسک های (CND) circumnuclear، که تحت تأثیر روشنایی UV و پرتو X از AGN قرار دارند ظاهر شود به عنوان مثال، García-Burillo و همکاران (۲۰۱۴) خروج گاز CO را از AGN ها پیدا کرده اند.

بنابراین مشاهدات با وضوح بالای گازهای مولکولی نقش کلیدی در افزایش درک ما از درک چگونگی ساختار هسته های فعال کهکشانی (AGNs)، ارائه داده اند برای مثال، García-Burillo و همکاران، (۲۰۰۵؛ García-Burillo و Combes ۲۰۱۲؛ Combes و همکاران، ۲۰۱۳، ۲۰۱۴؛ Storchi-Bergmann و Schnorr- و Müller ۲۰۱۹)

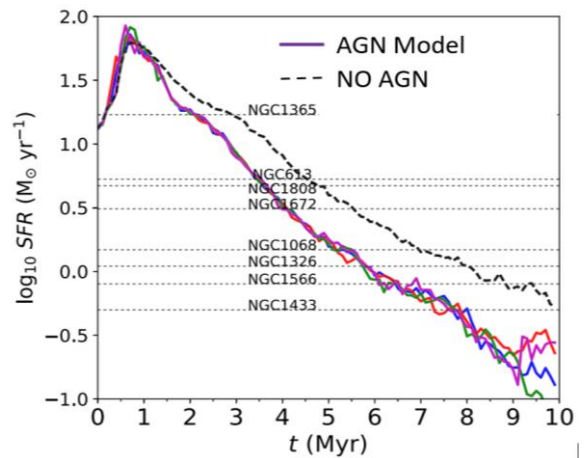
Müller ۲۰۱۹

در این شبیه سازی بازخورد ستاره ای و فیزیک محیط بین ستاره ای (ISM) نیز در نظر گرفته شده است و مقایسه شبیه سازی ها با و بدون بازخورد مکانیکی از AGN نشان می دهد که تشکیل ستاره توسط AGN سرکوب می شود.

نرخ تشکیل ستاره در مدل دارای بازخورد AGN در مقایسه با مدل No AGN کمتر است. محدوده های سرعت تشکیل ستاره های مشاهده شده قابل مقایسه با کهکشان های Seyfert هستند که نشان دهنده سازگاری با مراجع رصدی است. تجزیه و تحلیل بر روی مقیاس های زمانی خاص (۳ تا ۸ Myr) متمرکز است.

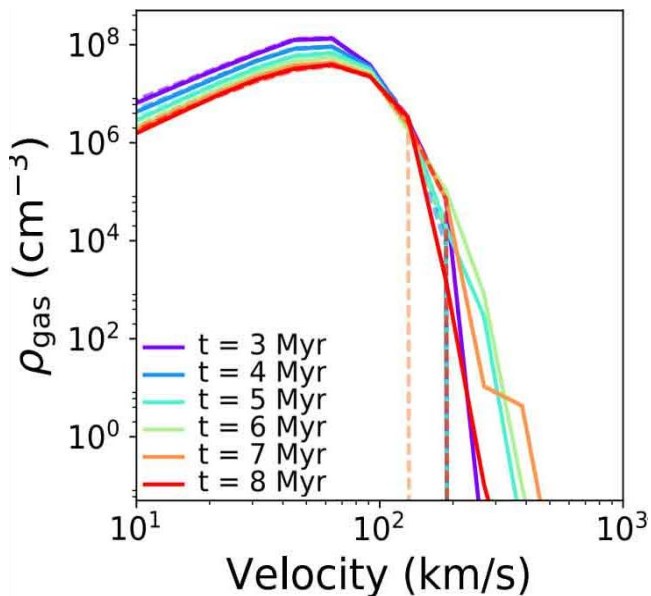


شکل ۲. تغییرات C1 برحسب CO در دو مدل AGN- No AGN-



شکل ۳. مقایسه نرخ تشکیل ستاره در دو مدل AGN- NoAGN- برحسب زمان

بررسی رابطه چگالی - سرعت



شکل ۴. چگالی گاز برحسب سرعت در مقیاس دیسک برای دو مدل AGN با خطوط پیوسته و مدل No AGN با خطوط غیر پیوسته در زمان های مختلف نشان داده شده است.

بررسی تغییرات C1 برحسب CO

García-Burillo و همکاران (۲۰۱۴) خروج گاز CO را از AGN ها تایید کردند؛ بنابراین بررسی رفتار این گاز به درک ما از محیط گازی اطراف سیاهچاله کمک میکند؛

همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده است در محیط با حضور AGN حضور CO در محیط های افزایش یافته است و از آنجایی که تابش های X-ray هسته فعال کهکشانی باعث تبدیل CO به C1 میشود میبینیم که C1 Vs. CO در محیط با حضور AGN افزایش پیدا میکند که با داده های رصدی نیز همخوانی دارند؛ به عنوان مثال (Daizhong Liu, et al.2022).

- Sakamoto, K., 2019. ALMA observations of molecular tori around massive black holes. *Astronomy & Astrophysics*, **623**, p.A79.
- [2]. Silk, J. and Rees, M.J., 1998. Quasars and galaxy formation. *arXiv preprint astro-ph/9801013*.
- [3]. Raouf, M., Shabala, S.S., Croton, D.J., Khosroshahi, H.G. and Bernyk, M., 2017. The many lives of active galactic nuclei-II: The formation and evolution of radio jets and their impact on galaxy evolution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **471(1)**, pp.658-670.
- [4]. Raouf, M., Silk, J., Shabala, S.S., Mamon, G.A., Croton, D.J., Khosroshahi, H.G. and Beckmann, R.S., 2019. Feedback by supermassive black holes in galaxy evolution: impacts of accretion and outflows on the star formation rate. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **486(2)**, pp.1509-1522.
- [5]. Watanabe, Y., Sakai, N., Sorai, K. and Yamamoto, S., 2014. Spectral Line Survey toward the Spiral Arm of M51 in the 3 and 2 mm Bands. *The Astrophysical Journal*, **788(1)**, p.4.
- [6]. García-Burillo, S., Combes, F., Usero, A., Aalto, S., Krips, M., Viti, S., Alonso-Herrero, A., Hunt, L.K., Schinnerer, E., Baker, A.J. and Boone, F., 2014. Molecular line emission in NGC 1068 imaged with ALMA-I. An AGN-driven outflow in the dense molecular gas. *Astronomy & Astrophysics*, **567**, p.A125.
- [7]. Raouf, M., Viti, S., García-Burillo, S., Richings, A.J., Schaye, J., Bemis, A., Nobels, F.S., Guainazzi, M., Huang, K.Y., Schaller, M. and Impellizzeri, V., 2023. Hydrodynamic simulations of the disc of gas around supermassive black holes (HDGAS)-I. Molecular gas dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **524(1)**, pp.786-800.
- [8]. Liu, D., Schinnerer, E., Saito, T., Rosolowsky, E., Leroy, A., Usero, A., Sandstrom, K., Klessen, R.S., Glover, S.C., Ao, Y. and Bešlić, I., 2023. C I and CO in nearby spiral galaxies-I. Line ratio and abundance variations at ~ 200 pc scales. *Astronomy & Astrophysics*, **672**, p.A36.

- مقایسه شبیه‌سازی‌ها با و بدون بازخورد مکانیکی از سیاه‌چاله (AGN) نشان می‌دهد که تشکیل ستاره توسط AGN سرکوب می‌شود.
- در محیط با حضور AGN حضور CO و C1 در محیط افزایش یافته است.
- فعالیت AGN می‌تواند به طور قابل توجهی بر رابطه چگالی - سرعت گاز یونیزه شده در کهکشان‌ها تأثیر بگذارد. جریان‌ها یا پرتاب‌های ناشی از AGN می‌توانند مناطقی از گاز با چگالی پایین و سرعت بالا را ایجاد کنند.

مرجع‌ها

- [1]. Combes, F., García-Burillo, S., Audibert, A., Hunt, L., Eckart, A., Aalto, S., Casasola, V.I.V.I.A.N.A., Boone, F., Krips, M., Viti, S. and

استفاده از روش اصلاح شده DBSCAN-GMM به منظور بهینه‌سازی احتمال عضویت اعضای

خوشه‌های ستاره‌ای باز با استفاده از داده‌های Gaia DR3

کاظمی گرمه، مجتبی^۱؛ خاکیان قمی، مهدی^۱؛ طایفی گرمه، محمدعلی^۱

^۱ دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

چکیده

عضویابی خوشه‌های ستاره‌ای باز با احتمال عضویت هرچه بیشتر به لطف روش‌های ترکیبی یادگیری ماشین و داده‌های دقیق Gaia DR3 بیش از گذشته میسر شده است. یکی از روش‌های قدرتمند در این حوزه، روش ترکیبی DBSCAN-GMM است. چرا که DBSCAN در حذف ستاره‌های میدان و GMM در محاسبه احتمال عضویت ستاره‌های خوشه راندامان بالایی دارند. از آنجا که محاسبه احتمال عضویت توسط GMM به شدت به خروجی DBSCAN وابسته است و DBSCAN حساسیت بالایی نسبت به دو پارامتر آزاد شعاع همسایگی و تعداد همسایه دارد؛ تعیین مقادیر مناسب برای این دو پارامتر با هدف بیشینه کردن احتمال عضویت در GMM هدف اصلی این کار است. برای اعتبارسنجی از ۹ خوشه که در فاصله، سن و تعداد اعضا بازه گسترده‌ای را پوشش می‌دهند استفاده شده است. از مقایسه نتایج حاصل با سایر کارها، افزایش احتمال عضویت اعضا مشاهده می‌شود. همچنین CMDهای تمیز حاصله و چگالی پس زمینه بسیار ناچیز در بررسی پروفایل‌های چگالی سطح کینگ نشان از قدرت بالای روش در حذف آلودگی‌های میدان دارد.

واژگان کلیدی: خوشه‌های ستاره‌ای باز، تحلیل داده، گایا، یادگیری ماشین، تحول ستاره‌ای

A modified DBSCAN-GMM method to optimize OCs' membership probability using Gaia DR3

Kazemi Garmeh, Mojtaba¹; Khakian Ghomi, Mahdi¹; Taefi Garmeh, Mohammad Ali¹

¹ Physics and Energy Engineering Department, Amirkabir University, Tehran

Abstract

The membership of open star clusters with higher levels of confidence is now provided more than ever, thanks to the precise data from Gaia DR3 and the utilization of mixture machine learning algorithms. Among these techniques, the DBSCAN-GMM combination method stands out as particularly potent in this field. DBSCAN excels in eliminating field stars, while GMM is highly effective in determining the membership probability of cluster members. Given that the GMM output, representing membership probability, is reliant on stars selected by DBSCAN, and DBSCAN's performance hinges on two key parameters - neighborhood radius and number of neighbors - this study aims to find the most optimized values of these parameters to maximize the membership probability determined by GMM. To validate the results, nine open clusters with varying distances, ages, and numbers of members were selected to encompass a broad spectrum of open clusters. Comparing these findings with other studies reveals an increase in the probability of membership. Furthermore, the resulting clean CMDs and low background surface density (calculated using King's surface density profiles) underscore the method's efficacy in mitigating field contamination and field stars.

Keywords: Open clusters, Data analysis, Gaia, Machine learning, Stellar evolution

خوشه‌های ستاره‌ای باز، گروهی از ستارگان مقید در بند گرانشی
یکدیگر هستند که از یک ابر مولکولی یکسان تشکیل شده‌اند. از این

مقدمه

رو سن و ترکیب شیمیایی مشابه دارند (1). در واقع یک خوشه باز آزمایشگاه ایده‌آلی است که با ارائه یک تصویر لحظه‌ای از جمعیت‌های ستاره‌ای با سن و ترکیب شیمیایی یکسان و جرم‌های متفاوت، امکان بررسی مراحل مختلف تحول ستاره‌ای را فراهم می‌کند.

یکی از مهم‌ترین قدم‌ها در مطالعه خوشه‌های ستاره‌ای، جداسازی ستاره‌های عضو خوشه از ستاره‌های میدان است. در سال‌های اخیر همزمان با انتشار داده‌های گایا، با توجه به ابعاد بالا (شامل داده‌های مختلف اختر فیزیکی و فتومتری اجرام سماوی) و گستردگی زیاد (شامل اطلاعات مربوط به بیش از ۱.۸ میلیارد منبع در کاتالوگ سوم گایا (۲)) این داده‌ها، استفاده از الگوریتم‌های یادگیری ماشین در عضو یابی خوشه‌های ستاره‌ای مرسوم شده است. از جمله کارهای انجام شده در این زمینه می‌توان موارد زیر را نام برد: استفاده از الگوریتم K-means توسط (۳)، استفاده از الگوریتم DBSCAN توسط (۴) و (۵)، استفاده از الگوریتم GMM توسط (۶)، (۷) و (۸)،

از آنجایی که هر کدام از الگوریتم‌های یادگیری ماشین دارای نقاط ضعف و قوت خود هستند، در برخی از مطالعات برای کسب نتایج بهتر از این الگوریتم‌ها به صورت ترکیبی استفاده شده است. از جمله می‌توان به کارهای زیر اشاره کرد: استفاده ترکیبی از الگوریتم‌های KNN و GMM توسط (۹) و استفاده ترکیبی از الگوریتم‌های DBSCAN و GMM توسط (۱۰) و (۱۱).

در این مطالعه از یک روش ترکیبی استفاده شد، که در واقع نسخه اصلاح شده و بهینه DG method (۱۰) است. در این روش جهت تعیین مقادیر بهینه دو پارامتر آزاد DBSCAN، محدوده وسیعی مورد بررسی قرار گرفت و مقادیر بهینه آن‌ها انتخاب شد. نتیجه این فرایند افزایش احتمال عضویت هر عضو منتخب پس از اعمال GMM می‌باشد.

داده

در این مطالعه برای تعیین عضویت ۹ خوشه باز مورد بررسی، از داده‌های کاتالوگ‌های دوم (۱۲) و سوم (۲) گایا استفاده شده است. خوشه‌های باز مورد مطالعه به‌نحوی انتخاب شده‌اند که محدوده وسیعی را از نظر سن، تعداد اعضا و فاصله دربرمی‌گیرند. شعاع جستجوی انتخابی برای هر خوشه، ده برابر مقدار $r50$ (برحسب

درجه) گزارش شده توسط $CG2020$ (۱۳) است. $r50$ در واقع شعاعی است که ۵۰ درصد اعضای خوشه درون آن قرار می‌گیرند. پیش از اجرای هرگونه عملیات پردازشی باید بر روی داده‌های هر خوشه یک مجموعه عملیات پردازشی انجام شود. این عملیات شامل موارد زیر است: حذف منابعی که اطلاعات اخترفیزیکی (شامل $\alpha, \delta, \mu_{\alpha^*}, \mu_{\delta}, \omega$) و فتومتری (شامل قدر در باند G و اندیس رنگ (BP-RP) آن‌ها کامل نیست؛ حذف منابعی که درخشندگی در باند G آن‌ها از ۲۰ کمتر است؛ حذف منابعی که اختلاف منظر منفی دارند؛ حذف منابعی که اختلاف منظر آنها در بازه زیر قرار نمی‌گیرند: مرکز بازه: مقدار اختلاف منظر گزارش شده برای خوشه توسط $CG2020$ و شعاع بازه: اختلاف بزرگ‌ترین و کوچک‌ترین مقدار اختلاف منظر گزارش شده برای اعضای خوشه توسط $CG2020$ ؛ نرمال‌سازی داده‌ها با استفاده از تابع StandardScaler از کتابخانه scikitlearn (۱۴).

روش

همان‌طور که پیش‌تر نیز گفته شد، این روش از دو الگوریتم اصلی، یعنی DBSCAN و GMM تشکیل شده است که به طور سری استفاده می‌شوند. در ادامه گام‌های زیر به ترتیب اجرا می‌شوند: در ابتدا باید از الگوریتم DBSCAN استفاده کرد، اما از آن‌جا که DBSCAN به دو پارامتر کلیدی Eps و MinPts نیاز دارد و مقدار این دو پارامتر به شدت روی نتیجه آن تأثیرگذار است (۱۵)، باید مقادیر مناسب آن‌ها تعیین شوند. بدین منظور DBSCAN در سه بعد (دو بعد حرکت خاصه و یک بعد اختلاف منظر) برای مقادیر Eps ۰.۰۱ تا (با طول بازه‌های ۰.۰۲) و MinPts ۵ تا ۱۰۰۰ (با طول بازه‌های ۲۰) اجرا می‌شود. این کار با استفاده از مازول DBSCAN از کتابخانه scikitlearn (۱۴) انجام می‌گیرد.

خروجی مرحله قبل شامل ۲۵۰۰ حالت مختلف (به ازای مقادیر مختلف Eps و MinPts) است و باید از بین آن‌ها بهترین موارد انتخاب شوند. از آن‌جا که حرکت خاصه اعضای یک خوشه متمرکز و غیرپراکنده هستند (۱۶)، یعنی انحراف معیار حرکت خاصه آن‌ها کوچک است، از این نکته در انتخاب بهترین حالت‌ها استفاده می‌شود و تعداد آن‌ها را تا حداکثر ۵ درصد مقدار اولیه کاهش می‌دهد.

در این گام از GMM با دو مولفه گوسی (دو خوشه) و در ۵ بعد (دو بعد مکانی، دو بعد حرکت خاصه و یک بعد اختلاف منظر)

استفاده می‌شود. بدین منظور حالت‌های انتخاب‌شده در مرحله قبل به عنوان ورودی به GMM داده شده و خروجی آن، احتمال عضویت برای هر ستاره است. ستاره‌هایی که احتمال عضویت آن‌ها بالای ۵۰ درصد باشد به عنوان اعضای خوشه در نظر گرفته می‌شوند. در ادامه نمودارهای CMD و توزیع حرکت خاصه، این بار برای اعضای خوشه رسم شده و بر اساس شکل آن‌ها بهترین حالت انتخاب می‌شود. برای اجرای GMM در این مرحله از ماژول GaussianMixture در کتابخانه scikitlearn (۱۴) استفاده شده است.

نتایج

الگوریتم M-DG را روی خوشه‌های انتخابی اعمال کردیم. بدین منظور از کاتالوگ سوم گایا استفاده شده است. در جدول ۱ نتایج حاصل از هر مرحله برای خوشه‌های انتخابی قابل مشاهده می‌باشد. برای ارزیابی M-DG، باید نتایج آن را با دیگر کارها مقایسه کنیم. بدین منظور نتایج حاصل را با کار (۱۳)، (۹) و (۱۷) مقایسه می‌کنیم. با توجه به اینکه تمام مطالعات فوق بر روی داده‌های کاتالوگ دوم گایا انجام شده، ما نیز بار دیگر الگوریتم M-DG را با داده‌های کاتالوگ دوم اجرا نمودیم. نتایج حاصل به همراه نتایج مطالعات مذکور در جدول ۲ قرار داده شده است. همان گونه که در این جدول مشاهده می‌شود، تعداد اعضای انتخابی M-DG برای تمام خوشه‌ها از مطالعات پیشین بیشتر است.

برای مقایسه بیشتر در شکل ۱ نمودارهای CMD، توزیع مکانی، توزیع احتمال و توزیع اختلاف احتمال برای این کار و کار CG2020 روی خوشه Bochum_3 نمایش داده شده است. در نمودارهای توزیع احتمال فراوانی احتمال اعضای منتخب ($P >$ ۰.۵) برای هر دو کار نمایش داده شده است. در همه نمودارهای توزیع احتمال، تعداد اعضای با احتمال عضویت بالا در این کار بیش‌تر از کار CG2020 می‌باشد.

در نمودار توزیع اختلاف احتمال، تنها به سراغ اعضای مشترک هر دو کار رفته و اختلاف احتمال عضویت هر ستاره در دو کار ($P_{M-DG} - P_{CG2020}$) محاسبه شده است. سپس نمودار توزیع چگالی احتمال حاصله رسم و توزیع نرمال نیز روی آن برازش شده است. در نهایت مشاهده می‌شود که میانگین توزیع نرمال برازش شده (برای تمام خوشه‌ها) بزرگ‌تر از صفر می‌باشد.

نتیجه‌گیری

با انتشار کاتالوگ سوم گایا و حجم عظیم داده‌های این کاتالوگ، استفاده از روش‌های یادگیری ماشین در تعیین عضویت خوشه‌های ستاره‌ای باز مرسوم شده است. در این کار نیز ما از روش ترکیبی M-DG که شامل دو الگوریتم DBSCAN و GMM است استفاده نمودیم. این روش روی ۹ خوشه‌ی باز اعمال گردید. پس از اعتبارسنجی این روش با سایر مطالعات در نهایت

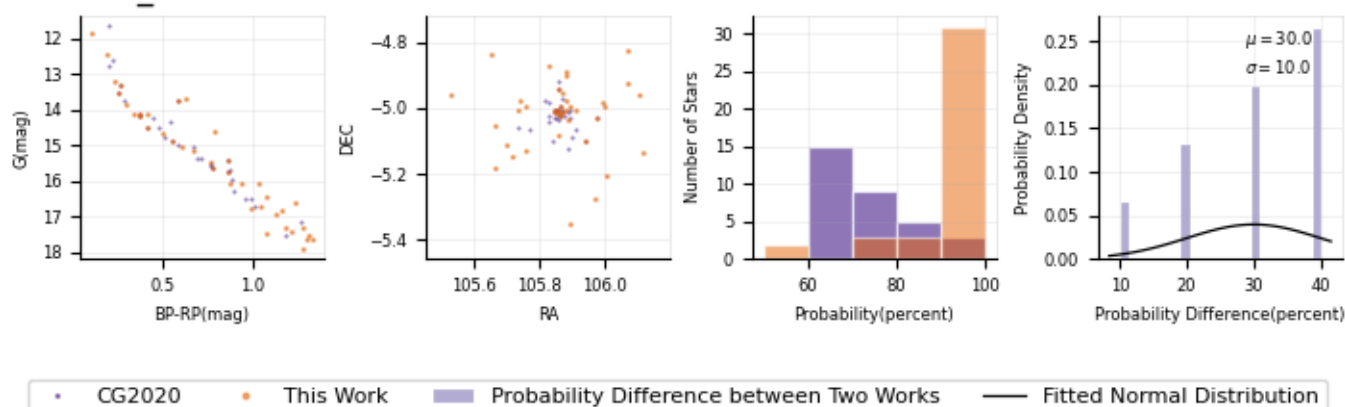
جدول ۱. نتایج مرحله به مرحله اعمال M-DG روی داده‌های کاتالوگ سوم گایا و پارامترهای بدست آمده برای خوشه‌ها. [1]: نام خوشه. [2]: تعداد منابع اولیه پس از اعمال فیلترهای توضیح داده شده در بخش داده. [3]: شعاع همسایگی. [4]: حداقل تعداد همسایه‌ها. [5]: تعداد ستاره‌های انتخاب شده توسط DBSCAN. [6] و [7]: به ترتیب تعداد ستاره‌هایی با احتمال عضویت بالای ۵۰ و ۸۰ درصد پس از اعمال GMM. [8]: شعاع جست و جو بر حسب دقیقه قوسی. [9]: شعاعی که مجموع درخشندگی ستاره‌های درون آن نصف درخشندگی کل خوشه است. [10]: شعاع هسته. [11]: شعاع جزر و مدی. [12]: چگالی سطحی پس‌زمینه.

[1] Cluster	[2] N _{sam}	[3] Eps	[4] MinPts	[5] N _{DBSCAN}	[6] N ₅₀	[7] N ₈₀	[8] R _i (arcmin)	[9] r _{ph} (arcmin)	[10] R _c (arcmin)	[11] R _t (arcmin)	[12] f _b (dex)
Bochum_3	۶۲۶۲	۰.۱۷	۳۳	۱۴۸	۵۳	۴۱	۲۰	۱.۵۴۵	۱.۱۶۷	۵.۴۱۳	-۱۹.۱۷۳
Collinder_185	۷۶۸۹۵	۰.۱۱	۳۸	۱۹۸	۸۷	۷۷	۷۶	۱۱.۲۵۸	۶.۰۷۱	۳۳.۸۲۵	-۲۱.۳۱۴
NGC_6404	۱۵۱۳۴۳	۰.۲۱	۱۱۵۴	۱۲۳۴	۳۲۱	۲۳۱	۳۷	۶.۷۵۵	۵.۵۴۸	۱۴.۳۷۳	-۲۲.۱۱۲
BH_111	۳۵۵۹۵	۰.۱۴	۲۸	۱۶۷	۴۱	۳۰	۱۸	۲.۳۶	۱.۱۹	۷.۰۹۸	-۲۰.۱۳۸
Stock_21	۱۲۹۳۵	۰.۱۵	۳۰	۲۰۳	۸۴	۶۸	۳۲	۳.۱۱	۲.۲۹۲	۶.۳۶۴	-۲۳.۳۲۸
NGC_2194	۳۹۱۷۰	۰.۱۲	۴۹	۳۵۵۱	۸۶۳	۷۳۴	۴۷	۲.۱۷	۲.۴۰۹	۱۰.۲۸۳	-۲۱.۱۸۳
FSR_1113	۳۹۵۶	۰.۱۶	۶	۴۳	۳۸	۳۸	۱۵	۳.۶۶۸	۲.۰۴	۶.۷۴۴	-۲۰.۷۳۶
FSR_1663	۴۸۷۶۱	۰.۰۷	۱۵	۱۳۸	۱۰۶	۹۸	۲۷	۳.۳۸۹	۱.۹۸۷	۱۱.۵۸۹	-۲۰.۵۵۱
NGC_6791	۴۷۷۵۲	۰.۱۳	۴۵	۴۸۶۴	۳۳۴۴	۳۰۴۶	۴۱	۳.۶۸۵	۲.۴۶۹	۱۴.۲۱۶	-۱۹.۶۶۳

جدول 2. مقایسه نتایج عضوایی خوشه‌ها در این کار و سایر مطالعات با استفاده از داده‌های کاتالوگ دوم گایا. سایر مطالعات: CG2020 (13)، J2021 (17)، A2021 (4).

Cluster	G(mag)	N	Reference	Cluster	G(mag)	N	Reference
Bochum_3	< 18	39(P > 0.5)	This Work	NGC_2194	< 18	864(P > 0.5)	This Work
	< 18	32(P > 0.5)	CG2020		< 18	806(P > 0.85)	This Work
Collinder_185	< 18	85(P > 0.5)	This Work	< 18	826(P > 0.5)	CG2020	
	< 18	82(P > 0.85)	This Work	< 18	371(P > 0.85)	J2021	
	< 18	69(P > 0.5)	CG2020	FSR_1113	< 18	26(P > 0.5)	This Work
	< 18	48(P > 0.85)	J2021	< 18	23(P > 0.5)	CG2020	
NGC_6404	< 18	324(P > 0.5)	This Work	FSR_1663	< 18	126(P > 0.5)	This Work
	< 18	192(P > 0.85)	This Work	< 18	96(P > 0.5)	CG2020	
	< 18	282(P > 0.5)	CG2020	NGC_6791	< 18	1806(P > 0.5)	This Work
	< 18	316(P > 0.85)	J2021	< 18	1725(P > 0.85)	This Work	
BH_111	< 18	37(P > 0.5)	This Work	< 20	2881(P > 0.6)	This Work	
	< 18	29(P > 0.5)	CG2020	< 18	1654(P > 0.5)	CG2020	
Stock_21	< 18	66(P > 0.5)	This Work	< 18	1370(P > 0.85)	J2021	
	< 18	62(P > 0.5)	CG2020	< 20	2422(P > 0.6)	A2021	

Bochum_3



شکل 1. نمودارهای قدر-رنگ، توزیع فضایی، توزیع فراوانی احتمال عضویت اعضای خوشه (اعضا با احتمال عضویت بالای ۵۰ درصد) برای این کار و کار CG2020 و توزیع اختلاف احتمال عضویت اعضای مشترک در این کار و کار CG2020 با استفاده از داده‌های کاتالوگ دوم گایا.

مراجع

- Carroll, Bradley W. and Ostlie, Dale A. *An Introduction to Modern Astrophysics*. s.l.: Cambridge University Press, 2017. ISBN: 9781108380980.
- Gaia Data Release 3 - Summary of the content and survey properties. Gaia Collaboration and Vallenari, A., et al. 2023, \aap, Vol. 674, p. A1.
- Open cluster membership probability based on K-means clustering algorithm. El Aziz, Mohamed Abd, Selim, I. M. and Essam, A. s.l.: Springer Science and Business Media LLC, May 2016, Experimental Astronomy, Vol. 42, pp. 49-59. ISSN: 1572-9508.
- DBSCAN Clustering Algorithm for Detection of Nearby Open Clusters Based on Gaia-DR2. Xu, S. K., et al. September 2018, Acta Astronomica Sinica, Vol. 59, p. 43.

مشخص شد که $M - DG$ علاوه بر شناسایی اعضای بیشتر برای هر خوشه (جدول ۲)، توانسته است اکثر اعضای منتخب را با قطعیت بالایی به دست آورد (نمودار توزیع احتمال شکل ۱) و همچنین احتمال عضویت اعضای مشترک با CG2020 را نیز افزایش دهد (نمودار توزیع اختلاف احتمال شکل ۱). در نتیجه پارامترهای محاسبه شده برای خوشه‌ها در این کار نسبت به کارهای قبلی قابل اتکاتر می‌باشد. مدل‌های تحولی ستاره‌ها برای ارائه پیش‌بینی دقیق‌تر نیازمند نتایج رصدی قابل اتکاتر هستند که هدف این کار نزدیک شدن به این مهم بوده است.

١١. *A clustering (DBSCAN+GMM) investigation of the young open cluster NGC 6649.* **Gao, Xinhua.** s.l. : Oxford University Press (OUP), November 2023, \mnras, Vol. 527, pp. 1784–1793. ISSN: 1365-2966.
١٢. *Gaia Data Release ٢: Summary of the contents and survey properties.* **Brown, A. G. A., et al.** s.l. : EDP Sciences, August 2018, \aap, Vol. 616, p. A1. ISSN: 1432-0746.
١٣. **Cantat-Gaudin, T. and Anders, F.** Gaia DR٢ open clusters in the Milky Way. II. *Gaia DR2 open clusters in the Milky Way. II.* s.l. : Centre de Données Strasbourg (CDS), 2020.
١٤. *Scikit-learn: Machine Learning in Python.* **Pedregosa, Fabian, et al.** ٢٠١١, Journal of Machine Learning Research, Vol. 12, pp. 2825–2830.
١٥. *A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise.* **Ester, Martin, et al.** Portland : AAAI Press, 1996. Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining. pp. 226–231.
١٦. *Astrometric and Photometric Investigation of Three Old Age Open Clusters in the Gaia Era: Berkeley 32, Berkeley 98, and King 23.* **Sariya, Devesh P., et al.** s.l. : American Astronomical Society, February 2021, \aj, Vol. 161, p. 102. ISSN: 1538-3881.
١٧. *Membership Lists for ٢٣١ Open Clusters in Gaia DR٢ Using Extreme Deconvolution Gaussian Mixture Models.* **Jaehnig, Karl, Bird, Jonathan and Holley-Bockelmann, Kelly.** s.l. : American Astronomical Society, December 2021, \apj, Vol. 923, p. 129. ISSN: 1538-4357.
١٨. *A Gaia astrometric view of the open clusters Pleiades, Praesepe, and Blanco 1.* **Alfonso, Jeison and García-Varela, Alejandro.** s.l. : EDP Sciences, September 2023, \aap, Vol. 677, p. A163. ISSN: 1432-0746.
١٩. *Memberships, Distances, and Proper Motions of the Open Clusters NGC ٢١١٢, NGC ٢٢٧٧, NGC ٧٧٨٩, and Collinder ٢٢١ from Gaia-DR٢.* **Gao, Xinhua.** s.l. : IOP Publishing, October 2018, \pasp, Vol. 130, p. 124101. ISSN: 1538-3873.
٢٠. *١D memberships and fundamental properties of the old open cluster NGC 6791 based on -DR2.* **Gao, Xinhua.** s.l. : Springer Science and Business Media LLC, February 2020, \apss, Vol. 365. ISSN: 1572-946X.
٢١. *Using GMM in open cluster membership: An insight.* **Mahmudunnobe, M., et al.** s.l. : Elsevier BV, January 2024, Astronomy and Computing, Vol. 46, p. 100792. ISSN: 2213-1337.
٢٢. *ML-MOC: Machine Learning (kNN and GMM) based Membership determination for Open Clusters.* **Agarwal, Manan, et al.** s.l. : Oxford University Press (OUP), February 2021, \mnras, Vol. 502, pp. 2582–2599. ISSN: 1365-2966.
٢٣. *The membership of stars, density profile, and mass segregation in open clusters using a new machine learning-based method.* **Noormohammadi, M., Khakian Ghomi, M. and Haghi, H.** s.l. : Oxford University Press (OUP), May 2023, \mnras, Vol. 523, pp. 3538–3554. ISSN: 1365-2966.

مطالعه نرخ رشد ساختارهای بزرگ مقیاس با استفاده از توابع چند جمله‌ای

کیهان، آرش^۱؛ ملک جانی، محمد^۱

^۱گروه فیزیک، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

چکیده

در این پژوهش به مطالعه رشد ساختارهای بزرگ مقیاس خطی با استفاده از داده‌های رصدی موجود می‌پردازیم. با کمینه کردن تابع خطا برای چند توابع جمله‌ای و استفاده از معیارهای آماری AIC و BIC ملاحظه می‌کنیم که توان صفرم این چند جمله‌ای‌ها با یک پارامتر آزاد بهترین برازش را با داده‌های مشاهداتی حتی در مقایسه با مدل استاندارد کیهان شناسی دارد. این موضوع می‌تواند بدلیل خطای بزرگ داده‌های رصدی و یا حضور داده‌ها در ناحیه انتقال به سرخی باشد که تابع $f\sigma_8$ تقریباً تخت است. داده‌های مشاهداتی نرخ رشد در انتقال به سرخ‌های بالاتر می‌تواند محک جدی تری برای مدل استاندارد در آینده باشد.

Studying the growth rate of large scale structures using the polynomial functions

Keyhan, Arash¹; Malekjani, Mohammad¹

¹Department of Physics, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran.

Abstract

In this work, we study the growth of large scale linear structures using the existing observational growth rate data. By minimizing the error function and using the statistical criteria's AIC and BIC for polynomials functions, we observe that the simple zero order function with one free parameter is the best fit parameterization even comparing to standard model in cosmology. This result can be due to large errors of observational data or due to the presence of data at a redshift region in which the function $f\sigma_8$ is approximately flatted. The observational data at higher redshifts can be a strong observation to put constraints on the standard model in the future.

مقدمه

غلبه انرژی تاریک در کیهان کنونی بر دیگر مولفه‌های تشکیل دهنده عالم موجب می‌شود که کیهان با شتاب مثبت به انبساط خود ادامه دهد و همین موضوع باعث کند شدن و یا حتی توقف رشد اختلالات بزرگ مقیاس نیز شود. مثلاً در کیهان شناسی استاندارد که در سیطره ثابت کیهان شناسی است، Λ می‌تواند رشد اختلالات را متوقف کند [1]. اگر دامنه اختلالات ماده را با δ نشان دهیم، در اینصورت تابع رشد که میزان تغییرات یا بزرگ شدن لگاریتمی δ نسبت به تغییرات لگاریتمی فاکتور مقیاس را نشان می‌دهد را بصورت $f = d \ln \delta / d \ln a$ بیان می‌کنیم. همچنین واریانس دامنه اختلالات در ابعاد 8Mpc را با نماد σ_8 بیان می‌کنیم. در اینصورت حاصلضرب $f\sigma_8$ یک کمیت مشاهداتی است که داده‌های رصدی آن در شکل (۱) نمایش داده شده‌اند. از طرفی مسیر توان

سناریوی تشکیل ساختارهای بزرگ مقیاس کیهانی یکی از مهمترین موضوعات کیهان شناسی مدرن است. در این سناریو، نیروی گرانش حاکم بر کیهان موجب رشد اختلالات کوچک اولیه در بستر کیهان منبسط شونده می‌شود. به دلیل انبساط، رشد اختلالات نسبت به یک زمینه ایستا (مانند تشکیل ستارگان) با سرعت کمتری رخ می‌دهد. به زبان ساده‌تر، انبساط کیهان نقش یک عامل ترمزی را در رشد اختلالات ماده و به دنبال آن تشکیل ساختارهای بزرگ مقیاس کیهانی دارد [1]. اگر تحول کیهان منبسط شونده را در سه فاز تابش غالب (کیهان اولیه)، ماده غالب و انرژی تاریک غالب (کیهان کنونی) در نظر بگیریم، بیشترین رشد اختلالات ماده و یا به زبان عام‌تر، بیشترین رشد تشکیل ساختارها در کیهان ماده غالب روی می‌دهد.

کمیت مذبور را با در نظر گرفتن مدل کیهان شناختی مربوطه و حل معادلات حاکم بر رشد اختلالات خطی محاسبه نمود و میزان سازگاری مدل را با داده های رصدی نرخ رشد ارزیابی کرد. بعنوان مثال رجوع کنید به [2]. در این پژوهش قصد داریم بدون در نظر گرفتن مدل خاص کیهان شناختی، با استفاده از توابع چند جمله ای و همچنین کمینه کردن تابع خطا² χ^2 بهترین برازش را با داده های رصدی بدست آوریم و نتایج آن را با نتایج حاصل از مدل استاندارد کیهان شناسی مقایسه کنیم. اهمیت این کار به این دلیل است که بصورت مستقل از مدل کیهان شناختی می توانیم با استفاده از توابع چند جمله ای کمیت مشاهداتی $f\sigma_8$ را بازسازی کنیم. در صورتی که اینکار با مفروض دانستن مدل کیهان شناختی، به پارامتر هابل مدل وابستگی دارد.

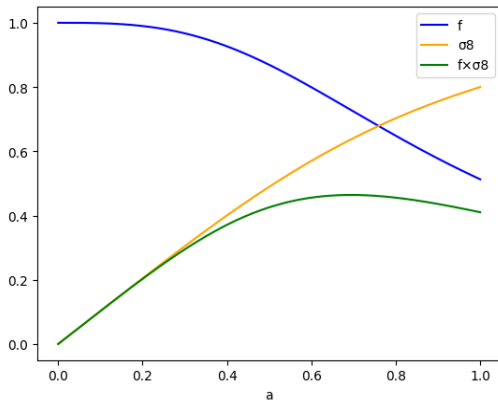
معادلات حاکم بر رشد اختلالات خطی

همانطوری که در بخش مقدمه بیان شد، در این پژوهش رشد اختلالات ماده را در رژیم خطی دنبال می کنیم. معادله حاکم بر رشد اختلالات ماده در کیهان منبسط شونده توسط رابطه زیر داده می شود [3]:

$$\delta'' + \left(\frac{E'}{E} + \frac{3}{a}\right)\delta' - \frac{3}{2E^2 a^5} \Omega_{m0} \delta = 0 \quad (1)$$

که در آن مشتق نسبت به فاکتور مقیاس a بوده و $E = \frac{H}{H_0}$ پارامتر بی بعد هابل است که مدل کیهان شناختی آن را معرفی می کند. همچنین Ω_{m0} چگالی بی بعد ماده در زمان حال می باشد. برای حل معادله (1) شرایط اولیه را در کیهان ماده غلب در نظر می گیریم. چرا که می دانیم در کیهان ماده غلب رشد اختلالات ماده متناسب با فاکتور مقیاس است. بنابراین در فاکتور مقیاس $a_i = 10^{-4}$ مقدار تباین چگالی برابر با 10^{-5} و مشتق آن را برابر با $\delta'_i = \delta_i/a_i$ می گیریم. با این کار رشد اختلالات در رژیم خطی تا زمان حال تضمین می شود. با حل معادله (1) با در نظر گرفتن شرایط اولیه بالا، می توان تباین چگالی و همچنین تغییرات آن را بر حسب فاکتور مقیاس بدست آورد. سپس کمیت تابع رشد و همچنین واریانس جرمی اختلالات که بصورت $D(a) = D(a)\sigma_8$ بیان می شود را محاسبه کرد، که در آن $D(a) = \delta(a)/\delta(a=1)$ فاکتور رشد می باشد. بدین ترتیب می توانیم

کمیت مشاهداتی $f\sigma_8$ را برای هر مدل خاص کیهان شناختی بدست آورد. در شکل (1)، کمیت های محاسبه شده از حل معادله (1) برای کیهان شناسی استاندارد Λ -CDM flat بازای $\Omega_{m0} = 0.3$ رسم شده اند. ملاحظه می شود که در فاکتور مقیاس های کوچک (کیهان ماده غالب)، بدلیل اینکه $\delta \propto a$ است، تابع رشد مقدار ثلثت یک می باشد. پس از آن با ورود به کیهان Λ غلب، بدلیل غلبه Λ بر ماده، آهنگ رشد اختلالات کوچک شده و تابع رشد کاهش می یابد. اما واریانس اختلالات بدلیل افزایش فاکتور رشد با فاکتور مقیاس، یک تابع صعودی است. هر چند که میزان صعودی بودن آن با ورود به کیهان Λ غالب کند می شود. حال به تحول کمیت $f\sigma_8$ با فاکتور مقیاس می پردازیم. در کیهان ماده غلب، با توجه به اینکه $f \approx 1$ می باشد، مطابق انتظار تحول $f\sigma_8$ منطبق بر تحول σ_8 می باشد. در کیهان Λ غالب، روند افزایشی σ_8 با کاهش f یکدیگر را خنثی کرده و تقریباً تحول $f\sigma_8$ بر حسب فاکتور مقیاس ناچیز می شود. لذا انتظار داریم این موضوع را در مقادیر مشاهداتی $f\sigma_8$ در انتقال به سرخ های کوچک ببینیم.

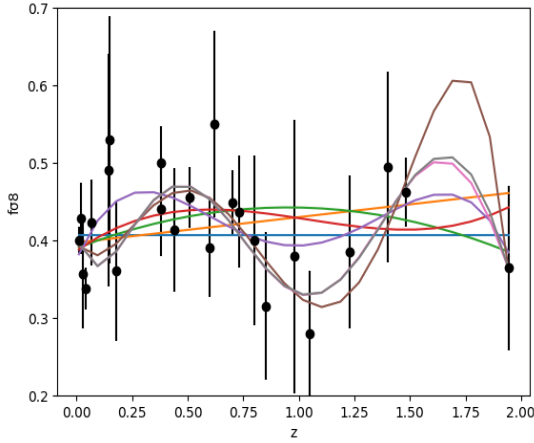


شکل (1). تحول تابع رشد، واریانس دامنه اختلالات و حاصلضرب این دو کمیت بر حسب فاکتور مقیاس در مدل استاندارد Λ -CDM flat

آنالیز عددی و داده های مشاهداتی

در این بخش به بازسازی کمیت مشاهداتی $f\sigma_8$ بر حسب فاکتور مقیاس با استفاده از توابع چندجمله ای می توانی می پردازیم و سپس نتایج آن را با مدل کیهان شناختی استاندارد Λ -CDM flat مقایسه می کنیم. داده های مشاهداتی مورد استفاده در این پژوهش از مرجع [4] گردآوری شده اند. برای بهینه سازی پارامترها، از کمینه

بهترین مقدار چگالی ماده برای مدل استاندارد مقدار $\Omega_{m0} = 0.26$ می باشد. در جدول (۱) مقادیر بهینه پارامترهای آزاد چند جمله‌ای های $f(\theta, z) = \sum \theta_i z^i$ نشان داده شده‌اند.



شکل (۲). برازش های چند جمله ای از مرتبه صفرم تا مرتبه ششم بر داده های مشاهداتی نرخ رشد

کردن تابع خطا χ^2 که توسط رابطه زیر داده می شود، استفاده می کنیم:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[(f\sigma_\lambda)_{th} - (f\sigma_\lambda)_{obs}]^2}{\sigma_i^2}$$

که در آن $(f\sigma_\lambda)_{th}$ مقدار محاسبه شده نرخ رشد و $(f\sigma_\lambda)_{obs}$ مقدار مشاهداتی آن می باشد. همچنین σ_i خطای داده مشاهداتی است. علاوه بر تابع خطا به محاسبه کمیت های آماری مقادیر $AIC = \chi^2 + 2k$ و $BIC = \chi^2 + k \ln(N)$ نیز می پردازیم، که در آن k تعداد پارامترهای آزاد و N تعداد داده های رصدی می باشد. در این آنالیز بهترین برازش یا بهترین مدل دارای کمترین AIC یا BIC نیز می باشد. نتایج عددی برای برازش های چند جمله ای و همچنین مدل استاندارد در جدول (۱) و همچنین شکل (۲) نشان داده شده اند. نتایج عددی ما نشان می دهد که چند جمله ای مرتبه صفرم دارای بهترین برازش به داده های مشاهداتی است. همچنین

جدول (۱). نتایج عددی برازش چند جمله ای ها بر داده های مشاهداتی نرخ رشد.

	θ_0	θ_1	θ_2	θ_3	θ_4	θ_5	θ_6	χ^2_{min}	AIC	BIC
مرتبه صفرم	۰.۴۰	-	-	-	-	-	-	۲۲.۶۶	۲۴.۶۶	۲۵.۸۴
مرتبه اول	۰.۳۹	۰.۰۳	-	-	-	-	-	۲۰.۶۱	۲۴.۶۱	۲۶.۹۷
مرتبه دوم	۰.۳۸	۰.۱۱	-۰.۰۵	-	-	-	-	۱۸.۸۹	۲۴.۸۹	۲۸.۴۲
مرتبه سوم	۰.۳۸	۰.۲۰	-۰.۲۳	۰.۰۷	-	-	-	۱۸.۲۳	۲۶.۲۳	۳۰.۹۵
مرتبه چهار	۰.۳۷	۰.۶۷	-۱.۶۳	۱.۳۱	-۰.۳۳	-	-	۱۵.۴۱	۲۵.۴۱	۳۱.۳۰
مرتبه پنج	۰.۳۹	-۰.۴۴	۳.۵۹	-۷.۰۷	۵.۰۴	-۱.۸۰	-	۱۰.۹۳	۲۲.۹۳	۳۰.۰۰
مرتبه شش	۰.۴۰	-۰.۹۲	۶.۹۶	-۱۵.۷۰	۱۴.۹۰	-۶.۲۹	۰.۹۷	۱۰.۴۴	۲۴.۴۴	۳۲.۶۸
مدل استاندارد	-	-	-	-	-	-	-	25.0277	27.0277	28.2058

نتیجه گیری

در این پژوهش با استفاده از داده های رصدی نرخ رشد و همچنین توابع چندجمله‌ای بر حسب انتقال به سرخ به مطالعه نرخ رشد ساختارهای بزرگ مقیاس در رژیم خطی می پردازیم. برای این کار با استفاده از کمینه کردن تابع خطا و همچنین با استفاده از معیارهای آماری AIC و BIC ، نتیجه گرفتیم که بهترین برازش به داده های رصدی تنها با توان صفرم این توابع (یک خط راست) حاصل می شود. این نتیجه می تواند بدلیل خطای بزرگ داده های مشاهداتی باشد. همچنین می تواند به حضور داده ها در بازه انتقال به سرخی باشد که تابع $f\sigma_\lambda$ در آن ناحیه تقریباً تخت است. لذا داده های مشاهداتی نرخ رشد در انتقال به سرخ های بالاتر می تواند محک بهتری برای آزمودن مدل استاندارد باشد.

مرجع ها

- [1]. B. Ryden, Introduction to Cosmology, Ohio State University, 2016.
- [2]. M. Malekjani, et al., MNRAS, 464, 1192 (2017).
- [3]. E. V. Linder, R. N. Cahn, Astroparticle Physics 28, 481 (2007)
- [4]. S. A. Adil, et al., MNRAS Letter, 528, L20 (2024)

محاسبه ویژگی‌های مدارهای سیارک‌های نزدیک به زمین

منصوری، علی^۱؛ مصلح، معین^۲

^۱ بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

^۲ رصدخانه ابوریحان بیرونی، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده

مطالعه ویژگی‌های مدارهای سیارک‌ها یکی از مهمترین موضوعات مورد توجه رصدخانه‌های جهان در دهه‌های گذشته بوده چراکه نقشی حیاتی در محافظت از زمین در برابر برخوردهای آن‌ها دارد. در این پژوهش با استفاده از داده‌خط توسعه داده شده در رصدخانه ابوریحان بیرونی به محاسبه و بهینه‌سازی ویژگی‌های مدارهای سیارک‌های نزدیک به زمین پرداخته‌ایم. برای این منظور از روش گاوس در تعیین مدار سیارک‌ها استفاده کرده‌ایم. مبنای محاسبات مداری در این روش بر پایه تعیین فاصله زمین مرکزی و خورشید مرکزی سیارک می‌باشد. در این کار موفق شده‌ایم تا دقت فاصله‌های خورشید مرکزی محاسبه شده بر حسب واحد نجومی را تا ۱۲ رقم اعشار همگرا کنیم. این موضوع سبب شده که بیشینه میزان پراکندگی محاسبه شده توسط داده‌خط در کمیت خروج از مرکز به 0.03 ، نیم‌قطر اصلی مدار به 0.12 واحد نجومی، انحراف صفحه مداری به 2.27 درجه، زاویه حضیض به 19.98 درجه، زاویه گره بالارونده به 15.03 درجه و زاویه میانگین به 69.55 برسد. این مطالعه بر روی ۱۱۲۸ سیارک نزدیک به زمین که داده‌های رصدی آن‌ها از مرکز بررسی ریزسیارک‌های اتحادیه بین‌المللی نجوم گردآوری شده، انجام شده است. داده‌خط توانایی پردازش داده‌های تمامی تلسکوپ‌های حرفه‌ای و آماتور کشور برای تعیین ویژگی‌های مدارهای سیارک‌های موجود در آن‌ها را دارا می‌باشد.

کلمات کلیدی: داده‌خط، ویژگی‌های مدار، سیارک، منظومه شمسی، مدار

Near Earth Asteroids Orbital Element calculations

Mansouri, Ali^{1,2}; Mosleh, Moein^{1,2}

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran

² Biruni Observatory, Faculty of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract

Studying the Orbital Elements of the Near-Earth Asteroids have been of the most important issues of the observatories worldwide in the past decades, as they play a vital role in protecting the Earth from their impacts. In this research, we have focused on calculating and optimizing the orbital elements of NEAs using the developed pipeline at Biruni Observatory. For this purpose, we have employed the Gauss's method to determine the orbits of asteroids. The calculations in this method are based on determining the geocentric and heliocentric distances. We have successfully converged the accuracy of the calculated heliocentric distances to 12 decimal places. This has resulted in the maximum level of dispersion calculated by the pipeline for these asteroids being reduced to 0.03 in terms of eccentricity, the semi-major axis to 0.12 astronomical units, the inclination to 2.27 degrees, the argument of perihelion to 19.98 degrees, the ascending node longitude to 15.03 degrees, and the mean anomaly to 69.55. This study was conducted on 1128 NEAs which observational data was collected from MPC. The pipeline is capable to process data from all professional and amateur telescopes in the country to determine the orbital elements of their detected asteroids.

مقدمه

زمینه مطالعه تاریخیچه شکل‌گیری منظومه شمسی، معدن‌کاوی سیارکی و محافظت از زمین در برابر برخوردهای آن‌ها سودمند

در دهه‌های گذشته مطالعه ویژگی‌های مدارهای سیارک‌ها مورد توجه رصدخانه‌های بزرگ جهان قرار گرفته است [۱ و ۲]. این موضوع در

$$\begin{aligned} l_1 a_1 \Delta_1 - l_2 \Delta_2 + l_3 a_3 \Delta_3 &= a_1 x_{01} - x_{02} + a_3 x_{03} \\ m_1 a_1 \Delta_1 - m_2 \Delta_2 + m_3 a_3 \Delta_3 &= a_1 y_{01} - y_{02} + a_3 y_{03} \quad (1) \\ n_1 a_1 \Delta_1 - n_2 \Delta_2 + n_3 a_3 \Delta_3 &= a_1 z_{01} - z_{02} + a_3 z_{03} \end{aligned}$$

با داشتن اندازه Δ و زوایای هادی مربوط به آن‌ها و همچنین دانستن مولفه‌های دکارتی زمین مرکزی خورشید می‌توان با انتقال دستگاه مختصات از زمین به خورشید، فاصله خورشید مرکزی سیارک را نیز به دست آورد. اندازه فاصله‌ها و مولفه‌های دکارتی آن‌ها را تا دقت ۱۲ رقم اعشار محاسبه کرده‌ایم که در مقیاس واحد نجومی این میزان اعشار مرتبه متر را به ما نشان می‌دهد.

ویژگی‌های مداری شامل خروج از مرکز، طول نیم‌قطر اصلی، انحراف صفحه مداری، زاویه گره بالا رونده، زاویه حضیض و زمان گذر از حضیض می‌باشند. برای محاسبه این ویژگی‌ها اندازه فاصله و مولفه‌های دکارتی خورشید مرکزی سیارک مورد نیاز می‌باشند. برای نمونه در رابطه (۲) نحوه محاسبه خروج از مرکز را نشان داده‌ایم:

$$e = \sqrt{\frac{(x-y)^2 + 2xy(1 - \cos 2f_2)}{1 - \cos 2f_2 * 1 + \cos 2f_2}} \quad (2)$$

که مولفه‌های x و y عبارتند از:

$$x = \frac{l}{r_1} - 1, \quad y = \frac{l}{r_3} - 1 \quad (3)$$

همچنین زاویه $2f_2$ زاویه بین بردارهای موقعیت سیارک در رصد اول و سوم می‌باشند.

چالش‌های محاسبه فاصله

مهمترین بخش در تعیین ویژگی‌های مداری و مدار سیارک‌ها، محاسبه فاصله زمین مرکزی است. در این مرحله چالش‌های زیادی وجود دارد که رفع آن‌ها و بهبود فاصله زمین مرکزی می‌تواند موجب بهبود فاصله خورشید مرکزی و در نتیجه بهبود ویژگی‌های مداری شود. مهمترین چالش‌هایی که در زمینه تعیین فاصله زمین مرکزی وجود دارند عبارتند از:

الف) انتخاب بازه زمانی مناسب

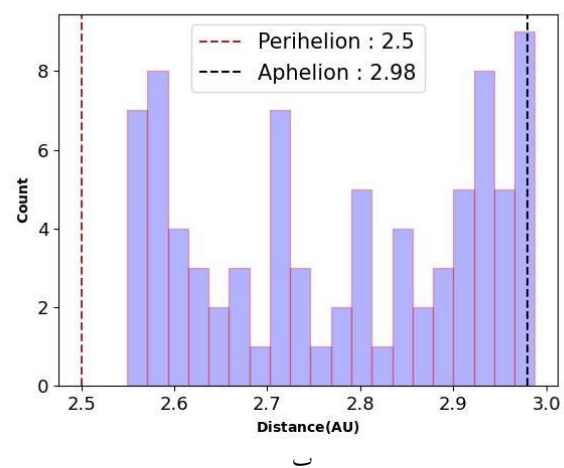
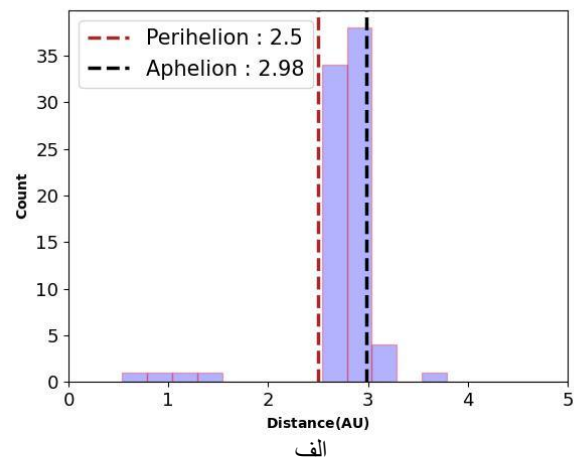
است [۳]. علاوه بر این، داده‌های توسعه یافته برای این موضوع می‌توانند داده‌های رصدی پروژه‌های مختلف نجومی را برای یافتن و تعیین مدار سیارک‌های موجود در آن‌ها پردازش کرده و از این طریق بهره‌وری زمان رصدی را افزایش دهند [۴]. در این پژوهش داده‌خطی را برای تعیین ویژگی‌های مداری سیارک‌ها بر مبنای روش گاوس توسعه داده‌ایم [۵]. بر اساس این روش، محاسبه فاصله زمین مرکزی و خورشید مرکزی سیارک بر حسب واحد نجومی تا ۱۲ رقم بعد از اعشار مهمترین و چالشی‌ترین قسمت محاسبات است. رسیدن به این دقت نیازمند انتخاب بازه زمانی مناسب در رصد سیارک‌ها، محاسبه دقیق موقعیت خورشید در زمان رصد سیارک و تصحیح نور-زمان است. در توسعه این داده‌خط با حل چالش‌های مطرح شده در بالا توانسته‌ایم ویژگی‌های مداری را با دقت بالایی محاسبه کنیم. در ادامه، ابتدا نگاه کوتاهی بر روش گاوس در تعیین ویژگی‌های مداری می‌اندازیم و سپس به نحوه رفع چالش‌های محاسبه فاصله و ارائه نتایج می‌پردازیم.

محاسبه ویژگی‌های مداری

اولین گام برای تعیین ویژگی‌های مداری سیارک در روش گاوس، به دست آوردن فاصله زمین مرکزی سیارک می‌باشد. برای این کار باید با قراردادن دستگاه مختصات دکارتی و در نظر گرفتن مرکز زمین به عنوان مبدأ آن، بعد و میل سیارک در سه رصد را از دستگاه مختصات کروی به دکارتی تبدیل کرده و زاویه‌های هادی را به دست آوریم. همچنین با استفاده از زمان‌های انجام رصد، می‌توان ضرایب بدون بعدی که حاصل تقسیم بازه‌های زمانی بین رصدها می‌باشند را محاسبه کنیم. دانستن زمان رصدها به علاوه به ما در یافتن مولفه‌های دکارتی زمین مرکزی خورشید کمک می‌کند. زوایای هادی را با l و m ، ضرایب بدون بعد حاصل از تقسیم بازه‌های زمانی بین رصدها بر یکدیگر را با a و موافه‌های دکارتی زمین مرکزی خورشید را با x_0, y_0, z_0 نشان می‌دهیم. با حل دستگاه معادلات (۱) می‌توانیم اندازه فاصله‌های زمین مرکزی سیارک را به دست آوریم که با Δ نشان داده می‌شوند. در تمامی این کمیت‌ها اندیس‌های ۱، ۲ و ۳ بیان‌کننده شماره رصد انجام شده می‌باشند.

به طور کلی در روش گاوس نباید در شب‌هایی با فاصله زمانی کم اتفاق بیافتند. درواقع فاصله بین شب‌های رصدی باید در حدی باشد که کمان طی شده توسط سیارک انحنای لازم را پیدا کند چرا که اگر زمان بین رصدها کوتاه باشند، بین دو نقطه از مدار سیارک، خط راست شکل خواهد گرفت و وجود خط راست محاسبات را با خط مواجه می‌کند. به بیان ریاضیاتی، بازه‌های زمانی کوتاه سبب می‌شود که مقادیر a_1 و a_3 در دستگاه معادلات شماره (۱) دچار ابهام صفر تقسیم بر صفر شوند و محاسبه ویژگی‌های مداری را با خط مواجه می‌کند. در شکل (۱) قسمت (الف) فواصل خورشیدمرکزی سیارک سرس بدون در نظرگرفتن بازه زمانی و قسمت (ب) فواصل را بعد از تصحیح بازه‌های زمانی نشان می‌دهند.

برای حل دستگاه معادلات (۱) باید ضرایب X_0 ، Y_0 و Z_0 را نیز داشته باشیم که لازمه آن داشتن بعد و میل خورشید و فاصله آن از زمین در لحظه رصد سیارک است. معمولاً چنین کمیت‌هایی برای خورشید در ساعت صفر جهانی گزارش می‌شوند اما رصدهای ما لزوماً در ساعت صفر جهانی اتفاق نمی‌افتند. لذا باید از طریق انجام درون‌یابی بر روی بعد و میل خورشید، مقدار آن‌ها را در لحظه رصد به دست آورده و مولفه‌های دکارتی زمین مرکزی را محاسبه کنیم. کد فعلی این مولفه‌ها تا دقت ۱۲ رقم اعشار بر حسب واحد نجومی محاسبه می‌شوند که مرتبه خطا را به متر کاهش می‌دهد.



شکل ۱: تصویر (الف) فواصل خورشیدمرکزی سیارک سرس قبل از تصحیح بازه‌های زمانی و تصویر (ب) این فواصل را بعد از تصحیح نشان می‌دهند.

ب) محاسبه موقعیت خورشید

ب) محاسبه موقعیت خورشید
برای حل دستگاه معادلات (۱) باید ضرایب X_0 ، Y_0 و Z_0 را نیز داشته باشیم که لازمه آن داشتن بعد و میل خورشید و فاصله آن از زمین در لحظه رصد سیارک است. معمولاً چنین کمیت‌هایی برای خورشید در ساعت صفر جهانی گزارش می‌شوند اما رصدهای ما لزوماً در ساعت صفر جهانی اتفاق نمی‌افتند. لذا باید از طریق انجام درون‌یابی بر روی بعد و میل خورشید، مقدار آن‌ها را در لحظه رصد به دست آورده و مولفه‌های دکارتی زمین مرکزی را محاسبه کنیم. کد فعلی این مولفه‌ها تا دقت ۱۲ رقم اعشار بر حسب واحد نجومی محاسبه می‌شوند که مرتبه خطا را به متر کاهش می‌دهد.

ج) تصحیح نور-زمان

ج) تصحیح نور-زمان
میان لحظه حرکت نور از سیارک و لحظه ثبت آن بر روی دوربین مدت زمان مشخصی طول خواهد کشید. منظور از تصحیح نور-زمان این است که با انجام محاسبات لازم از زمان ثبت نور بر روی دستگاه عکس‌برداری، زمان واقعی حرکت نور از سیارک را به دست آوریم تا ضرایب a_1 و a_3 را به طور دقیق محاسبه کنیم.

نتایج محاسبات

پس از اعمال تصحیحات بیان شده در بخش قبل، نتایج محاسبه شده به طور قابل توجهی بهبود یافتند. به بیان دقیق‌تر از میان ۱۱۲۸ سیارک مطالعه شده در این پژوهش، بیشینه انحراف در کمیت خروج از مرکز به 0.03 ، نیم‌قطر اصلی مدار به 0.12 واحد نجومی، انحراف صفحه مداری به $2/27$ درجه، زاویه حضیض به $19/98$ درجه، زاویه گره بالارونده به 34.09 درجه و زاویه میانگین به $69/55$ کاهش

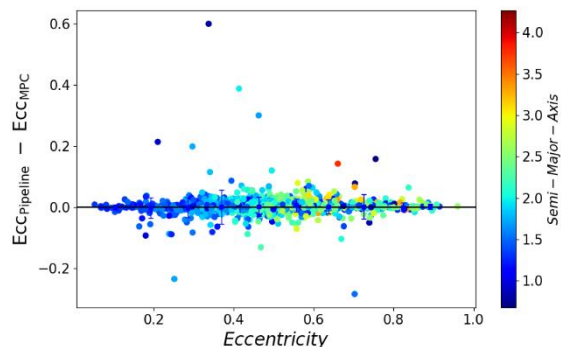
نتیجه‌گیری و پیشنهادات

داده‌خط حاضر قادر به محاسبه ویژگی‌های مدارهای اولیه سیارک‌ها می‌باشد که با استفاده از سه داده رصدی محاسبه شده‌اند. برای افزایش دقت ویژگی‌های مدارهای باید از تمامی داده‌های رصدی موجود برای سیارک استفاده کرد. روش ریاضیاتی برای انجام این کار به تصحیح جزئی شهرت داشته که با استفاده از آن می‌توان دقیق‌ترین ویژگی‌های مدارهای سیارک را با به کارگیری تمام داده‌های رصدی محاسبه کرد [۶]. علاوه بر این، وجود سیارات غول‌پیکر همچون مشتری سبب ایجاد اختلالاتی در مدار این سیارک‌ها می‌شود. ایجاد قابلیت استفاده از تمام داده‌های رصدی به منظور افزایش دقت ویژگی‌های مدارهای و اعمال تصحیحات لازم برای برطرف کردن اختلالات سیاره‌ای دو پیشنهاد برای ادامه این پژوهش می‌باشند. همچنین در آینده می‌توان قابلیت محاسبه مدار دیگر اجرام گردان به دور خورشید همچون دنباله‌دارها و شهاب‌واره‌ها را نیز به داده‌خط اضافه کرد.

مرجع‌ها

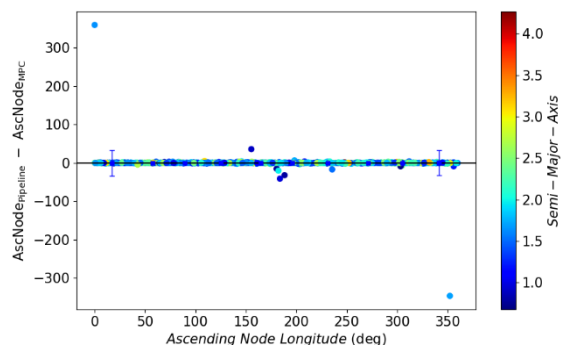
- [1] McNeill, Andrew, Alan Fitzsimmons, Robert Jedicke, Pedro Lacerda, Eva Lilly, Andrew Thompson, David E. Trilling, Ernst DeMooij, Matthew J. Hooton, and Christopher A. Watson. "Extreme asteroids in the Pan-STARRS 1 Survey." *The Astronomical Journal* **156**, no. 6 (2018): 282.
- [2] Hsieh, Henry H., Michele T. Bannister, Bryce T. Bolin, Josef Durech, Siegfried Eggl, Wesley C. Fraser, Mikael Granvik et al. "Maximizing LSST Solar System Science: Approaches, Software Tools, and Infrastructure Needs." *arXiv preprint arXiv:1906.11346* (2019).
- [3] Ashton, Edward James. "The Detection of Faint Asteroids by the Shifting and Stacking of Difference Images." (2015). [Master's thesis, University of Canterbury, New Zealand].
- [4] Kleijn, Gijs A. Verdoes, Teymoor Saifollahi, Rees Williams, Oscar Stolck, and Georg Feulner. "Piggybacking astronomical hazard investigations on scientific Big Data missions." *arXiv preprint arXiv:2403.01539* (2024).
- [5] Gauss, Karl Friedrich. "Theory of the motion of the heavenly bodies moving about the sun in conic section." New York: Dover (1963).
- [6] Cook, G. E. "Methods of Orbit Determination. PR Escobal. John Wiley & Sons, New York, London. 1965. 463 pp. Diagrams. 135s." *The Aeronautical Journal* **70**, no. 667 (1966): 738-739

یافتند. در شکل (۲) و (۳) میزان انحراف در کمیت خروج از مرکز و طول گره افزایشی قابل مشاهده است.



شکل ۲: محور X مقادیر صحیح کمیت خروج از مرکز و محور Y اختلاف مقادیر محاسبه شده از طریق داده‌خط با مقادیر صحیح را نشان می‌دهد.

بر اساس شکل ۲، به ازای فاصله‌های کوچکتر از ۲ واحد نجومی، پراکندگی‌هایی در مقادیر وجود دارد. این پراکندگی‌ها به این دلیل ایجاد می‌شوند که بازه زمانی بین رصدها به نسبت فاصله بزرگ می‌باشد. در نتیجه زاویه طی شده بین هر رصد نزدیک به حد آستانه شده و بر روی نتیجه نهایی تأثیر منفی می‌گذارد.



شکل ۳: محور X مقادیر صحیح کمیت طول گره افزایشی و محور Y اختلاف مقادیر محاسبه شده از طریق داده‌خط با مقادیر صحیح را نشان می‌دهد.

مفاهیم ریاضی روش خوشه بندی مدل مخلوط گاوسی

خاکیان قمی، مهدی^۱؛ مهرشاهی، گشتاسب^۱

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

چکیده

این مقاله مروری بر مفاهیم ریاضی پایه ای مورد استفاده در روش خوشه بندی مدل مخلوط گاوسی که در عضوایی اعضای خوشه های ستاره ای کاربرد دارد، به منظور استفاده بهینه از این روش توسط کاربران است. در این راستا، پس از معرفی کوتاه موارد کاربرد روش مذکور و مراحل اجرای آن در مقدمه، تشریح منطق های ریاضی هر مرحله از این روش در بخش های بعدی ارائه شده است. وازگان کلیدی: مدل مخلوط گاوسی، خوشه یابی، قانون بیز، بیشینه سازی درست نمایی

Mathematics of Gaussian mixture model (GMM) clustering

Khakian Qomi, Mehdi¹; Mehrshahi, Goshtasb¹

¹Department of Physics, AmirKabir University of Technology, Tehran

Abstract

This is a review of the mathematics used in clustering process using the Gaussian mixture model method which is useful in membership determination of stellar clusters so as to aid researchers to apply the method in an optimised way given the case specific problem they are solving. To this end after a brief introduction section explaining the general application case of GMM method of clustering and the processes it involves, the subsequent sections explore the mentioned processes in reasonable depth.

Keywords: Gaussian mixture model, Clustering, Maximum likelihood, Baye's rule

مقدمه

بندی کردن نمونه هایی که برخی ویژگی هایشان مورد اندازه گیری قرار گرفته، با در دست داشتن نتیجه اندازه گیری مذکور و با فرض پیروی ویژگی های نمونه های متعلق به هر خوشه از مدل توزیع گاوسی ای با پارامترهای مجهول، مطلوب باشد. دستیابی به این مطلوب در طی دو مرحله: (الف.) بیشینه سازی تابع درست نمایی که تابع توزیع ویژگیهای مورد بررسی نمونه های خوشه ها برای هر خوشه را مشخص می کند و (ب.) نسبت دادن احتمال عضویت در خوشه ها به هر نمونه بر اساس توابع به دست آمده در مرحله پیش بر اساس قانون بیز، انجام می شود [۴].

در دسترس بودن و استفاده رایج از کتابخانه های یادگیری ماشین برای زبان های برنامه نویسی باعث شده استفاده از روش های یادگیری ماشین ملزوم فهم دقیق آن ها نباشد، این درحالیست که درک عمیق از مفاهیم پایه، سبب استفاده بهینه این روش ها مبتنی بر کاربرد و صحت سنجی نتایج حاصل می شود. یکی از این روش ها، خوشه یابی با مدل مخلوط گاوسی است که در عضوایی خوشه های ستاره ای کاربرد گسترده دارد [۱-۳]. بصورت کلی کاربرد خوشه یابی به روش مدل مخلوط گاوسی زمانی است که خوشه

در ادامه با تشریح بیشینه سازی تابع درست نمایی، فرم توزیع مورد استفاده در مدل مخلوط گوسی به عنوان مدلی مطرح در خوشه یابی ستاره ای و چگونگی نسبت دادن احتمال عضویت به هر نمونه بر اساس قانون بیز، به این مفاهیم پرداخته می شود.

بیشینه سازی تابع درست نمایی

بیشینه سازی تابع درست نمایی روشی است که در صورت داشتن حاصل نتایج یک اندازه گیری، با فرض مشخص بودن فرم کلی تابع توزیع توصیف گر ویژگی های اندازه گیری شده در حالی که پارامترهای آن مجهول است، پارامترهای مجهول توزیع را استخراج می کند. این بدین معناست که مدلی آماری با پارامترهای مجهول به پدیده نسبت داده شده است. واقعه ای رخ داده است که همان مقادیر مشاهده و اندازه گیری است. پس مدل باید برای این پیشامد بیشترین احتمال وقوع را اختصاص دهد. از اینرو محاسبه پارامترهای مدل با منطق بیشینه سازی تابع درست نمایی صورت میگیرد [۵].

در صورتی که ویژگی های x_1, x_2, \dots, x_n (که در ادامه بصورت مولفه های بردار ویژگی \vec{X} مورد اشاره قرار می گیرند) در یک جمعیت از توزیع آماری P تبعیت کنند، اندازه گیری و ثبت بردارهای ویژگی \vec{X}_α برای α عضو از جمعیت، معادل ثبت یکی از حاصل های ممکن پروسه ی ثبت نتیجه α بار نمونه گیری از توزیع آماری P است. به عنوان مثال مولفه های سرعت ستارگان در ناحیه ای از آسمان ویژگی مورد اندازه گیری برای هر ستاره است. مجموعه این ویژگی برای تمام ستارگان مشاهده شده در یک پهنه اندازه گیری و بر اساس آن پارامترهای مدل به گونه ای استخراج میشود که بیانگر بیشترین احتمال وقوع این مشاهدات باشد.

با فرض اینکه دسته ای از ویژگی های یک جمعیت \vec{X} از تابع توزیع P تبعیت کنند و نتیجه اندازه گیری ویژگی های یک نمونه بر نتیجه اندازه گیری روی نمونه های دیگر تاثیر گزار نباشد، اگر احتمال اینکه در اندازه گیری ویژگی های یک نمونه حاصل اندازه گیری بردار \vec{X}_1 باشد را با $P(\vec{X}_1)$ نمایش دهیم، به علت استقلال احتمال اندازه گیری ویژگی ها، احتمال اینکه در اندازه گیری ویژگی

های مرتبط با α نمونه به ترتیب بردار های \vec{X}_1 و \vec{X}_2 و ... \vec{X}_α را اندازه گیری کنیم برابر با $\prod_{i=1}^{\alpha} P(\vec{X}_i)$ خواهد بود.

اکنون فرض کنید بین اینکه دسته ای از ویژگی های یک جمعیت \vec{X} از تابع توزیع P یا Q تبعیت کنند در شک هستیم و برای α نمونه از اعضای جمعیت ویژگی های \vec{X}_1 و \vec{X}_2 و ... \vec{X}_α را اندازه گیری کرده ایم. با توجه به مطالب یاد شده راهی منطقی برای تشخیص اینکه کدام تابع توزیع، توزیع ویژگی های مورد بررسی را بهتر بیان می کند قیاس عبارات $\prod_{i=1}^{\alpha} Q(\vec{X}_i)$ و $\prod_{i=1}^{\alpha} P(\vec{X}_i)$ است چرا که بزرگی هر یک از این عبارات نشانگر بزرگی احتمال آن است که اندازه گیری انجام شده حاصل روند نمونه گیری α عضو از توزیع مربوطه باشد.

حال اگر مدل تابع توزیع مرتبط با دسته ای از ویژگی های یک جمعیت را بدون داشتن پارامترهای آن بدانیم و بخواهیم با توجه به داشتن ویژگی های اندازه گیری شده برای α عضو از جمعیت پارامترهای مجهول را استخراج کنیم به مانند این است که بین بینهایت تابع توزیع $P_{\phi 1}, P_{\phi 2}, P_{\phi 3}, \dots$ (که در آن $P_{\phi i}$ تابعی با فرم P و دسته مولفه های $\phi i = (\phi_1, \dots, \phi_m)$ است) به عنوان تابع توزیع توصیف گر ویژگی های مورد بررسی در جمعیت در شک هستیم. با توجه به توضیحات پارامترهای فوق قیاس $\prod_{i=1}^{\alpha} P_{\phi 1}(\vec{X}_i)$ ، $\prod_{i=1}^{\alpha} P_{\phi 2}(\vec{X}_i)$ ، $\prod_{i=1}^{\alpha} P_{\phi 3}(\vec{X}_i)$ و ... و انتخاب توزیع مرتبط با بیشترین مقدار به عنوان توزیع دارای پارامترهای صحیح و عملاً گزینشی مناسب برای توزیع منطبق بر مشاهدات صورت گرفته است. به بیان دیگر برای یافتن پارامترهای مجهول باید عبارت $\prod_{i=1}^{\alpha} P_{\phi}(\vec{X}_i)$ که با نام تابع درست نمایی شناخته می شود را بر حسب پارامترهای ϕ بیشینه کرد که پارامترهای به دست آمده مطلوب مسئله می باشند.

لازم به ذکر است برای حل مسائل با روش بیشینه سازی تابع درست نمایی، بیشینه سازی لگاریتم تابع درست نمایی معمول است، از آنجا که لگاریتم یک تبدیل یکنوا است پارامترهایی که لگاریتم تابع درست نمایی را بیشینه می کنند همان پارامترهایی هستند که تابع درست نمایی را بیشینه می کنند اما بیشینه کردن لگاریتم تابع برای رسیدن به پارامترهای مذکور مزایایی بدین شرح دارد: (الف.)

از آنجا که تابع درست نمایی از ضرب احتمالات متعدد در یک دیگری حاصل می شود کارکردن با این تابع خصوصا در مسائلی که تعداد داده ها بزرگ است، به معنای کارکردن با اعداد بسیار کوچک می باشد این در حالی است که لگاریتم گرفتن از این تابع با تبدیل ضرب به جمع از این موضوع جلوگیری کرده محاسبات را آسان و از بدخیم شدن مساله جلوگیری می کند. (ب.) از آنجا که الگوریتم های بهینه سازی معمول مانند روش نیوتن و بیشترین نزول، وابسته به مشتق گیری هستند و لگاریتم حاصل ضرب که معادل مجموع لگاریتمهاست، مشتق گیری از لگاریتم تابع درست نمایی از مشتق گیری از خود تابع آسان تر است و بیشینه سازی لگاریتم تابع درست نمایی محاسبات را ساده تر و مسئله را خوش خیم میکند [۶]

توزیع مدل مخلوط گاوسی

در مسائل خوشه بندی با روش مدل مخلوط گاوسی دسته ویژگی های اندازه گیری شده \vec{X} برای N نمونه در دسترس است و بواسطه ی ذات مسئله مورد بررسی مفروض است که k عدد خوشه داریم (این تعداد را باید با توجه به فرضیات مسئله تعیین کرد) بطوری که هر یگ از خوشه ها n_k عضو دارد بصورتی که $\sum n_k = N$ ها از پارامترهایی هستند که با روش بیشینه سازی تابع درست نمایی مشخص خواهند شد. و ویژگی های مرتبط با هر خوشه پیرو توزیع نرمال $\mathcal{N}_k(\vec{\mu}_k, \Sigma_k)$ است. به این ترتیب درباره ویژگی های هر نمونه می توان گفت: ویژگی های این نمونه یا (متعلق به $\frac{n_1}{N}$ جمعیت با توزیع $(\mathcal{N}_1(\vec{\mu}_1, \Sigma_1))$ یا (متعلق به $\frac{n_2}{N}$ جمعیت با توزیع $(\mathcal{N}_2(\vec{\mu}_2, \Sigma_2))$ یا ... یا (متعلق به $\frac{n_k}{N}$ جمعیت با توزیع $(\mathcal{N}_k(\vec{\mu}_k, \Sigma_k))$ است بعبارتی فرم توزیع ویژگی های هر یگ از نمونه ها بصورت رابطه (۱) است.

$$P = \left(\frac{n_1}{N} \times \mathcal{N}_1(\vec{\mu}_1, \Sigma_1)\right) + \left(\frac{n_2}{N} \times \mathcal{N}_2(\vec{\mu}_2, \Sigma_2)\right) + \dots + \left(\frac{n_k}{N} \times \mathcal{N}_k(\vec{\mu}_k, \Sigma_k)\right) \quad (1)$$

که با داشتن این فرم و اندازه گیری های مربوطه، پارامترهای مجهول n_k ، $\vec{\mu}_k$ و Σ_k با بیشینه سازی تابع درست نمایی قابل استخراج است [۷].

عضو یابی ، قانون بیز

پس از مشخص کردن تابع احتمال رابطه (۱)، یافتن احتمال تعلق یک نمونه با بردار ویژگی های \vec{X} به خوشه k ام با استفاده از قانون بیز انجام می شود. رابطه (۲) بیان ریاضی مرتبط با این قانون است.

$$P(A|B) = \frac{P(B|A).P(A)}{P(B)} \quad (2)$$

که در آن نمایش $P(A|B)$ به معنای احتمال رویداد A به شرط وقوع رویداد B است. در مسئله مورد بررسی به دنبال یافتن احتمال اینکه نمونه ای متعلق به خوشه k ام باشد به شرط اینکه دارای بردار ویژگی \vec{X} باشد هستیم، به عبارت دیگر در مسئله مورد بررسی رویداد A عضویت نمونه در خوشه k ام و رویداد B تعلق بردار ویژگی \vec{X} به نمونه است [۸].

برای رسیدن به قانون بیز در مسئله خوشه یابی در مدل مخلوط گاوسی که منجر به فهم چرایی استفاده از این رابطه می شود می توان نقطه آغاز را تعریف احتمال قرار داد. احتمال (در مسائل متناهی) بصورت نسبت تعداد نمونه های واجد شرایط مطلوب به تعداد کل نمونه های واجد شرایط تعریف می شود. با توجه به تعریف مذکور احتمال اینکه یک نمونه به شرط داشتن بردار ویژگی \vec{X} عضو خوشه k ام باشد برابر با نسبت تعداد تمام اعضای خوشه k ام دارای بردار ویژگی \vec{X} به تعداد تمام نمونه های دارای بردار ویژگی \vec{X} است.

برای یافتن صورت کسر مورد نظر می توان از فرض مسئله مبنی بر اینکه تابع توزیع ویژگی های مورد بررسی در بین اعضای خوشه k ام \mathcal{N}_k است استفاده کرد. بر اساس این فرض از بین کل اعضای خوشه k ام کسری معادل رابطه (۳) از اعضا ویژگی \vec{X} را دارند.

$$\frac{\int_{\vec{X}-d\vec{X}/2}^{\vec{X}+d\vec{X}/2} \mathcal{N}_k(\vec{X}). d\vec{X}}{\int_{all \vec{X}} \mathcal{N}_k(\vec{X}). d\vec{X}} = \mathcal{N}_k(\vec{X}). d\vec{X} \quad (3)$$

نمونه در خوشه ها معادل استفاده از قانون بیز در راستای یاد شده است [۹].

نتیجه گیری

منطق استفاده از روش تابع درست نمایی، مفاهیم ریاضی مرتبط با آن در مدل مخلوط گوسی بیان شد. همچنین نحوه عضوایی پس از مشخص شدن پارامترهای مجهولی که بر اساس بیشینه کردن احتمال مدل بدست می آیند، بیان گردید.

مرجع ها

- [1] Md Mahmudunnobe , Priya Hasan, Mudasir Raja, Md Saifuddin , S N Hasan; "Using GMM in Open Cluster Membership: An Insight"; *Astronomy and Computing* **Volume 46**, (2024)
- [2] S. S. Sanjayan, A. S. Baran , P. Németh, K. Kinemuchi , J. Ostrowski and S. K. Sahoo; "Variable Star Population in the Open Cluster NGC 6791 Observed by the Kepler Spacecraft"; *ACTA ASTRONOMICA*, **72** (2022) 77–102
- [3] K Peña Ramírez, L C Smith, S Ramírez Alegría, A-N Chené, C González-Fernández, P W Lucas, D Minniti, "The VVV open cluster project – II. Near-infrared sequences of 37 open clusters on eight-dimensional parameter space" *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **513**, Issue 4, (2022) 5799–5813
- [4] Christopher M. Bishop "Pattern Recognition and Machine Learning"
- [5] S.C. Gupta , "Fundamentals of Statistics" June 1982
- [6] Dennis Wackerly , William Mendenhall , Richard L. Scheaffer "Mathematical Statistics with Applications 7th Edition"
- [7] Stuart Russel , Peter Norvig "Artificial Intelligence: A Modern Approach, 4th US ed."
- [8] Boris V. Gnedenko "Theory of probability" sixth edition
- [9] Christopher M. Bishop, Hugh Bishop "Deep learning: Foundations and concepts"

نظر به اینکه تعداد کل اعضای خوشه k ام برابر با n_k است، تعداد تمام اعضای خوشه k ام دارای بردار ویژگی \vec{X} که باید در صورت کسر مورد نظر قرار گیرد معادل رابطه (۴) است.

$$n_k \cdot \mathcal{N}_k(\vec{X}) \cdot d\vec{X} \quad (4)$$

برای یافتن مخرج کسر می توان دقت کرد که تعداد تمام نمونه های دارای بردار ویژگی \vec{X} برابر با مجموع تعداد اعضای هر خوشه که دارای بردار ویژگی \vec{X} هستند می باشد به این ترتیب با استفاده از روابط (1) و (4) برای مخرج کسر رابطه ی (۵) را داریم.

$$\sum_{i=1}^k n_i \cdot \mathcal{N}_i(\vec{X}) \cdot d\vec{X} = \mathcal{P}(\vec{X}) \cdot N \cdot d\vec{X} \quad (5)$$

نظر به توضیحات دو پاراگراف فوق احتمال تعلق یک نمونه با

بردار ویژگی های \vec{X} به خوشه k ام به صورت رابطه (۶) است

$$\frac{n_k \cdot \mathcal{N}_k(\vec{X}) \cdot d\vec{X}}{\mathcal{P}(\vec{X}) \cdot N \cdot d\vec{X}} = \frac{n_k \cdot \mathcal{N}_k(\vec{X})}{\mathcal{P}(\vec{X})} \quad (6)$$

که با توجه به رابطه (2) و توضیحات پاراگرافی که در ادامه ی آن در ارتباط با مفاهیم کلی علامات بکار رفته در آن و مفهوم این علامات در تطابق قانون بیز با مسئله مورد بررسی آورده شده، به راحتی می توان دید استفاده از رابطه (6) برای یافتن احتمال عضویت

مطالعه قرص های برافزایشی کج شده در اطراف یک سیاهچاله چرخان

محسنی، فاطمه^۱؛ خسروی، آذر^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، مازندران

^۲گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، مازندران

چکیده

در این مقاله پروفایل شعاعی یک قرص برافزایشی نازک و شکستار با یک زاویه شیب در شعاع درونی و با ضریب و شکسانی α مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان می دهد که ناحیه درونی قرص ممکن است به ازای همه مقادیر پارامترها، همتراز با سیاهچاله مرکزی نباشد. این باعث می شود قرص برافزایش داخلی برای بررسی پارامترهای سیاهچاله و فرآیند برافزایش در منطقه گرانش قوی مناسب باشد.

واژگان کلیدی: قرص برافزایشی، سیاهچاله، زاویه شیب

A STUDY OF WARPED ACCRETION DISKS AROUND SPINNING BLACK HOLE

Mohseni, Fateme¹; Khosravi, Azar²

¹Department of Physics, University Of Mazandaran, Mazandaran

²Department of Physics, University of Mazanadran, Mazanadran

Abstract

In this paper, the radial profile of the thin accretion disk tilt angle in the viscous regime is calculated numerically. The results show that the inner disk may not be aligned at all for certain reasonable ranges of parameter values. This makes the inner accretion disk is a good candidate to probe the black hole parameters, and the accretion process in the strong gravity region.

Keywords: Accretion disks, Black hole, tilt angle

شود. یک دیسک مسطح اولیه ممکن است به دلیل اثرات نسبیتی

ناشی از یک سیاهچاله ناهمتراز تاب خورده شود [۳].

اولین تحلیل خودسازگار از یک دیسک و شکستار تاب خورده نازک

احتمالاً توسط پاپالویزو و پرینگل (۱۹۸۳) انجام شد [۴]. آنها دو

ویسکوزیته ناشی از برش های سمتی و عمودی را در نظر گرفتند و

معادلات تحول قرص تاب خورده را از دو طریق به دست آوردند.

آن ها در یک رویکرد «ساده» خود، رفتار استاندارد قرص تحت را

تعمیم دادند و اشکال صحیح گشتاورهای مربوط به دو شکسانی را

برای حفظ تکانه زاویه ای روی هر حلقه ی قرص در نظر گرفتند.

چاکر ابورتی و باتاچاریا با در نظر گرفتن سهم قرص داخلی، معادله

قرص تاب خورده حالت پایدار کامل را به صورت تحلیلی حل

مقدمه

دیسک های برافزایشی تاب دار، یعنی دیسک هایی با سطوحی که با

شعاع تغییر می کنند، در طیف گسترده ای از سیستم ها همانند،

پیش ستاره ها، دوتایی های پرتو ایکس و هسته های فعال کهکشانی

(AGN) یافت می شوند. برای مثال، دیسک های تاب دار در

NGC 4258 و دوتایی های اشعه ایکس SS433 مشاهده می شوند

[۱ و ۲].

گشتاورهای تولید چنین پیچ و تاب می تواند منشأ متفاوتی داشته

باشد و به سیستم اختر فیزیکی مورد بررسی بستگی دارد. معمولاً اگر

نیروی نامتقارن بر روی چنین دیسکی وارد شود، تاب ایجاد می

کردند و یک عبارت تحلیلی برای زاویه شیب تا مرتبه اول پارامتر کر به دست آوردند [۵]. ما مدلی از دیسک تاب خورده را با پیروی از فرمالیسم پرینگل (۱۹۹۲) توسعه می‌دهیم [۶] و رفتار حالت پایدار کل دیسک را به عنوان تابعی از چندین پارامتر مانند پارامتر کر، شیب دیسک لبه داخلی و غیره مطالعه می‌کنیم که می‌تواند برای مقایسه با مشاهدات مفید باشد. ما به صورت عددی معادله قرص تاب خورده کامل را در حالت ایستا حل می‌کنیم تا نمایه شعاعی زاویه شیب قرص را به دست آوریم و بررسی می‌کنیم که چگونه نمایه شعاعی زاویه شیب به مجموعه‌های مختلف مقادیر پارامتر بستگی دارد. همچنین، از آنجایی که راه حل ما برای کل قرص معتبر است، رفتار قرص داخلی را به عنوان تابعی از پارامترهای سیستم بررسی می‌کنیم.

فرمالیسم

یک قرص برافزایشی کپلری و از نظر هندسی نازک را در اطراف یک سیاهچاله کر که به ازامی میچرخد در نظر میگیریم سیاهچاله کر با جرم M و پارامتر کر a توصیف می‌شود. محور چرخش سیاهچاله در راستای Z در دستگاه مختصات است. قرص نسبت به محور چرخش سیاهچاله کج است. ما قرص را به صورت حلقه‌های پیوسته با پهنای ΔR و چگالی سطحی $\Sigma(R,t)$ و سرعت شعاعی $V(R,t)$ در نظر میگیریم. چگالی تکانه زاویه ای $\vec{L}(r,t) = \Sigma R^2 \Omega(R) \vec{l}(R,t)$ است که l بردار یکه در جهت عمود بر صفحه قرص است (بردار یک کج شدگی) و Ω سرعت زاویه ای چرخش است. فرض میکنیم زاویه کج شدگی کوچک است و $\vec{l} = (l_x, l_y, 1)$. همچنین قرص به اندازه کافی وشکسان است ($\alpha > H/R$). معادلات حاکم بر قرص عبارتست از

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV_R \Sigma) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} (\Sigma R^2 \Omega \vec{l}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\Sigma R^3 \Omega V_R \vec{l}) = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (v_1 \Sigma R^3 \Omega \vec{l}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (v_2 \Sigma R^3 \Omega \frac{\partial \vec{l}}{\partial R}) \quad (2)$$

که v_1 وشکسانی سمتی و v_2 وشکسانی عمودی است و Ω' مشتق Ω است. جمله دوم در سمت راست معادله ۲ نشان دهنده تاب خوردگی قرص است. از معادله ۱ و ۲ می‌توان سرعت شعاعی را به دست آورد و سپس در معادله ۲ جایگذاری شود و از $\left| \frac{\partial \vec{l}}{\partial R} \right|^2$ به دلیل کوچک بودن صرف نظر کنیم داریم

$$\frac{\partial \vec{L}}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{\frac{\partial}{\partial R} \{-v_1 \Sigma R^3 \Omega'\}}{\Sigma \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega)} \vec{L} \right] + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{2} v_2 R \left| \vec{L} \right| \frac{\partial \vec{l}}{\partial R} \right] + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[v_1 \left(\frac{R \Omega'}{\Omega} \right) \vec{L} \right] \quad (3)$$

که با جایگذاری $\Omega(R) = \sqrt{GM} R^{-3/2}$ و $\vec{L} = \sqrt{GM} R \Sigma \vec{l}(R,t)$ در رابطه (۳) داریم

$$\frac{\partial \vec{L}}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{3R^{1/2}}{\Sigma} \frac{\partial}{\partial R} (v_1 \Sigma R^{1/2}) \vec{L} - \frac{3}{2} v_2 \vec{L} + \frac{1}{2} v_2 R \left| \vec{L} \right| \frac{\partial \vec{l}}{\partial R} \right] \quad (4)$$

به منظور در نظر گرفتن اثرات نسبی سیاهچاله کر در قرص، باید اثرات گشتاور نسبی (لنز-ترینینگ) در نظر گرفته شود که به صورت زیر داده شود

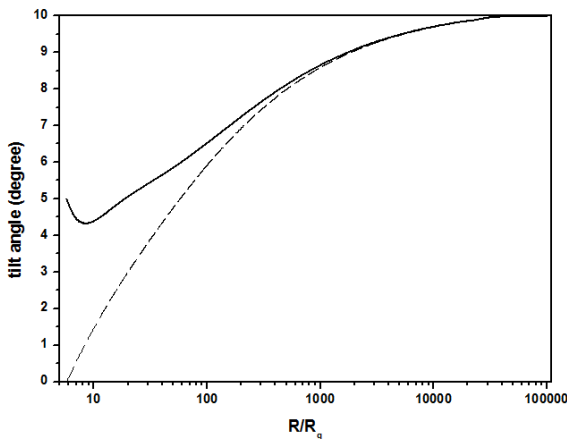
$$\frac{\partial \vec{L}}{\partial t} = \vec{\Omega}_p \times \vec{L} \quad (5)$$

که آهنگ تقدیم برابر است $\Omega_p \approx \omega_p / R^3$ و $\omega_p = 2aG^2 M^2 / c^3 = 2acR_g^2$ که G ثابت جهانی گرانش و c سرعت نور در خلا و R_g شعاع گرانشی است. با جایگذاری معادله (۵) در معادله (۴) و ضرب داخلی بردار یکه $\mathbf{1}$ در معادله (۴) و حل معادله، تکانه زاویه ای را به دست آورده و نهایتاً ثابوت توسط روابط مرزی تعیین شده و تکانه زاویه ای به صورت زیر به دست می‌آید.

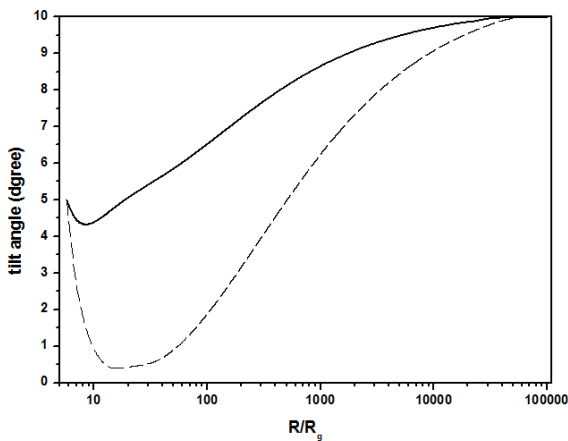
$$L(R) = \sqrt{GM} [R^{1/2} \Sigma_\infty + R_{in}^{1/2} (\Sigma_{in} - \Sigma_\infty)] \quad (6)$$

حالا با جایگذاری رابطه (۶) در رابطه (۴) و جدا کردن مولفه های l_x و l_y و سپس بی بعد سازی به دو رابطه اصلی زیر می‌رسیم

شکل ۱: نمایه شعاعی زاویه شیب قرص (β) که به روش عددی از معادلات (۷) برای $a=0.05$ (خط پر) و $a=0.08$ (خط چین) و زاویه شیب در شعاع داخلی ۵ درجه به دست آمده است. جرم سیاهچاله مرکزی $M = 10M_{sun}$ ، $v_2 = 10^{15} \text{ cm}^2 / s$ و $n=0.25$ در نظر گرفته شده است. خط چین عمودی محل شعاع تابخوردگی قرص را نشان می دهد.



شکل ۲: نمایه شعاعی زاویه شیب قرص (β) که به روش عددی از معادلات (۷) برای $a=0.08$ و زاویه شیب داخلی $\beta_i = 0^\circ$ (خط چین) و زاویه شیب داخلی $\beta_i = 5^\circ$ (خط پر) به دست آمده است. جرم سیاهچاله مرکزی $M = 10M_{sun}$ ، $v_2 = 10^{15} \text{ cm}^2 / s$ و $n=0.25$ ، در نظر گرفته شده است.



$$R \frac{\partial^2 l_x}{\partial R^2} + \left[\frac{(n+1)}{L} + 3/2 \right] \frac{\partial l_x}{\partial R} = 4a\xi \frac{l_y}{R^2}$$

$$R \frac{\partial^2 l_y}{\partial R^2} + \left[\frac{(n+1)}{L} + 3/2 \right] \frac{\partial l_y}{\partial R} = -4a\xi \frac{l_x}{R^2}$$

(۷)

که همه پارامترها در معادله بالا بی بعد هستند و به صورت زیر تعریف شده اند

$$R \rightarrow R/R_g, \quad L \rightarrow C_1/L, \quad n = 6 \frac{v_1}{v_2}, \quad \xi = \frac{GM}{v_2 c}$$

(۸)

در صورت داشتن شرایط مرزی دو معادله جفت شده بالا را میتوان به صورت عددی حل نمود. به منظور حل این معادلات ما شرایط مرزی زیر را دنبال میکنیم

$$l_x(R_{in}) = \beta_i \cos(\gamma_i), \quad l_y(R_{in}) = \beta_i \sin(\gamma_i)$$

$$l_x(R_{out}) = \beta_f, \quad l_y(R_{out}) = 0$$

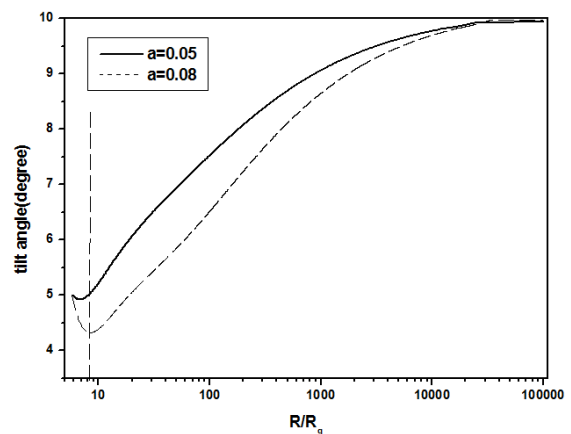
(۹)

که β_i زاویه شیب در شعاع داخلی است که بین ۰ تا ۱۰ درجه آن را بررسی میکنیم. β_f زاویه شیب در مرز بیرونی است که برابر با ۱۰ درجه در نظر میگیریم. γ_i زاویه پیش در شعاع درونی است که برابر با ۱ درجه در نظر گرفته می شود. همچنین خود زاویه شیب و پیش به صورت زیر نیز تعریف می شوند

$$\beta = \sqrt{l_x^2 + l_y^2} \quad \text{and} \quad \gamma = \tan^{-1} \left(\frac{l_y}{l_x} \right)$$

(۱۰)

معادلات بالا را به روش عددی از شعاع درونی قرص تا شعاع بیرونی حل کردیم. نمودارها را در ادامه آورده ایم.



شکل ۳. نمایه شعاعی زاویه شیب قرص (β) که به روش عددی از معادلات (۷) برای $a=0.08$ و زاویه شیب داخلی $\beta_i=5^\circ$ و $v_2=10^{15} \text{ cm}^2/\text{s}$ (خط پر) و $v_2=10^{14} \text{ cm}^2/\text{s}$ (خط چین) رسم شده است. جرم سیاهچاله مرکزی $M = 10M_{sun}$ ، $n=0.25$ نظر گرفته شده است.

خلاصه و نتیجه گیری

در این مقاله، ما معادلات یک قرص برافزایشی و شکسان و تاب خورده در اطراف یک سیاهچاله چرخان با پارامتر کر (a) را به صورت عددی حل کردیم. در این کار برخلاف کارهای قبلی که ناحیه درونی قرص را همتراز با صفحه چرخش سیاهچاله در نظر می‌گرفتند، سهم ناحیه درونی قرص در نظر گرفته شده است و از این همترازی صرف نظر شده است. به عبارت دیگر، معادلات قرص بدون فرض همترازی صفحه درونی حل شده اند. نهایتاً، رفتار شعاعی زاویه شیب (β) بر حسب پارامترهای مختلف در سیستم همانند و شکسانی، پارامتر کر و زاویه شیب شعاع درونی مورد مطالعه قرار گرفتند. زاویه شیب کوچک ($\beta < 0.05$) را زاویه همترازی می‌گوییم. بنابراین هر ناحیه از دیسک که زاویه شیب کمتر از این مقدار دارد بدین معنی است که این ناحیه و صفحه چرخش سیاهچاله با هم همتراز (هم صفحه هستند). همانطور که در نمودارهای ۱ تا ۳ دیده می‌شود برای پارامترهای بررسی شده، هیچ ناحیه از قرص همتراز با سیاهچاله نمی‌باشد. حتی برای زاویه شیب درونی اولیه صفر درجه بلافاصله با افزایش شعاع زاویه شیب به مقایر بزرگتر از 0.05 افزایش می‌یابد. میزان تاب خوردگی یا بلاعکس همترازی دیسک به دو عامل ۱- گشتاور ناشی از و شکسانی در صفحه قرص (v_2) و ۲- اثر تقدیم LT که به وسیله پارامترهای سیاهچاله مثل a و M تعیین می‌گردد بستگی دارد. همانطور که در نمودار ۱ می‌بینیم، افزایش پارامتر کر (a) منجر می‌گردد تا در نواحی درونی زاویه شیب بیشتر کاهش یابد، بنابراین میتوان نتیجه گرفت که برای سیاهچاله

های با پارامتر کر بزرگتر، احتمال همترازی نواحی درونی قرص با صفحه سیاهچاله بیشتر است. همچنین با توجه با شکل ۳ می‌بینیم که این مساله در مورد و شکسانی اثر عکس دارد یعنی در صورتی که مقدار و شکسانی در سیستم کوچکتر باشد، احتمال همترازی نواحی درونی بیشتر خواهد شد. باید خاطر نشان کنیم نواحی درونی قرص می‌توانند نقش مهمی در فیزیک نواحی با گرانش قوی بازی کنند. هم صفحه بودن یا نبودن نواحی درونی قرص با سیاهچاله میتواند روی طیف دریافتی و ویژگی های زمانی تابش اشعه ایکس تاثیر بگذارد. بنابراین، از آنجایی که نتایج ما نشان می‌دهد که دیسک داخلی ممکن است برای محدوده معقولی از مقادیر پارامتر کج باقی بماند، راه‌حل ما از نمایه شعاعی زاویه شیب قرص می‌تواند برای کاوش رصدی منطقه گرانش قوی اطراف سیاهچاله‌ها مفید باشد.

مرجع‌ها

- [1] Herrnstein, Jo R., Lo Jo Greenhill, and Jo Mo Moran. "The warp in the subparsec molecular disk in NGC 4258 as an explanation for persistent asymmetries in the maser spectrum." *The Astrophysical Journal* **468.1** (1996): L17.
- [2] Begelman, M. C., Andrew R. King, and J. E. Pringle. "The nature of SS433 and the ultraluminous X-ray sources." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **370.1** (2006): 399-404.
- [3] Bardeen, James M., and Jacobus A. Petterson. "The Lense-Thirring effect and accretion disks around Kerr black holes." *Astrophysical Journal Letters* v. **195** (1975): L65.
- [4] Papaloizou, J. C. B., and J. E. Pringle. "The time-dependence of non-planar accretion discs." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **202.4** (1983): 1181-1194.
- [5] Chakraborty, Chandrachur, and Sudip Bhattacharyya. "A tilted and warped inner accretion disc around a spinning black hole: an analytical solution." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **469.3** (2017): 3062-3068.
- [6] Pringle, J. E. "A simple approach to the evolution of twisted accretion discs." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **258.4** (1992): 811-818.

مقایسه تفاوت مقیاس زمانی اصطکاک چاندراسخار در دینامیک‌های نیوتنی و میلگرومی

معمدی، شهریار؛ قاری، امیر؛ حقی، حسین^۱

^۱گروه اخترفیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

چکیده

مقیاس زمانی اصطکاک دینامیکی در دینامیک‌های نیوتنی و میلگرومی هنوز به صورت رضایت‌بخش بررسی نشده است. ما مقیاس زمانی اصطکاک دینامیکی در دینامیک میلگرومی را با دینامیک نیوتنی مشابه، یعنی سیستمی با فضای فاز باریونی یکسان و غوطه‌ور در هاله‌ی ماده‌ی تاریک با پروفایل چگالی NFW ، مقایسه می‌کنیم. برای این منظور، ما تاثیر حضور ماده‌ی تاریک و تحول آن را در کاهش سرعت ستاره‌ی سنگین و ادغامش با کهکشان میزبان را در دینامیک نیوتنی با دینامیک میلگرومی معادل مقایسه کرده‌ایم. نتایج ما نشان می‌دهند، مقیاس زمانی اصطکاک دینامیکی وقتی جرم سنگین در کره‌ی باریونی حرکت می‌کند، در دینامیک میلگرومی همواره کوتاه‌تر از دینامیک نیوتنی مشابه است.

واژگان کلیدی: مقیاس زمانی، اصطکاک دینامیکی، دینامیک میلگرومی

Comparing Chandrasekhar time scale friction in Newtonian and Milgromian dynamics

Motamedi, Sharryar; Ghari, Amir; Haghi, Hossein¹

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

Abstract

Time scale of dynamical friction in Milgromian and equivalent Newtonian dynamics has not been adequately explained. We have tested the previous numerical of dynamical friction time scale estimation in Modified Newtonian Dynamics with equivalent Newtonian system, i.e., systems with the same phase space baryonic distribution enveloped in dark matter halos with NFW density profile. Here we explore effects of presence of dark matter halos and its evolution on heavy star time scale to slow down speed and merge with host galaxy and compare results with Milgromian dynamics. Our results show dynamical friction timescale when heavy mass moves in baryonic sphere, is always shorter in the Milgromian than equivalent Newtonian dynamics.

Keywords: time scale, dynamical friction, Milgromian dynamics

مقدمه

نشان خواهند داد و به زبان نیوتنی پرم جرم‌تر ظاهر خواهند شد. بسته به میزان فشردگی جرم گرداننده این افزایش ممکن است تا پنج برابر برسد. دو مشاهده‌ی منحنی سرعت و جرم ویريال نشان می‌دهند جرم

اگر انرژی میدان گرانش بتواند نقشی در تولید خود داشته باشد، اجرام گرداننده میدانی قوی‌تر از آنچه قانون نیوتن اجازه می‌دهد از خود

مدل‌های تعمیم و اصلاح گرانش که بدون نیاز به ماده‌ی تاریک قادر به توضیح مشاهدات در مقیاس کهکشانی و خوشه‌های کهکشانی باشند، همواره مورد توجه جامعه‌ی علمی بوده است.

یکی از محبوب‌ترین مدل‌ها در مقیاس کهکشانی که ماده‌ی تاریک را به عنوان پیش فرض نمی‌گیرد مدل MOND است، که قانون گرانش نیوتن را برای شتاب‌های کم (بر مبنای مقایسه با مقیاس شتاب $a \ll a_0$) نیوتن را برای شتاب‌های کم (بر مبنای مقایسه با مقیاس شتاب $a \ll a_0$) اصلاح می‌کند. پارادایم MOND اگرچه در مقیاس کهکشانی موفق است، اما قابل کاربرد در مقیاس‌های بزرگ‌تر مانند خوشه‌های کهکشانی نیست.

تقریباً ۴۰ سال قبل، این سوال مطرح شد شاید ناکارآمدی دینامیک نیوتنی در مقیاس کهکشانی منجر به مسئله‌ی ماده‌ی گمشده می‌شود. اینکه مشاهده شده است، در برخی از کهکشان‌ها حتی در مقیاس‌های بزرگ هم خبری از مساله ناهم‌خوانی جرم نیست و در برخی از کهکشان‌ها در مقیاس‌های کوچک مساله ماده‌ی گمشده مطرح می‌شود، ارتباط خطی نیرو به مقیاس را مردود می‌کند. اولین بار میلگروم توجه کرد، جدای از مقیاس، شتاب هم به عنوان یک ویژگی منحصر بفرد یک کهکشان است. میلگروم فرض کرد در شتاب‌های کمتر از مقیاس شتاب (a_0) باید از قوانینی متفاوت با مکانیک نیوتنی استفاده کرد. [۴]

$$\nabla\Phi = \mu\left(\frac{\nabla\Phi_N}{a_0}\right) \times \nabla\Phi_N \quad (2)$$

که تابع گذار با شرط $1(a_0 \ll a_N) \rightarrow \mu(a_N/a_0)$ انتخاب می‌شود. در این مقاله، ما از کهکشانهای کوتوله قسمت قبل با تابع گذار معادله‌ی ۳ در اجراهای میلگرومی استفاده کرده‌ایم. [۵,۶]

$$\mu\left(\frac{a_N}{a_0}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{4a_0}{a_N}} \quad (3)$$

جدول‌ها و شکل‌ها

جدول ۱: مقادیر پارامترهای لازم برای اجرای RAMSES

۱	Box length	۱۰۰۰ kpc
۲	Level min	۷
۳	Level max	۱۵

ستاره‌ها و کهکشان‌ها نمی‌تواند دینامیک حاکم بر این سیستم‌ها را تامین کنند. بنابر دو قانون حرکت و گرانش نیوتن سرعت دایره‌ای یک ستاره برای نواحی بیرونی یک کهکشان با چگالی یکنواخت برابرست با

$$\frac{GM(r)m}{r^2} = \frac{G\rho(r)Vm}{r^2} = m\frac{v^2}{r} \rightarrow v = \sqrt{\frac{GM}{R^3}}r \quad (1)$$

که M ، R و r به ترتیب جرم کل، شعاع کهکشان کروی و شعاع دوران جرم آزمون حول مرکز است. بنابراین انتظار می‌رود اگر سرعت رصد شده ستاره‌ها بر حسب فاصله از مرکز کهکشان رسم شوند، منحنی باید در فواصل نزدیک متناسب با r بالا رود و در فواصل دور از مرکز، متناسب با $1/\sqrt{r}$ پائین بیاید ولی مشاهدات نجومی چنین چیزی را نشان نمی‌دهند. نخست آنکه جرم M کهکشان که بر مبنای نورسنجی و شمارش ستارگان به دست می‌آید (جرم روشن) با جرم دینامیکی مورد انتظار برابر نیست، دوم آنکه در فواصل بسیار دور از کهکشان منحنی سرعت با شیب مورد انتظار پائین نمی‌آید و اکثراً به یک مجانب افقی نزدیک می‌شود. [۱]

در مجموع برای توضیح چرایی مشاهده‌ی غیرمنتظره تخت شدن منحنی دوران، فیزیکدان‌ها سه راه پیش‌رو داشتند [۲].

۱. با فرض اینکه نسبت عام در تمام مقیاس‌ها-که حتی آزمایش نشده- یک نظریه‌ی کامل و درست است، صورتی از ماده‌ی غیر باریونی (ماده‌ی تاریک) وجود دارد.

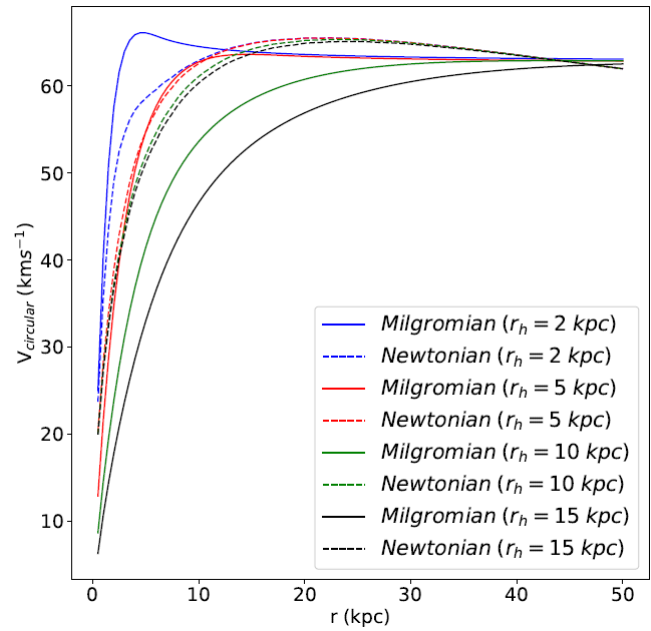
۲. درک ما از گرانش و دینامیک کامل نیست و باید اصلاح شود.

۳. هر دو مورد ۱ و ۲

برای محدوده‌ی گسترده‌ای از جرم هاله، پروفایل NFW بهترین ساختار تعادلی را برای ماده‌ی تاریک غیربرخوردی شبیه‌سازی می‌کند [۳]. در این مقاله، ما برای اجراهای نیوتنی، کهکشانهای کوتوله کینگ با جرم یک میلیارد جرم خورشید را در هاله ماده تاریک با پروفایل NFW غوطه ور کرده ایم.

علیرغم چندین دهه تلاش فراوان گروه‌های مختلف تحقیقاتی و راه‌اندازی آشکارسازهای عظیم، ماده‌ی تاریک هنوز مشاهده نشده است. جدای از موفقیت‌ها و شکست‌های این پارادایم، جست و جوی

- [4] Milgrom, Mordehai. "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis." *Astrophysical Journal, Part 1* (ISSN 0004-637X), vol. 270, July 15, 1983, p. 365-370. Research supported by the US-Israel Binational Science Foundation. **270** (1983): 365-370.
- [5] Teyssier, Romain. "Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement-A new high resolution code called RAMSES." *Astronomy & Astrophysics* **385.1** (2002): 337-364.
- [6] Lüghausen, Fabian, Benoit Famaey, and Pavel Kroupa. "Phantom of RAMSES (POR): A new Milgromian dynamics N-body code." *Canadian Journal of Physics* **93.2** (2015): 232-241.
- [7] Nipoti, Carlo, et al. "Dynamical friction in modified Newtonian dynamics." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **386.4** (2008): 2194-2198.
- [8] Londrillo, Pasquale, and Carlo Nipoti. "N-MODY: a code for collisionless N-body simulations in modified Newtonian dynamics." *arXiv preprint arXiv:0803.4456* (2008).



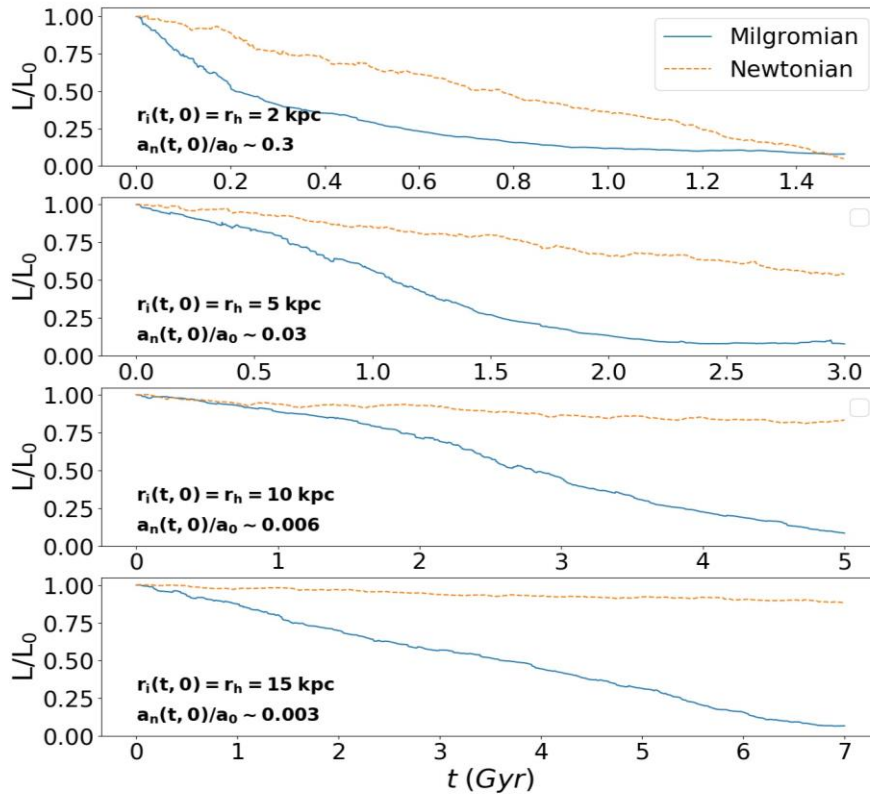
شکل ۱: منحنی سرعت دورانی. برای محاسبه‌ی سرعت دورانی میلگرومی در هر شعاع، ابتدا جرم مجموع باریونی در هر شعاع را محاسبه می‌کنیم، با محاسبه‌ی شتاب گرانشی نیوتنی و تبدیل به شتاب دورانی میلگرومی (استفاده از تابع گذار معادله‌ی ۳) و در نهایت با استفاده از ارتباط شتاب و سرعت دایره‌ای، محاسبه‌ی سرعت اولیه دورانی در هر شعاع ممکن می‌شود.

نتیجه گیری

در مقالات گذشته [۷] با استفاده از کد N-MODY که به صورت پیش‌فرض از دستگاه قطبی-کروی برای حل معادله‌ی پواسون میلگرومی استفاده می‌کند [۸] این نتیجه گزارش شده است که اصطکاک چاندراسخار همواره در دینامیک میلگرومی قوی‌تر است. در این مقاله، ما با استفاده از کد RAMSES که از دستگاه مختصات دکارتی استفاده می‌کند و محدودیت‌های کدهای قبلی را ندارد، نشان دادیم مقیاس زمانی اصطکاک دینامیکی همواره در دینامیک میلگرومی کوتاه‌تر از حالت نیوتنی مشابه است.

مرجع‌ها

- [1] Sobouti, Yousef, A. Hasani Zonoozi, and Hosein Haghi. "Tully-Fisher relation, key to dark companion of baryonic matter." *Astronomy & Astrophysics* **507.2** (2009): 635-638.
- [2] Famaey, Benoit, and Stacy S. McGaugh. "Modified Newtonian dynamics (MOND): observational phenomenology and relativistic extensions." *Living reviews in relativity* **15** (2012): 1-159.
- [3] Navarro, Julio F., Carlos S. Frenk, and Simon DM White. "A universal density profile from hierarchical clustering." *The Astrophysical Journal* **490.2** (1997): 493.



شکل ۲: نمودار زمانی تحول تکانه زاویه ای جرم سنگین به مقدار اولیه آن نسبت به مرکز جرم برای دینامیک میلگرومی (خط توپر) و دینامیک نیوتنی معادل (منحنی چین دار).

شکل‌گیری جت‌ها و جریان‌های خروجی از قرص‌های برافزایشی مغناطیده در حضور عامل پخشایی

مغناطیسی و وشکسانی

نوری، الهام؛ شیخ‌نظامی، سمیه

گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

چکیده

جت‌های اخترفیزیکی یک پدیده‌ی نجومی هستند که در بسیاری از اجرام اخترفیزیکی و در طیف وسیعی از اندازه‌ها و قدرت‌ها مشاهده می‌شوند. جت‌ها، جریان‌هایی از مواد بسیار همسوی یونیده هستند که با انتشار پرتوهایی در گستره‌ی وسیعی از طول‌موج‌ها در امتداد محور چرخش تولید می‌شوند. در تمامی انواع جت‌ها، شواهدی از وجود برافزایش ماده از طریق قرص برافزایشی به سمت جسم مرکزی به دست آمده است و اینطور به نظر می‌رسد که جت‌ها در سیستم‌هایی به وجود می‌آیند که یک قرص قرص‌های برافزایشی مغناطیده‌ی وشکسان از در این مقاله چگونگی شکل‌گیری جت‌ها و جریان‌های خروجی را. برافزایشی در اطراف یک جرم مرکزی تشکیل شده است بررسی نموده‌ایم. با توجه به نتایج به دست آمده مشاهده می‌شود که پارامتر وشکسانی، پخشایی مغناطیسی و آنتروپی در کنار جت‌های ناشی از قرص، چگونه فرآیند برافزایش و در نتیجه آهنگ خروج ماده از جت را تحت تاثیر قرار می‌دهد. کلید واژه: قرص برافزایشی، آنتروپی، جت، جریان خروجی، وشکسانی، پخشایی مغناطیسی.

Jet launching from diffusive magnetized viscous accretion disks

Noori, Elham ; Sheikhezami, Somayeh

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

Abstract

In this paper, jets ejected from magnetized accretion disks are investigated in the presence of viscosity, magnetic diffusion and entropy. For simulations, a set of initial conditions is applied, where the accretion disk is in pressure equilibrium with a hydrostatic corona located above the disk. Using the PLUTO code, we solve the time-dependent resistive magnetohydrodynamic equations taking into account the disk and jet evolution simultaneously. Initially, we compare simulations with uniform magnetic diffusion but without viscosity, varying the magnetic field strength to observe its effect. Subsequently, by introducing viscosity to a specific magnetic field strength, the influence of viscosity and entropy on the accretion and mass ejection processes is examined.

Keywords: Accretion disk, Entropy, Jet, Outflow, Diffusivity, Viscosity, PLUTO code.

حتی کوتوله‌های قهوه‌ای دیده می‌شوند [1]. مواد قرص در دو لایه‌ی

مجاور رفته‌رفته تکانه‌ی زاویه‌ای را منتقل می‌کنند و این عامل سبب

می‌شود مواد به سمت لایه‌های درونی‌تر حرکت کنند تا اینکه

سرانجام بر روی جسم مرکزی فرو می‌ریزند که به این حرکت مواد

به سمت ناحیه‌ی داخلی برافزایش گفته می‌شود [2].

وشکسانی^۹

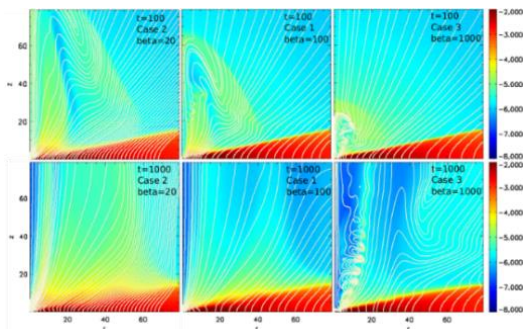
مقدمه

جت‌ها و قرص‌های برافزایشی از جمله پدیده‌هایی هستند که در تمام کیهان قابل مشاهده‌اند و در گستره‌ی وسیعی از اجرام اخترفیزیکی از جمله هسته‌های کهکشانی فعال، انفجارهای پرتو گاما، میکروکوارها، سحابی‌های پیش‌سیاره‌ای، ستارگان جوان و

^۹Viscosity

شبیه‌سازی سیستم قرص-جت در حضور شدت‌های متفاوت میدان مغناطیسی

در ابتدا شدت میدان مغناطیسی حاکم بر قرص را متفاوت در نظر می‌گیریم تا بتوانیم تأثیر این پارامتر را بر روی تحول دینامیکی سیستم بررسی کنیم. با توجه به فرمول $B_p = \sqrt{\frac{\Lambda TP}{\beta p}}$ ، هر چه پارامتر بتا بیشتر باشد، شدت میدان ضعیف‌تر است. در شکل ۲ نقشه‌ی لگاریتمی چگالی جرمی برای سه شبیه‌سازی با شدت‌های متفاوت میدان‌های مغناطیسی نشان داده شده است. با توجه به این شکل مشاهده می‌شود که با وجود میدان‌های قوی‌تر، جت پرقدرت‌تری شکل می‌گیرد. در حالت میدان ضعیف، جت پایداری کمتری داشته و حالت آشوب در آن دیده می‌شود.



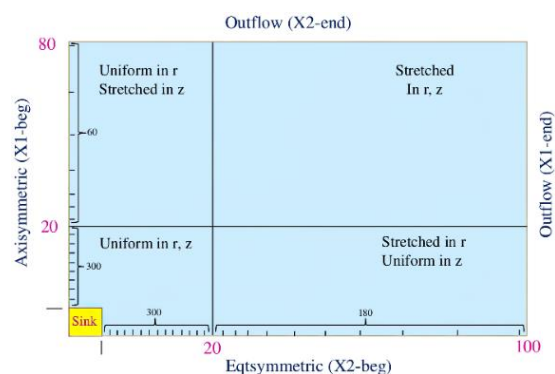
شکل ۲: نقشه‌ی دوبعدی و لگاریتمی چگالی جرمی برای شبیه‌سازی‌های دارای شدت‌های متفاوت میدان مغناطیسی.

شکل ۳، سرعت شعاعی را برای سه شبیه‌سازی دارای شدت میدان‌های متفاوت نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۳ مشاهده می‌شود که فرآیند برافزایش با قوی‌تر شدن میدان مغناطیسی قوت گرفته و در زمان مشابه نیز در شعاع‌های بزرگتری از قرص، فرآیند برافزایش شکل می‌گیرد.

شکل ۴، شار جرمی برافزایش و خروج ماده را برای سه شبیه‌سازی دارای شدت میدان‌های متفاوت نشان می‌دهد. با توجه به نمودار نرخ برافزایش شکل ۴ می‌توان گفت هر چه میدان قوی‌تر باشد (آبی پررنگ)، نرخ برافزایش مواد بیشتر خواهد بود و چون برافزایش و خروج جرم به هم مرتبط هستند، در نتیجه خروج جرم بیشتری خواهیم داشت.

در سیالات لایه‌ها با یکدیگر در تماس هستند و با سرعت‌های متفاوتی حرکت می‌کنند. وجود گرادین سرعت سبب لغزش دو لایه بر روی یکدیگر شده و اصطکاک را میان آن‌ها به وجود می‌آورد. اصطکاک ناشی از این لغزش می‌تواند عامل اصلی کاهش تکانه‌ی زاویه‌ای مواد قرص باشد. این اصطکاک و سایش بین لایه‌های سیال، وشکسانی نامیده می‌شود. در قرص‌های برافزایشی لایه‌های درونی سریع‌تر از لایه‌های بیرونی می‌چرخند و لغزشی مداوم بین لایه‌های کنار هم وجود دارد. در اثر این لغزش، لایه‌ای که سرعت بیشتری دارد کند شده و تکانه‌ی زاویه‌ای از دست می‌دهد و لایه‌ای که کندتر بود سرعت گرفته و تکانه‌ی زاویه‌ای به دست می‌آورد. بدین صورت تکانه‌ی زاویه‌ای از نواحی درونی قرص به نواحی بیرونی قرص منتقل می‌شود. در نتیجه در اثر انتقال تکانه‌ی زاویه‌ای در درون قرص برافزایش رخ می‌دهد [2].

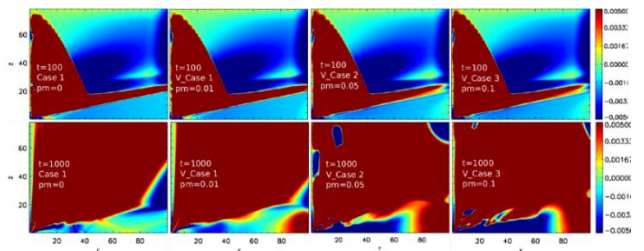
الگوی مسئله



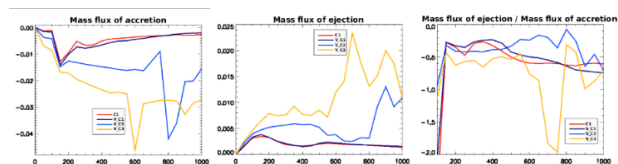
شکل ۱: ناحیه‌ی محاسباتی و شرایط مرزی به کار برده شده.

شکل ۱، ناحیه‌ی محاسباتی به صورت یک شبکه‌ی مستطیلی تعریف شده است که در هر دو راستای شعاعی و عمودی از سلول‌های یکنواخت و همچنین بسط یافته استفاده شده است را نشان می‌دهد. ناحیه‌ی محاسباتی محدوده‌ی $r_i (100 \times 80)$ را با تعداد سلول‌های (480×360) پوشش می‌دهد و در نتیجه، درجه‌ی تفکیک در قسمت یکنواخت 0.066 می‌باشد که برای مطالعات این تحقیق دقت تفکیک مناسبی است.

شکل ۶، نقشه‌ی سرعت شعاعی را برای شبیه‌سازی‌های دارای پخشایی مغناطیسی و وشکسانی نشان می‌دهد. در این نقشه مشاهده می‌شود که با افزایش وشکسانی برافزایش قوی‌تری در قرص رخ می‌دهد و می‌توان گفت در شعاع‌های بزرگتری از قرص، برافزایش شکل می‌گیرد.



شکل ۶: نقشه‌ی سرعت شعاعی برای مقایسه‌ی چهار شبیه‌سازی دارای اعداد پراتل متفاوت.

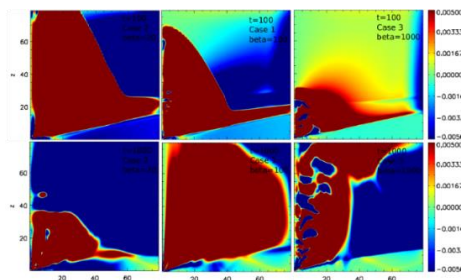


شکل ۷: تحول زمانی شار جرمی برای مقایسه‌ی چهار شبیه‌سازی دارای اعداد پراتل متفاوت.

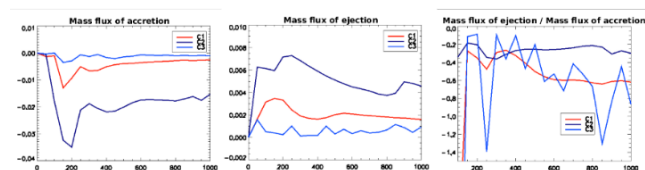
شکل ۷ پروفایل زمانی شار خروجی مواد و شار برافزایشی و نسبت این دو برهم را نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۷ مشاهده می‌شود که در شبیه‌سازی بدون وشکسانی (قرمز)، سیستم در حالت پایداری قرار دارد. با افزایش وشکسانی (نارنجی) شاهد افزایش شار برافزایشی و نیز شار خروجی مواد درون جت هستیم. همچنین مشاهده می‌شود که حالت پایا در قرص‌های دارای وشکسانی قوی دچار اختلال می‌شود.

شبیه‌سازی سیستم قرص-جت مغناطیسی و وشکسان در حضور عامل آنتروپی

تاکنون در تمامی شبیه‌سازی‌های اجرا شده برای سادگی از آنتروپی صرف‌نظر نموده‌ایم. طبق شبیه‌سازی‌های صورت گرفته‌ی بالا مشاهده شد که وشکسانی موجود در سیستم منجر به از بین رفتن تعادل عمودی قرص شده و ضخامت آن را افزایش می‌دهد. در حقیقت انرژی تولید شده انباشته می‌شود. برای کاهش این ناپایداری، معادله‌ی انرژی را وارد کرده و تحول آنتروپی را برای شبیه‌سازی‌ها



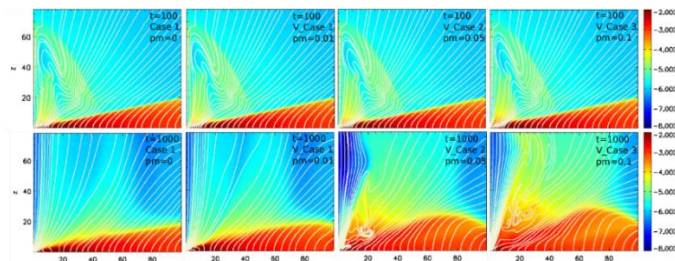
شکل ۳: نقشه‌ی سرعت شعاعی برای شبیه‌سازی‌های دارای شدت‌های متفاوت میدان مغناطیسی.



شکل ۴: تحول شار جرمی برای شبیه‌سازی‌های دارای شدت‌های متفاوت میدان مغناطیسی.

شبیه‌سازی سیستم قرص-جت در حضور پخشایی مغناطیسی و وشکسانی با اعداد پراتل متفاوت

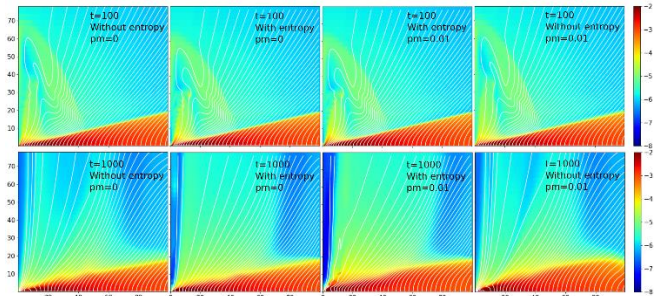
شکل ۵، نقشه‌ی لگاریتمی چگالی جرمی را برای شبیه‌سازی‌های دارای پخشایی مغناطیسی و وشکسانی نشان می‌دهد. در این چهار مدل، مقدار شدت میدان مغناطیسی و سایر مقادیر فیزیکی مشابه بوده و تنها در مقدار وشکسانی و در نتیجه عدد پراتل (شکستگی پخشایی مغناطیسی) هر چه مقدار عدد پراتل بیشتر باشد، سهم وشکسانی در آن بیشتر است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود با افزایش وشکسانی، قرص ضخیم‌تر شده و به نظر می‌رسد تعادل عمودی قرص تغییر کرده و از بین می‌رود و در نتیجه قرص در راستای عمودی ناپایدار می‌شود.



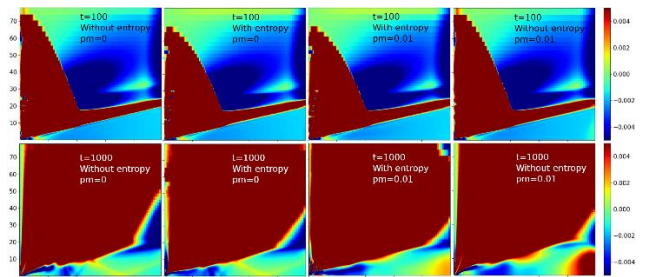
شکل ۵: نقشه‌ی دو بعدی و لگاریتمی چگالی جرمی برای شبیه‌سازی‌های دارای پخشایی مغناطیسی و وشکسانی.

در نظر می‌گیریم و اجازه می‌دهیم انرژی تولید شده توسط وشکسانی و گرمایش اهمی آزاد شود.

شکل ۸، نقشه‌ی دوبعدی چگالی جرمی را در مقیاس لگاریتمی برای چهار شبیه‌سازی نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۸ مشاهده می‌شود که وجود عامل آنتروپی به تعادل نیروها کمک می‌کند و در نتیجه مانع از افزایش بی‌رویه‌ی ضخامت قرص شده و به قرصی با پایداری بیشتر منجر می‌گردد.



شکل ۸: نقشه‌ی دوبعدی و لگاریتمی چگالی جرمی برای مقایسه‌ی شبیه‌سازی مرجع با شبیه‌سازی‌های سیستم قرص-جت دارای وشکسانی، پخشایی مغناطیسی و آنتروپی.



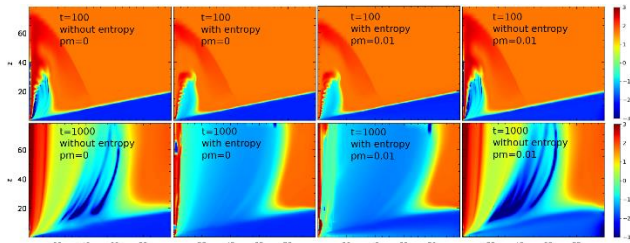
شکل ۹: نقشه‌ی سرعت شعاعی برای مقایسه‌ی شبیه‌سازی مرجع با شبیه‌سازی‌های دارای وشکسانی، پخشایی مغناطیسی و آنتروپی.

با توجه به شکل ۹، به وضوح تأثیر آنتروپی در افزایش برافزایش نواحی درونی قرص قابل رؤیت است. همچنین با مقایسه‌ی دو شبیه‌سازی مشاهده می‌گردد که افزودن تحول آنتروپی تلاطم موجود در قرص را به طور چشمگیری کاهش می‌دهد.

شکل ۱۰، نقشه‌ی دوبعدی و لگاریتمی آنتروپی را برای شبیه‌سازی‌های مختلف نشان می‌دهد.

با توجه به شکل ۱۰ مشاهده می‌شود که در لحظات اولیه، بی‌نظمی ناحیه‌ی تاج بسیار بیشتر از قرص می‌باشد. با گذشت زمان و با در نظر گرفتن تحول آنتروپی و همچنین اثر گرمایش ناشی از وشکسانی و پخشایی مغناطیسی محیط در معادله‌ی انرژی، مشاهده می‌شود مواد

جت که از مواد برافزایشی قرص شکل می‌گیرند، دارای آنتروپی کمتر و در نتیجه دارای دمای پایین‌تری نسبت به حالت در نظر نگرفتن آنتروپی هستند. در کل انرژی مواد کاهش یافته و تأثیر از دست دادن انرژی به واسطه‌ی وشکسانی و پخشایی مغناطیسی مشاهده می‌گردد.



شکل ۱۰: نقشه‌ی لگاریتمی آنتروپی برای مقایسه‌ی شبیه‌سازی مرجع با شبیه‌سازی‌های سیستم دارای وشکسانی، پخشایی مغناطیسی و آنتروپی.

نتیجه‌گیری

با تعریف پلاسمای بتای کمتر که منجر به اعمال شدت میدان قوی‌تر می‌شود، نرخ برافزایش مواد افزایش یافته و چون برافزایش ماده و خروج جرم به هم مرتبط هستند، در نتیجه خروج جرم بیشتری خواهیم داشت و مواد بیشتری توسط میدان به جت تشکیل شده منتقل می‌یابد. میدان قوی‌تر، جت پر قدرت‌تر و چگال‌تر و همچنین پایداری را تشکیل می‌دهد و سبب می‌شود در شعاع‌های بزرگتری از قرص، فرآیند برافزایش شکل گیرد. در حضور وشکسانی، حالت تعادل عمودی از بین رفته و با گذشت زمان ضخامت قرص افزایش می‌یابد. به عبارتی با افزایش وشکسانی، قرص ضخامت بیشتری پیدا کرده و پایداری عمودی خود را از دست می‌دهد. همچنین با افزایش وشکسانی، شاهد افزایش شار برافزایشی و شار خروجی مواد درون قرص خواهیم بود و در نتیجه برافزایش، در شعاع‌های بزرگتری از قرص شکل می‌گیرد. همچنین وجود عامل آنتروپی به تعادل نیروها کمک می‌کند و در نتیجه مانع از افزایش بی‌رویه‌ی ضخامت قرص شده و به قرصی با پایداری بیشتر منجر می‌گردد.

مراجع

- [1] Elisabete M. e Gouveia Dal Pino (Sao Paulo U., IAG) Jun, 2004
- [2] Ogilvie, G., www.damtp.cam.ac.uk/user.
- [3] Sheikhezami, S., Fendt, C., Porth, O., Vaidya, B., & Ghanbari, J. 2012, ApJ, 757, 65.

شبیه‌سازی‌های دقیق از ستارگان دوتایی تا آغاز انتقال جرم

پورمند، علی^۱؛ ایوانوا، ناتالیا^۱

^۱گروه فیزیک، دانشگاه آلبرتا، ادمونتون

چکیده

تحول دادن ستارگان دوتایی به صورت دقیق روز به روز اهمیت بیشتری یافته است با توجه به این که پیش نیاز فهم پدیده‌هایی مانند پوشش اشتراکی، برخورد های ستاره ای و پدیده های دیگر است. در این مقاله، به بررسی نتیجه ی شبیه سازی کردن تعدادی ستاره ی دوتایی تا آغاز مرحله ی انتقال جرم می پردازیم. این شبیه سازی ها اثر میدان گرانشی ستارگان دوتایی بر روی تحول ستاره ای را لحاظ خواهند کرد، اثری که تا کنون در پژوهش ها عموماً لحاظ نمی شد. ما نتایج خود را با نتایجی که نرم افزارهای تحول ستاره ای کلاسیک پیش بینی می کردند مقایسه می کنیم و به بررسی تفاوت هایی که با لحاظ کردن این اثر به وجود می آید می پردازیم. ما نتیجه گرفتیم که میزان تفاوتی که در اثر لحاظ نکردن میدان گرانشی سیستم های دوتایی حاصل می شود در وهله ی اول تابع نسبت جرمی سیستم است، ولی به جرم اولیه و فاصله ی اولیه ی میان دو ستاره نیز بستگی دارد. با اینکه عموماً این تفاوت قابل صرف نظر است، ما یک مورد خاص را که تفاوت میان شبیه سازی های کلاسیک و جدید در ساختار دالی قابل اغماض نیست را بررسی می کنیم. در آخر، نتیجه ی شبیه سازی نیای سیستم *V1309 Scorpii* می پردازیم، که رویداد برخورد ستاره ایی بود که خواص سیستم دوتایی نیای آن به دقت ثبت شده بود. واژگان کلیدی: ستاره های دوتایی، لب روش، تحول ستاره ای

Accurate Simulations of Binary Stars up to Mass Transfer Ignition

Pourmand, Ali¹; Ivanova, Natalia¹

¹ Department of Physics, University of Alberta, Edmonton

Abstract

*Carrying out accurate simulations of binary stars has become more and more necessary as a precursor to understanding common envelope events, merger events, among other phenomena. In this article, we will be presenting the outcome of simulating a grid of binary systems up to the mass transfer stage. These simulations will include the effects of the binary stars's gravitational fields on stellar evolution, a factor which was often neglected in previous studies. We compare the results of our simulations with what classic stellar evolution codes predicted, and note the differences that come up with the additional effect we included. We deduce that the deviation excluding binary gravitational fields results in, is mainly a function of mass ratio, but also depends on initial mass and the initial orbital separation. Despite usually being negligible, we do discuss a case where the difference between the classic and novel simulations in terms of internal structure is significant. Finally, we discuss the results of simulating the progenitor of the *V1309 Scorpii* system, a merger event whose progenitor binary system's properties were well documented.*

Keywords: Binary Stars, Roche Lobe, Stellar Evolution

PACS No. 97.80. -d

به سیستمی شامل دو ستاره که در قید گرانشی یکدیگر هستند و دور یکدیگر حرکت میکنند ستاره ی دوتایی گفته می شود. وفور

مقدمه

ستارگان دوتایی در جهان باعث شده بود که بررسی ساختار و تحول این سیستم ها به صورت زیرشاخه ای مجزا از تحول ستارگان تنها مورد توجه باشد. در دهه ی اخیر اهمیت ستارگان دوتایی فراتر از گذشته شد به دلیل آنکه برخی پدیده های نجومی که اخیرا کشف شده اند مانند امواج گرانشی در واقع حاصل مراحل آخر تحول ستارگان دوتایی می باشند [۱]. بنابراین اهمیت فهم دقیق تحول این ستارگان به پیش نیازی برای تخمین بهتر تعداد امواج گرانشی تولیدی و قابل مشاهده مبدل شده است.

ستارگان دوتایی را می توان با کمک گرفتن از نرم افزارهای تحول ستارگان شبیه سازی نمود. البته مکانیزم های فیزیکی وجود دارند که در ستارگان دوتایی رخ میدهد که در ستارگان تنها مشاهده نمی شود. از میان این پدیده ها می توان به انتقال جرم به عنوان مثال اشاره نمود که در پژوهش هایی مانند [۲] مدل سازی نظری برای این پدیده تحت فرضیات خاصی ارائه شده است. بنابراین هنگام شبیه سازی ستارگان دوتایی به کمک این نرم افزارها باید اطمینان حاصل کرد که مرحله ای که قصد شبیه سازی آن وجود دارد را آیا نرم افزار مورد انتخاب قابلیت شبیه سازی آن فرایند فیزیکی را دارا هست یا خیر.

به دلیل افزایش نیاز به شبیه سازی ستارگان دوتایی بسیاری از این مکانیزم ها به نرم افزارهای شبیه سازی ستارگان الصاق شده اند. یکی از مواردی که همچنان در بسیاری از این نرم افزارها مشاهده نمی شود وجود برنامه ای جهت شبیه سازی میدان گرانشی موجود در سیستم های دوتایی هست. ستارگان دوتایی به دلیل وجود گرانش یک ستاره ی دیگر و شتابی که حاصل از حرکت مداری آنها بوجود می آید نیروی گرانشی متفاوتی از مقداری که در ستاره ی تکی مشابه احساس می شود را احساس می کنند. به همین دلیل است که در نظر نگرفتن این اثرات ممکن است در تحول بلند مدت ستارگان اثراتی را بگذارد. قابل انتظار است که هرچه قدر ستاره ها در سیستم دوتایی بیشتر و بیشتر به مرحله ی منبسط شوند اثر گرانش سیستم های دوتایی بیشتر شود زیرا گرانش ستاره ی همراه بر روی لایه های بیرونی ستاره ی اصلی بیشتر می شود، و به طور کلی شکل ستاره نیز از حالت کروی به حالت قطره ای شکل معادل با پتانسیل لب روش مبدل می شود. در

مقاله ی [۳] جدیدا روشی پیشنهاد شده است که با استفاده از آن می توان اثر گرانش سیستم های دوتایی را در نرم افزارهای تحول ستاره ای متداول گنجانند.

در گزارش پیش رو با استفاده از این روش و به کمک یک نرم افزار متعارف تحول ستاره ای می خواهیم تعدادی ستاره ی دوتایی را تا آغاز مرحله ی انتقال جرم شبیه سازی کنیم و مشاهده کنیم که در نظر گرفتن این اثر چقدر ممکن است تصویری که از تحول ستارگان دوتایی داریم را دگرگون سازد. در بخش روش های محاسباتی ابتدا به توضیح نرم افزار مورد استفاده و نحوه ی الصاق روش مذکور در آن و سپس پارامترهای اولیه ای که می خواهیم شبیه سازی کنیم می پردازیم. در بخش بررسی شبیه سازی ها به مقایسه ی نتایج شبیه سازی هایمان با آنچه که در گذشته پیش بینی می شد می پردازیم و همچنین به نتیجه ی شبیه سازی برای یک مورد نظری با نتایج خاص و سپس نتیجه ی شبیه سازی برای نیای سیستم *V1309 Scorpii* می پردازیم. در انتها، در بخش نتیجه گیری به جمع بندی دستاوردهای این بررسی و سوالات پیش رو که در ادامه ی این موضوع به وجود می آید خواهیم پرداخت.

روش های محاسباتی

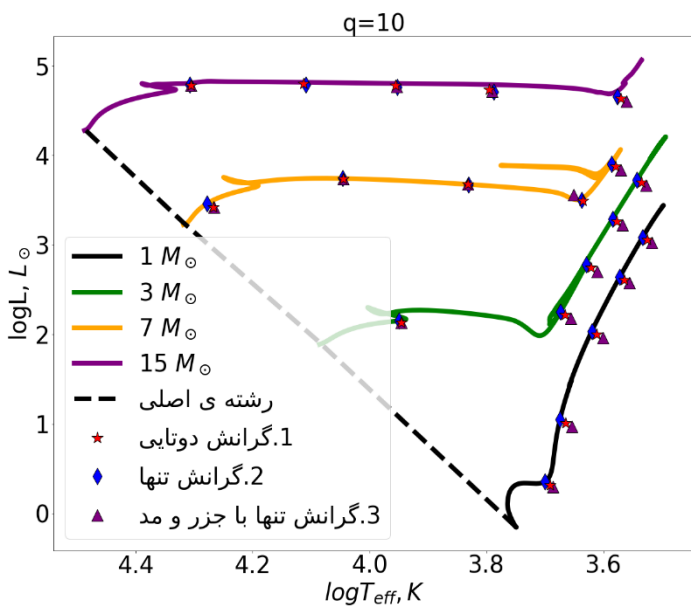
برای شبیه سازی های خود از نرم افزار MESA استفاده خواهیم کرد که یک نرم افزار تحول ستاره ای یک بعدی است [۸-۴]. استفاده از این نرم افزار مزایای مختلفی دارد ولی اصلی ترین مزیت آن این است که می توان معادلات حاکم بر برخی پدیده های فیزیکی را به انتخاب تغییر داد. نویسندگان مقاله ی [۳] در وبسایت خود نرم افزاری را در اختیار عموم گذاشته اند که می توان با الصاق آن به نرم افزارهای یک بعدی شبیه سازی ستاره ای میدان های گرانشی ستاره های دوتایی را جایگزین میدان گرانشی استاندارد که در این نرم افزارها هست نمود. روش این نرم افزار مبتنی بر معادل سازی سطوح هم پتانسیل و حجم های داخل آن در سیستم های دوتایی است.

ما می خواهیم این شبیه سازی را برای تعدادی ستاره ی دهنده در سیستم ستارگان دوتایی از آغاز عمر رشته ی اصلی آنها اعمال کنیم تا هنگامی که انتقال جرم کلید بخورد یا به گفته ی دیگر لب روش ستاره ی دهنده پر شود. شعاعی که به عنوان حد پایینی کلید

از دید نرم افزار صرفا کارکرد یک جرم نقطه ای را دارد. دلیل این صرف نظر آن است که تمرکز ما به طور خاص روی ستاره ی بخشنده که سریعتر از ستاره ی ثانویه منبسط شده است می باشد. لایه های انتهایی منبسط شده ی ستاره ی بخشنده است که نقش بزرگی در تعیین مراحل بعدی از تحول سیستم را دارد، بدین منظور که پس از انتقال جرم، برخورد بین دو ستاره ممکن است حاصل بشود یا خیر.

بررسی شبیه سازی ها

برای انجام یک مقایسه ی کلی، برای یکی از چهار نسبت جرمی ذکر شده که در شکل ۱ قابل مشاهده است، نقطه ی آخر تحول یعنی لحظه ای که ستاره ی بخشنده لب روش خود را پر کرده بر روی نمودار هرتزپروننگ-راسل رسم نمودیم.



شکل ۱: موقعیت نهایی شبیه سازی ها پیش از آغاز انتقال جرم آنها بر روی نمودار هرتزپروننگ-راسل، مربوط به شبیه سازی هایی که با نسبت جرمی $q=10$ انجام شدند. خطوط جامد تحول ستاره های تنها برای چهار جرم شبیه سازی برای راهنما کشیده شده است، همچنین خط چین موقعیت رشته ی اصلی را نشان می دهد. ستاره نماد نقطه ی پایانی شبیه سازی های است که با لحاظ کردن گراننش سیستم های دوتایی (روش ۱) انجام شده است، و لوزی و مثلث نیز به ترتیب نمایانگر نقطه ی پایانی برای گراننش تنها (روش ۲)، و گراننش تنها به همراه جزر و مد (روش ۳) هستند.

خوردن انتقال جرم در نظر میگیریم معادل شعاع کره ای است که حجم آن برابر است با حجم داخل لب روش، که پیتز اگلتون برای آن رابطه ی عددی زیر را پیشنهاد داده است [۹] (به همین دلیل R_{L1} به شعاع اگلتون موسوم شده است):

$$R_{L1} = \frac{0.29q^{\frac{2}{3}}}{0.6q^{\frac{2}{3}} + \ln(1+q^{\frac{1}{3}})} a \quad (1)$$

که در آن a فاصله ی بین دو ستاره است و q نسبت جرمی بین ستاره ی بخشنده M_1 و ستاره ی همراه M_2 است:

$$q = \frac{M_1}{M_2} \quad (2)$$

در این کار چهار جرم اولیه ی ۱، ۳، ۷ و ۱۵ برابر جرم خورشید ستاره ی دهنده هر کدام برای چهار نسبت جرمی ۰.۵، ۱، ۲ و ۱۰ برای هفت فاصله ی اولیه ۲، ۵، ۲۰، ۵۰، ۱۰۰، ۲۰۰ و ۵۰۰ برابر شعاع خورشید (مجموعاً ۱۱۲ مورد) را تحول داده ایم از ابتدای رشته ی اصلی تا لحظه ی رسیدن شعاعشان به حد اگلتون. در اینجا تاکید می شود که فاصله ی اگلتون تابعی از فاصله ی اولیه و نسبت جرمی است و بنابراین شعاع نهایی که واردی که نسبت جرمی و فاصله ی اولیه ی یکسانی دارند یکسان می باشد. لازم به ذکر است که تمامی جرم های اولیه ی مورد نظر قابلیت رسیدن به شعاع های مذکور را ندارند. بنابراین تنها نتایج آنهایی گزارش داده می شود که با موفقیت شبیه سازی را به اتمام می رسانند.

برای آنکه بتوانیم اثر در نظر گرفتن میدان گراننش را دقیق تر مقایسه نماییم، ستارگان مذکور و دو مورد اولیه ی دیگری که در بخش بعد معرفی می شوند را تحت سه روش مختلف زیر شبیه سازی می کنیم:

۱- حالتی که میدان گراننش سیستم های دوتایی لحاظ شده است با کمک از نرم افزار مذکور که به MESA الصاق می کنیم.

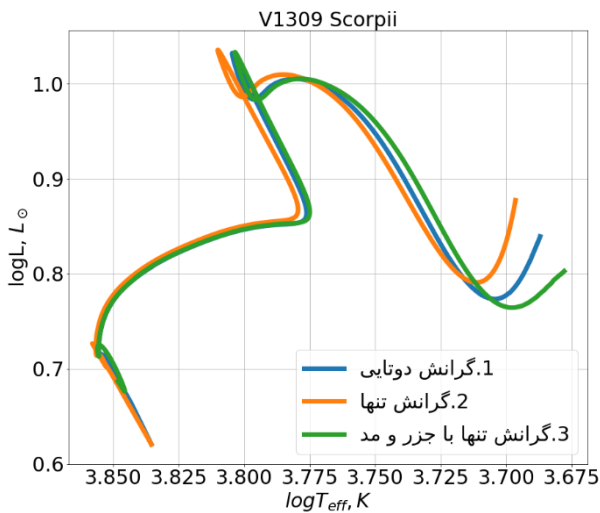
۲- حالتی که میدان گراننش استاندارد MESA که در واقع میدان گراننش یک ستاره ی تنها است در نظر گرفته می شود.

۳- حالتی که میدان گراننش استاندارد لحاظ شده است اما تحولات ناشی از برهم کنش های جزر و مدی و همگام سازی مداری نیز در تحول ستارگان لحاظ می شود.

لازم به ذکر است که در این شبیه سازی ها ما فقط ستاره ی بخشنده را تحول می دهیم و این به آن معنا است که ستاره ی دوم

در شکل ۲ نمای آدیاباتیک و نمای تابشی ستاره ی دهنده ی سیستم که به سه روش مذکور تحول داده شده بود به صورت تابعی از شعاع ستاره رسم شده است. هر محدوده که نمای تابشی بیش از نمای آدیاباتیک باشد، آن محدوده ناحیه ی ای است که انتقال گرما به صورت همرفت انجام می شود و از آنجا که ضخامت لایه ی همرفت بیرونی ستاره در این که ستاره در مرحله ی بعد با ستاره ی دیگر برخورد می کند یا خیر حائز اهمیت است، بررسی تابعیت این پارامتر جهت پیش بینی آینده ی تحولی ستارگان دوتایی حائز اهمیت است.

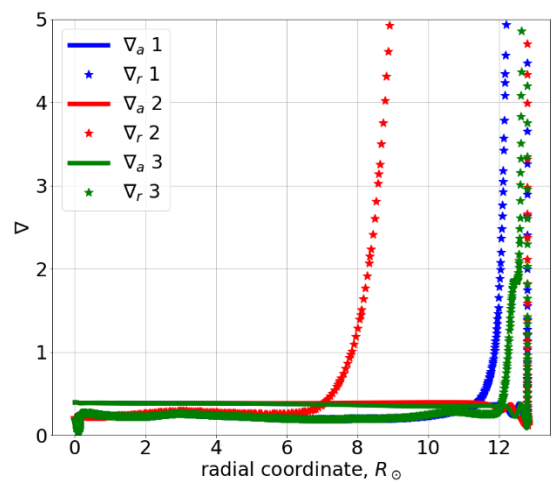
همان طور که در شکل ۲ مشاهده می شود هر سه روش ضخامت های متفاوتی را برای لایه ی بیرونی همرفتی ستاره پیش بینی می کنند (روش ۱ ضخامت حدوداً برابر با ۱ برابر شعاع خورشید را پیش بینی می کند در صورتی که روش ۲ بیش از ۵ برابر شعاع خورشید معادل ضخامت لایه ی همرفتی بیرونی است). بنابراین لحاظ نکردن میدان گرانشی در مواردی ممکن است منجر به خطاهای قابل ذکری در تحلیل ادامه ی عمر سیستم شود.



شکل ۳: حاصل تحول نیای سیستم V1309 Scorpii به سه روش مذکور روی نمودار هر تیز پرونگ-راسل. مسیر تحول هر سه در نهایت درخشندگی بیشتری را از بدو تحول آنان داراست. قابل مشاهده است که با پیشروی تحول و نزدیکتر شدن به حد لب روش، مسیر تحول هر سه روش از هم بیشتر و بیشتر فاصله می گیرند.

قابل مشاهده است که به طور عمومی تفاوت نتایج سه روش بر روی نمودار خیلی پررنگ نیست. البته باید ذکر شود که این تفاوت ظاهری اطلاعات زیادی در رابطه با ساختار درونی ستاره ها نمی دهد. ولی بین چهار نسبت جرمی که شبیه سازی شده بود، تفاوت ها در نقطه ی نهایی قابل ذکر نیست.

به جهت بررسی دقیقتر ساختار لایه های داخلی ستاره ی بخشنده در این مرحله، نتیجه ی تحول دادن یک ستاره ی دوتایی با پارامتر های اولیه ی $M_1=3M_{\odot}$ ، $q=10$ ، $a=22.14R_{\odot}$ را



بررسی می کنیم.

شکل ۲: نمودار نمایانگر ساختار درونی ستاره ی بخشنده در لحظه ی انتقال جرم با پارامتر های اولیه ی $M_1=3M_{\odot}$ ، $q=10$ ، $a=22.14R_{\odot}$ می باشد که به سه روش تحول داده شده اند. محور عمودی نماها و محور افقی مختصه ی شعاعی از مرکز ستاره را به واحد شعاع خورشیدی نشان می دهد. خط جامد نمایانگر نمای آدیاباتیک و خط چین های ستاره ای نمایانگر نمای تابشی می باشد. رنگ آبی نمایانگر شبیه سازی به روش ۱، و رنگهای قرمز و سبز به ترتیب نمایانگر حاصل شبیه سازی به روش ۲ و ۳ می باشند. روش ۲ با اختلاف قابل ملاحظه ای ضخیم ترین لایه ی بیرونی همرفتی را نشان می دهد و پس از آن به ترتیب روش ۱ و روش ۳ ضخامت لایه ی همرفتی بیرونی آنها پیش بینی شده است. تفاوت ساختار داخلی ستاره ی بخشنده در این نمونه با اغماض گرانش دوتایی به طرز قابل ملاحظه ای بر روی نتیجه اثر می گذارد.

در خاتمه ی مقاله، به بررسی سیستم V1309 Scorpii و شبیه سازی نیای آن می پردازیم. این سیستم در ابتدا یک سیستم دوتایی بود که پارامترهای فیزیکی آن چندین سال به دقت ثبت شده بود، و سپس این سیستم منتهی به برخورد بین دو ستاره شد و در واقع اولین سیستم دوتایی بود که خود و برخورد دو ستاره مستقیماً رصد شده بود [۱۰]. نویسندگان متعددی مانند [۱۱] تلاش در شبیه سازی کردن فرایند برخورد بین این دو ستاره کردند، که عموماً در این نوع تحقیقات شرایط اولیه ی دو ستاره ی دوتایی را با استفاده از نرم افزارهای تحول ستاره ای شبیه سازی می کنند، و از نقطه ی آغاز برخورد به بعد را از آنجا که سیستم تعادل هیدرواستاتیکی خود را از دست می دهد، با نرم افزارهای شبیه سازی سیالاتی مدل می کنند. در این بخش ما صرفاً به شبیه سازی ستاره ی بخشنده تا نقطه ی پیش از برخورد می پردازیم که ببینیم آیا لحاظ کردن میدان گرانشی سیستم دوتایی تغییر قابل ذکری در نتایج تحقیقات قبلی ایجاد می کند یا خیر. به این منظور ما از پارامترهای سیستم دوتایی نیای این برخورد آغاز می کنیم و با پارامترهای اولیه ی $\odot M_1 = 1.52 M_\odot$, $q = 10$, $a = 6.4 R$ (گرفته شده از [۱۲])، شبیه سازی را مجدداً به سه روش مذکور انجام می دهیم.

نتیجه ی تحول از ابتدا تا نقطه ی آغاز انتقال جرم در شکل ۳ قابل مشاهده می باشد. می توان مشاهده کرد که هرچه در تحول پیش می رویم، مسیر تحول بین سه روش بیشتر از هم دیگر فاصله می گیرند.

نتیجه گیری

در انتها به جمع بندی نتایجی که از شبیه سازی ها، و به بررسی سوالاتی که در آینده ی این پژوهش قصد پاسخ به آنها را داریم، می پردازیم.

نتایج زیر قابل ذکر هستند:

- ۱- لحاظ کردن میدان گرانشی در تحول ستارگان دوتایی تا قبل از شروع انتقال جرم عموماً تفاوت قابل ذکری در نقطه ی نهایی روی نمودار هرتزپروننگ-راسل ایجاد نمی کند.
- ۲- این تفاوت تابعی از جرم اولیه است و عموماً با افزایش نسبت جرمی افزایش می یابد. البته بین اجرام اولیه و فواصل اولیه ی

مختلف نیز تفاوتی می توان مشاهده کرد اما تابعیت مشخصی در ظاهر نمی توان یافت.

۳- با این حال برخی موارد مشاهده شده است که تغییر در ساختار درونی و به خصوص ضخامت لایه ی بیرونی همرفت ستاره ها به طور قابل ملاحظه ای بین سه روش تغییر می کند.

۴- برای نیای دوتایی V1309 Scorpii نیز این شبیه سازی تا مرحله ی انتقال جرم انجام شد، و مشاهده شد که با پیشروی تحول، فاصله ی بین مسیر تحولی سه روش بیشتر و بیشتر می شود.

سوال اولی که برای خواننده ی این مقاله ایجاد می شود این است که اگر شبیه سازی را برای مراحل پس از تماس و آغاز انتقال جرم ادامه دهیم، آیا این تفاوت شدیدتر می شود؟ می توان حدس زد که بیشتر می شود، زیرا اصولاً هر چه ستاره بیشتر به شکل لب روش در بیاید، بیشتر و بیشتر از حالت کروی خارج شده و برای لایه های بیرونی ستاره فرض گرانش ستاره ی تنها اعتبار خود را بیش از مراحل قبلی از دست می دهد. بنابراین ادامه ی شبیه سازی احتمالاً منتج به یافته های سرنوشت سازتری برای پایان عمر ستارگان دوتایی ایجاد کند که آیا دو ستاره به هم دیگر برخورد می کنند یا خیر. مسئله ای که باعث شده در این تحقیق شبیه سازی را برای آن مراحل ادامه ندهیم این است که می بایست تئوری های استاندارد انتقال جرم را نیز با توجه با یافته های [۳] مورد بازنگری قرار داد. بنابراین نرم افزار دیگری لازم است با استفاده از پارامترهای جدول [۳] تهیه کرد که به وسیله ی آن، نه تنها میدان گرانشی، بلکه انتقال جرم نیز با دقت بیشتری شبیه سازی شود. بنابراین در ادامه ی این تحقیقات به بررسی ادامه ی مسیر تحول ستارگان دوتایی پس از آغاز انتقال جرم باید پرداخت.

سپاسگزاری

از استاد راهنمایم خانم دکتر ناتالیا ایوانوا سپاسگزارم. همچنین از سرکار خانم دکتر فاطمه شجاعی جهت راهنمایی به شرکت در سمینار حاضر صمیمانه تشکر می کنم. در نهایت از برگزارکنندگان سمینار امسال برای فراهم آوری این فرصت سپاسگزار هستم.

مرجع ها

[1] B. P. Abbott et al; "Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger"; *ApJL* (2017) 848 L12

- [8] B. Paxton *et al*; “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Pulsating Variable Stars, Rotation, Convective Boundaries, and Energy Conservation”; *ApJS* (2019) **243**
- [9] P. P. Eggleton; “Approximations to the radii of roche lobes.”; *ApJ* (1983) **268**
- [10] R. Tylenda et al; “V1309 scorpii: Merger of a contact binary,” ; *A & A* (2011) **528**
- [11] J. L. A. Nandez, N. Ivanova, and J. J. C. Lombardi; “V1309 sco— understanding a merger.”; *ApJ* (2014) **786**
- [12] K. Stepien; “Evolution of the progenitor binary of V1309 Scorpii before merger.”; *A&A* (2011) **531**
- [2] H. Ritter; “Turning on and off mass transfer in cataclysmic binaries”; *A&A* (1988) **202**, 93
- [3] A. Pourmand and N. Ivanova; “Properties of Binary Systems in a One-dimensional Approximation”; *ApJ* (2023) **952** 126
- [4] B. Paxton *et al*; “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA)”; *ApJS* (2011) **192**
- [5] B. Paxton *et al*; “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars”; *ApJS* (2013) **208**
- [6] B. Paxton *et al*; “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions”; *ApJS* (2015) **220**
- [7] B. Paxton *et al*; “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Convective Boundaries, Element Diffusion, and Massive Star Explosions”; *ApJS* (2018) **234**

بررسی رفتار اخیر ستاره‌زایی کهکشان‌ها و تحلیل رفتار کاتوره‌ای آنها

ریاحی زمین، محمد^۱؛ مصلح، معین^۲

^۱ بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

^۲ رصدخانه ابوریحان بیرونی، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده

بررسی جزئیات تاریخچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها از نقطه نظر رصدی می‌تواند به درک ما از چگونگی تحول کهکشان‌ها در طول زمان کمک نماید. ما در این پژوهش با استفاده از تحلیل توزیع انرژی طیفی کهکشان‌ها به روش تفکیک شده فضایی سعی در بازسازی تاریخچه‌های ستاره‌زایی جزئی کهکشان‌ها نمودیم. نمونه‌ی مورد مطالعه در این پژوهش از داده‌های ترکیبی تلسکوپ فضایی هابل و جیمز وب در انتقال به سرخ بین ۳ تا ۵ و جرم ستاره‌ای بیشتر از $9 \geq \log(M/M_{\odot})$ انتخاب شده است. از طریق محاسبه و بازیابی این تاریخچه‌های جزئی در این مطالعه، توانسته‌ایم جزئیات قابل توجهی از رفتار کاتوره‌ای ستاره‌زایی کهکشان‌ها حول رشته اصلی ستاره‌زایی را در ۲۰۰ میلیون سال اخیر مشاهده نماییم. نتایج حاصل شده نشان می‌دهد که نوسانات ستاره‌زایی حول رشته اصلی در حدود 0.5 dex است. همچنین با تحلیل نوسانات مختلف ستاره‌زایی هر کهکشان محاسبه کرده‌ایم که نوسانات و تغییرات اندک ستاره‌زایی کهکشان‌ها در مقیاس‌های زمانی کوتاه‌تر از ۲۰ میلیون سال رخ می‌دهد و نوسانات شدیدتر در زمان‌های بیشتر از ۴۰ میلیون سال اتفاق می‌افتد. محاسبه و اندازه‌گیری این نوسانات برای هر کهکشان می‌تواند مشخص کننده پدیده‌ی فیزیکی غالب در تغییر فرایند ستاره‌زایی باشد.

واژگان کلیدی: تشکیل و تحول کهکشان‌ها، تاریخچه ستاره‌زایی

Investigating Recent Star-Formation History of Galaxies and Analyzing their Stochastic Behavior

Riahi Zamin, Mohammad^{1,2}; Mosleh, Moein^{1,2}

¹ Department of Physics, School of Science, Shiraz University, Shiraz

² Biruni Observatory, School of Science, Shiraz University, Shiraz

Abstract

Investigating the details of the star formation history of galaxies from observational point of view can help us understand how galaxies evolve over time. In this research, we reconstruct the resolved star formation histories of galaxies by using the analysis of the spectral energy distribution of galaxies in a spatially resolved method. The sample studied in this research is selected from the combined data of Hubble and James Web space telescope within redshift range of 3 and 5 and stellar mass greater than $\log(M/M_{\odot}) \geq 9$. By calculating and retrieving these resolved histories in this study, we have been able to observe significant stochastic behavior for each galaxy around the main sequence in the last 200 Myr. The obtained results show that the fluctuations of star formation around the main sequence are around 0.5 dex. Also, by analyzing the different fluctuations in the star formation of each galaxy, we have calculated that the fluctuations and small changes in the star formation of galaxies occur in time scales shorter than 20 Myr, and more severe fluctuations occur in times longer than 40 Myr. Calculating these fluctuations for each galaxy can determine the dominant physical phenomenon in changing the star formation process.

Keywords: galaxy formation and evolution, star formation history

مقدمه

چگونگی شکل‌گیری کهکشان‌ها در طول زمان، همواره یکی از چالشی‌ترین سوالات در حوزه تحول کهکشان‌ها بوده است. در دهه‌های گذشته مطالعات فراوانی در این حوزه صورت گرفته و اطلاعات فراوانی از جزییات کهکشان‌ها را استخراج نموده‌اند اما یکی از سوالاتی که هنوز به درستی به آن پاسخ داده نشده، این است که رفتار جزیی تحولی هر کهکشان به چه صورت است. در مسیر حل این موضوع پارامترهای مختلف کهکشان‌ها مورد بررسی و تحقیق قرار گرفته‌اند. در این میان بررسی تاریخچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها از اهمیت بسیار بالایی برخوردار می‌باشد. تاریخچه ستاره‌زایی حاوی اطلاعاتی است که هر کهکشان در طول زمان چگونه و در چه زمان‌هایی از طریق فعالیت‌های ستاره‌زایی، به انباشت جرم ستاره‌ای پرداخته‌اند. اثرگذاری مستقیم تاریخچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها را می‌توان در محل قرارگیری آن‌ها بر روی رشته اصلی ستاره‌زایی (رابطه جرم ستاره‌ای و آهنگ ستاره‌زایی) مشاهده نمود. رشته‌ی اصلی ستاره‌زایی مشخص‌کننده‌ی رابطه‌ای یک به یک بین جرم تشکیل شده و آهنگ ستاره‌زایی اخیر کهکشان‌ها می‌باشد. مطالعات مختلفی نشان داده‌اند که رشته اصلی، پراکندگی در حدود 0.2 تا $0.4 dex$ را از خود بروز می‌دهد [۱]. وجود این پراکندگی حول رشته اصلی را به حضور رفتارهای غیریکنواخت در تاریخچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها به دلیل پدیده‌های مختلفی همچون جریان‌های غیریکنواخت گاز در عالم، نسبت می‌دهند. از این نظر، به منظور پی بردن به مسیرهای تحولی کهکشان‌ها مطالعه تاریخچه‌های ستاره‌زایی کهکشان‌ها از نقطه نظر رصدی و شبیه‌سازی‌های نظری، به همراه جزییات مختلف آن‌ها در بازه‌های زمانی متفاوت از اهمیت بسیار بالایی برخوردار می‌باشد.

مطالعات بر مبنای شبیه‌سازی‌ها، چنین پراکندگی در رشته اصلی را ردیابی کرده‌اند و علاوه بر این با استفاده از نتایج همین مطالعات رفتاری غیریکنواخت و تصادفی را برای ستاره‌زایی کهکشان‌ها مدل‌سازی نموده‌اند [۲ و ۳]. از دیدگاه‌های رصدی نیز تلاش‌هایی برای مطالعه این پراکندگی برای درک هر چه بهتر آن صورت گرفته

است اما در این مطالعات همواره با یک سری محدودیت‌ها مواجه بوده‌اند [۴]. برخی از این محدودیت‌ها برخاسته از نوع محاسبه ستاره‌زایی کهکشان‌ها از طریق مطالعه یک سری شاخص در طیف آنها می‌باشد. شاخص‌های مختلف اندازه‌گیری ستاره‌زایی هر کدام حساسیت‌های متفاوت زمانی (مانند ستاره‌زایی‌های اخیر و یا فعالیت‌های قدیمی‌تر) را از خود بروز می‌دهند و همین امر توان تفکیک را در مطالعه جزییات کاهش می‌دهد [۵]. از طرف دیگر هنگام مدل‌سازی تاریخچه‌ی ستاره‌زایی از طریق کل طیف رصد شده‌ی آن‌ها و اعمال یک قید ریاضیاتی معین بر روی نوع ستاره‌زایی، خود به خود نوعی سویدگی را در نتیجه نهایی به همراه دارد که از هرگونه رفتار غیریکنواخت در تاریخچه کهکشان‌ها جلوگیری می‌کند. در این میان توسعه مدل‌ها و روش‌های غیرپارامتری تلاشی برای حل این محدودیت بوده است اما کماکان به دلیل قیده‌های زمانی و محدودیت‌هایی که اعمال می‌کنند، توانایی بازیابی صحیح تاریخچه ستاره‌زایی را ندارند.

در سال‌های اخیر گسترش روش‌های تفکیکی، ردیابی و مطالعه این کمییت را راحت‌تر کرده‌اند. در این روش‌ها، بر خلاف مدل‌سازی کل نور کهکشان به مدل‌سازی جزییات نوری به صورت تفکیک شده پرداخته می‌شود. بازیابی و مطالعه تاریخچه ستاره‌زایی از این طریق این امکان را به ما می‌دهد تا بتوان دوره‌های مختلف ستاره‌زایی (در مقیاس‌های کوتاه و بلند) در کهکشان‌ها را با توان تفکیک بسیار بالا مشاهده و بررسی نمود. مشاهده‌ی دقیق این رفتار در تاریخچه‌ی ستاره‌زایی کهکشان‌های مختلف این امکان را فراهم می‌کند تا بتوان بر مدل‌های تحولی کهکشان‌ها قیده‌های دقیق‌تر و مناسب‌تری گذاشت.

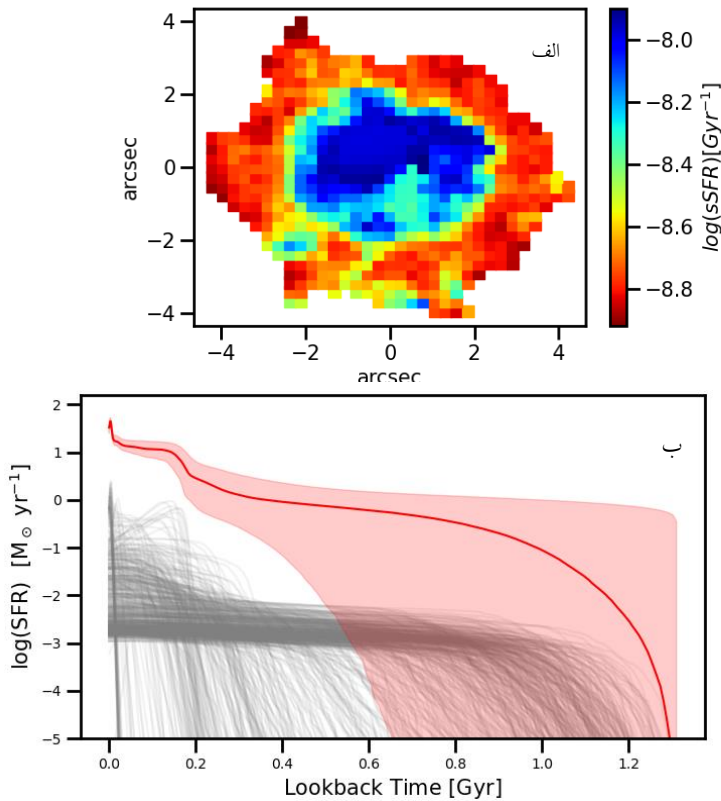
ما در این پژوهش با استفاده از روش مدل‌سازی تفکیک شده، تاریخچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها در انتقال به سرخ‌های بین ۳ تا ۵ را بازیابی نموده‌ایم. با استفاده از این تاریخچه‌ها مطالعه رفتارهای مختلف ستاره‌زایی در مقیاس‌های زمانی کوتاه و همچنین بلند در طول عمر کهکشان‌ها، صورت گرفته است. همچنین مکان قرارگیری

مکان قرارگیری کهکشان‌های نمونه بین انتقال به سرخ ۳ تا ۵ در صفحه جرم ستاره‌ای-آهنگ ستاره‌زایی نشان داده شده است. این نقاط به کمک ستاره‌زایی ویژه کهکشان‌ها رنگ‌بندی شده‌اند. خط‌چین سبز رنگ نشان دهنده رابطه رشته اصلی برای انتقال به سرخ ۴ می‌باشد که محدوده‌ی خاکستری رنگ نیز پراکندگی این

این کهکشان‌ها در طول رشته‌ی اصلی ستاره‌زایی توسط این تاریخچه‌ها قابل ردیابی و مطالعه می‌باشد.

داده‌ها و روش تحلیل

ما در این پژوهش از ۲۰ کهکشان در بازه‌ی جرمی $\log(M/M_{\odot}) \geq 9$ و بازه‌ی سرخ‌گرایی بین ۳ تا ۵ استفاده



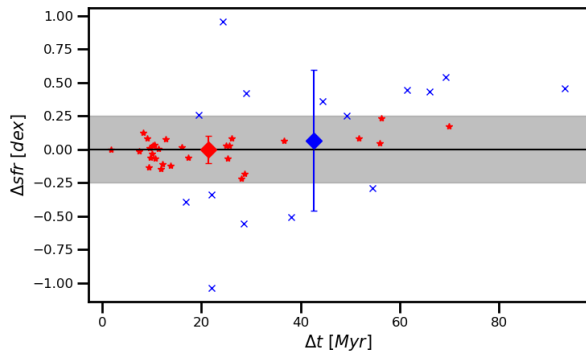
شکل ۱: نقشه ستاره‌زایی ویژه یک کهکشان نمونه در قسمت الف و تاریخچه ستاره‌زایی تجمیعی برای همان کهکشان در شکل ب، این ستاره‌زایی با خط قرمز مشخص شده و از جمع تمام خطوط خاکستری بدست آمده است.

رابطه را در حدود dex ۰/۵ نشان می‌دهد. حال با استفاده از تاریخچه‌های جزئی بدست آمده، مسیرهای تحولی هر کهکشان در این صفحه در مقیاس ۲۰۰ میلیون سال گذشته، بوسیله خطوط خاکستری رنگ رسم شده است. این خطوط نهایتاً برای هر کهکشان به نقاط نشان دهنده وضعیت فعلی آن‌ها خواهد رسید. با توجه به دنباله‌ها برای هر کهکشان می‌توان به روشنی مشاهده نمود که مسیرهای تحولی هر کهکشان، مسیرهایی که هر کهکشان در طی آن به تولید و انباشت جرم می‌پردازد، کاملاً غیر یکنواخت و همراه با تغییرات گسترده می‌باشد. علاوه بر این در نمودار توزیعی رسم شده بر روی این شکل، مقدار پراکندگی هر نقطه از دنباله نسبت به رشته

نموده‌ایم. انتخاب این کهکشان‌ها از ناحیه GOODS-S آسمان که توسط دو تلسکوپ فضایی هابل و جیمزوب در حدود ۲۳ فیلتر در بازه‌ی طول موجی ۰/۴ تا ۴/۸ میکرومتر رصد شده‌اند، صورت گرفته است. در دست داشتن این بازه طول موجی به ما این امکان را می‌دهد که در این بازه‌ی سرخ‌گرایی انتخابی، قیده‌ای مناسبی بر روی پارامترهای مختلف کهکشان نظیر نرخ ستاره‌زایی اخیر و جرم بگذاریم. روش کار به این صورت آغاز می‌شود که ابتدا باید تمام تصاویر هر دو تلسکوپ در تمام فیلترها به یک توان تفکیک یکسان رسانده شوند که این کار با استفاده از فیلتر F444W به عنوان مرجع صورت می‌گیرد. کاتالوگ‌های نورسنجی خانه به خانه برای هر یک از کهکشان‌ها از تصاویر نهایی، ساخته و ذخیره می‌شوند. به منظور برازش توزیع انرژی طیفی بر روی خانه‌های کهکشان‌ها از داده خط Bagpipes [۶] استفاده شده است. مدل تاریخچه‌ی ستاره‌زایی دوتوانی، مدل تحول ستاره‌ای بروژول و شارلوت [۷]، تابع جرم اولیه کروپا [۸] برای این فرایند در نظر گرفته شده است. همچنین از مدل غبار کلزتی [۹] و مدل سحابی بایلر [۱۰] در این کار استفاده شده است. پس از اتمام مراحل برازش، برای هر خانه از کهکشان به یک مدل تاریخچه‌ای مجزا دست پیدا کرده‌ایم که با جمع‌زنی روی تمام این مدل‌های مجزا می‌توان به یک مدل تاریخچه‌ای کلی برای کهکشان به صورت واحد رسید. در شکل ۱ نمونه خروجی این فرایند نشان داده شده است. در قسمت الف این شکل نقشه‌ی نرخ ستاره‌زایی ویژه یک کهکشان انتخابی وجود دارد و در قسمت ب، تاریخچه‌ی ستاره‌زایی یک کهکشان‌ها به همراه تاریخچه ستاره‌زایی مربوط به هر خانه به تنهایی آورده شده است.

نتایج

با در دست داشتن تاریخچه ستاره‌زایی‌های بازیابی شده، اینک توجه خود را معطوف صفحه رشته اصلی ستاره‌زایی می‌کنیم. در شکل ۲



شکل ۳: اختلاف ستاره‌زایی نوسانات تاریخیچه ستاره‌زایی بر حسب مدت زمان رخ داد این نوسان.

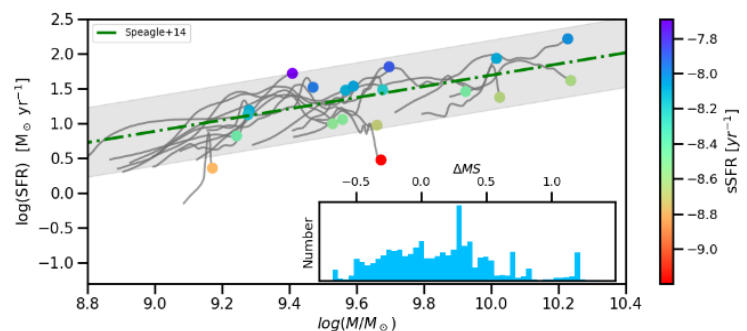
فضایی، تاریخیچه ستاره‌زایی جزئی برای کهکشان‌های نمونه ساخته و بازیابی شده است. با بررسی تاریخیچه ستاره‌زایی تفکیک شده قادر به مشاهده نوسانات ستاره‌زایی کهکشان‌ها در مقیاس‌های زمانی مختلف بودیم. از این طریق و با استفاده از این نوسانات توانسته‌ایم مسیرهای تحولی متغیر بر روی صفحه رشته اصلی را بازیابی و مطالعه نماییم. با استفاده از این مسیرهای تحولی متفاوت بر روی رشته اصلی، قادر به اندازه‌گیری پراکندگی 0.5 dex حول رشته اصلی بوده‌ایم. علاوه بر این با استفاده از اندازه‌گیری فاصله‌ی قله تا دره‌ی ستاره‌زایی در تاریخیچه کهکشان‌ها توانسته‌ایم این نوسانات را کمی نماییم و مقیاس زمانی وقوع هر نوسان ستاره‌زایی را محاسبه کنیم. با مقایسه‌ی مقیاس‌های زمانی متفاوت با یکدیگر می‌توان محدودی اثرگذاری هر پدیده‌ی فیزیکی دخیل در ستاره‌زایی را محاسبه و مطالعه نمود. در این مقیاس‌های زمانی بدست آمده، می‌توان به تاثیر پدیده‌های مختلفی نظیر ابرهای مولکولی، ادغام‌های کهکشانی، ناپایداری‌های صفحه‌ی کهکشانی و بادهای کهکشانی اشاره نمود که هر کدام در این مقیاس‌ها تاثیراتی بر ستاره‌زایی خواهند گذاشت [۱۱]. به همین طریق ردیابی هر پدیده با داشتن مقیاس زمانی تاثیرگذاری آن، بسیار به درک ما از چگونگی تحول کهکشان‌ها کمک خواهد نمود.

لازم به ذکر است که این مطالعه به دلیل حجم بسیار بالای محاسبات در حال حاضر با تعداد محدودی از کهکشان‌های نمونه انجام گرفته است که می‌توان این مطالعه را در آینده با تعداد بیشتری از کهکشان نیز ادامه داد.

اصلی برای تمام کهکشان‌ها در طول ۲۰۰ میلیون سال گذشته رسم شده است. همانطور که از نمودار رسم شده می‌توان دید، مقدار این پراکندگی نیز حدود 0.5 dex محاسبه و اندازه‌گیری شده است که با داده‌ها و محاسبات پیشین همخوانی خوبی دارد.

همچنین با استفاده از این نتایج توانسته‌ایم میزان نوسانات در تاریخیچه‌ی ستاره‌زایی هر کهکشان به همراه مقیاس زمانی وقوع این تغییرات را محاسبه و اندازه‌گیری نماییم. در شکل ۳ مقدار تغییرات ستاره‌زایی برای هر کهکشان (به معنی فاصله‌ی هر قله‌ی ستاره‌زایی و تا دره‌ی مجاور) را بر حسب مقیاس زمانی وقوع این تغییر را نشان داده‌ایم. این محاسبات نشان داده‌اند که به طور میانگین نوسانات کم ستاره‌زایی غالباً در مقیاس‌های کوتاه ۲۰ میلیون سال رخ می‌دهند و نوسانات و تغییرات شدید در بازه‌های زمانی بلندتر از ۴۰ میلیون سال اتفاق می‌افتند. به این صورت می‌توان تاثیر فرایندهای مختلف فیزیکی بر فعالیت‌های ستاره‌زایی را بررسی نمود و مقیاس‌های اثرگذاری هر پدیده را به دقت محاسبه کرد.

بررسی و محاسبه‌ی تمامی جزئیات تاریخیچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها یکی از مهمترین ابزارهای حل مباحث مربوط به تحول کهکشان‌ها می‌باشد و به این طریق می‌توان قیدهایی بسیار دقیق‌تر بر مدل‌های تحولی کهکشان‌ها و همچنین مدل‌های کیهان‌شناسی گذاشت.



شکل ۲: نمودار رشته اصلی ستاره‌زایی کهکشان‌های نمونه. نقاط نهایی موقعیت فعلی کهکشان‌ها را نشان می‌دهند که توسط ستاره‌زایی ویژه رنگ‌بندی شده‌اند. خطوط خاکستری مسیر تحول روی رشته‌ی اصلی را نشان می‌دهد. نمودار توزیعی روی شکل میزان پراکندگی هر نقطه از مسیر کهکشان نسبت به خط رشته اصلی را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

بررسی جزئیات دقیق‌تر تاریخیچه ستاره‌زایی کهکشان‌ها از بعد رصدی به درک ما نسبت به مدل‌های تحولی کهکشان‌ها کمک خواهد نمود. در این پژوهش با کمک گرفتن از روش تفکیک

- BAGPIPES: evidence for multiple quenching mechanisms. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **480**(4), 4379-4401.
- [v] Bruzual, G., & Charlot, S. (2003). Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **344**(4), 1000-1028.
- [λ] Kroupa, P. (2001). On the variation of the initial mass function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **322**(2), 231-246.
- [ϰ] Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koornneef, J., & Storchi-Bergmann, T. (2000). The dust content and opacity of actively star-forming galaxies. *The Astrophysical Journal*, **533**(2), 682.
- [۱۰] Byler, N., Dalcanton, J. J., Conroy, C., & Johnson, B. D. (2017). Nebular continuum and line emission in stellar population synthesis models. *The Astrophysical Journal*, **840**(1), 44.
- [۱۱] Tacchella, S., Forbes, J. C., & Caplar, N. (2020). Stochastic modelling of star-formation histories II: star-formation variability from molecular clouds and gas inflow. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **497**(1), 698-725.
- [۱] Tacchella, S., Dekel, A., Carollo, C. M., Ceverino, D., DeGraf, C., Lapiner, S., ... & Primack Joel, R. (2016). The confinement of star-forming galaxies into a main sequence through episodes of gas compaction, depletion and replenishment. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **457**(3), 2790-2813.
- [۲] Matthee, J., & Schaye, J. (2019). The origin of scatter in the star formation rate–stellar mass relation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **484**(1), 915-932.
- [۳] Caplar, N., & Tacchella, S. (2019). Stochastic modelling of star-formation histories I: the scatter of the star-forming main sequence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **487**(3), ۳۸۴۵–۳۸۶۹.
- [۴] Conroy, C. (2013). Modeling the panchromatic spectral energy distributions of galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **51**, 393-455.
- [۵] Kennicutt Jr, R. C. (1998). Star formation in galaxies along the Hubble sequence. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **36**(1), 189-231.
- [۶] Carnall, A. C., McLure, R. J., Dunlop, J. S., & Davé, R. (2018). Inferring the star formation histories of massive quiescent galaxies with

منشأ تفاوت‌های ساختاری خوشه‌های غنی و فقیر از فلز: سرنخی از سرعت پس‌زنی کم سیاه‌چاله‌ها

رستمی شیرازی، علی^۱؛ حسنی زنوزی، اکرم^۱؛ حقی، حسین^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

چکیده

توزیع دوگانه فلزیت در خوشه‌های کروی در کهکشان‌های بزرگ، وجود دو زیرگروه متمایز را نشان می‌دهد: یکی دارای فلزیت کم و دیگری دارای فلزیت غنی. با استفاده از پایگاه داده گایا، دو تفاوت متمایز بین خوشه‌های کروی فقیر و غنی از فلز را در کهکشان راه شیری برجسته کردیم. شعاع نیمه جرم و شعاع نیمه درخشندگی خوشه‌های کروی فقیر از فلز، به طور میانگین، به ترتیب حدود 52 ± 5 و 60 ± 3 درصد بیشتر از خوشه‌های با فلزیت غنی است. بررسی منشأ این اختلافات می‌تواند به درک تکامل خوشه‌های ستاره‌ای کمک کند. در این مقاله، هدف ما بررسی تأثیر سرعت پس‌زنی اولیه سیاه‌چاله‌ها بر پارامترهای رصدی است که اختلافات بین خوشه‌های کروی فقیر و غنی از فلز را نشان می‌دهند. با انجام شبیه‌سازی‌های مستقیم N ذره، ما تکامل بلندمدت خوشه‌های کروی با فلزیت کم و فلزیت غنی را بررسی کردیم، با در نظر گرفتن دو سناریو حضور و عدم حضور سیاه‌چاله‌ها درون خوشه. ما متوجه شدیم که باقی‌ماندن سیاه‌چاله‌ها درون خوشه، برای بازتولید اختلافات مشاهده شده بین خوشه‌های فقیر و غنی از فلز حیاتی است.

کلیدواژه‌ها: ستاره‌ها: تکامل - خوشه‌های کروی: کلی

Origin of the Metal-Rich vs. Metal-Poor Globular Clusters System Dichotomies in the Milky Way: A Sign of Low BH Natal Kicks

Rostami Shirazi, Ali¹; Hasani Zonoozi, Akram¹; Haghi, Hosein¹

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

Abstract

The bimodal metallicity distribution of globular clusters (GCs) in massive galaxies implies two distinct sub-populations: metal-poor and metal-rich. Using the Gaia database we highlighted two distinct dissimilarities between metal-poor and metal-rich GCs in the Milky Way (MW). Half-mass and half-light radii of metal-poor GCs exhibit, on average, $\sim 52 \pm 5$ and $\sim 60 \pm 3$ per cent more expansion compared to those of metal-rich ones, respectively. Investigating the origin of these discrepancies may shed light on the evolution of star clusters. In this paper, we aim to explore the impact of the BHs natal kick on the observational parameters that exhibit disparities between metal-poor and metal-rich GCs. Performing direct N -body simulations, we investigated the long-term evolution of low- and high-metallicity GCs, considering the presence and absence of BHs retention. We found that the retention of BHs inside the cluster is crucial to reproducing the observed dissimilarities.

Keywords: stars: evolution – globular clusters: general

مقدمه

خوشه‌های دارای فلز بیشتر، بیشتر در مرکز کهکشان تمرکز دارند و پروفایل توزیع شعاعی آنها به مؤلفه باریونی کهکشان شبیه است. به عکس، خوشه‌های دارای فلز کمتر توزیعی گسترده‌تر دارند و احتمالاً با هاله ستاره‌ای کهکشان مرتبط هستند [۲]. در کهکشان راه شیری، توزیع خوشه‌های غنی از فلز تا فاصله‌ی ۱۰ کیلوپارسک از مرکز کهکشان توزیع شده‌اند. با این حال، جمعیت خوشه‌های دارای فلز کمتر در یک محدوده بسیار بزرگتر، از حدود ۱ تا ۱۰۰ کیلوپارسک، گسترده می‌شود. از نظر سن، تخمین زده می‌شود که

توزیع فلزیت و رنگ خوشه‌های کروی در اکثر کهکشان‌های بزرگ، مانند راه شیری، دارای یک توزیع دوگانه است [۱]. توزیع دوگانه خوشه‌ها نشان‌دهنده وجود دو زیرگروه متمایز از آنها است: خوشه‌های آبی که فلزیت کمتری دارند و خوشه‌های قرمز که فلزیت بیشتری دارند. خوشه‌های فقیر و غنی از فلز، موقعیت‌های مکانی و سینماتیکی مختلفی را در کهکشان‌های میزبان خود دارند.

جدول ۱: مقدار متوسط R_{hm} و R_{hl} خوشه های آبی و قرمز MW در فواصل کهکشانی مختلف.

R_{per} Range [kpc]	$\langle r_{hm} \rangle$ (red) [pc]	$\langle r_{hm} \rangle$ (blue) [pc]	$\langle r_{hl} \rangle$ (red) [pc]	$\langle r_{hl} \rangle$ (blue) [pc]
(0,2)	3.44 ± 0.15	5.31 ± 0.79	2.35 ± 0.10	3.54 ± 0.60
(2,4)	5.39 ± 0.34	8.37 ± 2.09	3.51 ± 0.24	5.65 ± 1.62
(4,10)	6.13 ± 0.36	10.07 ± 1.16	4.21 ± 0.35	6.81 ± 0.83
(10,100)	13.43 ± 2.58	18.39 ± 2.03	8.06 ± 2.04	13.49 ± 1.56

و ویژگی های مداری، شعاع نیمه درخشندگی (R_{hl}) و شعاع نیمه جرم سه بعدی (R_{hm}) آن ها را با تمرکز بر روی فلزیت آن ها مورد تجزیه و تحلیل قرار دادیم [۶,۷].

اندازه کنونی خوشه های کروی توسط سه مکانیسم تعیین می شود: نیروی کشندی کهکشان، تحول ستارگان و برخوردهای دینامیکی درون خوشه ها. میانگین R_{hl} و R_{hm} خوشه های کروی آبی در راه شیری به ترتیب، ۹۴ و ۱۰۵ درصد بیشتر از آنچه در خوشه های قرمز دیده می شود است. از آنجاکه خوشه های کروی آبی توزیع مکانی گسترده تری در راه شیری دارند، بخش قابل توجهی از این اختلاف اندازه به تأثیر نیروی کشندی راه شیری نسبت داده می شود. برای خنثی سازی اثر آن، ضروری است که شعاع خوشه ها را در بازه های یکسان از مرکز کهکشان مقایسه کنیم. در واقع، اختلاف شعاع بین زیرگروه های آبی و قرمز در بازه های یکسان از مرکز کهکشان بیشتر به فرایندهای تحول ستاره ای و فعالیت های دینامیکی درون خوشه ها برمی گردد؛ بنابراین، ما میانگین R_{hm} و R_{hl} خوشه های کروی فقیر و غنی از فلز را در چهار بازه مختلف از مرکز کهکشان محاسبه کردیم.

محدوده فاصله و میانگین R_{hm} و R_{hl} متناظر با خوشه های کروی فقیر و غنی از فلز در جدول ۱ آورده شده است. با در نظر گرفتن همه فواصل کهکشانی، ما مشاهده می کنیم که میانگین R_{hm} زیرگروه خوشه های کروی فقیر از فلز، ۵۲ درصد بزرگ تر از زیرگروه خوشه های غنی از فلز است. اختلاف بین R_{hl} خوشه های کروی فقیر و غنی از فلز، بیشتر از R_{hm} است. میانگین R_{hl} خوشه های کروی فقیر از فلز، ۶۰ درصد بزرگ تر از خوشه های کروی غنی از فلز است.

مدل ها و شرایط اولیه

برای بررسی تأثیر فلزیت (Z) بر تکامل خوشه های ستاره ای با کسرهای مختلف بقایای سیاه چاله ها، ما چندین شبیه سازی مستقیم

خوشه های غنی از فلز به طور میانگین حدود دو میلیارد سال جوان تر از خوشه های با فلزیت کم هستند [۳].

درباره تفاوت شعاع نیمه درخشندگی بین زیرگروه های قرمز و آبی از خوشه های کروی در پژوهش های زیادی بحث و گفتگو شده است. مشاهدات نشان می دهند که خوشه های آبی در راه شیری و در برخی از کهکشان های نزدیک دیگر، معمولاً شعاع نیمه درخشندگی بزرگ تری (حدود ۱۷ تا ۳۰ درصد) از خوشه های قرمز دارند [۴].

تفاوت مشاهده شده بین خوشه های غنی و فقیر از فلز، علاوه بر روشن کردن تاریخچه تشکیل خوشه ها در کهکشان ها، می تواند به بینش های ارزشمند در تحول درونی خوشه های ستاره ای منجر شود. به عنوان سنگین ترین عنصر در خوشه های کروی، جمعیت سیاه چاله ها نقش حیاتی در تکامل دینامیکی خوشه ها دارند، به خصوص در افزایش شعاع نیمه جرم خوشه های کم فلز نسبت به غنی از فلز [۵]. میزان سرعت پس زنی اولیه که سیاه چاله ها در هنگام تشکیل خود در یک انفجار ابرنواختری دریافت می کنند، همچنان موضوع بحث است که منجر به ابهامات درباره تعداد اولیه سیاه چاله های باقی مانده در خوشه های ستاره ای می شود.

در این مقاله، هدف ما بررسی تأثیر سرعت پس زنی اولیه دریافتی توسط سیاه چاله ها بر پارامترهای مشاهده ای است که اختلافات بین خوشه های دارای فلز کم و غنی را نشان می دهند. ما دو تفاوت متمایز بین خوشه های فقیر و غنی از فلز در راه شیری را برجسته می کنیم. سؤال اصلی که در نهایت سعی می کنیم به آن پاسخ دهیم این است که کدام یک از سناریوها در مورد کسر باقی مانده سیاه چاله ها در خوشه های کروی می تواند این تفاوت ها را به درستی بازتولید کند: آیا سیاه چاله ها سرعت پس زنی اولیه کمی دریافت می کنند که منجر به وجود زیرسیستم سیاه چاله ها در تکامل خوشه ها می شود یا در یک سناریو دیگر، سیاه چاله ها فوراً پس از تشکیل از خوشه خارج شده و سرعت پس زنی اولیه زیادی دریافت می کنند.

داده های رصدی

در این بخش، دو تفاوت متمایز بین خوشه های کروی کم فلز و غنی از فلز در راه شیری بر اساس شواهد رصدی برجسته شده است. ما یک مطالعه جامع از ۱۵۱ خوشه کروی در راه شیری انجام دادیم

N-body با استفاده از کد NBODY7 [۸] انجام دادیم. خوشه‌ها از تابع جرم اولیه کروپا [۹] تبعیت می‌کنند. ستاره‌ها به طور فضایی بر اساس پروفایل چگالی پلامر پراکنده شده‌اند و خوشه در ابتدا در تعادل ویریالی قرار دارد.

همه مدل‌ها تا ۱۲ گیگا سال تکامل می‌کنند. جرم اولیه و R_{hm} تمام مدل‌ها یکسان است و به ترتیب برابر با ۶۰۰۰۰ جرم خورشید و ۵ پارسک است. برای بررسی تأثیر فلزیت بر تکامل دینامیکی خوشه، ما خوشه‌های فقیر از فلز را با $Z = 0.01 Z_{\odot}$ و خوشه‌های غنی از فلز را با $Z = Z_{\odot}$ را تنظیم کردیم. ما هر دو خوشه مدل شده فقیر و غنی از فلز را در مدارهای دایره‌ای در فواصل ۴، ۶، ۸، ۱۲ و ۱۶ کیلوپارسک از مرکز راه شیری قرار دادیم.

کسر بقایای سیاه‌چاله‌ها نیز به‌عنوان یک پارامتر آزاد در نظر گرفته شد. ما دو شرط برای هر مدل در نظر گرفتیم: (۱) تمام سیاه‌چاله‌ها پس از تولد سرعتی را از یک توزیع ماکسولی با انحراف معیار ۱۹۰ کیلومتر بر ثانیه به دست می‌آورند [۱۰]، به این معنی که تقریباً تمام سیاه‌چاله‌ها فوراً پس از تشکیل از خوشه خارج می‌شوند ($\eta=0$). (۲) سیاه‌چاله‌ها هیچ سرعت پس زنی‌ای نمی‌گیرند و همه آن‌ها ابتدا در خوشه نگاه‌داشته می‌شوند ($\eta=1$).

نتایج

حضور سرعت پس زنی سیاه‌چاله‌ها

با اعمال یک سرعت پس زنی بالا برای سیاه‌چاله‌ها، ما یک سری مدل را تنظیم کردیم که تقریباً تمام سیاه‌چاله‌ها در ۱۰۰ میلیون سال اول از خوشه اخراج شدند. از آنجاکه سیاه‌چاله‌های بیشتری در خوشه‌های فقیر از فلز شکل می‌گیرند و این سیاه‌چاله‌ها جرم بیشتری دارند، خوشه‌های آبی با اخراج سیاه‌چاله‌ها جرم بیشتری را از دست می‌دهند. باین‌حال در تمام فواصل کهکشانی، خوشه‌های آبی و قرمز با فرض سرعت پس زنی زیاد، زمان انحلال تقریباً یکسانی را نشان می‌دهند؛ بنابراین، فلزیت تأثیر قابل‌ملاحظه‌ای روی زمان انحلال خوشه، R_{hm} و سایر شعاع‌های وزنی جرم، هنگامی که خوشه‌ها از سیاه‌چاله‌ها توسط سرعت پس زنی خالی شوند، ندارد.

بر خلاف R_{hm} که در خوشه‌های آبی و قرمز به طور مشابه تکامل می‌یابند، R_{hl} به طور آشکاری در خوشه‌های آبی بزرگ‌تر است. نتایج ما نشان می‌دهند که با فرض $\eta=0$ ، خوشه‌های فقیر از

فلز می‌توانند به طور متوسط ۱۶ درصد بزرگتر از R_{hl} خوشه‌های دارای فلز بالا باشند. تفاوت‌های R_{hl} در خوشه‌های آبی و قرمز احتمالاً به دلیل تعامل بین تکامل ستارگان و اثرات دینامیکی مانند جداسازی جرمی است [۱۱].

عدم وجود سرعت پس زنی سیاه‌چاله‌ها

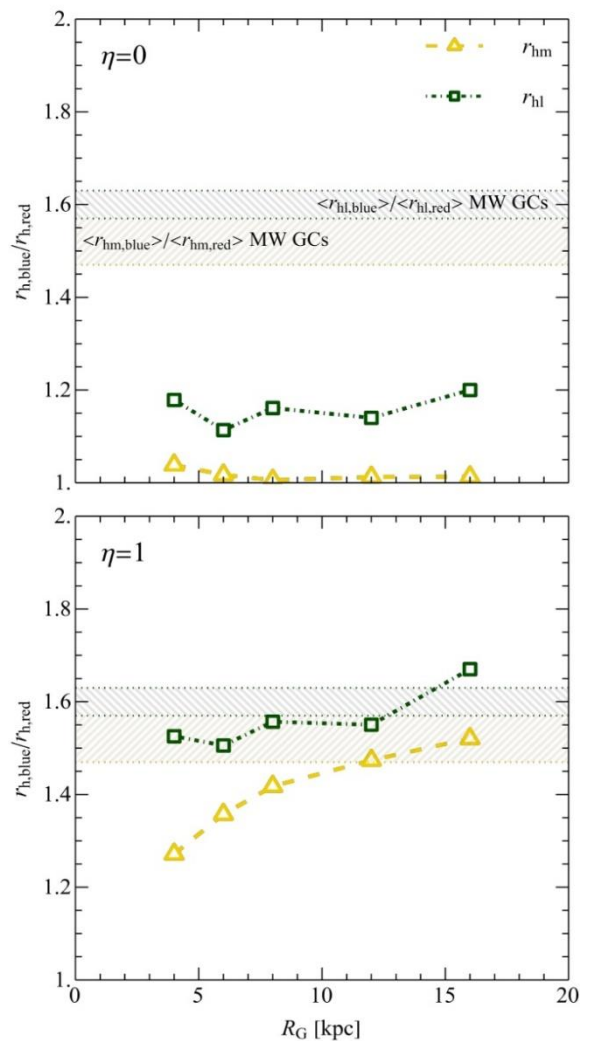
هنگامی که تعداد قابل‌توجهی از سیاه‌چاله‌ها در خوشه باقی می‌مانند، آن‌ها نمی‌توانند با ستاره‌های کم جرم خوشه از طریق همپاری انرژی به تعادل انرژی برسند؛ بنابراین، این سیاه‌چاله‌ها به سمت مرکز خوشه جداسازی جرمی می‌شوند. چنین خوشه‌ای دارای ناپایداری اسپیتزر است که منجر به تشکیل یک زیر سیستم سیاه‌چاله (BHSUB) در قسمت مرکزی خوشه می‌شود. فعالیت دینامیکی قابل‌توجهی را نشان می‌دهد که منجر به تشکیل تعداد زیادی از دوتایی سیاه‌چاله - سیاه‌چاله (BBHS) از طریق برخورد‌های سه جسمی می‌شود. از طریق برخورد‌های بعدی بین BBHS و سیاه‌چاله‌های تکی، سیستم‌های دوتایی به شدت به هم فشرده می‌شوند و به سیاه‌چاله تک، انرژی جنبشی می‌دهند. این انرژی باعث می‌شود سیاه‌چاله به مدار بالاتر حرکت کند و از BHSUB جدا شود. سیاه‌چاله پراکنده شده، از طریق برخورد‌های دو جسمی به ستاره‌های کم جرم هاله انرژی می‌دهد و به دلیل اصطکاک دینامیکی به BHSUB باز می‌گردد. انرژی منتقل شده به ستاره‌های کم جرم هاله باعث انبساط خوشه می‌شود و R_{hl} آن را افزایش می‌دهد؛ بنابراین، BHSUB مانند یک نیروگاه قدرتمند انرژی عمل می‌کند که انرژی جنبشی را از منطقه مرکزی خوشه به جمعیت ستارگان محیطی آن پمپاژ می‌کند.

BHSUBs در خوشه‌های فقیر از فلز سنگین‌تر و پر چگال‌تر از خوشه‌های غنی از فلز است. این باعث می‌شود نرخ بالاتری از برخورد‌های سه جسمی در خوشه‌های فقیر از فلز نسبت به خوشه‌های غنی از فلز روی دهد؛ بنابراین، در خوشه‌های فقیر از فلز، تزریق انرژی از سوی BHSUB بیشتر است که منجر به انبساط بیشتر خوشه‌های آبی می‌شود. تفاوت در نسبت جرمی سیاه‌چاله‌های خوشه‌های مدل شده قرمز و آبی منجر به یک شکاف واضح در تکامل R_{hm} آن‌ها می‌شود. گسترش بیشتر در R_{hm} خوشه‌های آبی هر گونه تفاوتی در R_{hl} را تقویت خواهد کرد.

نشان داده شده است، داده‌های رصدی تفاوت معناداری را بین R_{hl} و R_{hm} خوشه‌های آبی و قرمز راه شیری نشان می‌دهد؛ بنابراین، مدل‌هایی که سیاه‌چاله‌ها سرعت پس‌زنی بالا دریافت می‌کنند، نمی‌توانند اختلاف اندازه‌ای بین زیر جمعیت‌های آبی و قرمز راه شیری را بازتولید کنند. به‌عکس، نگه‌داشتن سیاه‌چاله‌ها در خوشه منجر به گسترش بیشتر R_{hl} و R_{hm} در خوشه‌های آبی می‌شود به طوری که خوشه‌های آبی تقریباً ۵۰-۶۰ درصد گسترش بیشتری نسبت به خوشه‌های قرمز تجربه می‌کنند؛ بنابراین، استفاده از یک تکانه سرعت پس‌زنی کم می‌تواند به طور مؤثر اختلاف ۵۲ و ۶۰ درصدی مشاهده شده در R_{hl} و R_{hm} بین خوشه‌های آبی و قرمز در داخل راه شیری را بازتولید کند.

مرجع‌ها

- [1] Chies-Santos, A. L., S. S. Larsen, M. Cantiello, J. Strader, H. Kuntschner, E. M. Wehner, and J. P. Brodie. "An optical/NIR survey of globular clusters in early-type galaxies-III. On the colour bimodality of globular cluster systems." *Astronomy & Astrophysics* **539** (2012): A54.
- [2] Pota, Vincenzo, Duncan A. Forbes, Aaron J. Romanowsky, Jean P. Brodie, Lee R. Spitler, Jay Strader, Caroline Foster et al. "The SLUGGS Survey: kinematics for over 2500 globular clusters in 12 early-type galaxies." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **428**, no. 1 (2013): 389-420.
- [3] Hansen, B. M. S., Jason S. Kalirai, Jay Anderson, Aaron Dotter, Harvey B. Richer, R. M. Rich, Michael M. Shara et al. "An age difference of two billion years between a metal-rich and a metal-poor globular cluster." *Nature* **500**, no. 7460 (2013): 51-53.
- [4] Strader, Jay, Giuseppina Fabbiano, Bin Luo, Dong-Woo Kim, Jean P. Brodie, Tassos Fragos, John S. Gallagher, Vassiliki Kalogera, Andrew King, and Andreas Zezas. "Deep CHANDRA monitoring observations of NGC 4649. II. Wide-field hubble space telescope imaging of the globular clusters." *The Astrophysical Journal* **760**, no. 1 (2012): 87.
- [5] Chattopadhyay, Debatri, Jarrod Hurley, Simon Stevenson, and Arihant Raidani. "Dynamical double black holes and their host cluster properties." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **513**, no. 3 (2022): 4527-4555.
- [6] Baumgardt, H., and M. Hilker. "A catalogue of masses, structural parameters, and velocity dispersion profiles of 112 Milky Way globular clusters." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **478**, no. 2 (2018): 1520-1557.
- [7] Kruijssen, JM Diederik, Joel L. Pfeffer, Marta Reina-Campos, Robert A. Crain, and Nate Bastian. "The formation and assembly history of the Milky Way revealed by its globular cluster population." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **486**, no. 3 (2019): 3180-3202.
- [8] Aarseth, Sverre J. "Mergers and ejections of black holes in globular clusters." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **422**, no. 1 (2012): 841-848.
- [9] Kroupa, Pavel. "On the variation of the initial mass function." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **322**, no. 2 (2001): 231-246.
- [10] Hansen, Brad MS, and E. Sterl Phinney. "The pulsar kick velocity distribution." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **291**, no. 3 (1997): 569-577.
- [11] Sippel, Anna C., Jarrod R. Hurley, Juan P. Madrid, and William E. Harris. "N-body models of globular clusters: metallicities, half-light radii and mass-to-light ratios." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **427**, no. 1 (2012): 167-179.



شکل ۱: نسبت R_{hm} و R_{hl} خوشه‌های آبی به قرمز در فواصل کهکشانی مختلف. ناحیه‌ی هاشور مقدار متوسط این نسبت را برای MW GCs نشان می‌دهد.

بحث و نتیجه‌گیری

در شکل ۱، نسبت‌های R_{hl} و R_{hm} خوشه‌های مدل شده آبی به قرمز مشاهده می‌شود. پنل بالایی شکل ۱ نتایج ما را برای مدل‌های با سرعت پس‌زنی نشان می‌دهد. همان‌طور که پیش‌تر بحث شد اگر سیاه‌چاله‌ها سرعت پس‌زنی بگیرند به طوری که تقریباً همه آن‌ها از خوشه خارج شوند، آنگاه تفاوت معنی‌داری در R_{hm} خوشه‌های آبی و قرمز وجود ندارد که منجر به نسبت $R_{hm,blue}/R_{hm,red}$ حدوداً برابر ۱ در تمام فواصل کهکشانی می‌شود. با این حال، R_{hl} خوشه‌های آبی به طور میانگین ۱۶ درصد بزرگ‌تر از خوشه‌های قرمز است. همان‌طور که در پنل بالایی شکل ۱

ارتباط فعالیت خورشیدی و چرخش آن در طول چرخه ۲۴ از مشاهدات SDO/AIA

شکری، زهرا^۱؛ علیپور، نسیم^۲؛ صفری، حسین^۱

^۱گروه فیزیک، دانشگاه سراسری زنجان، زنجان

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده

چرخش دیفرانسیل خورشید نقش مهمی در دینامیک و فعالیت خورشید دارد. در این پروژه پارامترهای چرخش خورشیدی و همبستگی آنها با فعالیت خورشیدی با استفاده از الگوریتم یادگیری ماشین بردار پشتیبان برای شناسایی و ردیابی نقاط درخشان تاجی (CBP) از تصاویر رصدخانه دینامیک خورشیدی در طول موج ۱۹۳ آنگستروم در طول چرخه ۲۴ مطالعه می‌کنیم. برای بیش از ۳۲۲,۹۸۰ نقاط درخشان تاجی با مدت زمان بیش از ۱۰۰ دقیقه در عرض و طول جغرافیایی $\pm 50^\circ$ درجه، سرعت‌های جانبی^۱ برای نه سال در طول چرخه ۲۴ محاسبه می‌شوند. برای نخستین بار، نقشه چرخش تاجی با ردیابی CBPها نشان داده شده که چرخش تاجی کمی سریع‌تر از شیدسپهر را نشان می‌دهد. پارامتر چرخش استوایی (A) و گرادیان عرضی چرخش (B) همبستگی مثبت (>0.7 پیرسون) و منفی (<-0.7 پیرسون) با فعالیت خورشیدی (لکه‌های خورشیدی و شراره‌ها) نشان می‌دهد. در چرخه ۲۴، بررسی‌ها نشان می‌دهد که نیمکره شمالی دارای چرخش دیفرانسیل بیشتری نسبت به جنوب است. واژگان کلیدی: تاج، فعالیت خورشیدی، چرخش خورشیدی، چرخش دیفرانسیلی

Correlation of solar activity and its rotation during cycle 24 from SDO/AIA observations

Shokri, Zahra¹; Alipour, Nasibe²; Safari, Hossien¹

¹Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

²Department of Physics, University of Guilan, Rasht

Abstract

The differential rotation of the sun plays an important role in the dynamics and activity of the sun. In this project, we study solar rotation parameters and their correlation with the solar activity using support vector machine learning algorithm to identify and track coronal bright points (CBPs) from Solar Dynamics Observatory images at 193 Å during cycle 24. For more than 322,980 CBPs with a duration of more than 100 minutes at $\pm 50^\circ$ latitude and longitude, sidereal velocities are calculated for nine years during cycle 24. For the first time, a coronal rotation map has been shown by tracking CBPs, which shows a slightly faster coronal rotation than the photosphere. Equatorial rotation and latitudinal gradient of rotation positive (>0.7 Pearson) and negative (<0.7 Pearson) correlation with the solar activity (sunspot numbers and flare index) shows. For cycle 24, investigations show that the northern hemisphere has more differential rotation than the south.

Keywords: Corona, Solar activity, Solar rotation, Differential rotation

خورشید و زیر شیدسپهر مهم باشد. اندازه‌گیری مشخصات چرخش خورشیدی و تأثیر چرخش دیفرانسیل بر فعالیت خورشیدی برای درک دینامیک ویژگی‌های مغناطیسی ضروری است [۳]. چرخش خورشید با توجه به زمان، عرض جغرافیایی و ارتفاع، از شیدسپهر تا لایه‌های داخلی و جو متفاوت است. چندین روش اصلی مبتنی بر ردیابی مشخصات جوی، اندازه‌گیری‌های طیف‌سنجی، مدولاسیون

مقدمه

چرخش دیفرانسیل خورشیدی ممکن است فعالیت‌های مغناطیسی ناشی از فرآیند دینام را ایجاد کند [۱]. چرخش‌های دیفرانسیل خورشید باعث پیچش میدان مغناطیسی می‌شود که منجر به ایجاد پدیده‌های مغناطیسی مانند لکه‌های خورشیدی، شراره‌ها، و روشنایی‌ها در جو خورشید می‌شود [۲]. از این رو، اندازه‌گیری روند تغییرات چرخش دیفرانسیل می‌تواند در درک دینامیک داخل

^۱ Coronal Bright Points

^۲ Sidereal velocity

شار و لرزه‌شناسی خورشیدی عمدتاً برای مطالعه چرخش دیفرانسیل خورشیدی ارائه شده‌اند [۵-۲].

چاندرا و همکاران (۲۰۰۹) با استفاده از روش مدولاسیون شار با بررسی پارامترهای چرخش دیفرانسیلی خورشید همبستگی مثبتی را برای فعالیت خورشیدی (تعداد لکه‌های خورشیدی) و پارامتر A (چرخش استوایی) و همچنین یک ضد همبستگی برای فعالیت و پارامتر B (شیب عرضی چرخش) بدست آوردند [۶]. لی و همکاران (۲۰۲۰) با مطالعه روزانه تابش‌های طیفی و بررسی چرخش جو خورشید بیان کردند که تاج خورشید سریعتر از شیدسپهر می‌چرخد. خورشید عدم تقارنی را در نیمکره‌های شمال و جنوب در چرخش نشان می‌دهد که به معنای تفاوت چرخش در دو نیمکره است [۴]. اعتقاد بر این است که عدم تقارن شمال و جنوب فرآیندی تصادفی نیست و ناشی از تغییرات سیستماتیک است. عدم تقارن نیمکره‌های شمالی و جنوبی با شاخص‌هایی مانند لکه‌های خورشیدی، شماره‌ها و غیره مورد مطالعه قرار گرفته است. تجزیه و تحلیل عدم تقارن لکه‌های خورشیدی در نیمکره شمالی و جنوبی نشان دهنده رفتار دوره‌ای هشت یا دوازده چرخه خورشیدی است. بررسی نیمکره فعال‌تر در چرخه ۲۴ برای تعیین دوره تناوب هشت یا دوازده چرخه عدم تقارن نیمکره‌های خورشیدی ضروری است [۷]. پیچیدگی ساختار و عدم یکنواختی توزیع لکه‌های خورشیدی (عدم وجود آن‌ها در عرض‌های جغرافیایی بالا) اندازه‌گیری چرخش خورشید را در برخی مواقع به ویژه در حداقل فعالیت خورشیدی غیرممکن می‌کند. از این رو، ردیابی رویدادهای کوچک مقیاس با حضوری دائمی و سراسری مانند CBPها، چشمک‌زن‌ها، و ویژگی‌های مغناطیسی کوچک برای اندازه‌گیری چرخش دیفرانسیل حائز اهمیت است [۵]. CBPها حضوری سراسری در همه عرض‌های خورشید دارند. بررسی‌های بسیاری برای مطالعه چرخش خورشیدی با استفاده از شناسایی و ردیابی این نقاط درخشان تاجی انجام شده است [۵]. خی و همکاران (۲۰۱۸) با بررسی میدان‌های مغناطیسی یک همبستگی منفی بین عدم تقارن پارامتر B و عدم تقارن تعداد لکه‌های خورشیدی گزارش کردند [۸].

در این پروژه، از CBPها به عنوان ردیاب برای مطالعه چرخش دیفرانسیل خورشیدی در طول چرخه ۲۴ (۲۰۱۱ تا ۲۰۱۹) استفاده

می‌شود [۹ و ۱۰]. ابتدا از یک الگوریتم مبتنی بر یادگیری ماشین برای شناسایی و ردیابی CBPها استفاده می‌کنیم. الگوریتم ردیابی برای تشخیص دو یا چند CBP که به طور متوالی در یک مقیاس کوچک با فاصله زمانی کمتر از ۱۰ دقیقه ظاهر می‌شوند، بهبود یافته است. سرعت‌های جانبی و نصف‌النهار مرکزی در یکای درجه بر روز برای CBPها با استفاده از روش برازش حداقل مربع در عرض و طول جغرافیایی ± 50 درجه تخمین زده می‌شوند.

این مقاله به صورت زیر سامان‌دهی می‌شود: در بخش ۲ به بررسی و تحلیل داده‌های خورشیدی، گشتاور زرنیک و الگوریتم یادگیری ماشین بردار پشتیبان به شناسایی و ردیابی CBPها برای محاسبه چرخش دیفرانسیلی می‌پردازیم. بخش ۴ نتایج بدست آمده مورد بررسی قرار می‌گیرد.

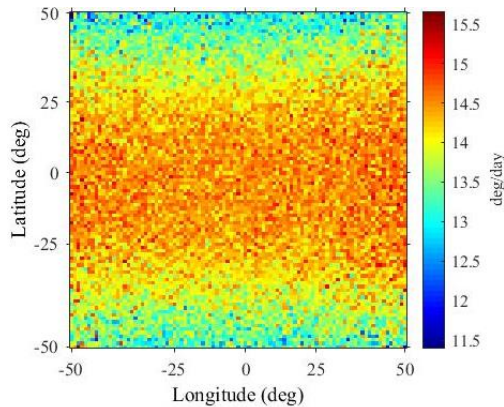
تحلیل داده

برای بررسی سرعت چرخش، از تصاویر ۱۹۳ آنگستروم از تصاویر ماهواره اس‌دی‌او و از ابزار ای‌آی‌ای در طول چرخه ۲۴ (۱ ژانویه ۲۰۱۱ تا ۳۰ دسامبر ۲۰۱۹) استفاده می‌کنیم. مجموعه داده‌ها شامل تصاویری است که هر سه روز یکبار با فواصل زمانی ۱۰ دقیقه در ده ساعت اول هر روز گرفته می‌شود. نواحی از قرص خورشیدی با طول و عرض جغرافیایی ± 50 درجه مورد مطالعه قرار گرفته تا از اثرات پس زمینه تصاویر طول موج ۱۹۳ آنگستروم جلوگیری شود. از تعداد لکه‌های خورشیدی و شدت شراره‌ها برای بررسی ارتباط آن‌ها با چرخش در طول بازه مورد مطالعه استفاده می‌کنیم.

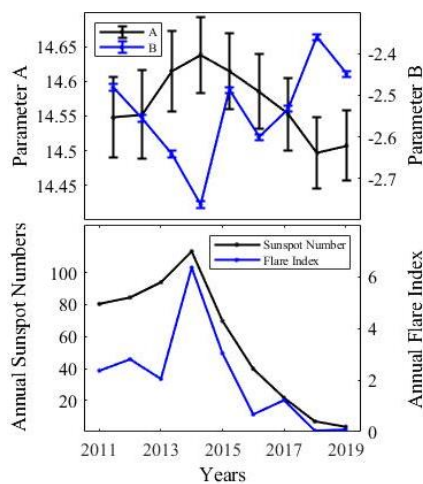
شناسایی و ردیابی CBPها و محاسبه چرخش

در اینجا، هدف ما شناسایی و ردیابی CBPها برای محاسبه سرعت چرخش است. CBPها در ساختارها، اندازه‌ها و با طول عمر متفاوت ظاهر می‌شوند. بنابراین، روش‌های پیشین شناسایی، به عنوان مثال، روش‌های مبتنی بر آستانه، در شناسایی و ردیابی با مشکلات متعددی مواجه بودند.

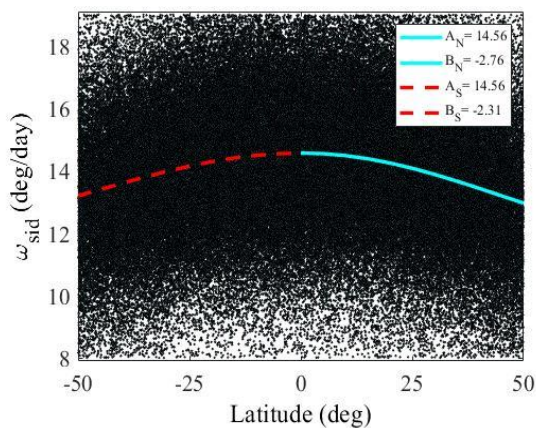
با این حال، الگوریتم بهبود یافته یادگیری ماشین برای شناسایی و ردیابی نقاط درخشان تاجی از مشاهدات ای‌آی‌ای استفاده می‌شود. شکری و همکاران (۲۰۲۲) یک الگوریتم شناسایی مبتنی بر



شکل ۱: میانگین سرعت‌های جانبی (نوار رنگی) در هر یک درجه عرض و طول جغرافیایی.



شکل ۲: تغییرات سالانه (نمودار بالا) چرخش استوایی A (خط سیاه) و گرادیان عرضی چرخش B (خط آبی) با خط‌های استاندارد آن‌ها (نوارهای خطی)، (نمودار پایین) میانگین تعداد لکه‌های خورشیدی (خط سیاه) و شدت شراره‌ها (خط آبی).



شکل ۳: سرعت‌های جانبی (نقاط سیاه) CBPها در مقابل عرض‌های جغرافیایی خورشیدی. مشخصات چرخش (معادله ۲) با پارامترهای A و B برای نیمکره شمالی (خط آبی) و نیمکره جنوبی (خط چین قرمز) برازش داده شده است.

ویژگی‌های گشتاور زرنیک جمع‌آوری شده برای دو کلاس رویداد (CBP) و غیر رویداد ارائه دادند. آن‌ها از یک طبقه‌بندی کننده ماشین بردار پشتیبان برای تشخیص موقعیت‌های CBP استفاده کردند [۱۰]. این الگوریتم تصاویر ای‌آی‌ای را مورد بررسی قرار می‌دهد تا همه نقاط درخشان تاجی را مطابق با ویژگی‌های کلاس رویداد انتخاب کند. الگوریتم ردیابی از روش تقسیم بندی در حال رشد منطقه و مناطق همپوشانی برای ردیابی CBPهای شناسایی شده در تصاویر متوالی ای‌آی‌ای استفاده می‌کند.

برای محاسبه سرعت چرخش موقعیت هر CBP (مرکز) در پیکسل به چارچوب یک سیستم مختصات هلیوگرافی با فاصله نصف النهار مرکزی (CMD, l) و عرض جغرافیایی (b) تبدیل می‌کنیم. برای یک CBP با موقعیت (li, bi)، در هر زمان (ti) چرخش سینودیک (ω_{syn}) محاسبه می‌شود. چرخش سینودیک خورشیدی تغییرات طول جغرافیایی یک CBP در طول زمان است. برای به دست آوردن چرخش سینودیک برای یک CBP، از برازش شیب حداقل مربعی خطی استفاده می‌کنیم (معادله ۱).

$$\omega_{syn} = \frac{N \sum_{i=1}^N l_i t_i - \sum_{i=1}^N l_i \sum_{i=1}^N t_i}{N \sum_{i=1}^N t_i^2 - (\sum_{i=1}^N t_i)^2} \quad (1)$$

که در آن N مجموع تصاویر برای یک CBP در مدت زمان طول عمر آن است. با توجه به مسیر بیضوی زمین و تمایل محور چرخش خورشید نسبت به صفحه دایره البروج، ما سرعت‌های سینودی را به جانبی (ω_{sid}) تبدیل می‌کنیم. در نهایت خطای استاندارد برای سرعت‌های جانبی را محاسبه می‌کنیم. برای بررسی پارامترهای چرخش جانبی (ω_{sid}) وابسته به عرض‌های جغرافیایی (b)، از رابطه زیر استفاده می‌کنیم

$$\omega_p(A, B, b) = A + B \sin^2 b \quad (2)$$

که در آن A سرعت چرخش استوایی و B نشان دهنده گرادیان عرض جغرافیایی چرخش است.

نتایج

در این پروژه از CBPها در محدوده طول و عرض جغرافیایی $\pm 50^\circ$ درجه از تصاویر ماهواره اسدی او و از ابزار ای آی ای در طول موج ۱۹۳ آنگستروم به عنوان ردیاب برای تجزیه و تحلیل پارامترهای چرخش خورشیدی استفاده شده است. مطابق با سودار و همکاران (۲۰۱۵) CBPها با آهنگ زمانی ۱۰ دقیقه حد فاصل بین دو تصویر متوالی ردیابی شده‌اند [۵]. برای CBPهای با مدت زمان بیشتر از ۱۰۰ دقیقه، سرعت‌های جانبی و خطاهای استاندارد محاسبه می‌شود. برای تجزیه و تحلیل آماری دقیقتر، سرعت‌های جانبی در محدوده $8 < \omega_{sid} < 19$ درجه بر روز و با خطای کمتر از ۱ درجه بر روز محدود کردیم. شکل ۱ میانگین سرعت جانبی برای CBPها را در مختصات هلیوگرافی با نقشه رنگی نشان می‌دهد. نسبت به عرض‌های جغرافیایی بالاتر سرعت چرخش پلاسمای تاجی از $14/5$ درجه بر روز (نارنجی تا قرمز) در استوا (در 20 درجه عرض جغرافیایی) قابل توجه‌تر است که بیشتر از سرعت چرخش ($14/2$ تا $14/4$ درجه بر روز) در استوا برای شیدسپهر مطابق با خی و همکاران (۲۰۱۸) است [۸]. همچنین، چرخش تعیین شده برای رویدادهای تاجی در مقیاس کوچک، سریع‌تر از لک‌های خورشیدی و اندازه‌گیری‌های جابجایی داپلر (لی و همکاران ۲۰۲۰) است [۴]. شکل ۲ تغییرات سالانه (نمودار بالا) چرخش استوایی A (خط سیاه) و گرادیان عرضی چرخش B (خط آبی)، (نمودار پایین) متوسط سالانه تعداد لک‌های خورشیدی (خط سیاه) و شدت شراره‌ها (خط آبی) را نشان می‌دهد. شارما و همکاران (۲۰۲۱) چرخش خورشیدی را بر اساس روش مدولاسیون شار در ناحیه گذار را در طول چرخه ۲۴ مورد مطالعه کرده و مقادیر پارامترهای A و B در عرض‌های جغرافیایی میانی به ترتیب حدود $14/70$ و $-1/26$ درجه بر روز گزارش کردند [۲].

در این پروژه یک همبستگی مثبت ($0/79$) بین پارامتر چرخش استوایی و تعداد لک‌های خورشیدی و یک همبستگی مثبت ($0/75$) بین پارامتر چرخش استوایی و شدت شراره‌ها گزارش شد. تعداد لک‌های خورشیدی و شدت شراره‌ها، همبستگی $-0/74$ را با گرادیان عرضی چرخش نشان می‌دهند (شکل ۲).

شکل ۳ سرعت‌های جانبی (نقطه‌های سیاه) CBPها را در مقابل عرض‌های جغرافیایی خورشیدی را نشان می‌دهد. پارامترهای چرخش ($A_N=14/58$ و $B_N=-2/75$ درجه بر روز) را برای نیمکره شمالی (خط آبی) و ($A_S=14/58$ و $B_S=-2/27$ درجه بر روز) برای نیمکره جنوبی (خط قرمز) بدست می‌آوریم. همانطور که انتظار می‌رود، مقدار چرخش استوایی برای هر دو نیمکره تقریباً یکسان است. با این حال، پارامتر چرخش دیفرانسیلی B، نیمکره شمالی از نیمکره جنوبی قابل توجه‌تر است. به عبارت دیگر نیمکره شمالی دیفرانسیلی‌تر از نیمکره جنوبی می‌چرخد.

مرجع‌ها

- [۱] Babcock, H. W. "The solar magnetic cycle." *Transactions of the International Astronomical Union* **11**, No. 2 (1962) 419-425.
- [۲] Sharma, Jaidev, Brajesh Kumar, Anil K. Malik, and Hari Om Vats. "Differential rotation of the solar transition region from STEREO/EUVI 30.4-nm images." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **506**, No. 4 (2021) 4952-4959.
- [۳] Clement, Maurice J. "Differential rotation in the solar interior." *International Astronomical Union Colloquium* **4**, Cambridge University Press, (۱۹۷۰) ۳۴۶-۳۵۱.
- [۴] Li, K. J., J. C. Xu, Z. Q. Yin, and W. Feng. "Why does the solar corona abnormally rotate faster than the photosphere?" *The Astrophysical Journal* **875**, No. 2 (2019) 90.
- [۵] Sudar, Davor, Ivica Skokić, Roman Brajša, and Steven H. Saar. "Steps towards a high precision solar rotation profile: Results from SDO/AIA coronal bright point data." *Astronomy & astrophysics* **575** (2015) A63.
- [۶] Chandra, Satish, Hari Om Vats, and K. N. Iyer. "Differential coronal rotation using radio images at 17 GHz." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* **400**, No. 1 (2009) 34-37.
- [۷] Li, F. Y., N. B. Xiang, J. L. Xie, and J. C. Xu. "The present special Solar Cycle 24: Casting a shadow over periodicity of the North-South hemispherical asymmetry." *The Astrophysical Journal* **873**, No. 2 (2019) 121.
- [۸] Xie, Jinglan, Xiangjun Shi, and Zhining Qu. "North-south asymmetry of the rotation of the solar magnetic field." *The Astrophysical Journal* **855**, No. 2 (2018) 84.
- [۹] Alipour, N, and H. Safari. "Statistical properties of solar coronal bright points." *The Astrophysical Journal* **807**, No. 2 (2015) ۱۷۵.
- [۱۰] Shokri, Z, N. Alipour, H. Safari, P. Kayshap, O. Podladchikova, G. Nigro, and D. Tripathi. "Synchronization of small-scale magnetic features, blinkers, and coronal bright points." *The Astrophysical Journal* **926**, No. 1 (2022) 42.

SIMEFIC III: یک روش جدید برای کاهش نویز در تصاویر دوبعدی پرتوی گاما

سور، مهران^۱؛ آخوندی وکیل آباد، فاطمه^۱؛ هدایتی خلیل آباد، هادی^۱

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران

چکیده

یکی از مسائل مهم در تجزیه و تحلیل داده و شناسایی سیگنال، حذف نویز پس‌زمینه است. در این مقاله، ما روش جدیدی برای حذف نویز در تصاویر دوبعدی پیشنهاد می‌کنیم. در این روش، به نقاط بر اساس فواصلشان از یکدیگر برچسب زده می‌شوند و می‌توان با انتخاب پارامتر ورودی بر اساس فاصله میانگین، نقاط پس‌زمینه را حذف کرد. با کاربرد این الگوریتم روی داده‌های دوبعدی پرتوی گاما، افزایش توانایی الگوریتم‌های خوشه‌بندی برای شناسایی خوشه‌های واقعی و حذف خوشه‌های جعلی را مشاهده کردیم.

واژگان کلیدی: تجزیه و تحلیل داده نجومی، خوشه‌بندی، چشمه‌های پرتوی گاما

SIMEFIC III: A New Method For Noise Reduction In 2-Dimensional Gamma-Ray Images

Soor, Mehran¹; Akhondi V, Fatemeh¹; Hedayati Kh, Hadi¹

¹ Department of Physics, K.N. Toosi University of Technology, Tehran

Abstract

One of the important matters in data analysis and signal detection is background noise removal. This paper proposes a new method for removing noise in 2-dimensional images. In this method, points are labeled based on distances from each other, and background points can be removed by selecting the input parameter based on average distance. By applying this algorithm to the 2-dimensional gamma-ray data, we observed an increase in the ability of clustering algorithms to identify real clusters and remove fake clusters.

Keywords: Astronomy data analysis, Clustering, Gamma-ray sources

مقدمه

دقیق چشمه‌های کیهانی با دشواری‌هایی همراه باشد. از این رو، نویز زدایی از این داده‌ها از اهمیت بالایی برخوردار است. تلسکوپ فضایی پرتوی گامای فرمی، یک تلسکوپ فضایی برای رصد پرتوهای گاما است. تلسکوپ سطح بزرگ، یکی از ابزارهای تلسکوپ فرمی است که پرتوهای گاما پرنرزی در محدوده ۳۰ MeV تا بیش از ۳۰۰ GeV را آشکارسازی می‌کند [۱]. این تلسکوپ مجهز به مبدل، ردیاب دقیق و کالری‌سنجی است. که پرتوی گاما را به یک جفت الکترون و پوزیترون تبدیل می‌کند [۲]. چشمه‌های پرتوی گاما در داده‌های تلسکوپ فرمی با خوشه‌بندی

مطالعه پرتوهای گاما در حوزه اخترفیزیک با انرژی بالا حائز اهمیت فراوان است. این فوتون‌های پرنرزی که از چشمه کیهانی مانند ستاره‌های نوترونی و سیاه‌چاله‌ها منتشر می‌شوند، دارای اطلاعات بسیار مهمی در مورد پدیده‌های اخترفیزیکی از جمله مکانیزم‌های شتاب‌دهی به ذرات پرنرزی هستند. با این حال، داده‌های به دست آمده از این فوتون‌ها اغلب با نویز همراه هستند که می‌توانند تحلیل‌های مبتنی بر الگوریتم‌های خوشه‌بندی مانند درخت پوشای کمینه را دچار اختلال کنند. این مسئله موجب می‌شود که مکان‌یابی

فضایی تشخیص داده می‌شوند و روش‌های متعددی از جمله درخت پوشای کمینه بدین منظور پیشنهاد شده‌اند. در این مقاله ما با ارائه یک الگوریتم نوین زدایی پس‌زمینه جدید مبنی بر فاصله نقاط، داده‌های تلسکوپ فضایی فرمی را نوین زدایی کردیم.

الگوریتم SIMEFIC III

فرض کنید تعداد N نقطه در صفحه دوبعدی داریم. فواصل این نقاط از یکدیگر را مانند ماتریس زیر محاسبه می‌کنیم (دقت شود اگر صفحه دوبعدی در کره سماوی فرض شود، به‌جای فاصله اقلیدسی، باید فواصل زاویه‌ای بین نقاط را محاسبه کنیم):

$$D = \begin{pmatrix} \times & d_{12} & d_{13} & \dots & d_{1N} \\ d_{21} & \times & d_{23} & \dots & d_{2N} \\ d_{31} & d_{32} & \times & \dots & d_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ d_{N1} & d_{N2} & d_{N3} & \dots & \times \end{pmatrix} \quad (1)$$

که در این ماتریس، d_{ij} فاصله بین نقطه i و j است. این ماتریس متقارن است و عناصر قطر اصلی آن صفر می‌باشد.

- 1- ابتدا کوچک‌ترین عنصر ماتریس D ، $d_{ij} = d_{ji}$ که کمترین فاصله بین دو نقطه است را پیدا می‌کنیم.
- 2- نقطه‌ای را پیدا می‌کنیم که جمع فواصل آن از دو نقطه i و j کمترین مقدار باشد:

$$d_{min}^{(2)} = d_{ik} + d_{jk} \quad (2)$$

- 3- سپس دو فاصله d_{ik} و d_{jk} را با یکدیگر مقایسه می‌کنیم. اگر $d_{ik} < d_{jk}$ باشد، فاصله d_{ij} را به عنوان شناسه به

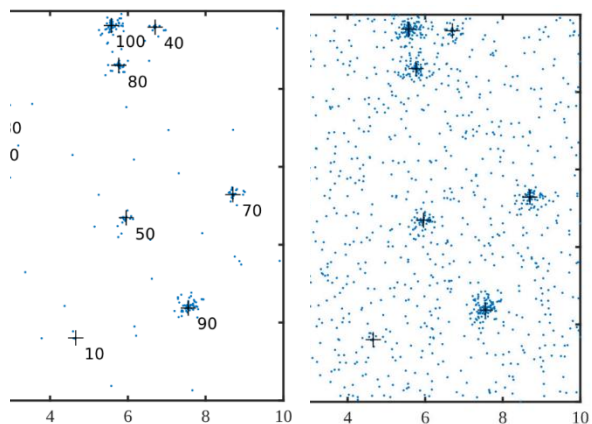
نقطه i اختصاص می‌دهیم و بالعکس. سپس سطر i ام و ستون i ام را از ماتریس D حذف می‌کنیم.

4- با انجام مراحل بالا، یک سطر و یک ستون از ماتریس D حذف می‌شوند. سپس برای عناصر باقی‌مانده این ماتریس، مراحل ۱ تا ۳ را تکرار می‌کنیم تا کل نقاط بررسی شوند و به آخرین نقطه، شناسه نقطه قبل را می‌دهیم. در نهایت فهرستی از نقاط و شناسه آن‌ها خواهیم داشت.

برای حذف نقاط پس‌زمینه، می‌توانیم شناسه میانگین (فاصله میانگین) نقاط را مشخص کنیم و نقاطی را که شناسه‌ای بیش از ضریب مشخصی از شناسه میانگین دارند را حذف کنیم.

یک ناحیه $10^\circ \times 10^\circ$ شامل ۱۰۰۰ نقطه را در نظر می‌گیریم. در این ناحیه، ده چشمه تصادفی با تعداد نقاط ۱۰، ۲۰، ۳۰، ... تا ۱۰۰ نقطه به پس‌زمینه اضافه شده است (شکل ۱ سمت راست). یا اجرای الگوریتم SIMEFIC III و حذف نقاطی که شناسه آن‌ها بیش از یک‌پنجم میانگین است ($a > \bar{a}/5$)، مشاهده می‌کنیم که تعداد زیادی از نقاط پس‌زمینه حذف شده‌اند و نقاط باقی‌مانده، بیشتر متعلق به چشمه‌ها هستند (شکل ۱ سمت چپ). با توجه به نتایج بدست آمده از خوشه-بندی داده‌ها، با انتخاب $\bar{a}/5$ ، اکثر خوشه‌های جعلی ناشی از افت‌وخیز پس‌زمینه از بین می‌روند که دلیل انتخاب این پارامتر برای این پژوهش است.

شناسه بیش از $\bar{a}/5 > a$ روی ناحیه تصادفی. تعداد نقاط هریک از چشمه‌ها مشخص شده است.



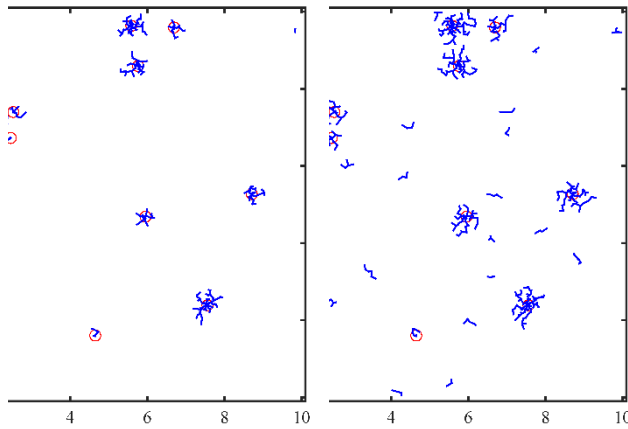
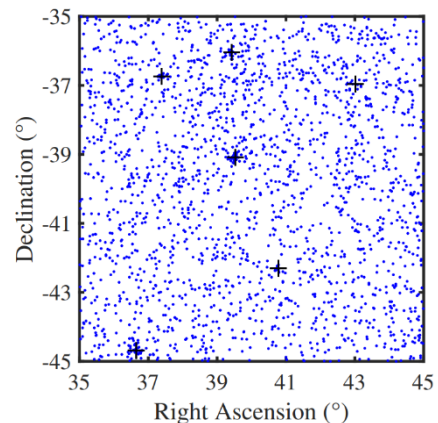
شکل ۱: سمت راست: ناحیه $10^\circ \times 10^\circ$ از نقاط تصادفی همراه با ده چشمه. سمت چپ: اجرای الگوریتم SIMEFIC II با حذف نقاط با

شناسایی چشمه‌های تصادفی با الگوریتم‌های خوشه‌بندی

برای بررسی عملکرد الگوریتم SIMEFIC III، آنرا روی داده‌های واقعی اجرا می‌کنیم و پس از نویز زدایی، با الگوریتم‌های خوشه‌بندی به جست‌وجوی چشمه‌های پرتوی گاما می‌پردازیم. الگوریتم خوشه‌بندی مورد استفاده، درخت پوشای کمینه است.

الگوریتم درخت پوشای کمینه، درختی (گراف بدون حلقه بسته) را با کمترین وزن ممکن (وزن در این مورد، فاصله بین نقاط تعریف می‌شود) با یال‌هایی بین نقاط رسم می‌کند [۳][۷]. برای شناسایی خوشه‌ها (درخت‌های کوچک‌تر) از درخت اولیه، باید دو برش روی آن اعمال شود: ۱- حذف یال‌هایی که فاصله آن‌ها بیش از Λ_c است که Λ_c ، ضریبی از فاصله میانگین نقاط (Λ_m) است؛ ۲- حذف درخت‌هایی که تعداد نقاط آن‌ها کمتر از $N_c = 3$ است. بهترین مقادیر این دو پارامتر برای داده‌های پرتوی گاما، $\Lambda_c = \Lambda_m$ و $N_c = 3$ هستند [۳][۴][۵][۶][۷].

شکل ۲ راست، اجرای الگوریتم درخت پوشای کمینه را با پارامترهای مذکور روی داده‌های بدون نویز زدایی نشان می‌دهد. همان‌طور که مشهود است تعداد چشمه‌های جعلی شناسایی شده بسیار زیاد است. با اجرای الگوریتم نویز زدایی با پارامتر $\bar{a}/5$ و سپس اجرای الگوریتم درخت پوشای کمینه با مقادیر قبل (شکل ۲ چپ) علاوه بر شناسایی کل چشمه‌ها، تنها یک خوشه جعلی شناسایی می‌شود.



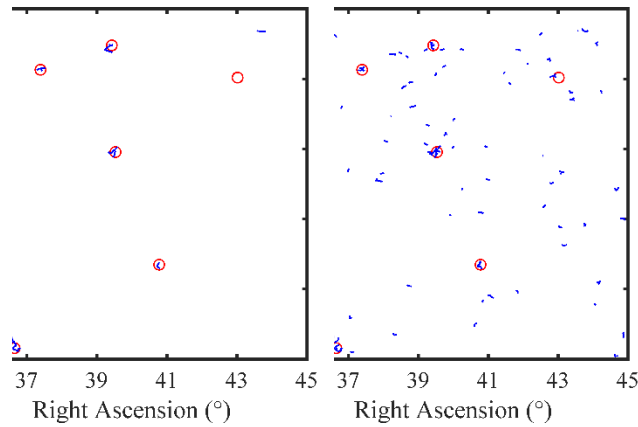
شکل ۲: سمت راست: همان ناحیه با نقاط تصادفی همراه با ده چشمه بدون نویز زدایی و اعمال درخت پوشای کمینه. سمت چپ: اجرای الگوریتم SIMEFIC III با حذف نقاط با شناسه بیش از $a > \bar{a}/5$ روی ناحیه تصادفی و اعمال درخت پوشای کمینه

داده‌های تلسکوپ فرمی‌لت

داده‌های تلسکوپ فرمی‌لت، شامل لیست رویدادها و فایل فضاییما از آرشیو داده‌های این تلسکوپ^{۱۲}، قابل دسترسی است. برای تجزیه و تحلیل داده‌ها از ابزارهای فرمی، نسخه ۲.۲.۰ استفاده کردیم. بازه زمانی داده‌ها، ۱۰ سال (از ۲۰۱۲ تا ۲۰۲۲) و حد پایین انرژی، ۳ GeV انتخاب شد. سپس، با ابزارهای فرمی، فوتون‌هایی با زاویه سرسویی کمتر از 90° ، و با هر دو نوع تبدیل جلو و عقب (فوتون‌هایی که در جلو و یا در عقب آشکارساز به زوج تبدیل می‌شوند) انتخاب شدند. کلاس رویداد ۱۲۸ (پیشنهاد شده برای چشمه) و نوع رویداد ۱۶ (سومین چارک از کیفیت بازسازی جهت) انتخاب شد [۴]. ناحیه $10^\circ \times 10^\circ$ از آسمان فرمی‌لت به مرکز $Ra = 40$ و $Dec = -40$ ، پس از اعمال برش‌های مذکور در شکل ۳ نشان داده شده است.

شکل ۳: ناحیه $10^\circ \times 10^\circ$ از آسمان فرمی‌لت. نقاط آبی، فوتون‌هایی با انرژی بیش از ۳ GeV هستند. چشمه‌های فهرست ۲FGL با علامت "+" مشخص شده‌اند.

^{۱۲} <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/>



شکل ۴: سمت راست: اجرای الگوریتم درخت پوشای کمینه با پارامترهای $N_c = 3$ و $\Lambda_c = \Lambda_m$ روی داده‌های پرتوی گاما در شکل ۳. خوشه-های شناسایی شده با رنگ آبی و چشمه‌های فهرست ۴FGL با دایره‌های قرمز مشخص شده‌اند. سمت چپ: اجرای الگوریتم درخت پوشای کمینه، پس از نویز زدایی با حذف نقاط با شناسه بیش از $a > \bar{a}/5$ ، با پارامترهای $N_c = 3$ و $\Lambda_c = \Lambda_m$ روی داده‌های پرتوی گاما در شکل ۳. خوشه‌های شناسایی شده با رنگ آبی و چشمه‌های فهرست ۴FGL با دایره-های قرمز مشخص شده‌اند.

جدول ۳ محاسبه دقت و بازیابی برای ناحیه تصادفی انتخاب شده از داده‌های فرمی-لت.

الگوریتم	قبل نویز زدا یی	$a > \bar{a}$	قبل نویز زدا یی	$a > \bar{a}$	$a > \bar{a}$	قبل نویز زدا یی	$a > \bar{a}$
MST	۰/۰۷	۰/۰	۰/۲	۰/۸	۰/۸	۰/۸	۰/۸
	۸	۵	۳	۳	۳	۳	۳

بازیابی	دقت

نتایج مربوط به دقت و بازیابی قبل و بعد از نویز زدایی در جدول ۱ قرار داده شده است. همان‌طور که کاملاً مشهود است الگوریتم SIMEFIC III به مقدار قابل توجهی دقت درخت پوشای کمینه را افزایش داده است. این نتایج نشان می‌دهد که الگوریتم نویز زدایی معرفی شده به خوبی برای داده‌های پرتوی گاما قابل استفاده است.

مرجع‌ها

- [1] Albert, A., R. Alfaro, C. Alvarez, JR Angeles Camacho, M. Araya, J. C. Arteaga-Velázquez, K. P. Arunbabu et al. "HAWC and Fermi-LAT Detection of Extended Emission from the Unidentified Source 2HWC J2006+ 341." *The Astrophysical Journal Letters* **903**, no. 1 (2020): L14.
- [2] Atwood, W. B., and A. A. Abdo. "Ackermann, and 237 others. 2009. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope mission." *ApJ* **697**, no. 2: 1071-1102.
- [3] Campana, Riccardo, Enrico Massaro, Dario Gasparrini, Sara Cutini, and Andrea Tramacere. "A Minimal Spanning Tree algorithm for source detection in γ -ray images." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **383**, no. 3 (2008): 1166-1174.
- [4] Campana, R., and E. Massaro. "Twelve-year update of the MST catalogue of γ -ray source candidates above 10 GeV and at Galactic latitudes higher than 20° ." *Astronomy & Astrophysics* **652** (2021).

نتیجه‌گیری

ما الگوریتم نویز زدایی را روی داده‌های پرتوگامای تلسکوپ فرمی اعمال کردیم و مشاهده کردیم که پس از نویز کردن، امکان شناسایی منابع جعلی تا حد زیادی کاهش می‌یابد. البته ممکن است برخی از منابع ضعیف نیز در فرآیند حذف نویز حذف شوند (چشمه حذف شده آماره آزمون برابر ۴/۶۵ دارد که از پنج چشمه دیگر بسیار کمتر است).

سپس برای بررسی عملکرد الگوریتم، از دقت و بازیابی استفاده کرده-ایم؛ دقت به معنای دقت الگوریتم برای پیدا کردن منابع حقیقی و رد چشمه غیرحقیقی و بازیابی به معنای اینکه الگوریتم چه تعداد از چشمه حقیقی را به درستی شناسایی کرده است [۷]:

$$\text{دقت} = \frac{TP}{TP+FP} \quad (۲)$$

$$\text{بازیابی} = \frac{TP}{TP+FN} \quad (۳)$$

- and at Galactic latitudes higher than 20° ." *Astronomy & Astrophysics* **619** (2018): A23.
- [7] Soor, Mehran, Fatemeh Akhondi, and Hadi Hedayati. "Identification of Gamma-Ray Point Sources in Fermi-LAT Data with Minimum Spanning Tree Algorithm." *Iranian Journal of Astronomy and Astrophysics* 10, no. 4 (2023): 327-334.
- [5] Campana, R., E. Bernieri, E. Massaro, F. Tinebra, and G. Tosti. "Minimal spanning tree algorithm for γ -ray source detection in sparse photon images: cluster parameters and selection strategies." *Astrophysics and Space Science* **347**, no. 1 (2013): 169-182.
- [6] Campana, R. I. C. C. A. R. D. O., E. Massaro, and E. Bernieri. "A MST catalogue of γ -ray source candidates above 10 GeV

دیدگاه تحلیل شبکه بر المان‌های مغناطیسی خورشیدی

تاجیک، زهرا^۱؛ فرهنگ، نسترن^۲؛ صفری، حسین^۱؛ ویتلند، مایکل^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

^۲مدرسه فیزیک، موسسه نجوم سیدنی، دانشگاه سیدنی، سیدنی

چکیده

المان‌های مغناطیسی در سطح یک ستاره (یعنی شارهای مغناطیسی که از داخل به سطح می‌رسند) منابع اولیه شرایط جوی آن ستاره هستند. در اینجا، ما کارایی رویکرد شبکه پیچیده در شناسایی این ویژگی‌ها را بررسی می‌کنیم. برای این منظور، ما از مغناطش‌نگارهای خط دید ارائه شده توسط تصویرگر هلیوزیسمی و مغناطیسی (اچ‌ام‌آی) نصب بر رصدخانه پویای خورشیدی (اس‌دی‌آ) استفاده می‌کنیم. بدین ترتیب، شبکه مغناطیسی سطح خورشید را با استفاده از گراف پایداری بین جفت پیکسل‌های با قطبیت مخالف می‌سازیم و یال‌های (اتصال‌های) احتمالی بین این مناطق را جستجو می‌کنیم. مشاهده می‌شود، ویژگی‌ها در تصاویر درجه رئوس و پیچ‌رنک با المان‌های مغناطیسی در مغناطش‌نگار مطابقت دارند.

واژگان کلیدی: خورشید - منطقه فعال - المان‌های مغناطیسی - شبکه پیچیده

A Network Analysis Perspective on The Sun's Magnetic Patches

Zahra Tajik¹, Nastaran Farhang², Hossein Safari¹, and Michael S. Wheatland²

¹Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, Zanjan

²School of Physics, Sydney Institute for Astronomy, The University of Sydney, Sydney

Abstract

Solar and stellar magnetic patches, which are magnetic fluxes that reach the surface from the interior, are believed to play a major role in determining a star atmospheric conditions. In this study, we used the complex network approach to investigate the effectiveness of identifying these features. To do this, we analyzed line-of-sight magnetograms from the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO). Applying a specific visibility graph condition to pairs of pixels with opposite polarity, we constructed a magnetic network and examined potential connections between these regions. The features observed in the degree of node and page-rank images manifest a one-to-one match with the magnetic patches identified in the magnetogram.

Keywords: Sun - Active Region - Magnetic Features - Magnetic Patches - Complex Network

مقدمه

تا به امروز، تحقیقات گسترده‌ای به مشاهده و شناسایی المان‌های مغناطیسی خورشیدی اختصاص یافته است و روش‌های مختلفی برای این منظور توسعه داده شده است. این الگوریتم‌ها را می‌توان به روش‌های تقسیم‌بندی مبتنی بر آستانه، منطقه، خوشه‌بندی و همچنین الگوریتم‌های یادگیری عمیق طبقه‌بندی کرد [۳ و ۴ و ۵ و ۶]. با وجود تمام پیشرفت‌هایی که در قرن گذشته در بررسی المان‌های مغناطیسی خورشیدی انجام شده است، ماهیت واقعی و سازوکار زیربنایی آن‌ها هنوز درک نشده است [۷]. در اینجا، ما ضمن کاربست نظریه گراف و شبکه پیچیده، استفاده از این دیدگاه را در تشخیص المان‌های مغناطیسی سطح خورشید مورد بحث قرار می‌دهیم.

در ستاره‌های خورشید مانند، میدان مغناطیسی از لایه‌های داخلی به جو منتقل می‌شود، زیرا خطوط میدان شناور ناپایدار در ناحیه همرفت جمع می‌شوند، کشیده می‌شوند و در طول مسیر می‌پیچند و در نهایت در به سطح نفوذ می‌کنند. چنین دینامویی یک محیط مغناطیسی پیچیده ایجاد می‌کند که در آن شارهای جدید (المان‌های مغناطیسی) به طور مداوم بر روی سطح ستاره ظاهر می‌شوند و از بین می‌روند [۱]. بر این اساس، شیدسپهر توسط ساختارهای مغناطیسی در اندازه‌ها و مقیاس‌های زمانی مختلف پوشیده شده است [۲].

در طول دهه‌های گذشته، شبکه‌های پیچیده به یک ابزار قدرتمند برای بررسی رابطه علت-معلولی و تاثیر جز به کل در سامانه‌های پیچیده تبدیل شده‌اند [۸]. بر اساس نظریه شبکه، یک گراف متشکل از گره (راس) و یال (پیوند) به عنوان نمایش ریاضی یک شبکه شناخته می‌شود. در حالت کلی، گره‌ها ممکن است نشان‌دهنده اشکال فیزیکی، نواحی یا حتی مفاهیم انتزاعی باشند و پیوندها نمایانگر ارتباطات فیزیکی یا ریاضی بین گره‌ها هستند [۹]. بنابراین، مطالعه ویژگی‌های شبکه می‌تواند اطلاعات مفیدی در مورد شبکه در اختیار ما قرار دهد. در ادامه، ما مجموعه داده‌های مورد استفاده را معرفی می‌کنیم. سپس، جزئیات روش توسعه یافته را شرح می‌دهیم. در نهایت نتایج حاصله را گزارش می‌دهیم.

داده‌ها

رصدخانه‌ی پویای خورشیدی (اس‌دی‌ا) ^{۱۳} به منظور مطالعه خورشید در سال ۲۰۱۰ به فضا پرتاب شد. این تلسکوپ فضایی شامل ۳ بسته ابزاری: تصویربردار جوی (ای‌آی‌ای) ^{۱۴}، بسته ابزاری آزمایش تغییرپذیری فرابنفش دور (ای‌یووی) ^{۱۵}، و مغناطش‌نگار (اچ‌ام‌آی) ^{۱۶} است. بسته‌ی ابزاری نقشه مغناطیسی جهت بررسی شدت میدان مغناطیسی و نوسانات شیدسپهر طراحی شده است. این بسته ابزاری تصاویری از قرص کامل خورشید در خط جذبی آهن، طول موج ۶۱۷۳ آنگستروم، با توان تفکیک فضایی ۱ ثانیه قوسی در فواصل زمانی ۴۵ و ۷۵ ثانیه ثبت می‌کند. همچنین، نقشه مغناطیسی قابلیت ارائه ۴ نوع تصویر، نقشه دوپلری ^{۱۷} (نقشه‌های سرعت سطح خورشید)، تصویر پیوستار ^{۱۸} (تصاویر گستره طیفی پهن از شیدسپهر)، نقشه مغناطیسی در راستای خط دید ^{۱۹} و نقشه مغناطیسی برداری ^{۲۰} (نقشه‌های میدان مغناطیسی شیدسپهر) را دارد [۱۰]. تصاویر این بسته ابزاری در سایت jsoc.stanford.edu در ابعاد ۴۰۹۶×۴۰۹۶، ۲۰۴۸×۲۰۴۸ و ۱۰۲۴×۱۰۲۴ پیکسل جهت استفاده موجود است. در این پژوهش، از داده‌های مغناطش‌نگار در راستای خط دید با گام زمانی ۴۵ ثانیه و ابعاد ۱۰۲۴×۱۰۲۴ استفاده شده است.

ساخت شبکه پیچیده

هدف ما ساخت شبکه پیچیده مغناطیسی و ارزیابی کاربرد آن در تشخیص المان‌های مغناطیسی در شیدسپهر خورشید است. اولین قدم برای ایجاد یک شبکه، ارائه یک تعریف مناسب برای گره‌ها و یال‌ها است. ما هر پیکسل از تصویر اچ‌ام‌آی را به عنوان یک گره در نظر می‌گیریم و وجود یک یال بین هر جفت گره بر اساس شرط گراف پدیداری ^{۲۱} تعیین می‌شود:

$$I_{i_1, j_1}, I_{i_2, j_2} > I_c \quad (1)$$

که در آن I_{i_1, j_1} و I_{i_2, j_2} شدت‌های مغناطیسی بدون علامت هر دو پیکسل دلخواه با قطبیت‌های مختلف هستند، و I_c حداکثر مقدار بدون علامت پیکسل‌های قرار گرفته در امتداد خط اتصال بین دو پیکسل است. دو پیکسل تنها در صورتی به هم متصل می‌شوند که شدت مغناطیسی آن‌ها از مقادیر پیکسل‌های موجود در راستای خط بیشتر باشد. قابل ذکر است، که احتمال وجود یال فقط بین گره‌هایی با قطبیت مخالف بررسی می‌شود (تک قطبی مغناطیسی وجود ندارد).

پس از ساخت شبکه، در ابتدا ماتریس مجاورت را محاسبه می‌کنیم که حاوی اطلاعات گره‌ها و یال‌ها است. به طور کلی، برای یک تصویر مغناطیسی با اندازه $m \times n$ پیکسل، $N = m \times n$ گره وجود دارد که وجود اتصال میان آن‌ها باید بررسی شود. اندازه ماتریس مجاورت برای چنین گرافی N^2 است. معرفی یک آستانه برای شدت میدان مغناطیسی پس‌زمینه عملاً می‌تواند میزان محاسبات را کاهش دهد زیرا برخی از گره‌ها را حذف می‌کند. از نظر تجربی، آستانه‌های بالاتر از ۱۲ گاوس مناسب است [۱۱]. برای یک گراف ساده بدون جهت و بدون وزن، ماتریس مجاورت یک آرایه متقارن با عناصر برابر با ۱ یا ۰ است. این مقادیر نشان می‌دهد که آیا اتصالی بین گره‌ها برقرار است یا خیر. با این حال، در شبکه‌های جهت‌دار، عناصر ماتریس می‌توانند علامت مثبت یا منفی را به عنوان نمایشی از ورود یا خروج یال‌ها به گره‌ها اتخاذ کنند. در مورد شبکه‌های وزن‌دار، هیچ محدودیتی وجود ندارد و ماتریس مجاورت می‌تواند هر مقداری داشته باشد، که بزرگی اعداد اهمیت اتصالات ایجاد شده را نشان می‌دهد. ما یک گراف جهت‌دار و وزن‌دار برای مطالعه المان‌های مغناطیسی خورشیدی ایجاد می‌کنیم. شدت مغناطیسی ورودی/خروجی را به عنوان وزن اتصالات در نظر می‌گیریم. بنابراین، اگر یالی بین پیکسل‌های i و j برقرار شود، A_{ij} برابر با شدت

^{۱۳} Continuum Filtergram

^{۱۴} line-Of-Sight

^{۱۵} Vector Magnetogram

^{۱۶} Visibility Graph

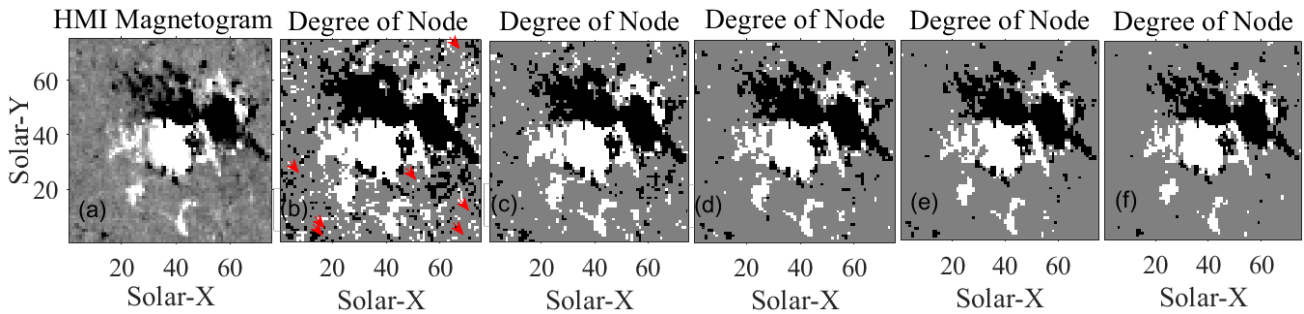
^{۱۷} Solar Dynamics Observatory (SDO)

^{۱۸} Atmospheric Imaging Assembly (AIA)

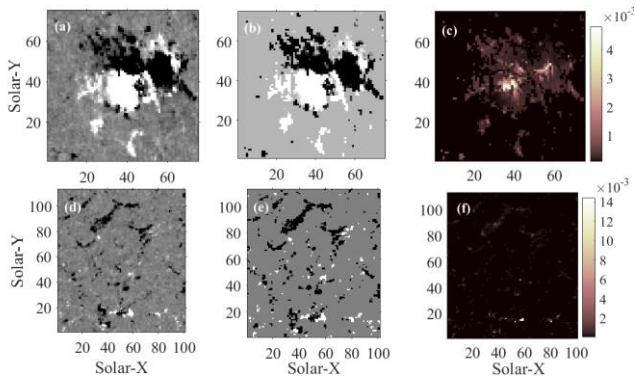
^{۱۹} Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EUV)

^{۲۰} Helioseismic and Magnetic Imager (HMI)

^{۲۱} Dopplergam



روشن و تاریک در این تصویر به ترتیب یال‌های وارد و خارج شده را نشان می‌دهند. در کادر (b)، ویژگی‌های کوچک متعددی مشاهده می‌شود (با فلش‌های قرمز رنگ نشان داده شده است) که با افزایش آستانه میدان مغناطیسی به بالای ۱۲ گاوس، ناپدید می‌شود. به نظر می‌رسد که بین اکثر ویژگی‌ها در تصاویر درجه‌گره در آستانه‌های بیشتر از ۱۲ گاوس و المان‌های مغناطیسی در اچ‌ام‌آی متناظر یک به یک وجود دارد. بنابراین، با توجه به نوع ناحیه مورد مطالعه در سطح خورشید آستانه‌های متفاوتی برای مطالعات مختلف می‌توان استفاده کرد.



شکل ۲: یک مغناطش‌نگار مصنوعی 100×100 پیکسل، دارای سطوح پس زمینه با مقادیر بدون علامت کمتر از ۱۷ گاوس، به همراه تصویر درجه‌گره اصلی و تصاویر درجه‌گره را پس از حذف بزرگترین المان مغناطیسی (المان شماره ۵۵) و المان مغناطیسی با بالاترین درجه (المان شماره ۴) نمایش داده می‌شود.

شکل ۲، نشان‌دهنده تصاویر نقشه مغناطیسی، درجه‌گره و پیچ‌رنک در ردیف اول کادرهای (a)، (b) و (c) است. مطابق با شکل، المان‌های مغناطیسی در مغناطش‌نگار با ویژگی‌های تصویر درجه‌گره همخوانی یک به یک دارند.

برای ایجاد تصویر پیچ‌رنک، از محاسبه پیچ‌رنک برای هر پیکسل (بر اساس معادله ۳) شروع می‌کنیم و سپس تصویر پیچ‌رنک ایجاد می‌کنیم. ما دریافتیم که قدر مطلق شارهای مغناطیسی بالاتر از آستانه (کادر a)

شکل ۱: (a) تصویر بریده‌شده مغناطش‌نگار یک ناحیه فعال ثبت شده توسط اس‌دی‌و در ساعت ۲۳:۵۸ در ۱۷ ژانویه ۲۰۲۲ نمایش داده شده است. کادرهای (b) تا (f) نمایانگر، تصاویر درجه‌گره ساخته شده از مغناطش‌نگار اچ‌ام‌آی به ترتیب با آستانه‌های ۸، ۱۲، ۱۶، ۲۰ و ۲۴ گاوس است.

میدان مغناطیسی در پیکسل i و $A_{j,i}$ برابر با شدت میدان مغناطیسی در پیکسل j است. در صورت عدم اتصال $A_{j,i}$ ، صفر است. همچنین $A_{i,i}$ به دلیل ماهیت شبکه مغناطیسی صفر در نظر گرفته می‌شود. گام بعدی بررسی ویژگی‌های گراف است. درجه‌گره، با اندازه‌گیری تعداد همسایه‌های یک گره را تعداد اتصال‌های مؤثر در یک شبکه تعیین می‌کند. طبق تعریف، درجه گره i به عبارت است از:

$$K_i = \sum_{j=1}^N A_{i,j} \quad (2)$$

که در آن A ماتریس مجاورت است [۱۲]. علاوه بر درجه‌گره، پیچ‌رنک را نیز محاسبه کرده و کاربرد آن را در تشخیص المان‌های مغناطیسی ارزیابی می‌کنیم. پیچ‌رنک، r_i اهمیت (محبوبیت) یک گره را بر اساس ساختار یال‌ها در یک گراف نشان می‌دهد [۱۳]:

$$r_i = \frac{1-d}{N} + d \sum_{j \in N} \frac{r_j}{K_j} \quad (3)$$

در این معادله، ضریب میرایی d یک ثابت است و می‌تواند هر مقداری بین ۰ و ۱ اتخاذ کند. به طور معمول این مقدار ۰.۸۵ در نظر گرفته می‌شود [۱۴].

نتایج

فعالیت مغناطیسی خورشیدی را می‌توان با شناسایی ساختارهای مغناطیسی در هنگام ظهور، تکامل و نابودی آنها در سطح بررسی کرد. به دنبال این هدف، ما یک الگوریتم جدید مبتنی بر رویکرد شبکه پیچیده را برای شناسایی المان‌های مغناطیسی شیدسپهر از تصاویر اچ‌ام‌آی معرفی کردیم.

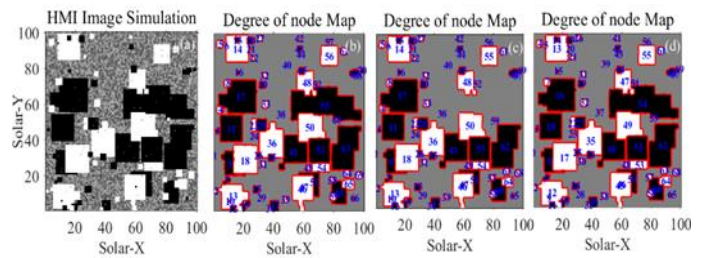
شکل ۱ مغناطش‌نگار (a) و تصاویر درجه‌گره مربوطه را در آستانه‌های مختلف (۸، ۱۲، ۱۶، ۲۰ و ۲۴ گاوس به ترتیب از چپ به راست کادرهای (b-f)) نشان می‌دهد. برای ایجاد یک تصویر درجه‌گره، تعداد اتصالات را هر پیکسل (گره) در یک آستانه مغناطیسی مشخص محاسبه کرده و سپس تصویری هم اندازه با مغناطش‌نگار تولید می‌کنیم. مناطق

ارزیابی می کنیم. تصاویر درجه‌گره جدید به ترتیب در کادرهای (c) و (d) ارائه شده‌اند. مشاهده می‌شود که علی‌رغم حذف ویژگی‌های برجسته، رویکرد شبکه پیچیده همچنان قادر به شناسایی المان‌های مغناطیسی باقی مانده است.

ما تجزیه و تحلیل را روی چندین مجموعه داده انجام دادیم و دریافتیم که الگوریتم مبتنی بر گراف پدیداری رویکردی کارآمد برای شناسایی ساختارهای مغناطیسی خورشیدی است.

مراجع

- [1] Priest E. *Magnetohydrodynamics of the Sun*. Cambridge University Press; 2014 Apr 7.
- [2] Farhang N, Safari H, Wheatland MS. Principle of minimum energy in magnetic reconnection in a self-organized critical model for solar flares. *The Astrophysical Journal*. 2018 May 23; **859**(1):41.
- [3] Welsch BT, Longcope DW. Magnetic helicity injection by horizontal flows in the quiet Sun. I. Mutual-helicity flux. *The Astrophysical Journal*. 2003 May 1; **588**(1):620.
- [4] DeForest CE, Hagenaar HJ, Lamb DA, Parnell CE, Welsch BT. Solar magnetic tracking. I. Software comparison and recommended practices. *The Astrophysical Journal*. 2007 Sep 1; **666**(1):576.
- [5] Verbeecq C, Higgins PA, Colak T, Watson FT, Delouille V, Mampay B, Qahwaji R. A multi-wavelength analysis of active regions and sunspots by comparison of automatic detection algorithms. *Solar Physics*. 2013 Mar; **283**:67-95.
- [6] Bo J, Lei L, Sheng Z, Shan-shan Y, Shu-guang Z, Yao H, Xiao-yu L. An automatic detection for solar active regions based on scale-invariant feature transform and clustering by fast search and find of density peaks. *Chinese Astronomy and Astrophysics*. 2022 Jul 1; **46**(3):264-76.
- [7] Cho KS, Lee J, Gary DE, Moon YJ, Park YD. Magnetic field strength in the solar corona from type II band splitting. *The Astrophysical Journal*. 2007 Aug 10; **665**(1):799.
- [8] Daei F, Safari H, Dadashi N. Complex network for solar active regions. *The Astrophysical Journal*. 2017 Aug 9; **845**(1):36.
- [9] Steinhäuser K, Chawla NV, Ganguly AR. Complex Networks in Climate Science: Progress, Opportunities and Challenges. CIDU. 2010 Oct 5; **13**(11):280.
- [10] Pesnell WD, Thompson BJ, Chamberlin PC. *The solar dynamics observatory (SDO)*. Springer US; 2012.
- [11] Shokri Z, Alipour N, Safari H, Kayshap P, Podladchikova O, Nigro G, Tripathi D. Synchronization of small-scale magnetic features, blinkers, and coronal bright points. *The Astrophysical Journal*. 2022 Feb 10; **926**(1):42.
- [12] Donges, J. F., Zou, Y., Marwan, N., & Kurths, J. 2009,
- [13] Sheng J, Zhu J, Wang Y, Wang B, Hou ZA. Identifying influential nodes of complex networks based on trust-value. *Algorithms*. 2020 Nov 5; **13**(11):280.
- [14] Mohammadi Z, Alipour N, Safari H, Zamani F. Complex network for solar protons and correlations with flares. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2021 Jul; **126**(7): e2020JA028868.



شکل ۳: (a) تصویر برش خورده اچ‌ام‌آی یک ناحیه فعال ثبت شده توسط اس‌دی‌اُ در ساعت ۲۳:۵۸ در ۱۷ ژانویه ۲۰۲۲ با اندازه 75×75 پیکسل است. شبکه پیچیده با در نظر گرفتن آستانه ۲۰ گاوس ساخته شده است. در کادر (d) مغناطش‌نگار برش خورده از یک ناحیه آرام ثبت شده توسط اس‌دی‌اُ در ساعت ۲۳:۵۹ در ۱۲ جولای ۲۰۲۲ با اندازه 113×101 پیکسل نمایش داده شده است. شبکه پیچیده با در نظر گرفتن آستانه ۱۸ گاوس ساخته شده است. کادرهای (b) و (e) تصویر درجه‌گره و کادرهای (f) ، (c) تصویر پیچ‌رنک را نشان می‌دهد.

منجر به مقادیر بالاتری برای پیچ‌رنک (کادر c) می‌شود، که نشان می‌دهد گروه مهم گره‌ها در این تصاویر با بالاترین شار مغناطیسی بدون علامت مطابقت دارد.

برای نشان دادن توانایی شبکه پیچیده در توصیف المان مغناطیسی مطالعه مشابهی را در روی تصاویر مغناطش‌نگار خورشید آرام انجام می‌دهیم (شکل ۲، ردیف دوم). نتایج امیدوارکننده‌ای مشاهده می‌شود، ویژگی‌های شناسایی شده در هر دو تصویر درجه‌گره (کادر e) و پیچ‌رنک (کادر f) مطابقت یک به یک با المان‌های مغناطیسی دارند.

جهت بررسی پایداری اتصالات شناسایی شده در رویکرد گراف پدیداری از آزمون پوششی استفاده می‌کنیم. برای این منظور، ابتدا یک تصویر مغناطیسی مصنوعی همانطور که در شکل ۳ (a) نشان داده شده است، تولید می‌کنیم. این مغناطش‌نگار شبیه‌سازی شده شامل یک تصویر 100×100 پیکسل است که دارای سطوح پس زمینه تصادفی با مقادیر بدون علامت کمتر از ۱۷ گاوس است. تصویر همچنین شامل ۷۰ المان مغناطیسی با قطبیت مثبت و منفی، با مقادیر فراتر از آستانه است. کادر (b) تصویر درجه‌گره همراه با مرز و برجسب‌های هر المان مغناطیسی را نشان می‌دهد. در مرحله بعد، بزرگترین المان (یعنی المان شماره ۵۵) و المان مغناطیسی با بالاترین درجه (یعنی المان شماره ۴) را به صورت دستی حذف می‌کنیم و اتصالات را دوباره

آنالیز دوبعدی سرعت نقاط درخشان ناحیه انتقالی خورشید با روش ردیابی همبستگی موضعی

ضیغمی، سیماس^{۱*}؛ توابی، احسان^۲؛ تاره، معصومه^۳

^{۱*} گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

^۳ موسسه آموزش عالی عبدالرحمن صوفی رازی، زنجان، ایران

چکیده

دانش ما در مورد منشاء و مکانیسم های انتقال نقاط روشن در شبکه خورشید نقش مهمی در درک پرتاب مواد و انتقال انرژی به تاج خورشیدی دارد. در این تحقیق نقاط درخشان ناحیه انتقالی خورشید را مطالعه نموده و سرعت ظاهری آنها را با روش ردیابی همبستگی موضعی فوریه (FLCT) مورد بررسی قرار می دهیم. نتایج این تحقیق نشان می دهد که این نقاط از نظر جهت سرعت و میزان روشنایی با یکدیگر متفاوت اند. طول عمر و میانگین سرعت افقی آنها به ترتیب به اندازه تقریبی ۱۰۰ ثانیه و ۴ کیلومتر بر ثانیه برآورد شد. اخیراً دسته جدیدی از سیخکهای خورشیدی مشاهده شده که طول عمر آنها در حدود ۱۰۰ ثانیه بوده و سرعت افقی معادل ۳-۴ کیلومتر بر ثانیه دارند. با توجه به تحلیل دو بعدی سرعت ظاهری نقاط روشن بر روی مرز شبکه، این نقاط می توانند هم‌تای دیسک سیخکهای نوع دوم باشند. همچنین تحلیل میدان دوبعدی سرعتها، چرخش هایی را در آنها نشان می دهد که می تواند موجب برانگیخته شدن پالس های آلفونی باشد.

واژگان کلیدی: نقاط درخشان خورشید، ردیابی همبستگی موضعی فوریه، پالس های آلفونی

Two-dimensional analysis of the bright points velocity in the Solar Transition Region with the local correlation tracking method

Zeighami, Sima^{1*}; Tavabi, Ehsan²; Tareh, Masoumeh³

^{1*} Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran

² Physics Department, Payame Noor University (PNU), 19395-3697-Tehran, Iran

³ Abdul Rahman Sufi Razi Institute of Higher Education

Abstract

Our knowledge about the origin and transformation mechanisms of the bright points on the solar network has a significant role in understanding the ejection of materials and the transfer of energy into the solar corona. Outside the active region of the Sun (AR), although it is called the Quiet Sun (QS), various types of small-scale bright phenomena constantly occur within the boundary of the super granular cells above the magnetic network. Knowing the bright points is an effective key in considering the solar spicules. In this research, we study the solar transition region bright points and examine their apparent velocities with the local correlation tracking Fourier (FLCT) method. The results illustrate that these points differ in apparent velocity direction and brightness. Their lifetime and average horizontal velocity were estimated at 100 s and 4 kms⁻¹, respectively. Recently, a new group of solar spicules has been observed, those lifetimes are around 100 s, and show a typical horizontal velocity of 3-4 kms⁻¹. According to the analysis of the two-dimensional, apparent velocity of the bright points on the rosettes of

the network, these points can be the disk counterpart of the type II spicules. In addition, the analysis of the two-dimensional field of velocities shows rotations that can cause the excitation of Alfvénic pulses.

Keywords: Solar Bright Points, FLCT, Alfvénic Pulses

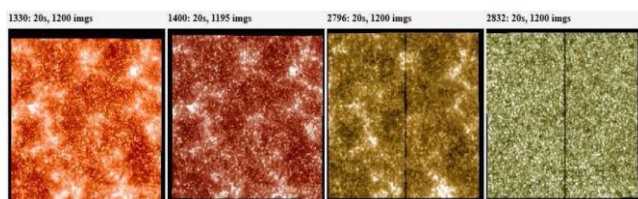
PACS No 96

مقدمه

باشد. در هر طول موج ۱۲۰۰ تصویر و در کل ۴۸۰۰ تصویر ثبت شده است. این تصویر ها روی دیسک بوده و اختلاف زمانی پایین برای تصاویر در نظر گرفته شده است. برای دریافت تصاویری مناسب برای نقطه یابی با استفاده از برنامه MATLAB تصاویر را با واحد اندازه گیری پیکسل (۰/۳ ثانیه کمائی) دریافت کردیم. این داده ها از سری داده های دارای شکاف ثابت تلسکوپ می باشد. جدول ۱ مشخصات این سری داده را نشان می دهد. در شکل ۱ تصاویر ناحیه دریافتی از IRIS به ترتیب در چهار طول موج ۱۳۳۰، ۱۴۰۰، ۲۷۹۶، ۲۸۳۲ آنگستروم دیده می شود.

جدول ۱: مشخصات داده مورد تحقیق این مقاله

فاصله زمانی تصاویر (s)	اندازه پیکسل (km)	میدان دید قائم (ثانیه کمائی)	میدان دید افقی (ثانیه کمائی)	مرکز تصویر (ثانیه کمائی)	مقیاس افقی مقیاس قائم (ثانیه کمائی)	شروع (U.T.) پایان (U.T.)	تاریخ
۲۰	۲۴۰	۱۲۰	۱۱۹	-۳۲	۰/۳	۱۱:۵۶:۱۵	۲۷
				-۳۸	۰/۳	۱۸:۴۱:۴۷	۲۰۱۵



شکل ۱: تصاویر ناحیه دریافتی از IRIS در چهار طول موج ۱۳۳۰، ۱۴۰۰، ۲۷۹۶، ۲۸۳۲ آنگستروم دیده می شود.

آنالیز داده ها

برجسته ترین مشخصه های کوچک مقیاسی که در مرزهای شبکه قرار دارند جت های خورشیدی هستند که در خط Ha بهتر مشاهده می شوند. در مرحله نقطه یابی ابتدا با استفاده از تصاویر دریافتی از فضاپیمای آیریس و تبدیل به تصویری مناسب توسط نرم افزار

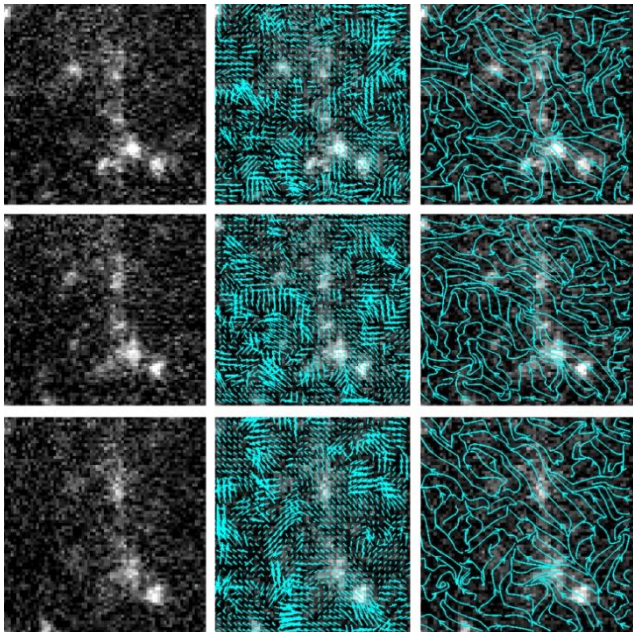
در ناحیه انتقالی خورشید، رویدادهای گذرایی، همراه با درخششی بصورت نقاط درخشان (bright points) ظاهر می شود که با تلسکوپ و طیف نگار با وضوح بالا قابل مشاهده است [۱، ۲، ۳، ۴]. این پدیده ها می توانند پروفایل های غیر گاوسی با افزایش قوی در عرض پرو فایل تا ۲ ثانیه قوسی ایجاد کنند [۵، ۶]. نقاط درخشان و فعالیت هایی که در مناطق فعال به وقوع می پیوندد فراوان هستند، از جمله رویدادهای انفجاری [۷]، حفره های تاج، شبکه خورشید آرام و درخشش های داخل شبکه که نشانه های قوی از بخش مغناطیسی خورشید بشمار می روند [۸]. لایه مغناطیسی خورشیدی از طریق فتوسفر مغناطیسی شده، کرومسفر، ناحیه گذار و تاج به فضای بین سیاره ای نفوذ می کند [۹]. خورشید آرام ناحیه ای از سطح خورشید است که از مناطق فعال و لکه های خورشیدی دور است. بخش مغناطیسی درخورد آرام به دو ناحیه مرز شبکه و داخل شبکه تقسیم می شود [۱۰].

در تحقیق حاضر با استفاده از تصاویر IRIS پس از پردازش تصاویر، طول عمر، جهت و مقدار سرعت نقاط درخشان ناحیه انتقالی خورشید را به روش FLCT بدست خواهیم آورد. با استفاده از برنامه ی IDL و نرم افزار MATLAB بردارهای سرعت و سپس خطوط جریان دوبعدی را بدست می آوریم.

مشاهدات

در ابتدای کار با استفاده از سایت <http://iris.lmsal.com/search> تصاویر مورد نظر را دریافت کردیم. داده مورد نظر ما باید شرایط خاصی را دارا باشد، یعنی باید منطقه ای از دیسک خورشید را در نظر گرفت که هم نقاط درخشان بیشتری داشته باشد و هم از زاویه دید مناسبی برخوردار باشد. همچنین این تصاویر می بایست دارای فاصله زمانی کم باشند. فاصله زمانی تصاویر دریافت شده برای هر طول موج برابر با ۲۰ ثانیه می

شکل ۳: تصاویر سمت چپ، میانی و راست به ترتیب تصاویر پردازش شده از نقاط درخشان داخل شبکه، میدان دو بعدی سرعت ها و خطوط جریان دو بعدی در داخل شبکه میباشند. از بالا به پایین تحول زمانی این نقاط روشن دیده می شود.



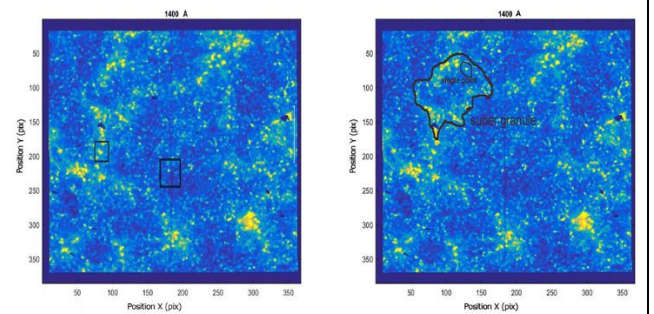
شکل ۴: تصاویر سمت چپ، میانی و راست به ترتیب تصاویر پردازش شده از نقاط درخشان روی مرز شبکه، میدان دو بعدی سرعت ها و خطوط جریان دو بعدی را بر روی مرز شبکه نشان می دهند. از بالا به پایین تحول زمانی این نقاط روشن دیده می شود.

شکل های ۳ و ۴ نمونه هایی از نتایج آنالیز دو بعدی را که به روش FLCT به ترتیب برای نقاط روشن داخل شبکه و روی مرز شبکه بدست آمده نشان می دهند.

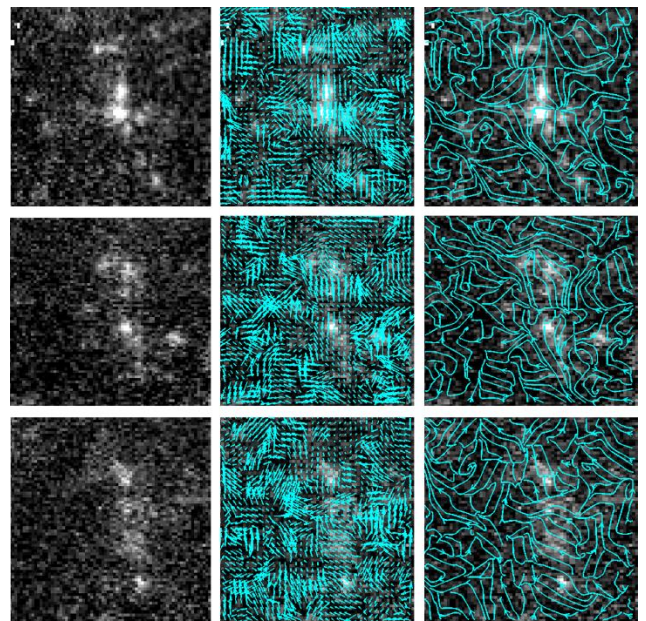
نتایج و بحث

در این تحقیق پس از گرفتن تصاویر مناسب از *IRIS* نقاط درخشان ناحیه انتقالی خورشید در طول موج ۱۴۰۰ آنگستروم را شناسایی نموده و سرعت و مسیر دو بعدی آنها را با روش ردیابی همبستگی موضعی محاسبه کردیم. نتایج ما بیان کننده متفاوت بودن جهت سرعت و میزان روشنایی نقاط درخشان بود. طول عمر متوسط و میانگین سرعت افقی آنها به ترتیب به اندازه تقریبی ۱۰۰ ثانیه و ۴ کیلومتر بر ثانیه بدست آمد. آبرامنکو همکاران (۲۰۱۰) طول عمر این نقاط درخشان را کمتر از ۱۲۰ ثانیه بدست آوردند [۱۱]. جعفرزاده و همکاران (۲۰۱۷) نوسانات شدت نقاط

MATLAB نقاط روشنی را روی مرز و داخل شبکه که به صورت مجزا می باشند انتخاب می کنیم. با بزرگنمایی نقاط درخشان توانستیم مختصات مربوط به نقطه را بیابیم. برای رسیدن به نقطه درخشان مطلوب تعداد زیادی نقطه روشن در نظر گرفته شد تا از این تعداد، نقاط درخشانی بر روی مرز شبکه و در داخل شبکه که با شرایط ما سازگار بود انتخاب کردیم. شکل ۲ سمت راست، ناحیه ای از شبکه و نمونه ای از نقاط درخشان را که از تصویر دریافتی از ماهواره آیریس در طول موج ۱۴۰۰ آنگستروم بدست آمده نشان می دهد. سمت چپ، نمونه ای از نقاط درخشان در مرز و داخل شبکه را نشان می دهد.



شکل ۲: سمت راست، ناحیه ای از شبکه و نمونه ای از نقاط درخشان را که از تصویر دریافتی از ماهواره آیریس در طول موج ۱۴۰۰ آنگستروم بدست آمده نشان می دهد. سمت چپ، به نمونه ای از نقاط درخشان در مرز و داخل شبکه اشاره می کند.



[4] N. Alipour., H. Safari., C. Verbeeck., A. F. Erghmans., L. P. Chitta, et al; "Automatic detection of small-scale EUV brightenings observed by the Solar Orbiter/EUI", *Astronomy & Astrophysics*, **663** (2022) A128

[5] G. E. Brueckner and J. D. F. Bartoe; "Observations of high-energy jets in the corona above the quiet sun, the heating of the corona, and the acceleration of the solar wind", *ApJ*, **272** (1983) 329

[6] E. Tavabi., S. Zeighami., M. Heydari; "Dynamics of Explosive Events Observed by the Interface Region Imaging Spectrograph", *Solar Phys*, **297** (2022) 76

[7] Chen Y., et al; "Investigating the Transition Region Explosive Events and Their Relationship to Network Jets", *ApJ*, **873** (2019) 79C

[8] Tziotziou K., Tsiropula G., Mein P; "on the nature of the chromospheric fine structure I. Dynamics of dark mottles and grains", *Astronomy and Astrophysics*, **402** (2003) 361,

[9] S. Jafarzadeh., S. K. Solanki., M. Stangalini., O. Steiner ., R. H. Cameron., S. Danilovic ; "High-frequency Oscillations in Small Magnetic Elements Observed with Sunrise/SuFI", *ApJ*, **229** (2017) 10

[10] A. G. De Wijn., B. W., Lites., T.E. Berger., Z. A. Frank., T. D. Tarbell., R. Ishikawa; "Hinode Observations of Magnetic Elements in Internetwork Areas", *ApJ*, **684** (2008) 1469

[11] V. Abramenko., V. Yurchyshyn., P. R. Goode; " Size and Life Time Distributions of Bright Points in the Quiet Sun Photosphere", American Geophysical Union, Fall Meeting 2010, abstract id.SH31C-1806, December 2010.

[12] Z. Limin., Y. Peng., B. Haicheng., G. Xiaoying., et al; "Statistical Properties of Magnetic Bright Points at Different Latitudes and Longitudes of the Sun ", *Solar Physics*, **299** (2024) 1

درخشان مغناطیسی را با دوره های زمانی ۳- ۱۲۸ ثانیه گزارش کردند[۹]. بنظر می رسد ویژگیهای نقاط روشن تا حد زیادی به وضوح فضایی ابزار تصویربرداری بستگی دارد. لیمین و همکاران (۲۰۲۴) بر روی داده های خورشید آرام در استوای شرقی و در نیمکره جنوبی و همچنین داده هایی در نزدیکی مرکز دیسک، تجزیه و تحلیل کردند[۱۲]. آنها ویژگی های نقاط روشن مغناطیسی از جمله طول عمر، تمایز شدت و سرعت را مطالعه کردند. بر طبق تجزیه و تحلیل آنها نقاط درخشان غیر منزوی طول عمر بیشتری نسبت به نقاط منزوی دارند. آنها در بررسی این نقاط روشن دریافتند که میانگین طول عمر نقاط جدانشده واقع در نیمکره جنوبی نسبت به مرکز دیسک کوتاه تر است

مرجع ها

[1] S. J. Martinez., L. Rouppe van der Voor., et al; "Internetwork chromospheric bright grains observed with IRIS and SST", *The Astrophysical Journal*, **803** (2015)

[2] M. Javaherian, H. Safari, A. Amiri, S. Ziae; " Automatic Method for Identifying Photospheric Bright Points and Granules Observed by Sunrise", *Solar Physics*, **289** (2014) 3969.

[3] Z. Shokri., N. Alipour., Safari H., P. Kayshap., et al; " Synchronization of Small-scale Magnetic Features, Blinkers, and Coronal Bright Points", *ApJ*, **926**, (2022) 42

بررسی پارامترهای شبکه‌ی گراف در یک ناحیه‌ی فعال شراره‌ای

ضیایی، شروین^۱؛ جواهریان، محسن^۲؛ فاضل، زهرا^۳

^{۱,۳} دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

^۲ مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه (ریام)، دانشگاه مراغه، ۵۵۱۳۶-۵۵۳، مراغه، ایران

چکیده

در این پژوهش ویژگی‌های شبکه‌ی گراف یک ناحیه‌ی فعال شراره‌ای را به دست آوردیم. در این راستا پس از بهینه‌سازی داده‌های ثبت‌شده توسط مغناطوگرام ابزار (اج‌ام‌آی) ماهواره (اس‌دی‌او) در طول موج ۶۱۷۳ آنگستروم و باهدف بررسی ناحیه به‌عنوان یک سیستم پیچیده، به ساخت گراف و به دست آوردن پارامترهای شبکه پرداختیم. مقادیر متوسط به‌دست‌آمده برای پارامترهای شبکه‌ی ناحیه‌ی موردنظر به ترتیب عبارت‌اند از: متوسط ضریب خوشه‌بندی ۰.۷۴۹۶، متوسط درجه‌ی رأس ۵.۱۳۲۲، متوسط مرکزیت درجه ۰.۰۱۱۸، متوسط طول مشخصه ۲.۹۷۹۳ و متوسط انرژی گراف ۸۴.۸۵۸۱. واژگان کلیدی: مغناطوگرام، سیستم پیچیده: گراف - تکنیک‌ها: پردازش تصویر - روش‌ها: تجزیه و تحلیل داده‌ها

Investigating network parameters in a flaring active region

Ziaei, Shervin¹; Javaherian, Mohsen²; Fazel, Zahra³

^{1,3} University of Tabriz, Tabriz, Iran

² Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha (RIAAM), University of Maragheh, 55136-553, Maragheh

Abstract

In this research, we obtained the characteristics of the graph network of an active flaring region. In this regard, after optimizing the data recorded by the magnetogram instrument (HMI) of the satellite (SDO) at the wavelength of 6173 angstroms and with the aim of investigating the area as a complex system, we made a graph and Obtaining the parameters of the network, the average values obtained for the network parameters of the desired area are respectively: average clustering coefficient 0.7496, average degree 5.1322, average degree centrality 0.0118, average shortest path length 2.9793 and average graph energy 84.8581.

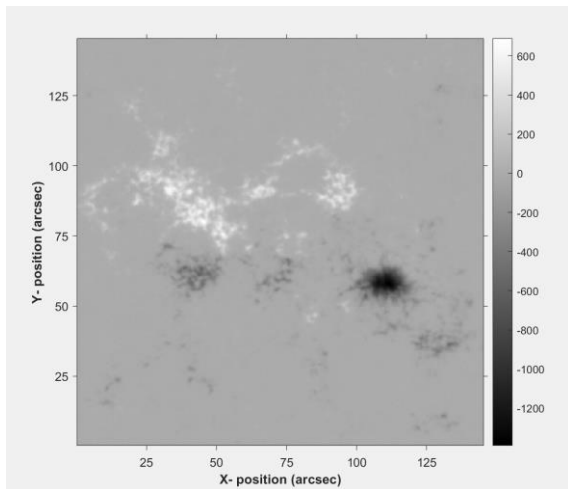
Keywords: magnetogram, complex system: graph - techniques: image processing - methods: data analysis

مقدمه

ذخیره‌شده در جو خورشید، ذرات باردار موجود در پلاسمای دربرگیرنده، شتاب داده شوند و تابشی در تمامی طیف‌های الکترومغناطیسی از امواج رادیویی تا پرتوهای گاما منتشر کنند. این فوران‌های موضعی شدید تابش الکترومغناطیس، تمام لایه‌های جو خورشید از شیدسپهر تا تاج و نیز جو زمین را تحت تأثیر قرار می‌دهند. این پدیده‌ها بر اساس شدتشان در پنج کلاس A، B، C، M و X دسته‌بندی می‌شوند که نوع A در محدوده کمترین شدت و نوع X در محدوده‌ی بیشترین شدت به ترتیب با مقادیر 10^{-7} و 10^{-4} وات بر مترمربع قرار دارند [۱]. در سال‌های اخیر سیستم‌های پیچیده رویکرد جدیدی است که برای مطالعه‌ی پدیده‌های مختلف

شیدسپهر لایه‌ی موردبررسی ما در این پژوهش و چگال‌ترین لایه از جو خورشید است که از نظر مغناطیسی بسیار فعال می‌باشد. نواحی فعال آن دارای میدان‌های مغناطیسی بزرگ، پیچیده و قوی از مرتبه‌ی چندین هزار گاوس بوده و منبع انفجارهای عظیمی مانند پرتاب جرم از خورشید و شراره‌های خورشیدی می‌باشند. مطالعات نشان داده است که شراره‌ها از مهم‌ترین پدیده‌های مؤثر در تحول میدان مغناطیسی سطح خورشید می‌باشند، جایی که میدان‌های مغناطیسی شدید به شیدسپهر نفوذ می‌کنند تا تاج را به فضای داخلی خورشید متصل کنند. شراره‌ها زمانی رخ می‌دهند که در اثر انرژی مغناطیسی

زمان شروع، قله و پایان شراره‌زنی به ترتیب در زمان‌های ۰۳:۰۷، ۰۳:۱۹ و ۰۳:۵۸ رخ داده است.



شکل ۱. تصویر مغناطوگرام برش یافته‌ی اچ‌ام‌آی ثبت شده در تاریخ ۲۰۱۹/۰۳/۰۸ ساعت ۰۳:۰۰:۰۰ زمان جهانی که از منطقه فعال ۱۲۷۳۴ در طول موج ۶۱۷۳ آنگستروم ثبت گردیده است.

روش‌ها

در اینجا ما پارامترهای شبکه را برای ناحیه‌ی فعال موردنظر محاسبه می‌کنیم. روش ما شامل پیش‌پردازش، ساخت گراف و محاسبه‌ی پارامترهای شبکه می‌باشد [۶ و ۷].

پیش‌پردازش - در ابتدا مکعب داده‌ها در محیط متلب ساخته شده و سپس پیش‌پردازش داده‌ها صورت پذیرفت. مکعب داده داری ۲ مؤلفه‌ی مکانی و یک مؤلفه‌ی زمانی است (تصاویر مغناطوگرام منطقه‌ی برش داده شده در قاب‌های متوالی). به منظور حذف سرعت‌های وجوه فشاری کد صافی فرو صوت بر روی مکعب داده‌ها اعمال گردید. حذف این سرعت‌ها در فضای فوریه صورت می‌پذیرد. تنها آن دسته از مؤلفه‌های طیفی که زیر خط مستقیم سرعت قطع هستند باقی می‌مانند و بقیه صفر می‌شوند. طبق مطالعات پیشین سرعت ۵ km/s به عنوان سرعت قطع انتخاب شده است.

ساخت گراف و محاسبه‌ی پارامترهای شبکه - از آنجایی که سری زمانی میانگین شدت میدان مغناطیسی مکعب داده‌ی موردنظر، کمیتی

مورد توجه قرار گرفته است [۲]. سیستم پیچیده سامانه‌ای با اجزاء زیاد است که از جمله مهم‌ترین ویژگی آن می‌توان به تعامل گسترده اجزاء با یکدیگر اشاره نمود. این سامانه رفتارهایی از خود بروز می‌دهد که از رفتار اجزاء به تنهایی قابل استنتاج نیست. در واقع نمی‌توان با بررسی رفتار تک تک اجزاء این سامانه، رفتار جمعی آن را پیش‌بینی نمود. یکی از راه‌های مطالعه‌ی سامانه‌های پیچیده و بررسی ارتباط میان اجزای آن استفاده از علم شبکه و نظریه‌ی گراف است [۳ و ۴]. به گونه‌ای که اجزای تعاملی سامانه‌ی پیچیده، شبکه‌ای را تشکیل می‌دهند که در آن اجزاء و روابط بین آن‌ها، به صورت گرافی از رأس‌های متصل به یال‌ها قابل نمایش هستند. گراف مدلی ریاضی برای یک مجموعه گسسته است که اعضایش به گونه‌ای باهم پیوند دارند. از جمله مهم‌ترین گراف‌ها می‌توان به گراف ساده، گراف جهت‌دار، گراف وزن‌دار و گراف دیداری اشاره نمود. در پژوهش حاضر بعد از بهینه‌سازی داده، به ساخت گراف ناحیه‌ی فعال شراره‌ای و محاسبه‌ی پارامترهای شبکه‌ی می‌پردازیم.

توصیف مجموعه‌ی داده

با استفاده از اچ‌ام‌آی، تصاویر مغناطوگرام قرص کامل خورشیدی در خط جذب آهن I در ۶۱۷۳ آنگستروم با توان تفکیک ۱ ثانیه‌ی کمانی ثبت می‌شود. این تصاویر، مقدار میدان مغناطیسی را در سطح خورشید نشان می‌دهند که نقاط سفیدرنگ قطبیت‌هایی با شار مثبت و نقاط سیاه‌رنگ قطبیت‌هایی با شار منفی را بر حسب ماکسول نشان می‌دهد. داده‌های سطح ۱ برای تصحیحات زمان نوردی، جریان تاریک، بهره‌وری، میدان مسطح و برخورد پرتوهای کیهانی آماده شده‌اند. ما از سایت استنفورد ۴۰۰ تصویر متوالی برش یافته‌ی سطح ۱ مغناطوگرام را با گام زمانی ۴۵ ثانیه در حالی که چرخش دیفرانسیلی خورشید از آن حذف گردیده، بارگیری کردیم. مدت زمان مطالعه‌ی داده‌ها به گونه‌ای انتخاب شده است که ناحیه‌ی فعال ۱۲۷۳۴ را روی خورشید را که در تاریخ ۲۰۱۹/۰۳/۰۸ اتفاق می‌افتد نشان دهد. مدت زمان کل داده‌ها حدود ۶ ساعت است و ابعاد تصاویر ۲۹۰ در ۲۹۰ پیکسل است (شکل ۱). در میانی‌ترین تصویر (تصویر ۲۰۰) در لایه‌های بالاتر شاهد پیک شراره‌زنی از نوع C1.3 هستیم.

شکل ۳. شکل سمت راست گراف و سمت چپ ماتریس مجاورت مربوط به گراف می‌باشد.

درجه‌ی رأس: در نظریه گراف‌ها، درجه‌ی یک رأس به تعداد یال‌های متصل به آن رأس گفته می‌شود به عبارت دیگر، درجه‌ی یک رأس تعداد همسایگی (مجاورت) های مستقیم یک رأس را بیان می‌کند. از آنجاکه هر یال در گراف دو رأس را به هم وصل می‌کند، مجموع درجه رأس‌های یک گراف با دو برابر تعداد یال‌های آن گراف برابر است.

پارامترهای شبکه- پارامترهایی هستند که اغلب مدل‌های مختلف شبکه را توصیف می‌کنند و می‌توانند برای تجزیه و تحلیل شبکه‌ها و مقایسه‌ی آن‌ها با یکدیگر استفاده شوند. شبکه‌ها مدل‌های مختلفی دارند که از مهم‌ترین آن‌ها می‌توان به شبکه‌ی جهان کوچک، شبکه‌ی تصادفی و شبکه‌ی منظم اشاره نمود.

مرکزیت درجه^{۲۲}: در یک گراف، هر گره به تعداد معینی از گره‌ها متصل است که نشان‌دهنده‌ی مرکزیت درجه است. برای شبکه‌ی بدون جهت، مرکزیت درجه را می‌توان به صورت زیر بیان نمود [۱۰]:

$$k_i = \sum_{j=1}^N a_{ij} = \sum_{i=1}^N a_{ji}.$$

ضریب خوشه‌بندی^{۲۳}: نسبت بین تعداد واقعی پیوندهای بین همسایگان یک گره به حداکثر تعداد پیوندهای ممکن تعریف شده است:

$$c_i = \frac{1}{k_i(k_i - 1)} \sum_{j,m=1}^N a_{ij}a_{jm}a_{mi}.$$

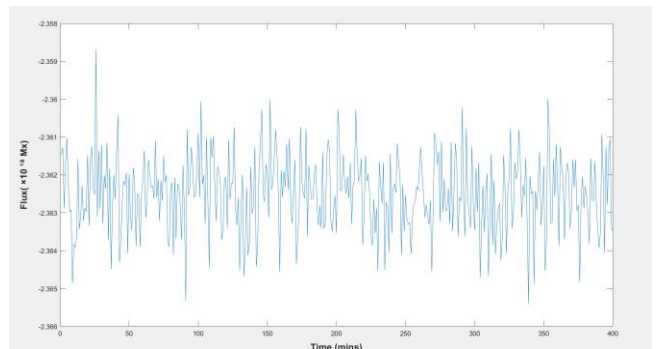
به بیان ساده‌تر ضریب خوشه‌بندی احتمال همسایه بودن همسایه‌های یک گره است.

طول مشخصه^{۲۴}: پارامتر دیگر برای شناسایی ابعاد شبکه، طول مشخصه است. جایی که d_{ij} طول ژئودزیکی از گره i تا j است که حداقل مسیر را بین دو گره ارائه می‌دهد [۸ و ۹]:

است که به سهولت و با دقت بالا قابل دسترس می‌باشد، از آن برای ساخت گراف دیداری استفاده می‌کنیم (شکل ۲).

گراف دیداری: گراف‌یست که برای نگاشت سری‌های زمانی بکار می‌رود و در آن هر گره به ترتیب، به داده‌های سری، متناظر می‌شود. در صورت وجود قابلیت رؤیت، بین داده‌های متناظر، دو گره به یکدیگر متصل خواهند شد. طبق تعریف دو مقدار داده‌ای (t_a, y_a) و (t_b, y_b) ، در صورتی امکان رؤیت داشت و دو گره متصل در گراف خواهند بود که هر داده‌ی دیگر بین آن‌ها شرایط زیر را برآورده کند:

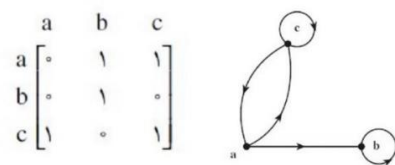
$$y_c < y_b + (y_a - y_b) \frac{t_b - t_c}{t_b - t_a}.$$



شکل ۲. سری زمانی شدت مکعب داده‌ی ناحیه‌ی فعال شراره‌ای

ماتریس مجاورت گراف: لیست کاملی از اتصالات بین گره‌ها برای دسترسی به اطلاعات شبکه فراهم می‌آورد.

برای شبکه‌ای با N گره، ماتریس مجاورت a عبارت است از ماتریس مربع $N \times N$ که طبق تعریف، اگر ارتباط بین دو گره i و j وجود داشته باشد، $a_{ij} = 1$ است و در غیر این صورت، $a_{ij} = 0$ خواهد بود (شکل ۴).



^{۲۴} Average shortest path length

^{۲۲} Degree centrality

^{۲۳} Clustering coefficient

متوسط ضریب خوشه‌بندی ۰.۷۴۹۶، متوسط درجه‌ی رأس ۵.۱۳۲۲،
متوسط مرکزیت درجه ۰.۰۱۱۸، متوسط طول مشخصه ۲.۹۷۹۳ و
متوسط انرژی گراف ۸۴.۸۵۸۱

مرجع‌ها

- [1] M. A. Moradhaseli, M. Javaherian; & et.al; "Empirical Scaling Relations for the Photospheric Magnetic Elements of the Flaring and Non-Flaring Active Regions"; *ACTA ASTRONOMICA*. **71**, (2021) 0-0.
- [2] J.F. Dongesa; Y. Zou1; & et.al; "Complex networks in climate dynamics"; *Eur. Phys. J. Special Topics*. **174**, (2017) 157-179.
- [3] Yong Zou1; Michael Small & et.al; "Complex network approach to characterize the statistical features of the sunspot series"; *New Journal of Physics*. No. **16** (2014) 013051.
- [4] Y. Zou; R. V. Donner; & et.al; "Complex network approach to nonlinear time series"; *Phys*. **787**, (2019) 1-97.
- [5] L. Lacasa; B. Luque; & et.al; "From time series to complex networks the visibility graph"; *Acad Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **105**, No. 13 (2008) 4972-4975.
- [6] N. Lotfi; A. H. Darooneh; & et.al; "The earthquake network: the best time scale for network construction"; *Chaos*. **28**, (2018) 063113.
- [7] Z. Tajik; N. Frahang; & et.al; "Network View of the Sun's Magnetic Patches I. Identification"; *arXiv:2307.15523v1 [astro-ph.SR]* 28 Jul 2023.
- [8] A. Gheibi; H. Safari; & et.al; "The Solar Flare Complex Network"; *The Astrophysical Journal*. **12**, (2017) 847-115.
- [9] L. d. F. Costa, O. N. Oliveira, & et.al; "Analyzing and modeling real-world phenomena with complex networks: a survey of applications"; *Adv. Phys.* **60**, (2011) 392-412.
- [10] N. Lotfi; M. Javaherian; & et.al; "Ultraviolet solar flare signatures in the framework of complex network"; *Chaos*. **30**, (2020) 043124.

$$d = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i,j=1}^N d_{ij},$$

به عبارت ساده‌تر طول مشخصه متوسط فاصله معمول بین دو رأس تصادفی می‌باشد.

انرژی گراف: مجموع قدر مطلق‌های ویژه مقادیر ماتریس مجاورت آن گراف می‌باشد. دو گراف با انرژی یکسان گراف‌های هم انرژی نامیده می‌شوند. برای گراف ساده‌ی G با ویژه مقادیر ماتریس مجاورت:

$$\lambda_i, i = 1, \dots, n,$$

انرژی گراف عبارت است از:

$$E(G) = \sum_{i=1}^n |\lambda_i|.$$

نتیجه‌گیری

در این مقاله، ما به دنبال استخراج پارامترهای شبکه گراف برای ناحیه‌ی فعال شراره‌ای بودیم. چارچوب این مقاله شامل ۳ وظیفه‌ی پیش‌پردازش تصاویر، ساخت گراف و استخراج پارامترهای شبکه‌ی گراف ساخته‌شده بود. ما توانستیم با ساخت گراف دیداری برای مکعب داده‌ی ناحیه‌ی فعال موردنظر پارامترهای شبکه‌ی گراف را به دست آوریم. مقادیر به‌دست‌آمده به شرح زیر می‌باشند:

تحلیل منحنی نوری ستاره‌ی "V - تازی‌ها" در فرورسرخ نزدیک

الماسی، هانیه^۱، میر ترابی، محمدتقی^۱، دانش، آرش^۲

^۱گروه فیزیک بنیادی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهراء، تهران

^۲ طرح رصدخانه ملی ایران، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

ستاره‌ها در آخرین مرحله تحول خود به شدت منبسط و تبدیل به غول‌های سرد با دمای سطحی در حدود ۲۸۰۰ تا ۴۰۰۰ کلوین می‌شوند. در این حالت بیشترین تابش ستاره در ناحیه فرورسرخ است. در این دما بخش عمده جذب در ناحیه فرورسرخ نزدیک طیف ستاره، مربوط به خطوط مولکولی است. مولکول اکسید تیتانیوم (TiO) جذب شدیدی در فرورسرخ نزدیک دارد که به راحتی با تلسکوپ‌های کوچک قابل مشاهده است. در این مقاله داده‌های بیش از ده سال رصد مداوم ستاره V در صورت فلکی تازی‌ها را تحلیل و جذب مولکولی اکسید تیتانیوم (TiO) در فرورسرخ نزدیک اندازه‌گیری شده است. برای این کار از شاخص طیفی به نام شاخص وینگ بهره گرفته ایم. این اولین بار است که خطوط مولکولی در یک غول قرمز که متغیر بلند دوره است بررسی می‌شود. با بررسی منحنی تغییرات نور مرئی و شاخص TiO توانستیم دوره تناوب این دو ناحیه طیفی را حساب کنیم.

واژگان کلیدی: اکسید تیتانیوم، شاخص وینگ، غول قرمز

Light curve Analysis of "V Canes Venatici" in near-IR

Almasi, Hanieh¹; Mirtorabi, Mohammadtaghi¹; Danesh, Arash²

¹Department of Physics and chemistry, Faculty of physics, Alzahra University, Tehran, Iran

²School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In the final stage of star evolution, they undergo significant expansion and become cold giants with a surface temperature of ranging from approximately 2800 to 4000 K. Notably, the majority of the star's radiation is in the infrared region. At this temperatures, the major part of the absorption in the near-infrared region of the star spectrum is related to molecular lines. The titanium oxide (TiO) molecule has strong absorption in the near-infrared, which is easily visible with small telescopes.

In this presentation, we analyze the data of more than ten years of continuous observation of star V in the constellation Canes Venatici and we also measure the molecular absorption of titanium oxide (TiO) in the near infrared. To achieve this, we employ a spectral index called Wing index. This is the first time that molecular lines have been investigated in a long-period variable red giant. By examining light curve of changes in visible light and TiO index, we were able to calculate the periodicity of these two filters.

Keywords: Titanium Oxide, Wing index, Red Giant

مقدمه

راست خط جذبی اکسید تیتانیوم اندازه گیری می کند. هر دو فیلتر دارای پهنای باند ۱۱ نانومتر هستند تا شدت خط حساس اندازه گیری شود. فیلتر سوم (C) در ناحیه ای دور از (A) و (B) با طول موج مرکزی ۱۰۲۴ نانومتر تعریف شده است. در طیف ستاره های سرد با دمای موثر حداقل تا ۳۰۰۰ درجه کلون، این ناحیه تقریباً خالی از خطوط طیفی است. مراکز طول موج و پهنای باند فیلترها به گونه ای انتخاب شده اند که این اطلاعات به صورت مستقل تعیین شود. [2]

شاخص TiO

برای اندازه گیری قدرت جذب TiO در ۷۱۹ نانومتر، از نسبت شار ستاره ای دریافتی از فیلتر A به فیلتر B استفاده می شود. اما این نسبت به شیب پیوستار ستاره حساس است. وینگ این اثر را با برون یابی خطی گذرهای باند B و C به مرکز باند A و معرفی معیاری از جذب در باند A توسط شاخص TiO حذف کرده است. فرمول استفاده شده برای این منظور به صورت زیر است:

$$TiO - Index = A - B + 0/13(B - C) \quad (1)$$

که در آن A، B و C قدرهای ظاهری در فیلترهای A، B و C هستند. یکی از مزایای شاخص وینگ TiO ، حساسیت بالای آن به دمای مؤثر در اتمسفرهای سردتر از ۴۰۰۰ کلون است. این شاخص، با افزایش دمای مؤثر به صورت خطی کاهش می یابد و به یک شاخص دما تبدیل می شود که توسط چندین محقق، از جمله خود وینگ، استفاده شده است [3].

کالیبراسیون مولکول TiO بر حسب دمای موثر

میرترابی، واساتونیک و گاین برای کالیبراسیون شاخص TiO بر حسب دمای موثر، از ۱۸ ستاره استاندارد انتخاب شده از لیست ستاره های استاندارد وینگ استفاده کردند. برای ستاره هایی که دمای آن ها بیش از ۴۲۰۰ درجه کلون است، شاخص TiO به سمت صفر

در ستاره های سرد، مولکول ها نقش های مهمی در ساختار جوی ایفا می کنند. به ویژه، کدری های مولکولی در تعیین ساختار فیزیکی جو ستاره برای ستاره های سرد بسیار حائز اهمیت است. در واقع، طیف های مولکولی به عنوان ابزاری مهم در بررسی جو ستاره شناخته شده اند و برای ستاره های سرد به عنوان شاخص هایی از ویژگی های اساسی مانند دما، درخشندگی و ترکیبات شیمیایی استفاده می شوند. در مورد ستاره های خیلی سرخ، به طور معمول نوارهای مولکولی با شدت زیادی در انواع طیفی بسیار سرد مانند M, N, S و R مشاهده می شوند. با افزایش دما، این نوارهای مولکولی به تدریج ناپدید می شوند. در طیف ستاره های سرد، باندهای جذب مولکولی TiO در ناحیه مادون قرمز نزدیک به دلیل تشخیص آسان تر آنها جالب توجه هستند. این ویژگی جذب TiO به عنوان یک شاخص مهم، عمدتاً در دو نوع ستاره به نام های "ستاره های فعال فام سپهری" و "ستاره های $RS CVn$ " مد نظر قرار می گیرد. در این نوع ستاره ها، جذب TiO می تواند به ترتیب به عنوان شاخص لک ستاره ای و غول های تپنده سرد و ابرغول ها شناخته شود. [1]

فیلترهای وینگ

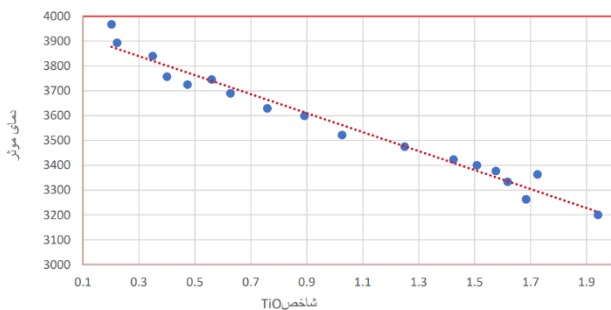
سیستم سه رنگ وینگ شامل سه فیلتر با نام های A، B و C است که برای اندازه گیری چهار ویژگی اصلی ستاره های سرد به کار گرفته می شود. این ویژگی ها عبارتند از: قدر آنها در ناحیه فرورسرخ نزدیک، شاخص رنگ در فرورسرخ نزدیک و دمای ستاره و رده طیفی آن ها. فیلتر اول (A) با طول موج مرکزی ۷۱۹ نانومتر درست در مرکز یکی از قوی ترین خطوط جذبی اکسید تیتانیوم قرار دارد، که در تمامی ستاره ها جز در ستاره ها بسیار سرد ($M7+$) جذب قابل توجهی دارد. فیلتر دوم (B) در ناحیه ای با طول موج مرکزی ۷۵۴ نانومتر متمرکز است و پیوستار را در طرف

داده کاهی اولیه رصد های $V CVn$ را ریک واساتونیک در رصدخانه خود انجام داده است [5]. واساتونیک ابتدا قدرهای فرورسرخ نزدیک ستاره مقیاس (HD 116957) را با استفاده از ضرایب خاموشی جوی دقیق تر، ضرایب تبدیل و مختصات به روز شده اثرات جوی مربوط به جو زمین را حذف کرده است. برای تولید قدرهای فرورسرخ نزدیک $V CVn$ ، نورسنجی دیفرانسیلی بین ستاره مقیاس و ستاره ηUMa انجام شده است. ستاره ηUMa یک ستاره استاندارد وینگ است که قدرهای فرورسرخ نزدیک آن مشخص است.

کالیبراسیون دمای موثر بر حسب شاخص TiO

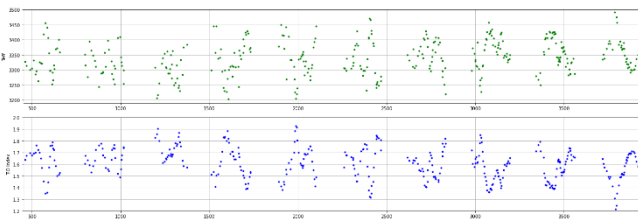
با استفاده از ۱۸ ستاره استاندارد وینگ و با انطباق یک خط رابطه جدیدی بین دمای موثر و شاخص TiO به صورت زیر بدست می آید:

$$T_{eff} = -382.17 \times TiO_{Index} + 3954 \quad (3)$$



نمودار ۱: منحنی تغییرات دمای موثر ستاره های استاندارد بر حسب شاخص TiO

با استفاده از این فرمول دمای موثر ستاره سرد $V CVn$ بدست می آید.



نمودار ۲: تغییرات دمای موثر و شاخص TiO

میل می کند. همچنین مشخص شد که رفتار شاخص TiO برای دماهای موثر بین ۴۲۰۰ تا ۳۰۰۰ درجه تقریباً خطی است و با کاهش دمای موثر افزایش می یابد تا به حداکثر مقداری در حدود ۲ برسد [2]. آن ها با انطباق یک منحنی درجه سه رابطه بین دمای موثر و شاخص TiO به صورت زیر بدست آوردند:

$$TiO - index = -256.2 + 0.2247 T_{eff} - 6.447 \times 10^{-5} T_{eff}^2 + 6.081 \times 10^{-2} T_{eff}^3 \quad (2)$$

ستاره $V CVn$

ستاره $V CVn$ که در صورت فلکی تازی ها قرار دارد یک ستاره متغیر نیمه منظم از نوع غول قرمز است. مشاهدات نشان می دهد که نور مرئی این ستاره با دوره ای برابر با ۱۹۲ روز و دامنه ای بین ۱/۵ تا ۲/۰ قدر تغییر می کند که معمولاً به این معنی است که دو حداکثر و حداقل را می توان در رصد بیش از یک سال مشاهده کرد. مشاهده هایی که توسط $AAVSO$ (انجمن آمریکایی راصدان آماتور ستاره های متغیر) انجام شده است نشان می دهد که نور این ستاره در بازه ۶/۸ تا ۸/۸ قدر و رده طیفی آن بین $M6 IIIe$ و $M4 IIIe$ متغیر است. در طیف این ستاره، خطوط اکسید تیتانیوم به طور غالب مشاهده می شوند [4].

ابزار رصد $V CVn$

رصدخانه واساتونیک در آلن تاون پنسیلوانیا واقع شده است. ابزار اصلی این رصدخانه شامل دو تلسکوپ انعکاسی با چینیش $Cassegrain$ به قطر ۸ و ۱۱ اینچ است که توسط سلسترون ساخته شده اند. کارخانه $Optec$ ، با استفاده از یک آشکارساز حالت جامد بسیار حساس و الکترونیکی دیجیتال یکپارچه، یک نورسنج ستاره ای را طراحی کرده است که در یک بسته کوچک قرار دارد. فتومتر $SSP3$ به تلسکوپ سلسترون متصل شده است.

تحلیل اولیه داده ها

مطابقت نداشته باشند. یک روش مناسب برای محاسبه دوره،

استفاده از روش حداقل مربعات شیب است که با رابطه زیر

$$JD^{min} = JD_0^{min} + NP \quad (۴)$$

محاسبه می شود. با میانگین گیری دور تناوب کمینه و بیشینه،

شاخص TiO و نور مرئی دوره تناوب مشاهده شده به صورت زیر

$$P(V) = 327^d.08 \quad (۵)$$

$$P(TiO) = 326^d.27 \quad (۶)$$

به دست آمد. با روش حداقل مربعات شیب نقاط متناظر با

کمینه های نور مرئی و بیشینه های شاخص TiO محاسبه شد

نمودار ۳ و دوره تناوب های جدید زیر برای دو منحنی نوری به

دست آمد.

$$P(V_{min}) = ۳۵۴^d.۲۹ \quad (۷)$$

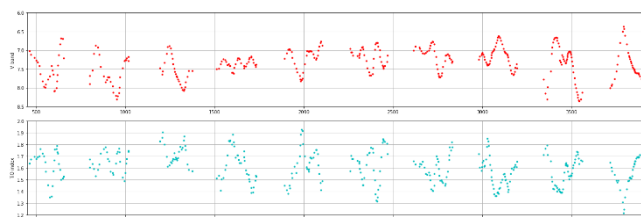
$$P(TiO_{max}) = ۳۵۲^d.۶۹ \quad (۸)$$

مرجع ها

- [1] R. F. Wing, "Applications of Narrow-Band Photometry in the Study of Peculiar Red Giants," *Symp. - Int. Astron. Union*, 2000, doi: 10.1017/s0074180900002333.
- [2] M. T. Mirtorabi, R. Wasatonic, and E. F. Guinan, "Wing Near-Infrared, TiO-Band, and V -Band Photometry of Chromospherically Active Star Andromedae," *Astron. J.*, vol. 125, no. 6, pp. 3265–3273, 2003, doi: 10.1086/368247.
- [3] R. P. Wasatonic, E. F. Guinan, and A. J. Durbin, "V-Band, Near-IR, and TiO Photometry of the Semi-Regular Red Supergiant TV Geminorum: Long-Term Quasi-Periodic Changes in Temperature, Radius, and Luminosity," *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 2015, doi: 10.1086/683261.
- [4] L. L. Kiss, K. Szatmáry, G. Szabó, and J. A. Mattei, "Multiperiodicity in semiregular variables: II. Systematic amplitude variations," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, vol. 145, no. 2, pp. 283–292, 2000, doi: 10.1051/aas:2000353.
- [5] R. Wasatonic and E. F. Guinan, "TiO- AND V-BAND PHOTOMETRY OF THE PULSATING RED GIANT V CVn," no. 4579, 1998.

+

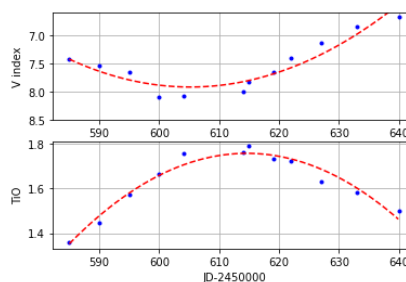
همانطور که در قسمت های قبل گفته شد ستاره $V CVn$ از نوع تپنده است. جذب اکسید تیتانیوم در این ستاره به علت نوسانات شعاعی ستاره است. وقتی ستاره منقبض می شود جذب TiO افزایش می یابد و تغییرات نور مرئی کاهش می یابد. با استفاده از روش باکس کار^۱ منحنی نوری ستاره در فیلتر نور مرئی و شاخص TiO را نرمتر شده است.



نمودار ۳: تغییرات نور مرئی و شاخص TiO بعد از عملیات باکس کار

دوره تناوب و نقاط کمینه و بیشینه

با استفاده از نمودار ۳ نقاط کمینه و بیشینه برای تغییرات نور مرئی و شاخص TiO را بررسی کردیم. با توجه به منحنی های نوری، به نظر می رسد که روش بهتر برای یافتن حداقل شدت نور، منطبق کردن یک سهمی روی کمینه اصلی و یافتن نقطه کمینه سهمی است. این کمینه که برحسب زمان ژولی بیان می شود، به عنوان کمینه مشاهده شده ستاره شناخته می شود.



نمودار ۴: کمینه نور مرئی و بیشینه شاخص TiO

حالت کلی، می توان زمان کمینه نوری را با افزودن یک تعداد صحیح و مناسب از دوره تناوب ستاره به زمان کمینه نوری که توسط رصدگر بدست آمده است، محاسبه کرد. با توجه به تغییرات در دوره تناوب ستاره، ممکن است مقادیر محاسبه شده با یکدیگر

^۱ Boxkar