



مقاله نامه

اعضای کمیته علمی گردهمایی :

حبيب خسروشاهي	(پژوهشگاه دانش‌های بنیادین)
شانت باغراميان	(پژوهشگاه دانش‌های بنیادین)
علیرضا آقایی	(سیستان و بلوچستان)
اکرم حسنی زنوزی	(علوم پایه زنجان)
یوسف ثبوتی	(علوم پایه زنجان)
حسین حقی	(علوم پایه زنجان)
شهرام عباسی	(فردوسي مشهد)
کیومرث کرمی	(كردستان)
سعدا... نصیری	(زنجان)
حسین صفری	(زنجان)



فهرست

۱	اثر خطوط جذبی فلزی بر تابع توزیع احتمال شار در جنگل لیمان آلفا اختروش PKS2000-330	۱
۵	آقائی علیرضا، رضایی دارستانی سارا، بروزگر حسنیه، عرفانیان ثبات خانی نیره Alfvenic wave in polar limb spicules	۲
۹	توابی احسان، اس. کوچمی، عجبشیریزاده علی، آهنگر زاده علیرضا، ضیغمی تغییرات گرمایی ایجاد شده در زمین بعد از برخورد سیارک یا شهاب سنگ به آن	۳
۱۳	مشاهده و بررسی تغییرات دوره تناوب مداری دوتایی گرفتی Cyg V1191 استاد نژاد ستاره، دلبند معصومه، حسن زاده امیر	۴
۱۷	وابستگی ساختار باد قرص های برافراشی به ضریب و شکسانی مدل α اسکندری چراتی محمد، علیرضا خصالی	۵
۲۱	تحریک امواج آلفون توسط اتصال مجدد مغناطیسی و تشکیل اسپیکولهای خورشیدی اسلامی شفیق امیرعباس، عبادی حسین	۶
۲۵	تولید توزیع جرم های مختلف و محک نظریه MOND در همگرایی گرانشی ضعیف با استفاده از کد N-MODY اسماعیلی عباس، حقی حسین	۷
۳۰	بررسی کبیسه گیری در گاهشماری خورشیدی امیر خانلو الناز، توابی احسان، امیر خانلو نرگس، قدیمی مرتضی، حیدری فاطمه، عزیزی نسرین	۸
۳۷	Scrutiny discovery methods exoplanets in binary systems امیری امیر نظام، شفیع زاده محمد رضا	۹
۴۱	شناسایی مینی تاریکی های خورشیدی با استفاده از تصاویر فرابنفش دور بازرگان سمیه، علیپور راد نسیبه، صفری حسین	۱۰
۴۵	محاسبه خصوصیات ساختاری ستاره کوارکی پلاریزه داغ در حضور میدان مغناطیسی قوی با استفاده از ثابت کیسه ای وابسته به چگالی بردبار غلامحسین، علیزاده زهرا	۱۱
۴۹	بررسی خصوصیات ماده نوترونی مغناطیده در دمای معین بردبار غلامحسین، رضایی زینب	۱۲
۵۳	تخمین سطح موثر آرایه ۲۰ تایی آشکارساز بهمن هوایی شریف با روش مونت کارلو بلوری ام البنین، پور محمود داود	۱۳
۵۷	شناسایی سیستم های جذبی فلزی و اندازه گیری پارامترهای آنها در طیف اختروش HE0151-4326 بروزگر حسنیه، آقائی علیرضا، عرفانیان ثبات خانی نیره، رضایی دارستانی سارا	۱۴
۶۱	نقش میدان مغناطیسی در ساختار قرص های برافراشی پهن رفت غالب با حضور باد بیرانوند نسیم، مصلی نژاد امین، عباسی شهرام	۱۵
۶۵	Exact general relativistic lensing versus thin lens approximation: the crucial role of the void پارسیمود مجاهد، فیروز جایی جواد، منصوری رضا	۱۶



۷۱	تخمین زاویه‌ی فرود پرتوهای کیهانی با آرایه‌ی کوچک ۲۰ تایی پژشکیان یوسف، بهمن‌آبادی محمود، عبدالهی سهیلا	۱۷
۷۵	بررسی تاثیر انتخاب مدل اندرکنش‌های هادرونی بر شبیه‌سازی پروفایل طولی بهمن‌های گسترده هوایی پرتوهای کیهانی پورمحمود داود	۱۸
۷۹	بررسی تغییرات دوره تناوب سیستم دوتایی گرفتی RT Per تیموری معصومه، عابدی عباس	۱۹
۸۳	بررسی بازتابش نور ستاره میزان از سیاره بر پارامترهای هندسی و فیزیکی سیارت فراخورشیدی حاجی محمد حسنی ابراهیم، محمدزاده جسور داود	۲۰
۸۷	تعییر دیگری از پارامتر هابل!!! حسینی‌فرد محمد	۲۱
۹۰	بررسی ناکارآمدی مدل ذره در جعبه بعنوان آشکار کننده امواج گرانشی حسینی‌فرد محمد	۲۲
۹۳	Propagation of Gravitational Waves in Curved space-time خداقلی‌زاده جعفر	۲۳
۹۶	پایداری موضعی قرص‌های برافراشی فشار تابشی غالب با بررسی نقش میدان مغناطیسی سمتی و گرمایش تاخیری ناشی از آلفا ویسکوزیته حسالی علیرضا، خسروی آذر	۲۴
۱۰۰	تأثیر میدان مغناطیسی چنبره‌ای بر ساختار قرص‌های برافراشی استاندارد حسالی علیرضا، معتمدی کوچکسرایی مهران	۲۵
۱۰۴	بررسی چگالی سطحی دیسک برافراشی با در نظر گرفتن و شکسانی جنبشی متناسب با فاصله و چگالی سطحی بصورت توانی حسالی علیرضا، پور جبی‌سادات محله زینب	۲۶
۱۰۸	The study of the molecular clouds with the choice of the cooling function حسالی علیرضا، کوکبی خداداد، فاقعی کاظم، نژاد‌اصغر محسن	۲۷
۱۱۲	بررسی طیفی اسپیکول های خورشیدی با استفاده از داده طیف سنج سومر خوشنگ‌باف مینو، عبادی حسین	۲۸
۱۱۵	تأثیر ذرات کیهانی خورشیدی بر ماهواره‌ها داودی‌فر پانته‌آ، لشکان‌پور مجید	۲۹
۱۱۹	محاسبه دوره تناوب جدید سیستم دوتایی فوق تماسی RZ TAU ذبیحین‌پور سیدمحمد	۳۰
۱۲۷	Probing galaxy groups evolution in cosmological simulation رئوف مجتبی، خسروشاهی حبیب، داریوش علی، مولایی‌نژاد علیرضا، توسلی سعید	۳۱
۱۳۲	Star Formation History in irregular galaxies in our local group رضایی خوشبخت ساره، جوادی عاطفه، خسروشاهی حبیب، ون‌لون جاکوب	۳۲



۱۳۵	رابطه‌ی جدید رنگ-نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای: نقش فاز TP-AGB شعبانی فایضه، نیک سمیه، حسنی زنوزی اکرم	۳۳
۱۴۰	اندازه‌گیری تابع جرم و بررسی تفکیک جرمی خوشة باز آلفای برساوش (α Persei) شیخی نجمه، هاشمی نیا مریم، حقی حسین	۳۴
۱۴۴	شناسایی متغیرهای بلند دوره AGB در بازوهای مارپیچی کهکشان M33 با استفاده از تصاویر دوربین WFCAM صابری مریم، جوادی عاطفه، خسروشاهی حبیب، ون‌لون جاکوب	۳۵
۱۴۸	بررسی نورستنجی لکه‌های ستاره‌ای بر روی سیستم دوتایی گرفنی ER Vul صالحی فاطمه، نعمتی مریم	۳۶
۱۵۲	اندازه‌گیری سرعت چرخش محوری ستاره قلب الاسد صفایی اسدالله، نصیری قیداری سعدالله، صفری حسین	۳۷
۱۵۶	تأثیر میدان مغناطیسی در ساختار عمودی و ضخامت ADAF ها صمدی مجرد مریم، عباسی شهرام، خواجه‌ی مهدی	۳۸
۱۶۰	Statistical Distribution of Coronal Mass Ejections and Solar Flares Occurred in 2012 طالب‌پور ششوان نسرین، نبی‌زاده آرمن، عجبشیری‌زاده علی	۳۹
۱۶۴	چه چیزی مسئول عدم تقارن در گذارقرص‌ها است؟ حضور یک گرداب یا شکافی بیضی شکل عطائی ترشیزی ساره، پینیلا پائولا، ژومن آندراش، دولموند کورنلیس، دومینیک کارزن، قنبری جمشید	۴۰
۱۶۸	Oscillations of Solar Spicules and their Dissipation عبادی حسین	۴۱
۱۷۰	مطالعه نحوه تشکیل اسپیکولهای خورشیدی از طریق تصاویر تلسکوپ هینوده غیاثی مریم، عبادی حسین	۴۲
۱۷۳	نورستنجی و بررسی منحنی نوری ستاره EQ ثور و تغییرات آن فارسیان فریدا، نعمتی مریم، حسن‌زاده امیر	۴۳
۱۷۷	اثر مقاومت و همرفت بر جریان‌های برافزايشی با تابش ناکارامد فاقعی‌کاظم، امیدوند مبینا	۴۴
۱۸۱	The clumps formation in protostellar discs with density-dependent cooling timescale فاقعی‌کاظم	۴۵
۱۸۵	بررسی نوسانات سریع و ارام حلقه‌های تاج خورشید از تصاویر متوالی فرابنفش دور فرهنگ نسترن، تاران سمیه، صفری حسین	۴۶
۱۸۹	گرمایش ناشی از پخش میدان مغناطیسی در ابرهای مولکولی قریشی سیده معصومه، خصالی علیرضا	۴۷
۱۹۳	مطالعه‌ی ساختار یونیدگی سحابی سیاره نمای NGC1535 با اعمال خطوط بازترکیبی و برخوردی قنبری جمشید، یونس‌خواه عادله	۴۸
۱۹۷	The effect of wind and thermal conduction on large scale magnetized ADAFs in the presence of viscosity and magnetic diffusivity قنبری جمشید، تاج‌محمدی آرزو	۴۹



۲۰۱	بررسی اثر دما و میدان مغناطیسی بر ساختار ستاره کوارکی کیانی خو فاطمه، بربار غلامحسین	۵۰
۲۰۵	The Effect of Twisted Magnetic Field on the Kink Waves کرمی کیومرث، بهاری کرم	۵۱
۲۰۹	The study of resonantly damped oscillations of elliptically shaped magnetic flux tubes کرمی کیومرث	۵۲
۲۱۳	تأثیر ناپایداری حرارتی بر روی تشکیل تراکم‌های کم جرم در هسته‌های ابر مولکولی نژادصغر محسن، شریفی محیا	۵۳
۲۱۷	تأثیر دمای قرص‌های برافزایشی بر تغییر شکل جریان‌های خروجی و جت‌ها در اطراف پیش‌ستاره‌ها نژادصغر محسن، هراتی هاجر	۵۴
۲۲۱	ابودیزاسیون گاوسی در تلسکوپ محمدی شکراله، محمدی محیا	۵۵
۲۲۵	تحلیل منحنی O-C کمینه‌های گرفت ستاره‌ی دوتایی گرفتی Cas V523 محمدی محیا، عابدی عباس	۵۶
۲۲۹	بررسی عوامل مؤثر بر تغییرات دوره تناوب دوتایی گرفتی AK Her محمدی مریم، عابدی عباس	۵۷
۲۳۳	On the time varying G and the holographic dark energy model ملک جانی م، هنری جعفرپور میثم	۵۸
۲۴۱	UW BOOTIS a semidetached eclipsing binary منظوری داوود، دلچو سوگند	۵۹
۲۴۵	مطالعه‌ی قرصهای اطراف سیاه‌چاله‌های چرخان با وشكسانی الگوی بتا معین‌قدس محبوبه، قنبری جمشید، قدسی احمد	۶۰
۲۵۰	مقایسه زمان واپاشی خوشه‌های کروی در کدهای برخوردی و غیر برخوردی ندا مقدم محمدحسن، حقی حسین	۶۱
۲۵۴	بررسی مولفه‌های تعیین‌کننده در شبیه‌سازی و محاسبه فرایندهای اخترفیزیک هسته‌ای نصرآبادی مهدی، سپیانی محمد	۶۲
۲۵۸	بررسی منحنی نوری، تغییرات دوره تناوب و پارامترهای متغیر دوتایی گرفتی EG Cephei نیلفروشان محمد، اسدی شاد طناز، حسن‌زاده امیر	۶۳
۲۶۲	بررسی نقش میدان مغناطیسی و تابش در ناپایداری رایله-تیلور یعقوبی آسیه، شادمهری محسن، خواجه‌ی مهدی	۶۴



اثر خطوط جذبی فلزی بر تابع توزیع احتمال شار در جنگل لیمان آلفا اختروش **PKS2000-330**

آقائی، علیرضا^۱ رضایی دارستانی، سارا^۱ بزرگر، حسنه^۱ عرفانیان ثبات خانی، نیره^۱

^۱گروه فیزیک دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲پژوهشکده نجوم پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

در این مقاله، ابتدا تابع توزیع احتمال شار اختروش PKS2000-330 با انتقال به سرخ نشری $\text{Z}_{\text{em}} = 3.77$ محاسبه می‌شود، پس از شناسایی خطوط جذبی فلزی در ناحیه جنگل لیمان آلفا اختروش به بررسی اثر این خطوط فلزی بر تابع توزیع احتمال شار پرداخته می‌شود.

مقدمه

در انتقال به سرخ‌های بالا محیط بین کهکشانی، عده ماده باریونی کیهان را در بر دارد. در امتداد خط دید ما به یک چشم نورانی در دور دست، همانند یک اختروش، هر بخش از ماده کیهانی بین ما و اختروش که خط دید را قطع کند، قسمت معینی از نور چشم را به دلیل حضور عناصر شیمیایی مختلف در آن جذب می‌کند. درک و فهم این خطوط جذبی در جنگل لیمان آلفا، طول موج‌های کوتاه‌تر از خط نشری لیمان آلفا اختروش، در دهه‌ی اخیر در هر دو زمینه مشاهده‌ای و نظری پیشرفت‌های چشمگیری داشته است [۱ و ۲].

کمیتی که در چند سال اخیر در آنالیز طیف اختروش‌ها مورد مطالعه قرار گرفته است، تابع توزیع احتمال (PDF) شار می‌باشد. تابع توزیع احتمال شار نه تنها به توزیع فضایی ماده تاریک بلکه به حالت گرمایی محیط بین کهکشانی نیز حساس است [۳].

در انتقال به سرخ‌های $Z \sim 3$ اندازه‌گیری‌های توابع PDF یک رابطه‌ی توانی بین چگالی و دمای محیط را نشان می‌دهد:

$$T = T_0 \Delta^{\gamma-1} \quad (1)$$

در این رابطه $\Delta = \rho / \langle \rho \rangle$ است. سیر تحول T_0 و γ با بررسی محیط‌های بین کهکشانی در انتقال به سرخ‌های متنوع اندازه‌گیری می‌شود [۱].

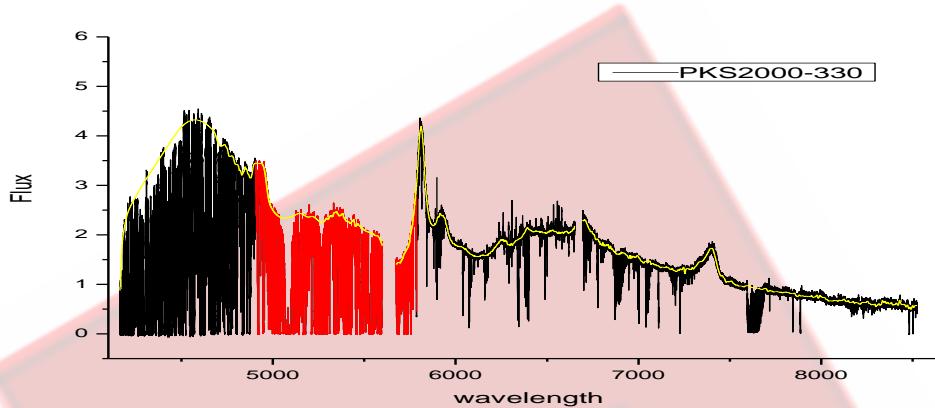
مشخصات داده‌ها

در این مقاله از طیف اختروش PKS2000-330 استفاده شده است. طیف این کوازار توسط طیف سنج توان تفکیک بالا UVES نصب شده بر روی تلسکوپ بسیار بزرگ رصدخانه جنوبگان اروپا بدست آمده است. این اختروش دارای انتقال به سرخ نشری $3/77$ و نسبت سیگنال به نویز متوسطی از مرتبه تقریباً 70 می‌باشد.



محاسبات

برای اجتناب از اثرات نزدیکی به اختروش، جنگل لیمان آلفا از ۲۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه بزرگتر از خط نشری لیمان بتا تا ۵۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه کوتاهتر از خط نشری لیمان آلفا اختروش محدود گردید. در شکل ۱ طیف مربوط به اختروش PKS2000-330، که در آن ناحیه جنگل لیمان آلفا به رنگ قرمز و طیف پیوسته تخمینی به رنگ زرد آمده است، نشان داده شده است.



شکل ۱. طیف اختروش PKS2000-330 که دارای $z_{\text{em}}=3.77$ است. قسمت مربوط به جنگل لیمان آلفا به رنگ قرمز و طیف پیوستار به رنگ زرد نشان داده شده است.

برای بدست آوردن تابع PDF، طیف مربوط به اختروش بهنجار گردید که از نسبت طیف مشاهده‌ای بر طیف پیوسته تخمیتی حاصل می‌شود:

$$F = S/C \quad (2)$$

در این رابطه F شار بهنجار شده، S شار مشاهده‌ای اختروش و C طیف تخمینی پیوسته اختروش می‌باشد. برای هر یک از محدوده‌های F تابع توزیع احتمال (PDF) $N_{F+\Delta F}$ (تعداد پیکسل‌های با شار بهنجار شده بین F و $F+\Delta F$) و N_{tot} (تعداد کل پیکسل‌های مربوط به تابعه جنگل لیمان آلفا) بدست می‌آید:

$$\text{PDF}(F) = N_{F+\Delta F} / N_{\text{tot}} \quad (3)$$

$\Delta F = 0.05$ پهنه‌ای محدوده‌ی شار بهنجار شده است. البته در اینجا برای مقادیر پیکسل‌های $F < 0.025$ و $F > 1$ به ترتیب $0 = F = 1$ در نظر گرفته می‌شود. برای شناسایی خطوط جذبی فلزی از بسته نرم افزاری¹ VPFIT استفاده شده است. در شناسایی انتقال به سرخ سیستم‌های جذبی فلزی در طیف اختروش، از خطوط جذبی دوگانه یون‌های MgII (۲۷۹۵ و ۲۸۰۳) و CIV (۱۵۵۰ و ۱۵۴۸) استفاده شده است. با انجام برازش مناسب بر این خطوط، انتقال به سرخ محیط جاذب و پارامتر دوپلری (b) تعیین می‌گردد. با عنایت به مقاله کالورا و همکاران [3] و با استفاده از پارامتر دوپلری حاصل، تمام پیکسل‌های با طول موج در محدوده $\lambda_0 - \Delta\lambda \leq \lambda_0 + \Delta\lambda \leq \lambda_{z,0} (1+z)$ از طیف حذف می‌گردد. طول موج مرکزی خط جذبی فلزی و

¹ <http://www.ast.cam.ac.uk/rfc/vpfif.html>

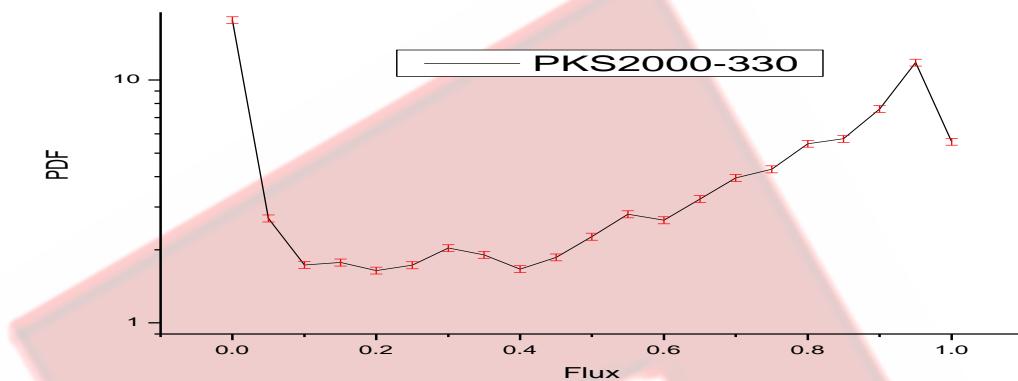


که در آن $(z-dz) = z'$ و $\lambda_{z,0}$ طول موج فلز مربوطه در چهار جوب مرجع آزمایشگاه می‌باشد. dz نیز از رابطه^۴ بدست می‌آید:

$$dz = \frac{2b(1+z)\sqrt{\ln 2}}{c} \quad (4)$$

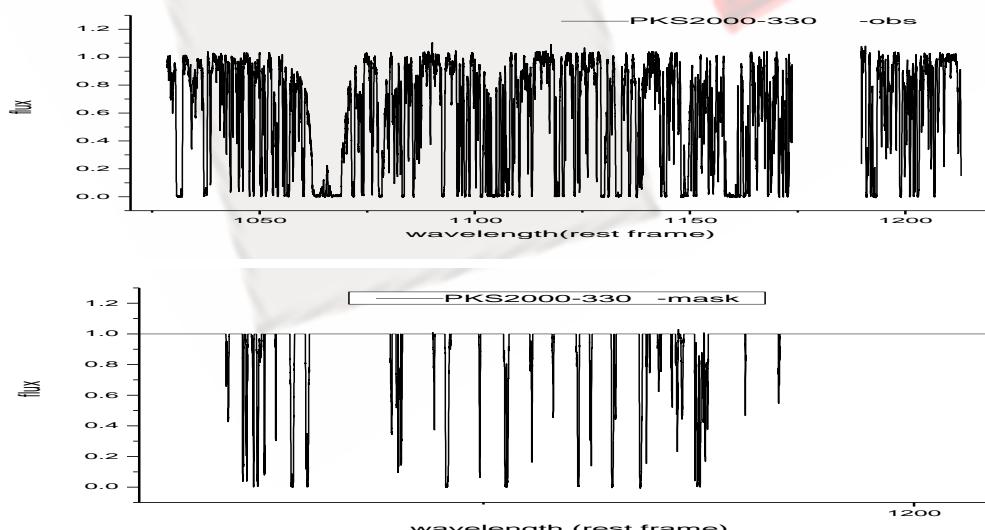
نتایج و جمع‌بندی

تابع توزیع احتمال برای اختروش PKS2000-330 در شکل ۳ رسم شده است.



شکل ۳. تابع توزیع احتمال شار جنگل لیمان آلفا اختروش PKS2000-330 با انتقال به سرخ نشی $z_{\text{em}}=3.77$

خطوط جذبی فلزی موجود در ناحیه جنگل لیمان آلفا این اختروش شناسایی شد. در شکل ۴ طیف بهنجارشده و نیز این خطوط جذبی فلزی آمده است.

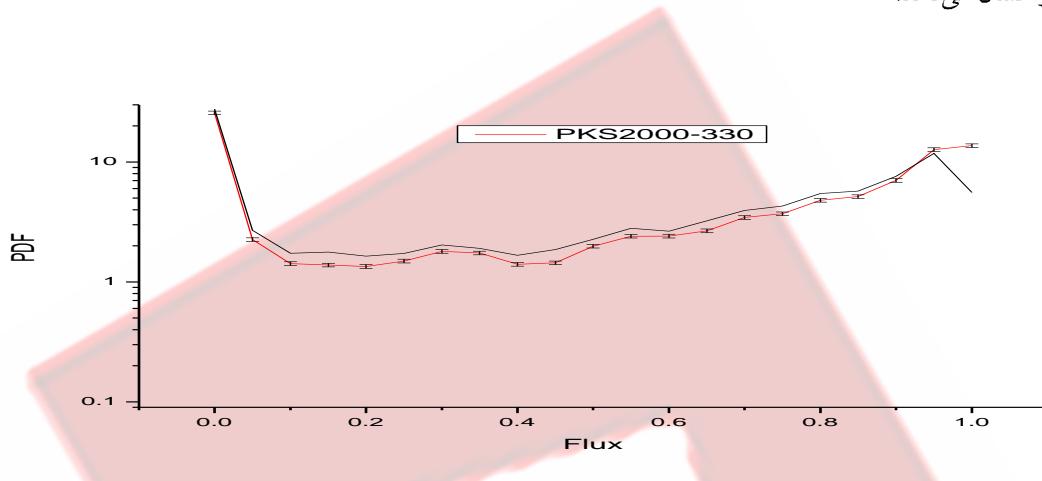


شکل ۴. طیف بهنجار شده اختروش PKS2000-330 در چهار چوب مرجع اختروش در پنجره بالایی و خطوط جذبی فلزی در پنجره پایین آمده است.



حضور خطوط جذبی فلزی، طیف اختروش و در نتیجه شکل تابع توزیع احتمال شار را تغییر می‌دهد. به همین جهت، برای محاسبه تابع PDF به عنوان ابزاری برای تحقیق درباره حالت فیزیکی جنگل لیمان آلفا، حذف خطوط جذبی فلزی، که به احتمال زیاد منسائی غیر از فضای بین کهکشانی دارد، از جنگل لیمان آلفا در طیف اختروش ضروری می‌باشد.

بعد از حذف خطوط جذبی فلزی از طیف اختروش، مجدداً PDF محاسبه شد. شکل ۵ اثر خطاوت جذبی فلزی بر تابع PDF را نشان می‌دهد.



شکل ۵. تابع PDF قبل از حذف خطوط فلزی با رنگ سیاه و بعد از حذف خطوط فلزی با رنگ قرمز نشان داده شده است.

همانطور که از این شکل مشاهده می‌شود، مقدار تابع PDF بعد از حذف خطوط فلزی نسبت به قبل از حذف خطوط فلزی کاهش را نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

1. Rollinde. E., Theuns. T., Schaye J., Paris I., Patitjean P., Sample Variance and Lyman α Forest transmission Statistics, *MNARS*, vol. **428**, Issue 1, p. 540, 2013
2. Rauch, M., The Lyman Alpha Forest In The Spectra Of QSOs, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. **36**, p. 267, 1998
3. Calura, F., Tescari, E., Dordorico, V., Viel, M., Cristiani, S., Kim, T. S., Bolton, J. S., The lyman alpha forest flux probility distribution z>3, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. **422**, p. 3019, 2012



Alfvenic wave in polar limb spicules

E. Tavabi¹, S. Koutchmy³, A. Ajabshirizadeh^{2, 4}, A. R. Ahangarzadeh Maralani^{2, 4}, S. Zeighami^{2, 4}

¹ Physics Department, Payame Noor University (PNU), P.O.Box 19395-3697, Tehran, Iran

² Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha (RIAAM), P.O.Box 55134-441, Maragha, Iran

³ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095, CNRS and UPMC, 98 Bis Bd. Arago, P.O.Box 75014 Paris, France

⁴ Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran

Aims. We report several Hinode/SOT long series observations in Ca H line and discuss a remarkable dynamical behavior which might be nothing else than Helical-Kink mode propagation or Alfvenic waves inside the multi-component spicules.

Methods. Compute 2D velocity map using a technique base is using FFTs and cross-correlation function, and use a 2nd-order accurate Taylor expansion on highly processed images to locate the peak of the cross-correlation function to sub-pixel accuracy.

Results . Obtained results show almost a large percent of solar coronal hole spicules show surge-like behavior in support of twisty multi-components spicules. We detected several long spicules and found (i) the upward and downward flow is equal for lower and middle levels but the rate of upward motion is slightly more in high levels, (ii) the shearing motion in left and right directions is also equal for all levels, (iii) and the medians of the amplitudes are increased by high, (iv) the left and right-hand velocity is also increased by high, (v) finally, we see for a large number of multi-component spicules the left and right hand shearing motion is occurring simultaneously and close to each other, it might be understood as twisty threads. The twisty number depends to the diameter of whole components and changing from less than 1 turn for very thin structure to more 2 or 3 turns for surge-like very broad once, the curvature shape due to the low twist number is similar to the transversal kink mode oscillation along the threads.

PACS number : 96.60.-j

I. INTRODUCTION

Spicules are jet-like chromospheric structures and are usually seen all around the limb of the Sun arising in different directions. The mechanism of spicule formation and evolution is not well understood (for the propulsive mechanisms, see reviews of Sterling 2000; Lorrain and Koutchmy 1996; Filippov et al. 2006). The investigation of solar spicules is necessary to understand the Transition Region and the coronal heating (Kudoh and Shibata, 1999).

Spicules are relatively homogeneous in height along their life time of approximately 5-15 min., i.e. they are short-lived and comparable to the photospheric granules lifetime. They have typical up flow speeds of 20-50 km/s, spicules diameter at chromospheric layers are of the order of 200-500km.

They usually reach heights of 5000-10,000km before fading out of view or fall back towards the solar surface. Their smallest widths are only 100-200 km (Tavabi et al., 2011) ,Tavabi et al. found that indeed spicules show a whole range of diameters, including unresolved “interacting spicules” (I-S), depending of the definition chosen to characterize this ubiquitous dynamical phenomenon occurring into a low coronal surrounding.

Spicules are very thin and numerous, so along the line of sight they could be in a large number, especially above the limb where a long integration along the line of sight exists. Then superposition effects (overlapping) should be more important than it was anticipated before, when it was thought that spicules have a 1 Mm or more diameter, because the number of spicules met along the line of sight per resolution element is indeed significant. A kind of collective behavior of 2 or more components of spicules is not excluded; see Tavabi et al. (2011).

They found that most of spicules have multiple structures (similarly to the doublet spicules) and impressive transverse periodic fluctuations which were interpreted as upward kink or Alfven waves.

Spicules usually have oscillation behavior, the existence of 5 minutes oscillations in spicules have been firstly reported by Kulizhanishvili and Nikolsky (1978) and others including spectroscopically resolved observations. Recently image sequences were studied by De Pontieu et al. 2003, 2004; Xia et al. (2005), Ajabshirizadeh et al. (2007).

Oscillations in spicule with shorter period have been reported by Nikolsky and Platova (1971). They found that spicules oscillate along the limb with a characteristic period of about 1 min.



Recently Kukhianidze et al.(2006) reported periodic spatial distribution of Doppler velocities with height through spectroscopic analysis of $H\alpha$ height series in solar limb spicules (at the heights of 3800-8700 km above the photosphere).

Suematsu et al. (2008) have also reported the observation of a twist motion of spicules from Hinode SOT image observation and He et al. (2009) reported high frequency transversal motion in spicule, in agreement with results of Tavabi et al. (2010).

II. OBSERVATION

We selected a sequence of solar limb observations made at the North Pole with the broad-band filter instrument (BFI) of the sot of the Hinode mission (Fig 1). We use a series of image sequences obtained in 17 June 2011, 25 October 2008 and 7 November 2007 in the Ca II H emission line; the wavelength pass-band being centered at 398.86 nm with a FWHM of 0.3nm. A fixed cadence of 8s is used (with an exposure time of 0.5s) giving a spatial full resolution of the SOT- Hinode limited by the diffraction at 0.16"(120km) ;a 0.541 pixel size scale is used.

The size of all images used here is 1024 \times 512 pixels (Hinode read out only the central pixels of the larger detector to keep the high cadence within the telemetry restrictions) thus covering an area of (FOV) 111" \times 56" at the North Pole as the images are centered at position x=0, y=948 arcsec. On the polar cap of the sun spicules are somewhat more numerous than at low latitudes close to the solar equator as they are slightly taller and oriented more radially (Filippov and Koutchmy 2000)

We used the sot routine program "fg_prep" to reduce the image spikes and jitter and to align the time series. The time series show a slow pointing drift, with an average speed less than 0.015"/min toward the north as identified from solar limb motion.

A superior spatial processing for thread-like feature is obtained using the mad-max algorithm (Koutchmy and Koutchmy, 1989; Tavabi et al. 2011), see Fig. 1 for example.

The spatial filtering using the "mad-max" algorithm clearly shows relatively bright radial threads in the chromospheres as fine as the resolution limit of about 120km, see Fig.1 and Tavabi et al. (2011), and permits to deduce in first order approximation, what could be the individual properties of spicules . Note that this rather simple algorithm permits to reduce the complications to the overlapping effect.

III. DATA ANALYSIS

Regarding the image processing, we found superior results after using a spatial image processing for both thread-like (or elongated) and loop like features obtained with the so called mad-max algorithm (Koutchmy & Koutchmy 1989). The mad-max operator acts to enhance the finest scale structure substantially. The mad-max filter is a weakly nonlinear modification of a second derivative spatial filter. Specifically, it is where the second derivative has a maximum when looking along different directions (usually, 8 directions are used). The behavior of the mad-max qualitatively resembles the second derivative, but the strong selection for the direction of the maximum variation substantially enhances the intensity modulations due the most significant structure and, accordingly, considerably reduces the noisy background like in case of a high spatial filtering. It appears to reduce the blending (due to overlapping effects) between crossing threads superposed along the line of sight. The algorithm, as originally proposed, samples the second derivative in eight directions but the directional variation of the second derivative was generalized to a smooth function with a selectable passband spatial scale for this work (for more details see November & Koutchmy, 1996).

Spatial filtering using "mad-max" algorithms clearly shows relatively bright radial threads in the chromosphere as fine as the resolution limit of about 120 km, see Fig. 1, as well as some fig1- a, b, c Mm copy grouping of spicules. Note that some deviation from the radial direction is observed and the aspect ratio of each spicules is often larger than 10.

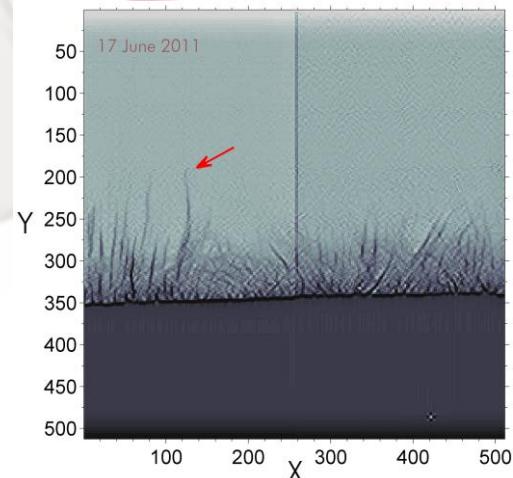


Fig. 1 inverted intensity and Mad-Maxed Hinode/SOT Ca H line.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

We are one of the spicules is chosen with a certain structure which is represented by the red arrows in Fig.



1. We choose an axis to move relative to the axis of the Spicules looked. Using the FLCT algorithm for the spicule desired two-dimensional velocity diagram shown in Figure 2, respectively.

We find that almost a large percent of solar coronal hole spicules show surge-like behavior in support of twisty multi-components spicules.

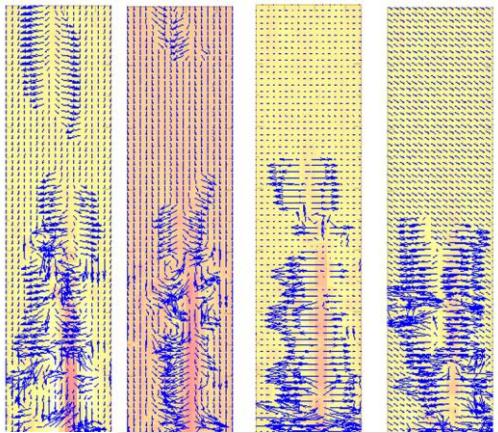


Fig.2 Result from FLCT algorithm for 2D velocity maps correspond to the remarked structure (red arrow) in Fig. 1.

We detected several long spicules and found the upward and downward flow is equal for lower and middle levels but the rate of upward motion is slightly more in high levels, and the shearing motion in left and right directions is also equal for all levels.

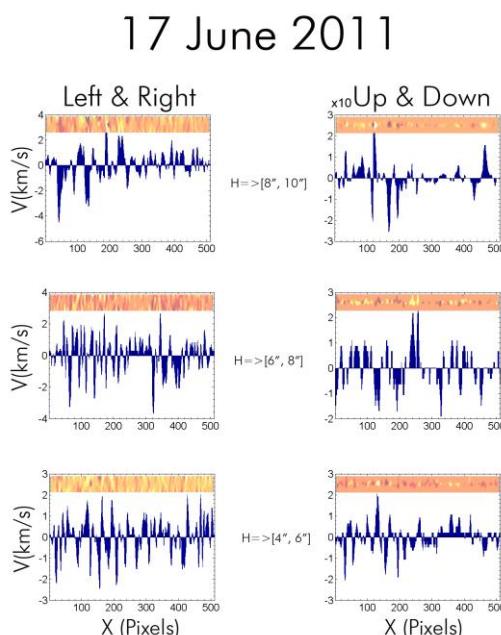


Fig.3 Horizontal and vertical proper motion velocities for different layers above the limb.

Then we plotted the mean intensity histogram. We found the medians of the amplitudes are increased by high .we also found the left and right-hand velocity is increased by high.

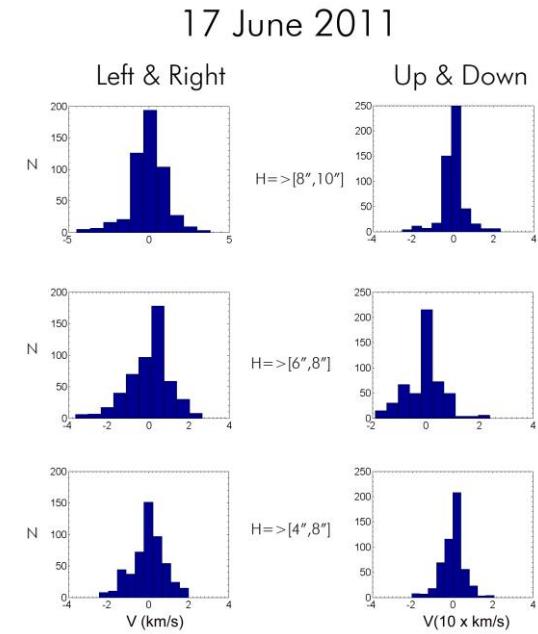


Fig.4 Histograms for swaying and up and downward-motions.

The analysis is repeated as same way for different image and data on 25 Oct.2008.

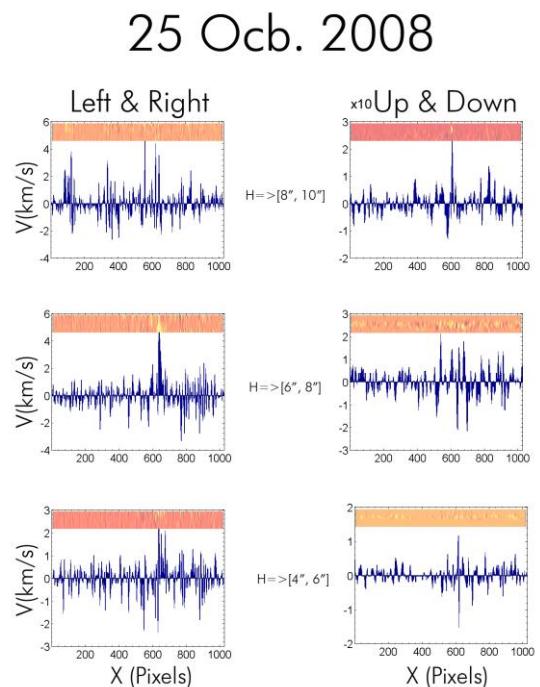


Fig.5 Horizontal and vertical proper motion velocities for different layers above the limb.



25 Oct. 2008

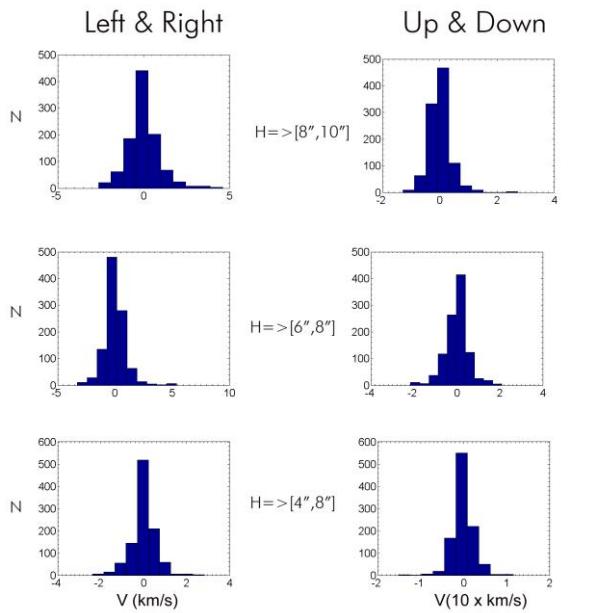


Fig.6 Histograms for swaying and up and downwarding motions.

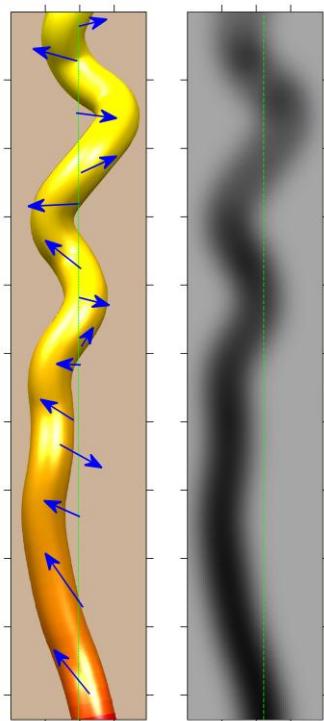


Fig. 7 schema of twisty and magnetically threads (left) in high resolution and propagation of transversal instability corresponds to the right plane in the left.

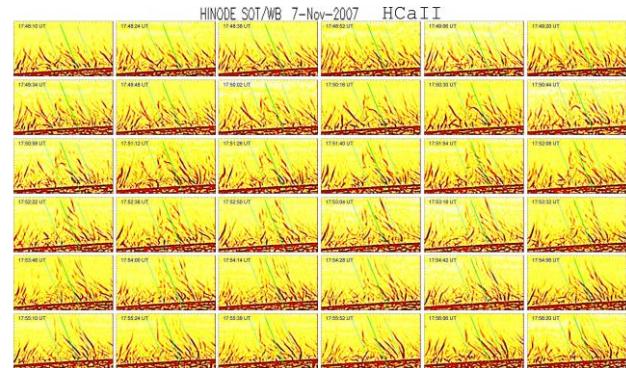


Fig. 8 Multi-components threads or twisty spicule in Ca II H line broadband filter.

Finally ,a large number of multi-component spicules (Surge-like) with swaying motion is occurring simultaneously and close to each other, it might be understood as twisty threads. The twisty number depends to the diameter of whole components and changing from less than 1 turn for very thin structure to more 2 or 3 turns for surge-like very broad once, the curvature shape due to the low twist number is similar to the transversal kink mode oscillation along the threads.

Acknowledgment We are grateful to the Hinode team for their wonderful observations. Hinode is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as domestic partner and NASA, ESA and STFC (UK) as international partners. TRACE is a mission supported by NASA and Lockheed. Image processing wavelet software was provided by O.Koutchmy (http://www.ann.jussieu.fr/koutchmy/index_newE.html), and wavelet analysis software was provided by Torrence and Compo (<http://atoc.colorado.edu/research/wavelets.html>). This work was partly financially supported by RIAAM (Iran) , the French CNRS and IAUT (Iran).

- [1] Ajabshirizadeh, A., et al., 2008, New Astron. 13, 93-97.
- [2] De Pontieu, B., et al., 2004, Nature 430, 536
- [3] De Pontieu, B., et al., 2003, ApJ, 595, L63
- [4] Filippov, B., et al., Astron. & Astrophys., 464, 1119
- [5] Kudoh, T., et al., 1999, 514, 493-505.
- [6] Lorrain, P., et al., 1996, Solar Phys. 165, L115-L137.
- [7] Nikolsky, G. M., et al., 1971 , Solar Phys., 18, 403.
- [8] Tavabi, E., et al., 2011, New Astronomy, 16, 296.
- [9] He, J.-S., et al., 2009, Astron. & Astrophys 497, 525.
- [10] Suematsu, Y., et al., 2008, ASPC, 397, 27.
- [11] Xia, L. D., et al., 2005, Astron. & Astrophys. ,438,1115.



تغییرات گرمایی ایجاد شده در زمین بعد از برخورد سیارک یا شهاب سنگ به آن

ابراهیمی، حمید^۱ عابدینی، یوسفعلی^{۲و۱}

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

^۲پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران

چکیده

در این مقاله به بررسی تغییرات گرمایی ایجاد شده در زمین ناشی از برخورد سیارکها یا شهاب سنگها به آن می‌پردازیم. معادله ای برای انرژی آزاد شله بعد از برخورد بحسب سرعت برخورد، جرم سیارک، زاویه برخورد، زاویه بین هنجاری خارج از مرکز و خروج از مرکز قبل از برخورد بدست می‌آوریم. نتیجه محاسبه برای برخورد فرضی سیارکی مانند سرس به زمین، نشان دهنده گرمایش بودن برخورد است و بیشترین مقدار آن در صورت رودرو بودن برخورد است. همچنین نتیجه می‌گیریم در برخورد چیکشولوب در مکزیک، دمای جو زمین تا ۸۰۰۰ کلوین افزایش یافته است. طبق مدل حاضر، انرژی آزاد شده در برخورد شهاب سنگ در چلیابینسک روسیه، معادل با انرژی انفجار ۲۵۰۰ تا ۲۵۰۰ کیلو تن TNT تخمین زده می‌شود.

مقدمه

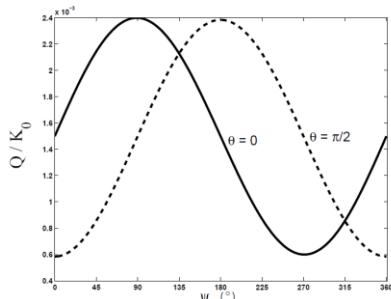
سیارکها و شهاب سنگهای زیادی در طول تاریخ زمین به آن برخورد کرده اند. این برخوردها آثار ژئوفیزیکی و اقلیمی زیادی روی زمین داشته اند. از روی تغییرات زمین شناختی می‌توان محل برخوردها در طی میلیونها سال قبل را یافت. ولی در طول چند صد سال اخیر تمام برخوردها مشاهده و بررسی شده اند. تغییرات اقلیمی ناشی از برخورد سیارکها به زمین را می‌توان به دو دسته تقسیم کرد: اثرات اقلیمی جهانی بلند مدت و اثرات اقلیمی محلی کوتاه مدت. اثرات محلی چند ثانیه بعد از برخورد و در محل برخورد رخ می‌دهد و باعث ایجاد امواج ضربه ای در جو، تشکیل دهانه برخوردی، وقوع زلزله و سونامی می‌شود. اثرات اقلیمی جهانی بلند مدت ده ها سال بعد از برخورد و در کل زمین روی می‌دهد. نتیجه آن ایجاد گرد و غبار و گازهایی همچون دی‌اکسید کربن، اکسید سولفور، بخار آب و متان می‌شود. مهمترین برخورد به زمین از نظر تغییرات اقلیمی، برخورد سیارکی بزرگ در مکزیک کنونی در منطقه چیکشولوب است که ۶۵/۵ میلیون سال قبل اتفاق افتاده است. مدل سازی انجام شده در مورد این برخورد نشان می‌دهد که با فرض اینکه قطر برخورد کننده ۱۴ کیلومتر و با زاویه ۴۵ درجه و با سرعت ۱۸ km/s به زمین برخورد کند، دمای ایجاد شده در محل برخورد ۱۰۰۰ تا ۳۰۰۰ کلوین می‌شود و جو بیش از ۶۰۰۰ کلوین گرم می‌شود [۱]. در طی سالها بعد از این برخورد ایجاد ذرات سولفور در جو که نور خورشید را جذب می‌کنند، باعث شد که دمای زمین تا ۱۰ درجه سلسیوس کاهش یابد و تغییر دوره زمین شناسی و انقراض نسلی از موجودات را در پی داشت [۲]. مهمترین برخورد دیگر مربوط به برخورد شهاب سنگی به منطقه چلیابینسک در روسیه در ۱۵ فوریه ۲۰۱۳ در ساعت ۹ صبح به وقت محلی بود. شهاب سنگی به قطر ۱۸ متر بعد از برخورد به جو زمین به جند تکه تقسیم شده و باعث آزاد شدن انرژی زیاد و موج ضربه ای شد و تکه‌های این شهاب سنگ در منطقه پراکنده گردید. سرعت برخورد/h/km^۲، ۱۸/۶ km اش ۱۱۰۰۰ تن و زاویه برخورد، ۲۰ درجه تخمین زده شده و انرژی آزاد شده هم معادل انرژی انفجار ۴۴۰ کیلو تن TNT برآورد شده است. در این مقاله مقدار انرژی و دمای ایجاد شده در چند برخورد را بدست می‌آوریم [۳و۴].

تئوری

فرض می‌کنیم زمین با جرم و سرعت M و V در مدار بیضی دور خورشید به صورت پاد ساعتگرد می‌چرخد. سیارکی با جرم m و سرعت v با زاویه θ نسبت به محور افقی با زمین برخورد می‌کند. شکل ۱ نمایشی از سرعت و مولفه‌های آن در این برخورد است. مبدأ مختصات را روی خورشید در کانون بیضی فرض می‌کنیم. اگر سرعت بعد از برخورد مجموعه زمین و سیارک V' باشد، پایستگی تکانه بعد از این برخورد ناکشسان برای دو مولفه به صورت زیر است:

$$mv_x + MV_x = (m+M)V'_x \quad (1)$$

$$mv_y + MV_y = (m+M)V'_y \quad (2)$$



شکل ۲: نمودار انرژی آزاد شده بعد از برخورد سیارکی مانند سرس به زمین بر حسب زاویه بی هنگاری خارج از مرکز برای دو زاویه برخورد

که در آن $v_y = v \sin \theta$ و $v_x = v \cos \theta$ است. بعد از کمی ساده کردن و به کمک معادلات ۱ و ۲ داریم:

$$\frac{V'^2}{V^2} = \frac{1}{(1+\alpha)^2} \left[1 + \alpha^2 \left(\frac{v}{V} \right)^2 + 2\alpha \left(\frac{v_x V_x}{V^2} + \frac{v_y V_y}{V^2} \right) \right] \quad (3)$$

که در آن $\alpha = m/M$ نسبت جرم سیارک به جرم زمین است. مولفه های سرعت زمین در مدار بیضی به صورت زیر است:

$$V_x = -a\dot{\psi} \sin \psi \quad \text{و} \quad V_y = a\sqrt{1-e^2} \dot{\psi} \cos \psi \quad (4)$$

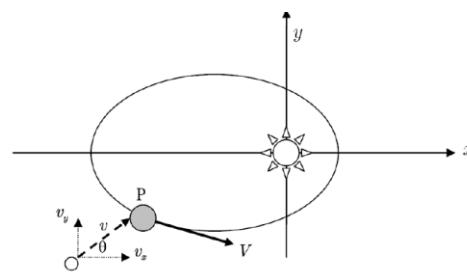
در معادلات ۴، e خروج از مرکز قبل از برخورد، a نیم قطر بزرگ بیضی و ψ بی هنگاری خارج از مرکز است که نمایانگر محل برخورد زمین و سیارک است. با جاگذاری معادلات ۴ در معادله ۳ و ساده سازی داریم:

$$\frac{V'}{V_0} = \frac{1}{\alpha+1} \left[\frac{1+e \cos \psi}{1-e \cos \psi} + \alpha^2 \gamma^2 + \frac{2\alpha \gamma}{1-e \cos \psi} (\sqrt{1-e^2} \sin \theta \cos \psi - \cos \theta \sin \psi) \right]^{1/2} \quad (5)$$

که در آن $V_0 = \sqrt{GM_0/a}$ ، $\gamma = v/V_0$ جرم خورشید است که از مجموع جرم زمین و سیارک در مقابل جرم خورشید صرفه نظر می کنیم. با توجه به پایستگی انرژی، $Q = (1/2)(m+M)V'^2 + (1/2)mv^2 + (1/2)MV^2 = (1/2)(m+M)V'^2 + Q$ ، و معادله (5) داریم:

$$\frac{Q}{K_0} = \frac{\alpha}{\alpha+1} \left[\frac{1+e \cos \psi}{1-e \cos \psi} + \gamma^2 - \frac{2\gamma}{1-e \cos \psi} (\sqrt{1-e^2} \sin \theta \cos \psi - \cos \theta \sin \psi) \right] \quad (6)$$

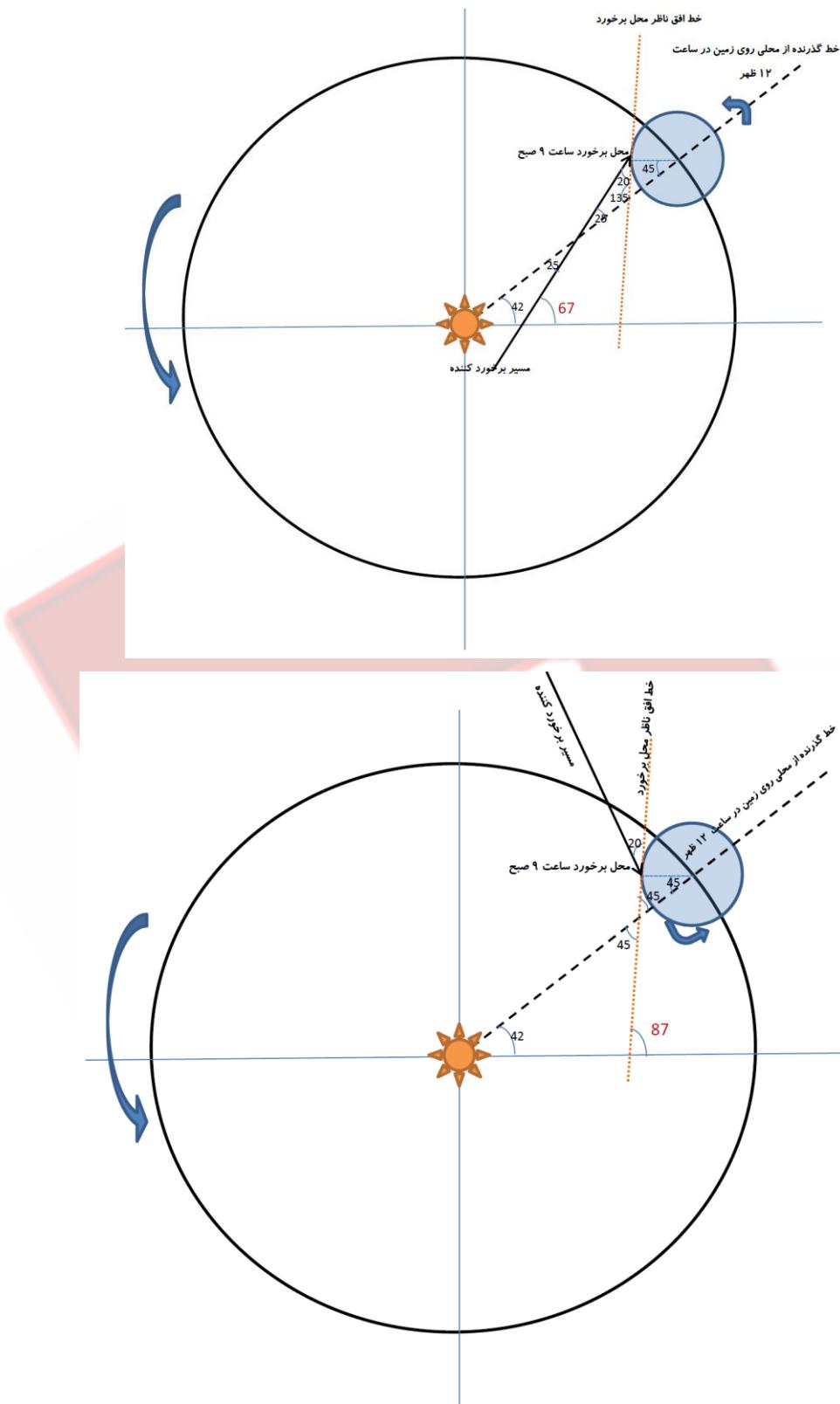
که در آن Q انرژی گرمایی و $K_0 = (1/2)MV_0^2$ است.



شکل ۱: سیارکی (دایره سفید) با زمین (دایره خاکستری) که در مدار بیضی دور خورشید می چرخد، برخورد می کند.

الف: بررسی رفتار انرژی آزاد شده در برخورد سیارک سرس با زمین: شکل ۲ نمودار انرژی گرمایی آزاد شده بر حسب زاویه بی هنگاری خارج از مرکز به ازای زوابایی برخورد $\theta = 0, \pi/2$ است. در این نمودار فرض کرده ایم که سیارکی سریع ($\gamma = 3$) با جرمی در حد سرس ($\alpha = 0.00015$) به زمین با خروج از مرکز $e = 0.0167$ برخورد کرده است. نمودار نشان می دهد که $Q = 0$ و برخورد گرمایی است و بیشترین انرژی آزاد شده مربوط به برخورد سیارک از پشت سر به زمین است. مقدار انرژی آزاد شده برای برخورد سیارک مذکور با زمین به صورت رودر رو در حدود $J = 6 \times 10^{30} \text{ J}$ است.

ب: تغییرات گرمایی بعد از برخورد در چیکشولوب مکزیک: مدل‌های آزمایشی از برخوردهای مختلف با زمین نشان می دهند که فقط 10^{-3} برابر انرژی جنبشی برخورد کننده به خود زمین منتقل شده و به صورت زلزله ظاهر می شود [۵]. لذا ما فرض می کنیم که کل انرژی در جو زمین آزاد می شود. همچنین فرض می کنیم سیارک مربوط به برخورد چیکشولوب در نقطه اوج مدار زمین ($\psi = 0$) و با زاویه $\theta = \pi/4$ به زمین با خروج از مرکز $e = 0.015647$ با سرعتی نصف سرعت مداری متوسط زمین ($\gamma = 1/2$) برخورد می کند. جرم این سیارک در حدود $\alpha = 10^{-10}$ برابر جرم زمین است. با توجه به این پارامترها انرژی آزاد شده بعد از برخورد برابر با $Q = 1.5 \times 10^{23} \text{ J}$ می شود. اگر فرض کنیم 80 درصد جرم جو زمین (جرم کل $5.15 \times 10^{18} \text{ kg}$) در ارتفاع 12 کیلومتری بالای سطح زمین قرار دارد، لذا جرم جو زمین در ستون استوانه ای به ارتفاع 12 کیلومتر و شعاع قاعده 1000



شکل ۳: تصویر بالا: نمایی از برخورد از پشت سر شهاب سنگ روسیه در حالی که زمین (دایره کوچک) در مدار دایره ای (دایره بزرگ) به دور خورشید است. تصویر پایین: نمایی از برخورد رودر رو شهاب سنگ روسیه در حالی که زمین (دایره کوچک) در مدار دایره ای (دایره بزرگ) به دور خورشید است.



کیلومتر برابر با $kg \times 10^{15} = 2.5$ خواهد بود. گرمای ویژه هوا در حجم ثابت $K = 714 \text{ J/kg}$ است. در نتیجه دمای بعد از برخورد تا ۸۲۵۰ کلوین بالا می رود. مدل‌های مربوط به این برخورد افزایش دما را تا ۶۰۰۰ کلوین پیش بینی می کنند [۱].

ج: گرمای آزاد شده در برخورد چلیابینسک روسیه: با توجه به روابط بخش تئوری برای محاسبه گرما ایجاد شده در برخورد روسیه، پارامترها به صورت روبرو انتخاب می شوند: $\gamma = 0.6$ ، $\alpha = 0.16 \times 10^{-18}$ ، $e = 0.0167$ و $\psi = 41^\circ$ [۳ و ۴]. باید دقت شود که برخورد در ۱۵ فوریه رخ داده است و زمین در ۳ ژانویه در اوج مدار خود است. لذا با کمی محاسبه می توان نشان داد که زاویه قطبی مدار در روز برخورد ۴۲ درجه و با توجه به خروج از مرکز بسیار کوچک، $41^\circ = \psi$ بdst می آید. زاویه برخورد با افق ناظر ۲۰ درجه تخمین زده شده ولی در رابطه (۶) زاویه برخورد با زمین نسبت به محور افقی مد نظر است. به کمک قوانین هندسی می توان به مقدار بهتر این زاویه رسید. در تصویر بالای شکل ۳، برخورد از پشت سر شهاب سنگ (نسبت به جهت چرخش زمین دور خورشید) دیده می شود. تقاطع خط چین در سمت روز با دایره مربوط به زمین ساعت ۱۲ ظهر را برای ناظر آن محل نشان می دهد. لذا محل ناظر روسی که برخورد را در ساعت ۹ صبح دیده با این خط چین تقریباً زاویه ۴۵ درجه می سازد. مسیر برخورد کننده با پیکان سیاه نشان داده شده که با مماس بر محل ناظر روس (خط نقطه چین) زاویه ۲۰ می سازد. با بررسی زوایا و توجه به این نکته که زاویه قطبی روز برخورد در مدار زمین ۴۲ درجه است زاویه برخورد با محور افقی $\theta = 67^\circ$ بdst می آید. باید دقت شود که برای سادگی مدار زمین دایره ای فرض شده است. در تصویر پایین شکل ۳، برخورد از پشت سر شهاب سنگ با محور افقی را در این حالت بdst آورد. زاویه مسیر برخورد کننده در این شکل با خط افقی 17° درجه است، لذا $\theta = 287^\circ$ محاسبه می شود. با توجه به مقادیر بالا و رابطه (۶) مقدار گرمای برخورد تقریباً از پشت سر، معادل انرژی انفجار ۸۶۰ کیلو تن TNT و برای برخورد تقریباً رو در رو، گرمای محاسبه شده معادل انرژی انفجار ۲۵۰۰ کیلو تن TNT بdst می آید. باید دقت شود که انرژی انفجار یک تن TNT برابر با $4/184$ گیگاژول است. ناسا انرژی آزاد شده در برخورد روسیه را معادل انرژی انفجار ۴۴۰ کیلو تن TNT تخمین زده است. در برخورد اخیر روسیه، شهاب سنگ در برخورد با جو زمین منفجر شده و به قطعات مختلف تقسیم شده است. لذا کل شهاب سنگ با زمین برخورد نکرده است. در تحلیل حاضر فرض بر برخورد کل شهاب سنگ با زمین بوده است که بدیهی است مقدار انرژی بیشتری را می توانست ایجاد کند و اثرات اصطکاک جو در کند شدن برخورد وارد نشده است. بنابراین اختلاف مقدار محاسبه شده با تخمینهای ناسا قابل توجیه است.

مراجع

- [1] Pierazzo, E., Artemieva, N., 2012, *Elements*, **8**, 55.
- [2] Schulte, P., et al., *Science*, **327**, 1214-1218 (2010).
- [3] "What Explored Over Russia?"
http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2013/26feb_russianmeteor/.
- [4] "Russia Meteor Not Linked to Asteroid Flyby"
http://www.nasa.gov/mission_pages/asteroids/news/asteroid20130215.html.
- [5] Schultz, P. H., Gault, D. E., 1975, *The Moon*, **12**, 159.



مشاهده و بررسی تغییرات دوره تناوب مداری دوتایی گرفتی V1191 Cyg

استادنژاد، ستاره^۱، دلبند، معصومه^۲، حسن زاده، امیر امیر^۳

^۱ کارگروه متغیرهای گرفتی قسمت خاورمیانه ای مجمع جهانی زمان سنجی اختفاهای نجومی (IOTA/ME)

^۲ بخش فیزیک دانشگاه شیراز

^۳ موسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران

چکیده

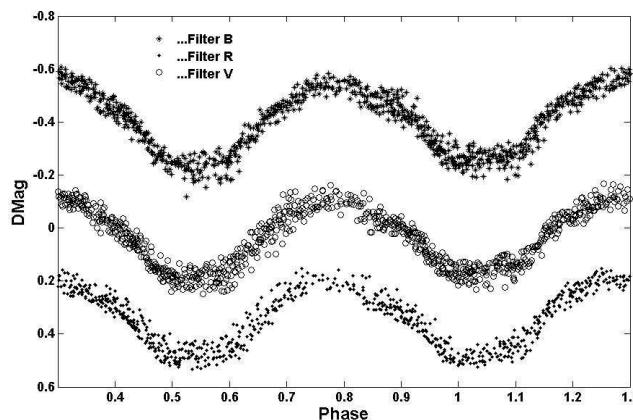
مشاهدات جدیدی از متغیر گرفتی V1191 Cyg در رصدخانه ابوریحان بیرونی دانشگاه شیراز به کمک *CCD* در سه فیلتر *BRV* صورت گرفت و چند زمان کمینه گرفت و همچنین افرمی جدید برای آن ارائه شد. سپس با استفاده از زمان های کمینه گرفتی توسط اشخاص دیگر و زمان کمینه های جدید، نمودار *O-C* رسم گردید. با بررسی این نمودار، مقular تغییرات دوره تناوب و میزان انتقال جرم مشخص شد. احتمال وجود جسم سوم به علت تناوبی بودن منحنی *O-C*/اعلام و مقular جرم آن به دست آمد. همچنین منحنی *O-C* برای اولین بار به روش *Kalimeris* مورد بررسی قرار گرفت و رفتار دوره تناوب و تغییرات آن در طی زمان نمایش داده شد.

مقدمه

ستاره متغیر (1-1) V1191 Cyg (GSC 03159-01512, J20165081+4154713, TYC 3159-1512-1) دوتایی گرفتی از نوع W Ursa Major با پریود کوتاه از مرتبه ۰,۳۱ روز است که در سال ۱۹۶۵ توسط Mayer هنگامی که در حال مشاهده ستاره نزدیک آن V1187 Cyg بود، کشف شد [1]. پس از آن مشاهده و ارائه زمان های کمینه این متغیر توسط گروه Hubscher در سال ۱۹۹۳ آغاز شد [2]. اولین بررسی و مطالعه نورسنجی این سیستم توسط Pribulla و همکارانش در سال ۲۰۰۵ به کمک *CCD* در فیلترهای BVRI انجام شد. آنها بعضی از پارامترهای هندسی را بدون طیف سنجی محاسبه و اعلام کردند [3]. منحنی سرعت شعاعی این دوتایی گرفتی در سال ۲۰۰۸ توسط گروه Rucinski مورد بررسی قرار گرفت و تعدادی از کمیت ها مانند نسبت جرمی، دامنه های سرعت شعاعی و سرعت مرکز جرم را تعیین کردند [4]. پارامترهای مطلق این متغیر به روش نورسنجی و طیف سنجی توسط Zhu و همکارانش در سال ۲۰۱۱ مشخص شد. آنها با بررسی زمان کمینه ها، تغییرات پریود مداری و جرم را محاسبه و علت آنرا فعالیت های مغناطیسی و یا احتمال وجود جسم سوم دانستند [5]. گروه Ulas در سال ۲۰۱۲ مولفه های سرد و گرم این سیستم را معرفی و پارامترهای آنرا مشخص و فاصله آنرا با خورشید محاسبه کردند [6]. در همین سال Ekmekci و همکارانش با مدلسازی منحنی نوری و سرعت شعاعی پارامترهای مطلق را استخراج کردند [7].

مشاهدات و نورسنجی

رصد و دیتاگیری از متغیر گرفتی V1191 Cyg در تابستان و اوایل پاییز ۹۱ در رصدخانه ابوریحان بیرونی دانشگاه شیراز با تلسکوپ یازده اینچی اشمیت گسگرین، مجهز به *DSI Pro II* مدل *CCD* در سه فیلتر R, B, V جانسون انجام گرفت و مدت زمان نوردهی ۲۵ ثانیه در نظر گرفته شد. در نورسنجی از دو ستاره مقایسه GSC 03159-01409 و GSC 03159-01663 استفاده شده است. برای پردازش تصاویر گرفته شده با *CCD* و استخراج داده های عددی از آن از نرم افزار Maxim DL استفاده شده است. منحنی نوری تغییرات قدر برحسب فاز در سه فیلتر B, R, V در شکل ۱ نشان داده شده است، که فاز آن با استفاده از زمان کمینه اول مشاهده شده توسط Ekmekci در سال ۲۰۱۲ محاسبه شده است [7].



شکل ۱: منحنی نوری در فیلترهای B, R, V

زمان کمینه های گرفت، رسم نمودار O-C و بررسی تغییرات دوره تناوب مداری

زمان کمینه های گرفت اولیه و ثانویه در هر فیلتر به روش [8] Kwee محاسبه و افمری جدید مشخص گردید.

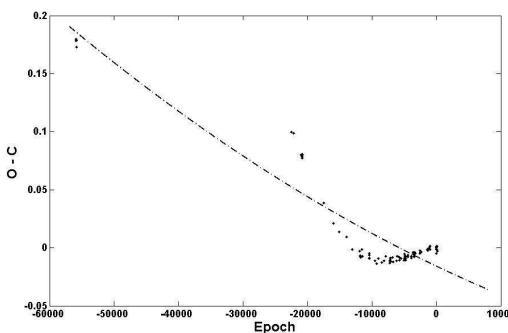
$$HJD \text{ Min } I = 2456154.369493 + 0.31338877 \times E \quad (1)$$

$$\pm 0.000012 \pm 0.00000012$$

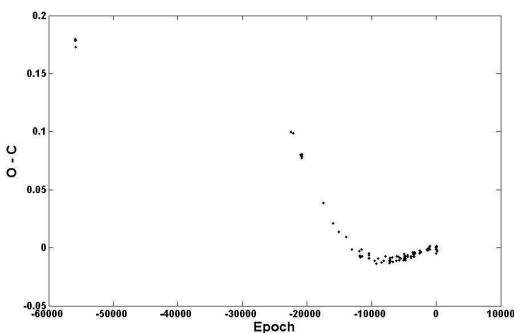
با استفاده از این افمری مقدار O-C و تعداد دوره ها محاسبه شدند، که مقدار آنها همراه با زمان کمینه های حاصل از میانگین گیری در سه فیلتر V, R, B و نیز نوع آن، در جدول ۱ ارائه شده است. علاوه بر زمان کمینه های ذکر شده در جدول ۱، تعداد ۹۳ زمان کمینه دیگر (از زمان کشف این متغیر تا قبل از این تحقیق) که به کمک CCD بدست آمده بودند، مشخص و دسته بندی شدند، که شکل ۲ نمودار O-C آنها را نشان می دهد.

جدول ۱: زمان های کمینه گرفت جدید مشاهده شده در سه فیلتر B, R, V

Hel. JD + 2400000	Min	Epoch	O-C	Hel. JD + 2400000	Min	Epoch	O-C
56154.370599	I	0	0.0011	56164.398024	I	32	0.0001
56154.521138	II	0.5	-0.0051	56187.276339	I	105	0.001
56158.443962	I	13	0.0004	56187.432967	II	105.5	0.0011
56160.322393	I	19	-0.0015	56189.310889	II	111.5	-0.0015
56160.480918	II	19.5	0.0003	56189.470375	I	112	0.0013
56164.240215	II	31.5	-0.001	56219.238299	I	207	-0.0027



شکل ۳: منحنی O-C همراه با تابع سهمی منطبق شده بر آن



شکل ۲: منحنی O-C متغیر گرفتی V1191 Cyg



به کمک نرم افزار MATLAB 7 بهترینتابع درجه ۲ بر روی منحنی O-C منطبق گردید (شکل ۳). با توجه به ضرایب تابع درجه دو در جدول ۲، تغییرات دوره تناوب مداری برابر با $\frac{dP}{dt} = 1.28 \times 10^{-7}$ به دست آمد.

جدول ۲: ضرایب تابع سه‌می منطبق شده بر منحنی O-C

ضرایب	C_0	C_1	C_2
مقدار	-0.01592	-2.649e-06	1.716e-11

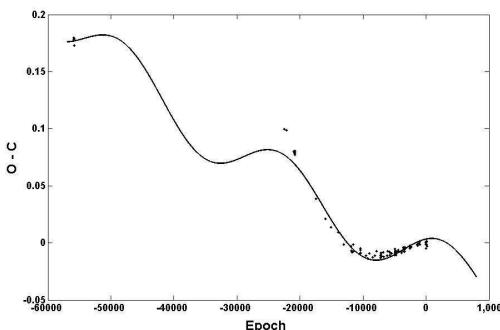
از آنجا که سیستم دوتایی V1191 Cyg از نوع W UMa است، تغییرات دوره تناوب می‌تواند ناشی از اثر انتقال جرم باشد. طبق رابطه زیر که در آن $M_2 = 0.14M_\oplus$ و $M_1 = 1.28M_\oplus$ [7] است،

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{3\dot{M}_1}{M_1 M_2} (M_1 - M_2) \quad (2)$$

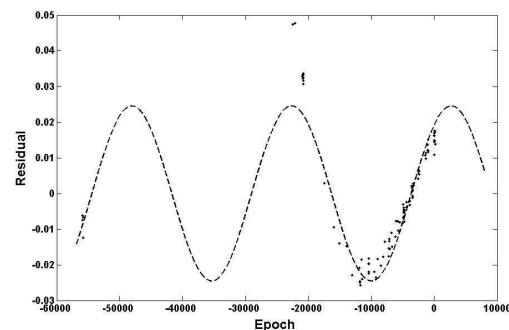
آهنگ انتقال جرم برابر با $\dot{M}_1 = 2.13 \times 10^{-8} \frac{M_\oplus}{\text{yr}}$ خواهد شد.

نمودار اختلاف بین داده‌های O-C و تابع درجه ۲ منطبق بر آن، به صورت سینوسی است (شکل ۴). با در نظر گرفتن رفتار سینوسی، تغییرات منحنی O-C به صورت رابطه ۳ خواهد شد، که شکل ۵ آنرا نشان می‌دهد.

$$O - C = -0.01592(\pm 0.00548) - 2.649(\pm 0.816) \times 10^{-6} \times E + 0.1716(\pm 0.1528) \times 10^{-10} \times E^2 \\ + 0.02454(\pm 0.00169) \sin[0^\circ.0002476E + 0.9016(\pm 0.0660)] \quad (3)$$



شکل ۵: چگونگی تغییرات منحنی O-C



شکل ۴: رفتار سینوسی اختلاف O-C با تابع درجه ۲

یکی از عوامل در بروز رفتار تناوبی در نمودار O-C، می‌تواند حضور جسم سوم باشد. با توجه به رابطه ۳، این تناوب هر ۲۱,۷۷ سال با دامنه ۰,۲۴۵۴ روز اتفاق می‌افتد. بنابراین اندازه نیم محور اصلی جسم سوم ۴.25AU و تابع جرمی برابر با $f(m) = 0.16$ خواهد شد. با توجه به رابطه ۴ که در آن $i = 83.2^\circ$ زاویه شیب مداریست [7]،

$$f(m) = \frac{(M_3 \sin i)^3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2} \quad (4)$$

با فرض اینکه جسم سوم با سیستم دوتایی هم صفحه باشد، جرم جسم سوم برابر با $M_3 = 0.97 M_\oplus$ خواهد شد. برای تفسیر بیشتر منحنی O-C با دقت بالا، از روش Kalimeris [9] استفاده شده است، که در آن یک چند جمله‌ای درجه ۷ را بر داده‌های O-C منطبق می‌شود. این انطباق در شکل ۶ نمایش و ضرایب آن در جدول ۳ ذکر شده است.

جدول ۳: ضرایب تابع درجه ۷ منطبق شده بر منحنی O-C

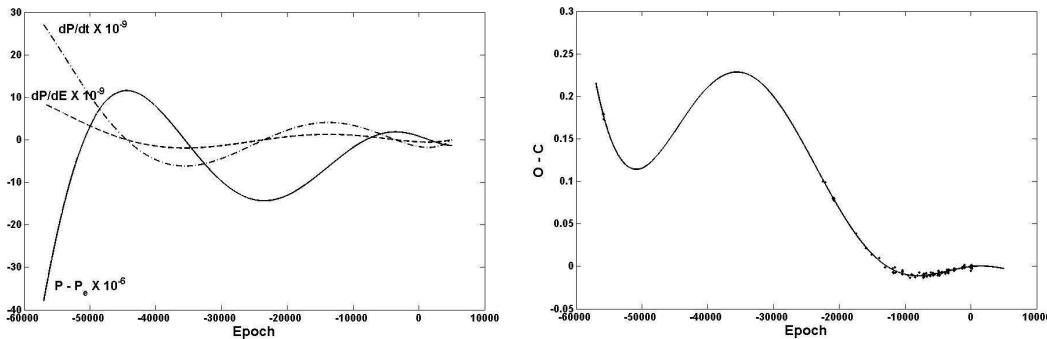
ضرایب	C_0	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7
مقدار	-0.00031557	0.047020281	-0.82695925	-2.48785606	21.39276199	64.77870802	59.19807370	17.21031153



اگر $\Delta T(E)$ اختلاف بین زمان کمینه های مشاهده شده با محاسبه شده باشد، با توجه به رابطه ۵ که در آن P_e دوره تناوب مداری در امری رابطه ۱ است،

$$P(E) = P_e + \Delta T(E) - \Delta T(E-1) \quad (5)$$

نمودار $P - P_e$ و همچنین تغییرات دوره تناوب نسبت به تعداد دوره dP/dE و زمان dP/dt به صورت شکل ۷ خواهد شد.



شکل ۷: نمودار dP/dt و dP/dE و $P - P_e$

شکل ۶: انطباق تابع درجه ۷ بر روی منحنی O-C

نتیجه گیری

بررسی های انجام شده بر روی نمودار O-C، کاهش تغییرات دوره تناوب مداری در سیستم دو تایی V1191 Cyg را نشان می دهد، که می تواند بخاطر انتقال جرم باشد. از آنجا که رفتار منحنی O-C به صورت سینوسی است، می توان وجود جسم سوم را احتمال داد.

سپاسگزاری

از همکاری و مشاوره جناب آقای پروفسور نعمت الله ریاضی، ریاست محترم رصدخانه ابوریحان بیرونی دانشگاه شیراز صمیمانه تشکر و سپاسگزاری می کنیم. همچنین از جناب آقای آتیلا پرو رئیس قسمت خاورمیانه ای مجمع جهانی زمان سنجی اختفاهای نجومی (IOTA/ME) که پژوهش فوق با همکاری ایشان و تحت نظارت دیارتمان گرفت (IOTA/ME) و با حمایت های مالی سازمان فضایی ایران تحقق و انجام گرفت، کمال تشکر و قدردانی را داریم.

مرجع ها

1. Mayer, P., 1965. *Bull. Astron. Inst. Czech.*, **16**, 255.
2. Hubscher, J., Agerer, F., & Wunder, E., 1993. *Bundesdeutsche Arbeitsgemeinschaft für Veränderliche Sterne e. V.*, **62**.
3. Pribulla, T., Vanko, M., Chochol, D., Parimucha, S., & Baludansky, D., Liokumovich, E.m Lu, W., DeBond, H., De Ridder, A., Karmo, T., Rock, M., Thomson, J.R., Ogloza, W., Kaminski, K., Ligeza, P., 2005a. *Ap&SS* **296**, 281.
4. Rucinski, S.M., Pribulla, T., Mochnacki, S. W., et al., 2008. *AJ* **136**, 586.
5. Zhu, L.Y., Qian, S. B., Soonthornthum, B he, J.J., Liu, L., 2011. *AJ* **142**, 124.
6. Ulas, B., Kalomeni, B., KJeskin, V., Kose, O., Yakut, K., 2012. *New Astronomy* **17**, 46.
7. Ekmekci, F., Elmasli, A., Yilmaz, M., Kilicoglu, T., Tanriverdi, T., Basturk, O., Senavci, H. V., Caliskan, S., Albayrak, B., Selam, S. O., 2012. *New Astronomy* **17**, 603E.
8. Kwee, K. K., Van Woerden, H., 1956. *BAN* **12**, 327K.
9. Kalimeris, A., Livaniou-Rovithis, H., Rovithis, P., 1994. *A&A* **282**, 775.



وابستگی ساختار باد قرص های برافزایشی به ضریب و شکسانی مدل α

محمد اسکندری چراتی ، علیرضا خصالی

گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه ، دانشگاه مازندران

چکیده

در این مقاله قرص های برافزایشی با پهن رفت غالب را در نظر گرفته و معادلات هیدرودینامیک را در مختصات کروی نوشتند و قرص را در حالت پایا با تقارن محوری و وجود باد ، در پتانسیل نیوتونی فرض می کنند . از مدل و شکسانی α استفاده کرده و تنها مؤلفه Φ تانسور و شکسانی که غالب است را در نظر می گیریم و از فاکتور پهن رفت f استفاده می کنیم و با استفاده از روش خود مشابه در جهت شعاعی ، معادلات مغناطوهیدرودینامیکی حاکم بر قرص را به صورت عددی در صفحه استوایی حل می کنیم تا نحوه رفتار سرعت ، فشار و چگالی تحت پارامترهای ورودی متفاوت α را در زوایای مختلف بیابیم.

مقدمه

برای تشریح فرایند هیدرودینامیک قرص از معادلات Navier Stokes استفاده می کنیم که حل آن ها در قرص های برافزایشی شامل و شکسانی و تابش بسیار دشوار است بنابراین با استفاده از حالت پلی تروپیک و تعادل هیدرولستاتیک در جهت عمودی و پیرو کارهای انجام گرفته توسط نارایان و زوو ، معادلات به معادلات دیفرانسیل معمولی در جهت شعاعی تبدیل شده که می توانند به صورت عددی حل شوند.^(۱)

البته در مقاله زوو یک سطح از قرص به صورت قراردادی انتخاب شد که در آن سرعت شعاعی صفر است که این فرضیات منجر به وجود یک جریان خروجی(outflow) در نزدیکی صفحه استوایی همراه با باد در کرانه ها و مرزهای بالایی می شود ، اگرچه در مقالات زوو مرزها بیشتر به عنوان یک پارامتر ورودی محسوب می شد تا به عنوان یک مقدار محاسبه شده ، که طبق محاسبات ما فرضیات آنها برای جریان های برافزایشی با α بزرگ سازگار نیست.^(۲,۳)

معادلات و فرضیات



تمامی معادلات هیدرودینامیکی را به صورت کروی درنظر می‌گیریم. برای معادله پیوستگی، جریان را یکنواخت و با تقارن محوری، برای معادلات حرکت از مولفه $r\Phi$ تانسور و شکسانی و پتانسیل نیوتونی، و برای معادله انرژی از فاکتور پهن رفت f و انرژی درونی e استفاده می‌کنیم و آنگاه خواهیم داشت^(۴):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho V_\theta) &= 0 \\ V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \left(\frac{\partial V_r}{\partial \theta} - V_\theta \right) - \frac{V_\phi^2}{r} &= \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \left(\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + V_r \right) - \frac{V_\phi^2}{r} \cot \theta &= \frac{1}{\rho r^3} \frac{\partial p}{\partial \theta} \\ V_r \frac{\partial V_\phi}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\phi}{\partial \theta} + \frac{V_\phi}{r} (V_r + V_\theta \cot \theta) &= \frac{1}{\rho r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 t_{r\phi}) \\ \rho \left(V_r \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial e}{\partial \theta} \right) - \frac{p}{\rho} \left(V_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right) &= f t_{r\phi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_\phi}{r} \right) \end{aligned}$$

برای بررسی کل محدوده براافزایش، ناحیه زاویه ای را به سه قسمت تقسیم می‌کنیم:

ناحیه جریان ورودی (inflow) که بین استوا و Θ_b قرار دارد که نقطه ای است که در آن سرعتشعاعی صفر می‌شود. ناحیه جریان خروجی یا باد که بین Θ_0 و Θ_b قرار دارد و ناحیه جت که بین Θ_b و محور چرخش است که البته برای این ناحیه روش خود مشابه مناسب نمی‌باشد و ما به آن نمی‌پردازیم.

فشار گاز و فشار تابشی به طرق مختلفی روی معادله انرژی تاثیر می‌گذارند و بنابر این انرژی درونی و در نتیجه دیگر پارامترها نیز به γ وابسته هستند. طبق تعریف برای γ هم ارز داریم:

$$\gamma_{equ} = \frac{p}{\rho e} + 1 = \frac{\gamma - 1}{\beta + 3(1 - \beta)(\gamma - 1)} + 1$$

که بنا در آن نسبت فشار گاز به فشار کل است. طبق مقداری که برای نرخ براافزایش جرم موثر بدست می‌آوریم خواهیم داشت:

$$\dot{M}_{eff} = 4\pi \sqrt{GM} r^{1.5-n} \int_{\theta_b}^{90} V_r \rho \sin \theta \left(\frac{\pi}{180} \right) d\theta$$

که برای تشریح ساختار جریان در کل فضا فرض می‌کنیم که با نرخ براافزایش جرم کل برابر باشد و همچنین بدلیل یکنواخت بودن جریان باید ثابت باشد که این حالت در دو زمان اتفاق می‌افتد. یا اینکه n دقیقاً برابر با $1/5$ باشد و یا اینکه قسمت انتگرالی صفر باشد که این حالت مورد نظر ماست و طبق معادله تنها وقتی که n کمتر از $1/5$ باشد نرخ

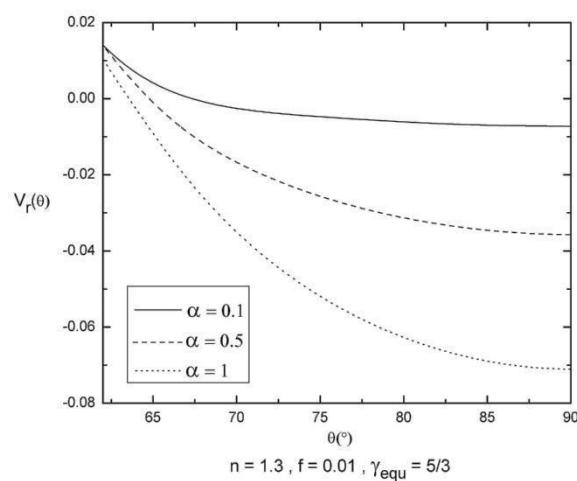


برافراش جرم موثر با کاهش شعاع کم می شود که تصدیق وجود جریان خروجی می باشد. بنابراین در این مقاله ما n را برابر با $1/3$ در نظر می گیریم.

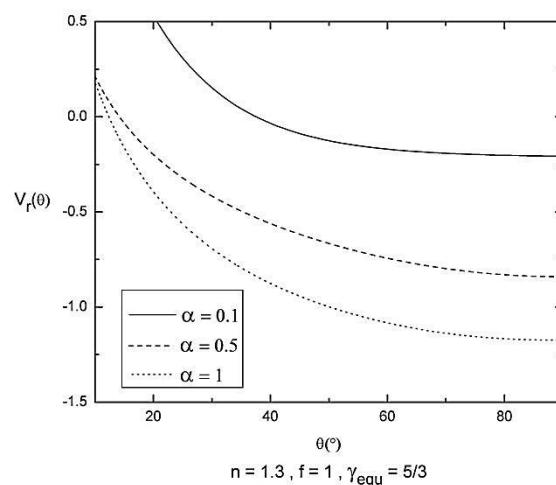
با در نظر گرفتن شرایط مرزی در استوا، شامل سرعت شعاعی صفر و چگالی یک و تغییرات زاویه ای صفر در دیگر

پارامترهای سرعت، فشار و چگالی، و ثابت گرفتن دیگر پارامترها به صورت عددی معادلات را حل کرده و پس از

رسم نمودار به طور نمونه خواهیم داشت:



شکل 1: واستگی V_r به α در قرص استاندارد



شکل 2: واستگی V_r به α در ADAF ها



α با گرمایش و شکسانی و انتقال تکانه‌ی زاویه‌ای در قرص در ارتباط است. α ‌های بزرگتر گرمای و شکسانی را افزایش می‌دهد. گرمایش و شکسانی نشان می‌دهد که چه مقدار از انرژی گرانشی به انرژی درونی تبدیل شده است، اما به دلیل هدر رفتن بخشی از این انرژی به وسیله‌ی تابش، کسر f از این گرما به انرژی درونی تبدیل می‌شود. این افزایش انرژی درونی، دما و در نتیجه فشار را افزایش می‌دهد و بنابراین اندازه‌ی جریان برافزایش را افزایش می‌دهد، در نتیجه مقدار α تاثیر زیادی در اندازه‌ی جریان برافزایش دارد.

نتیجه

در قرص‌های استاندارد، کسر f بسیار کوچک می‌باشد، بنابراین انرژی و شکسانی کمی به انرژی درونی تبدیل می‌شود و دینامیک جریان برافزایشی توسط گرانش و چرخش ماده توصیف می‌شود، بنابراین اندازه‌ی جریان برافزایش نسبت به تغییرات α به مقدار کمی تغییر می‌کند. اما با این حال تغییرات سرعت ساعتی (V_r) با تغییرات α متناسب است (شکل 1).

در جریان‌های با پهن رف غالب به وضوح می‌توان دید که از ای مقادیر وسیعی از α ناحیه‌ی جریان ورودی و جریان ورودی و خروجی وسیع هستند. این به این دلیل می‌باشد که در این قرص‌ها به علت مقادیر بزرگ f ، بیشتر گرمای و شکسانی به انرژی درونی تبدیل می‌شود.

همانطور که در شکل 2 مشاهده می‌شود، در $ADAF$ ‌ها برای α ‌های کوچک جریان خروجی قابل توجهی وجود دارد اما با افزایش α این ناحیه‌ی جریان خروجی کم شده و به شکل وزش باد از سطح بالای قرص خارج می‌شود. در شکل 2 وابستگی سرعت ساعتی به 3 مقدار مختلف از α نشان داده شده است.

منابع

1. Narayan, R., & Yi, I. 1995, ApJ, 444, 231
2. Xue, L., & Wang, J. 2005, ApJ, 623, 372
3. Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 2008, Black-Hole Accretion Disks
4. Blandford, R. D., & Begelman, M. C. 1999, MNRAS, 303, L1



تحریک امواج آلفون توسط اتصال مجدد مغناطیسی و تشکیل اسپیکولهای خورشیدی

اسلامی شفیق، امیرعباس عبادی، حسین

دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز

چکیده

یکی از سازوکارهای مطرح برای تشکیل اسپیکولها، که از ریزاساختارهای کرومسفر خورشید به شمار میروند، تحریک امواج آلفون توسط اتصال مجدد خطوط میدان مغناطیسی میباشد. تصور بر این است که اتصال مجدد با پذیدآمدن صفحه جریان، در محل مجاورت دو ساختار مغناطیسی با جهتگیری مختلف، رخ میدهد. ما با حل عددی معادلات MHD مدلی دو بعدی از اسپیکولها را بر اساس اتصال مجدد شبیه سازی خواهیم نمود. انرژی حمل شونده توسط امواج آلفون و همچنین دوره تناوب نوسانات به به دست آمده از مدل باقیتی در محدوده مقادیر حاصل از رصد اسپیکولها باشد. در این صورت میتوان اتصال مجدد مغناطیسی را به عنوان سازوکاری برای تشکیل اسپیکولها در نظر گرفت.

مقدمه

اسپیکولها یا سیخکهای خورشیدی، ساختارهای ریز، باریک، کشیده و فواره مانندی هستندکه در طول موجهای کرومسفری خورشید قابل رویت اند. در چند دهه اخیر، با فراهم شدن امکانات رصدی و رایانه ای مورد نیاز برای مطالعه اسپیکولها و بخصوص به دلیل نقشی که برای آنها در گرمایش تاج خورشید متصور بوده است، این ساختارها بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. با این حال هنوز ماهیت اسپیکولها و سازوکار تشکیل آنها مسئله ایست که کاملا حل نشده و نیاز به بررسیهای بیشتر دارد.

اسپیکولها و رفتار کلی آنها بر اساس مشخصاتی چون عرض، ارتفاع، سرعت، جهتگیری، دما، چگالی، شدت میدان مغناطیسی، طول عمر، نرخ تولد، توزیع فراوانی و تحولات آنها در نواحی مختلف کرومسفر مورد بررسی قرار میگیرند. اما در این بین میتوان کلیدیترین مشخصه در شناخت ماهیت اسپیکولها را، نوسانات عرضی آنها و شار انرژی مربوطه دانست. چرا که شناخت منشا این نوسانات است که سازوکار تشکیل اسپیکولها را معین خواهد کرد.

موضوع پژوهش

مشکل عمده در درک ما از اسپیکولها به این نکته بر میگردد که هنوز توصیف جامعی از امواج و نوسانات مشاهده شده در این ساختارها به دست نیامده است. اگرچه مشاهدات انجام شده در دهه اخیر جای هیچ تردیدی در وجود



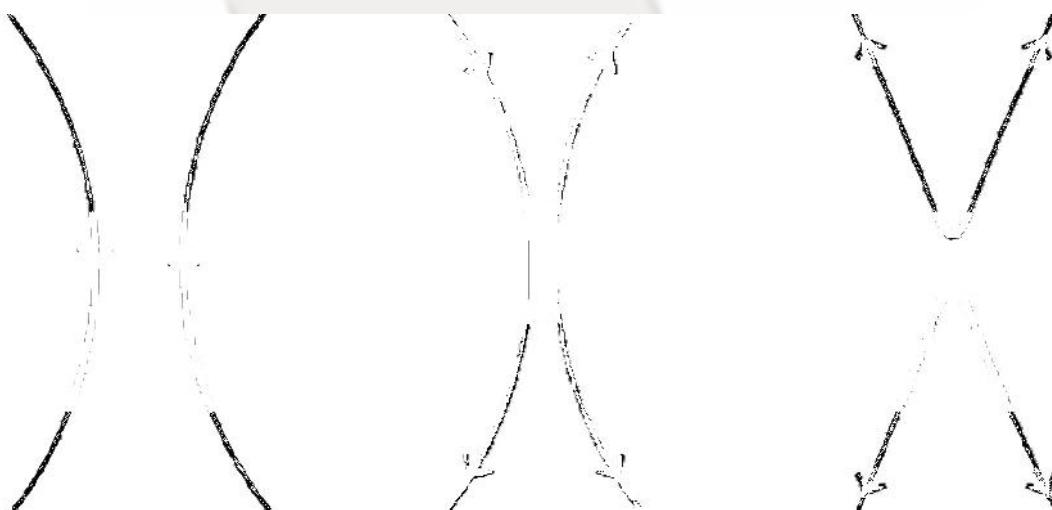
امواج در اسپیکولوها باقی نگذاشته است، با این حال نوع این امواج، چه از این نظر که امواج صوتی اند یا امواج MHD و چه از این نظر که امواج منتشر شونده اند یا ایستاده یا ضربه ای، هنوز هم محل بحث میباشد. هرچند به نظر میرسد در کل همه انواع امواج مورد اشاره، کم و بیش در تشکیل اسپیکولها ایفای نقش مینمایند.

نظریات مطرح درباره اسپیکولها

در حال حاضر دو دیدگاه عمده درباره اسپیکولها وجود دارد که از امواج MHD برای توضیح نوسانات مشاهده شده استفاده میکنند. یک دیدگاه بر وجود امواج ایستاده، کینک مدها، تأکید دارد و دیدگاه دیگر، که در این پایاننامه بررسی خواهد شد، بر انتشار امواج آلفون.

در مورد انتشار امواج عرضی آلفون در اسپیکولها نیز دو نظریه متفاوت مطرح گردیده است که یکی منشا امواج آلفون را در نوسانات سطحی خورشید جستجو میکند و دیگری، که نظریه مورد نظر ماست، اتصال مجدد را عامل تشکیل این امواج میداند.

اتصال مجدد مغناطیسی به بیانی ساده عبارت است از تغییر آرایش خطوط میدان در دو ساختار مغناطیسی با قطبیت مخالف که در مجاورت هم قرار گرفته اند. شرایط لازم برای وقوع این فرایند با تشکیل ناحیه ای در بین دو ساختار مجاور بنام صفحه جریان، که در قیاس با ابعاد آن دو ضخامتی ناچیز و مقاومتی زیاد دارد، فراهم میشود. طی فرایند اتصال مجدد پیکربندی میدان مغناطیسی از حالت پرانرژی اولیه به حالتی با انرژی پاییتر تبدیلمیگردد که منجر به آزادسازی انرژی به صورت حرارت، شتابدهی ذرات و نیز انتشار امواج خواهد شد. شکل زیر توصیفی از این فرایند را نمایش میدهد.





جزئیات تحقیق

در این پژوهش قصد داریم با شبیه سازی مدلی مبتنی بر اتصال مجدد نشان دهیم که اولاً در شرایط محیطی کرومسفر امکان تشکیل و انتشار امواج آلفون وجود دارد، ثانیاً مشخصات نوسانات حاصله از این امواج در محدوده مقادیر مربوط به نوسانات مشاهده شده در اسپیکولها قرار دارند. به بیان دقیقتر موارد زیر در این تحقیق مورد بررسی قرار خواهد گرفت:

- امکان تشکیل امواج آلفون در نتیجه اتصال مجدد مغناطیسی در شرایط کرومسفر خورشید
- میزان تطابق نوسانات پدید آمده در شبیه سازی با مقادیر رصد شده در اسپیکولها، از جمله از نظر دامنه و دوره نوسان
- شار انرژی انتقالی توسط اسپیکولها

راه کار اساسی برای ما شبیه سازی رایانه ای بر مبنای حل عددی معادلات با استفاده از روش اجزاء محدود و رونگ-کوتای درجه چهارم خواهد بود. در انجام شبیه سازی لازم است ابتدا مفروضاتی برای مسئله تعیین گردد. به طور کلی مفروضات اساسی نظریه MHD و مشخصات محیطی جو خورشید، به صورت ایده ال سازی شده، به عنوان فرضیات تحقیق در حل معادلات دخالت داده خواهند شد. از مفروضات نظریه MHD میتوان اشاره کرد به:

- قابل چشمپوشی بودن ابعاد فضایی و زمانی پدیده های ریزمقیاس در پلاسمما، مانند طول مسیر آزاد ذرات یا دوره حرکت لاموري آنها، در قیاس با ابعاد پدیده های مورد بررسی از جمله اتصال مجدد
- به مراتب کوچکتر بودن سرعت پلاسمما نسبت به سرعت نور و کنار گذاشته شدن اثرات نسبیتی
- صفر بودن چگالی بار در پلاسمما

از مفروضات مرتبط با محیط هم میتوان تطابق چگالی، دما، رسانایی و میدان مغناطیسی و همچنین روند تغییرات مکانی آنها با مقادیر تجربی را ذکر کرد.

نتایج

با توجه به سوابق تحقیق در این زمینه انتظار میرود که بتوان با استفاده از مدلی مبتنی بر امواج آلفون ناشی از اتصال مجدد مغناطیسی، نوساناتی را شبیه سازی کرد که حداقل با حرکات مشاهده شده در دسته ای از اسپیکولها تطابق داشته باشد. بدین ترتیب میتوان نتایج مطلوب تحقیق را در درجه اول منوط دانست به ارائه پاسخ به سوالات مذکور در بخش قبل و در درجه دوم به این که پاسخهای به دست آمده از تحقیق دیدگاه ما را درباره منشا و نحوه تشکیل اسپیکولها تائید نمایند.



ضمانتا باید اشاره نمود که این قبیل پژوهشها در سالهای اخیر توسط دیگر محققان نیز دنبال گردیده [۱]، [۲]، [۳] و جای تردیدی در نقش اساسی اتصال مجدد در تشکیل اسپیکولها و اساسا در ساختارهای فواره مانند در کرومسفر باقی نمانده است. برای آشنایی بیشتر با شناخت امروزی از اسپیکولهای خورشیدی و موضوع پژوهش حاضر میتوان به مقاله سیروپلا و همکارانش [۴] در سال ۲۰۱۲ که در آن جدیدترین اطلاعات و نظریات موجود درباره اسپیکولها و دیگر ریزساختارهای فواره مانند کرومسفری را مرور کرده اند، مراجعه نمود.

مراجع

- 1: Nishizuka, N.; Shibata, K., Study of Chromospheric Jets Using Hinode Observations and MHD Simulations. ASPC415188N 2009
- 2: He, J.S.; Tu, C. Y., Upward propagating high-frequency Alfvén waves as identified from dynamic wave-like spicules. A&A 497 525H 2009
- 3: Mathioudakis,M.; Jess, D. B., Alfvén Waves in the Solar Atmosphere. SSRv tmp 94M 2012
- 4: Tsiropoula, G.; Tziotziou, K., Solar Fine-Scale Structures. I. Spicules and Other Small-Scale, Jet-Like Events at the Chromosphere. SSRv169181T 2012



تولید توزیع جرم‌های مختلف و محک نظریه‌ی MOND در همگرایی گرانشی N-MODY ضعیف با استفاده از کد

اسماعیلی، عباس حقی، حسین

دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

در این مقاله برش کیهانی (shear) و همگرایی (convergence) را در رژیم MOND برای توزیع جرم‌های مختلف در مقیاس خوشه‌ی کهکشانی محاسبه کردند. نتایج در مقایسه با داده‌های رصدی گویای آن است که نظریه‌ی MOND قادر به توصیف همگرایی گرانشی ضعیف نمی‌باشد.

مقدمه

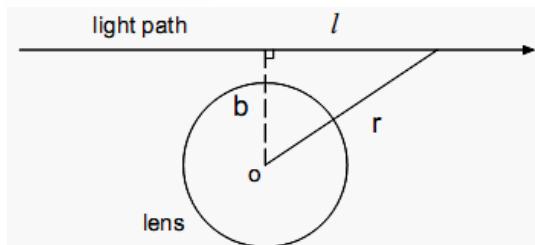
پرتوهای نور یک چشممه‌ی پس‌زمینه با عبور از کنار عدسی‌های گرانشی از مسیر مستقیم خود منحرف می‌شوند که این امر موجب اعوجاج و بزرگنمایی تصویر اجرام پس‌زمینه می‌گردد. این پدیده که به همگرایی گرانشی معروف است کاربردهای وسیعی مانند تخمین مؤلفه‌های کیهان‌شناسی، استفاده به عنوان تلسکوپ‌های طبیعی، جستجوی سیارات فراخورشیدی و تابع توزیع جرم خوشه‌های کهکشانی و کهکشان‌ها دارد که مورد آخر در این مقاله مدنظر ماست. مشاهدات رصدی نشان می‌دهند که منحنی سرعت دوران خوشه‌های کهکشانی و کهکشان‌ها در نواحی بیرونی شان که میدان گرانشی ضعیف می‌شود با منحنی دوران بدست آمده از گرانش نیوتونی همخوانی ندارد و بجای کاهش، یک تخت شدگی از خود نشان می‌دهند. برای توضیح این مسئله عده‌ای به وجود ماده‌ی تاریک متولّ شدن و برخی دیگر به اصلاح مکانیک نیوتونی پرداختند. یکی از این نظریه‌های گرانشی تعمیم یافته تئوری MOND است که برای توضیح منحنی سرعت دوران اقدام به تقویت میدان در نواحی بیرونی که شتاب شتاب ضعیف است می‌کند^[۱]، ما در این مقاله با استفاده از همگرایی گرانشی ضعیف، نظریه‌ی MOND را به بونه آزمایش می‌گذاریم.

فرمولبندی MOND در همگرایی گرانشی

زاویه انحراف نور با عبور از کنار یک عدسی گرانشی با پارامتر برخورد (b) از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید^[۲]:

$$\alpha = \frac{2b}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(r)}{r} dl \quad , \quad r = \sqrt{l^2 + b^2} \quad (1)$$

که در آن (l) و (r) به ترتیب فاصله در امتداد مسیر نور و فاصله از مرکز عدسی گرانشی می‌باشد.



شکل ۱: عبور نور از کنار یک عدسی گرانشی و رابطه‌ی هندسی بین پارامترهای مربوط.



میدان گرانشی عدسی از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$\tilde{\mu}\left(\frac{g}{g_0}\right)g(r) = g_N(r) = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (2)$$

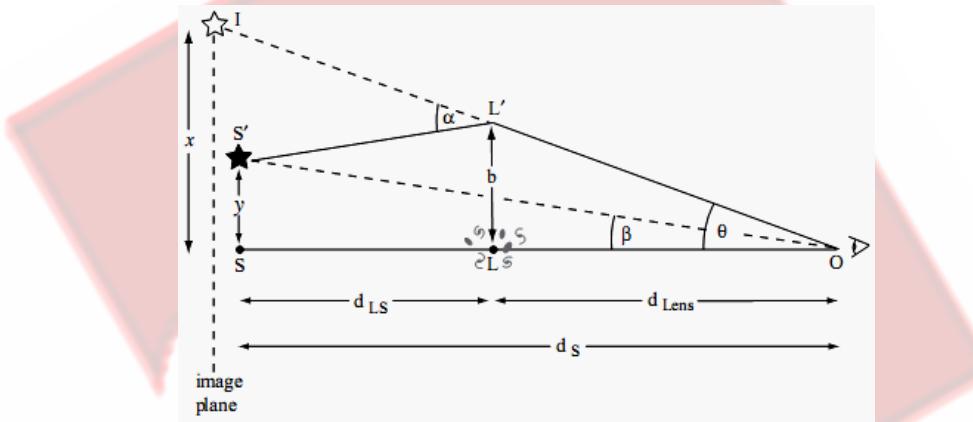
در رابطه‌ی بالا (r) شتاب نیوتونی، $g_0 = 1 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$ ثابت گرانشی در نظریه MOND جرم $M(r)$ محدود به شعاع‌های کوچکتر از (r) و $\tilde{\mu}\left(\frac{g}{g_0}\right)$ تابعی است که شکل استاندارد آن $\tilde{\mu}(x) = x/\sqrt{1+x^2}$ است و یک رفتار مجانبی به صورت زیر دارد^[۳]:

$$\tilde{\mu}(x) = \begin{cases} x & g \ll g_0 \\ 1 & g \gg g_0 \end{cases} \quad (3)$$

معادله‌ی عدسی گرانشی عبارت است از:

$$\beta = \theta - \frac{D_{LS}}{D_S} \alpha(\theta) \quad (4)$$

که در آن (D_{LS}) فاصله‌ی عدسی تا چشم، (D_S) فاصله‌ی ناظر تا چشم و ($\theta = b/D_L$) می‌باشد؛ همچنین در شکل زیر ارتباط بین کمیت‌های مختلف آمده است.



شکل ۲: نمایش ارتباط بین کمیت‌های مختلف در معادله‌ی عدسی.

در نهایت دو کمیت رصدی بدون بعد، یعنی shear و convergence به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{cases} \kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d\beta}{d\theta} + \frac{\beta}{\theta} \right) & \text{convergence} \\ \gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{d\beta}{d\theta} - \frac{\beta}{\theta} \right) & \text{shear} \end{cases} \quad (3)$$

اکنون با قرار دادن شتاب MOND از رابطه‌ی ۲ در رابطه‌ی ۱ می‌توان زاویه‌ی انحراف نور حاصل از آن را محاسبه کرد و به دنبال آن با استفاده از معادله‌ی عدسی مقادیر convergence و shear را بدست آورد و با داده‌های رصدی مقایسه کرد؛ از آنجا که حل تحلیلی برای چگالی‌های جرمی مختلف امکان‌پذیر نیست، ما اقدام به نوشتن یک کد (به زبان FORTRAN) نمودیم که طی آن پس از محاسبه زاویه‌ی انحراف نور، معادله‌ی عدسی را حل می‌کند و در پایان مقادیر convergence و shear را حساب کرده و به عنوان خروجی تحویل می‌دهد. علاوه براین کد، برای محاسبه‌ی شتاب در MOND از یک کد به نام N-MODY، که برای حل معادله‌ی پواسون حاصل از گرانش MOND نوشته شده است استفاده می‌کنیم^[۴]. این کد که به صورت parallel, three-dimensional particle-mesh (parallel, three-dimensional particle-mesh) نوشته شده است با روش N-body simulations یک سیستم غیربرخورده را در پتانسیل MOND شبیه‌سازی می‌کند. همچنین در بعضی مراحل برای تولید برخی توزیع‌های جرمی، از یک کد دیگر به نام McLuster بهره برداشیم^[۵].



تولید توزیع جرم‌های مختلف

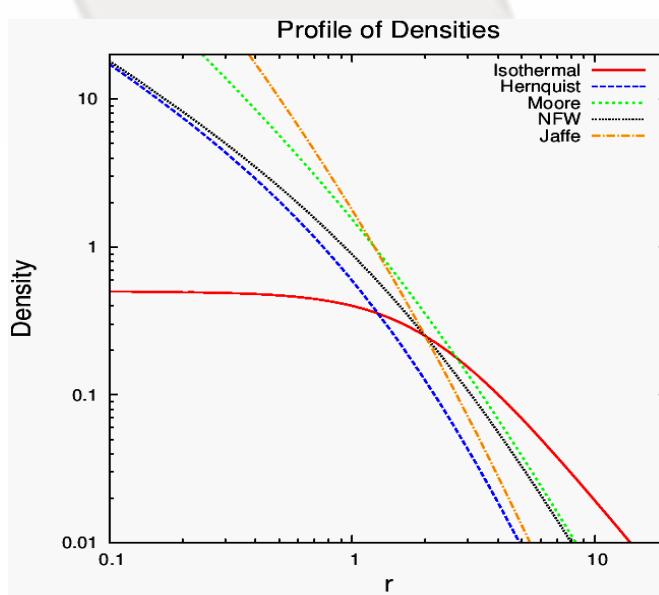
با استفاده از کدهای که نوشته‌ایم، توزیع جرم‌های مختلف و مورد نیاز خود را تولید کرده و با استفاده از کد N-MODY شتاب گرانش نیوتونی و موندی هر یک از توزیع جرم‌ها را بدست آورده‌یم تا بدنیال آن بتوانیم دو پارامتر همگرایی گرانشی یعنی shear و convergence را محاسبه کنیم. در جدول ۱ چگالی‌های متداول برای هاله‌های تاریک و در شکل ۳ و ۴ به ترتیب نمودار و تصاویر مربوط به آنها را می‌توانید مشاهده کنید.

جدول ۱: چگالی‌های متداول برای هاله‌ی تاریک.

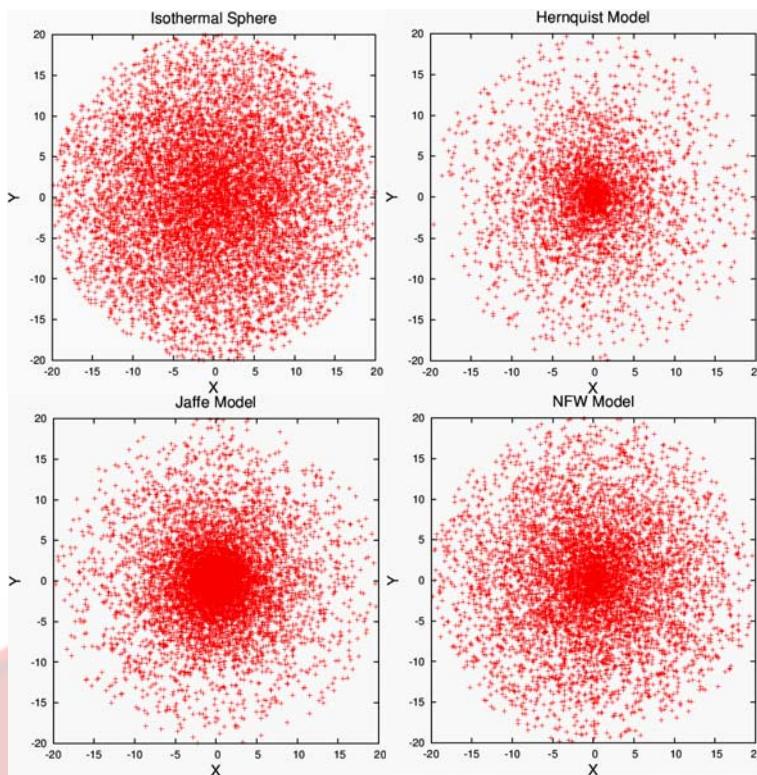
$\rho(r \gg r_s)$	$\rho(r \ll r_s)$	$\rho \propto$	چگالی جرمی
r^{-2}	Constant	$\frac{r_s^{\frac{1}{2}}}{r_s^{\frac{1}{2}} + r^{\frac{1}{2}}}$	Isothermal
r^{-4}	r^{-1}	$\frac{r_s^{\frac{1}{2}}}{r(r_s + r)^{\frac{1}{2}}}$	Hernquist
r^{-4}	r^{-2}	$\frac{r_s^{\frac{1}{2}}}{r^{\frac{1}{2}}(r_s + r)^{\frac{1}{2}}}$	Jaffe
r^{-3}	r^{-1}	$\frac{r_s^{\frac{1}{2}}}{r(r_s + r)^{\frac{1}{2}}}$	NFW
r^{-3}	$r^{\frac{1}{2}}$	$\frac{r_s^{\frac{1}{2}}}{r^{\frac{1}{2}}(r_s + r)^{-\frac{1}{2}}}$	Moore

بعد از بدست آوردن توزیع جرم‌های مختلف، با استفاده از کد N-MODY شتاب نیوتونی یا موندی هر یک را بدست آورده و سپس convergence و shear را برای آنها محاسبه کردیم (شکل ۵). برای مقایسه بهتر، پارامترهای اولیه مانند جرم، فاصله‌ی چشمی تا ناظر و فاصله‌ی عدسی تا ناظر را برای همه موارد یکسان در نظر گرفته‌ایم.

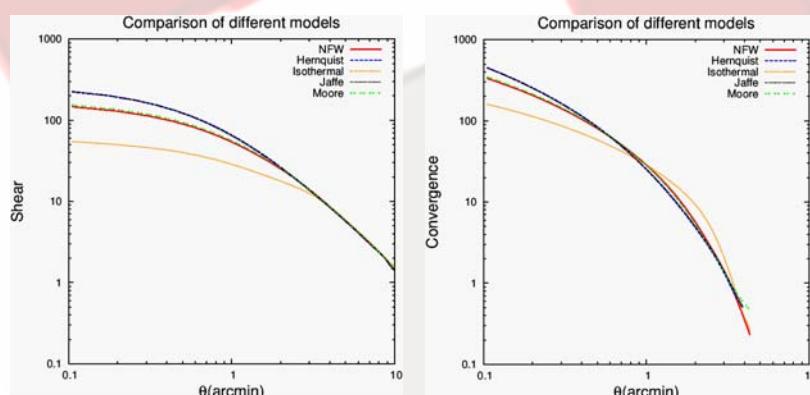
پس از بدست آوردن shear و convergence برای مدل‌های جرمی مختلف، اکنون می‌توانیم نظریه‌ی MOND را برای توزیع جرم‌های مختلف آزمایش کنیم. در تصویر (۶) یک بار با در نظر گرفتن هاله‌ی تاریک و یک بار بدون هاله‌ی تاریک و با استفاده از دینامیک موندی اقدام به محاسبه convergence و shear نموده و با داده‌های رصدی مقایسه کرده‌ایم.



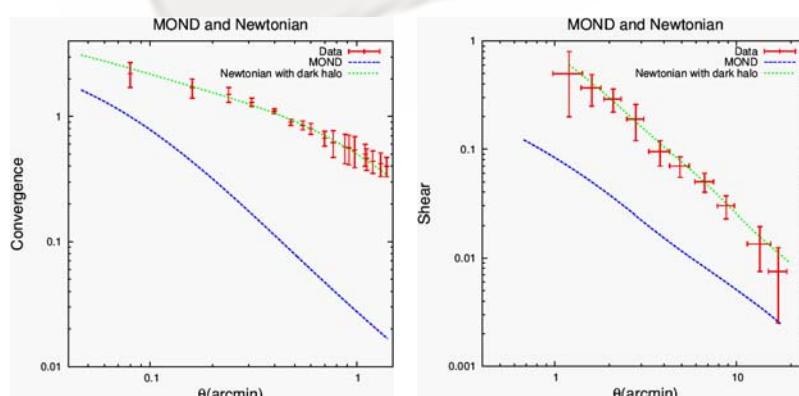
شکل ۳: مقایسه‌ی رفتار چگالی‌های مختلف.



شکل ۴: مقطع عرضی از توزیع جرم‌های مختلف.



شکل ۵: shear و convergence برای مدل‌های مختلف با شرایط اولیه یکسان.



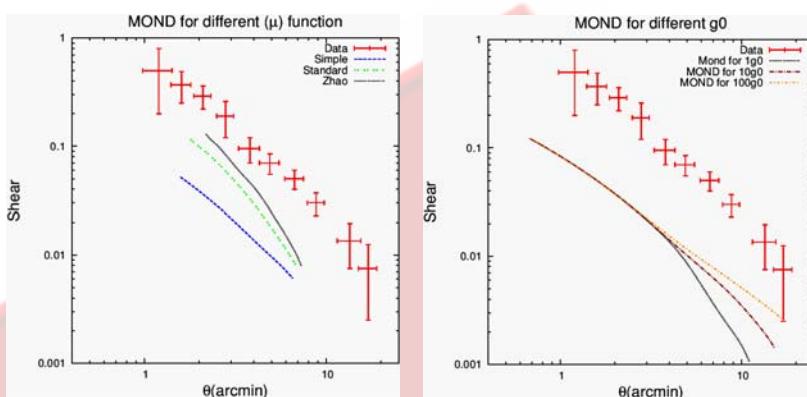
شکل ۵: ناسازگاری نظریه MOND با داده‌های رصدی.



در اینجاتابع توزیع جرم بکار رفته برای هاله‌ی تاریک، به صورت زیر است[2]:

$$M(< r) = M_0 \left(\frac{r}{r + r_0} \right)^3 \quad (4)$$

برای انجام این کار، در رژیم MOND فقط خود کهکشان و گازهای اطراف آن در نظر گرفته می‌شود[6]، در حالی که در رژیم نیوتونی علاوه بر دو مؤلفه‌ی دیگر، هاله تاریک نیز به حساب می‌آید. در شکل(۶) کارهای بالا را برای توابع گذار مختلف و (g_0) های متفاوت تکرار کرده‌ایم:



شکل ۶: آزمودن نظریه‌ی MOND برای توابع گذار مختلف و ثابت‌های (g_0) متفاوت.

نتیجه‌گیری

همانگونه که نمودارهای شکل(۵) نشان می‌دهند، گرانش حاصل از MOND قادر به توصیف داده‌های رصدی حاصل از همگرایی گرانشی ضعیف نمی‌باشد. علاوه بر این می‌بینیم که شب نمودارهای MOND با نمودارهای هاله‌ی تاریک که بر داده‌های رصدی منطبق شده‌اند تفاوت دارد، این نکته حاکمی از آن است که رفتار میدان گرانشی با در نظر گرفتن هاله‌ی تاریک همان رفتار نیوتونی است. نظریه‌ی MOND، مسئله‌ی کمبود جرم را با تقویت میدان جبران می‌کند و از آنجا که در مواردی همچون خوشه‌های کهکشانی ممکن است کمبود جرم چشمگیر باشد، نظریه‌ی MOND دچار چالش خواهد شد.

مراجع

1. Bekenstein, J., Milgrom, M., 1984, *ApJ*, **286**, 7-14
2. Takahashi, R and Chiba, T., 2007, *ApJ*, **671**, 45-52
3. Qin, B. Wu, X.P and Zou, Z.L. 1994, *A&A*, **296**, 264-268
4. Londrillo, P., Nipoti, C., 2009, *MSAIS*, **13**, 89
5. Küpper, A. H. W., Maschberger, T., Kroupa, P. & Baumgardt, H. 2011, *MNRAS*, **417**, 2300
6. Andersson, K. E. and Madejski G. M., 2004, *ApJ*, **607**, 190-201



بررسی کبیسه گیری در گاہشماری خورشیدی

امیر خانلو الناز، توابی احسان^۱، امیر خانلو نرگس^۲، قدیمی مرتضی^۳، حیدری فاطمه^۴، عزیزی نسرین^۵

استادیار گروه فیزیک دانشگاه پیام نور، ایران

پیام نور مرکز زنجان

چکیده

کبیسه به سالی گفته می شود که نقصان چند سال پی در پی به وجود آورنده یک روز پس از ۴ یا ۵ سال است. کبیسه گیری امری بسیار ضروری و نه چندان ساده می باشد. به دلایل مختلفی که وابسته حرکات زمین و مدار پیشوی آن و... دارد. سال کبیسه گاهی ۴ ساله و گاهی ۵ ساله می باشد و هیچ فرمولی برای اینکه ما بدانیم کی ۴ سال و کمی ۵ سال را باید در نظر گرفت داده نشده است. تاریخ نشان می دهد که بی توجهی به اجرای کبیسه موجب مشکلات فراوانی شده به عنوان مثال اولیه فرمانتوایی ملکشا، ورود خورشید به اول حمل نه در اول فروردین، بلکه در نوزدهم فروردین صورت گیرد و نوروز به اندازه ۱۸ روز جایجا شود و یا اشتباہی دیگری که در سال ۱۲۷۴-۱۲۷۵ ایجاد شد. از طرفی گاہشماری خیامی نیز به رصد محتاج است و نمی تواند پیش بینی کند که در یک سال معین، اسفند چند روزه و سال چند روزه و یا یک روز معین چه روزی خواهد بود و بنابراین از آن زمان تا امروز یا تا یک زمان مشخص دیگر چند روز فاصله است.

مقدمه

در حال حاضر بسیاری از مردم گمان می کنند که کبیسه گیری کاری بسیار آسان می باشد و برای محاسبه آن تنها کافی است بعد از هر ۴ سال ، سال را ۳۶۶ روز در نظر گفت و اسفند ۲۹ روزه را ۳۰ روز اعلام کرد و تمام. در حالی که کسر سال ما ۰.۲۵ نیست و عدد دقیق آن ۰.۲۴۲۱۹۹ است. درنتیجه با این کسر سال اگر ما هر سال، سال را کبیسه بگیریم با گذشت زمان با مشکل رویه رو خواهیم شد. در گاہشماری که عدد سال کامل نیست و به صورت عددی اعشاری است گاہشماری بر اساس سال حقیقی می باشد و نه قراردادی که در عرف و در ذهن عامه مردم وجود دارد. گاہشماری امروزه ادامه گاہشماری خیام است و بر اساس رصد سالیانه می باشد و از قانون نظم خاصی تعیت نمی کند. بزرگترین ویژگی آن این است که ما لحظه تحويل سال نو را میدانیم و دقیقاً لحظه عبور خورشید از نقطه اعتدال بهاری آن را جشن میگیریم و این بسیار جالب است که لحظه سال نو برای ایرانیانی لحظه کیهانی و طبیعی و حقیقی است و نه لحظه‌ای قراردادی و جعلی مانند ساعت ۱۲ شب ۳۱ دسامبر که غربیان و مسیحیان و به تقلید از آنان دیگران آن را جشن می گیرند. ولی همچنان که دکتر اکرمی نیز باور دارد ، گاہشماری خیامی با توجه به این که به رصد محتاج است و نمی تواند تعداد روزهای یک سال را به طور دقیق مشخص کند بنابراین با این شرایط باید گفت گاہشماری خیامی یک گاہشماری ناقص است. از دیرباز تا کنون تقویمهای گوناگونی در اعصار مختلف شکل گرفته است. بیشتر مورخان همواره به آثار ابویحان بیرونی (متوفی ۴۴۰ ه.ق) اشاره دارند و برای گاہشماری ایران دوران باستان تقسیماتی قرار داده اند از جمله گاہشماری هخامنشی، اوستایی، اشکانی، ویزدگردی و... همچنین قبل اسلام گاہشماری رایج همان گاہشماری خورشیدی بوده است و به تدریج تبدیل به قمری- شمسی شده است. گاہشماریها متناسب با نیازهای انسانها هر عصر و برنامه‌ی دینی و عقیدتی و اجتماعی و اقتصادی و... بوده است. زمان و مکان نیز بر روی آن بی تاثیر نبوده است. گاہشمارها به دو دسته قبل هخامنش و بعد آن تقسیم می شود. برای کبیسه شماری هیچ فرمولی وجود ندارد. البته دکتر اکرمی و برخی دیگر باور دارند که حتماً فرمول و راهکاری بوده ولی به دست ما نرسیده است و همواره محاسباتی انجام داده اند که در ادامه در مورد آن توضیح داده می شود از نوشهای دکتر رضا عبدالله نیز



چنین بر می آید که وجود راهکار دقیقی در مورد آن وجود ندارد و این به خاطر این است که اطلاعات ما از زیجهای گذشته در این مورد نا کافی است. در حالی که تقی زاده در بحث نجومی نیز وجود فرمول و روشی ثابت برای محاسبه کیسه چهار یا پنج ساله را رد می کند. عبدالعلی بیرجندی در شرح خود در زیج الغیکاشر خواجه نصیرالدین توسعی با استفاده از نوشه های او تنها راهکار را در کیسه گیری جلالی رصد می داند. دکتر ایرج ملکپور که تنها راه را رصد می داند، هر چند فرمولهایی برای کشف لحظه تحويل سال نجومی و یافتن طول حقیقی سال ارائه میدهد. برای تقویم جلالی، و بدنبال آن هجری خورشیدی و ایرانی، تا کنون توسط محققان، الگوریتمهایی ارائه شده است و محمدرضا صیاد یک دوره ۳۳ ساله را پیشنهاد میدهد که در آن ۵ کیسه ۴ سالی پیاپی گرفته شده و سپس باید کیسه ای ۵ ساله در نظر گرفت. ولی اندازه سال از قاعده منظمی پیروی نمیکند. ذیبح بهروز و دکتر بیرشک یک دوره ۲۸۲۰ ساله را پیشنهاد میدهند که دیگران آنها را رد کرده اند. احیایی و ریاحی و اکرمی و دیگران هر یک تلاشهایی در این زمینه کرده اند و نتایجی که به دست آورده اند بسیار جالب و غریب است.

روشها

الف) گاهشماری حسابی رایانه ای

این گاهشماری حسابی که بوسیله موسی اکرمی تدوین شده، به همین نام بعنوان جامعترین و دقیقترین تقویم خورشیدی ممکن معرفی شده است. این تقویم مانند تقویم حسابی بیرشک دارای یک دوره حسابی ۲۸۲۰ ساله و تا حدودی با میان دوره های مشابه می باشد ولی میان دوره های میانی آن نیز با محاسبه ریاضی رایانه ای منظم و تدوین شده است نه مانند تقویم بیرشک به صورت صرفا قراردادی. دوره کیسه گیری محاسبه شده از قرار زیر است:

$$128 + (4 \times 128 \times 5) = 2820$$

برای آنکه بدانیم بر اساس شیوه رایانه ای یک سال کیسه است یا نه؟

کافی است مجموع سال با پایان دوره (۲۳۴۶) در کسر سال ضرب شود. برای مثال از فرمول زیر بهره گرفته شود برای نمونه

$$1391 : 2820 = 222.09609929$$

در صورتی که کسر (عدد اعشار) حاصل از مضرب رابطه $(683 \div 2820)$ یا 0.24219858 که کسر سال و محدوده زمانی کیسه است کمتر باشد (مانند مثال فوق) آن سال کیسه خواهد بود. عدد صحیح حاصل نماینده تعداد کیسه از آغاز یکدوره نجومی است. برای سال های منفی وجود سال صفر فرض شده است و این رابطه برای سال ۲۳۴۶ - به بعد می باشد. دکتر اکرمی می گویند: "کیسه چهار سالی دقیق نیست و طول سال کوتاهتر از ۳۶۵.۲۵ روز است این مشکل دو راه حل دارد":

۱. پذیرفتن طول سال قراردادی، و بی توجهی به انطباق سال تقویمی و سال طبیعی در کوتاه مدت.
۲. تلاش برای نزدیک کردن سال تقویمی به سال طبیعی و انطباق دادن آن دو در بازه ای نه چندان زیاد.

ب) روش محاسبه کیسه

با داشتن ساعت تحويل هر سال و مقایسه آن با ساعت تحويل سال بعد با توجه به مبدأ نیمروز می توان کیسه یا عادی بودن آن را تعیین کرد. هرگاه کسر سال را از ساعت ۱۲ (وقت نیمروز) کم کنیم مقداری که بدست می آید مرز تعیین کننده کیسه یا عادی بودن یک سال است. پس هر گاه ساعت تحويل سال مورد نظر بین این و مرز بود آن سال کیسه و در غیر اینصورت عادی خواهد بود. بر اساس این قاعده اگر لحظه ای تحويل سال بین ساعت ۰۰ تا لحظه ای ظهر حقیقی (لحظه ای که خورشید از نصف النهار ناظر عبور می کند که برای ایران نصف النهار $5^{\circ}3.5$ از گرینویچ یعنی طول 52.5 درجه شرقی محاسبه می شود)



باشد همان روز را به عنوان آغاز سال و ۱ فروردین در نظر می‌گیرند. حال اگر لحظه‌ی تحویل سال منطبق بر لحظه‌ی ظهر حقیقی و یا بین لحظه‌ی ظهر حقیقی و ساعت صفر باشد، فردای آن روز را به عنوان آغاز سال جدید (یا ۱ فروردین) در نظر می‌گیرند. در این حالت لحظه تحویل سال ۲۹ ایام ۳۰ اسفند واقع می‌شود.

ج) گاهشماری حسابی بهروز- بیرشك

طبق کیسه‌های پیشنهاد شده از جمله زیج ایلخانی تقویم جلالی دارای یک دوره ۱۲۸ ساله با جمعاً ۳۱ روز کبیسه است. هر دوره کبیسه گیری ۱۲۸ ساله شامل یک زیر دوره ۲۹ ساله و سه زیر دوره ۳۳ ساله است. که هر زیر دوره یک کبیسه با فاصله پنج ساله در آغاز، پیش از کیسه‌های چهارساله دارد. به دنبال دوره‌های تقویم جلالی کبیسه گیری پیشنهادی ذیج بهروز دوره بزرگ ۲۸۲۰ ساله وجود دارد که مورد توجه احمد بیرشك نیز قرار گرفته و میان دوره‌های آن را نیز نظم بخشید و تدوین کرد. در طی این دوره بزرگ ساعت تحویل سال تکرار می‌شود. و شامل ۲۲ دوره ۱۲۸ ساله سابق جلالی علاوه یک کبیسه چهارسالی در پایان دوره بزرگ است. در این شیوه سال خورشیدی ۳۶۵/۲۴۲۱۹۸۵۸ روز و میزان دقت آن یک روز در هر ۴/۷۶۱/۹۰۵ سال می‌باشد. این دوره جامع ترین کبیسه گیری سال خورشیدی می‌باشد. دوره پیش با احتساب سال صفر سالهای (۴۷۵ - تا ۲۳۴۵) می‌باشد. دوره اخیر سالهای (۴۷۵ تا ۳۲۹۴) می‌باشد. تحویل سال آغاز هر دوره (مانند: ۴۷۵) در لحظه ظهر (مز تحویل سال) می‌باشد و سال پایانی (مانند: ۳۲۹۴) کبیسه است.

د) گاهشماری جلالی- خیامی

گاهشماری جلالی- خیامی هیچ موضع روشنی درباره کبیسه ندارد و بدین ترتیب آنچه به عنوان بهترین و دقیق‌ترین گاهشماری جهان از آن یاد می‌کنیم، در این زمینه ناقص است. بدین معنی که در این گاهشماری سازندگان پی برده بودند که کبیسه "۴ سال و یک روز" ایراد دارد (۴۵۰ سال زودتر از اروپاییها) و راه حل را در آن یافته بودند که کبیسه‌گیری به جای اینکه همواره پس از ۴ سال گرفته شود گاهی باید پس از ۵ سال گذارده شود. برای تشخیص کبیسه بودن سالهای گاهشماری رسمی ایران شیوه یکنواختی وجود ندارد. برای سالهای ۱۲۴۲ تا ۱۳۴۲، چنانچه باقی‌مانده حاصل تقسیم سال مورد نظر بر عدد ۳۳، یکی از اعداد ۱۳، ۲۱، ۲۶، ۵، ۹، ۱۳، ۱۷، ۲۱، ۳۰ باشد، آن سال کبیسه است و برای سالهای ۱۲۴۳ تا ۱۴۷۲ بهجای ۲۱، باقی‌مانده ۲۲ ملای خواهد بود. و برای دیگر سالها نیز به مراتب تفاوت‌هایی در اعداد هشتگانه فوق وجود دارد. به عنوان مثال سال ۱۳۸۷ سالی کبیسه است چراکه باقی‌مانده تقسیم ۱۳۸۷ بر عدد ۳۳ برابر عدد ۱ است.

زیر دوره ها

- ۱- در یک دوره ۴ ساله ۱ بار بعد از هر ۴ سال یک شبانه روز به شبانه روزهای سال اعتدالی افزوده می‌شود.
- ۲- در یک دوره ۲۹ ساله ۶ بار به از هر ۴ سال و ۱ بار بعد از ۵ سال یک شبانه روزی به شبانه روزهای سال اعتدالی افزوده می‌شود.
- ۳- در یک دوره ۳۳ ساله ۷ بار بعد از هر ۴ سال و ۱ بار بعد از ۵ سال یک شبانه‌روزهای سال اعتدالی افزوده می‌شود.
- ۴- یک دور ۶۷۳ ساله خود ترکیبی از ۵ دوره ۲۹ ساله و ۱۶ دوره ۳۳ ساله است.

دوره ی ۱۲۰ ساله

گاهشماری رایج پیش از اسلام دوره های ۱۲۰، ۱۹، ۲۵، ۶۸ و تنها یک نوبت ۲۴۰ ساله کاربرد داشته است. خلیفه معتقد عباسی ترتیب برقراری دو ماه کبیسه را داد و شیوه‌ی برقراری کبیسه یولیانی (ژولینی) را در هر ۴ سال یک بار اقتباس کرد و قرار شد هر وقت در گاه شماری یولیانی سال کبیسه شد یک روز به پایان آبان ماه بیفزایند.



دوره ۱۲۸ ساله

در یک دوره ۱۲۸ ساله ۲۷ بار بعد از هر ۴ سال و ۴ بار بعد از ۵ سال یک شبانه روز به شبانه روزهای سال اعتدالی افزوده می شود. یک دوره ۱۲۸ ساله خود ترکیبی از ۱ دوره ۲۹ ساله و ۳ دوره ۳۳ ساله. ضرائب ۴ سالی و ۵ سالی یک دوره ۱۲۸ ساله:

$$128 = \{ (7 \times 4) + (1 \times 5) + 3 \} + \{ (6 \times 4) + (1 \times 5) + (27 \times 4) \}$$

اگر بخواهیم سالی را در گاهشماری هجری شمسی عادی یا بر پایه دوره ۱۲۸ ساله کیسیه است یا نه کافی است عدد سال را با ۳۸ که نخستین سال اولین دوره ۱۲۸ ساله پیش از مبدأ هجری شمسی است جمع بیندیم و سپس حاصل را در عدد ۳۱ که تعداد سالهای کیسیه است ضرب کنیم و جواب را بر ۱۲۸ تقسیم کنیم اگر باقیمانده از ۳۰ بزرگتر شد سال عادی است در غیر این صورت سال کیسیه است. (عبداللهی/تاریخ ۳۴۵-۳۴۶). این دوره پس از هر ۷۶۰۰۰ سال با معیارهایی که بر پایه متوسط سال و دیگر عوامل متغیر در نظر گرفته شده است، قابل اعتماد نیست. به ویژه که آن که با تغییراتی که می توان داد و پیدا کردن روش دقیقتر می توان از آن یک روز اختلاف هم جلوگیری کرد.

دوره ۵۹۰ ساله

روش کیسیه گیری دارای دوره منظم را هم به عنوان یک روش به حساب آوریم. برای طول دوره کیسیه گیری نیز روش هایی مطرح می شوند که هر کدام نسبت به هم دارای مزایا و معایبی هستند. دوره ۵۹۰ ساله دارای ۱۴۳ کیسیه که خود دارای ۱۷ دوره ۳۳ ساله و یک دوره ۲۹ ساله است برای دوره های جاری مناسب و از دقت نسبتاً بهتری برخوردار است اما در آینده نمی تواند پایدار بماند زیرا طول سال اعتدالی بهار نیز در حال تغییر است و سالانه حدود ۰۰۲۵۳ ثانیه افزایش می یابد. حدود سال ۳۰۰۰ شمسی طول سال ایرانی به اندازه ای می رسد که دوره ۳۳ ساله برای آن دقیق ترین حالت باشد. اگر فعلاً دوره ۳۳ ساله که دارای ۴ ثانیه تفاوت با سال واقعی است را اجرا کنیم جمع خطای انباشته شده تا سال ۳۰۰۰ حدود یک ساعت خواهد بود.

دوره ۶۷۳ ساله

در یک دوره ۶۷۳ ساله ۱۴۲ بار بعد از هر ۴ سال و ۲۱ بار بعد از ۵ سال یک شبانه روز به شبانه روزهای سال اعتدالی افزوده می شود. یک دوره ۶۷۳ ساله را چنین می توان نوشت.

$$673 = \{ (7 \times 4) + (1 \times 5) + 16 \} + \{ (6 \times 4) + (1 \times 5) + (21 \times 5) \}$$

۲۸۲۰ دوره

اساس کار خیام و همکارانش دوره ۲۸۲۰ بوده اما مشخص نیست منشا این عدد چه بوده است (عبداللهی/چند واحد تاریخ گذاری در گاهشماری ایرانی). دوره ۲۸۲۰ ساله دارای ۲۲ دوره ۱۲۸ ساله و یک دوره ۴ ساله را ارائه داد و در جای دیگر ۲۱ دوره ۱۲۸ ساله و یک دوره ۱۳۲ ساله است که خود ۱۳۲ ساله دارای یک دسته ۲۹ ساله دو دسته ۳۳ ساله و یک دسته ۳۷ ساله تقسیم می شود (عبداللهی/همان) این دوره دارای ۶۸۳ کیسیه است. طول متوسط سال حاصل از این روش بسیار نزدیک به طول متوسط سال اعتدالی است. تحقیق ایشان با ارزش بود ولی در آن زمان ظاهرها دو نکته هنوز کشف نشده بود، یکی کاهش سالانه طول سال اعتدالی و دیگری تفاوت طول سال اعتدالی با سال اعتدالی بهار. طول متوسط سال اعتدالی سالانه به اندازه ۰۰۵۳ ثانیه کاسته می شود. بنابراین قبل از این که به سال ۲۱۰۰ میلادی بررسیم آن یک ثانیه مشکل ساز رفع زحمت می کند. پس دوره ۱۲۸ ساله که هم کوتاهتر و هم دقیق تر است مطرح می شود. اما باز این روند کاهش ادامه خواهد داشت و ناچار پژوهش برای یافتن دوره تکرار دیگر ادامه خواهد یافت. البته نمی توان نام این دوره ها را دوره های تکرار گذاشت.



دوره ۱۲۸ که کوتاه است یک یا دو بار بیشتر نمی‌تواند تکرار شود. دوره ۲۸۲۰ ساله به اندازه ۱۰۰ تا ۲۰۰ سال بیشتر دوام ندارد.

روش ارائه شده

با توجه به گاهشماری‌های گذشته تا زمان حال و با توجه به محاسبات اساتید گرامی سعی بر این شد که روش جدیدی را برای کبیسه گیری ارائه شود در نتیجه با بررسی روش‌های دکتر بیرشک و دکتر اکرمی و ترکیب کردن آنها، قابل قبول ترین محاسبه را با کمترین خطای بدهست آوردم تا این بار با مشکلی که در گذشته‌گان آن با مواجه بودند نشویم. یعنی به دنبال آن بودیم که بدانیم حال که بسیار نزدیک به سال ۱۴۰۴ هستیم آیا بدون رصد می‌توان فهمید که این سال کبیسه است یا خیر. طبق کتاب گاهشماری دکتر بیرشک این سال به عنوان سال کبیسه ۵ ساله یاد شده است و دکتر اکرمی با توجه به محاسبات رایانه‌ای خود این سال را عادی در نظر گرفته‌اند و در عوض سال ۱۴۰۳ را سال کبیسه اعلام کرده‌اند.

کبیسه گیری رایانه‌ای در بسیاری مواقع جواب می‌دهد و حتی اختلاف سالهای گذشته را نشان می‌دهد. بر این اساس بررسی‌های لازم را بعمل آوردم و با استفاده از سال رصد شده در تقویم جلالی مربوط به سال ۱۳۸۸ را به عنوان سال مبدأ در نظر گرفتم و سالهای گذشته و همین طور آینده را با اضافه کردن کسر سال بدست آوردم. با توجه به نصف النهار ۵۲.۵ زمان سال تحويل را بدست آوردم و حتی با کمک برنامه رایانه‌ای سال‌ها را تا ۲ هزار سال بسط دادیم. با توجه به محاسبات چنین بدست آمد که سال تحويل سال ۱۴۰۳ ساعت ۶ و ۲۴ دقیقه و ۱۱ ثانیه ۳۰۰۰۰۳۷۰۲ اسفند می‌باشد و ساعت ۱۴۰۴ و ۱۲ دقیقه ۵۷ ثانیه ۱ فروردین می‌باشد پس ۱۴۰۳ کبیسه چهار ساله است و ۱۴۰۴ سال عادی است. این عدد با اختلاف تقریباً ۳۵ دقیقه ای مطلق به سال ۱۴۰۴ می‌باشد این با توجه به محاسبات دکتر اکرمی (با ۹ دقیقه اختلاف) درست می‌باشد.

میزان دقت مقادیر پیشنهاد شده برای طول سال

دوره	تعداد کبیسه‌ها	کسر سال	اختلاف کسر سال با عدد نیوکم (به سال)	مدت لازم برای اختلاف یک روز (به سال)
۲۹۳	۷۱	۰.۲۴۲۳۲۰۸	۰.۰۰۰۱۲۱۸	۸۱۹۶.۰۴۹
۲۲۰	۵۳	۰.۲۴۰۹۰۹۰۹	۰.۰۰۰۱۲۸۹۹۱	۷۷۵.۳۷۴
۱۶۱	۳۹	۰.۲۴۲۲۳۶۰۲	۰.۰۰۰۰۳۷۰۲	۲۶۸۶۰.۰۰۵۹
۱۲۸	۳۱	۰.۲۴۲۱۸۷۵	۰.۰۰۰۰۱۱۵	۸۸۵۷۳.۹۰۹
۳۳	۸	۰.۲۴۲۴۲۴۲۴	۰.۰۰۰۰۲۲۵۲۴	۴۴۳۵.۵۷
۲۶۸	۶۵	۰.۲۴۲۵۳۷۳۱	۰.۰۰۰۰۳۳۸۳۱	۲۹۵۴.۳۵
۱۴۴۰	۳۴۹	۰.۲۴۲۳۶۱۱۱	۰.۰۰۰۱۶۲۱۱	۶۱۶۰.۶۲۸
۲۵	۶	۰.۲۴	۰.۰۰۲۱۹۹	۴۵۴.۷۹۵
۲۸۰	۶۸۳	۰.۲۴۲۱۹۸۵۸	۰.۰۰۰۰۰۴۲	۴۷۶۱۹۰۴.۷۶۲

سال ۲۸۲۰ کمترین اختلاف کسر سال را دارد.

اعداد زیر برای دستیابی به تکرار ساعت تحويل است که به آنها اشاره می‌شود.

$$2820 \times 0.2421990 = 683.00118$$

$$2147 \times 0.2421990 = 520.001253$$

$$4166 \times 0.2421990 = 1009.001034$$

$$3493 \times 0.2421990 = 846.001107$$

$$9005 \times 0.2421990 = 2181.001995$$

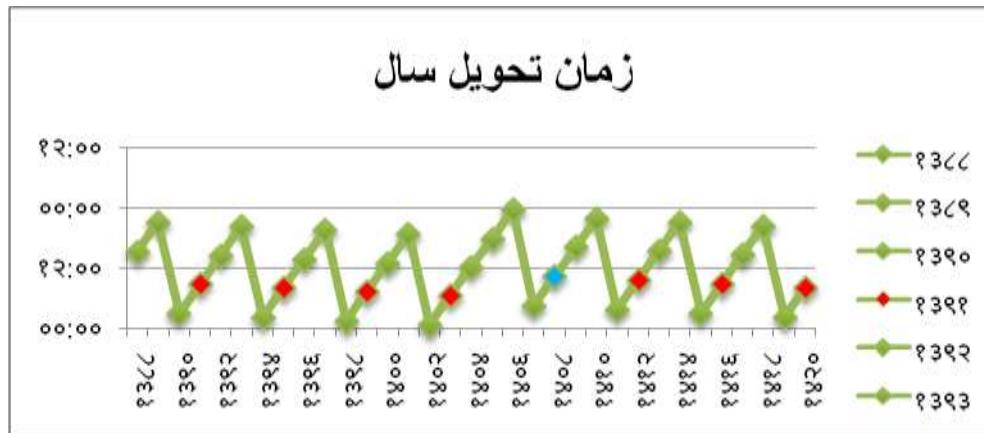
$$6313 \times 0.2421990 = 1529.002287$$

$$307933 \times 0.2421990 = 74581.064667$$

$$13844 \times 0.2421990 = 3353.002956$$

$$673 \times 0.2421990 = 162.999927$$

$$590 \times 0.2421990 = 142.89741$$



◆ نشان دهنده کبیسه ها طی یک دوره ۳۳ سال است. ◆ نشان دهنده کبیسه ۵ ساله می باشد.(زمان تحویل سال با محاسبه بدست آمده.)

نتیجه گیری

raig ترین تعریف از سال اعتدالی فاصله بین دو گذر پیاپی خورشید از اعتدال بهاری است و مقدار آن برابر 365.242199 روز می باشد. توجه داشته باشید که هر شروع و نقطه پایان می تواند به عنوان زمانی که خورشید دوباره در همان موقعیت در سال آینده قرار می گیرد استفاده کرد. مشکل این است که با استفاده از نقاط شروع متفاوت نتایج اندازه گیری این کار در طول سالهای مختلف متفاوت خواهد بود. با توجه به محاسبات و متدهای گذشته به متند جدیدی رسیدیم که اشتباها کبیسه گیری گذشته را نشان می داد. بسیاری از تاریخ علم دانان ۲۸۲۰ را رد می کنند و برای اثبات حرفها خود دلایلی می آورند از جمله می گویند: دوره ۲۸۲۰ ساله فاصله ای را که نقاط اعتدالی در یک لحظه در روز اتفاق می افتد را نشان می دهد. بررسی دقیق داده های جدول نجومی IMCCE تائید این ادعا را که در حال حاضر توسط محققان تقویم، از جمله منجمان ایرانی ملک پور(۲۰۰۴) و صیاد(۲۰۰۰)، رد شده است، را نمی دهد به علاوه کل دوره ۲۸۲۰ ساله در حدود ۰.۵ روز نسبت به زمان خورشیدی تقدم دارد.

دوره ۲۸۲۰ ساله ممکن است منشأ طول سال بیش از حد دقیقی باشد (365.24219858156 روز) که به خیام نسبت داده شده است در واقع کسر $2820/783$ برابر با 2820.783 روز است که به طور شگفت انگیزی به مقدار نسبت داده شده شبیه است. این رقم در واقع ساختگی ممکن است از این اشتباہ ریشه گرفته باشد که خیام خود چرخه ۲۸۲۰ سال را وضع کرده است. هیچ سند تاریخی برای اثبات اینکه این عدد متعلق به خیام است وجود ندارد (صیاد ۲۰۰۰). چنین به نظر می رسد که پایه دوره ۲۸۲۰ ساله از اشتباہ میان سال های اعتدالی بهار و اعتدالی، و به علاوه نپرداختن به تغییرات طول سال با گذشت زمان، نتیجه می شود. به علاوه، این سیستم پیچیده دقت تقویم را افزایش نمی دهد زیرا طرح ۳۳ ساله کوتني، هم ساده تر است و هم کارآمدتر (دکتر محمد حیدری) A concise review of the Iranian calendar

همین سال ۱۴۰۳ را در نظر بگیرید. لحظه سال تحویل ساعت ۶ و ۲۴ دقیقه صحیح است و لحظه پایانی سال (که تحویل سال ۱۴۰۴ باشد) ساعت ۱۲ و ۳۱ دقیقه است. بنابراین چنین سالی که از قبل از ظهر آغاز شده و به بعداز ظهر خاتمه می یابد کبیسه است. دکتر بیرشک سال ۱۴۰۳ که کبیسه است را عادی گرفته و سال ۱۴۰۴ که عادی است را کبیسه می گیرند. نمونه های دیگر مربوط به سال ۱۲۴۲ لحظه تحویل سال ساعت ۶ صبح بود، در سال ۱۲۴۳ لحظه تحویل سال ۱۱ او ۴۰ دقیقه بود، و در سال ۱۲۴۴ لحظه تحویل سال ساعت ۱۷ و ۳۶ دقیقه بود. پس سال ۱۲۴۳ کبیسه است. اما سال ۱۲۴۳ کبیسه است که عادی در نظر گرفته شده و سال ۱۲۴۲ که عادی است را کبیسه می گرفته اند.



کسانی که را ۲۸۲۰ قبول دارند می‌گویند "اگر در یک سال لحظه تحویل سال در فلان ساعت باشد پس از ۲۸۲۰ سال لحظه تحویل سال همان ساعت خواهد بود". این مطلب اصلاً درست نیست و این دو لحظه تحویل سال ذکر شده ساعتها با هم تفاوت دارند. این طرح علاوه بر اشتباه بودن سیستم افزایشی بسیار پیچیده ای را ارائه می‌دهد که از سیستم دوره‌های ۳۳ ساله ناکارامد تر است. (همان/دکتر محمد حیدری).

بسیاری از تقویم‌نویسان با توجه به امکانات در دسترس دوره خود، توانسته‌اند به این نتایج برسند و مسلماً هر چه که سال می‌گذرد با توجه به تجربه کسب شده روش‌های بهتری پا به عرصه می‌گذرد اما در حال حاضر تنها روشی که می‌توان به دست آورد روشی بود که در بالا بدان اشاره شد.

منابع

- علی احیایی، ماشالله، بحثی درباره‌ی دوره ۲۸۲۰، مجله تاریخ علم، شماره اول، پاییز ۱۳۸۲ ش
- اکرمی، موسی، محاسبه‌ی رایانه‌ای بهترین کیسه‌بندی در گاهشماری هجری شمسی، مجله تاریخ علم، شماره دوم، پاییز ۱۳۸۳ ش
- بیرشک، احمد، گاهنامه تطبیقی سه هزار ساله، تهران شرکت انتشارات علمی و فرهنگی، ۱۳۶۷ ش
- عبدالله‌ی، رضا، تقدیم بر دوره ۲۸۲۰ سالی در گاهشماری هجری شمسی، مجله تاریخ علم، شماره دوم، پاییز ۱۳۸۳ ش
- قاسملو، فرید، مقایسه روشها و معادلات مختلف برای اعمال کیسه‌گاهشماری هجری و خورشیدی در منابع مختلف، مجله تاریخ علم شماره‌ی پنجم، پاییز ۱۳۸۵ ش
- جوادی، سید مهدی، گاهشماری دوازده حیوانی و در کاربرد آن در آثار تاریخی، مجله در آینه پژوهش، شماره دوم، تابستان ۱۳۸۴ ش
- فقیه عبدالله‌ی، حسن، چند واحد تاریگذاری مشهور ایرانی، مقالات و بررسی‌ها، دفتر ۶۲، زستان ۱۳۷۶ ش
- نبئی، دکتر ابوالفضل، گاهشماری در تاریخ، انتشارات سمت، ۱۳۸۱ ش
- بیانی، دکتر شیرین، تاریخ ایران باستان ج ۲، سمت، ۱۳۸۱ ش
- تقویم در تاریخ باستان شبکه فیزیک همپا «انجمان فیزیکدانان فیزیک ایران»
- تقویم هفت آسمان «دانشنامه ستاره شناسی»
- تقی‌زاده، سید حسن، بیست مقاله تقی‌زاده، ترجمه سیزده مقاله از انگلیسی و فرانسه توسط احمد آرام و ترجمه یک مقاله از آلمانی توسط کیکاووس
- جهانداری، چاپ سوم، تهران انتشارات علمی و فرهنگی، ۱۳۸۱ ش
- اکرمی، موسی، گاهشماری ایرانی، تهران، دفتر پژوهش‌های فرهنگی، ۱۳۸۰ ش



Scrutiny discovery methods exoplanets in binary systems

Amirnezam Amiri¹ Mohammadreza Shafizadeh²

1) Member of Physics Scientific Association, nuclear physic in pnu university, member of IOTA/ME(amarnezamamiri@gmail.com)

2) Member of Physics Scientific Association, Plasma Physics Researches Center, Science and Research Branch of Tehran, Islamic Azad University of Iran, Member of IOTA/ME(shafizadeh.mr@gmail.com)

*Supervisor : D.R shokri (researcher and member of IPM association)
aashokri@nano.ipm.ac.ir*

Abstract: One of the latest achievements in the past years in Astrophysics is the detection of extrasolar planets that have attracted many centers and is finding more interested astrophysicists nowadays. Exoplanets can be detected by various methods, but the exoplanets which are centered around the eclipsing binary stars are very especially because according to our facilities These are easier to investigate, Therefore, in this paper we investigate methods to detect and investigate Exoplanets around binary systems, while Transit and photometry method can be named.

Keywords: Detection Exoplanets- Binary systems-Transit-Photometry

Introduction: There are several methods to detecting and studying extrasolar planets, such as astrometry, transit, microlensing, FMA methods and etc, But the data show that these methods are not suitable for the detection and study of extrasolar binary system, photometers and transit are used to detect this type of extrasolar, while The other methods have some disadvantages which make them weak for discovering and surveying the binary extrasolars. for example the doppler methods are weak in discovering the extrasolars because wavelength changes effect are very little such detectors are very costly nor, spectroscopy is weak because in addition to the spectral control spending far too much time trying to do this matter. the microlensing method loses its efficiency because of the binary star system. while the binary systems can interfere with the operation of this method, so it is not recommended, and the transit and photometry methods are suggested .According to our studies, photometers procedure, which requires a lot of timing, and is considered as a transit survey, is the most common and easiest method. Data also has shown that these two are the most helpful methods for detecting and observing for the most of extrasolar planets in the binary system.

Transit Method for Detecting Exoplanets: When a planet passes in front of its parent star it blocks part of the star flux. To observe such a phenomenon from another star system at a great distance from the planet, the observer has to be within a very restricted region of space. Therefore any planet around a star does not necessarily transit its host and we will only observe a small fraction of planets as transiting planets. The decrease in luminosity of the host star when the planet transits is also of the order of $\sim 1\%$ for a Jupiter-sized planet around a solar-type star which requires high photometric precision observations carried out during and after the transit event.

In the following analysis of the transit phenomena we will assume that planetary orbits are circular and that the surface brightness, mass, and radius of the planet are small compared to that of the parent star. We will also assume that the orbital radius is much larger than the size of the parent star itself.[1]

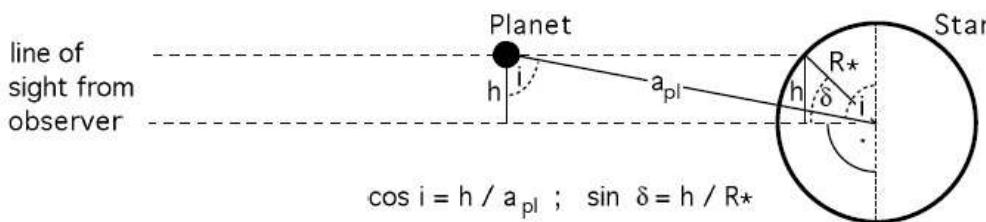


Fig1. Geometry of planetary transit, showing the relation between latitude of the transit across the central star

Eclipsing binary stars provide us with a special opportunity to employ the transit method, as was first suggested by Schneider and Cheverton (1990). Here we consider the case, that a planet orbits both components of a close binary. By definition, the inclination of the plane of the binary components is close to 90 degree, and can be measured precisely from an analysis of the binaries, light curve .furthermore, a planetary system is expected to have precessional dampened. Into the plane of the binary components during its formation (Schneider, 1994a). For suitable eclipsing binary systems, the probability that planets will cause observable transits is close to 100% (Schneider and Doyle,1995) . A further advantage of the observation of binary stars is the unique, quasi-periodic transit signals they would produce. Since the star is double, there will normally be two transits, whose exact shape depends on the phase of the binary system at the time of the planetary transit. Such a signal is well suited to cross-correlation of model transit curves against the observed data, to allow the detection of sub-noise signals (Jenkins, Doyle and Cullers, 1996).[2]

Binary Examples for Transit Method for Detecting Exoplanets: You can see some samples of LCs obtained at the star lensa observatory using either 50cm Newtonian or 60cm Cassegrain telescopes in Fig2. They observe and investigated by Dwarf Project[3]

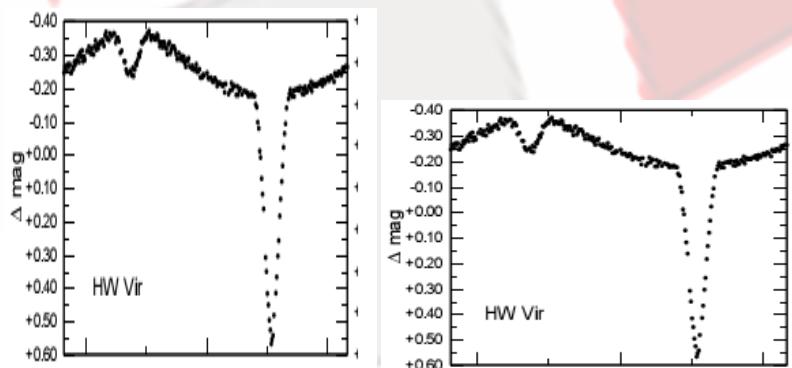


Fig2. some samples of LCs obtained at the star lensa observatory using either 50cm Newtonian or 60cm Cassegrain telescopes

Photometry Methods for Detecting Exoplanets: The discovery of Exoplanets implies that transits should commonly occur. The reduction in the light from the star is simply the cross-sectional area of the planet multiplied by the surface brightness of the disk of the binary stars. The characteristic photometric signature of a transit will include regular repetitions of a limb-darkened ingress and egress and a flat-bottomed dimming, easily discernible from other effects that are intrinsic to the star.

The photometric method should be pursued vigorously from the ground, as a small 1-m class telescope with a wide field CCD detector can accomplish the task.



If the star's photosphere were of uniform brightness, then the fractional decrease in apparent brightness of the star is the area ratio:

$$\pi r^2 / \pi R^2$$

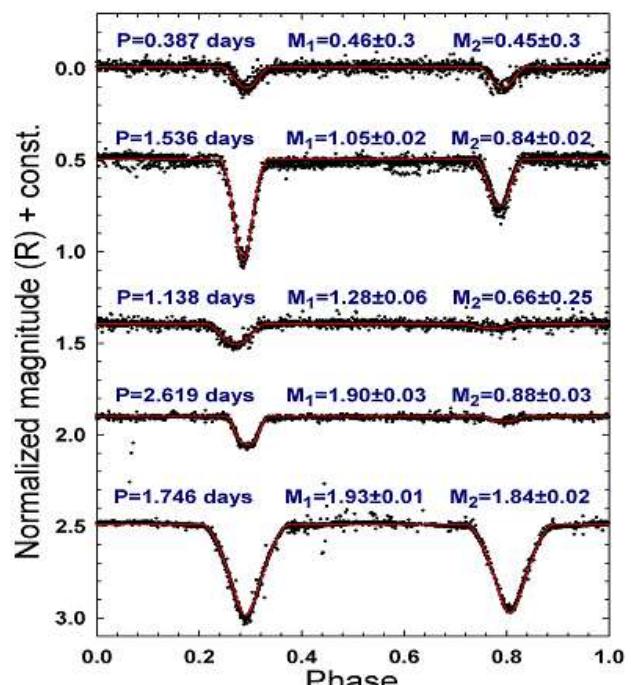
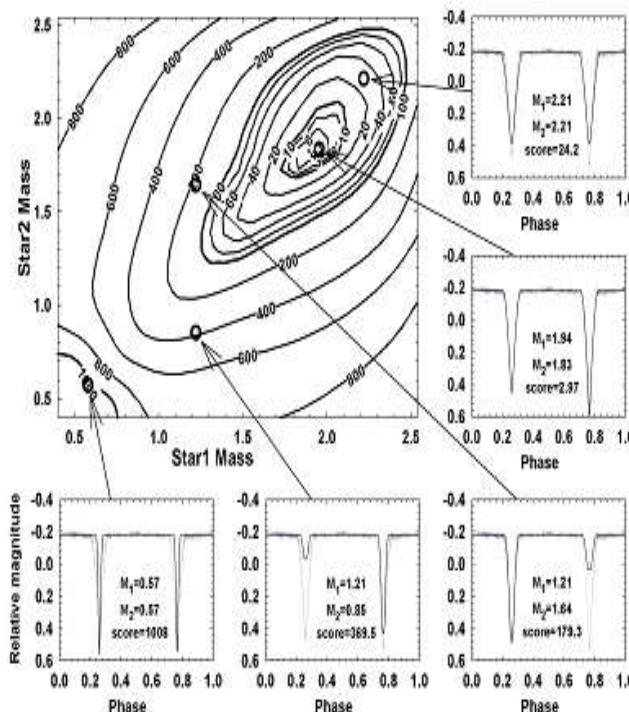
Where πr^2 is the projected area of the planet, radius r , and πR^2 that of its star, radius R . In fact the photosphere of a star appears to dim slightly towards the edge (the limb). This limb darkening arises because the radiation we receive from the limb is predominantly from the uppermost regions of the photosphere, which are cooler than deeper down. This modifies the light curve, depending on which chord of the star's disc the planet traverses. With a sufficiently precise light curve a correction can be applied.

Also, dips in apparent brightness can arise from events other than a planetary transit, such as a grazing transit by a fainter companion star. This, and other types of extraneous events, can be identified from the shape of the light curve.[5]

Jonathan Devor and David Charbonneau describe the Method for Eclipsing Component Identification (MECI), which is an automated method for assigning the most likely absolute physical parameters to the components of an eclipsing binary. MECI is unique in that it requires only the photometric light curve and combined color of the eclipsing binaries. We have implemented this method using published theoretical isochrones and limb-darkening coefficients, and publicly released its source code*. MECI lends itself to creating large catalogues through the systematic analyses of datasets consisting of photometric time series, such as those produced by OGLE, MACHO, HAT, and many others surveys. We will be presenting results of data mining the Trans-Atlantic Exoplanet Survey (TrES). This sort of mining technique may be used for both characterizing stellar populations and for discovering rare and interesting binary systems. Of particular interest are the lower main-sequence stars, for which models underestimate their sizes by as much

as 20%. Progress in this area has been hampered by the small number of suitable M-dwarf binary systems with accurately determined stellar properties. Finding additional systems by mining Exoplanet Surveys may provide significant benefits for our understanding of such low-mass stars.[4]

Binary Examples for Photometry Method for Detecting Exoplanets:[6]



A Modern Method: FMA is one of the newly discovered exoplanets which is used in binary systems, and stands for Frequency Map Analyse. This is a method of obtaining a radio map of a binary system at different frequencies over a regular schedule which can be checked or discovered exoplanets found in the payments system. The method was introduced by in 2006 and requires a lot of more researches.[7]



Conclusions: According to our researches transit and photometers are most eligible methods for detecting exoplanets binary systems, meanwhile the photometer is more easier and accurate to use, But transit methods are relatively simple while it can be considered by Non Observatory telescopes, and even the new founds can use these methods for their practical and tentative works.

Acknowledgements: Mr. Atila Poro, president of the International Occultation Timing Association/ Middle East Section (IOTA/ME) and Alborz space science research center for their generous and continues and also their educative supports which had led us to some great results.

References:

1. Khalid Alsubai, *WIDE ANGLE SEARCH FOR EXTRASOLAR PLANETS BY THE TRANSIT METHOD*, A Thesis Submitted for the Degree of PhD at the University of St. Andrews.
2. F.T. O'Donvan, D. Charbonau, *TrES-3: A NEARBY, MASSIVE, TRANSITING HOT JUPITER IN A 31 HOUR ORBIT*, The Astrophysical Journal, Jul 2007
3. T. Peribulla, M. Vanko, *The Dwarf project: Eclipsing binaries – precise clocks to discover exoplanets*, Astron, Nachr
4. Gifford W.Marcy, *DETECTION OF EXTRASOLAR GIANT PLANETS*, Astrophys 1998
5. Hans- Jorg Deeg, *Photometric Detection of Extrasolar Planets by the Transit Method*
6. J. Devor, D. Charbonneau, *Using MECI to Eclipsing Binaries from Photometric Exoplanet Surveys*, Harvard, Semithsonian Center of Astrophysics.
7. D. Turrini, M. Barbieri. *Exoplanetary formation in S type binary star systems*, Mem, SA, IT. 2006



شناسایی مینی‌تاریکی‌های خورشیدی با استفاده از تصاویر فرابنفش دور

بازرگان، سمية^۱ علیپور راد، نسیمه^۱ صفری، حسین^۱

گروه فیزیک دانشگاه زنجان

چکیده

مینی‌تاریکی‌های فرابنفش دور عمادتاً در نواحی آرام در تابش‌های فرابنفش دور خورشید دیده می‌شوند. در این مقاله روشی خودکار (علیپور و همکاران ۲۰۱۲) برای آشکارسازی تاریکی‌های کوچک مقیاس در تصاویر اس‌دی او^۱ آی‌ای در طول موج ۱۷۳ آنگستروم با استفاده از گشتاورهای زرنیک^۲ و طبقه بنده کننده ماشین بردار پشتیبان^۳ ارائه داده شده است. سه ناحیه از تصاویر متوالی فرابنفش دور در تاریخ ۳ مارس ۲۰۱۰ با فاصله زمانی ۱۵۰ ثانیه انتخاب شده‌اند. نواحی مذکور در بخش‌های آرام، فعل و ناحیه‌ی دارای بخشی فعالیت تحلیل شده‌اند. باشمارش مینی‌تاریکی‌های مربوطه معین می‌شود که تعداد مینی‌تاریکی‌ها برای نواحی آرام بیش از نواحی فعل می‌باشد که با انتظار ما سازگار می‌باشد. علاوه بر آن سرعت مینی‌تاریکی‌ها با استفاده از تکنیک رشد ناحیه محاسبه می‌گردد.

مقدمه

مینی سی‌ام‌ای^۴ ها فوران‌های جرم تاجی در مقیاس کوچکتر هستند که اولین بار توسط هرمن و مارتین (۱۹۸۶) دیده شدند. این پدیده‌ها همانند سی‌ام‌ای دارای یک مرکز فوران، تاریکی و شبه موج پیشرونده می‌باشند. به نظر می‌رسد که آنها در محل اتصال ابردانه‌ها شکل می‌گیرند (اینس^۵ و همکارانش ۲۰۰۹) و همچنین با اتصالی خطوط میدان مغناطیسی علت اصلی انرژی این پدیده‌ها می‌باشد (پلادقیکوا^۶ و همکارانش ۲۰۱۰، اینس و همکارانش ۲۰۰۹). وانگ و همکارانش عمر ۵۰ دقیقه‌ای، سرعت ۱۳ کیلومتر بر ثانیه و گسترش فضایی ۲۰ ثانیه قوس را محتمل به فوران هسته دانستند. مینی‌تاریکی‌ها در لبه به دلیل تداخل خط دید و همچنین در نواحی فعل به سادگی رویت نمی‌شوند.

پلادقیکوا (۲۰۱۰) امواج پیشرو کوچک مقیاس تاج و ارتباط آنها با تاریکی‌ها در چندین فوران خورشیدی را مطالعه کرده است. خواص موج و تاریکی‌ها با استفاده از الگوریتم نیمه‌خودکار سازگار با روش‌های ارتقا یافته، برای سی‌ام‌ای‌ها استخراج شده‌اند (پلادقیکوا و برگمنز ۲۰۰۵). آنها نشان دادند که موج در مکان میکروشراوه^۷ ها رشد می‌کند و ظرف بیست دقیقه تا ۴۰۰۰۰ کیلومتر به سمت بالا گسترش می‌یابد. ناحیه تاریکی از لحظه اندازه دو مرتبه کوچکتر از رویدادهای بزرگ مقیاس است.

Mini Dimming^۸

Solar Dynamics Observatory(SDO)^۹

Zernike Moments^{۱۰}

Support Vector Machine^{۱۱}

Mini Coronal Mass Ejection^{۱۲}

Innes^{۱۳}

Podladchikova^{۱۴}

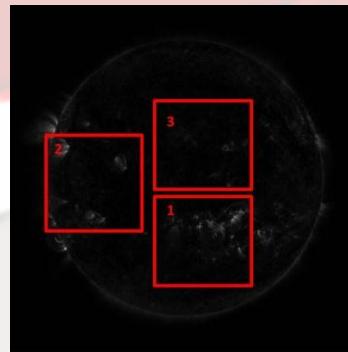
Micro Flare^{۱۵}



اینس (۲۰۰۹) تعداد ۱۴۰۰ رویداد در روز را برای تمام قرص خورشید با تشخیص چشمی در بازه‌ی زمانی ۲۴ ساعته تخمین زده است [۲]. هم اکنون رصدخانه دینامیکی خورشیدی مداری (اس‌دی‌او، ای‌آی‌ای) تصاویر قرص کامل خورشید را به وسیله صافی‌های فرابینفس و فرابینفس دور با فواصل زمانی یک تصویر در هر ثانیه ثبت می‌کند. اشواندن (۲۰۱۰) طرح کلی از تکنیک‌های پردازش تصاویر خورشیدی خودکار را مرور کرده است. یکی از این مدل‌ها در مرکز بینایی ماشین برای داده‌های اس‌دی‌او طراحی شده تا تاریکی‌های تاجی به صورت خودکار از تصاویر ای‌آی‌ای آشکار سازی و استخراج شوند (آتریل و ویلز دیوی ۲۰۱۰)، علیپور و همکارانش (۲۰۱۲) [۱]. در واقع می‌توان با روش‌های آماری آموزش ماشین به طبقه‌بندی رویدادهای مختلف پرداخت. پس از این دسته بندی و شناسایی خودکار، کمیت‌های فیزیکی، از جمله سرعت موج، توزیع اندازه‌ها ومثال آن قابل محاسبه می‌باشند.

تحلیل داده

برای مشاهده تاریکی‌های کوچک مقیاس از تصاویر فرابینفس دور ماهواره‌ی اس‌دی‌او در طول موج ۱۷۳ آنگستروم در تاریخ ۳ مارس ۲۰۱۰ استفاده می‌کنیم. تصاویر مورد استفاده در اینجا دارای آهنگ زمانی ۱۵۰ ثانیه و دقت فضایی ۶/۰. ثانیه قوسی است. تصاویر در هر روز نسبت به اولین تصویر تطبیق مختصات داده شده‌اند.



شکل ۱. تصویر قرص کامل خورشید از ماهواره‌ی اس‌دی‌او در طول موج ۱۷۳ آنگستروم. نواحی ۱، ۲، ۳ برای تشخیص ریز پرتاب‌های جرم تاجی انتخاب شده است.

مینی‌تاریکی‌ها

- در این مقاله از روش‌های زیر برای تشخیص مینی‌تاریکی‌ها استفاده می‌کنیم
۱. برای تعداد ۵۷۳ تصویر تصحیحات خطای ابزاری ^۹ و تطبیق مختصات انجام می‌گیرد. به منظور افزایش دقت و همچنین لزوم مربعی بودن محدوده انتخابی، اندازه‌ی تصاویر را از ۲۰۴۸ به ۱۰۲۴ تغییر می‌دهیم. در این صورت اندازه‌ی پیکسل‌ها دو برابر می‌شوند. سپس تصاویر فضای زمان از طریق میانگین‌گیری سه سلول در راستای y ایجاد می‌شود. [۳]
 ۲. اینس و همکاران (۲۰۰۹) نشان دادند که مینی‌تاریکی‌ها دارای گسترش فضایی ۴۰ ثانیه قوس و گسترش زمانی ۵۰ دقیقه هستند. بنابراین با شروع از $t=1$ و $x=1$ برای هر تصویر فضا



زمان به اندازه‌ی $\Delta x = 13$ و $\Delta t = 13$ را جدا کرده و کمترین مقدار شدت را در آن ناحیه

معلوم می‌کنیم. سپس گشتاور زرنیک ناحیه‌ی بزرگتری به مرکز کمترین مقدار شدت

$$\Delta x = 35 \text{ و } \Delta t = 35 \text{ را محاسبه می‌کنیم.}[2]$$

۳. گشتاور زرنیک تصاویر فضا زمان به عنوان ورودی به ماشین بردار پشتیبان آموزش داده شده

و برچسب‌هایی به هر داده‌ی خروجی داده شده که مشخص کننده‌ی نوع داده در سه کلاس

رویداد، غیر رویداد و شکیات می‌باشد(شکل ۴). رویدادهایی که در فاصله‌ی کمتر از

$$\Delta x = 17 \text{ و } \Delta y = 17 \text{ و زمان کمتر از } \Delta t = 10 \text{ از هم قرار دارند، به عنوان رویداد}$$

شناخته می‌شوند.(برای جزئیات بیشتر به علیپور و همکاران ۲۰۱۲ و علیپور، صفری ۲۰۱۲

مراجعةه شود). برای سه ناحیه‌ی انتخاب شده (شکل ۱) مراحل ۱ تا ۳ انجام شده است. نتایج

به صورت زیر می‌باشند:

در ناحیه‌ی ۱ که ناحیه‌ی فعال می‌باشد، تعداد ۵۳۸ رویداد توسط الگوریتم شناخته شده است. ناحیه‌ی ۲ مربوط به

تعدادی پدیده و ناحیه‌ی ۳ مربوط به ناحیه‌ی آرام می‌باشد که به ترتیب دارای تعداد ۶۸۰ و ۷۲۳ رویداد هستند. در

شکل ۲ نمونه‌هایی از رویداد و در شکل ۳ نمونه‌ای از غیر رویداد و شکیات نشان داده شده است. در ادامه سرعت

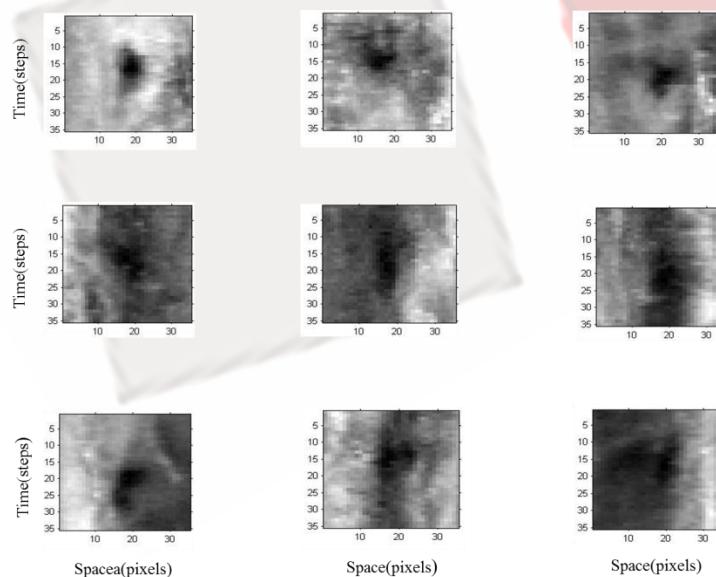
ریز تاریکی‌ها با استفاده از الگوریتم رشد ناحیه^{۱۰} برای رویدادها انجام شده است. (برای توضیحات کامل به علیپور،

صفری و اینس ۲۰۱۲ مراجعة شود). [۱]

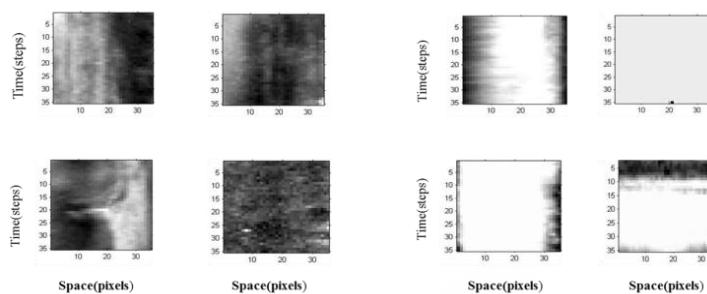
محدوده‌ی سرعت‌ها در بازه‌ی ۴ تا ۵۰ کیلومتر بر ثانیه تخمین زده شده است. در شکل ۴ سرعت ۸ کیلومتر بر ثانیه

برای رویداد اول و سرعت $4/8$ کیلومتر بر ثانیه و ۱۰ کیلومتر بر ثانیه به ترتیب برای رویداد دوم و رویداد سوم به

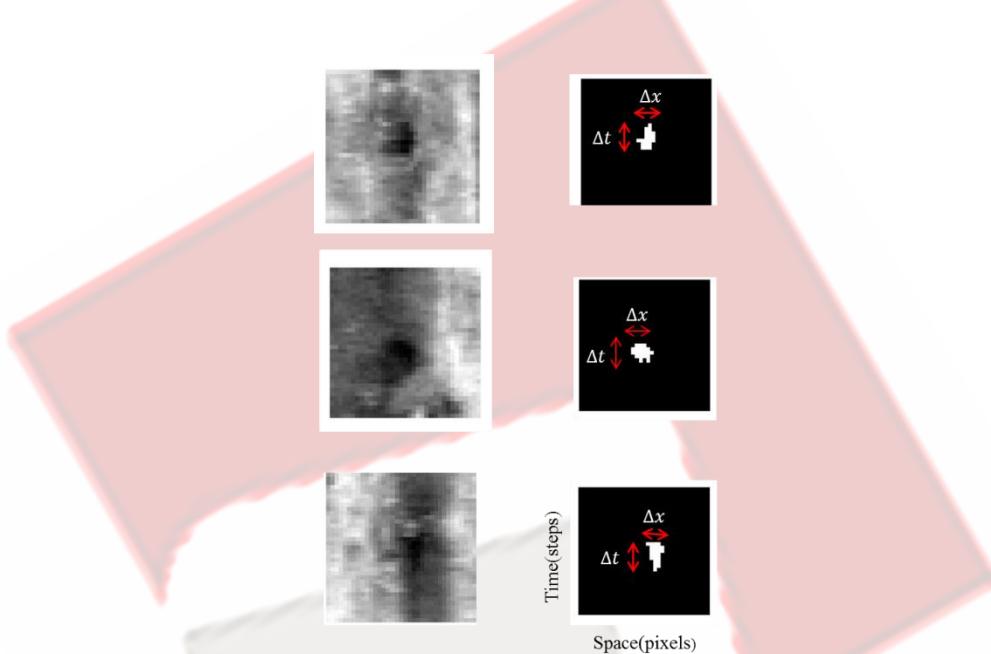
دست آمده است.



شکل ۲. نمونه‌ای از رویدادهای مشاهده شده در تصاویر فضا زمان



شکل ۳. نمونه‌ای از غیر رویدادها(سمت راست) و شکیات(سمت چپ) در تصاویر فضا زمان



شکل ۴. تعیین سرعت مینی تاریکی ها با استفاده از تکنیک رشد ناحیه

نتیجه گیری

ریز پرتتاب‌های جرم تاجی با تکیه بر روش خودکار علیپور، صفری و اینس (۲۰۱۲) در طول موج ۱۷۳ آنگستروم از داده‌های ماهواره اس‌دی او مشاهده و شناسایی شده‌اند. به دلیل وجود روش‌نایابی در ناحیه‌ی فعال، انتظار می‌رود که تعداد مینی‌تاریکی‌ها در نواحی آرام بیش از نواحی فعال باشند که با نتایج به دست آمده مطابقت دارد. همچنین سرعت مینی‌تاریکی‌ها در محدوده‌ی ۴ تا ۵۰ کیلومتر بر ثانیه به دست آمده است که سازگاری خوبی با نتایج پیشین دارد.

مرجع‌ها

1. N Alipour, H Safari, and D. E Innes, *Astrophys. J.* ۷۴۶ (۲۰۱۲) ۱۲.
2. D E Innes, A Genetelli, and R Ettie, et all, *Astron. Astrophys.* ۴۹۵ (۲۰۰۹) ۳۱۹.
3. N Alipour, H Safari, *Iranian Journal of Physics Research*, ۲۰۱۲, ۱۲(۱), ۲۹.



محاسبه‌ی خصوصیات ساختاری ستاره‌ی کوارکی پلاریزه‌ی داغ در حضور میدان مغناطیسی قوی با استفاده از ثابت کیسه‌ای وابسته به چگالی

بردبار، غلامحسین^۱ علیزاده، زهراء^۱

^۱بخش فیزیک دانشگاه شیراز

^۲مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

چکیده

در این تحقیق، خصوصیات ستاره‌ی کوارکی پلاریزه‌ی داغ را در حضور میدان مغناطیسی قوی با استفاده از مدل کیسه‌ای MIT و به کمک ثابت وابسته به چگالی بررسی کردند. و به محاسبه‌ی چگالی انرژی و معادله‌ی حالت ماده‌ی کوارکی در دماهای مختلف پرداخته‌اند. نتایج حاصل بیانگر آن است که جرم ستاره‌ی کوارکی با افزایش دما کاهش می‌یابد، و جرم ماکزیمم محاسبه شده با ثابت کیسه وابسته به چگالی کمتر از جرم محاسبه شده با ثابت غیر وابسته به چگالی می‌باشد.

مقدمه

اگر بعد از انفجار ابرنواختری نوع II در مرحله‌ی *proto-neutron*، چگالی و دما به اندازه‌ی کافی بالا باشد (بعد از $T = 30 \text{ MeV}$)، پروتون‌ها و نوترون‌ها تحت فشار و دمای بالا به اجزای تشکیل دهنده‌ی خود یعنی کوارک‌ها تجزیه می‌شوند و یک ستاره‌ی کوارکی خالص مستقیماً متولد می‌شود [۱، ۲]. ستاره‌های فشرده از جمله ستاره‌های نوترونی، پالسارها و ستاره‌های کوارکی میدان‌های مغناطیسی قوی در حدود $G_{10}^{15} - G_{10}^{19}$ دارند [۳]. در این مقاله، ستاره‌ی کوارکی را متشکل از ماده‌ی کوارکی شامل کوارک‌های u، d و s با اسپین‌های بالا و پایین در نظر می‌گیریم، و با استفاده از معادلات تولمن-اوپنهایمر-ولکوف (TOV) به محاسبه‌ی ساختار این ستاره می‌پردازیم.

محاسبه‌ی انرژی و ساختار ستاره‌ی کوارکی پلاریزه‌ی داغ در حضور میدان مغناطیسی

در اینجا از مدل کیسه‌ای MIT استفاده می‌کنیم [۴، ۵] که در آن کوارک‌ها به عنوان گاز فرمی آزاد درون

کیسه‌ای با فشار B_{bag} (ثبت کیسه) در نظر گرفته می‌شوند. انرژی واحد حجم برای ماده‌ی کوارکی ϵ_{tot} کوارک‌های آزاد به اضافه‌ی ثابت کیسه می‌باشد. اخیراً برای همخوانی با داده‌های آزمایشگاه CERN یک شکل وابسته

به چگالی برای B_{bag} در نظر گرفته شده است [۶، ۷، ۸].

$$B_{\text{bag}}(n) = B_{\infty} + (B_0 - B_{\infty}) e^{-\beta(n/n_0)^2} \quad (1)$$

در این معادله $B_0 = 400 \text{ MeV / fm}^3$ یا $B_0 = 200 \text{ MeV / fm}^3$ می‌باشد. همچنین

$$\beta = n_0^{-3} = 0.17 \text{ fm}^{-3}$$

برای بدست آوردن معادله حالت ستاره کوارکی در حضور میدان مغناطیسی باید ابتدا به محاسبه‌ی انرژی آن پردازیم. انرژی کل ماده‌ی کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی و از روش کیسه‌ای MIT به صورت زیر می‌باشد،



$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_u + \varepsilon_d + \varepsilon_s + \varepsilon_M + B_{bag} \quad (2)$$

که در آن ε_i چگالی انرژی جنبشی کوارک‌های آزاد می‌باشد

$$\varepsilon_i = \sum_{p=\pm} \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty (m_i^2 c^4 + k^{(p)} c^2)^{1/2} f(n_i, k^{(p)}, T) k^2 dk \quad (3)$$

در رابطه فوق $f(n_i, k^{(p)}, T)$ تابع توزیع فرمی دبراک می‌باشد. انرژی مغناطیسی (ε_M) ماده‌ی کوارکی پلاریزه به صورت زیر بدست می‌آید

$$E_M = - \sum_{i=u,d,s} M_z^{(i)} B \quad (4)$$

که $M_z^{(i)}$ مغناطش سیستمی مشکل از ذرات نوع i می‌باشد. N_i و μ_i به ترتیب تعداد و گشتاور مغناطیسی کوارک i می‌باشند و $n_i^+ - n_i^- / n_i^+ + n_i^-$ پارامتر قطبش می‌باشد. پس از محاسبه‌ی انرژی کل ماده‌ی کوارکی پلاریزه در دمای معین، می‌توان دیگر خصوصیات ترمودینامیکی سیستم را نیز محاسبه کرد. آنتروپی این سیستم از رابطه‌ی زیر قابل محاسبه است

$$S = \sum_{i=u,s,d} S_i \quad (5)$$

که در این رابطه S_i آنتروپی ذره‌ی i می‌باشد

حال انرژی آزاد هلمهولتز نیز به صورت زیر خواهد بود

$$F = E - TS \quad (14)$$

و در نهایت معادله‌ی حالت سیستم به صورت زیر می‌توان از روی انرژی آزاد بدست آورد،

$$P(n, T) = \sum_i (n_i \frac{\partial F_i}{\partial n_i} - F_i) \quad (7)$$

ساختار ستاره‌ی کوارکی با معادله‌ی TOV تعیین می‌شود، بنابراین با داشتن معادله‌ی حالت، می‌توانیم از معادله‌ی انتگرال بگیریم و رابطه‌ی جرم-شعاع را بیابیم [۲]،

$$\frac{dP}{dr} = -G \left(\frac{\varepsilon(r)m(r)}{r^2} \right) \left(1 + \frac{P(r)}{c^2 \varepsilon(r)} \right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{m(r)c^2} \right) / \left(1 - \frac{2Gm(r)}{c^2} \right) \quad (8)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r) \quad (9)$$

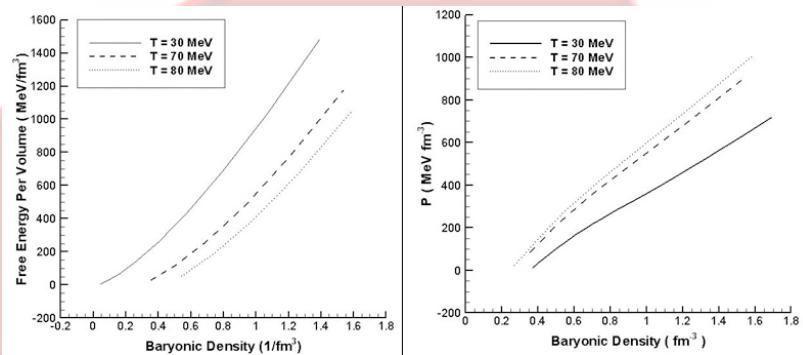


در این معادلات P فشار بر حسب $\text{dyne} / \text{cm}^2$ ، E چگالی انرژی بر حسب gr / cm^3 و G ثابت گرانشی نیوتن و $m(r)$ جرم داخل شعاع r از ستاره است.

نتایج و بحث

در این بخش به بررسی نتایج به دست آمده برای سیستم مورد نظر می‌پردازیم. در شکل ۱-الف، چگالی انرژی کل را به عنوان تابعی از چگالی برای ماده‌ی کوارکی پلاریزه با ثابت کیسه‌ی وابسته به چگالی در حضور میدان مغناطیسی

$B = 5 \times 10^{18} \text{ G}$ در دماهای مختلف رسم کردایم. می‌بینیم که با افزایش چگالی سیستم، چگالی انرژی کل روندی افزایشی دارد و در یک چگالی ثابت، با افزایش دما انرژی سیستم کاهش می‌یابد. در شکل ۱-ب، نمودار معادله‌ی حالت ماده‌ی کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی به صورت تابعی از چگالی سیستم را رسم نموده‌ایم. می‌بینیم که در یک چگالی ثابت، با افزایش دما فشار سیستم نیز افزایش می‌یابد، و در دماهای بالاتر معادله‌ی حالت ماده‌ی کوارکی سخت‌تر می‌شود.



شکل ۱-الف-سمت چپ): چگالی انرژی آزاد به صورت تابعی از چگالی سیستم در میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} \text{ G}$

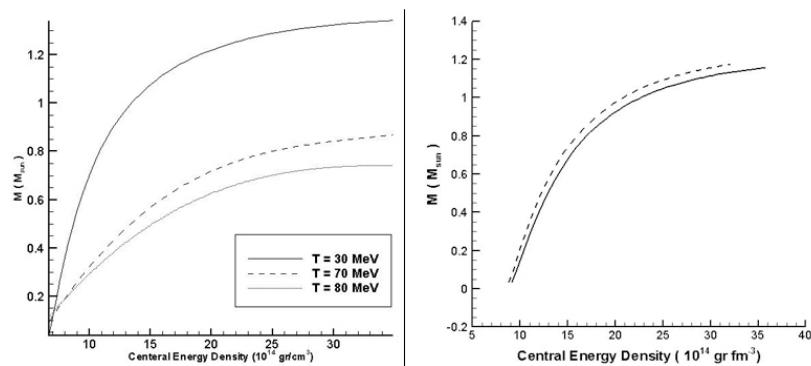
(ب-سمت راست): معادله‌ی حالت به صورت تابعی از چگالی سیستم در میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} \text{ G}$.

در شکل ۲-الف، نمودار جرم گرانشی را بر حسب چگالی انرژی نشان داده‌ایم. دیده می‌شود که با افزایش چگالی انرژی، جرم ستاره نیز افزایش می‌یابد تا به یک مقدار حدی می‌رسد، که این مقدار حدی همان جرم ماکزیمم ستاره است. می‌بینیم که این مقدار برای ستاره‌های دمای بالاتر، کوچکتر است. در شکل ۲-ب جرم ستاره بر حسب چگالی

انرژی را در دمای $T=30 \text{ MeV}$ و میدان مغناطیسی $G = 5 \times 10^{18} \text{ G}$ ، از ثابت وابسته به چگالی (خطوط تیره رنگ)

و بر اساس ثابت $B_{\text{bag}} = 90 \text{ MeV} / \text{fm}^3$ (خطوط خط چین) [۹]، برای مقایسه آورده‌ایم. همان‌طور که می‌بینیم

جرم ماکزیمم بدست آمده از ثابت وابسته به چگالی کمتر از جرم نتیجه شده از ثابت $B_{\text{bag}} = 90 \text{ MeV} / \text{fm}^3$ می‌باشد.



شکل ۲-(الف-سمت چپ): جرم ستاره بر حسب چگالی انرژی. (ب-سمت راست): جرم ستاره بر حسب چگالی انرژی در دمای

$B_{\text{bag}}^3 = 90 \text{ MeV fm}^{18}$ و میدان مغناطیسی $G = 5 \times 10^5$ از ثابت وابسته به چگالی(خطوط تیره رنگ) و ثابت (خطوط خط چین).

مرجع‌ها

- [۱] M. Parkash and J. M. Lattimer, *astro-ph/0405262v1, Science* **304**, 536-542 (2004).
- [۲] J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
- [۳] P. Haensel, J. L. Zdunik, and R. Schaffer, *Astro-Phys.* **160**, 121 (1986).
- [۴] A. Peshier, B. Kampfer, and G. Soff, *Phys. Rev. C* **61**, 045203 (2003).
- [۵] M. Alford, M. Braby, M. Paris, and S. Reddy, *Astrophys. J.* **629**, 969 (2005).
- [۶] U. Heinz and M. Jacobs, *nucl-th/0002042*; U. Heinz, *Nucl. Phys. A* **685**, 414 (2001).
- [۷] M. Bejger, P. Haensel and J. L. Zdunik, *astro-ph/0502348*.
- [۸] S. Ray, J. Dey, M. Day, K. Ray and B. C. Samanta, *Astron. Astrophys. Lett.* **364**, 89 (2000).
- [۹] G. H. Bordbar, F. Kayanikhoo and H. Bahri, *Iranian J. Sci. Tech.* (2013) in press.



بررسی خصوصیات ماده نوترونی مغناطیده در دمای معین

بردبار، غلامحسین^۱ رضایی، زینب^۲

^۱بخش فیزیک دانشگاه شیراز

^۲مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

چکیده

هدف اصلی در این تحقیق، بررسی خواص مغناطیسی ماده نوترونی داغ در حضور میدان مغناطیسی قوی می‌باشد. با بکارگیری پتانسیل AV_{18} و استفاده از روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید در دمای معین، انرژی آزاد، پارامتر قطبش اسپینی و جرم موثر نوترونها مغناطیده داغ محاسبه شده‌اند. نتایج حاصل بیانگر آن است که میدانهای مغناطیسی قوی منجر به شکست تتمارن در انرژی آزاد سیستم شده و جرم موثر نوترونها مغناطیده را تحت تأثیر قرار می‌دهد.

مقدمه

بر طبق مدل ابرنواختر، پس از فرو ریزش گرانشی هسته ستاره و پرتاب لایه‌های بیرونی، یک ستاره پروتون‌نوترونی متولد می‌شود [۱]. در حين تشکیل ستاره پروتون‌نوترونی، سیستم به دمای حدود $20-50 \text{ MeV}$ دست می‌یابد [۲]. همچنین این ستاره دارای میدانهای مغناطیسی بسیار قوی بوده که به احتمال زیاد از تراکم شار مغناطیسی بر جا مانده از ستاره مولد سرچشم می‌گیرد [۳]. به وسیله مقایسه منحنیهای سرد شدن ستاره نوترونی با نتایج مشاهداتی، یوان و همکاران میدان مغناطیسی ستاره نوترونی را از مرتبه $10^{19} G$ به دست آورند [۴].

دمای بالا و میدانهای مغناطیسی بسیار قوی در داخل یک ستاره نوترونی می‌تواند تأثیرات مهمی بر ویژگیهای این ستاره داشته باشد. از سوی دیگر با توجه به آنکه بیش از ۹۰٪ ماده تشکیل دهنده ستاره نوترونی، نوترونها هستند می‌توان ماده ستاره نوترونی را به صورت یک ماده نوترونی تقریب زد. بنابراین بررسی ماده نوترونی داغ در حضور میدان مغناطیسی قوی بسیار مورد توجه می‌باشد. در تحقیقات به عمل آمده توسط گروه حاضر، خواص ترمودینامیکی ماده نوترونی پلاریزه [۵]، ماده هسته ای متقارن پلاریزه [۶] و ماده هسته ای نامتقارن پلاریزه [۷] در دمای معین در غیاب میدان مغناطیسی محاسبه گردیده‌اند. همچنین ویژگیهای ماده نوترونی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی قوی در دمای صفر [۸] با استفاده از روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید (LOCV) و بهره گیری از پتانسیل AV_{18} بررسی شده‌اند. در تحقیق حاضر، با استفاده از روش LOCV و پتانسیل AV_{18} به بررسی ویژگیهای ماده نوترونی مغناطیده در دمای معین می‌پردازیم.

روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید در محاسبه انرژی آزاد ماده نوترونی مغناطیده در دمای معین

سیستم ماده نوترونی پلاریزه همگنی متشکل از نوترونها با اسپین-بالا (+) و اسپین-پایین (-) را در دمای معین تحت تأثیر میدان مغناطیسی یکنواخت $B = B\hat{k}$ در نظر می‌گیریم. چگالی تعداد نوترونها اسپین-بالا و اسپین-پایین را به ترتیب با ρ^+ و ρ^- نشان می‌دهیم و پارامتر قطبش اسپینی (δ) را به صورت زیر تعریف می‌کنیم



$$\delta = \frac{\rho^+ - \rho^-}{\rho} \quad (1)$$

به طوریکه $-1 \leq \delta \leq 1$ بوده و $\rho = \rho^+ + \rho^-$ چگالی کل سیستم می باشد. چگالی مغناطش ماده نوترونی را نیز به صورت $m = \mu_n \delta \rho$ تعریف می کنیم. جهت محاسبه انرژی این سیستم با استفاده از روش LOCV به صورت زیر عمل می نماییم: در ابتداتابع موج بس ذره ای آزمایشی را به فرم زیر در نظر می گیریم

$$\psi = F\phi. \quad (2)$$

در رابطه بالا ϕ تابع موج حالت پایه N نوترون بدون برهمکنش و F تابع همبستگی N-ذره ای مناسب می باشد. در تقریب جاسترو [۹]، تابع F به صورت زیر در نظر گرفته می شود

$$F = S \prod_{i>j} f(ij), \quad (3)$$

که در آن S عملگری متقارن کننده می باشد. بسط خوشه ای تابعی انرژی این سیستم تا جمله دو-جسمی به صورت زیر خواهد بود

$$E([f]) = E_1 + E_2. \quad (4)$$

در رابطه بالا انرژی تک-جسمی E_1 با رابطه زیر داده می شود

$$E_1 = -\mu_n B \delta + \sum_{i=+, -} \sum_k \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)}). \quad (5)$$

در این رابطه $\mu_n = -1.9130427$ ممان مغناطیسی نوترون (در واحد مگنtron هسته ای) می باشد. همچنین $\bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)}) = \frac{1}{e^{\beta[\bar{\varepsilon}_i(k, T, B, \rho^{(i)}) - \bar{\mu}_i(T, B, \rho^{(i)})]} + 1}$ تابع توزیع فرمی-دیراک، $\bar{\varepsilon}_i$ انرژی تک ذره ای نوترون و $\bar{\mu}_i$ پتانسیل شیمیابی نوترونی با مومتوом k و اسپین 1 در حضور میدان مغناطیسی است. انرژی تک ذره ای در حضور میدان مغناطیسی را می توان به صورت تقریبی بر حسب جرم موثر نوترون به صورت زیر نوشت

$$\bar{\varepsilon}_i(k, T, B, \rho^{(i)}) = \begin{cases} \frac{\hbar^2 k^2}{2m_+(T, \rho)} - \mu_n B + U_+(T, \rho^{(+)}) \\ \frac{\hbar^2 k^2}{2m_-(T, \rho)} + \mu_n B + U_-(T, \rho^{(-)}) \end{cases} \quad (6)$$

در واقع در اینجا از تقریبی مربعی برای پتانسیل تک ذره ای در انرژی تک ذره ای به صورت جرم موثر مستقل از مومتووم استفاده می کنیم. $(U_+(T, \rho^{(+)}) - U_-(T, \rho^{(-)}))$ پتانسیل تک ذره ای مستقل از مومتووم می باشد. جرم موثر، $m_i^*(T, \rho)$ به صورت وردشی مشخص می شود. پتانسیل شیمیابی نیز با اعمال قید زیر به دست می آید

$$\sum_k \bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)}) = N^{(i)} \quad (7)$$

انرژی دو-جسمی E_2 عبارت است از

$$E_2 = \frac{1}{2N} \sum_{ij} \langle ij | \nu(12) | ij - ji \rangle, \quad (8)$$

که در این رابطه داریم



$$\nu(12) = -\frac{\hbar^2}{2m} [f(12), [\nabla_{12}^2, f(12)]] + f(12)V(12)f(12). \quad (9)$$

در معادله بالا، $f(12)$ و $V(12)$ به ترتیب تابع همبستگی دو-جسمی و پتانسیل هسته ای می باشند. در این محاسبات پتانسیل دو-جسمی AV_{18} را برای محاسبه انرژی به کار می بریم. با استفاده از تابع همبستگی دو-جسمی و پتانسیل AV_{18} می توان انرژی دو-جسمی را با محاسبات جبری به دست آورد.

اکنون انرژی دو-جسمی را با وردش توابع $f^{(k)}$ و با توجه به قید بهنگارش مورد استفاده در روش LCOV [۱۰]، کمینه می نماییم. با کمینه نمودن انرژی دو-جسمی، مجموعه ای از معادلات دیفرانسیلی جفت شده و غیر جفت شده اولر-لاگرانژ حاصل خواهد شد. با حل این معادلات، توابع همبستگی برای محاسبه انرژی دو-جسمی به دست خواهد آمد. در گام بعد تابع انرژی آزاد ماده نوترونی داغ بر واحد ذره را با استفاده از رابطه زیر به دست می آوریم

$$F(\rho, T, B) = E(\rho, T, B) - TS(\rho, T, B). \quad (10)$$

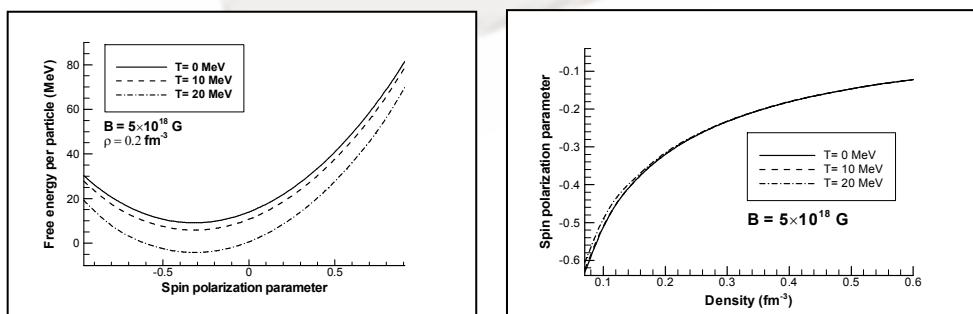
که در آن آنتروپی بر واحد ذره با رابطه زیر داده می شود

(11)

$$S(\rho, T, B) = -\frac{1}{N} \sum_{i=+, -} \sum_k \{ [1 - \bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)})] \ln[1 - \bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)})] \\ + \bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)}) \ln[\bar{n}_i(k, T, B, \rho^{(i)})] \}.$$

نتایج و بحث

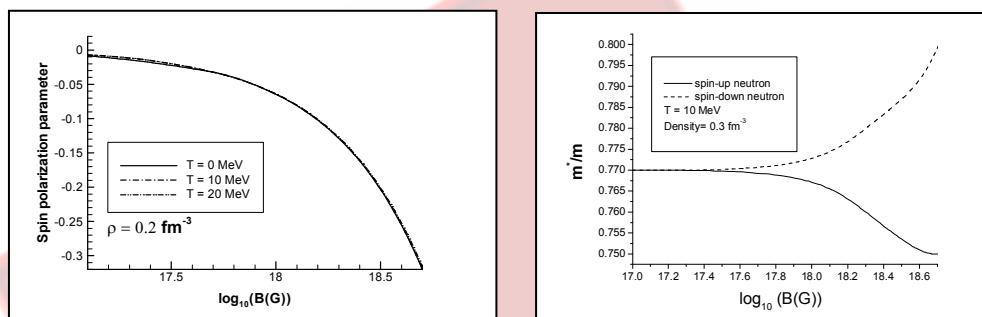
در این بخش به بررسی نتایج به دست آمده برای سیستم مورد نظر می پردازیم [۱۱]. شکل ۱-الف، انرژی آزاد بر واحد ذره ماده نوترونی را بر حسب پارامتر قطبش اسپینی نمایش می دهد. این شکل بیان می کند که در حضور میدان مغناطیسی، انرژی آزاد تابعی متقارن از پارامتر قطبش اسپینی نبوده و حالت تعادلی سیستم دارای قطبش اسپینی خالصی است. شکل ۱-ب، مقدار تعادلی پارامتر قطبش اسپینی را بر حسب چگالی نشان می دهد. از این شکل پیداست که در چگالیهای پایین ($\rho \leq 0.2 \text{ fm}^{-3}$)، بزرگی پارامتر قطبش اسپینی با افزایش دما کاهش می یابد. با این وجود، در چگالیهای بالاتر، مقادیر مربوط به پارامتر قطبش اسپینی در دمای معین تقریبا همانند مقدار این کمیت در دمای صفر است. این امر به دلیل نظم بیشتر سیستم در چگالیهای بالاست.



شکل ۱-(الف-سمت چپ): انرژی آزاد بر واحد ذره بر حسب پارامتر قطبش اسپینی. (ب-سمت راست): پارامتر قطبش اسپینی تعادلی به صورت تابعی از چگالی.



در شکل ۲-الف، پارامتر قطبش اسپینی تعادلی به صورت تابعی از میدان مغناطیسی نمایش داده شده است. در هر دما، بزرگی پارامتر قطبش اسپینی با افزایش میدان مغناطیسی رشد می نماید. محاسبات حاضر نشان می دهند که در میدانهای مغناطیسی قوی، تأثیر دما بر سیستم پراهمیت تر است. شکل ۲-ب مقدار جرم موثر نوترونهای اسپین-بالا و اسپین-پایین متناظر با حالت تعادل سیستم را به صورت تابعی از میدان مغناطیسی نشان می دهد. در میدانهای مغناطیسی کم، جرم موثر نوترونهای اسپین-بالا و اسپین-پایین تقریبا با هم برابر می باشند؛ زیرا در $\delta \approx 0$ ، جرم موثر این ذرات دارای مقادیری برابر هستند. از این شکل واضح است که جرم موثر نوترونهای اسپین-بالا (اسپین-پایین) با افزایش میدان مغناطیسی کاهش (افزایش) می یابد. از مقایسه شکل ۲-الف و شکل ۲-ب می توان دید که جابه جایی در جرم به خاطر قطبش ماده نوترونی است.



شکل ۲-(الف-سمت چپ): وابستگی پارامتر قطبش اسپینی تعادلی به میدان مغناطیسی. (ب-سمت راست): وابستگی جرم موثر نوترون در حالت تعادل سیستم به میدان مغناطیسی.

نتیجه گیری

در این مقاله، خواص مغناطیسی ماده نوترونی مغناطیده در دمای معین به دست آمده است. محاسبات نشان می دهند که در حضور میدان مغناطیسی قوی، تابع انرژی آزاد تابعی متقابن از پارامتر قطبش اسپینی نیست و سیستم به صورت ماکروسکوپی مغناطیده می باشد. با افزایش چگالی و دما، بزرگی پارامتر قطبش اسپینی تعادلی کاهش می یابد. همچنین نتایج بیانگر آن است که جرم موثر نوترونهای اسپین-بالا و اسپین-پایین در میدانهای مغناطیسی قوی دارای مقادیر متفاوتی است.

مرجع ها

- [۱] P. Haensel, A. Y. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*, (Springer Science, 2007).
- [۲] Camenzind, *Compact Objects in Astrophysics: White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes* (Springer, Verlag Berlin Heidelberg, 2007).
- [۳] A. Reisenegger, *Astron. Nachr.* **328**, 1173 (2007).
- [۴] Y. F. Yuan and J. L. Zhang , *Astron. Astrophys.* **335**, 969 (1998).
- [۵] G. H. Bordbar and M. Bigdeli, *Phys. Rev. C* **78**, 054315 (2008).
- [۶] M. Bigdeli, G. H. Bordbar and Z. Rezaei, *Phys. Rev. C* **80**, 034310 (2009).
- [۷] M. Bigdeli, G. H. Bordbar and A. Poostforush, *Phys. Rev. C* **82**, 034309 (2010).
- [۸] G. H. Bordbar, Z. Rezaei and A. Montakhab , *Phys. Rev. C* **83**, 044310 (2011).
- [۹] J. C. Owen, R. F. Bishop, and J. M. Irvine, *Nucl. Phys. A* **277**, 45 (1977).
- [۱۰] G. H. Bordbar and M. Modarres, *Phys. Rev. C* **57**, 714 (1998).
- [۱۱] G. H. Bordbar and Z. Rezaei, *Phys. Lett. B* **718**, 1125 (2013).



تخمین سطح موثر آرایه ۲۰ تایی آشکارساز بهمن هوایی شریف با روش مونت کارلو

بلوری، ام البنین؛ پورمحمد، داود

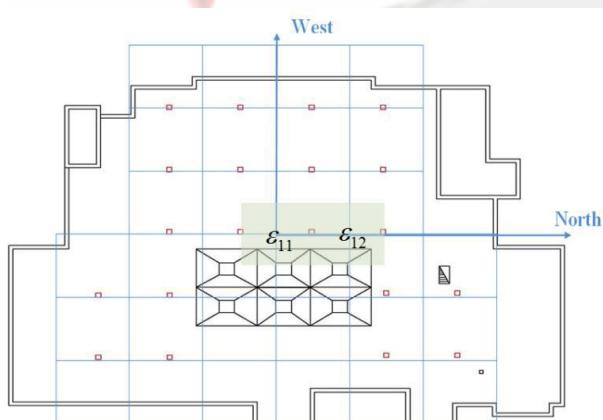
گروه فیزیک، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی(ره)، قزوین

چکیده

برای تخمین سطح موثر آرایه‌ی جدید ۲۰ تایی دانشگاه صنعتی شریف، با روش شبیه سازی مونت کارلو، بهمن‌های گستردۀ هویی ناشی از پرتوهای گاما و پروتون در انرژیهای 10^5 ، 10^6 و 10^7 گیگا الکترون ولت، را شبیه‌سازی کردیم. برخورد این بهمنها از جهت‌های مختلف به آرایه شبیه‌سازی شد. با اعمال شرط راهاندازی نیمی از آشکارسازها توسط هر بهمن سطح موثر برای آن بهمن به دست آمد. با تحلیل آماری نتایج، وابستگی سطح موثر آرایه به جهت و انرژی بهمنها به دست آمد.

مقدمه

با ورود پرتوهای کیهانی و پرتوهای گامای پرانرژی ($E \geq 10 \text{ GeV}$) به جو زمین، زنجیرهای از اندرکنشهای الکترومغناطیسی و هادرولی منجر به تولید بهمنی از ذرات باردار می‌شود. به کمک آرایه‌ای از آشکارسازهای مستقر روی سطح زمین این بهمن‌ها آشکارسازی می‌شوند. حتی اگر امتداد مسیر ذرهٔ موولد بهمن از درون آرایه عبور نکند، امکان دارد بخشی از ذرات ثانویه بهمن به آرایه برخورد کنند. برای اندازه‌گیری شار پرتوهای اولیه، لازم است تعداد پرتوهای کیهانی که در واحد زمان به واحد سطح بالای جو زمین وارد می‌شوند را بدانیم. لذا باید سطح موثر که بهمنهایی که محور آنها با عبور از آن سطح توسط آرایه آشکارسازی می‌شوند تخمین زده شود. محاسبه سطح موثر



شکل ۱: چیدمان پیشنهادی آرایه ۲۰ تایی بر روی بام‌ی کسی از ساختمانهای دانشگاه صنعتی شریف. مربعهای کوچک آشکارسازها هستند.^[۱]

هر آرایه برای تعیین شار پرتوهای اولیه آشکارشده لازم است. آرایه‌ای شامل ۲۰ آشکارساز سوسوزن پلاستیکی $5 \times 5 / 5 \times 5$ متر مربعی در دانشگاه صنعتی شریف در حال ساخت است^[۱]، و لازم است محاسباتی برای تعیین سطح موثر آن انجام شود. در این مقاله تخمینی از سطح موثر این آرایه و وابستگی آن به پارامترهایی همچون جهت، انرژی و نوع ذره کیهانی با روش شبیه سازی مونت کارلو ارائه شده است.

روش شبیه سازی و محاسبه

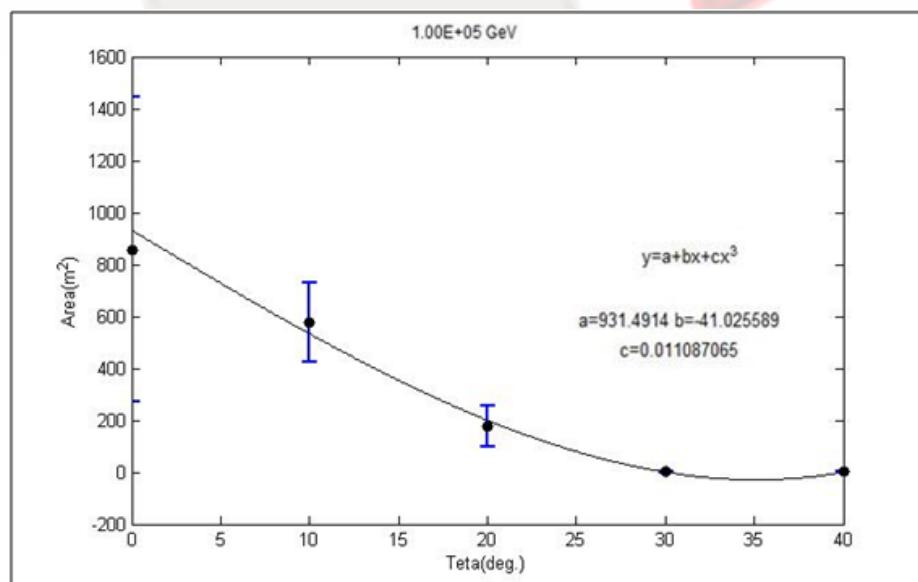
برای شبیه سازی بهمنها از برنامه‌ی کورسیکا نسخه‌ی ۶/۹۶ استفاده شد^[۲]. ده هزار بهمن ناشی از ذرات اولیه شامل پروتون و فوتون با انرژیهای 10^5 ، 10^6 و 10^7 گیگا الکترون ولت، که از زوایای سرسویی صفر تا 50° درجه (با فواصل 10° درجه) وارد جو می‌شدند تولید شد. سپس برای هر بهمن، برخورد ذرات ثانویه با آرایه شبیه سازی شد. در



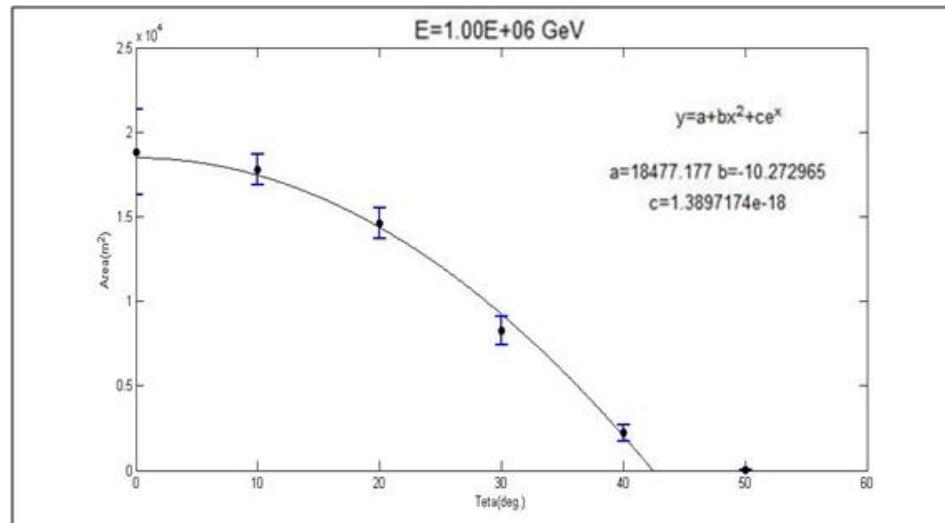
این شبیه‌سازیها فرض شد که عبور هر الکترون یا موئونی که انرژی بیش از انرژی آستانه آشکارساز دارد توسط آن ثبت می‌شود. احتمال تولید زوج توسط فوتونهای ثانویه در داخل آشکارساز نیز لحاظ شد. همچنین فرض شد با ثبت عبور ذره در حداقل ۱۰ تا از ۲۰ آشکارساز، یک بهمن مشاهده شده است (شرط راهاندازی آرایه). با تکرار شبیه‌سازیها، بهمن‌های فرضی به مکان‌های مختلف در اطراف آرایه برخورد کردند. برای این منظور سطحی به اندازه $1000 \times 1000 \text{ متر}^2$ در نظر گرفته شد که در آن سلولهای $5 \times 5 \text{ متر}^2$ مرتبه وجود دارند. هر بهمن در مرکز این سطح فرود می‌آید و برنامه‌ای تعداد ذرات قابل آشکارسازی ورودی به هر سلول را می‌شمارد. سپس برنامه حالت‌های مختلفی که می‌توان ۲۰ سلول را مطابق چیدمان آرایه‌ی آشکارسازهای شریف ترتیب داد بررسی می‌کند و در هر حالت اگر شرط راهاندازی، یعنی عبور ذره از حداقل ۱۰ آشکارساز رخ داده باشد آن را به عنوان یک حالت قابل آشکارسازی ثبت می‌کند. نسبت تعداد حالت‌های قابل آشکارسازی به تعداد کل حالت‌های قرار گیری آرایه در این شبکه، برابر با نسبت مساحت موثر آرایه به مساحت کل شبکه خواهد بود. در محدوده انرژی بهمن‌هایی که در این پژوهش بررسی شده‌اند، شعاع بهمن کمتر از 350 متر است [۳]. لذا محدوده فرض شده در محاسبات ما (شعاع 500 متر از مرکز بهمن) کاملاً مناسب است.

نتایج و بحث

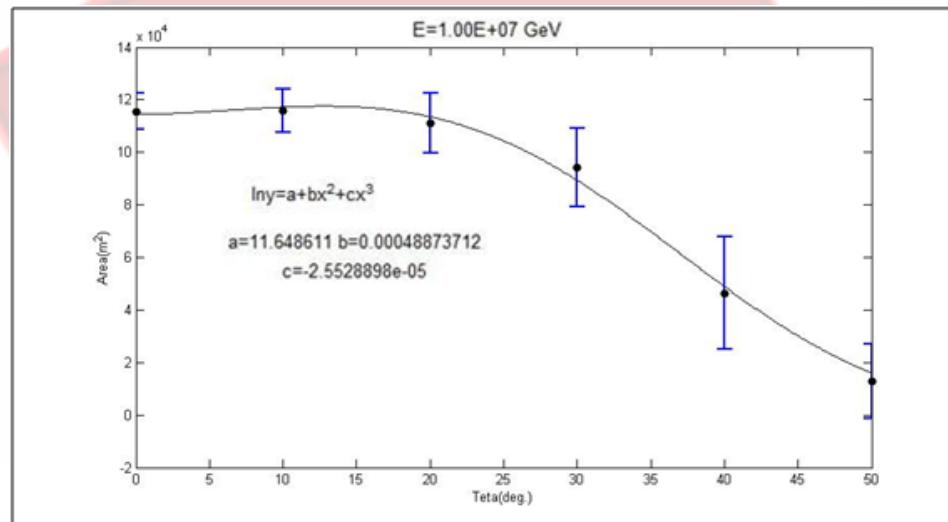
در نمودارهای ۲ تا ۴ تغییرات سطح موثر آرایه نسبت به تغییر زاویه سرسوئی فرود پرتو اولیه برای بهمن‌های ناشی از فوتونهای گاما با انرژیهای مختلف نشان داده شده‌اند. همان طور که از این نمودارها مشخص است، سطح موثر آرایه در انرژی 10^5 GeV برای بهمن‌هایی که از زوایای سرسوئی بزرگتر از 30° درجه بیایند به صفر می‌رسد. این زاویه سرسوئی آستانه، برای بهمن‌های 10° GeV حدود 43° درجه است. وضعیت جالبی در انرژی 10^5 GeV دیده می‌شود، که در آن سطح موثر آرایه برای همه بهمن‌هایی که در مخروطی به شعاع حدود 20° درجه از سرسو وارد می‌شوند مقدار ثابتی دارد.



شکل ۲: سطح موثر بر حسب زاویه‌ی سرسوئی در انرژی 10^5 GeV



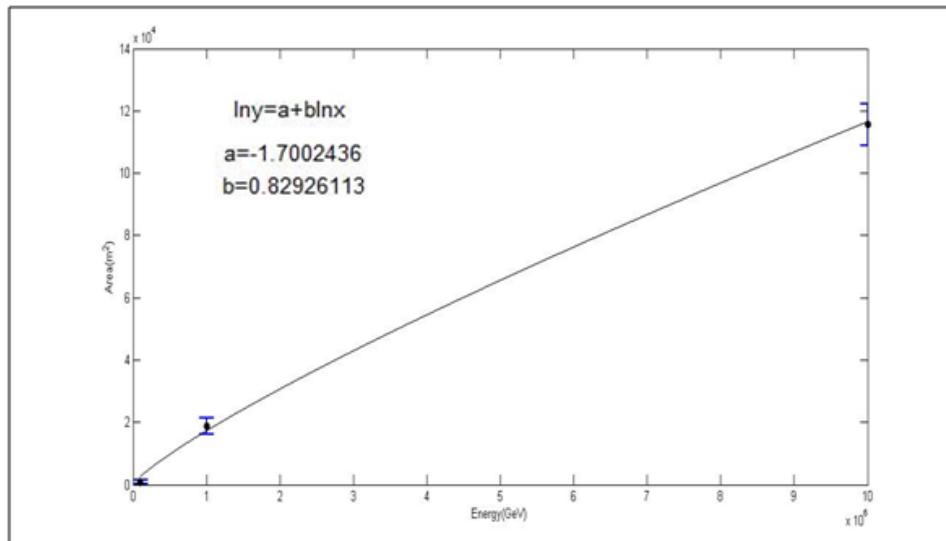
شکل ۳: سطح مؤثر بر حسب زاویه‌ی سرسوی در انرژی 10^6 GeV



شکل ۴: سطح مؤثر بر حسب زاویه‌ی سرسوی در انرژی 10^7 GeV

در شکل ۵ تغییر سطح مؤثر آرایه با تغییر انرژی بهمن برای بهمنهای با زاویه سرسوی صفر نمایش داده شده است. چنان که در این نمودار مشخص شده، افزایش سطح مؤثر آرایه با انرژی بهمن، کندتر از یک افزایش خطی است. لازم به ذکر است که در این پژوهش تغییرات سطح مؤثر آرایه با زاویه سمتی فرود بهمن نیز بررسی شد، اماً چون این تغییرات قابل ملاحظه نبودند، برای رعایت اختصار در اینجا درباره آن بحث نمی‌کنیم.

در پایان باید توجه داشت، اگر چه نتایج ارائه شده در این مقاله عام نیستند و به چیدمان، نوع آشکارسازها، و انتخاب شرط راهاندازی آرایه بستگی دارند، روش معرفی شده در این مقاله به راحتی برای هر آرایه آشکارساز بهمنهای هوایی گسترده قابل استفاده است.



شکل ۵: سطح مؤثر آرایه برای بهمنهایی که از سرسو می‌آیند.

سپاسگزاری

از همکاری آقای دکتر حمید رضا حمیدی، مدیر ابرایانه دانشگاه بین‌المللی امام خمینی(ره)، برای فراهم آوردن امکان انجام شبیه‌سازی با آن ابرایانه صمیمانه تشکر می‌کنیم.

مرجع‌ها

1. س. عبدالهی، ی. پژشکیان، م. بهمن‌آبادی، مقاله‌نامه‌ی شانزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران، ۱۳۹۱، ص ۱۳۹
2. D. Heck et al., Report **FZKA 6019** (1998), Forschungszentrum Karlsruhe
3. T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer 2010, pp 194-198



شناسایی سیستم‌های جذبی فلزی و اندازه‌گیری پارامترهای آن‌هادر طیف اختروش

HE0151-4326

برزگر، حسنه^۱ آقائی، علیرضا^{۱,۲} عرفانیان ثبات خانی، نیره^۱ رضایی دارستانی، سارا^۱

گروه فیزیک دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۱پژوهشکاه نجوم پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

چکیده

شناسایی سیستم‌های جذبی فلزی، خصوصاً $MgII$ در طیف اختروش‌ها از آنجایی اهمیت دارند که معرف حضور کهکشانی در انتقال به سرخ برابر با انتقال به سرخ خط جذبی و در نزدیک خط دید ما به اختروش هستند. در این پژوهش به اندازه‌گیری چگالی ستونی و پارامتر دوپلر برخی سیستم‌های جذبی فلزی که در طیف اختروش HE0151-4326 قرار دارند پرداخته شده است. نتایج حاصل نه تنها در توافق خوبی با کارانجام شده توسط دودوریکو و همکاران در ۲۰۱۰ است بلکه تعداد ۱۰ سیستم جذبی جدید نیز شناسایی و گزارش شده است.

مقدمه

خطوط تابشی خیلی پهن و قوی، برای مثال خطوط سری بالمر و لیمان هیدروژن و خطوط فلزی یون‌هایی مانند $MgII$ ، $CIII$ ، CIV ، در طیف همه اختروش‌ها به طور مشترک یافت می‌شوند. بسته به انتقال به سرخ، گستره طول موجی و قدرت تفکیک طیف، طیف اختروش ممکن است گستره‌ی وسیعی از خطوط جذبی را در برداشته باشد. خطوط جذبی ممکن است توسط مواد جاذب در خود اختروش و یا کهکشان میزانش به وجود آیند که در این حالت خطوط جذبی منشا ذاتی دارند و یا اینکه ممکن است منشا غیر ذاتی داشته باشند، یعنی قسمتی از نور اختروش در طول مسیر حرکت اختروش به زمین توسط گاز واقع در راستای خط دید اختروش جذب شده باشد. بررسی خطوط جذبی فلزی غیر ذاتی اختروش‌ها، وسیله‌ای برای مطالعه‌ی شمار وسیعی از کهکشان‌هایی که از نظر فضایی دور از ما هستند را فراهم می‌کند.^[۱, ۲]

مشخصات داده‌ها

در این مقاله از طیف اختروش HE0151-4326 که توسط طیف سنج با توان تفکیک بالا UVES، نصب شده بر روی تلسکوپ بسیار بزرگ رصدخانه جنوبگان اروپا، حاصل شده است، استفاده می‌شود. انتقال به سرخ نشري این اختروش ۲/۷۶ و در رده اختروش‌های Mini-BALQSO قرار می‌گیرد.^[۳]

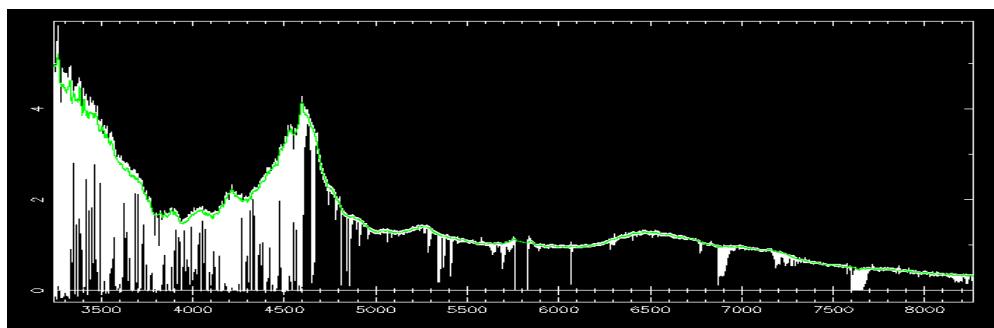
روش تحقیق

در این تحقیق برای انجام تحلیل بر روی طیف اختروش از بسته‌ی نرم افزاری vpfit ^۳ استفاده می‌شود. در شکل ۱ طیف مشاهده‌ای اختروش نشان داده شده است.

^۱-کرین سه بار یونیده

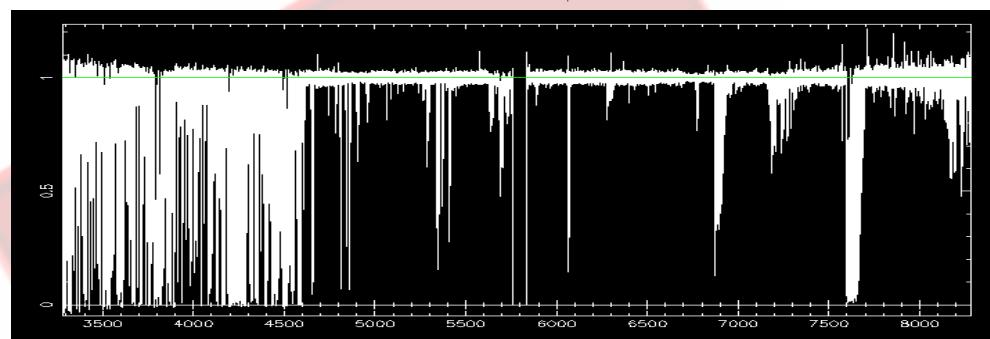
Mini Broad absorption line Quasar-۲

<http://www.ast.cam.ac.uk/rfc/vpfit.html>-۳



شکل ۱. تصویر اختروش HE0151-4326 که دارای انتقال به سرخ نشری $Z_{\text{em}} = 2/76$ می‌باشد. در این تصویر طیف مشاهده‌ای به رنگ سفید و طیف پیوسته به رنگ سبز دیده می‌شود.

شکل ۲، طیف نرمالیزه این اختروش، حاصل تقسیم طیف مشاهده‌ای بر طیف تخمینی پیوسته، را نشان می‌دهد.



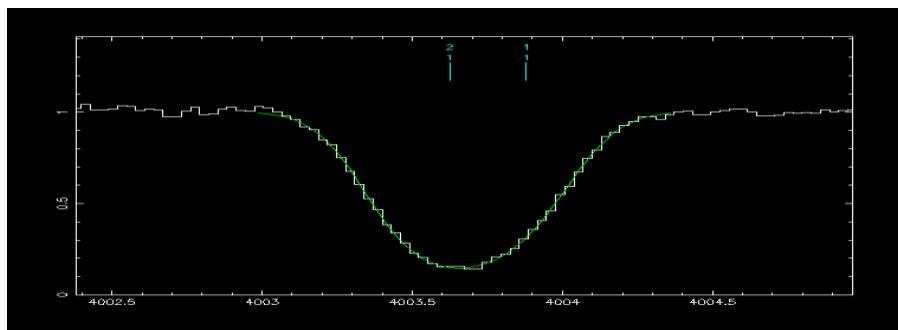
شکل ۲ طیف نرمالیزه مربوط به اختروش HE0151-4326

برای شناسایی سیستم‌های فلزی در طیف یک اختروش خطوط جذبی دوگانه مربوط به MgII (۲۷۹۶ و ۲۸۰۳) و CIV (۱۵۴۸ و ۱۵۵۰) به خاطر سهولت در شناسایی آنها اهمیت بالایی دارند. در طیف این اختروش و با استفاده از انتقال به سرخ آن و رابطه ۱ می‌توان طول موج نشری مربوط به هر کدام از این عناصر را یافت.

$$z = (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{lab}}) / \lambda_{\text{lab}} \quad (1)$$

که در رابطه‌ی فوق z انتقال به سرخ و λ_{obs} طول موج مشاهده‌ای، λ_{lab} طول موج آزمایشگاهی مربوط به عنصر مورد نظر می‌باشد. در این تحقیق ابتدا از خطوط جذبی دوگانه CIV استفاده شده است. سیستم‌های جذبی داری انتقال به سرخ کمتری نسبت به اختروش مربوطه می‌باشند، بنابراین خطوط جذبی مربوط به CIV می‌باشد در طول موج‌های کوتاهتری نسبت به خط نشری مربوط به CIV اختروش باشد. با مقایسه نسبت طول موج این خطوط در طیف مشاهده‌ای با نسبت طول موج آن‌ها در آزمایشگاه می‌توان این خطوط را با اطمینان تعیین کرد. بهترین روش برای به دست آوردن اطلاعات فیزیکی از سیستم‌های جذبی، تحلیل وویت است. در این روش به هر کدام از خطوط جذبی یک پروفایل وویت برآش می‌شود و سپس در صورتی که پارامترهای این دو نمایه بر هم منطبق باشند، نتیجه آن است که این یک خط جذبی مربوط به فلز مورد نظر می‌باشد. نتایج حاصل از برآش در فایلی ذخیره می‌شود که شامل انتقال به سرخ (z)، چگالی ستونی هیدروژن خشی (N) و پارامتر دوپلری (b) و ... می‌باشد.

شکل ۳، نمونه‌ایی از برآش انجام شده را برای یک خط جذبی CIV نمایش می‌دهد.



شکل ۳: تصویر فایل برآذش شده برای خط جذبی CIV. خط سبز برآذش و ویت را روی نمایه موردنظر نشان می‌دهد.

نتیجه گیری

نتایج حاصل از برآذش‌های انجام شده در جداول زیر مرتب شده‌اند که شامل انتقال به سرخ (Z)، پارامتر دوپلر (b)، لگاریتم چگالی ستونی ($\log N$) به همراه خطای است. جدول ۱ نتایج برآذش‌های انجام شده برای برخی از خطوط جذبی NV می‌باشد جدول ۲ همین نتایج را برای برخی از خطوط جذبی SiII دربردارد. جدول ۳ نتایج مربوط به برآذش برخی از خطوط جذبی OVI، جدول ۴ نتایج برآذش‌های مربوط به برخی از خطوط جذبی CIV و جدول ۵ نتایج برآذش‌های مربوط به برخی از خطوط جذبی MgII را نمایش می‌دهند. در جدول ۶ مقایسه‌ای بین نتایج بدست آمده در این تحقیق برای خطوط جذبی CIV با نتایج بدست آمده از مقاله آقای دودریکو^۱ و همکاران صورت گرفته است، که Z انتقال به سرخ‌های مشترک در هر دو می‌باشد. b₁ پارامتر دوپلر بدست آمده در این تحقیق، b₂ پارامتر دوپلر گزارش شده در مقاله آقای دودریکو و همکاران و Δb اختلاف این دو را به درصد نمایش می‌دهد.^۲ لگاریتم چگالی ستونی بدست آمده در این تحقیق و $\log N(CIV)$ لگاریتم چگالی ستونی گزارش شده در مقاله آقای دودریکو و همکاران و $\Delta \log N(CIV)$ اختلاف این دو را به درصد نمایش می‌دهد.^۳

جدول ۲: نتایج برآذش‌های مربوط به خطوط جذبی SiII

Z	b(Km/s)	$\log N(SiII)$ (cm ^{-۳})
۱/۴۶۷۶	$۲۰/۰۶ \pm ۰/۷$	$۱۲/۹۳ \pm ۰/۰۱$
۱/۵۷۵۹	$۲۱/۲۴ \pm ۰/۶$	$۱۳/۱۰ \pm ۰/۰۱$
۱/۵۸۴۶	$۱۹/۲۱ \pm ۰/۹$	$۱۳/۶۰ \pm ۰/۰۵$
۱/۷۴۵۵	$۲۰/۰۲ \pm ۰/۶$	$۱۴/۴۷ \pm ۰/۴$
۲/۴۱۴۳	$۱۵/۷۱ \pm ۱/۰$	$۱۲/۴۶ \pm ۰/۰۳$

جدول ۱: نتایج برآذش‌های مربوط به خطوط جذبی NV

Z	b(Km/s)	$\log N(NV)$ (cm ^{-۳})
۱/۵۸۳۴	$۱۹/۵۴ \pm ۱/۰$	$۱۳/۲۹ \pm ۰/۰۸$
۲/۴۱۲۹	$۲۵/۲۸ \pm ۱/۰$	$۱۲/۹۹ \pm ۰/۰۱$
۲/۶۹۹۸	$۲۳/۴۲ \pm ۱/۰$	$۱۴/۱۳ \pm ۰/۰۱$
۲/۷۱۳۴	$۲۴/۲۶ \pm ۱/۰$	$۱۳/۹۵ \pm ۰/۰۵$



جدول ۴: نتایج برآزش‌های مربوط به خطوط

جدول ۳: نتایج برآزش‌های مربوط به خطوط جذبی OVI و CIV

Z	b(Km/s)	logN(CIV)(cm ⁻³)
۱/۳۶۱۶	۷/۵۴±۱/۰	۱۲/۸۸±۰/۲۵
۱/۴۶۳۱	۱۲/۱۵±۱/۰	۱۳/۳۶±۰/۰۶
۱/۵۷۷۴	۲۳/۲۰±۱/۰	۱۲/۷۷±۰/۰۲
۱/۵۸۴۱	۲۲/۳۰±۱/۰	۱۳/۰۸±۰/۰۴
۱/۵۸۹۳	۱۸/۸۲±۰/۷	۱۳/۰۷±۰/۰۳
۱/۷۴۴۸	۱۸/۰۵±۱/۰	۱۳/۶۰±۰/۰۹
۱/۷۷۳۷	۱۷/۴۰±۰/۴	۱۳/۷۳±۰/۰۲
۲/۰۸۸۴	۱۰/۴۴±۰/۵	۱۲/۷۸±۰/۰۱
۲/۱۶۹۹	۵/۷۴±۰/۵	۱۲/۷۴±۰/۰۳
۲/۲۰۰۱	۱۲/۶۵±۱/۰	۱۲/۲۹±۰/۰۳
۲/۴۱۰۷	۷/۶۶±۰/۶	۱۲/۹۲±۰/۰۸
۲/۴۶۸۰	۵/۷۹±۰/۵	۱۲/۹۱±۰/۰۸
۲/۴۹۲۷	۷/۹۰±۰/۳	۱۲/۳۰±۰/۰۵
۲/۴۹۲۹	۷/۴۸±۰/۶	۱۲/۴۰±۰/۱
۲/۵۱۹۸	۱۰/۴۶±۰/۷	۱۲/۲۹±۰/۰۲
۲/۵۲۲۵	۲۵/۷۵±۲/۰	۱۲/۲۳±۰/۰۲
۲/۶۹۹۸	۲۰/۰۸±۱/۴	۱۲/۲۸±۰/۰۱
۲/۷۱۲۳	۲۴/۹۵±۲/۰	۱۲/۰۳±۰/۰۷

Z	b(Km/s)	logN(OVI)(cm ⁻³)
۲/۰۸۶۱	۲۶/۹۲±۰/۸	۱۴/۵۱±۰/۰۱
۲/۱۶۹۹	۱۱/۸۳±۱/۰	۱۳/۷۴±۰/۰۲
۲/۱۹۹۴	۵/۹۹±۰/۹	۱۴/۵۹±۰/۱
۲/۴۴۹۶	۱۰/۰۵±۱/۰	۱۳/۶۷±۰/۱
۲/۴۶۸۱	۷/۲۹±۰/۴	۱۴/۱۳±۰/۰۶
۲/۴۹۲۵	۱۳/۹۳±۱/۰	۱۴/۰۹±۰/۰۹
۲/۵۰۵۹	۲۴/۳۱±۱/۵	۱۳/۵۶±۰/۰۲
۲/۵۲۲۴	۲۱/۵۲±۰/۴	۱۳/۷۲±۰/۰۷
۲/۶۹۹۸	۲۲/۸۱±۰/۵	۱۴/۹۷±۰/۰۴
۲/۷۱۲۳	۲۴/۹۸±۱/۴	۱۴/۸۱±۰/۰۱

جدول ۵: نتایج برآزش‌های خطوط جذبی MgII

Z	b(Km/s)	LogN(MgII)(cm ⁻³)
۱/۴۶۲۹	۳/۸۸±۰/۴	۱۲/۰۵±۰/۰۶
۱/۵۷۷۶	۱۲/۴۹±۱/۰	۱۱/۸۶±۰/۰۵
۱/۵۸۳۸	۴/۷۷±۰/۹	۱۱/۳۴±۰/۰۶
۱/۶۰۲۳	۳/۰۸۸±۱/۰	۱۱/۴۵±۰/۰۱
۱/۷۰۸۴	۲/۸۹±۰/۲	۱۱/۸۴±۰/۰۱

جدول ۶: مقایسه بین نتایج بدست آمده در این تحقیق با نتایج گزارش شده در مقاله آقای دودریکو و همکاران.

Z	b _۱	b _۲	Δb	logN(CIV) _۱	logN(CIV) _۲	ΔLogN(CIV)
۲/۰۸۸۴	۱۰/۴۴	۱۱/۰	%۵	۱۲/۷۸	۱۲/۷۹	%۰/۰۵
۲/۱۶۹۹	۵/۷۴	۶/۹	%۱۸	۱۲/۷۴	۱۲/۵۲	%۱
۲/۲۰۰۱	۱۲/۶۵	۱۱/۹	%۶	۱۲/۲۹	۱۲/۲۷	%۰/۱
۲/۴۱۰۷	۷/۴۶	۸/۳	%۱۰	۱۲/۹۲	۱۳/۰۲	%۰/۰۷
۲/۴۶۸۰	۵/۷۹	۶/۰	%۱۱	۱۲/۹۱	۱۲/۹۷	%۰/۰۴
۲/۴۹۲۷	۶/۹۰	۷/۰	%۰/۷	۱۳/۳۰	۱۳/۳۰	%۰
۲/۴۹۲۹	۶/۴۸	۶/۸	%۴	۱۲/۴۰	۱۲/۳۲	%۱
۲/۵۱۹۸	۱۰/۴۶	۱۰/۳	%۱	۱۲/۲۹	۱۲/۳۲	%۰/۰۲

جدول ۶ نشان می‌دهد که نتایج این تحقیق در توافق خوبی با نتایج حاصل از مقاله دودریکو و همکاران است.

علاوه بر این، تعداد ۱۰ سیستم جذبی جدید، ۷ ردیف ابتدا و ۳ ردیف انتهای جدول ۴، در این تحقیق شناسایی و پارامترهای آن اندازه‌گیری شد که در مقاله دودریکو و همکاران گزارش نشده بود.

مرجع‌ها

- [1] Schneider, P., Extragalactic Astronomy and Cosmology, Springer, 2006
- [2] Quider, A. M., Nestor, D. B., Turnshek, D. A., Rao, S. M., Monier, E. M., Weyant, A. N., Busche, J. R., The Pittsburgh Sloan Digital Sky Survey MgII Quasar Absorption-line Survey catalog, *The Astronomical Journal*, vol. 141, Issue 4, article id 137, p 8, 2011
- [3] Levshakov, S. A., Agafonova, I. I., Molaro, P., Reimers, D. and Hou J. L., Metal-rich absorbers at high redshifts: abundance patterns, *A&A*, vol.507, pp209-226, 2009
- [4] D'odorico, V., Calura, F., Cristiani, S., Viel, M., CIV column densities in z<2.5, *MNRAS*, vol. 401, p2715, 2010



نقش میدان مغناطیسی در ساختار قرص‌های برافزایشی پهن رفت غالب با حضور باد

نسیم بیرانوند^۱، امین مصلی نژاد^۲، شهرام عباسی^۳

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

^۳پژوهشکده نجوم، مرکز تحقیقات دانش‌های بنیادی IPM، تهران

^۳گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

به دلیل اهمیت میدان مغناطیسی در ساختار دینامیکی قرص‌های برافزایشی، در این تحقیق با در نظر گرفتن این اثر در معادلات حاکم بر سیستم، حلی خود مشابه را بدست آوردیم و با تفسیر جواب‌های به دست آمده از این معادلات و رسم نمودارهای مربوط، به تصویری واقعی‌تر از شکل قرص‌های برافزایشی با پهن رفت غالب که سازگاری مناسب‌تری با مشاهدات دارد دست یافتیم، هم چنین با توجه به نوع معادلات و فرضیات در نظر گرفته شده در این کار بخلاف کارهای پیشین با داد یا برونو ریزی مواد از دل معادلات مگنتو-هیدرودینامیک حاکم بدست می‌آید و تاثیرات اساسی در ساختار قرص برافزایشی ایجاد می‌کند.

مقدمه

شناخت ماهیت اجرام نجومی بدون شک از مهمترین مباحث علم اختر فیزیک می‌باشد. امروزه شاهد مجموعه متنوع و گسترده‌ای از اجرام نجومی هستیم؛ در این میان یکی از جالب ترین این اجرام قرص‌های برافزایشی هستند. امروزه ما می‌دانیم که این قرص‌های برافزایشی در اطراف پدیده‌های اختر فیزیکی مثل هسته‌های کهکشانی فعال و سیاه چاله‌ها یا سیستم ستاره‌های دوتایی وجود دارد.

مدل‌های زیادی برای توصیف این دیسک‌های برافزایشی معرفی شد. نخستین تلاش‌ها برای مدل سازی قرص‌های برافزایشی، طی سال‌های ۱۹۷۱ تا ۱۳۵۰/۱۹۷۴ به دنبال کارهای پیشگامانه‌ی لوست، شاکورا، سونیویف، لیدن بل و پرینگل به ثمر نشست. در حقیقت، مدلی که حتی امروزه برای بررسی ساختار قرص‌های برافزایشی استفاده می‌شود و به مدل استاندارد مشهور است، مبتنی بر مقاله‌ی بالرزش شاکورا و سونیویف در سال ۱۳۵۲/۱۹۷۳ است.

مدل دیگر توسط نارابان وی ارائه شد که اهمیت انتقال انرژی پهن رفتی را در الگوی قرص نازک بررسی کردند که امروزه به مدل ADAFs معروف است و از رده الگوهای سیال برافزایشی تابش ناکارآمد است، بررسی این مدل تا کنون ادامه دارد و محققین از جنبه‌های مختلف به بررسی این مدل پرداخته‌اند.

تأثیر میدان مغناطیسی در قرص‌های برافزایشی به خاطر اینکه یکی از منابع قوی میدان مغناطیسی در عالم همان ستاره‌ها می‌باشند به خصوص ستاره‌های نوترونی بسیار با اهمیت است، اثر میدان مغناطیسی تا حدی است که میتواند حتی باعث خروج ماده از قرص شود که به نام‌های باد و جت نزد اختر فیزیکدانان شناخته شده است.

در این تحقیق ما با در نظر گرفتن هر سه مؤلفه سرعت و نیز اضافه کردن مؤلفه چنبه‌ای میدان مغناطیسی دریافتیم که ساختار ADAFs یعنی قرص‌های برافزایشی پهن رفت غالب کاملاً تحت تاثیر میدان مغناطیسی قرار می‌گیرد.



معادلات اساسی حاکم بر سیستم:

در این قسمت معادلات پایه برای شاره برافراشی پهن رفت غالب که از لحاظ اپتیکی نازک است تحت تقریب مگنتو هیدرودینامیک را با صرف نظر کردن از اثرات نسبیتی به دست می آوریم. همچنین اثر خودگرانشی را در مدل خود نادیده میگیریم سپس معادلات MHD را برای این سیستم می نویسیم. در واقع معادله پیوستگی، معادله حرکت معادله انرژی، معادله القا به صورت زیر بیان می شوند:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot V = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} = \rho \left[\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla) V \right] = -\rho \nabla \psi - \nabla p + \frac{1}{c} J \times B + \nabla \cdot T \quad (2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = Q_+ - Q_- \equiv Q_{adv} \quad (3)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times \left(V \times B - \frac{4\pi}{c} \eta J \right) \quad (4)$$

ما این معادلات را در دستگاه مختصات کروی حل میکنیم و همینطور پتانسیل را نیوتونی در نظر میگیریم . برای ساده تر شدن این معادلات شاره را به صورت پایا و متقارن در نظر می گیریم ($\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial t} = 0$) و همچنین مولفه چرخشی میدان مغناطیسی را در نظر می گیریم اکنون معادلات 4-1 را دوباره در دستگاه مختصات کروی باز نویسی میکنیم:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta) = 0 \quad (13)$$

$$\rho \left[v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \theta} - v_\theta \right) - \frac{v_\phi^2}{r} \right] = -\rho \frac{GM_*}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{B_\phi}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) \quad (14)$$

$$\rho \left[v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_r \right) - \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{B_\phi}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial \theta} (B_\phi \sin \theta) \quad (15)$$

$$\rho \left[v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} - \frac{v_\phi}{r} (v_r + v_\theta \cot \theta) \right] = \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \rho r^4 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \right) \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\gamma-1} \left[v_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{p}{\rho} \right) \right] - \frac{p}{\rho} \left(v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right) \\ = f \frac{p}{\rho \Omega_k} \left(1 + \frac{B^2}{8\pi p} \right)^{1-\mu} \left\{ \alpha \rho r^2 \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \right)^2 + \frac{\eta_0}{4\pi} |\nabla \times B|^2 \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r B_\phi) + \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B_\phi) - \frac{\partial}{\partial r} \left[\eta_0 \frac{p}{\rho \Omega_k} \left(1 + \frac{B^2}{8\pi p} \right)^{1-\mu} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{p}{\rho \Omega_k} \left(1 + \frac{B^2}{8\pi p} \right)^{1-\mu} \frac{\eta_0}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B_\phi \sin \theta) \right] = 0 \end{aligned} \quad (18)$$



حل های خود مشابهی :

برای حل این معادلات از رهیافت خودمشابهی استفاده می کنیم. جواب پیشنهادی ما برای این دسته معادلات عبارت اند از:

$$v_r(r, \theta) = v_r(\theta) \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (20) \quad \rho(r, \theta) = \rho(\theta) r^{-n} \quad (19)$$

$$v_\phi(r, \theta) = v_\phi(\theta) \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (22) \quad , v_\theta(r, \theta) = v_\theta(\theta) \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (21)$$

$$B_\phi(r, \theta) = b(\theta) \sqrt{GM_*} r^{\frac{n-1}{2}} \quad (24) \quad , p(r, \theta) = p(\theta) GM_* r^{-n-1} \quad (23)$$

$$v_\theta \frac{d\rho(\theta)}{d\theta} = \rho(\theta) \left[\left(n - \frac{3}{2} \right) v_r(\theta) - v_\theta(\theta) \cot\theta - \frac{dv_\theta(\theta)}{d\theta} \right] \quad (25)$$

$$\rho(\theta) \left[\frac{1}{2} v_r^2(\theta) + v_\theta^2(\theta) + v_\phi^2(\theta) - 1 \right] + (n+1)p(\theta) + \frac{1}{8\pi} (n-1)b^2(\theta) \quad (26)$$

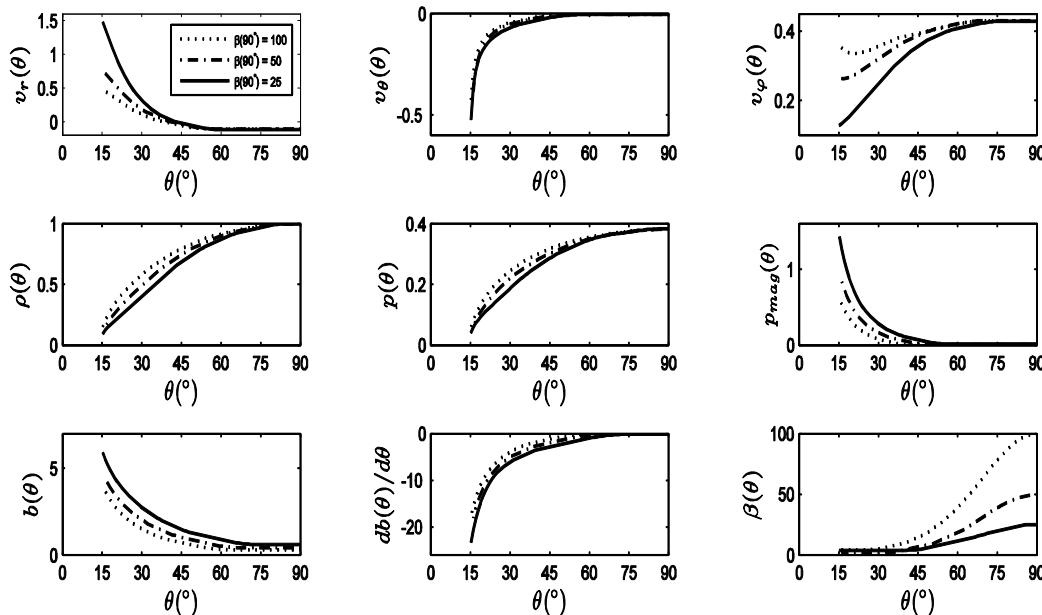
$$\begin{aligned} \rho(\theta) v_\theta \frac{dv_\theta(\theta)}{d\theta} &= \rho(\theta) \left[v_\phi^2(\theta) \cot\theta - \frac{1}{2} v_r(\theta) v_\theta(\theta) \right] - \frac{dp}{d\theta} - \frac{1}{4\pi} b(\theta) \{ b(\theta) \cot\theta \right. \\ &\quad \left. + \frac{db(\theta)}{d\theta} \} \quad (27) \end{aligned}$$

$$\rho(\theta) v_\theta(\theta) \frac{dv_\phi(\theta)}{d\theta} = v_\phi(\theta) \left[\frac{3}{2} \alpha(n-2)p(\theta) \left(\left(1 + \frac{b^2(\theta)}{8\pi p(\theta)} \right)^{1-\mu} - \rho(\theta) \left\{ \frac{1}{2} v_r(\theta) + v_\theta(\theta) \cot\theta \right\} \right) \right] \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \rho(\theta) v_\theta(\theta) \frac{dp(\theta)}{d\theta} &= p(\theta) \left\{ \gamma v_\theta(\theta) \frac{d\rho(\theta)}{d\theta} - 9n\gamma - n - 1 \right\} v_r(\theta) \rho(\theta) \\ &\quad + f(\gamma-1) \left(1 + \frac{b^2(\theta)}{8\pi p(\theta)} \right)^{1-\mu} \times \left[\frac{9}{4} \alpha \rho(\theta) v_\phi^2(\theta) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\eta_0}{4\pi} \left\{ (b(\theta) \cot\theta + \frac{db(\theta)}{d\theta})^2 + \left(\frac{1}{2} (n-1) b(\theta) \right)^2 \right\} \right] \quad (29) \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \frac{db^2(\theta)}{d\theta^2} = & \frac{1}{\eta_0 p(\theta)} \left(1 + \frac{b^2(\theta)}{8\pi p(\theta)} \right)^{1-\mu} \times \left\{ v_\theta(\theta) \frac{db(\theta)}{d\theta} + b(\theta) \frac{db(\theta)}{d\theta} - \frac{n}{2} v_r(\theta) b(\theta) \right\} - \\ & \frac{1}{4} n(n-1)b(\theta) - \left[\frac{1}{p(\theta)} \frac{db(\theta)}{d\theta} - \frac{1}{p(\theta)} \frac{dp(\theta)}{d\theta} \right] \times \left\{ b(\theta) \text{Cot}\theta + \frac{db(\theta)}{d\theta} \right\} - \frac{1-\mu}{8\pi} \left(1 + \right. \\ & \left. \frac{b^2(\theta)}{8\pi p(\theta)} \right)^{-1} \frac{b(\theta)}{p(\theta)} \left\{ b(\theta) \text{Cot}\theta + \frac{db(\theta)}{d\theta} \right\} \times \left[2 \frac{db(\theta)}{d\theta} - \frac{b(\theta)}{p(\theta)} \frac{dp(\theta)}{d\theta} \right] - \\ & \frac{db(\theta)}{d\theta} \text{Cot}\theta + \frac{b(\theta)}{\sin\theta^2} \end{aligned} \quad (30)$$



تیجه گیری

با توجه به معادلات به دست آمده و رسم نمودارها دریافتیم که ساختار ADAFs یعنی قرص های برافزایشی پهن رفت غالب کاملا تحت تاثیر میدان مغناطیسی قرار می گیرد.

مرجع ها

1. Naryan R., Yi, 1994 APJ 428, L13
2. Akizuki, C., Fukue, J., 2006, PASJ, 58, 461
3. Abbassi, S., Ghanbari, J., Ghasemnezhad, M., 2010, MNRAS, 409, 1113
4. Mineshige, S., Nakayama, K., Umemura, M., 1997, PASJ, 49, 439



Exact general relativistic lensing versus thin lens approximation: the crucial role of the void

M. Parsi Mood

*Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran**

Javad T. Firouzjaee

School of Astronomy and Physics, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran, Iran†

Reza Mansouri

Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran

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

(Dated: April 19, 2013)

We have used an exact general relativistic model structure within a FRW cosmological background based on a LTB metric to study the gravitational lensing of a cosmological structure. The integration of the geodesic equations turned out to be a delicate task. We realized that the use of the rank 8(7) and 10(11) Runge-Kutta numerical method leads to a numerical effect and is therefore unreliable. The so-called semi-implicit Rosenbrock method, however, turned out to be a viable integration method for our problem. The deviation angle calculated by the integration of the geodesic equations for different density profiles of the model structure was then compared to those of the corresponding thin lens approximation. Using the familiar NFW density profile, it is shown that independent of the truncation details the thin lens approximation differ substantially from the exact relativistic calculation. The difference in the deflection angle for different impact parameters may be up to about 30 percent. However, using the modified NFW density profile with a void before going over to the FRW background, as required by an exact general relativistic model, the thin lens approximation coincides almost exactly with the general relativistic calculation.

PACS numbers: 98.80.Jk, 98.62.Js, 98.62.Ck , 95.35.+d

The thin lens (Th-L) approximation in the gravitational lensing is the prevailing method to estimate cosmological parameters and the mass of large scale structures leading to dark matter and dark energy contents of the universe [1], [2]. The current view is that this Th-L approximation is accurate enough at the cosmological scales where we are faced with very weak gravitational fields and potentials. There has already been attempts to compare the Th-L approximation with the integration of null geodesics in a perturbed cosmological background ([3–5], see also [5] and the references there). However, a full general relativistic calculation based on an exact model is still missing. There are two sources of misinterpretation of astrophysical phenomenon in a weak gravity environment, depending on the local or quasi-local phenomena under consideration. In the case of local phenomena the familiar perturbation theories maybe valid to some extend. There are already detailed studies on this subject (see [6], [7], [8]). However, if quasi-local phenomena or structures come into play we may encounter counter-intuitive effects not detected in the perturbational approach to the weak field limits. The definition of quasi-local mass in general relativity is one of these

issues which has been extensively studied in general relativity [9]. We have already shown numerically how different various quasi-local mass definitions of a general relativistic structure may be [10]. Another quasi-local effect relevant to the gravitational lensing is how a spherically symmetric structure is matched to a FRW background. Such a general relativistic matching is only possible through an underdensity region or a void [11]; a fact not realized in the post-Newtonian approaches or cosmological perturbations relevant to lensing, and missed in all studies comparing the Th-L approaches to a more exact general relativistic lensing calculation.

We are interested in the exact general relativistic lensing by an exact solution of Einstein Equations representing a cosmological structure defined by a spherically symmetric overdensity structure within a FRW universe. There is already an exact general relativistic model structure within an FRW universe based on a Lemaître, Tolman and Bondi (LTB) metric [13–15] representing an inhomogeneous cosmological model with a structure at its center[10]. Choosing such a model for an extended spherical lens, we study the gravitational lensing in a dynamical cosmological background in the framework of general relativity by integrating numerically the null geodesic equations to obtain the deflection angle. The result is then compared with the corresponding Th-L approximation to understand the accuracy of this technology and its possible flaws in interpreting the structure and the

*Electronic address: parsimood@physics.sharif.edu

†Electronic address: j.taghizadeh.f@ipm.ir

‡Electronic address: mansouri@ipm.ir



mass of cluster of galaxies. The effect of the cosmological constant in the lensing is negligible in small scales we are considering [12] and only effect the cosmological distances which we will take into account. That is why we have neglected the cosmological constant in our exact model to avoid unnecessary complexities

Take a spherically symmetric cosmological structure in a FRW matter dominated universe with the density $\rho(r, t)$. This is modeled by a LTB solution of the Einstein equations which is written in the comoving coordinates as ($G = 1, c = 1$)

$$ds^2 = -dt^2 + X^2(r, t)dr^2 + R^2(t, r)d\Omega^2. \quad (1)$$

satisfying

$$\rho(r, t) = \frac{M'(r)}{4\pi R^2 R'}, \quad (2)$$

$$X = \frac{R'}{\sqrt{1 + E(r)}}, \quad (3)$$

$$\dot{R}^2 = E(r) + \frac{2M(r)}{R}. \quad (4)$$

Here M and E are integrating functions, where dot and prime denote partial derivatives with respect to the coordinates t and r respectively. Equation (4) has three different analytic solution, depending on the value of E . The solution for negative E we are interested in is given by

$$R = -\frac{M}{E}(1 - \cos \eta),$$

$$\eta - \sin \eta = \frac{(-E)^{3/2}}{M}(t - t_b(r)). \quad (5)$$

The solution has three free functions: $t_b(r)$, $E(r)$, and $M(r)$. Given that the metric is covariant under the rescaling $r \rightarrow \tilde{r}(r)$ one of these functions may be fixed. The geodesic equations may be written in the arbitrary plane of $\theta = \frac{\pi}{2}$ due to the spherical symmetry:

$$t : \frac{d^2t}{d\lambda^2} + X\dot{X}\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + R\dot{R}\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 = 0, \quad (6)$$

$$r : \frac{d^2r}{d\lambda^2} + 2\dot{X}\frac{dr}{d\lambda}\frac{dt}{d\lambda} + \frac{X'}{X}\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 - \frac{RR'}{X^2}\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 = 0, \quad (7)$$

$$\phi : \frac{d^2\phi}{d\lambda^2} + 2\frac{\dot{R}}{R}\frac{dt}{d\lambda}\frac{d\phi}{d\lambda} + 2\frac{R'}{R}\frac{dr}{d\lambda}\frac{d\phi}{d\lambda} = 0, \quad (8)$$

where λ is an affine parameter. Equation (8) expresses the conservation of the angular momentum:

$$L = R^2\frac{d\phi}{d\lambda} = Const. \quad (9)$$

We are interested in the light-like geodesics. From the metric we obtain the light-like condition in the form

$$\left(\frac{dt}{d\lambda}\right)^2 = X^2\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + R^2\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 \quad (10)$$

These partial non-linear differential equations can not be solved analytically. To integrate them numerically one has to specify the three functions $M(r)$, $t_b(r)$, and $E(r)$ and all derivatives of the metric functions, using a procedure proposed in [16, 17]. We start with a generic density profile and specify it at two different times t_1, t_2 as a function of the coordinate r . Now, the numerical procedure is based on the choice of r -coordinate such that $M(r) = r$. This is due to the fact that $M(r)$ is an increasing function of r . Therefore, E and t_b become functions of M . For the initial time we choose the time of the last scattering surface: $t_1 \simeq 3.77 \times 10^5 yr$. The initial density profile should show a small over-density near the center imitating otherwise a FRW universe. Therefore, we add a Gaussian peak to the FRW background density ρ_b . We know already that having an over-density in an otherwise homogeneous universe needs a void to compensate for the extra mass within the over-density region. Therefore, to model this void we subtract a wider gaussian peak:

$$\rho(R, t_1) = \rho_b(t_1) \left[\left(\delta_1 e^{-\left(\frac{R}{R_0}\right)^2} - b_1 \right) e^{-\left(\frac{R}{R_1}\right)^2} + 1 \right], \quad (11)$$

where δ_1 is the density contrast of the Gaussian peak, R_0 is the width of the Gaussian peak, and R_1 is the width of the negative Gaussian profile. The mass compensation condition leads to an equation for b_1 . For the final time we choose the time when our null geodesy has the nearest distance to the center of our model structure. For instance if we set our lens at the redshift $z \simeq 0.2$ then $t_2 \simeq 6.98 Gyr$.

The density profile we choose for the final time is the universal halo density profile (NFW) [18] convolved with a negative Gaussian profile to compensate the mass plus the background density at that time:

$$\rho(R, t_2) = (\rho_{NFW} - b_2\rho_b(t_2)) e^{-\left(\frac{R}{R_2}\right)^2} + \rho_b(t_2), \quad (12)$$

where

$$\rho_{NFW} = \rho_b(t_2) \frac{\delta_c}{\left(\frac{R}{R_s}\right) \left(1 + \frac{R}{R_s}\right)^2} \quad (13)$$

and

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}}. \quad (14)$$

In our numerical calculation we will use typical NFW values $R_s = 0.5 Mpc$ and $c = 5$ for a galaxy cluster. Note that at the time t_2 a black hole singularity covered by an apparent horizon has already been evolved. Therefore, the NFW profile has to be modified and a black hole mass greater than a minimum value has to be added to it at the center. This physical fact is reflected in a shell crossing singularity if we take the familiar NFW profile similar to that assumed for the time t_1 . The mass we have assumed for this black hole singularity is about one thousandth of

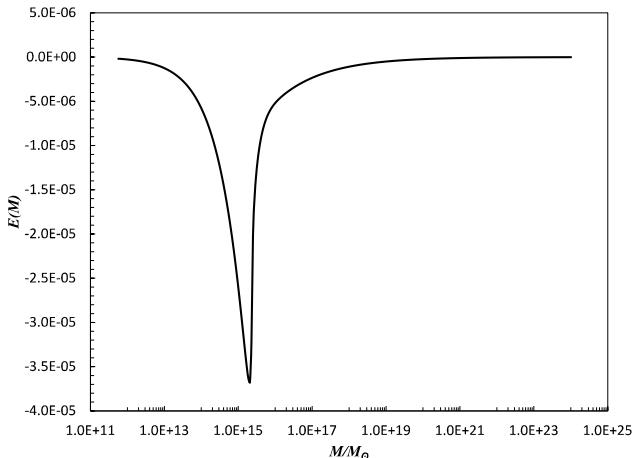


FIG. 1: E as a function of M for a cluster with NFW density profile. M is given in the unit of the Sun mass.

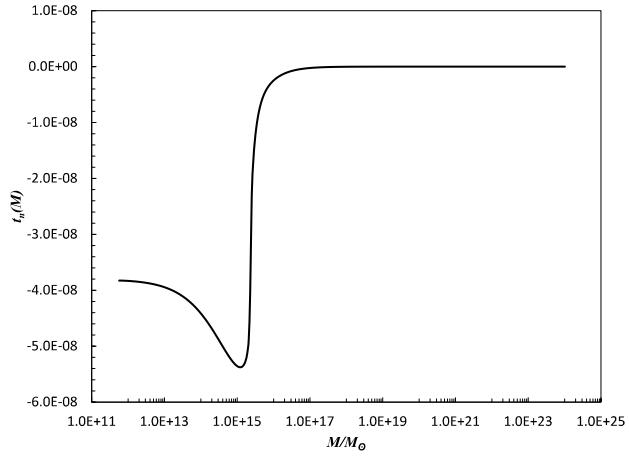


FIG. 2: t_b as a function of M for a cluster with NFW density profile. t_b is given in the unit of $3.263Gyr$.

the mass up to the R_s and equal to $5.66 \times 10^{11} M_\odot$. Figs. 1 and 2 shows the LTB functions E and t_b as a result of these boundary assumptions. Using these LTB functions, the density profile of our model structure is obtained and depicted in Fig. 3.

To solve these equations we have to specify four initial conditions taking into account the light-like condition (10). The freedom of choosing the affine parameter reduces the initial conditions to three. Now, the integration of the geodesics happens by a backshooting procedure. Our initial conditions are taken to be the time of observation, distance of the observer to the lens expressed in terms of the redshift of the lens at the time of the observation, and angle between the line of sight to the image of source and the line of sight to the lens (θ in Fig. 4):

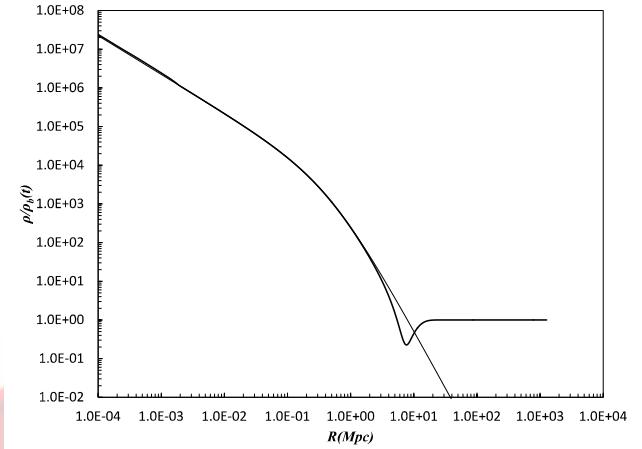


FIG. 3: Density profile for a cluster. The dot line corresponds to the familiar NFW profile and the solid line corresponds to the modified NFW with a void.

$$\tan \theta|_O = \frac{R \frac{d\phi}{d\lambda}}{R' \frac{dr}{d\lambda}} \Big|_{\text{Null}} . \quad (15)$$

The integration is done from the observer to the source at a specific redshift. Assuming there is no lens, the model reduces to a homogenous flat FRW universe and the geodesics are straight lines (in comoving coordinates) allowing us to determine the angle between the source and the lens (β in Fig. 4):

$$\tan \beta = \frac{\sin \phi_e}{\frac{r_o}{r_e} - \cos \phi_e}, \quad (16)$$

where ϕ_e is the \widehat{OLS} angle, r_o is the comoving distance of the observer, and r_e is the comoving distance of the source from the center of coordinate system in the absence of lens at the time t_e . From the geodesic equations the t_e is given by

$$\left(t_o^{\frac{1}{3}} - t_e^{\frac{1}{3}} \right)^2 = \frac{1}{9} \left[\frac{R_o^2}{t_o^{\frac{4}{3}}} + \frac{R_e^2}{t_e^{\frac{4}{3}}} - \frac{2R_o R_e}{t_o^{\frac{2}{3}} t_e^{\frac{2}{3}}} \cos \phi_e \right]. \quad (17)$$

We then write the lens equation and determine the deflection angle γ :

$$\gamma = (\theta - \beta) \frac{D_{OS}}{D_{LS}}, \quad (18)$$

where we have assumed that the presence of the lens has not a significant effect on the distances and we may use the corresponding FRW ones.

The validity of the numerical method chosen to integrate such complex system of partial differential

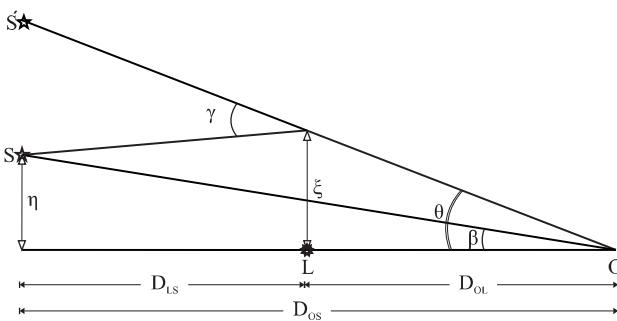


FIG. 4: GL diagram: O is observer, S is source, S' is image in source plane, L is lens and γ is deflection angle.

equations is a delicate issue. We first started with the familiar Runge-Kutta adaptive step size algorithm with proportional and integral feedback (PI control) [19] in which the step size is adjusted to keep local error under a suitable threshold. We started with the so-called embedded Runge-Kutta of the rank 5(4). It turned out, however, that its accuracy is too low. Therefore, we tried the rank 8(7) and then the rank 11(10) algorithm. The difference between these two last ranks, however, turned out to be marginal and below one percent. Given the time-consuming rank 11(10) algorithm, we preferred to use the rank 8(7) one. Now, as a first test for the accuracy of this numerical method we tried the trivial example of the LTB model, namely the FRW case, expecting a null result. The result was a non-negligible deflection angle of the order of few milliarcseconds. Suspecting to face a numerical effect, and trying to understand the numerical algorithm and the source of this numerical effect, we continued to calculate a more concrete and non-trivial LTB case. The result for the rank 8(7) Runge-Kutta numerical method applied to a structure with a compact density profile did agree with the thin lens approximation. However, in the case of a more diffuse density profile the result showed a deflection angle up to an order of magnitude higher than the thin lens approximation. We did interpret this result as a sign not to trust the Runge-Kutta method and turned to an alternative numerical method!

The root of this numerical deficiency could be due to the term $\frac{d\phi}{d\lambda}$ in our equations, which is almost zero in the most part of the path of the light ray and changes suddenly to π in the vicinity of the lens. This is a well-known phenomenon in the numerical method of integrating differential equations called as "stiff" [20]. The characteristic property of such stiff equations is the presence of two quite different scales. In our case we have on one side the cosmological distance scale of the source relative to the lens and the observer, and on the other side the scale of the structure or the nearest

distance of the ray to the lens. Realizing this stiffness property, we turned to the so-called semi-implicit Rosenbrock method of the numerical integration of partial differential equations [19, 20]. As a first test we calculated again the trivial case of a FRW model which gave an acceptable null result. We, therefore, decided to integrate our geodesic equations using the semi-implicit Rosenbrock method instead of the Runge-Kutta one.

The null geodesics equations of our exact general relativistic structure model is now integrated using the modified NFW density profile with a void before matching to the background FRW universe to obtain the deflection angle. Note that the density in the NFW density profile is taken to be the oversdensity in an otherwise FRW model, namely $\rho - \rho_b$. However, for the Th-L approximation we have used two different density profiles namely the familiar one and the modified one with a void before matching to the background density. In the case of familiar NFW density profile without a void, the corresponding equations can be integrated analytically to give the deviation angle [24, 25]:

$$\gamma(x) = \frac{4M_{sing}}{xR_s} + 16\pi\rho_b\delta_c \frac{R_s^2}{x} \left(\log \frac{x}{2} + F(x) \right) \quad (19)$$

$$F(x) = \begin{cases} \frac{\operatorname{arctanh}(\sqrt{1-x^2})}{\sqrt{1-x^2}} & x < 1 \\ 1 & x = 1 \\ \frac{\operatorname{arctan}(\sqrt{x^2-1})}{\sqrt{x^2-1}} & x > 1 \end{cases} \quad (20)$$

Assuming the same modified NFW profile as in general relativistic case for the Th-L approximation we have also calculated the deflection angle applying the lens equation [1]

$$\theta - \beta = \frac{D_{LS}}{D_{OL}D_{OS}} \frac{d\Psi(\theta)}{d\theta}, \quad (21)$$

where Ψ is the lens potential.

The result for the three cases, the exact general relativistic model with our modified NFW profile, thin lens approximation using the modified NFW with void, and the thin lens approximation using the familiar NFW without a void is depicted in Fig. 5. Obviously the two cases of the thin lens approximation with the modified NFW density profile including the void and the LTB exact method almost coincide. The thin lens approximation with the familiar density profile without a void, however, differ from the exact LTB model. The difference in the deflection angle can be more than 30 percent depending on the impact parameter. The difference between the exact general relativistic LTB model and the thin lens approximation is due to the absence of the void in the familiar NFW profile used in the literature. To see the implications of the NFW parameters in this difference we have also calculated the deviation angle for different NFW profiles, with and without void. The result is depicted in the Fig. 19. We see again that the Th-L approximation using different modified NFW profiles including

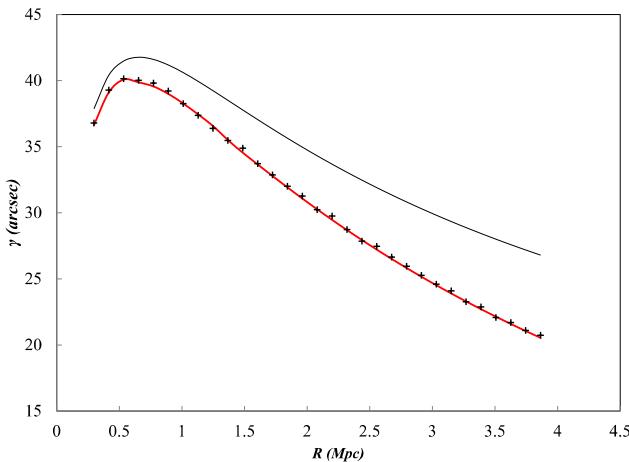


FIG. 5: Deviation angle for three cases: the general relativistic result is indicated by plus points; the thin lens approximation using our modified NFW is shown by the continuous line; and the dashed line is for the familiar NFW profile without the void (formula (19)).

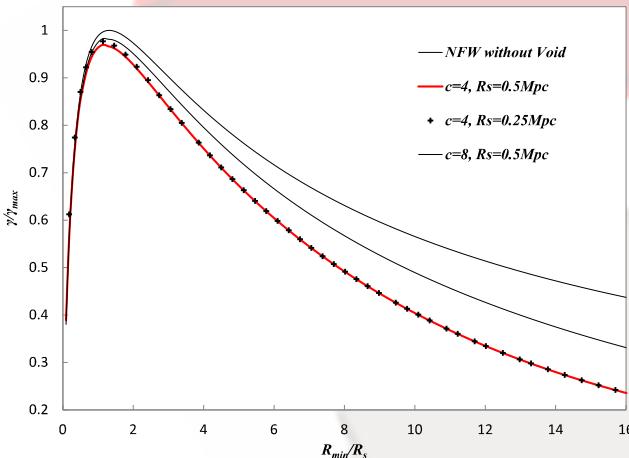


FIG. 6: Deviation angle for NFW density profiles with different parameters. Horizontal axis is normalized to R_s and vertical axis is normalized to the maximum of the deflection angle in each case. Dash line is for NFW model without void (formula (19)).

a void almost coincide with the exact LTB model. Models with the NFW profiles without void, however, differ substantially from the exact model. The difference is higher the bigger the c_s parameter is, i.e. the less the concentration of the density of structure is.

We, therefore, conclude that by interpreting astrophysical data of gravitational lensing by clusters using a familiar NFW density profile without a void we are deviating from the exact result and the Th-L approximation is no longer valid. The Th-L approximation may, however, be considered as precise enough if one modify the density profile and add the corresponding void to it, as require by general relativity for a quasi-local structure. The detail of the void, such as its density contrast, its depth and length, depends on the detail of the model and the deviation from the familiar NFW may even be much higher for other choices. Also note that the effect of the void is higher for larger impact parameter. In the case of strongly lensed objects in astrophysical applications we are usually faced with small impact parameter where this effect is negligible. For example in the case of Abell 2261 cluster ($z = 0.225$) with many strong lensing arcs, D. Coe et al. [27] have assigned $c_s = 6.2 \pm 0.3$ and $M_{vir} = 2.2 \pm 0.2 \times 10^{15} M_\odot$. The exact general relativistic results according to our model would lead to $c_s = 6.23$ and $M_{vir} = 2.23 \times 10^{15} M_\odot$. In the case of weak lensing, however, we expect this effect to have significant impact on the cosmological parameters. Work in this direction is in progress.

-
- [1] P. Schneider, J. Ehlers, E.E. Falco, *Gravitational Lenses*, Springer-Verlag (1992).
 - [2] H. Hoekstra, M. Bartelmann, H. Dahle, H. Israel, M. Limousin, M. Meneghetti, [arXiv:1303.3274].
 - [3] M. Sasaki, Prog. Theor. Phys., **90**, No. 4 (1993).
 - [4] T. Futamase, Prog. Theor. Phys., **93**, No. 3 (1995).
 - [5] S. Frittelli, T. P. Kling, Mon. Not. R. Astron. Soc., **415**, 3599-3608 (2011).
 - [6] S. R. Green, R. M. Wald, Phys. Rev. D, **83**, 084020 (2011).
 - [7] S. R. Green, R. M. Wald, Phys. Rev. D, **85**, 063512 (2012).
 - [8] S. R. Green, R. M. Wald, [arXiv:1304.2318].
 - [9] L. B. Szabados, Living Rev. Relativity, **4**, (2004).
 - [10] J. T. Firouzjaee, M. Parsi Mood, R. Mansouri, Gen. Rel. Grav., **44**, 639 (2012).



- [11] S. Khakshournia, R. Mansouri, Phys. Rev. D, **65**, 027302, (2001).
- [12] W. Rindler, M. Ishak, Phys. Rev. D, **76**, 043006, (2007).
- [13] G. A. Lemaître, Gen. Rel. Grav., **29**, 5 (1997)(reprint).
- [14] R. C. Tolman, Proc. Nat. Acad. Sci., **20**, 169 (1934).
- [15] H. Bondi, Mon. Not. R. Astron. Soc., **107**, 410 (1947).
- [16] A. Krasiński, C. Hellaby, Phys. Rev. D, **65**, 023501 (2001).
- [17] K. Bolejko, A. Krasiński, M. Célérier, C. Hellaby, *Structures in the Universe by Exact Methods: Formation, Evolution, Interactions*, Cambridge University Press (2010).
- [18] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White, Mon. Not. R. Astron. Soc., **275**, 720 (1995).
- [19] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, 3rd Edition, Cambridge University Press (2007).
- [20] K. Dekker, J. G. Verwer, *Stability of Runge-Kutta methods for stiff nonlinear differential equations*, North-Holland (1984).
- [21] S. Weinberg, *Cosmology*, Oxford University Press, (2008).
- [22] K. Van Acloeyen, J. Cosmol. Astropart. Phys., **10**, 028, (2008).
- [23] A. Paranjape, T. P. Singh, J. Cosmol. Astropart. Phys., **03**, 023, (2008).
- [24] M. Bartelmann, Astron. Astrophys., **313**, 697 (1996).
- [25] C. R. Keeton, [arXiv:astro-ph/0102341]
- [26] C. Giocoli, M. Meneghetti, S. Ettori, L. Moscardini, Mon. Not. R. Astron. Soc., **426**, 1558, (2011).
- [27] D. Coe, et al., *Astrophys. J.*, **757**, 22C, (2012).



تخمین زاویه‌ی فرود پرتوهای کیهانی با آرایه‌ی کوچک ۲۰ تایی

پژشکیان، یوسف؛ بهمن‌آبادی، محمود؛ عبدالهی، سهیلا

دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

آرایه‌ی البرز-۱ با ۲۰ آشکارساز سوسوزن در سال‌های آینده را اندازی خواهد شد. با توجه به کوچک بودن آرایه در مقایسه با آرایه‌های دنیا و عدم امکان چگالی سنجمی توسط آشکارسازهای این آرایه، لازم است روش‌های دیگری که مبتنی بر زمان‌سنجمی است برای محاسبه کمیت‌های بهمن‌های هوایی به کار رود. اولین و ساده‌ترین کمیتی که هر آرایه‌ای می‌تواند حساب کند، جهت ورود پرتو کیهانی به جو زمین (یا جهت محور بهمن) است. جهت محور بهمن با دو زاویه‌ی سرسوی و سمتی (θ و ϕ) مشخص می‌شود. در این مقاله پس از معرفی روش متداول در محاسبه زاویه بهمن فرودی، روشی جدید برای محاسبه زاویه ارائه شده است، که منجر به بهبود قابل ملاحظه‌ای در دقت زاویه‌ای آرایه می‌شود.

مقدمه

پرتوهای کیهانی، هسته‌های بارداری هستند که از هر سوی آسمان به جو زمین اصابت می‌کنند و بسته به انرژی خود به درون جو نفوذ می‌کنند. در اثر برهمکنش با مولکول‌های هوا، ذرات بیشتری تولید می‌شود و در نهایت یک «بهمن گسترده هوایی» از ذرات ثانویه به وجود می‌آید. بهمن حاصل از پرتوهای کیهانی کم انرژی نمی‌تواند تا سطح زمین نفوذ کند و در لایه‌های بالایی جو متوقف می‌شود، در نتیجه برای مطالعه‌ی آنها باید از بالنها و ماهواره‌ها استفاده کرد. در حالیکه ذرات با انرژی بالاتر از TeV بهمن‌هایی ایجاد می‌کنند که ذرات ثانویه آنها را می‌توان با کمک آرایه‌ی آشکارسازهای ذرات در سطح زمین مطالعه کرد.

آرایه‌ی البرز-۱ با ۲۰ آشکارساز سوسوزن در سال‌های آینده را اندازی خواهد شد و مطالعات مقدماتی مختلفی درباره‌ی عملکرد این آرایه در حال انجام است. این آرایه در مقایسه با آرایه‌های متداول در دنیا، یک آرایه‌ی کوچک محسوب می‌شود. از آنجایی که آشکارسازهای آرایه‌ی البرز-۱ فاقد تجهیزات لازم برای چگالی سنجمی (محاسبه‌ی انرژی به جا مانده از عبور ذرات بهمن در هر آشکارساز) هستند و تنها اختلاف زمانی رسیدن ذرات بهمن به آشکارسازها را ثبت می‌کنند، استفاده از روش‌های متداول در محاسبه کمیت‌های یک بهمن هوایی با مشکل همراه خواهد بود و برای به دست آوردن نتایج مطلوب باید روش‌های دیگری مبتنی بر زمان سنجمی به کار گرفته شوند. راستای فرود بهمن را با هر آرایه‌ای می‌توان محاسبه کرد. آرایه‌های کوچک و ساده خطای زیادی در محاسبه زاویه خواهند داشت. در این مقاله، به بررسی دقت زاویه‌ای آرایه‌ی ۲۰ تایی خواهیم پرداخت و الگوریتم جدیدی برای محاسبه‌ی زاویه ارائه خواهیم کرد که دقت زاویه‌ای را به طور قابل ملاحظه‌ای بهبود خواهد داد.

شبیه سازی برای اندازه گیری دقت زاویه‌ای آرایه‌ی ۲۰ تایی

در مقاله‌ی گردهمایی پژوهشی نجوم سال ۹۱ [۱] نشان داده شد که اگر ۲۰ آشکارساز با ابعاد $5 \times 0.5 \text{ m}^2$ در یک چیدمان مستطیلی به صورت 4×5 ، هر یک در فاصله ۷ متری از آشکارساز مجاور قرار بگیرند و شرط راه افتادن^۱ آرایه

^۱ Extensive Air Shower

^۲ شرط راه اندازی m به این معنی است که اگر در بازه‌ی زمانی کوتاهی که قابل تنظیم است (مثلا از مرتبه چند صد نانو ثانیه)، ذرات یک بهمن حداقل به m تا از آشکارسازها برسند، این بهمن به عنوان یک رخداد معتبر ثبت شود.



برای ثبت رخدادها این باشد که دست کم ۱۰ آشکارساز روشن وجود داشته باشد (هر ۱۰ تایی دلخواه)، چنین آرایه‌ای به چه ناحیه‌ای از طیف پرتوهای کیهانی حساس خواهد بود. در همان مقاله نشان دادیم که بیشترین تعداد بهمنی که در روز توسط آرایه ثبت خواهد شد، مربوط به پرتوهای کیهانی با انرژی در ناحیه $eV^{4 \times 10^{14} - 4 \times 10^{14}}$ است. با استناد به نتایج فوق، شبیه‌سازی حاضر برای مطالعه دقت زاویه‌ای چنین آرایه‌ای انجام شده که در آن انرژی پرتو کیهانی $2 \times 10^{14} eV$ در نظر گرفته شده است. برای انجام این شبیه‌سازی ۱۲۰۰۰ بهمن با استفاده از کد کورسیکا^۳، در ۱۲ زاویه‌ی سرسویی از 0 تا 60 درجه ساخته شده است (۱۰۰۰ بهمن در هر زاویه). شرط راهاندازی، روشن شدن همزمان ۱۰ آشکارساز است و فرض شده است که آشکارسازها قادرند هر نوع ذره‌ای را که به آن‌ها می‌رسد آشکار کنند (راندمان آشکارسازها 100% فرض شده است). این فرض مشکلی در مراحل بعدی ایجاد نمی‌کند، فقط باعث می‌شود آمار بهمن‌های آشکار شده بالا برود و خطای آماری محاسبات کاهش یابد. همچنین فرض شده است که آشکارسازها در محاسبه‌ی زمان دقیق‌اند و خطای ایجاد نمی‌کنند.

روش کمترین مربعات برای محاسبه زاویه‌ی فرود بهمن هوایی

اگرچه ذرات بهمن در یک سطح خمیده و دارای انحنا به زمین می‌رسند، ولی در تقریب اول می‌توان جبهه بهمن را تحت در نظر گرفت. این تقریب همان‌طور که در بخش‌های بعد خواهیم دید تا حد زیادی معتبر است و نتایجی که برای زاویه به دست می‌آید، دقیقی از مرتبه چند درجه دارد. معادله‌ی یک صفحه تحت را با دانستن مختصات سه نقطه واقع بر آن می‌توان به دست آورد. با به دست آوردن معادله‌ی صفحه، بردار نرمال آن نیز به دست می‌آید. بردار نرمال جهت محور بهمن را نشان می‌دهد.

روش محاسبه زاویه برای یک آرایه 4 تایی به روش کمترین مربعات به طور مفصل در مقاله‌ی [۲] توضیح داده شده است، به طور خلاصه اگر معادله صفحه بهمن را به صورت رابطه‌ی (۱) در نظر بگیرید:

$$ax + by + z + c = 0 \quad (1)$$

که ثوابت معادله (یعنی a و b) با زوایای بردار نرمال (محور بهمن)، به صورت معادلات (۲) مرتبط می‌شوند:

$$a = \tan\theta \cos\varphi, b = \tan\theta \sin\varphi \quad (2)$$

فاصله آشکارساز i از صفحه بهمن به این صورت خواهد بود:

$$l_i = |ax_i + by_i + z_i + c| / \sqrt{a^2 + b^2 + 1} \quad (3)$$

اگر زمان رسیدن ذره‌ی بهمن به آشکارساز i با t_i داده شود، در این صورت با کمینه کردن کمیت زیر نسبت به ثوابت معادله می‌توان زوایا را به دست آورد.

$$\sum_{i=1}^3 (l_{io} - ct_{io})^2 = \sum_{i=1}^3 [(l_i - l_o) - c(t_i - t_o)]^2 \quad (4)$$

در محاسبات برای n آشکارساز تنها حد بالای سیگما به $n-1$ تغییر می‌کند. هرچه تعداد آشکارسازهای یک آرایه بیشتر باشد، نقاط بیشتری از صفحه در اختیار خواهد بود و برآذش بهتری به دست می‌آید و در نتیجه زوایا با دقت بهتری تعیین می‌شوند.

^۳ تولید بهمن در جو توسط کلیه کورسیکا شبیه سازی می‌شود. فایل خروجی کورسیکا شامل اطلاعات ذرات بهمن در سطح مشاهده است.



الگوریتمی برای به دست آوردن زاویه فرود بهمن در آرایه‌ی ۲۰ تایی

ابتدا زاویه را به ۴ روش مختلف محاسبه می‌کنیم. این ۴ روش از این قرارند:

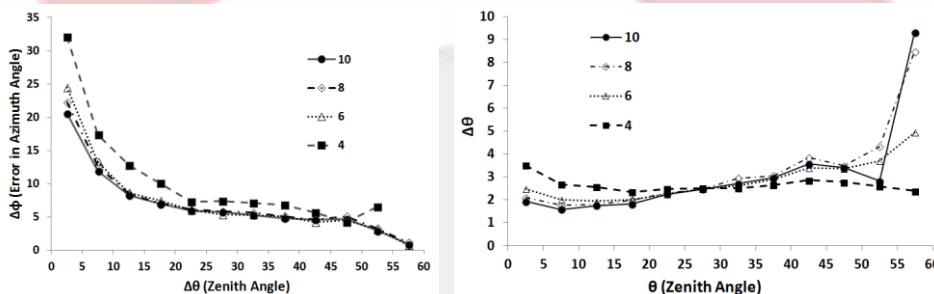
۱- وقتی ۱۰ آشکارساز روش داریم، می‌توان اطلاعات هر ۱۰ آشکارساز را در معادله‌ی (۴) وارد کرد و زاویه‌ها را محاسبه کرد (روش متداول).

۲- آشکارساز از ۱۰ آشکارساز روش را انتخاب می‌کنیم و با استفاده از رابطه‌ی (۴)، زاویه‌ها را حساب می‌کنیم. بعد ۸ تایی دیگری انتخاب می‌کنیم و زاویه‌ها را حساب می‌کنیم. این کار را برای تمام انتخاب‌های ۸ تایی ممکن از ۱۰ آشکارساز تکرار می‌کنیم. از زاویه‌های به دست آمده متوسط گیری می‌کنیم و به عنوان زاویه‌ی این روش معرفی می‌کنیم.

۳- این بار به سراغ انتخاب ۶ تا از ۱۰ تا آشکارساز می‌رویم و مشابه ۸ تایی‌ها، زاویه‌ها را به دست می‌آوریم.

۴- در نهایت تمام ۴ تایی‌های ممکن از ۱۰ تا آشکارساز را انتخاب می‌کنیم و پس از به دست آوردن زاویه‌ها، متوسط گیری می‌کنیم.

نتایج مربوط به این ۴ روش در منحنی‌های شکل ۱ به صورت تابعی از زاویه سرسویی ترسیم شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، دقت این ۴ روش در زاویه‌های مختلف یکسان نیست. منحنی سمت راست نشان می‌دهد روش چهارم (انتخاب تمام ۴ تایی‌های ممکن) در زاویه‌های سرسویی کوچک ($\theta \leq 20^\circ$) خطای بیشتری دارد ولی در زاویه‌های سرسویی بزرگ ($\theta > 30^\circ$) بهتر از روش‌های دیگر عمل می‌کند.



شکل ۱: خطای متوسط در اندازه گیری زاویه سرسویی (راست) و سمتی (چپ) به ۴ روش مختلف بر حسب زاویه سرسویی

علت این نوع رفتار از نظر شهودی نیز قابل فهم است. با توجه به اینکه جبهه بهمن خمیده است و یک صفحه تخت نیست، هنگامی که بهمن به طور عمودی به سطح زمین می‌آید اگر با ۱۰ نقطه موجود یک صفحه به جبهه بهمن برازش کنیم، جواب خوبی خواهیم گرفت ولی هرچه زاویه سرسویی بهمن افزایش یابد، در برازش حاصل از هر ۱۰ نقطه به یک صفحه با خطای بیشتری مواجه خواهیم بود. در حالی که اگر به جای یک صفحه صفحات مختلفی برازش کنیم که هر کدام از تعداد کمتری نقاط به دست آمده باشند و بعد متوسط گیری کنیم جواب بهتر خواهد بود.

الگوریتم نهایی برای به دست آوردن زاویه‌ها به این صورت خواهد بود:

۴ مقدار برای زاویه از ۴ روش بالا به دست می‌آید. به هر روش یک وزن می‌دهیم که مساوی با عکس خطای متوسط این روش در هر زاویه سرسویی است (مثال $W_\phi^8(5) = 1/\Delta_\phi^8(5)$). وزن مربوط به زاویه سمتی در روش انتخاب ۸ از ۱۰ به ازای زاویه سرسویی ۵ درجه است. همچنین یک خطای مشخصه مخصوص زاویه‌های سمتی و سرسویی به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

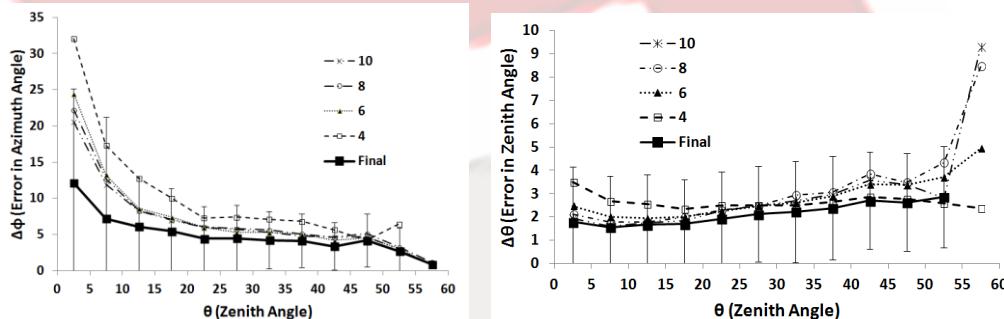


$$\Delta\hat{\theta} = \begin{cases} 2 & \theta < 45 \\ 1.6 & \theta > 45 \end{cases}, \quad \Delta\hat{\varphi} = \frac{1}{4W_\varphi^8} + 1 \quad (5)$$

هدف از تعریف خطای مشخصه این است که اگر اختلاف زاویه‌ی به دست آمده از یک روش با سایر روش‌ها بیش از خطای مشخصه باشد، مقدار زاویه‌ی به دست آمده از این روش در محاسبات وارد نشود. رابطه‌ی ۵ یک رابطه‌ی تجربی است که با آزمون و خطا به دست آمده است. انتخاب مقادیر بزرگتر برای خطای مشخصه منجر به افزایش خطا در تعیین زاویه‌های سمتی و سرسویی می‌شود، حال آنکه با انتخاب مقادیر کوچک‌تر بخش قابل ملاحظه‌ای از بهمن‌های ثبت شده از دست می‌رود.

برای اندازه گیری زاویه سرسویی: الف - وقتی زاویه سرسویی کمتر از ۴۵ درجه باشد: اگر اختلاف یکی از ۴ زاویه با ۳ تای دیگر زیادتر از خطای مشخصه بود، آن را در محاسبه‌ی زاویه دخالت نمی‌دهیم. زاویه را با جمع زاویه‌های معتبر (با احتساب وزن هر کدام) محاسبه می‌کنیم. ب - وقتی زاویه سرسویی بیش از ۴۵ درجه باشد: اصل را می‌گذاریم برای مقداری که از روش ۴ از ۱۰ به دست آمده است. بدین معنی که اگر اختلاف مقدار زاویه به دست آمده از این روش حتی فقط با یکی از زاویه‌های دیگر کمتر از خطای مشخصه بود، از این دو زاویه برای به دست آوردن زاویه نهایی استفاده می‌کنیم.

برای اندازه گیری زاویه سمتی: اگر حداقل اختلاف زاویه‌های ۳ تا از روش‌ها با هم کمتر از خطای مشخصه بود، زاویه را با کمک آنها با احتساب وزن هر روش حساب می‌کنیم.



شکل ۲: خطای متوسط در اندازه گیری زاویه سرسویی (راست) و سمتی (چپ) بر حسب زاویه سرسویی

همان‌طور که در شکل ۲ مشخص است، نتایج این روش در تمام زاویه‌ها بهتر از هر ۴ روش قبلی است. بهبود نتایج در زاویه‌های سمتی کوچک بسیار قابل ملاحظه است.

نتیجه گیری

با روش به کار رفته خطای سرسویی به طور متوسط ۰/۲۲ درجه از روش متداول کمتر می‌شود همچنین در زاویه سمتی با کاهش ۲/۷۱ درجه‌ای در خطا نسبت به روش متداول مواجه می‌شویم. این الگوریتم به کوچک‌تر شدن میله‌های خطای نیز متهی می‌شود (۳۴/۰ درجه در زاویه سرسویی و ۷۴/۲ درجه در زاویه سمتی).

مرجع‌ها

۱. عبدالهی، سهیلا و همکاران؛ «آرایه‌ی ۲۰ تایی به چه ناحیه‌ای از طیف پرتوهای کیهانی حساس است؟»

کنفرانس پژوهشی نجوم، زنجان، اردیبهشت ۹۱

2. M.Bahmanabadi et. al., *Experimental Astronomy*, 2002, 13: page 39-57



بررسی تاثیر انتخاب مدل اندرکنشهای هادرونی بر شبیه‌سازی پروفایل طولی بهمنهای گسترده هوایی پرتوهای کیهانی

پورمحمد، داود

گروه فیزیک، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی(ره)، قزوین

چکیده

در این پژوهش توزیع طولی الکترونها و موئونهای ثانویه در بهمنهای گسترده هوایی ناشی از پروتون و هسته آهن، با گزینش مدل‌های اندرکنش هادرونی مختلف شبیه‌سازی شد. تفاوت‌های ناشی از مدل‌های مختلف به دلیل افت و خیزهای کثراهی از نظر آماری ناچیزند. اما پیش‌بینی شد که با بررسی تجربی بهمنهای ناشی از پروتونها در ارتفاعات بالا می‌توان دقیق‌ترین مدل اندرکنشهای هادرونی را انتخاب کرد.

مقدمه

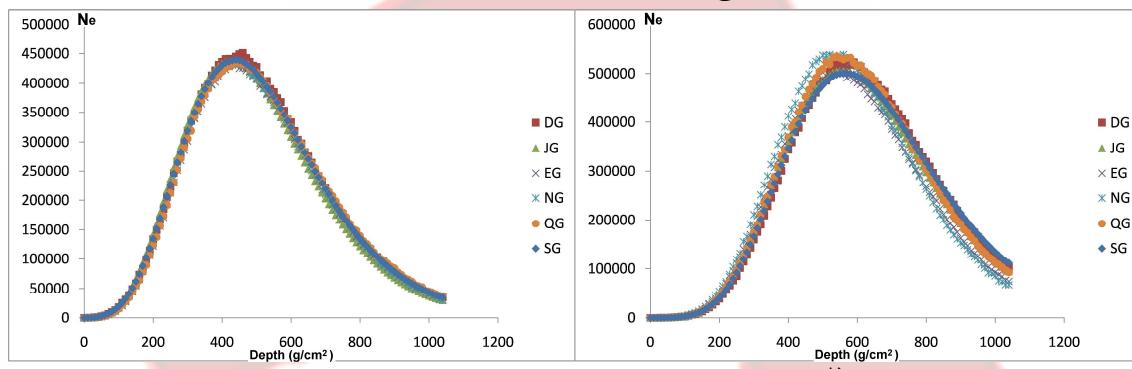
پرتوهای کیهانی با انرژی بیش از 10^{12} الکترون ولت در هنگام ورود به جو زمین با اتمهای هوا برخورد کرده، ذرات ثانویه‌ی پرانرژی تولید می‌کنند. این ذرات هم در اندرکنشهای بعدی بهمنی از ذرات ثانویه تشکیل می‌دهند. محصول نهایی این بهمن، جبهه‌ای از ذرات باردار، عمدتاً الکترون و پوزیترون، و موئون است. چنین بهمنهای گسترده هوایی با روش‌های متنوعی در سطح زمین آشکارسازی می‌شوند. در دسته‌ی دیگری از روش‌ها مسیر بهمن در جو، با مشاهده تابش فلورسانس ناشی از ذرات ثانویه تعیین و اطلاعاتی از توزیع ذرات در طول بهمن به دست می‌آید. در تحلیل این مشاهدات ناچار به مقایسه نتایج مشاهده شده با محاسبات مبتنی بر شبیه‌سازی هستیم. از آنجا که آزمایشگاههای زمینی امکان بررسی و اندازه‌گیری اندرکنشهای هادرونی در انرژیهای بالای پرتوهای کیهانی ($E \leq 10^{20}$ eV) را ندارند، در این زمینه ممکن است بر مدل‌های نظری خواهیم بود. پارامترهای هر یک از این مدل‌ها طوری انتخاب شده‌اند که محاسبات مدل‌ها با نتایج تجربی قابل حصول در آزمایشگاهی شتابگر ذرات انطباق یابند. بر اساس این مدل‌ها، کدهای شبیه‌سازی برای محاسبه احتمال تولید ذرات در اندرکنشهای هادرونی نوشته شده و در دسترس هستند. معمولاً نام این کدها همان نام مدل هادرونی مربوط به آن است، و وقتی به این کدها اشاره می‌کنیم با مسامحه به آنها مدل هادرونی می‌گوییم. در این پژوهش با گزینش مدل‌های اندرکنش هادرونی مختلف قابل استفاده در کد شبیه‌سازی کورسیکا، در پی یافتن تفاوت‌های احتمالی که مدل‌های متفاوت در توزیع طولی ذرات بهمنهای گسترده ایجاد می‌کنند هستیم. اخیراً تفاوت در توزیع طولی ذرات در بهمنهای ناشی از پرتوهای کیهانی متفاوت بررسی شده که در نتیجه آن مشخص شد که ساخت آرایه‌های آشکارسازی در ارتفاعات بالا از نظر تشخیص جرم پرتوهای کیهانی اولیه مزیت دارد [۱]. لذا لازم بود بدانیم انتخاب مدل اندرکنش هادرونی چه تاثیری بر آن نتایج دارد.

روش شبیه‌سازی و محاسبه

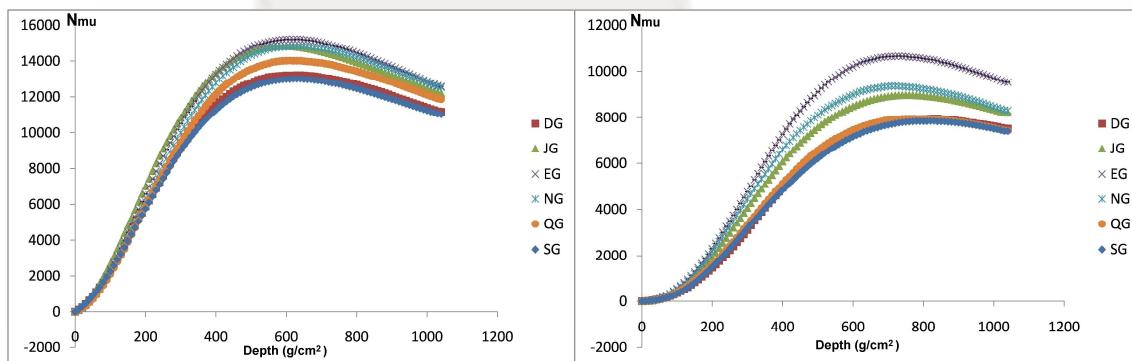
برای شبیه‌سازی بهمنها از برنامه‌ی کورسیکا نسخه‌ی ۶/۹۶ استفاده شد [۲]. این برنامه برای اندرکنشهای هادرونی در انرژی کمتر از 80 GeV می‌تواند یکی از ۳ گزینه‌ی GHEISHA [۴]، URQMD [۵] و FLUKA [۶]



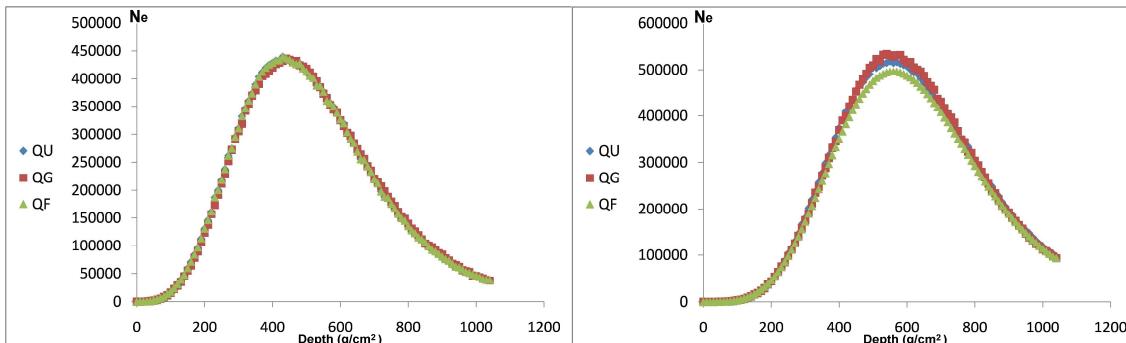
انرژیهای بالاتر یکی از ۷ گزینه‌ی DPMJET [۶]، EPOS [۷]، NEXUS [۸]، QGSJET [۹]، SIBYLL [۱۱]، VENUS [۱۲] را به کار بگیرد. از آنجا که مدل NEXUS براساس VENUS نوشته شده، ما فقط با ۶ مدل در انرژی بالا و ۳ مدل در انرژی پائین کار کردیم. در هر مدل ۱۰۰ بهمن ناشی از پروتون و ۱۰۰ بهمن ناشی از هسته آهن در انرژی 10^{15} eV (آستانه حساسیت آرایه بهمن هوایی دانشگاه صنعتی شریف [۱۳]) شبیه سازی شد. برای مقایسه تاثیر گزینش مدل‌های انرژی بالا، هر یک از این ۶ مدل را با مدل انرژی پائین GHEISHA ترکیب کردیم. در مرحله بعد برای تعیین تاثیر مدل انرژی پائین، هر یک از این مدل‌های سه‌گانه را با مدل انرژی بالای QGSII ترکیب کردیم. به این ترتیب ۱۶۰۰ بهمن تولید و بررسی شد. در شکل ۱ توزیع میانگین الکترونهای ثانویه در طول بهمنها برای مدل‌های هادرونی انرژی بالا ارائه شده است. شکل ۲ توزیع موئونهای ثانویه برای همین مدل‌ها را نشان می‌دهد. در شکل ۳ توزیع الکترونها برای مدل‌های هادرونی در محدوده کم انرژی که با مدل QGSII در محدوده انرژی بالا ترکیب شده‌اند را می‌بینید. شکل ۴ توزیع موئونهای ثانویه را برای همین وضعیتها نشان می‌دهد.



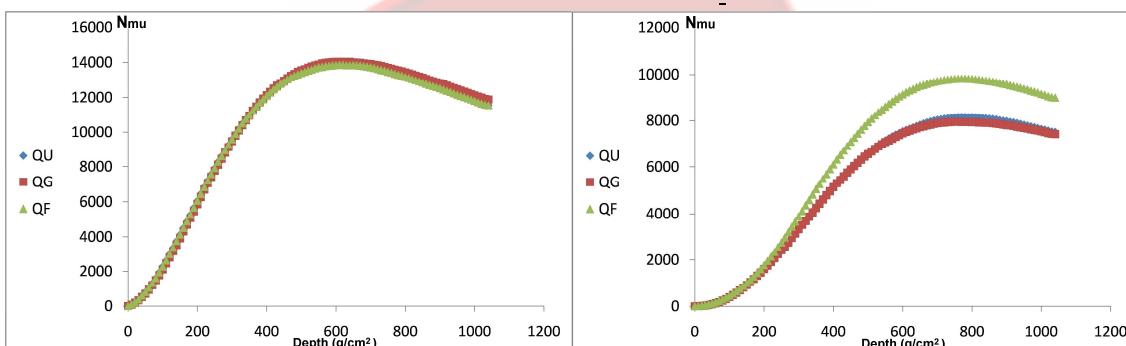
شکل ۱ توزیع الکترونهای بهمنهای 10^{15} الکترون ولتی شبیه‌سازی شده در عمق جو که با مدل هادرونی GHEISHA در انرژی کم و مدل‌های هادرونی انرژی بالا به ترتیب زیر تولید شده اند: نقاط مربع (DG) برای مدل DPMJET، نقاط مثلث (JG) برای مدل QGSJET، نقاط ضربدر (EG) برای مدل EPOS، نقاط ستاره (NG) برای مدل NEXUS، نقاط دایره (QG) برای مدل QGSII، و نقاط لوزی (SG) برای مدل SIBYLL. سمت راست نتایج حاصل از بهمنهای ناشی از پروتونها و سمت چپ نتایج بهمنهای ناشی از هسته‌های آهن را نشان می‌دهند.



شکل ۲ توزیع موئونهای بهمنهای 10^{15} الکترون ولتی شبیه‌سازی شده در عمق جو که با مدل هادرونی GHEISHA در انرژی کم و مدل‌های هادرونی انرژی بالا به ترتیب زیر تولید شده اند: نقاط مربع (DG) برای مدل DPMJET، نقاط مثلث (JG) برای مدل QGSJET، نقاط ضربدر (EG) برای مدل EPOS، نقاط ستاره (NG) برای مدل NEXUS، نقاط دایره (QG) برای مدل QGSII، و نقاط لوزی (SG) برای مدل SIBYLL. سمت راست نتایج حاصل از بهمنهای ناشی از پروتونها و سمت چپ نتایج بهمنهای ناشی از هسته‌های آهن را نشان می‌دهند.



شکل ۳ توزیع الکترونها بهمنهای 10^{15} الکترون ولتی شبیه‌سازی شده در عمق جو که با مدل هادرولی **QGSII** در انرژی بالا و مدل‌های هادرولی انرژی پائین به ترتیب زیر تولید شده اند: نقاط مثلث (**QF**) برای مدل **FLUKA**، نقاط مربع (**QG**) برای مدل **GHEISHA**، و نقاط لوزی (**QU**) برای مدل **URQMD**. سمت راست نتایج حاصل از بهمنهای ناشی از پروتونها و سمت چپ نتایج بهمنهای ناشی از هسته‌های آهن را نشان می‌دهند.



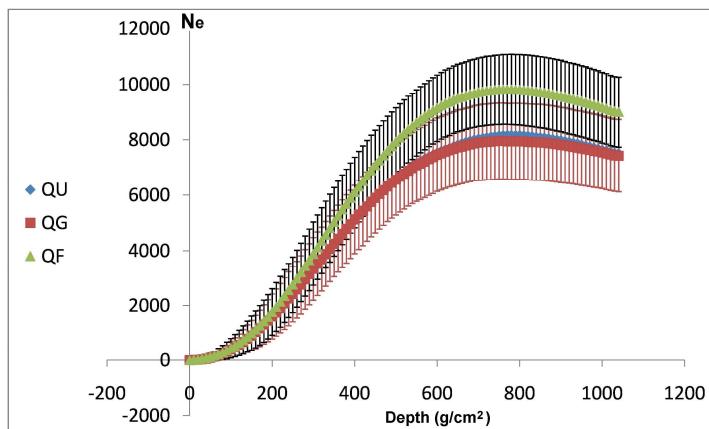
شکل ۴ توزیع موئونها بهمنهای 10^{15} الکترون ولتی شبیه‌سازی شده در عمق جو که با مدل هادرولی **QGSII** در انرژی بالا و مدل‌های هادرولی انرژی پائین به ترتیب زیر تولید شده اند: نقاط مثلث (**QF**) برای مدل **FLUKA**، نقاط مربع (**QG**) برای مدل **GHEISHA**، و نقاط لوزی (**QU**) برای مدل **URQMD**. سمت راست نتایج حاصل از بهمنهای ناشی از پروتونها و سمت چپ نتایج بهمنهای ناشی از هسته‌های آهن را نشان می‌دهند.

نتایج و بحث

همان طور که انتظار داشتیم، و نتایج نشان می‌دهند، مدل‌های هادرولی مختلف منجر به تفاوت محسوسی در توزیع الکترونها بهمن در عمق جو نمی‌شوند. همچنان بهمنهای ناشی از پرتوهای کیهانی سنگینی مانند آهن در توزیع طولی موئونها بستگی چندانی به مدل هادرولی انتخابی ندارند. توزیع طولی موئونها بهمنهای ناشی از پروتون با تغییر مدل اندرکش هادرولی انرژی بالا تغییرات محسوسی نشان می‌دهند. همچنان به نظر می‌رسد مدل هادرولی **FLUKA** باعث تولید موئونها بیشتری در بهمنهای پروتونی می‌شود. لازم به ذکر است که گرچه چنین تفاوتی در تعداد میانگین موئونها در بهمنهای پروتونی چشمگیر است، اما به دلیل افت و خیزهای کترهای ذاتی بهمنها برای مشاهده آن به صورت تجربی باید تعداد زیادی بهمن مشاهده شود. چنان که در شکل ۵ می‌بینیم منحنی‌های مربوط به مدل‌های مختلف حتی در مورد موئونهای ناشی از پروتون در داخل میله‌های خطای همدیگر قرار دارند. نتایج ما نشان می‌دهند که بیشترین اختلاف تعداد ذرات در مدل‌های مختلف در عمق 600 g/cm^2 تا 700 g/cm^2 یعنی ارتفاعات می‌دهند که بیشترین اختلاف تعداد ذرات در مدل‌های مختلف در عمق 3000 تا 4000 متری بالای سطح دریا حاصل می‌شوند. این ارتفاعات متناظر با رصدخانه پرتو کیهانی در تبت است.



لذا با داده‌های رصدی فراوان در این رصدخانه و آزمایش‌های مشابه شاید بتوان دقیق‌ترین مدل برای اندرکنشهای هادرونی را تعیین کرد.



شکل ۵ توزیع طولی موئونهای بهمنهای پروتونی در مدل‌های هادرونی کم انرژی مختلف، مانند شکل ۴، با نمایش میله‌های خط‌نمایی که اختلاف مدل‌ها در محدوده میله‌های خط‌نمایی است.

سپاسگزاری

از همکاری آقای دکتر حمید رضا حمیدی، مدیر ابرایانه دانشگاه بین‌المللی امام خمینی(ره)، برای فراهم آوردن امکان انجام شبیه‌سازی با آن ابرایانه صمیمانه تشکر می‌کنیم.

مرجع‌ها

1. D. Purmohammad, Longitudinal profile of $N\mu/Ne$ in extensive air showers, *Iranian J. Phys. Res.*, (2013) accepted for publication
2. D. Heck et al., *Report FZKA 6019* (1998), Forschungszentrum Karlsruhe
3. S.A. Bass et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** (1998) 225
4. H. Fesefeldt, *Report PITHA-85/02* (1985), RWTH Aachen
5. A. Fass' o, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala, Report **CERN-2005-10** (2005)
6. J. Ranft, *Phys. Rev. D***51** (1995) 64
7. K. Werner, F. M. Liu and T. Pierog, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 044902
8. H.J. Drescher et al., *Phys. Rep.* **350** (2001) 93
9. N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* **56** (1993) 105
10. S.S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151** (2006) 143 and 147
11. R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D***50** (1994) 5710
12. K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87
13. س. عبدالهی، ی. پژوهشکیان، م. بهمن‌آبادی، مقاله‌نامه‌ی شانزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۱۳۹۱، ص ۱۳۹



بررسی تغییرات دوره تناوب سیستم دوتایی گرفتی RT Per

تیموری، معصومه^۱ عابدی، عباس^۲

^۱دانشگاه پیر جند

چکیده

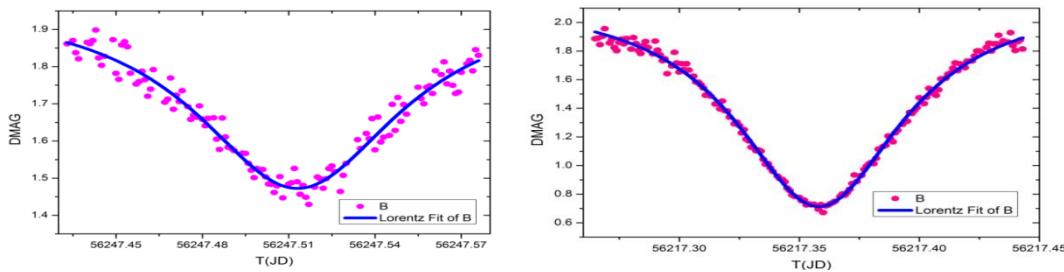
در این مقاله ضمن تعیین چند زمان کمینه گرفت اولیه و ثانویه سیستم دوتایی گرفتی *RT Per* در دو صافی *B* و *V* جانسون، برای تحلیل منحنی *C - O* کمینه های گرفت آن ابتدا تابع درجه ی دومی بر آن تطبیق داده شده و به کمک آن، اولاً زیع خطی جدید سیستم استخراج شده و پک عامل تغییر دوره تناوب سیستم انتقال جرم ناپای ستار تشخیص داده شده است. ثانیاً منحنی باقی مانده های داده های *O - C* و تابع درجه دوم منطبق بر آن تغییراتی تناوبی را نشان می دهد که می تواند ناشی از اثر نور-زمان و حضور جسم سوم باشد که در ادامه پژوهش مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

مقدمه

دوتایی گرفتی *RT Per* اولین بار توسط کراسکی در سال ۱۹۰۴ کشف و پارامترهای مداری این سیستم توسط دوگان (۱۹۱۱) در صافی *V* بدست آمد [۱] و توسط افراد دیگری چون اسکات (۱۹۴۰)، تودوران (۱۹۶۵)، مانکوسو و میلانو (۱۹۷۵)، عدالتی و زینلی (۱۹۹۶) مورد مطالعه قرار گرفته است و نتایج این بررسی ها نشان می دهند که دوتایی مورد نظر سیستمی نیمه جدا از نوع الغول (EA) می باشد [۲]. دوتایی گرفتی *RT Per* شامل یک مولفه اولیه رده طیفی F5 رشته اصلی و مولفه ثانویه رده طیفی G0 می باشد [۳]. این سیستم دارای دوره تناوب کوتاه ۰/۸۴۹۴۰۵ روز است [۲]. تغییرات دوره تناوب این سیستم در تحقیقات مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. پریود این سیستم در طول مشاهدات (۱۹۷۵-۲۰۰۱) در حال کاهش بوده است که این کاهش را به اتلاف جرم (ناشی از باد ستاره ای)، اتلاف اندازه حرکت و یا حضور جسم سوم نسبت داده اند [۲].

تعیین کمینه های گرفت

نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی ($BD + 46^{\circ} 740$) در شب های ۲۵ و ۲۷ مهر و ۱۶ و ۲۵ آبان سال ۱۳۹۱ در صافی های *B* و *V* جانسون با استفاده از تلسکوپ اشمیت کاسکرین با قطر دهانه ۱۴ اینچ مجهز به CCD مدل ST-7 رصدخانه دکتر مجتبی دانشگاه پیر جند انجام شد. برای تعیین کمینه های گرفت با استفاده از نرم افزار Origin8.1 بهترین تابع لورنتسی را بر گرفت های منحنی مشاهداتی در صافی های *B* و *V* منطبق کرده و مقادیر بدست آمده در جدول ۱ آورده شده است. شکل ۱ توابع لورنتسی منطبق بر کمینه های گرفت اولیه و ثانویه در صافی *B* جانسون را نمایش می دهد. از آنجایی که زمان های بدست آمده از نرم افزار IRIS بر اساس زمان های ژولیانی می باشند، با کمک نرم افزار Starry Night و سایت هایی که تبدیلات زمانی را انجام می دهند [۵]، زمان های ژولیانی به زمان های ژولیانی خورشید مرکزی مورد نیاز تبدیل شده اند.



شکل ۱: تطبیق تابع لورنتسی بر داده‌های گرفت (سمت راست، اولیه و چپ، ثانویه) منحنی تغییرات نور در فیلتر B

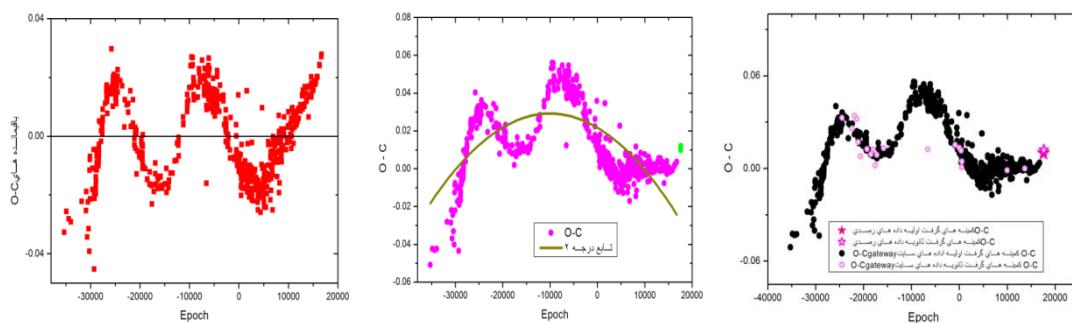
جدول ۱: زمان‌های کمینه‌ی گرفت

HJD	صفی	کمینه گرفت	خطای استاندارد
۲۴۵۶۲۱۷/۳۶۲۲۸	B	I	۰/۰۰۰۱۷
۲۴۵۶۲۱۷/۳۶۲۱۶	V	I	۰/۰۰۰۱۷
۲۴۵۶۲۴۷/۵۱۸۱۶	B	LI	۰/۰۰۰۴۹
۲۴۵۶۲۴۷/۵۱۸۰۴۰	V	LI	۰/۰۰۰۶۵

مطالعه‌ی دوره تناوب

با استفاده از مجموعه‌ی زمان‌های کمینه‌ی گرفت اولیه و ثانویه موجود در o-c gateway و همچنین زمان‌های کمینه‌ی گرفت اندازه‌گیری شده که در جدول ۱ آمده‌اند، مطالعه‌ی دوره تناوب این سیستم دوتایی انجام شده است. با استفاده از زیج خطی زیر که توسط سایت o-c gateway ارائه شده، منحنی o-c کمینه‌های گرفت اولیه و ثانویه دوتایی گرفت Per RT بر حسب تعداد دوره‌ای کامل این سیستم در شکل ۲ رسم شده است. علامت * نشان دهنده کمینه‌هایی است که از مشاهدات رصدی این پژوهش افزوده شده است.

$$\text{MIN (HJD)} = ۲۴۴۱۲۹۸/۴۰۲۸ + ۰/۸۴۹۴۰۵ E$$



شکل ۲: از راست به چپ: منحنی O-C برای زمان‌های اولیه و ثانویه، منحنی O-C به همراه تابع درجه ۲ منطبق بر آن، منحنی باقیمانده‌های O-C بر حسب دوره.



برای تعیین زیج خطی جدید این سیستم، علاوه بر زمان کمینه‌ی گرفتی که از نورسنجی بدست آمده است، باید دوره تناوب جدید سیستم را نیز بدست آوریم. ابتدا بهترین منحنی درجه دو را بر منحنی O-C منطبق می‌کنیم. این کار به کمک نرم افزار Origin انجام گرفته است. شکل ۲ این انطباق را نشان می‌دهد.

جدول ۲: ضرایب تابع درجه ۲ منطبق شده بر منحنی O-C

ضرایب	مقدار	خطای استاندارد
C.	۰/۰۲۱۶۴	۷/۵۰۰۱۸ E -۴
C ₁	-۱/۴۱۱۵۳ E -۶	۶/۶۷۱۹۸ E -۸
C ₂	-۷/۰۹۰۷۸ E -۱۱	۳/۲۹۲۵۵۴ E -۱۲

به کمک ضرایب تابع منطبق شده بر منحنی O-C، جدول ۲، و مجموعه روابط ۲ تا ۷ [۴]، می‌توان دوره تناوب جدید این سیستم دوتایی و آهنگ تغییرات آن را بدست آورد. اختلاف بین کمینه‌های گرفت مشاهدات T_{obs} و محاسباتی T_{calc} را با ΔT نمایش می‌دهیم که تابع دوره می‌باشد.

$$T_{calc}(\varepsilon) = T_{ref} + \varepsilon P_{le} \quad (2) \quad O-C = T_{obs} - T_{calc} = \Delta T(\varepsilon) = T_{obs} - T_{ref} - \varepsilon P \quad (3)$$

$$T_{obs}(\varepsilon) = T_{calc}(\varepsilon) + \Delta T(\varepsilon) \quad (4) \quad P(\varepsilon) = T_{obs}(\varepsilon) - T_{obs}(\varepsilon-1) = P_{le} + \Delta T(\varepsilon) - \Delta T(\varepsilon-1) \quad (5)$$

$$P(\varepsilon) = P_{le} + \sum_{j=0}^n C_j \varepsilon^j - \sum_{j=0}^n C_j (\varepsilon-1)^j \quad (6) \quad \Delta T(\varepsilon) = \sum_{j=0}^n C_j \varepsilon^j \quad (7)$$

در رابطه‌ی ۷، n درجه چند جمله‌ای است که در این بررسی ۲ انتخاب شده و $\sum C_j$ ضرایب جملات تابع منطبق بر منحنی O-C می‌باشند. لذا ε از صفر تا دو تغییر می‌کند. به منظور به دست آوردن دوره تناوب مداری، اگر T_{obs} تابع دوره باشد، در هر زمانی که کمینه گرفت را بدست می‌آوریم، دوره تناوب در آن زمان با دوره تناوب در زمان‌های قبل و بعد متفاوت می‌باشد. در نتیجه دوره تناوبی را اعلام می‌کنیم که خود تابع دوره ۸ باشد. P_{le} دوره تناوب مرجع می‌باشد که از زیج خطی استخراج شده است.

$$P = ۰/۸۴۹۴۰۳ \pm ۱/۸۲۳۸۴ \times 10^{-7} \quad (8)$$

با توجه به دوره تناوب محسنه شده و جدول ۱ زیج خطی جدید این سیستم دوتایی به صورت زیر اعلام می‌گردد:

$$\text{MIN (HJD)} = ۲۴۵۶۲۱۷/۳۶۲۱۶ \pm ۰/۰۰۰۱۷+ ۰/۸۴۹۴۰۳ \pm ۱/۸۲۳۸۴ \times 10^{-7} \text{ E}$$

از مقایسه‌ی دوره تناوب جدید سیستم دوتایی با دوره تناوب زیج خطی مبنای نتیجه می‌شود که دوره تناوب سیستم دوتایی در حال کاهش می‌باشد. برای تعیین علت این کاهش، ابتدا آهنگ تغییرات دوره تناوب مداری را که مطابق رابطه ۹ به دست می‌آید تعیین می‌کنیم [۴]:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{2C_2}{P_{le}} \quad (9)$$

$$\dot{P} = -1/6696 \times 10^{-10} \pm 7/75 \times 10^{-12} \text{ (day/year)}$$

با توجه به اینکه این سیستم از نوع سیستم‌های نیمه جدا می‌باشد [۱]، می‌توان این آهنگ تغییر دوره تناوب را به اثر انتقال جرم بین دو مؤلفه و یا اتلاف جرم به دلیل اثرات مغناطیسی (باد ستاره‌ای) نسبت داد [۲]. با توجه به پر شدن



روج لب مؤلفه ثانویه این فرض‌ها احتمالاً صحیح می‌باشد. مقادیر جرم مطلق مؤلفه اولیه و ثانویه سیستم از مقاله لو [۳]، $m_1 = 1.070 \pm 0.023 M_{\odot}$ و $m_2 = 0.304 \pm 0.005 M_{\odot}$ است. با فرض پایستاری جرم و رابطه‌ی ۱۰ [۴]، آهنگ انتقال جرم بین دو مؤلفه محاسبه شده است.

$$\frac{\dot{p}}{p} = \frac{3\dot{m}_1(m_1 - m_2)}{m_1 m_2} \quad (10)$$

میزان آهنگ انتقال جرم بر حسب واحد جرم خورشید در سال، برابر مقدار زیر می‌باشد:

$$\dot{m}_1 = -\dot{m}_2 = -2.78229 \times 10^{-12} \text{ (M}_{\odot}/\text{year})$$

با توجه به اینکه علامت \dot{m}_1 منفی می‌باشد، نشان دهنده‌ی این است که مؤلفه اولیه، جرم ازدست داده است و آهنگ انتقال جرم از مؤلفه‌ی اولیه به ثانویه \dot{m}_2 می‌باشد، که نتیجه‌ی منطقی بنظر نمی‌رسد.

در حالت دوم فرض می‌کیم که جرم سیستم پایسته نباشد بعنی اتلاف جرم رخ می‌دهد، با توجه به فرمول ۱۱ [۴]، آهنگ اتلاف جرم را محاسبه می‌کنیم:

$$\frac{\dot{p}}{p} = -\frac{2\dot{m}}{m_1 + m_2} - \frac{3\dot{m}_2(m_1 - m_2)}{m_1 m_2} + 3k \quad (11)$$

که ضریب ترمز مغناطیسی یا امواج گرانشی است. با فرض $k=0$ ، داریم:
 $\dot{m} = 1.350.367 \times 10^{-10} - 4.853.437 \dot{m}_2$

که وابسته به \dot{m}_2 باقی می‌ماند.

باقي مانده‌های تفاضل داده‌های O-C وتابع درجه ۲ تطبیق شده بر آن، در شکل ۲ نشان داده شده است که در ادامه پژوهش لازم است منحنی باقی مانده‌ها مورد بررسی قرار گیرد.

نتیجه گیری

بررسی منحنی O-C سیستم دوتایی گرفتی Per RT نشان می‌دهد که این سیستم فعال می‌باشد و دوره تناوب مداری آن در حال کاهش می‌باشد که با نتایج را صدین گذشته در توافق می‌باشد. علت کاهش دوره تناوب می‌تواند به احتمال زیاد ناشی از اتلاف جرم (ناشی از باد ستاره‌ای) باشد. سیستم دوتایی گرفتی RT Per سیستمی نیمه جدا از نوع الغول (EA) می‌باشد که ستاره ثانویه روج لب خود را پرکرده است و در حال انتقال جرم به ستاره اولیه می‌باشد بنابراین چون مقدار \dot{m}_1 منفی شده است کاهش دوره تناوب به دلیل انتقال جرم پایستار نمی‌تواند باشد. لذا، احتمال دارد انتقال و اتلاف جرم همزمان داشته باشد، یعنی فرض دوم برای انتقال جرم برقرار باشد. بررسی تغییرات تناوبی نمودار باقیمانده‌های منحنی O-C که احتمال حضور جسم سوم را نشان می‌دهد، در ادامه پژوهش بررسی انجام خواهد شد.

مرجع‌ها

- [1] Dugan,R.S.: 1911, *Contr.Princeton obs*, No.1.
- [2] Qian,S.: 2001, *Astronomical*. **122**, 2686-2691.
- [3] Lu, Wen-xian.: 1990, *Chin.Astron.Astrophys*. **14**, 437-443.
- [4] Hildich, R,W.: 2001, "An Introduction to Close Binary Stars". 46-292.
- [5] www.physics.sfasu.edu/astro/javascript/hjd.html.



بررسی بازتابش نور ستاره میزان از سیاره بر پارامترهای هندسی و فیزیکی سیاره فراخورشیدی

حاجی محمد حسنی، ابراهیم؛ محمدزاده جسور، داود

دانشکده فیزیک، دانشگاه سراسری تبریز

چکیده

با پرتاب تلسکوپ فضایی کپلر به فضا که هدف آن یافتن سیارات فراخورشیدی بوزیره سیارات زمین گون می باشد ، تعداد زیادی از این سیارات کشف شده است .

هنگام عبور سیاره از مقابل ستاره میزان ، نور ستاره کاهش یافته و پس از اتمام عبور نور آن دوباره به مقدار اولیه باز میگردد . از بررسی این تغییرات نوری می توان مشخصات هندسی و فیزیکی سیاره و ستاره را تعیین کرد . اما با توجه به اینکه قسمتی از نور ستاره بطریق سیاره تابیه و کسری از آن توسط سیاره منعکس می شود ، بنابراین اثر بازتابش تغییرات نوری فوق را تحت تاثیر قرار داده و مشخصات هندسی و فیزیکی باست آمده را نیز متاثر می سازد . هدف از این تحقیق بررسی تاثیر نور بازتابشی از سیاره بر روی مشخصات هندسی و فیزیکی سیارات فراخورشیدی است .

مقدمه

پس از صدها سال بحث های فلسفی درباره وجود حیات فرازمینی ، در اوخر دهه 1980 اولین سیاره فراخورشیدی (سیاره ای که در خارج از منظمه شمسی قرار دارد و حول ستاره میزانش می چرخد) گزارش شد. در سال 1992 وجود یک سیاره به عنوان اولین سیاره فراخورشیدی حول یک پالسار شناسایی و مورد تایید نهایی قرار گرفت. در سال 1995 وجود یک سیاره ، این بار حول ستاره ای از ستارگان رشته اصلی (بجای پالسار) و از روش دقیق طیف سنجی (روش سرعت شعاعی) شناسایی و مورد تایید نهایی قرار گرفت .^(۱)

پس از کشف اولین سیارات فراخورشیدی روند آشکار سازی و کشف سیارات فراخورشیدی با سرعت و شتاب بیشتری ادامه پیدا کرد ، طوری که تا آخر قرن بیستم 34 سیاره فراخورشیدی شناسایی و ثبت شده بود . طی ده سال بعد حدود 500 سیاره فراخورشیدی از روش های مختلف شناسایی و ثبت شد . 500 امین سیاره فراخورشیدی هم در دسامبر 2010 در فهرست سیارات فراخورشیدی قرار گرفت .^(۱)

یکی از شناخته شده ترین روش های شناسایی سیارات فراخورشیدی استفاده از منحنی نوری ستاره میزان این نوع سیارات است (روش گذر). منحنی نوری برای چنین سیستم هایی تابعی از پارامتر های فیزیکی و هندسی مختلف می باشد . پارامترهای هندسی از قبیل شعاع ستاره ، شعاع سیاره و زاویه میل سیستم و پارامترهای فیزیکی از جمله اثر لبه تاریکی ، اثر تاریکی گرانشی ، اثر بازتابش و ... نقش عمده ای در تعیین شکل منحنی نوری دارند .

روش هایی که برای مطالعه منحنی نوری سیستم های فراخورشیدی در نظر گرفته می شود ، بسیار شبیه روش هایی هست که در مطالعه سیستم های ستارگان دوتایی بکار گرفته می شود .



روابط ریاضی که هنگام استخراج پارامترهای فیزیکی سیستم از منحنی نوری تجربی بکار خواهیم برد اولین بار توسط Kopal در سال ۱۹۷۵ تحت عنوان "آنالیز فوریه منحنی نوری" برای ستارگان دوتایی بکار رفته است. طی سالهای بعد Kopal روش خود را برای حالت‌هایی که در آن اثر لبه تاریکی و همچنین اثر بازتابش را (هر کدام بصورت جداگانه) در نظر گرفته بود تعمیم داد، و روابط ریاضی مربوطه را تحت شرایط فوق، بسط داد.

با توجه به تشابه بین سیستم ستارگان دوتایی و سیستم سیارات فراخورشیدی روابط Kopal را می‌توان در مورد سیستم سیارات فراخورشیدی هم بکار برد. و این کاری است که ما در طی این پروژه انجام داده ایم.

روابط ریاضی که هنگام شبیه سازی منحنی‌های نوری بر اساس پارامترهای فیزیکی یک سیستم واقعی مورد استفاده قرار داده ایم از منبع (2) قابل دسترس می‌باشد.

همچنین روابط ریاضی که Kopal برای اولین بار در تحلیل منحنی‌های نوری بروش آنالیز فوریه و تحت شرایط فیزیکی مختلف بدست آورد، از منابع (3)، (4) و (5) قابل دسترس می‌باشند.

هدف تحقیق

هدف عمده تحقیق مطالعه اثر بازتابش در منحنی نوری، و همچنین تاثیر آن بر پارامترهای فیزیکی سیستم می‌باشد. به عبارت دیگر می‌خواهیم بدانیم که با در نظر گرفتن اثر بازتابش در منحنی نوری جواب‌های مسئله (پارامترهای فیزیکی شامل شعاع ستاره و سیاره و زاویه میل) به چه اندازه‌ای تغییر پیدا می‌کنند.

و این که آیا اثر بازتابش در تحلیل منحنی نوری سیستم‌های فرمانظومه‌ای قابل صرف نظر کردن است یا خیر؟

روش کار

در قسمت اول تحقیق منحنی نوری یک سیستم فرضی را شبیه سازی خواهیم کرد. پس از شبیه سازی منحنی نوری این سیستم فرضی، اثر بعضی از پدیده‌های فیزیکی را بر روی منحنی نوری مورد بررسی قرار خواهیم داد. پدیده‌های فیزیکی از قبیل اثر لبه تاریکی، اثر تاریکی گرانشی، بازتابش نور ستاره بوسیله سیاره، پدیده‌هایی هستند که منحنی‌های نوری را تحت تاثیر قرار می‌دهند و موجب تغییر شکل در منحنی نوری می‌شوند. هدف عمله ما در این قسمت این است که نشان دهیم، در نظر گرفتن و یا در نظر نگرفتن اثرهای فیزیکی فوق، به چه میزانی در شکل منحنی نوری تغییر ایجاد می‌کنند. همچنین بررسی و تفسیر نحوه تغییر شکل منحنی نوری تحت تغییرات اثرات فیزیکی فوق (در نظر گرفتن و در نظر نگرفتن اثرهای فیزیکی ذکر شده) از هدف‌های این تحقیق می‌باشد.

در قسمت دوم، پارامترهای فیزیکی یک سیستم فرمانظومه‌ای واقعی از قبیل شعاع ستاره، شعاع سیاره و زاویه میل را به روش "آنالیز فوریه منحنی نوری" از منحنی نوری تجربی (رصدشده) در حالتهای مختلف بدست می‌آوریم. منظور از حالتهای مختلف، استخراج پارامترها با در نظر گرفتن فرمولهای مربوط به



اثر لبه تاریکی و بار دیگر بدون در نظر گرفتن آنها و همچنین با در نظر گرفتن فرمول های اثر بازتابشی ، هر کدام بصورت جداگانه میباشد.

داده های منحنی های نوری تجربی از سایت پایگاه داده تلسکوپ فضایی کپلر قابل دسترس است . داده هایی که این سایت در اختیار کاربران سایت قرار می دهد ، به صورت مجموعه نقاطی است که می توان آنها را بصورت یک نمودار دو بعدی نمایش داد . محور افقی این نمودار فاز گذر و محور عمودی شدت نور اندازه گیری شده(و به یک نرمالیزه شده) را نشان می دهد . کاری که انجام می دهیم این است که ابتدا یک منحنی را بر این مجموعه نقاط برازش می کنیم . منحنی حاصل همان منحنی نوری تجربی(رصید شده) می باشد . در ادامه مشخصات فیزیکی سیستم(شامل شعاع ستاره و سیاره و همچنین زاویه میل سیستم) را به روش هایی که پیشتر اشاره شد ، از منحنی نوری استخراج می کنیم .

در اکثر موارد فوق از نرم افزار محاسباتی MATLAB جهت محاسبات و شبیه سازی ها استفاده کرده ایم .

نتایج مورد انتظار

انتظار داریم در سیستم هایی که : 1) سیاره به ستاره میزان نزدیک است و 2) شعاع سیاره نسبتاً بزرگ است(متلا چندین برابر شعاع سیاره مشتری) اثر بازتابش تاثیر قابل ملاحظه ای در مقدار پارامترهای هندسی سیستم(از جمله شعاع ستاره و سیاره) داشته باشد . پس در سیستم هایی با شرایط فوق تاثیر اثر بازتابش غیر قابل صرف نظر کردن است .

تشکر و قدردانی

برخود لازم میدانم از آقای دکتر جسور بخاطر راهنمایی هایی که در طول انجام این تحقیق انجام دادند ، با نوشتمن جمله ای هر چند کوتاه و ناقابل ، تشکر و قدردانی داشته باشم .

منابع و مأخذ

- 1) Michael perryman , *The exoplanet handbook* , XVI canary island , Winter school of astrophysics , Cambridge university press 2008
- 2) S.saeedi , Determination of physical parameters of extra-solar planets via light curve analysis , Tabriz university , 2011
- 3) Kopal.z , Fourier analysis of the light curve of eclipsing variables . I , *Astrophysics and space science* , Vol.34 , p431-457, May 1975
- 4) Kopal.z , Computation of the element of close eclipsing systems in the frequency-domain , *Astrophysics and space science* , Vol.48 , No.1-2 , P.411-451 , Jan 1982
- 5) Kopal.z , Fourier analysis of the light curve of eclipsing variables . IV , *Astrophysics and space science* , Vol.35, P.159-183 , June 1975
- 6) Milne,E.A. , The reflection effect in eclipsing binaries , *Monthly notices of the royal astronomical society* , Vol.87 , P.43-55 , 1926



- 7) Binnendijk,leendert , Properties of double stars , A survey of parallaxes and orbits ,
Philadelphia , University of pennsylvania press , 1960
- 8) Russell,Henry Norris , On the determination of the orbital elements of eclipsing variable stars
. I , *Astrophysical journal* , Vol.35 , P.315 , 1912



تعییر دیگری از پارامتر هابل!!!

محمد حسینی فرد

دانشگاه شاهله، گروه فیزیک دانشکده علوم

چکیده

در عالمی که در آن زندگی میکنیم هیچ جرم ساکنی یافت نمیشود و تصویر برآنست که خود عالم هم در چرخش باشد اما شواهد قوی و قابل ارائه ای جز معادلات نظری یافت نشده است. در این مقاله سعی برآن شده است که با استفاده از معادله پیوستگی که در اکثر مباحث و موضوعات فیزیک توانایی و صحت خود را بره کشیده است از فرضیاتی ساده و پذیرفته شده به رابطه ای منطقی برای چرخش (سرعت زاویه ای) برسیم و حتی در حالی ایده آن برای آن مقدار عددی پیدا کنیم. ارتباط سرعت زاویه ای و عمر عالم نیز مشخص شود. و در نهایت آن را با قانون هابل و مدل ایشتین-دوسیته تبیین کنیم.

Abstract

There is no static object in the universe we live, and it seems that the universe also rotates, however there has been no reasonable and convincing evidence but theoretical equations. In the article we will study how the continuity equation that has been verified in most physics subjects with simple and acceptable hypothesis can lead to a logical relation for rotating universe (angular velocity) and even ideally the relation can be expressed numerically and we also will define the relation between angular velocity and age of universe. Finally the relation will be clarified by Hobble parameter and Einstein-De sitter model.

معادله پیوستگی و عالم در حال انبساط

هر چه از عمر عالم میگذرد شعاع آن زیاد می شود، اتفاقی که انبساط عالم تعریف شده است که در ۱۹۲۴ ادوین هابل با رابطه ساده

$$v=H D \quad (1)$$

به سادگی آن را بیان نمود. فرض تقارن در انبساط عالم و داده های رصدی و تخمین شعاع کیهان شکل آن را کروی مینمایند و این به ما اجازه استفاده از دستگاه مختصات کروی در حل معادله پیوستگی را میدهد. واضح است که با در نظر گرفتن پایستگی جرم کیهان در حین انبساط و اینکه تا کنون هیچ گواهی بر نایستگی آن به دست نیامده چگالی این توده عظیم در حال کاهش می باشد. یعنی چگالی کیهان با زمان تغییر می کند.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \neq 0$$

در معادله پیوستگی زیر

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot v + v \cdot \nabla \rho = 0 \quad (3)$$



اگر مجاز به استفاده از آن برای عالم باشیم! ρ و v چگالی و سرعت انبساط عالم هستند. بطور ساده، در معادله (۲) تغییرات چگالی عالم نسبت به زمان با نرخ تغییرات چگالی در اثر انبساط کیهانی برابر است. حل معادله (۳) را در دستگاه کروی پیش می‌بریم:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\rho \frac{v}{r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

دو جمله آخر را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \rho v \quad (5)$$

می‌توان معادله (۴) را با استفاده از (۵) و $\omega = \frac{v}{r}$ به معادله (۶) تبدیل کرد.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\rho \omega + \frac{\partial}{\partial r} \rho v = 0 \quad (6)$$

در این معادله (۶) نمایانگر سرعت زاویه ای (چرخش) کیهان است.

و اگر از مقدار چگالی کیهان در مدل اینشتین-دوسیته (۲) استفاده کنیم و معادله را حل کنیم بدست می‌آید:

$$\rho = \frac{1}{6\pi G t^2}$$

$$\frac{-2}{6\pi G t^3} + \frac{2\omega}{6\pi G t^2} + \frac{\omega}{6\pi G t^2} - \frac{2}{6\pi G t^3} = 0 \quad (7)$$

و در نهایت:

$$\frac{3\omega}{t^2} - \frac{4}{t^3} = 0 \quad (8)$$

که به نتیجه زیر برای سرعت زاویه ای (چرخش) کیهان می‌انجامد:

$$\omega = \frac{4}{3t} \quad (9)$$

همچنین اگر عمر عالم را مستقل از شعاع بدانیم. (عکس این حالت درست است، یعنی شعاع عالم به عمر آن وابسته است) در معادله (۷) جمله آخر صفر شده و داریم که

$$\frac{-2}{6\pi G t^3} + \frac{2\omega}{6\pi G t^2} + \frac{\omega}{6\pi G t^2} = 0$$



پس در نهایت مقدار سرعت زاویه‌ای برابر

$$\omega = \frac{2}{3t} \quad (10)$$

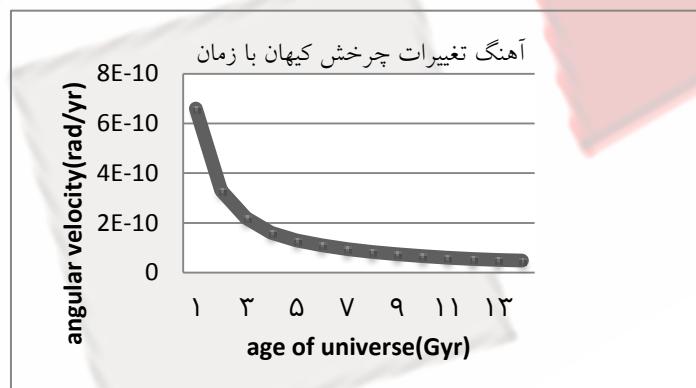
بدست می‌آید. که این در مدل دوسيته-اينشتين آمده است.

نتیجه گیری

معادله به لحاظ ابعادی در دو طرف تساوی صحیح است و بستگی سرعت زاویه‌ای کیهان با عکس زمان رابطه را منطقی می‌کند. هر چه که از عمر عالم می‌گذرد شعاع آن بزرگتر و سرعت زاویه‌ای آن کمتر می‌شود. اصل پایستگی تکانه زاویه‌ای نیز بیانگر این موضوع است. در واقع در رابطه (۱)، پارامتر هابل نمود دیگری از سرعت زاویه‌ای کیهان است که بدون ضریب عددی معادله (۱۰) و (۱۱) آمده است. با در نظر گرفتن عمر کیهان تقریباً معادل ۱۳.۷ میلیارد سال مقدار سرعت زاویه‌ای برای عالم معادله (۹) بدست می‌آید.

$$\omega = 0.948 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$$

تعريف می‌شود که با جایگزین کردن (۱۰) بجای پارامتر $H = \frac{2}{3t}$ در مدل اینشتین-دوسيته معادله (۱۰) که به طریقه‌ای متفاوت حاصل شده بود نتیجه شد. می‌توان این طور فرض کرد که پارامتر هابل همان مقدار سرعت زاویه‌ای برای عالم است که با گذرا زمان کاهش می‌یابد.



مراجع

[۱] درآمدی بر کیهان‌شناسی نوین، دکتر نعمت الله ریاضی، ترجمه بهروز ابراهیمی و رضا گلزاریان، انتشارات مرکز تحقیقات اخترفیزیک مراغه، ۱۳۸۸.

[۲]. THE CAMBRIDGE HANDBOOK OF PHYSICS 2000

[۳]. Is the universe rotating? Chu ming chung ,ApJ703,354(2009)

[۴]. The Cosmic Time Hypothesis (CTH)-An alternative to the Big Bang Theory (BBT), Horst Fritsch(2008)



بررسی ناکارآمدی مدل ذره در جعبه بعنوان آشکار کننده امواج گرانشی

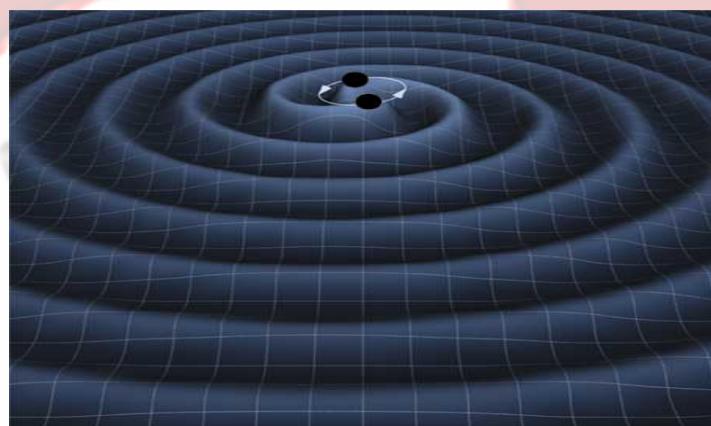
محمدحسینی فرد

دانشکده علوم پایه دانشگاه شاهد

چکیده

امواج گرانشی که توسط خود آلبرت انیشتین پیش‌بینی شده بود تاکنون تلاش‌های زیادی را با شکست موواجه کرده است انتشار این امواج در فضازمان که ناشی از شتاب اجرام است با سرعت نور صورت می‌گیرد. تاکنون عالم را در کل گستره امواج الکترومغناطیسی مطالعه کرده‌ایم و هر بار چهره‌ای تازه از آن را یافته‌ایم و با توجه به اینکه بخش قابل توجهی از عالم بالحاظ تابش الکترومغناطیسی سایلنت است یقیناً مطالعه کیهان با امواج گرانشی پنجه‌ای تازه را به روی کیهان‌شناسان باز می‌کند. نوسان فضازمان معنای تغییر تناوبی متريک فضا در طی زمان است. بنابراین موواجه با هرگونه متريک متغير می‌تواند بنحوی نشان دهنده موج گرانشی باشد. اما دامنه کم این امواج که ناشی از ضعیف بودن نیروی گرانشی در مقابل سایر نیروهای بنیادی است موجب آزار گروههای مختلف برای آشکارسازی این امواج شده است. اما رصدخانه‌های امواج گرانشی هنوز موفق به آشکارسازی نشده اند این دامنه بسیار پایین سبب شده است داشتنمان بعکر استفاده از روش‌های دیگری برای آشکارسازی این امواج باشند. یکی از این روش‌ها که بتازگی علاقمندان زیادی را پیدا کرده است. استفاده از مدل‌های کوانتمی بر پایه مدل ذره در جعبه برای آشکارسازی موج گرانشی است. در این مقاله سعی شده است تا با محاسباتی ساده و سرراست ناکارآمدی مدل ذره در جعبه را برای آشکارسازی امواج گرانشی نشان دهد.

آلبرت انیشتین در سال ۱۹۱۶ پدیده امواج گرانشی را از حل تقریب خطی معادلات میدان در نسبیت عام بدست آورد. او به اشتباہ نتیجه گرفت که هر جرم کروی شتابدار ممکن است موج گرانشی گسیل کند ولی در ۱۹۱۸ تصحیح کرد که اولین مرتبه امواج گرانشی از جرم چهارقطبی منتشر می‌شود. با خاطر مقدار کوچک ثابت جهانی گرانش ($G=6.67 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ Kg}^{-2}$) دامنه این امواج کوچک است [۱]. و به ازای فاصله از چشم باز هم کمتر می‌شود.



انتشار موج گرانشی در فضای اطراف چشم

از نسبیت عام می‌دانیم که در غیاب گرانش متريک فضا تحت خواهد بود. همچنین با در نظر گرفتن چهارچوب موضعی می‌توان فضا را تحت در نظر گرفت:

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta} \quad h_{\alpha\beta} \ll 1 \quad (1)$$

$$\eta_{\alpha\beta} = \text{diag} (-1, 1, 1, 1) \quad (2)$$

اگر معادلات میدان انیشتین را برای جزمتريک $h_{\alpha\beta}$ بنویسیم داریم که:

$$\overline{h_{\alpha\beta}} = h_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta} h \quad (3)$$

و اگر از پیمانه لورنتس استفاده کنیم که بصورت زیر در دسترس است:

$$\overline{h_{,\alpha}^{\mu\alpha}} = 0 \quad (4)$$

معادلات میدان انیشتین برای فضای خالی به معادله زیر تبدیل می‌شود:



$$\overline{h_{\mu\nu,\alpha}} = 0 \quad (5)$$

که می‌تواند شکل زیر را هم بخود بگیرد:

$$(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2) \overline{h_{\mu\nu}} = 0 \quad or \quad \square \overline{h_{\mu\nu}} = 0 \quad (6)$$

جواب‌های معادله بالا همان جواب ساده امواج تخت است [۲]:

$$\overline{h_{\mu\nu}} = Re[A_{\mu\nu} \exp(ik_{\alpha}x^{\alpha})] \quad (7)$$

که در این معادله موج $A_{\mu\nu}$ دامنه موج گرانشی و k_{α} بردار موج است.

اولین تلاش‌ها برای آشکارسازی این امواج توسط ویر در سال ۱۹۶۰ صورت گرفت وی سعی کرد تا اثر امواج گرانشی بر یک استوانه یک تنی از آلومینیوم را که بصورت ارتعاشی بسیار خفیف نمایان می‌شد را اندازه گیری کند اما دامنه بسیار پایین این امواج وی را با شکست مواجه کرد. طرح‌های بعدی ساخت آشکارسازی متفاوت با طرح ویر اما بسیار شبیه به تداخل سنج مایکلسون-مورلی بود [۳].



شکل شماتیک LIGO

در این آشکارساز هرگونه تغییر در طول بازوی‌های لیزری که ناشی از امواج گرانشی بود خود را در تشکیل طرح‌های تداخلی هماهنگ با متريک فضا نمایان می‌ساخت. اما حتی طول ۴ کیلومتری بازوی‌های این آشکارساز نیز نتوانست دامنه کم این امواج را تحت تاثیر قرار دهد علاوه بر آن وجود خطاهای ناشی از لرزش زمین یا هر تغییرکوچکی از مرتبه قطر یک پروتون!!! می‌توانست یک موج گرانشی فرضی باشد که این سبب شده است تاکنون وجود امواج گرانشی به تعویق بیفتند.

راه حل بعدی ساخت یک رصدخانه امواج گرانشی در فضاست که به پروژه LISA موسوم است و قرار است که ۲۰۱۶ در مدار قرار گیرد. آرایه‌ای مثلثی از سه فضایپما که مرکز جرم سیستم در یکی از نقاط لاغرانژ قرار می‌گیرد تا وضعیت استاتیک نسبت به مرکز زمین داشته باشد. اینبار طول بازوها را تا ۵ میلیون کیلومترافراش داده اند تا تغییر طول در اثر عبور موج گرانشی قابل توجه باشد و همچنین دیگر از خطاهای ناشی از زمین خبری نیست [۴] و [۵]. هزینه بالای این طرح موجب شده است که بسیاری بفکر راه‌های دیگری برای آشکارسازی شوند. یکی از راه‌حل‌های پیشنهادی استفاده از مدل کوانتمی ذره در جعبه است که با عبور موج گرانشی دیوارهای جعبه مقداری جابجا شده و موجب تغییر درویژه حالت ذره و طیف انرژی ذره می‌شود. و حال اینکه می‌توان ناکارآمدی این مدل را بسادگی نشان داد.

اگر چاه بینهایت در مختصات $\frac{a}{2} \pm$ در دسترس باشد و ذره در این چاه اسیر، با عبور موج از این چاه عرض چاه شروع به نوسان کرده و حداقل به عرض $\frac{b}{2} \pm$ می‌رسد. با توجه به معادله موج ذره در چاه پتانسیل [۶]:

$$U_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} (x + \frac{a}{2}) \quad (7)$$

که بصورت زیر قابل ارایه است:



$$U_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \begin{cases} (-1)^{\frac{n}{2}} \sin \frac{n\pi x}{a} & \text{زوج} \\ (-1)^{\frac{n-1}{2}} \cos \frac{n\pi x}{a} & \text{فرد} \end{cases} \quad (8)$$

و طیف انرژی ذره بصورت زیر می‌باشد:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} \quad (9)$$

که در معادله (9) کمیت a^2 مجازور ابعاد چاه پتانسیل است که در اثر عبور موج متريک فضا وابعاد چاه تغییر می‌کند بنابراین اگر بجای a^2 کمیت a^2 را جایگزین کنیم داریم که:

$$a^2 = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} ds^2 = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (10)$$

که پس از حل و استفاده از معادلات (1) و (2) و نیز صرفنظر از مرتبه دوم h_{xx} بصورت زیر خواهد شد:

$$ds^2 = \left(a + \frac{a}{2} h_{xx} \right)^2 \quad (11)$$

$$\approx a^2 + a^2 h_{xx} \rightarrow a^2 (1 + h_{xx}) \quad (12)$$

جایگزاری (12) در (9) ما را به معادله (13) می‌رساند:

$$\frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} (1 + h_{xx})^{-1} E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2 (1+h_{xx})} \rightarrow \quad (13)$$

اگر $(1 + h_{xx})^{-1}$ را بسط دهیم و بازهم از توان‌های دوم و بالاتر h_{xx} صرفنظر کنیم و در (13) جایگزین کنیم داریم که:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} (1 - h_{xx}) \quad (14)$$

حال می‌توانم بجای h_{xx} در معادله بالا معادله موج گرانشی (7) را جایگزین کنم:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} (1 - A_{\mu\nu} e^{ik_\alpha x^\alpha}) \quad (15)$$

$$E_n / \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} = (1 - A_{\mu\nu} e^{ik_\alpha x^\alpha}) \quad (16)$$

می‌توان مقدار E_n را از معادله (9) جایگزین کرد. بنابراین بدست می‌آید:

$$A_{\mu\nu} e^{ik_\alpha x^\alpha} = 0 \rightarrow \begin{cases} A_{\mu\nu} = 0 & \text{موچ گرانشی در کار نیست} \\ e^{ik_\alpha x^\alpha} = 0 & \text{و برای } \omega t \ll kx \end{cases} \quad (17)$$

با انتخابی مناسب برای ابعاد جعبه از صفر شدن جمله دوم جلوگیری می‌شود. بنابراین دامنه صفر موج گرانشی در این روش نشان از ناکارآمدی آشکارسازی امواج گرانشی با استفاده از تغییرات طیف انرژی ذره در جعبه دارد.

نتیجه‌گیری

مدل وسوسه برانگیز ذره در جعبه برای آشکارسازی امواج گرانشی مدلی ناکارآمد است. در نگاه اول شاید تصور شود عبور موج گرانشی از جعبه حاوی ذره کوانتی و تغییر در ابعاد جعبه که سبب تغییر در طیف انرژی ذره می‌شود می‌تواند به آشکارسازی مستقیم امواج گرانشی متهی شود که در بالا به صراحت اثبات شد که اینگونه نیست.

از زحمات استاد عزیز جناب آقای دکتر باسم غیور سپاسگزارم.

مراجع

- [1]. S.K.SAHAY, Data Analysis of Gravitational Waves, 2008.
- [2]. Martin Hendry, Gravitational Waves and Detection Principles, Glasgow UK, 2007.
- [3]. Scott Alexander Hughes ,Gravitational Waves Astronomy, California University, 1998.
- [4]. Koji. Ishidishiro, Search for Low-frequency, University of Tokyo,2009.
- [5]. D.Miranda et all, Star Formation rate and Gravitational Waves, SP Brazil, 2008.
- [6]. J.J.Sakurai, Modern Quantum Mechanics, 1982



Propagation of Gravitational Waves in Curved spacetime

Jafar Khodagholidzadeh

Department of Physics , Tarbiat Modares University , P.O.Box 14115-398, Tehran, Iran

Perturbation of gravitational fields may be decomposed into scalar, vector and tensor components. In this paper we concern with the evolution of tensor mode perturbations in a curved spacetime and it may be thought as gravitational waves in a classical description. We first derive the general weak field equations then the form of the field equations in spherical waves are obtained and their solutions are presented. We conclude with discussing the significance of the results and their implications.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

Here we investigate the freely propagating gravitational field requiring no local sources for their existence in a particular background. As an essential feature of the analysis of general theory of small fluctuations, we assume that all departures from homogeneity and isotropy are small, so that they can be treated as first order perturbations. We focus our analysis on an unperturbed metric that has $K \neq 0$ and presence of a positive cosmological constant. In the previous works mostly the case $K = 0$ were investigated extensively [1-3]. Even though in some works K is not fixed for demonstrating the general field equations, but for solving them usually $K = 0$ is imposed [4,5]. The study of this particular problem is interesting and relevant to present day cosmology for the following. WMAP data alone can not constraint the spatial curvature parameter of the observable universe Ω_k very well, combining the WMAP data with other distance indicators such as H_0 , BAO, or supernovae can constraint Ω_k . Assuming $\omega = -1$, we find $\Omega_\Lambda = 0.73 + / - 0.04$ and $\Omega_{total} = 1.02 + / - 0.02$. Even though in WMAP seven-year data it has been concluded as an evidence in the support of flat universe, but in no way the data does not rule out the case of $K = 1$ [6].In the analysis of gravitational waves commonly Minkowski metric is taken as the unperturbed background. According to mentioned observational data, the universe is cosmological constant dominated at our era. So in the analysis of gravitational waves we should replace the Minkowski background with de-Sitter metric. The essential point is that spatially open and flat de-Sitter spacetime are subspaces of spatially closed de-Sitter space. The first two are geodesically incomplete while the third is geodesically complete and maximally extended. From the singularity point of view the issue of completeness is crucial for a spacetime to be non-singular. Taking the issue of completeness seriously, we have no way except to choose $K = 1$.We begin by deriving the required linear field equations.

II. LINEAR WEAK FIELD EQUATION

Supposed unperturbed metric components in Cartesian coordinate system are [1]:

$$\bar{g}_{00} = -1, \quad \bar{g}_{i0} = 0, \quad \bar{g}_{ij} = a^2(t)\tilde{g}_{ij} \\ a(t) = \alpha \cosh(t/\alpha), \quad \tilde{g}_{ij} = \delta_{ij} + K \frac{x^i x^j}{1 - Kx^2}, \quad (1)$$

with the inverse metric

$$\bar{g}^{00} = -1, \quad \bar{g}^{0i} = 0, \quad \bar{g}^{ij} = a^2(t)\tilde{g}^{ij}, \\ \tilde{g}^{ij} = (\delta^{ij} - Kx^i x^j) \quad (2)$$

where K is curvature constant and $\alpha = \sqrt{\frac{3}{\Lambda}}$. Let us decompose the perturbed metric as:

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (3)$$

where $\bar{g}_{\mu\nu}$ is defined by Eq.(1) and $h_{\mu\nu}$ is small symmetric perturbation term.Perturbation of the metric produces a perturbation to the affine connection[11]

$$\delta\Gamma_{\nu\lambda}^\mu = \frac{1}{2}\bar{g}^{\mu\rho}[-2h_{\rho\sigma}\bar{\Gamma}_{\nu\lambda}^\sigma + \partial_\lambda h_{\rho\nu} + \partial_\nu h_{\rho\lambda} - \partial_\rho h_{\lambda\nu}] \quad (4)$$

The tensor mode perturbation to the metric can be put in the form

$$h_{00} = 0, \quad h_{i0} = 0, \quad h_{ij} = a^2 D_{ij}, \quad (5)$$

where D_{ij} s are functions of \vec{X} and t , satisfying the conditions

$$\tilde{g}^{ij}D_{ij} = 0, \quad \tilde{g}^{ij}\bar{\nabla}_i D_{jk} = 0. \quad (6)$$

The perturbation to the affine connection in tensor mode are

$$\delta\Gamma_{00}^0 = \delta\Gamma_{i0}^0 = \delta\Gamma_{00}^i = 0$$

$$\delta\Gamma_{ij}^0 = \delta\Gamma_{j0}^i = a\dot{a}D_{ij} + \frac{a^2}{2}\dot{D}_{ij}$$

$$\delta\Gamma_{jk}^i = \frac{1}{2}[\partial_k D_{ij} + \partial_j D_{ik} - \partial_i D_{jk} - 2K(D_{im} - Kx^i x^l D_{lm}) \times \\ (\delta_{jk} + K \frac{x^j x^k}{1 - Kx^2})x^m - Kx^i x^l(\partial_k D_{lj} + \partial_j D_{lk} - \partial_l D_{jk})].$$



The Einstein field equation without matter source for the tensor mode of perturbation gives

$$\delta R_{jk} = -\Lambda a^2 D_{jk}, \quad (8)$$

where

$$\begin{aligned} \delta R_{jk} = & -(2\dot{a}^2 + a\ddot{a})D_{jk} - \frac{3}{2}\dot{D}_{jk} - \frac{\dot{a}^2}{2}\ddot{D}_{jk} \\ & + \frac{1}{2}\partial^i\partial_i D_{jk} - 4KD_{jk} - \frac{K}{2}(\partial_i\partial_m D_{jk})x^i x^m \\ & - \frac{3}{2}Kx^m\partial_m D_{jk} - K(\partial_k D_{mj} + \partial_j D_{mk})x^m \\ & + K^2 D_{ml}(\delta_{jk} + K\frac{x^i x^k}{1-Kx^2})x^m x^l. \end{aligned} \quad (9)$$

Scale factor $a(t)$ satisfies the Friedmann equation, so we get

$$2\dot{a}^2 + a\ddot{a} = \Lambda a^2 - 2K. \quad (10)$$

Inserting Eq.(10) in Eq.(9) and Eq.(9) in Eq.(8), we would have

$$\begin{aligned} & -\frac{3}{2}a\dot{a}\dot{D}_{jk} - \frac{a^2}{2}\ddot{D}_{jk} - 2KD_{jk} + \frac{1}{2}\partial^i\partial_i D_{jk} - \frac{3}{2}Kx^m\partial_m D_{jk} \\ & + (\partial_i\partial_m D_{jk})x^i x^m - K(\partial_k D_{mj} + \partial_j D_{mk})x^m + \\ & KD_{ml}(\delta_{jk} + K\frac{x^j x^k}{1-Kx^2})x^m x^l = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

then we obtain the final equation.

$$\nabla^2 D_{jk} - 3a\dot{a}\dot{D}_{jk} - a^2\ddot{D}_{jk} - 2KD_{jk} = 0. \quad (12)$$

Our first task to establish the field equations is fulfilled. Next we look for special solutions of this field equation analogue to spherical waves that polar coordinates (χ, θ, ϕ) are convenient.

III. SPHERICAL WAVE SOLUTION

To consider this case it is more suitable to work in polar coordinates, $x^i = (\chi, \theta, \phi)$. In this basis the non-zero components of the unperturbed metric are:

$$\tilde{g}_{11} = 1, \quad \tilde{g}_{22} = \sin^2 \chi, \quad \tilde{g}_{33} = \sin^2 \chi \sin^2 \theta, \quad (13)$$

with the inverse

$$\tilde{g}^{11} = 1, \quad \tilde{g}^{22} = \sin^{-2} \chi, \quad \tilde{g}^{33} = \sin^{-2} \chi \sin^{-2} \theta. \quad (14)$$

The non-zero components of the unperturbed connections are

$$\begin{aligned} \Gamma_{22}^1 &= -\sin \chi \cos \chi, \quad \Gamma_{33}^1 = -\sin \chi \cos \chi \sin^2 \theta, \\ \Gamma_{21}^2 &= \cot \chi, \quad \Gamma_{33}^2 = -\sin \theta \cos \theta, \\ \Gamma_{31}^3 &= \cot \chi, \quad \Gamma_{32}^3 = \cot \theta. \end{aligned} \quad (15)$$

In this case \tilde{g}_{ij} is diagonal and the conditions (6) for a transverse wave give

$$D_{1i} = 0 \quad (16)$$

We may distinguish two independent polarizations as

$$D_{+ij}(\chi, \theta, t) = \frac{D_+(\chi, t)}{\sin^2 \theta} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$D_{\times ij}(\chi, \theta, t) = \frac{D_\times(\chi, t)}{\sin \theta} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (18)$$

Inserting Eqs.(14) and (15) in Eq.(6) and expressing ∇^2 in polar coordinates, with a rather lengthy but straightforward calculation it can be shown that both $D_+(\chi, t)$ and $D_\times(\chi, t)$ must satisfy the same equation as

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial \chi^2} D(\chi, t) - 2 \cot \chi \frac{\partial}{\partial \chi} D(\chi, t) + 2 \frac{D(\chi, t)}{\sin^2 \chi} \\ & - 3a\dot{a}\dot{D}(\chi, t) - a^2\ddot{D}(\chi, t) = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

To solve Eq.(16) we may assume that

$$D(\chi, t) = D(\chi)\hat{D}(t) \quad (20)$$

Then we have

$$\begin{aligned} & \frac{1}{D(\chi)} \frac{\partial^2}{\partial \chi^2} D(\chi) - 2 \frac{\cot \chi}{D(\chi)} \frac{\partial}{\partial \chi} D(\chi) \\ & + \frac{2}{\sin^2 \chi} = a^2 \frac{\ddot{\hat{D}}(t)}{\hat{D}(t)} + 3a\dot{a} \frac{\dot{\hat{D}}(t)}{\hat{D}(t)}. \end{aligned} \quad (21)$$

Eq.(21) holds provided that each side is equal to a constant, i.e.

$$\frac{1}{D(\chi)} \frac{\partial^2}{\partial \chi^2} D(\chi) - 2 \frac{\cot \chi}{D(\chi)} \frac{\partial}{\partial \chi} D(\chi) + \frac{2}{\sin^2 \chi} = -(q^2 - 1), \quad (22)$$

$$\frac{a^2(t)\ddot{\hat{D}}(t)}{\hat{D}(t)} + \frac{3a(t)\dot{a}(t)}{\hat{D}(t)} \dot{\hat{D}}(t) = -(q^2 - 1), \quad (23)$$

where q^2 is an arbitrary positive constant. So we have

$$\frac{\partial^2}{\partial \chi^2} D(\chi) - 2 \cot \chi \frac{\partial}{\partial \chi} D(\chi) + (q^2 + \frac{2}{\sin^2 \chi}) D(\chi) = 0 \quad (24)$$

$$a^2(t)\ddot{\hat{D}}(t) + 3a(t)\dot{a}(t)\dot{\hat{D}}(t) = (q^2 - 1)\hat{D}(t) = 0 \quad (25)$$

To solve Eq.(24) for $D_q(\chi)$ we may define a new parameter $X = \cos \chi$ and $D(\chi) = \hat{D}(X)$, then we have

$$(1 - X^2) \frac{d^2}{dX^2} \hat{D}(X) + X \frac{d}{dX} \hat{D}(X) + (q^2 - 1 + \frac{2}{1 - X^2}) \hat{D}(X) = 0 \quad (26)$$

Eq.(25) has a solution



$$\hat{D}_q(X) = (1 - X^2)^{1/2} \frac{d}{dX} U_q(X), \quad (27)$$

where $U_q(X)$ are solutions of

$$(1 - X^2) \frac{d^2}{dX^2} U_q(X) + X \frac{d}{dX} U_q(X) + (q^2 - 1) U_q(X) = 0 \quad (28)$$

Now $V_q(X) = \frac{d}{dx} U_q(X)$ satisfies

$$(1 - X^2) \frac{d^2}{dX^2} V_q(X) - X \frac{d}{dX} V_q(X) + (q^2 - 1) V_q(X) = 0 \quad (29)$$

Eq.(29) is a Chebyshev type I provided that we take $q = n$ and it is a discrete parameter. Then we have

$$V_n(x) = \exp(\pm i n \arccos X) \quad (30)$$

and

$$D_n(\chi) = \sin \chi \exp(\pm i n \chi) \quad (31)$$

The temporal part is the same as plane wave analogue in curved spacetime[7] and we have

$$D_n(\chi, t) = \frac{(\cos \tau \pm i n \sin \tau)}{1 - n^2} \sin \chi \begin{cases} \exp(\pm i n (\chi + \tau)) \\ \exp(\pm i n (\chi - \tau)) \end{cases} \quad (32)$$

It is interesting to note that in the case of flat models, i.e. $K = 0$, Eq.(21) in the (r, θ, ϕ) basis takes the form

$$\frac{d^2}{dr^2} D(r) - \frac{2}{r} \frac{d}{dr} D(r) + \frac{2}{r^2} D(r) = -q^2 D(r), \quad (33)$$

which has the solution and q in flat space time is a continuously parameter

$$D_q(r) \propto r e^{\pm i q r}, \quad (34)$$

where q can be any arbitrary real number. If we consider the ratio $\frac{h_{22}}{g_{22}}$ we get

$$\frac{h_{22}}{g_{22}} \propto \frac{1}{\sin \chi} \begin{cases} \exp(\pm i n (\chi + \tau)) \\ \exp(\pm i n (\chi - \tau)) \end{cases} \quad \text{for } K = 1 \quad (35)$$

$$\frac{h_{22}}{g_{22}} \propto \frac{1}{r} \exp(\pm i q r), \quad \text{for } K = 0. \quad (36)$$

Both Eqs.(35) and (36) are converged for large distances. But these solutions are not physically acceptable, because they are forbidden according to general theory of relativity.

IV. CONCLUSION

Our investigations show that in analysis of gravitational waves the background of curved spacetime (especially de-Sitter with $K = +1$) fundamentally differs from the scale-free de-Sitter with $K = 0$. We found the wave numbers should be discrete as already has been realized that the spectrum of the Laplacian in spherical space is always discrete [8]. While wave number in flat space is always continuously. Also in general relativity, gravitational waves are caused by quadrupole and we obtained non-physical solution so we look for a gravitational waves from dipole or monopole. In these cases we should modify the general relativity.

¹ Weinberg, S., Cosmology, Oxford Univ. Press, 2008.

² Maggiore, M., Gravitational Waves, vol.1: Theory and Experiment, Oxford Univ. Press, 2007.

³ Olson, D. W., Phys. Rev. D, 14, 327, 1976.

⁴ Bardeen, J.M., Phys. Rev. D, 22, 1882, 1980.

⁵ Kodama, H., & Sasaki, M., Prog.Theo.Phys.Suppl. 78, 1, 1984.

⁶ Komatsu, E. et al, APJS, 192: 18, 2011.

⁷ Abbasi A.H , Khodagholtzadeh J, EPJ C, 2013.

⁸ Uzan, J.P. , Krichner, V., Ellis, G.F.R. , Mon. Not. Astron. Soc. 349(2003) L65.



پایداری موضعی قرص های برافزایشی فشار تابشی غالب با بررسی نقش میدان مغناطیسی سمتی و گرمایش تاخیری ناشی از آلفا ویسکوزیت

مصطفی علیرضا^۱ خسروی، آذر^۲

^۱دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه

^۲دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه

چکیده

این مقاله به بررسی پایداری موضعی قرص های برافزایشی مدل استاندارد می پردازد. مادر این مقاله تأثیر میدان مغناطیسی و زمان تاخیری^۲ بین اختلال فشار و گرمایش را، روی پایداری این نوع قرص هامورد مطالعه قرار می دهیم. معادله پخش را برای این قرص ها با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی سمتی، فشار مغناطیسی و گرمایش تاخیری به دست آورده و نشان می دهیم که در نظر گرفتن زمان تاخیری بین اختلال فشار و وشکسانی و همچنین درنظر گرفتن یک فشار مغناطیسی ناچیز می تواند موجب پایدار شدن این گونه قرص ها شود.

مقدمه

بعد از ارائه قرص های مدل استاندارد توسط شاکورا و سانیو بحث پایداری و ناپایداری این نوع قرص ها به صورت وسیعی مورد مطالعه قرار گرفت [۱]. دانشمندان نشان دادند که ناحیه درونی قرص های مدل استاندارد، یعنی ناحیه ای که در آن فشار تابشی فشار غالب می باشد، از نظر گرمایی و سکولار ناپایدار است [۱، ۲]. مشاهدات رصدی قرص های برافزایشی اطراف سیاهچاله ها و دوتایی های اشعه ای ایکس که دارای تابندگی بین $0.5L_E < L < 0.01L_E$ هستند و جزو دسته قرص های مدل استاندارد با فشار تابشی غالب قرار می گیرند، حضور این گونه ناپایداری ها را در قرص ثابت نکرده و به نظر می رسید که این قرص ها پایدارند [۳]. هیروس در سال ۲۰۰۹ با یک شبیه سازی هیدرو مغناطیسی از قرص های برافزایش مدل آلفای فشار تابشی غالب، نشان داد اگر چه در این شبیه سازی ها، اختلال فشار و تانسور استرس وشکسان دارای یک ارتباط خطی با هم می باشند، ولی پاسخ فشار به تغییرات تانسور استرس یا همان وشکسانی با یک تاخیر، حدود ۱۰-۲۰ بازه زمانی دینامیکی، می باشد [۴]. در این مقاله ما ناپایداری گرمایی را در قرص های استاندارد، با درنظر گرفتن زمان تاخیری بین پاسخ فشار به تغییرات تانسور استرس وشکسان و همچنین در نظر گرفتن یک میدان مغناطیسی سمتی و فشار ناشی از این میدان مغناطیسی، بررسی می کنیم. فرض های اساسی در این مقاله، در نظر گرفتن یک زمان تاخیری بین فشار و استرس و حضور یک میدان مغناطیسی سمتی است که با افزایش ارتفاع قرص ضعیفتر می شود.

گرمایش تاخیری و توصیف وشکسانی

در قرص مدل آلفا رابطه بین فشار و تانسور استرس وشکسان به صورت $T_{r\varphi}(r, t) = -\alpha P(r, t)$ است [۱]. اگر فرض کنیم که کمیت ها متناسب با تابع موج $e^{(n\Omega t - ikr)}$ باشند که n یک عدد مختلط، Ω فرکانس کپلری و k عدد موج است، تانسور استرس و فشار بر حسب کمیت های مختلط شده و غیر مختلط شده به صورت زیر می شوند:



$$T_{r\varphi}(r,t) = T_{r,\varphi 0}(1 + \theta e^{n\Omega t - ikr}), \quad (1)$$

$$P = P_0(1 + \varpi e^{n\Omega t - ikr})$$

که $\varpi = P_1 / P_0$ و $\theta = T_{r,\varphi 1} / T_{r,\varphi 0}$ می باشد. اگر بر خلاف گذشته فرض نکنیم که α یک ثابت است داریم:

$$\alpha = -\alpha_0(1 + \bar{\alpha}) = \alpha_0(1 + (\theta e^{-n\Omega t} - \varpi))e^{n\Omega t - ikr}. \quad (2)$$

از معادلات (۱) و (۲) و رابطه $T_{r\varphi}(r,t) = -\alpha P(r,t)$ داریم:

$$T_{r\varphi}(r,t) = -\alpha(r,t + \tau)P(r,t + \tau) \quad (3)$$

این به این معنی است که با وجود تعریف و شکسانی اصلاح شده ، معادله (۲)، هنوز رابطه خطی بین استرس و تابع و شکسانی برقرار است. رابطه (۳) به این معنی است که استرس در زمان t متناسب است با فشاری که در زمان $t + \tau$ اندازه گرفته می شود. به صورت خاص، یک مقدار منفی τ به معنای استرس تاخیری می باشد: به عبارتی، یک اختلال در استرس باعث یک اختلال در فشار می شود بعد از یک زمان تاخیری τ .

معادلات اساسی و معادلات مختل شده

معادلات اساسی در این مساله، معادله تعادل هیدرو استاتیک، معادله پیوستگی یا بقای جرم ، معادله بقای تکانه زاویه ای و معادله انرژی، برای یک قرص بدون خود گرانشی، از نظر هندسی نازک و دارای تقارن محوری می باشد. (برای مشاهده این معادلات می توان به مقاله زیر مراجعه کرد[۵]). بعد از معرفی معادلات، به بررسی پایداری و ناپایداری این قرص ها می پردازیم. بدین منظور تحلیل اختلالی موضعی را در نظر می گیریم. در این گونه تحلیل های خطی و موضعی تقریب $V_{r0} = 0$ H برقرار است. چون سرعت شعاعی در مقابل سرعت سمتی بسیار ناچیز است ما فرض می کنیم $r < < \lambda$ می باشد. متغیر های بی بعد شده متناظر با اختلالات اولری را به صورت

$$\bar{u} = \frac{v_{r0}}{r\Omega}, \quad \bar{\sigma} = \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0}, \quad \bar{\varpi} = \frac{P_1}{P_0}, \quad \bar{h} = \frac{H_0}{H_1}, \quad \bar{\theta} = \frac{T_{r\varphi 1}}{T_{r,\varphi 0}},$$

تعریف می کنیم. همانطور که در بالا گفتیم همه این کمیت ها متناظر با $e^{(n\Omega t - ikr)}$ می باشند. اگر بخش حقیقی فرکانس بدون بعد n ، یک مقدار منفی باشد بیانگر یک اختلال از بین رونده (پایداری) و در صورت مثبت بودن بیانگر یک اختلال رشد کننده (ناپایداری) می باشد. به دلیل حضور میدان مغناطیسی سمتی در معادلات و درنظر گرفتن فشار مغناطیسی ناشی از این میدان، فشار کل در این دیسک ها به صورت زیر است:

$$P_{tot} = P_g + P_r + P_m = \frac{k}{\mu m_H} \Sigma T + \frac{2H}{3} a T^4 + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \quad (4)$$

بعد از وارد کردن اختلالات به معادلات تعادل هیدرو استاتیک، پیوستگی، تکانه، و انرژی و با در نظر گرفتن رابطه (۴) معادلات اختلالی ما به ترتیب به شکل زیر می شود:

$$2\bar{h} = \bar{\varpi} - \bar{\sigma} \quad (5)$$

$$n\bar{\sigma} = ikr\bar{u} \quad (6)$$



$$\bar{u} = 2i\xi kr\alpha_0 \left(\frac{c_s}{r\Omega}\right)^2 \frac{1}{1-\beta_m} \bar{\omega} \quad (V)$$

$$An \bar{\omega} + n \frac{4-3\gamma}{\gamma-1} \beta_0 \bar{\beta} - 3n\beta_{m0} \bar{\beta}_m + n\bar{h} - ikr\bar{u}(A+1) = \bar{\omega}G_\varpi + \bar{\sigma}G_\sigma + \bar{\alpha}G_\alpha \quad (\wedge)$$

که در آن $\beta = \beta / (\gamma - 1) + 3(1 - \beta - \beta_m)$ ، $\beta = P_g / P_{tot}$ ، $\beta_m = P_m / P_{tot}$ سرعت صوت، $c_s = \theta / \varpi$ ، $\xi = \theta / \varpi$ و γ ضرفيت ويزه گاز می باشد.

همچنين ما داريم :

$$\bar{\beta} = \left(\frac{4(1-\beta) - \beta_m(3+\beta)}{4-3\beta-3\beta_m} \right) \bar{\sigma} - \frac{(\beta-1+2m\beta_m)(1+\beta_m)}{4-3\beta-3\beta_m} \bar{h} + \frac{4\beta_m+3\beta-3}{4-3\beta-3\beta_m} \bar{\omega} \quad (4)$$

$$\bar{\beta}_m = 2\beta\bar{\sigma} + (2m(1-\beta-\beta_m) + \beta-1)\bar{h} + \bar{\omega} \quad (10)$$

G_ϖ و G_σ توابعی از β ، β_m و m هستند.

در به دست آوردن معادلات بالا از فرض استفاده کردیم که m یک ثابت و یک پارامتر آزاد می باشد.

ما فرض می کنیم که $m > 0$ باشد؛ یعنی میدان مغناطیسی با افزایش ارتفاع ضعیف شود. شبیه سازی های مگنتو هیدرودینامیک که توسط ماچیدا در سال ۲۰۰۶ انجام شد این فرض را تایید می کند [۶]. بعد از یک سری محاسبات جبری، ما می توانیم از معادلات اختلالی ذکر شده در بالا رابطه پخش زیر را به دست آوریم.

$$n^2 C_1 + n[\xi C_2 F + G_\alpha (-\xi e^{n\Omega\tau} + 1) - G_\varpi] + \xi F G_\sigma \quad (11)$$

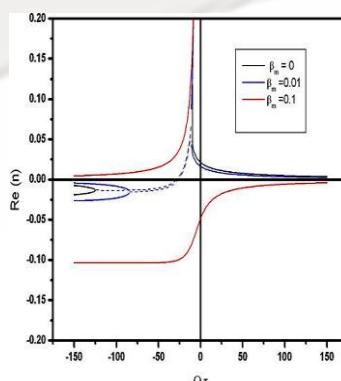
که $F = i\alpha_0 \left(\frac{kc_s}{\Omega}\right)^2 \left(\frac{1}{1-\beta_m}\right)$ می باشد. C_1 و C_2 ضرائب وابسته به β و β_m و m می باشند.

تقریب طول موج های بلند

معادله پخش در تقریب طول موج های بلند ($KH \rightarrow 0$) برابر است با :

$$n[nC_1 + (1 - \xi e^{-n\Omega\tau})G_\alpha - G_\varpi] = 0 \quad (12)$$

در شکل (۱) ریشه های معادله (۱۲) بر حسب $\Omega\tau$ و برای فشارهای مغناطیسی مختلف رسم شده است.



شکل ۱: نمودار بخش حقیقی n بر حسب $\Omega\tau$ برای β_m های مختلف.

نمودار های توپر بیانگر ریشه های حقیقی و نمودار خط چین بیانگر بخش حقیقی حل های مختلط می باشند



خلاصه و نتیجه گیری

با توجه به نتایج شبیه سازی های گذشته ، بین پاسخ فشار به تغییرات تانسور استرس و شکسان یک زمان تاخیری τ را در نظر گرفتیم. علاوه بر آن، یک میدان مغناطیسی خاص که با افزایش فشار کاهش می یابد را در نظر گرفته و تحلیل اختلالی موضعی خطی را اجرا نمودیم. معادله پخش به دست آمده از این روابط یک معادله غیر خطیاست . سپس، تقریب طول موج های بلند را به کار برد و آنرا به ازای زمان های تاخیری مختلف حل کرده و نمودار آنرا رسم نمودیم. نتایج نشان داد که در تقریب طول موج های بلند، در صورتی که تاخیر زمانی و فشار مغناطیسی صفر باشد، قرص فشارتابشی غالب دارای یک ریشه ی حقیقی مثبت خواهد بود و ناپایدار است. اگر تاخیر زمانی صفر و فشار مغناطیسی ناچیزی حدود $1/10$ وجود داشته باشد این قرص ها پایدار خواهند شد. به عبارتی حضور میدان مغناطیسی سمتی می تواند موجب پایداری این قرص ها در طول موج های بلند شود. همچنین در صورتی که یک تاخیر زمانی $125 - \Omega\tau$ بین پاسخ فشار و تغییرات تانسور استرس وجود داشته باشد، زمانی β_m برابر با صفر هستند، معادله (12) دارای دو ریشه حقیقی منفی خواهند شد که نشان دهنده پایداری این قرص ها می باشد . البته این تاخیر زمانی خیلی بزرگتر از تاخیر زمانی به دست آمده در شبیه سازی هاست . در صورت حضور میدان مغناطیسی و فشار مغناطیسی حدود $10/10$ مقدار آن به مقدار $80 - \Omega\tau$ اصلاح خواهد شد. گرچه این مقدار با حضور میدان مغناطیسی بسیار ناچیز $10/1$ به مقدار زیادی اصلاح می شود، اما همچنان از مقدار به دست آمده در شبیه سازی ها فاصله زیادی دارد. به منظور به دست آوردن یک $\Omega\tau$ نزدیکتر به نتایج شبیه سازی، که موجب پایدار شدن قرص نیز شود به مطالعه ای پارامتر های مختلف در قرص پرداختیم که یکی از این پارامترها، پارامتر m در رابطه بین میدان و نیم ضخامت قرص است. نتایج نشان داد که با اختیار نمودن $m=3$ در معادلات، به ازای $40 - \Omega\tau$ قرص دارای دو ریشه حقیقی و درنتیجه پایدار است. همانطور که می بینید با در نظر گرفتن این m این مقدار به مقدار به دست آمده در شبیه ساری ها ($10 - 20$ بازه دینامیکی) بسیار نزدیکتر می باشد. کلیه تحلیل ها، برای تقریب طول موج های بلند می باشد. این مقاله نشان می دهد که حضور میدان مغناطیسی و پارامتر زمان تاخیری در معادلات می تواند بر روی پایداری و ناپایداری قرص ها تاثیر بسیار مهم و برجسته ای داشته باشد.

مراجع

- [1] Shakura, N.I., & Sunyaev, R.A. 1973, A&A., **21**, 1
- [2] Lightman, A.P., & Erdley, D.M. 1974, Ap.J., **206**, 297
- [3] Done, C., Wardzinski, G., & Gierlinski, M. 2004, MNRAS, **349**, 393
- [4] Hirose, S., Krolik, J. H., & Blaes, O. 2009a, ApJ, **691**, 16
- [5] Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 2008, Black-Hole Accretion Disks— Towards a New Paradigm —, ed. S. F. J. . M. S. Kato
- [6] Machida, M., Nakamura, K. E., & Matsumoto, R. 2006, PASJ, **58**, 193



تأثیر میدان مغناطیسی چنبره ای بر ساختار قرص های برافزایشی استاندارد

علیرضا خصالی، مهران معتمدی کوچکسرابی

گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه ، دانشگاه مازندران

چکیده

در این مقاله انواع قرص های برافزایشی استاندارد رادر حضور یک میدان مغناطیسی چنبره ای در نظر گرفته و معادلات مغناطوهیدرودینامیک را در مختصات کروی نوشته و قرص را در حالت پایا با تقارن محوری وجود باد ، در پتانسیل نیوتونی فرض می کنیم . از مدل و شکسانی α استفاده کرده و تنها مولفه $r^2 \Phi$ تاس سور و شکسانی که غالب است را در نظر می گیریم و از فاکتور پهن رفت f استفاده کرده و با استفاده از روش خودمشابهی در جهت شعاعی ، معادلات مغناطوهیدرودینامیکی حاکم بر قرص را به صورت عددی در صفحه استواشی حل می کنیم تا نحوه رفتار سرعت ، فشار و چگالی قرص را تحت تأثیر میدان مغناطیسی در زوایای مختلف بیابیم.

مقدمه

از آنجاییکه قرص های برافزایشی ترکیبی از گازهای یونیده و غبارها هستند، بنابراین میدان مغناطیسی در آن ها نقش بسزایی ایفا می کند که این تأثیر برای اولین بار توسط شوارتزمن^۱ در سال ۱۹۷۱ میلادی در فرایند برافزایش در نظر گرفته شد. از آن پس مطالعات زیادی در رابطه با تأثیرات انواع میدان مغناطیسی بر روی ساختار قرص ها صورت گرفت، مانند آکیزوکی^۲ ۲۰۰۶. حال ما می خواهیم تا تأثیر میدان مغناطیسی چنبره ای را در قرص های استاندارد با فشار گاز و فشار تابشی غالب در تمام زوایای نواحی جریان ورودی و خروجی بر مولفه های سرعت و پارامترهای فشار و چگالی مورد بررسی قرار دهیم.

در ابتدا برای تشریح فرایند هیدرودینامیک قرص از معادلات Navier Stokes استفاده می کنیم که حل آن ها در قرص های برافزایشی شامل و شکسانی و تابش بسیار دشوار است بنابراین با استفاده از حالت پلی تروپیک و تعادل هیدرولستاتیک در جهت عمودی و پیرو کارهای انجام گرفته توسط نارایان^۳ و زوو^۴ ، معادلات به معادلات دیفرانسیل معمولی در جهت شعاعی تبدیل شده سپس با اضافه کردن یک میدان مغناطیسی چنبره ای به معادلات هیدرودینامیک، آنها را به مغناطوهیدرودینامیک تبدیل می کنیم که می توانند به صورت عددی حل شوند.

روش کار



برای تشریح ساختار قرص از معادلات مغناطوهیدرودینامیک استفاده می کنیم که شامل معادله پایستگی جرم، تکانه و انرژی می شود و لازم به ذکر است که تنها مولفه Φ میدان مغناطیسی را در نظر می گیریم و همچنین از معادله القا نیز استفاده خواهیم کرد. تمامی معادلات هیدرودینامیکی را به صورت کروی درنظر می گیریم. برای معادله پیوستگی، جریان را یکنواخت و با تقارن محوری، برای معادلات حرکت از مولفه $r\Phi$ تانسور وشکسانی و پتانسیل نیوتونی، و برای معادله انرژی از فاکتور پهن رفت f و انرژی درونی e استفاده می کنیم و آنگاه برای معادلات مذکور خواهیم داشت:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta) = 0 \quad (1)$$

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \theta} - v_\theta \right) - \frac{v_\phi^2}{r} = - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{B_\phi^2}{r} - \frac{1}{2\rho} \frac{\partial B_\phi^2}{\partial r} \quad (2)$$

$$v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_r \right) - \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta = - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{B_\phi^2}{r} \cot \theta - \frac{1}{2} \frac{\partial B_\phi^2}{\partial \theta} \quad (3)$$

$$v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r} (v_r + v_\theta \cot \theta) = - \frac{1}{\rho r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 t_{r\phi}) \quad (4)$$

$$\rho \left(v_r \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial e}{\partial \theta} \right) - \frac{p}{\rho} \left(v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right) = f t_{r\phi} r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \quad (5)$$

$$v_r B_\phi + r B_\phi \frac{\partial v_r}{\partial r} + r v_r \frac{\partial B_\phi}{\partial r} + B_\phi \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_\theta \frac{\partial B_\phi}{\partial \theta} = 0 \quad (6)$$

برای ساده تر شدن معادله انرژی و توانایی گذار از حالت فشار گاز غالب به فشار تابشی غالب، ظرفیت گرمای ویژه هم ارزی را تعریف می کنیم که به شکل زیر نوشته می شود:

$$\gamma_{equ} \equiv \frac{p}{\rho e} + 1 \quad (7)$$

برای حل کردن معادلات فوق از حل خود مشابه استفاده می کنیم که به شکل زیر نوشته می شود:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(\theta) r^{-n}, & v_r &= v_r(\theta) \sqrt{\frac{GM}{r}}, & v_\theta &= v_\theta(\theta) \sqrt{\frac{GM}{r}}, & v_\phi &= v_\phi(\theta) \sqrt{\frac{GM}{r}}, \\ p &= p(\theta) GM r^{-n-1} \end{aligned} \quad (8)$$

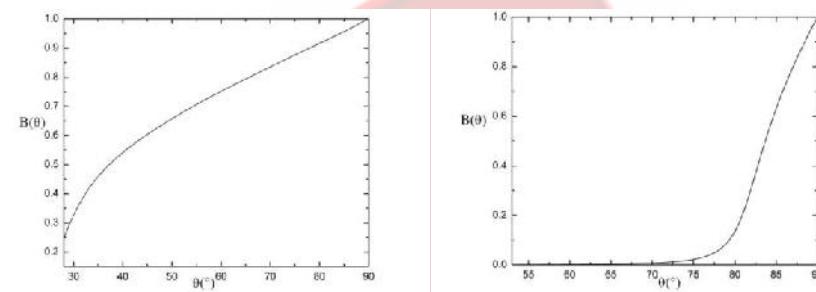
همچنین برای میدان مغناطیسی از رابطه زیر استفاده می کنیم:

$$C_A^2 = \frac{B_\phi^2}{4\pi\rho} \quad (9)$$

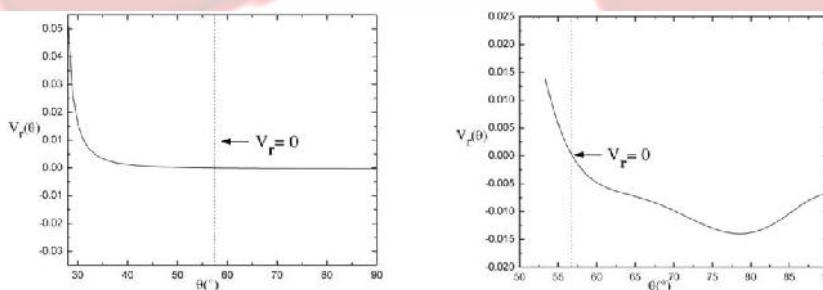


نتایج

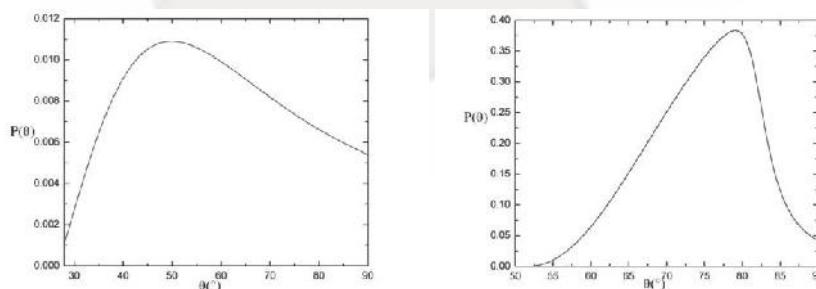
برای حل معادلات از صفحه استوایی یعنی زاویه ۹۰ درجه آغاز کرده و در یک شعاع ثابت و مستقل از زمان به سمت محور چرخش قرص یعنی زاویه ۰ درجه پیش می رویم. همچنین یادآور می شویم که در نمودارهای مربوط به مولفه شعاعی سرعت می بینیم که مقدار اولیه سرعت در صفحه استوایی قرص همواره منفی بوده که این ناحیه محل جریان ورودی می باشد و با کاهش زاویه به صفر می رسد که این نقطه مرز بین ناحیه جریان ورودی و خروجی را نشان می دهد و پس از آن در جهت مثبت افزایش می یابد که نشانگر جریان خروجی می باشد.



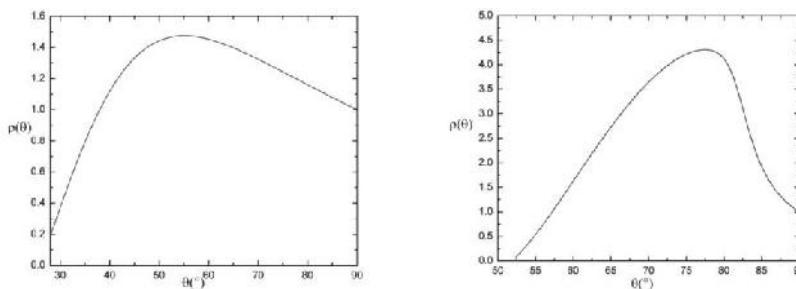
نمودار شماره (۱): سمت راست: میدان مغناطیسی در قرص با فشار گاز غالب. سمت چپ: میدان مغناطیسی در قرص با فشار تابشی غالب



نمودار شماره (۲): سمت راست: سرعت شعاعی در قرص با فشار گاز غالب. سمت چپ: سرعت شعاعی در قرص با فشار تابشی غالب.



نمودار شماره (۳): سمت راست: فشار در قرص با فشار گاز غالب. سمت چپ: فشار در قرص با فشار تابشی غالب.



نمودار شماره (4): سمت راست: چگالی در قرص با فشار گاز غالب. سمت چپ: چگالی در قرص با فشار تابشی غالب.

بحث و نتیجه گیری

لازم به ذکر است که نتایج را با کار Jiao & Wu (2011)⁵ که در غیاب میدان مغناطیسی است مقایسه می کنیم. همانطور که در نمودار (1) می بینیم در هر دو حالت میدان مغناطیسی با دور شدن از صفحه استوایی شروع به کاهش می کند که این کاهش با توجیهات فیزیکی سازگار بوده و می بینیم که کاهش میدان در حالت با فشار تابشی غالب، شیب کمتری دارد و در زوایای کوچکتری به صفر می رسد. در نمودار (2) می بینیم که در حالت فشار گاز غالب ناحیه جريان ورودی نسبت به حالت بدون میدان حدود 7 درجه بزرگتر شده و در حالت فشار تابشی غالب می بینیم که اندازه ناحیه جريان ورودی و خروجی به شدت افزایش یافته و اندازه کل ناحیه به 62 درجه می رسد، درحالیکه در غیاب میدان مغناطیسی اندازه کل ناحیه جريان ورودی و خروجی، حداقل به 15 درجه می رسید. همچنین در هر دو مورد شاهد افزایش اندازه سرعت در انتهای ناحیه جريان خروجی می باشیم. همانطور که در نمودار های (3) و (4) مشخص است، میدان مغناطیسی به سبب فشار مغناطیسی که ایجاد می کند باعث افزایش فشار و چگالی کل قرص می شود، که این اثر در غیاب میدان مغناطیسی به هیچ وجه مشاهده نمی شود و ما با دور شدن از سطح قرص در هر دو نوع از حالات فشار گاز و فشار تابشی غالب ابتدا شاهد افزایش فشار و چگالی هستیم و سپس بعداز کم شدن اثر میدان شاهد کاهش فشار و چگالی خواهیم بود که همین امر سبب افزایش اندازه ناحیه جريان ورودی در حالت فشار گاز غالب و افزایش هر دو ناحیه جريان ورودی و خروجی در حالت فشار تابشی غالب می گردد. بنابر این می توانیم این طور بیان کنیم که در حالت کلی حضور میدان مغناطیسی در قرص استاندارد سبب افزایش اندازه سرعت شعاعی در جريان خروجی و ضخیم تر شدن قرص می شود که این افزایش اندازه ضخامت در حالت فشار تابشی غالب بیشتر و شدیدتر است.

منابع

1. V. F. Shvartsman, 1971, *SvA*, **15**, 377
2. C. Akizuki, and J. Fukue, 2006, *PASJ*, **58**, 469A
3. R. Narayan , & I. Yi, 1995, *ApJ*, **444**, 231
4. L. Xue, , & J. Wang, 2005, *ApJ*, **623**, 372
5. C. L. Jiao, X. B. Wu, 2011, *ApJ*, **733**, 112J



بررسی چگالی سطحی دیسک برافراشی با درنظر گرفتن و شکسانی جنبشی متناسب با فاصله و چگالی سطحی بصورت توانی

مصطفی ، علیرضا^۱-پور جبی سادات محله ، زینب

^۱دانشکده‌ی علوم پایه، دانشگاه مازندران

چکیده

دیسک برافراشی تحت تاثیر و شکسانی بسته کمترین مقدار انرژی خود می‌رود. در این مقاله قصد داریم اثر و شکسانی جنبشی را که بصورت توانی با ۰.۵٪ متناسب است بر چگالی سطحی دیسک برافراشی مورد بررسی قرار دهیم. از اینرو با فرض چرخش کپلری و با درنظر گرفتن پتانسیل نیوتونی به بررسی مسئله می‌پردازیم. فرض می‌کنیم سرعت چرخشی خیلی بزرگتر از سرعت شعاعی دیسک باشد و دیسک از نظر هندسی نازک باشد. از راه حل خود مشابه‌ای برای حل مسئله استفاده می‌کنیم با بررسی‌های انجام شده در می‌باشیم که چگالی سطحی قرص با گذشت زمان کم می‌شود.

مقدمه

بعد از کشف کوازارها در دهه‌ی ۱۹۶۰، لیندن‌بل^۱ در سال ۱۹۶۹، مسئله دیسک برافراشی سیاه‌چاله را مطرح کرد، که امروزه پذیرفته شده است. وقتی گاز موجود در سطح دیسک روی یک جرم مرکزی سقوط می‌کند، مقداری از انرژی گرانشی آن آزاد می‌شود، که این همان فرایند برافراش جرم است. اهمیت این آزادسازی انرژی گرانشی که به برافراش جرم مربوط می‌شود درابتدا توسط زلدوویچ و نویکو^۲ در سال ۱۹۶۴ بررسی شد. ماتسوکا و هایاکاوا^۳ در همین سال فرایند برافراش را بعنوان انرژی ستاره‌های اشعه X در ستاره‌های دوقلو مطرح کردند. لیندن‌بل در سال ۱۹۶۹ فرایند برافراش را بعنوان منع انرژی کوازارها بیان کرد. شاکورا و سانیو^۴ مدل بنیادی دیسک برافراشی استاندارد یا دیسک آلفا را در سال ۱۹۷۳ مطرح کردند. سپس دانشمندان پی‌بردنده که، فرایند و شکسانی باعث انتقال اندازه حرکت زاویه‌ای به بیرون دیسک می‌شود و تعداد زیادی از اختر فیزیکدانان تاکنون از الگوی آلفا برای و شکسانی استفاده کرده‌اند. لیندن‌بل و پرینگل^۵ در سال ۱۹۷۴ بیان کردنده که بدليل فرایند و شکسانی بیشتر اندازه حرکت زاویه‌ای به بیرون متغیر می‌شود، درحالیکه بیشتر جرم دیسک به داخل برافراش می‌کند. بنابراین و شکسانی عاملی مهم در برافراش جرم دیسک محسوب می‌شود. از اینرو در این مقاله با این فرض که و شکسانی جنبشی به شعاع و چگالی سطحی وابسته است [۱]، از راه حل خود مشابه‌ای برای حل مسئله استفاده می‌کنیم [۲]. در انتهای معادله‌ای برای چگالی سطحی بدست می‌آوریم و رفتار آن را تحلیل می‌کنیم.

¹ Lynden-bell

² Zeldovich & Novikov

³ Matsuoka & Hayakawa

⁴ Shakura & Sunyaev

⁵ Lynden-bell & Pringle



محاسبه‌ی معادله‌ی پخش دیسک برافراشی

معادله‌ی پیوستگی جرم برای دیسک برافراشی بشکل زیر است [3] ،

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} - \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \dot{M}}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

و انتقال اندازه حرکت زاویه‌ای در دیسک توسط معادله‌ی زیر بیان می‌شود [3] ،

$$r \frac{\partial(\Sigma r^2 \Omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\Sigma v_r r^3 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial r} \quad (2)$$

که در آن Ω سرعت زاویه‌ای کپلری، Σ چگالی سطحی و v_r سرعت شعاعی است. همچنین G گشتاور کل دیسک، و \dot{M} نرخ شار جرم است که بشکل زیر هستند:

$$G(r, t) = 2r^3 \pi \Sigma v \frac{d\Omega}{dr} \quad (3)$$

$$\dot{M} = -2\pi R V_R \Sigma \quad (4)$$

با ترکیب معادلات بالا، برای یک دیسک کپلری، معادله‌ی پخش بصورت زیر بدست می‌آید،

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Sigma v r^{\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (5)$$

در مورد خاص که v فقط تابعی از r است، معادله‌ی پخش خطی داریم و اگر v تابعی از Σ و r باشد، معادله‌ی پخش غیر خطی می‌شود. برای سادگی $0 \rightarrow r_{in}$ را در نظر می‌گیریم، بنابراین شرط مرزی داخلی بصورت $0 \rightarrow r^{\frac{1}{2}} v \Sigma \rightarrow 0$ می‌باشد.

معادله‌ی پخش غیر خطی

وشکسانی جنبشی با فرم $v = A \Sigma^b r^a$ می‌تواند در نظر گرفته شود [2]. با استفاده از معادله‌ی پخش داریم:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{4x^3} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (v \Sigma x) \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma x^4) - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{3}{4} x^2 \frac{\partial}{\partial x} (\Sigma v) \right\} = 0 \quad (7)$$

در اینجا $x = r^{\frac{1}{2}}$ است ، و اندازه حرکت زاویه ای کل دیسک کمیتی پایسته است ، یعنی:

$$\int_0^{r_{out}} \Sigma (Gmr)^{\frac{1}{2}} 2\pi r dr \propto \int_0^{x_{out}} \Sigma x^4 dx = c \quad (8)$$

می‌توان نشان داد که تنها مقدار پایسته در این مسئله بر روی شرایط اولیه، کمیت پایسته c است. بنابراین A و c تنها ثابت های

بعددار مسئله هستند. متغیر بی بعد $\xi = \frac{x}{X(t)}$ را داریم، $(\xi) f(\xi) \propto v \Sigma$ است. حال فرض می‌کنیم:



$$v = Ar^{\frac{1}{2}}\Sigma^{\frac{2}{5}} = Ax\Sigma^{\frac{2}{5}} \quad (9)$$

با توجه به بعد Σ ، v و X روابط زیر را می‌توان بدست آورد.

$$[c] = ML^{\frac{1}{2}} \quad , \quad [A] = L^{\frac{23}{10}}M^{-\frac{2}{5}}T^{-1} \quad , \quad [X(t)] = L^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

با توجه به این روابط می‌توان نشان داد که:

$$X(t) = A^{\frac{1}{5}}c^{\frac{2}{25}}t^{\frac{1}{5}} \quad (11)$$

$$v\Sigma = A^{-\frac{1}{5}}c^{\frac{23}{25}}t^{-\frac{6}{5}}f(\xi) \quad (12)$$

با استفاده از معادلات ۹ و ۱۲ خواهیم دید که:

$$\Sigma = A^{-\frac{6}{7}}C^{\frac{23}{35}}t^{-\frac{6}{7}}x^{-\frac{5}{7}}f(\xi)^{\frac{5}{7}} \quad (13)$$

با جاگذاری Σ در رابطه ۷ ثابت‌ها از دو طرف معادله حذف می‌شوند و داریم:

$$-\frac{15}{4}\frac{\partial}{\partial\xi}\left\{\xi^2\frac{\partial f(\xi)}{\partial\xi}\right\} = \frac{30}{7}\xi^{\frac{23}{7}}f(\xi)^{\frac{5}{7}} + \xi^{\frac{30}{7}}\frac{\partial f(\xi)}{\partial\xi}^{\frac{5}{7}} \quad (14)$$

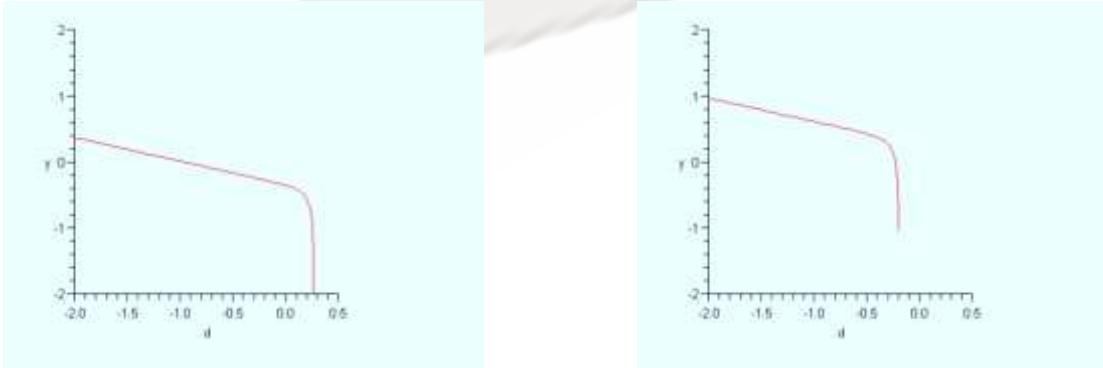
با ساده‌سازی رابطه بالا به رابطه $f(\xi) = -\frac{8}{345}\xi^{\frac{23}{2}}$ می‌رسیم. بنابراین چگالی سطحی بدست می‌آید:

$$\Sigma = \Sigma_0\left(\frac{r}{r_d}\right)^{-\frac{5}{14}}\left(\frac{t}{t_0}\right)^{-\frac{23}{21}}\left[1 - \left(\frac{r}{r_d}\right)^{\frac{23}{4}}\right]^{\frac{5}{7}} \quad (15)$$

که در آن از رابطه $[X(t)]^2 = r_0\left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3}} = r_d$ استفاده شده است.

نتیجه گیری:

با قرار دادن مقدارهای عددی برای $\frac{t}{t_0}$ در معادله ۱۵ و با رسم نمودار خواهیم دید که، دیسک با گذشت زمان منیبسط می‌شود، ولی چگالی سطحی با گذشت زمان در یک شعاع ثابت کاهش می‌یابد. شکل‌های ۱، ۲، ۳ و ۴ بیانگر این موضوع است.

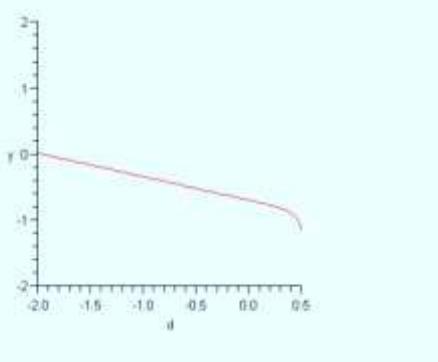


شکل(۲): نمودار چگالی سطحی بر حسب فاصله

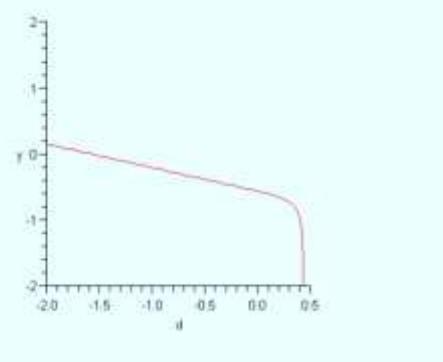
$$\frac{t}{t_0} = 2.5$$

شکل(۱): نمودار چگالی سطحی بر حسب فاصله

$$\frac{t}{t_0} = 0.5$$



شکل(۴): نمودار چگالی سطحی برحسب فاصله



شکل(۳): نمودار چگالی سطحی برحسب فاصله

$$\frac{t}{t_0} = 6.5 \text{ برای}$$

$$\frac{t}{t_0} = 4.5 \text{ برای}$$

مراجع:

- [1] Filipov L., Shakura N.I., Ljubarskii Yu. 1988 ; Pringle J.E. 1974
- [2]G.I. Ogilvie G.I.,2005
- [3] Kato Sh., Fukue J., Mineshige Sh. 2007



The study of the molecular clouds with the choice of the cooling function

A. R. Khesali¹ and K. Kokabi¹ and K. Faghei² and M. Nejad-Asghar¹

¹ Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar, Iran

² School of Physics, Damghan University, Damghan, Iran

We study the evolution of the self-gravitating cooling magnetized molecular cloud using a numerical method. A self-similar formalism for the study of the evolution of molecular cloud provides an important theoretical framework from which to explore the dynamics of star formation. In this work we suppose the cloud with cylindrical symmetry and two components of axial and toroidal magnetic fields. We found that the magnetic field in the central region increase. Moreover, we showed that by the more energy loss from the cloud, caused a rise in the infall velocity.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

Understanding the formation of the first cores and clumps at the Giant Molecular Clouds (GMCs) is one of the most important challenges in astronomy. GMCs are one of the sites of the star formation. There are filamentary structures in most of the molecular clouds. If we suppose that filamentary structures have been formed from the GMCs, then their interactions would be a useful way to find out about the star formation.

Chandrasekhar and Fermi (1953) studied the stability of a non condensed self-gravitating equilibrium filament, according to the cylindrical symmetry of the fluid. Also, Stodolkiewicz (1963) and Nagasawa (1987) considered the stability of isothermal, magnetized filaments. They assumed the same density distribution, $\rho_0 = \rho_c(1 + \frac{r^2}{H^2})^{-2}$, though the expression for H (scale height) is different. Nakajima (1996) assumed the density distribution is expressed as $\rho = \rho_0 \operatorname{sech}^2(\frac{y}{H})$. Miyama (1987) achieved that the infall velocity is proportional to the distance from the axis for an unmagnetized isothermal cylinder and its density profile is similar to that of the Stodolkiewicz case in which the scale radius decreased and central density increased with time.

Various physical processes such as self-gravity, thermal processes and magnetic fields play the main roles in the formation of the stars (Larson 1985, Nakamura 1995, Nakajima 1996, Tilley and Pudritz 2003, Shadmehri 2005, Schneider et al. 2010).

There is strong observational evidence that magnetic fields are important for the support of precollapse molecular clouds.

Molecular cloud exchanges the energy with the environment. Processes such as cosmic ray interaction, diffuse radiation field, dust irradiation, photoelectric ejection and carbon ionization which cause an increase in the heat of the cloud. Moreover, stellar x-ray is another factor of heating the cloud with ionizing hydrogen. Mechanisms like the hydrogen or helium inelastic interactions

with atoms, molecules or dust decrease the energy with emission of photons by exciting the interval degrees of freedom. The interstellar dust is also one of the most important agents in the cooling mechanism with emission of IR photons. In this paper, the above factors are expressed as a net cooling function in energy equation. We investigate the effects of the cooling function variations on the filamentary molecular clouds.

According to the different magnetic fields that have been observed in the molecular clouds, our goal is to extend the calculations of the self-similar collapse of a magnetized, filamentary molecular cloud.

We present the general formulation in §2. The self-similar solution of the model is shown in §3 and we describe the initial and boundary conditions and numerical procedures in §4. In §5 we summarize our results. [22].

II. GENERAL FORMULATION

In this section according to the symmetry of the problem, we consider the cloud as a long cylinder which its axis is the z-axis and the magnetic field effect on the filament collapsing in both poloidal and toroidal directions.

According to the ideal gas and energy equations, the basic equations are as follow:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v \right) &= -\nabla p + \frac{1}{\mu} [(B \cdot \nabla) B \\ &\quad - \frac{1}{2} \nabla (B^2)] - \rho \nabla \psi, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \psi}{\partial r}) = 4\pi G \rho, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (4)$$



$$\frac{1}{\gamma - 1} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} \right] + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) + A_v \rho^2 T^\nu = 0, \quad (5)$$

$$p = \frac{R}{M} \rho T, \quad (6)$$

where ρ, v, p, ψ, B, T denote the gas density, radial velocity, pressure, gravitational potential, magnetic field and temperature, respectively. Also v and A_v are constant, depending on selected intervals of temperature, these parameters can be determined (Spitzer 1978). All of the variations depend on the r , distance from the cylinder axis, and time.

As mentioned, the goal of this research is to explore the behavior of the physical quantities of the system with time and local variations with which achieving their exact illustrative solution is impossible. Therefore using a numerical method is essential.

In this work we use the self-similar method that will be described in the next section.

III. SELF-SIMILAR SOLUTION

Now by considering the dimensionless equations, we can make the following substitutions to change our dimensionless equations from functions of (r, t) to separable functions of (η, t) , for the self-similar variable $\eta = r/t^n$. We also use the following forms for the physical variables:

$$\rho(r, t) = R(\eta)t^{\epsilon_1}, \quad (7)$$

$$v(r, t) = V(\eta)t^{\epsilon_2}, \quad (8)$$

$$\psi(r, t) = \phi(\eta)t^{\epsilon_3}, \quad (9)$$

$$B_z(r, t) = b_z(\eta)t^{\epsilon_4}, \quad (10)$$

$$B_\varphi(r, t) = b_\varphi(\eta)t^{\epsilon_5}, \quad (11)$$

$$p(r, t) = P(\eta)t^{\epsilon_6}, \quad (12)$$

by equilibrating the time powers, local equations will be achieved as follow:

$$\epsilon_1 R - n\eta \frac{\partial R}{\partial \eta} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta RV) = 0, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_2 V - n\eta \frac{\partial V}{\partial \eta} + V \frac{\partial V}{\partial \eta} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial \eta} - \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \\ &- \frac{b_z}{R} \frac{\partial b_z}{\partial \eta} - \frac{b_\varphi}{R\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta b_\varphi), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) = R, \quad (15)$$

$$\epsilon_5 b_\varphi - n\eta \frac{\partial b_\varphi}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \eta} (V b_\varphi) = 0, \quad (16)$$

$$\epsilon_4 b_z - n\eta \frac{\partial b_z}{\partial \eta} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta V b_z) = 0, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma - 1} (\epsilon_6 P - n\eta \frac{\partial P}{\partial \eta} + V \frac{\partial P}{\partial \eta}) &+ \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta V) \\ &+ R^{2-\nu} P^\nu = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

Now the equations (13)-(18) can be solved by using the Fourth-order Runge-Kutta Method which is considered in the next section.

IV. INITIAL AND BOUNDARY CONDITIONS AND NUMERICAL PROCEDURES

Some of the authors suggested that filamentary structures occur as a result of the fragmentation of the parent molecular clouds through turbulent motions (Nakamura and Hanawa 1995, Nakajima and Hanawa 1996, Klessen and Burkert 2000, Ostriker 2001). In consistence with the observation of filamentary molecular clouds, the density in the central region is more than the outer region. The filamentary molecular cloud density is low in the outer region which is the same as the density of the interstellar medium. For this reason we select the typical number density $n = 10 m_{H_2} \text{cm}^{-3}$. We expect that it increases in the central region. Hanawa (1996) used the density in the central region as $n = 10^4 m_{H_2} \text{cm}^{-3}$ for a typical filament that according to the observations (Li and Goldsmith 2012, Henshaw et al. 2013) it should be about $10^3 - 10^4 m_{H_2} \text{cm}^{-3}$.

According to the boundary conditions and free parameter ν that is selected from the cooling function, we can solve the set of ordinary differential equations. We can assume an initial value of $\nu = 2.4$ for a typical cloud and determine the other parameters according to that amount (Goldsmith 2001).

According to the observations, the magnetic field can be seen with different shapes in the filamentary molecular clouds that makes a different angle with the axis in the outer region of the filament. Fiege and Pudritz (2000a) showed that the toroidal magnetic field in the outer region of the filament is greatly dominated when the models consist of poloidal and toroidal magnetic field. To achieve a good approximation, Tilley and Pudritz (2003) assumed that the magnetic field in the outer region of the filament is purely toroidal. Shadmehri (2005) assumed that the toroidal component of the magnetic field

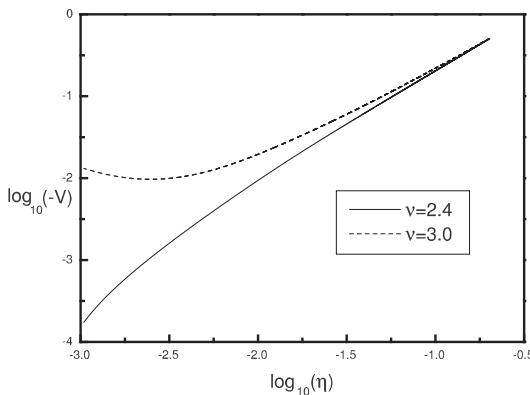


FIG. 1. Velocity distribution in the similarity solution for $b_{\varphi,out} = 1.8$, $b_{z,out} = 0.1$, $\nu = 2.4$ and $\nu = 3.0$ that shows the cooling function effect

is dominant. Because the toroidal magnetic field in the outer region is dominate, we assume the initial axial component of the magnetic field smaller than the toroidal component for the outer region. Also, the strength of the magnetic field in the magnetized filament is about some micro Gauss. For example, the local interstellar medium has a magnetic field strength of $4\mu G$ (Opher et al. 2009). The Radio Arc filaments have been estimated to have a magnetic field strength of $10\mu G$ (Ferrière 2009, Chapman et al. 2011). We can assume the infall velocity in the outer region is less than $3km s^{-1}$ (Nakamura et al. 1995). So we select the typical dimensionless infall velocity in the outer region $V = -0.5$.

Tilley and Pudritz (2003) showed that in the isothermal case the radial velocity is proportional to the radial distance i.e. in the central region V is very low. Shadmehri (2005) showed that there is no relationship between V and r in the polytropic case, but the infall velocity near the axis is very small and it increases to the outer region. We have considered the variations in the infall velocity.

Figure 2 shows the value of the density which increases from the outer region to the central region that is consistent with the observations and the latest works. Regarding Figure 3, it is observed that even though we proceed from the outer region of the filament to the center, the temperature stays stable, that is consistent with the observation (Li and Goldsmith 2003, Miettinen and Harju 2010). Also, according to this point that the pressure in the filament is equal to the totality of thermal and magnetic pressure, with the growth of magnetic pressure, thermal pressure will grow less and because the temperature is proportionate to the thermal pressure, with the expansion of magnetic field in the outer region of the filament, it is obvious that with the lowering of filament radius, the temperature grows less.

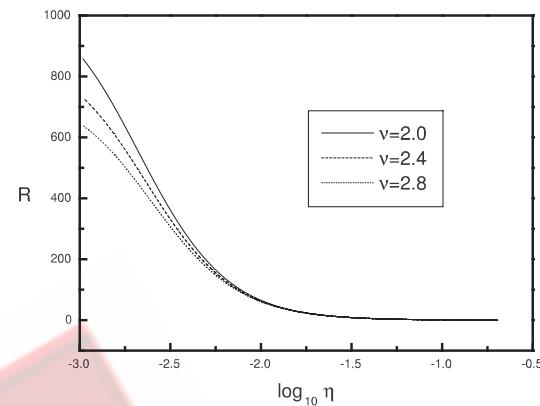


FIG. 2. Density profile corresponding to $\gamma = 1.66$, $b_{z,out} = 0.1$ and different value for ν

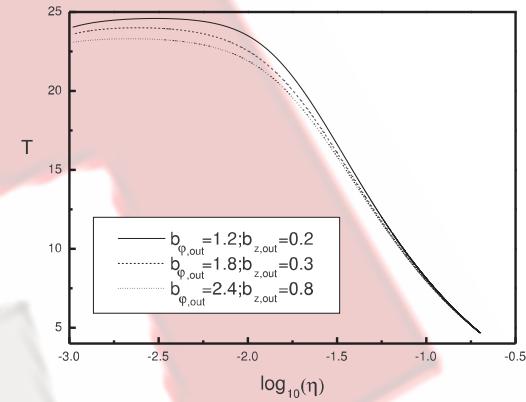


FIG. 3. Temperature profile corresponding to $\gamma = 1.66$, and different initial value for the magnetic field

We expect that in the cloud collapsing process when more energy is released from the cloud the infall velocity is increased. Because we introduced the net cooling as a function, increasing ν , increases the infall velocity (Figure 1).

V. CONCLUSION

In this work we consider the evolution of a magnetized self-gravitating molecular cloud by using the numerical method and we calculate the effects of the different parameters on the evolution of the cloud. The magnetic field was assumed to have the toroidal and axial components.

The density increases in the central region similar to the magnetic field behavior indicating the freezing of the magnetic field. All of these parameters are related to each other and the change of one can affect the others.



The increase in ν leads to an increase in cooling function which can be interpreted as more energy release. We expect that increasing the energy released causes an increase in the infall velocity.

- [1] Chandrasekhar S., Fermi E., 1953, ApJ, 118, 116
- [2] Chapman N. L., Goldsmith P. F., Pineda J. L., Clemens D. P., Li D., Kröö M., 2011, ApJ, 741, 21
- [3] Ferrière K., 2009, A&A, 505, 1183
- [4] Fiege J. D., Pudritz R. E., 2000, MNRAS, 311, 85
- [5] Goldsmith P. F., 2001, ApJ, 557, 736
- [6] Henshaw J. D., 2013, MNRAS, 428, 3425
- [7] Klessen R. S., Burkert A., 2000, ApJS, 128, 287
- [8] Larson R. B., 1985, MNRAS, 214, 379
- [9] Li D., Goldsmith P. F., 2003, ApJ, 585, 823
- [10] Li D., Goldsmith P. F., 2012, ApJ, 756, 12
- [11] Miettinen O., Harju J., 2010, A&A, 520, 102
- [12] Miyama S. M., Narita S., Hayashi C., 1987, Prog. Theor. Phys., 78, 1051
- [13] Nakamura F., Hanawa T., Nakano T., 1995, ApJ, 444, 770
- [14] Nagasawa M., 1987, Progr.Theor.Phys.,77,635
- [15] Nakajima Y., Hanawa T., 1996, ApJ, 467, 321
- [16] Opher M., Alouani Bibi F., Toth G., et al., 2009, Nature, 462, 1036
- [17] Ostriker E. C., Stone J. M., Gammie C. F., 2001, ApJ, 546, 980
- [18] Schneider N., Csengeri T., Bontemps S., Motte F., Simon R., Hennebelle P., Federrath C., Klessen R., 2010, A&A, 520, 49
- [19] Shadmehri M., 2005, MNRAS, 356, 1429
- [20] Spitzer L., Jr., 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium (New York: Wiley)
- [21] Stodolkiewicz J. S., 1963, Acta Astron., 13, 30
- [22] Tilley D. A., Pudritz R. E., 2003, ApJ, 593, 426



بررسی طیفی اسپیکول های خورشیدی با استفاده از داده های طیف سنج سومر

خوشنگ باف، مینو^۱ عبادی، حسین^۲

^۱او^۲ دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک نظری و اختنار فیزیک

چکیده

اسپیکولهای خورشیدی ساختارهای سینهک مانند ریزی در کروموففر هستند که تصور می شود بتوانند در انتقال انرژی به تاج خورشیدی موثر باشند. انتقال انرژی از این طریق می تواند به وسیله امواجی که در آنها منتشر می شوند صورت گیرد. لذا مطالعه خواص دینامیکی اسپیکولها در فیزیک خورشید، اهمیت ویژه ای دارد. این خصوصیات عبارتند از سرعت داپلری، طول عمر، دوره تناوب و طریقه تشکیل آنها، برای مطالعه این کمیات، از سری های زمانی طیف سنج سومر که دارای قدرت تفکیک فضایی و طول موجی عالی است استفاده خواهد شد. برای آنالیز داده ها از نرم افزار *SSW* که توسط تیم هدایت کننده تلسکوپ فضایی سوهو تهیه شده استفاده خواهد شد. برای تحلیل نتایج و بدست آوردن دوره تناوب نوسانی محتمل از آنالیز موجک استفاده می شود.

مقدمه

در سال ۱۸۷۷ فادر سچی (Father Secchi) ساختارهای جت مانندی از پلاسمای از در سطح خورشید مشاهده کرد که از کروموففر تا کرونا کشیده شده اند، و والتر رابرتس (Walter Orr Roberts) در سال ۱۹۴۵ نام اسپیکول را بر روی این ساختارها گذاشت. اسپیکولها به صورت سیخ های متجرکی هستند که از کروموففر تا تاج خورشید امتداد دارند. اسپیکول های با انتقال مواد از کروموففر به تاج خورشید، جرمی را که تاج توسط بادهای خورشیدی از دست می دهد جبران می کنند و به همین دلیل نقش موثری در تعادل جرمی تاج دارند. تصور بر این است که اسپیکول های خورشیدی بتوانند در انتقال انرژی به تاج و گرمایش آن نقش داشته باشند، بر همین اساس بررسی خواص دینامیکی اسپیکول های بسیار ضروری می نماید.

حداقل دو نوع متمایز از اسپیکولها در اتمسفر خورشید وجود دارند که از نظر ویژگی های فیزیکی و رفتار دینامیکیشان تفاوت هایی با یکدیگر دارند که آنها را با نام اسپیکولهای نوع ۱ و اسپیکولهای نوع ۲ می شناسیم. وجود دو نوع متفاوت اسپیکول نشان می دهد که سازوکارهای متفاوتی برای شکل گیری آنها در خورشید وجود دارد. اسپیکول های نوع ۱ در عرض چند دقیقه تشکیل می شوند و به وسیله امواج شوکی که در اثر نوسانات تشکیل می شوند به کروموففر نشست می کنند. اسپیکول های نوع ۲ سریع تر از اسپیکول های معمول شناخته شده تشکیل می شوند و با سرعت ۵۰ الی ۱۵۰ کیلومتر بر ثانیه به سمت بالا حرکت می کنند که پهنهای ناچیز ۱۰۰ کیلومتر و طول عمر ۱۰ الی ۶۰ ثانیه از ویژگیهای رصد شده آنهاست.

ویژگی های فیزیکی اسپیکول ها:

اسپیکولها خود را بیشتر در طول موجهای $H\alpha$ ، خطوط H و K مربوط به کلسیم دو بار یونیزه (Ca II) و خطوط هلیم خنثی با طول موج 5880 \AA و 10830 \AA نشان می دهند. بازه ارتفاعی قابل دسترسی که به اسپیکول ها نسبت داده می شود ۶۵۰۰ الی ۱۵۰۰۰ کیلومتر بالای لبه خورشید است و پهنهای اسپیکول چند صد تا ۲۰۰۰ کیلومتر می باشد. چگالی اسپیکول ها ۱۰۰ الی ۱۰ برابر بیشتر از چگالی منطقه بین اسپیکول ها است، چگالی الکترونی در



حدود 11×10^{-13} الکترون در سانتی متر مکعب یا همان چگالی جرمی 3×10^{-13} گرم بر سانتی متر مکعب است با دمای تقریباً 15000 تا 17000 کلوین و طول عمر 3 ثانیه الى 15 دقیقه. سرعت صعود اسپیکول ها 25 کیلومتر بر ثانیه است و بعد از رسیدن به حداقل ارتفاع یا از دید ناپدید می شوند و یا پائین می افتد، گاهی از همان مسیر اولیه و گاهی در مسیری غیر از مسیر اولیه، و گاهی هم تشکیل قوس می دهند [2]. محل تجمع اسپیکول ها در مرزوپر گرانولها می باشد. اسپیکول ها در مناطق اطراف لک های خورشیدی اندکی بلند تر از اسپیکول های مناطق آرام خورشید هستند. تعداد آنها هم در قطب ها به مراتب بیشتر از تعدادشان در عرضهای جغرافیای پائین تر خورشید است.

حرکات نوسانی در اسپیکول ها:

اسپیکول ها دارای نوسانات دوره ای به صورت حرکت امواج آلفون و تابی به طرف بالا هستند [1] و دوره تناوب این نوسانات 1 الى $1/5$ دقیقه مشاهده شده و دلیل آن حرکت چرخشی و فرفره مانند اندام سخت و سفت اسپیکول ها است [5] و دامنه نوسانات حدود 1 ثانیه کمانی است که این مقدار به صورت جزئی و با شیب مثبت $0/06$ با افزایش ارتفاع افزایش می یابد، ولی نوسانات پایه اسپیکول از الگوی ثابتی پیروی می کند و هیچ انتشار رو به بالا یا پائینی ندارد. اسپیکول ها به عنوان حفره های انتشار امواج آلفون عمل می کنند و حرکت رو به بالا و میرایی ضعیف امواج آلفون (با فرکанс $0/2$ و $0/6$ هرتز) حاصل از برخورد و جفت شدن گذگذی یونها و اتمهای خشی، انرژی و تکانه رو به بالا و گرمای کافی برای اسپیکول را تولید می کند. گستره انتشار کرونا نشان از انرژی بالای امواج آلفون دارد.

داده های طیف سنج سومر

در بررسی طیفی خواص دینامیکی اسپیکول های خورشیدی از رصد های فضایی استفاده می کنیم که دارای دقت بالا در اندازه گیری اند و همچنین از اثرات نامطلوب جوی و Seeing نیز به دور هستند. بدین منظور از سری های زمانی طیف سنج سومر (SUMER) سوار بر تلسکوپ فضایی سوهو (SOHO) استفاده کردیم که در این مشاهدات ابعاد زاویه ای شکاف طیف سنج سومر 1×300 ثانیه کمانی می باشد. ابتدا داده های خام با فرمت fts را توسط نرم افزار ssw کالیبره کرده و به فرمت sav تبدیل کرده ایم که قابل خواندن توسط نرم افزار IDL باشد. برای تعیین پیکسل فضایی مناسب در رسم منحنی شدت بر حسب پیکسل فضایی، بازه پیکسل را ابتدا از 0 تا 360 قرار داده ایم و با مشخص شدن محدوده مناسب برای مطالعه، بازه پیکسل فضایی را به منطقه مورد نظر محدود کرده ایم. برای انتخاب بازه طول موجی مناسب نیز به همین ترتیب عمل کرده ایم، یعنی بعد از رسم منحنی شدت بر حسب طول موج در کل بازه طول موجی ممکن (یعنی از 0 تا 1024) بازه مناسب را مشخص کرده ایم. در نهایت با بررسی اطلاعات مربوط به فعالیت های خورشید در تاریخ مقرر، به این اطمینان رسیدیم که داده های ما متعلق به اسپیکول ها در سطح خورشید آرام است. سپس با بررسی منحنی های شدت بر حسب طول موج و پیکسل فضایی، سرعت داپلری، طول عمر، دوره تناوب و طریقه تشکیل اسپیکول ها و نقش آنها در گرمایش تاج خورشیدی را محاسبه کرده ایم.



نتیجه گیری:

مکانیزم اسپیکول ها از لحظه بوجود آمدنشان تا لحظه محو شدنشان آشکار سازی شد و طول عمر، دوره تناوب نوسانات و سرعت داپلری محاسبه شد.

مرجع ها:

- [1] E. Tavabi, et al., *Advances in Space Research* **47**, 2019–2029 (2011)
- [2] K. Wilhelm, *Astron. Astrophys.* **360**, 351–362 (2000)
- [3] L. D. Xia, et al, *A&A* **438**, 1115–1122 (2005)
- [4] H. Ebadi, et al, *Astrophys Space Sci* **337**:33–37 (2012)
- [5] W. Curdt, et al, *Explosive Events*: DOI 10.1007/s11207-012-9940-9
- [6] B. De Pontieu, et al, *Astronomy & Astrophysics*. **338**, 729–736 (1998)
- [7] آقای حسن فتحی واوسری، پایان نامه کارشناسی ارشد، تیر ماه ۱۳۸۷، دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک



تأثیر ذرات کیهانی خورشیدی بر ماهواره‌ها

داودی فر، پانته‌آ^۱؛ لشکانپور، مجید^۲

^۱ استادیار، مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

^۲ دانشجوی دکترا، مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

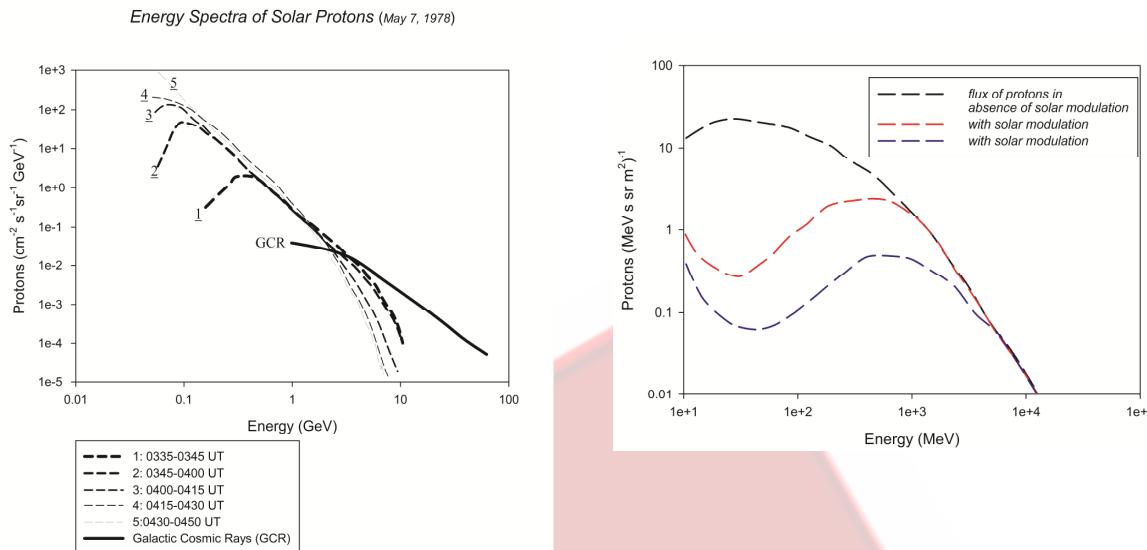
چکیده

شبیه‌سازی تأثیر ذرات کیهانی ناشی از خورشید برماهواره‌ها یکی از طرح‌های اخیر در دست اجرا در مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه است که قسمت‌های مختلفی از آن در حال تکمیل است. به این منظور لازم است تغییرات شار ذرات کیهانی ضمن طوفان‌های خورشیدی با اجرای شبیه‌سازی مناسب محاسبه گردد که در این راستا لازم است نتایج نهایی شبیه‌سازی با محاسبات ساده‌ای که با دید کلاسیک صورت می‌گیرد همخوانی داشته باشد. لذا در کار حاضر محاسباتی جهت تعیین میزان انرژی منتقل شده به سطح توسط ذرات خورشیدی صورت گرفته است و مراتب بزرگی آن جهت استفاده‌ی آنی تعیین شده است.

مقدمه

در مورد خاستگاه ذرات کیهانی تئوری‌های گوناگونی وجود دارد که هریک به گونه‌ای در تلاشند تا منابع مختلف و چگونگی کسب انرژی توسط ذرات یا افت آن (ضمن انتشار ذرات) را توضیح دهند. ذرات کیهانی که در پلاسمای کیهانی عموماً به صورت هسته‌ها و یون‌های باردار به حرکت خود ادامه می‌دهند تحت تأثیر میدان‌های مغناطیسی از مسیر خود منحرف می‌شوند و در انرژی‌های پایین‌تر مسیرهای پیچیده‌ای را تجربه می‌کنند که تشخیص منشاء آن‌ها را در عمل غیر ممکن می‌سازد. اما با تعیین مراتب بزرگی میدان‌های مغناطیسی در مکان‌های مختلف به عنوان مثال از طریق اندازه‌گیری مقادیر چرخش فارادی^۱ و مقایسه شعاع لارمور ناشی از حرکت یک ذره باردار در چنین میدانی، با ابعاد کهکشانی حدودی از انرژی تعیین می‌گردد که در مقادیر پایین‌تر از آن، یک ذره در کهکشانی مشابه با کهکشان ما به دام می‌افتد. علاوه براین با در نظر گرفتن حداقل انرژی قابل حصول برای یک ذره طی فرآیندهای شناخته شده شتابگیری در منابع کهکشانی، مشخص می‌گردد که در انرژی‌های بالاتر از آن محتملاً خاستگاه ذره دچار تغییرات عمدتی شده است. در عمل، نزدیک‌ترین منبع دسته‌ای از ذرات کیهانی خورشید است. شفعهای قطبی که در اثر برخورد ذرات باردار با مولکول‌های هوا و بیشتر در نواحی قطبی تولید می‌شوند با افزایش فعالیت‌های خورشیدی مرتبط بوده و حتی ممکن است به عرض‌های جغرافیایی پایین‌تر نیز گسترش یابند.

در نگاهی کلی، منظومه‌ی شمسی در داخل کاواک خورشیدی قرار گرفته است که در آن پلاسمای منبسط شونده و داغ خورشیدی به خارج دمیده می‌شود. این وضعیت باعث پس‌زنی یا جاروب شدن دسته‌ای از ذرات کیهانی و در نتیجه ممانعت از ورود دسته‌ای از ذرات به این محدوده خواهد شد. با در نظر گرفتن نتایج تجربی ناشی از اثراست خورشید مانند مدولاسیون خورشیدی و اثر فوریوش و با توجه به اینکه شار ذرات کیهانی با انرژی‌های کمتر از حدود 1 GeV به شدت متأثر از فعالیت خورشید می‌باشد، آن دسته از ذرات باردار که دارای انرژی‌هایی پایین‌تر از این میزان هستند بیشتر به خورشید نسبت داده شده‌اند. این در حالی است که تئوری‌هایی نیز در زمینه‌ی نحوه‌ی تولید و شتابگیری ذرات کیهانی در خورشید پیشنهاد شده است که شتابگیری ذرات کیهانی را طی کسب انرژی در یک شراره‌ی خورشیدیⁱⁱ یا در امواج



شکل ۲: رخداد ذرات کیهانی همزمان با یک شراره خورشیدی
 ضربه‌ی ناشی از پس‌زنی جرم از تاج خورشیدی *CMEs*ⁱⁱⁱ ممکن می‌داند [۱].

شار زمینه‌ی ذرات کیهانی کهکشانی، در اثر مدولاسیون خورشیدی (شکل ۱) و اثر فوربush دچار افت می‌شود. این در حالی است که باد خورشیدی در فاصله‌ی $1AU$ و با سرعت متوسط 470 km s^{-1} حامل پروتون‌هایی با چگالی $4 \times 10^8\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ بوده و شار ذرات بارداری را که ضمن رخداد یک شراره خورشیدی شتاب گرفته و به خارج دمیده می‌شوند، می‌توان طبق روابطی به فرم [۱, ۲]:

$$J(P, t) = I_0(t) e^{-P/G(t)} \quad (1)$$

تخمین زد که در آن P ریجیدیت، I_0 پارامتر مشخصه‌ی شراره خورشیدی که شدت آن را بر حسب $[cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}]$ بیان می‌کند و $G(t)$ شیب طیف بر حسب $[MV]$ است (شکل ۲).

چگونگی تأثیر ذرات کیهانی بر ماهواره‌ها

در راستای پیشرفت تکنولوژی به تدریج نحوه تأثیر ذرات کیهانی بر مواد، مصنوعات و ارگانیسم زنده مورد توجه قرار گرفت و شاخه‌هایی از علوم تنها به بررسی چگونگی کارکرد قطعات و تعیین عمر مفید آن‌ها در شرایط مداری اختصاص یافت.

تأثیر ذرات کیهانی بر قطعات الکترونیکی ماهواره‌ها و مواد پوشش و بدنه عموماً به شکل اثرات نرم و اثرات سخت^{iv} است و در صنعت روش‌های مختلفی به کار گرفته می‌شود تا این اثرات به حداقل کاهش یابند. اثرات نرم که شامل خطاهای رخداده در جریان الکتریکی مدارها و کارکرد آن‌ها می‌شود، ماندگار نیستند اما اثرات سخت با ایجاد تغییر دائم در ساختار مواد سازنده یک قطعه‌ی الکترونیکی یا بدنه و پوشش ماهواره باعث ایجاد محدودیت در عمر مفید آن‌ها می‌شوند.

پروتون‌ها فراوان‌ترین ذرات کیهانی هستند و پس از آن‌ها ذرات آلفا و سایر هسته‌های اتمی به نسبت‌های کمتری در



بین ذرات کیهانی مشاهده می‌شوند. شار دریافتی ذرات کیهانی در واحد سطح که به سرعت با افزایش انرژی افت می‌کند دارای فرم نمایی است و در محدوده ذرات کیهانی خورشیدی (تا انرژی‌های زیر حدود GeV و حتی $10 GeV$) شار ذرات کیهانی ناشی از خورشید در هنگام رخداد شراره‌های خورشیدی حتی تا به 1000 مرتبه بیش از شار ذرات کیهانی کهکشانی می‌رسد.

در یک محاسبه‌ی ساده میزان انرژی حمل شده توسط ذراتی از نوع پروتون عبارت است از:

$$\phi_{E_{\min} \rightarrow E_{\max}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} J(E/e, t) EdE \quad (2)$$

و برای رخداد یک زبانه‌ی خورشیدی از نوع نمایش داده شده در شکل ۲، مقادیر انرژی حمل شده توسط کل پروتون‌ها به قرار ذکر شده در جدول ۱ است:

جدول ۱: مقادیر انرژی حمل شده توسط پروتون‌ها در ضمن رخداد یک شراره‌ی خورشیدی که آثار آن به مجاورت زمین رسیده است.

۱	۲	۳	۴	۵	GCR
$t = 600s$	$t = 900s$	$t = 900s$	$t = 900s$	$t = 1200s$	
$9/998 \times 10^{-3}$ $GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	$3/770 \times 10^{-3}$ $GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	$8/984 \times 10^{-3}$ $GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	$6/806 \times 10^{-1}$ $GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	$8/935 \times 10^{-1}$ $GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	$9/881 \times 10^{-3}$ $GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$

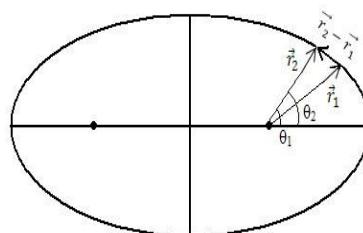
لذا برای یک جسم در مدار زمین:

۱) با سطح مربعی به ابعاد یک متر مربع، ۲) جرم kg ، ۳) با فرض همگن و همسانگرد بودن شار ذرات کیهانی ناشی از شراره‌ی خورشیدی در بازه‌ی ثبت، ۴) و انتقال تمام انرژی حمل شده توسط ذرات به سطح ضمن برخورد؛

که البته در این مرحله تقریبی بسیار ساده است، میزان انرژی انتقال یافته به این سطح به عنوان مثال برای بازه‌ی زمانی (۵)، حدود:

$$dE_{total} \approx 10^{-3} Jouls \quad (3)$$

خواهد بود. از طرف دیگر برای ماهواره‌ای با مدار بیضی (شکل ۳)، یک درجه انحراف در راستای بردار مکان ماهواره‌ای با معادله‌ی مداری $r = \frac{h}{\mu} \frac{1}{1+e\cos\theta}$ ، تقریباً معادل با طی مسافت $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2\cos(\theta_2 - \theta_1)}$ است که در آن e خروج از مرکز بیضی، μ ثابت زمین ($3/986 \times 10^5 km^3/s^2$) و $h = [\mu a(1-e^2)]^{1/2}$ مدار قرار می‌باشد. لذا برای یک ماهواره‌ی نمونه با $a = 7077/704 km$ و $e = 0.000092$ که ابتدا در نقطه‌ی حضیض مدار پایین گرفته باشد، این مسافت برابر با $1233/51 km$ خواهد بود. چنین ماهواره‌ای که دارای مشخصات یک ماهواره‌ی مدار پایین است، به عنوان نمونه در یک مدار پایدار دارای سرعتی از مرتبه‌ی $10 km/s$ می‌باشد و این مسافت را در زمانی از مرتبه‌ی $5s$ طی خواهد کرد که ضمن آن با توجه به رابطه‌ی (۳) شتاب ناشی از دریافت این مقدار انرژی (با تقریب) از مرتبه‌ی m/s^2 $10^{-9} \sim 10^{-10}$ بدست خواهد آمد که با مقدار شتاب اختلالی ناشی از فشار خورشیدی [۳] قابل مقایسه است.



شکل ۳: مدار نوعی یک ماهواره در حالت کلی

نتیجه‌گیری

طی محاسباتی نشان دادیم ذرات کیهانی که در شراره‌های خورشیدی تولید می‌شوند می‌توانند حامل مقادیر بالایی از انرژی و بار الکتریکی باشند؛ به عنوان مثال طی بازه‌ی زمانی (۵) تعداد ۳۹۶۵ ذره از نوع پروتون، طی زمان ۱۲۰۰ ثانیه در هر سانتیمتر مربع از واحد سطح دریافت می‌شود که برای جسم مورد نظر در این تحقیق تعداد $~4 \times 10^4$ ذره با انرژی‌های در بازه‌ی $GeV/10^{10}$ را در واحد زمان را شامل خواهد بود که رقم قابل توجهی است. در محاسبات واقعی انتشار ذرات کیهانی در محیط میان‌ستاره‌ای تابع فرآیندهای از نوع پخش در نظر گرفته می‌شود و همین امر در مورد ذرات کیهانی خورشیدی نیز صادق است. علاوه براین تصویر کلی، در مقیاس کوچک‌تر انتشار این ذرات تحت تأثیر پراکندگی از مراکز پراکندگی که ناشی از حضور ذرات میان‌ستاره‌ای یا میدان‌های موجود در آن است رخ می‌دهد و لذا جهت بررسی ویژگی‌های شار ذرات کیهانی خورشیدی که به مجاورت زمین رسیده‌اند و به دست آوردن پارامترهای مورد نیاز، لازم است در حالت کلی از شبیه سازی مناسب جهت رسیدن به شرایط مورد نظر مدد جست. به عنوان مثال یکی از مواردی که باید مد نظر قرار گیرد قرار گرفتن جسم در سایه‌ی زمین است و یا حتی فرض‌های (۳) و (۴) در این محاسبه بسیار غیرواقعی است و طبعاً جهت بدست آوردن ضرایب مناسبی مشابه با ۷ (تابع سایه در حالت محاسبه‌ی شتاب اختلالی ناشی از شار تابشی خورشید - [۳]) باید از روش‌های شبیه‌سازی انتشار ذرات مدد جست. کار حاضر قسمتی از یک طرح در دست اجرا در مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه می‌باشد که در نهایت در بررسی تأثیرات ذرات کیهانی خورشیدی بر ماهواره‌ها مورد استفاده قرار خواهد گرفت.

مرجع‌ها

1. Foukal P. V., *Solar Astrophysics*, Wiley-VCH Verlag GmbH&Co. KGaA, 2004, pp:348
2. Grieder P. K. F., *Cosmic Rays at Earth, Researcher's Reference Manual and Data Book*, Elsevier, 2001, pp:930
3. Seeber G, *Satellite Geodesy*, Walter de Gruyter. GmbH&Co. KG, 10785 Berlin, 2003, pp:104

ⁱ. Faraday Rotation Measure

ⁱⁱ. Solar Flares

ⁱⁱⁱ. Coronal Mass Ejections

^{iv}. Soft and Firm Errors

^v. LEO



محاسبه دوره تناوب جدید سیستم دوتایی فوق تماشی RZ TAU

سید محمد ذبیحین پور^{a, ۱}

^۱ دانشگاه پیام نور، گروه فیزیک

چکیده

ما در این مقاله ابتدا با گردآوری تمامی زمانهای مینیمم منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی RZ TAU که منتج از داده های نورسنجی منتشر شده توسط راصدان این سیستم از سال ۱۹۹۱ تا کنون می باشد، منحنی O-C جدید و کاملی از این سیستم را رائه نمودیم و آنگاه بر اساس تحلیل آن موفق به محاسبه نسبت زمانی تغییرات دوره تناوب این سیستم ستاره ای شدیم . بر این اساس ، نسبت زمانی تغییرات دوره تناوب در این سیستم د رخدود محاسبه گردید.

$$\frac{dp}{dt} = 3.51 \times 10^{-11}$$

کلید واژه ها : RZ TAU ، سیستم دوتایی فوق تماشی، منحنی O-C، تغییرات دوره تناوب.

Calculation of the new period of over contact binary system RZ TAU

M. Zabihinpoor^۱

^۱ Physics Department, Payame Noor University, Iran

Abstract

In this paper first, we collected all the minimums of the light curves of Eclipsing Binaries RZ TAU which have been concluded from the photometry data published by astronomers since 1991 till now. The new and completed O-C curve of this system has been presented and then by analyzing it we succeed to calculate the time ratio of this star system's period changing. According to that, the time ratio of its period changing has been calculated about: $\frac{dp}{dt} = 3.51 \times 10^{-11}$

×

Key Words: RZ TAU, over contact binary, o-c curve, period changing.

مقدمه

ستاره متغیر (RZ Tauri) (=HD 285893) یک ستاره دوتایی گرفتی فوق تماشی و از نوع دبلیو در صورت فلکی دب اکبر است. هوفمیستر در سال ۱۹۱۹ میلادی آن را در زمرة ستارگان متغیر قرار داد [۱] . اگرچه اولین منحنی نوری این سیستم در سال ۱۹۳۰ توسط اوستر هووف ارائه گردید اما اولین زمان مینیمم قابل اعتماد پس از مشاهدات نورسنجی هاروهاتا و کیتمارو (۱۹۵۳) بدست آمد [۲] [۳] . طیف این سیستم نیز در



سال ۱۹۵۰ م. توسط استراو و همکارانش، در ۱۹۷۵ توسط هیل و همکارانش، وان هامی و ویلسون در ۱۹۸۱ موجنایی و داقتی در ۱۹۷۲ و میستاس و استرایزاس در ۱۹۸۱ مورد بررسی قرار گرفت. [۴][۵]. استراو و همکارانش اولین منحنی سرعت شعاعی آن را در ۱۹۵۰ ارائه نمودند و سرعت مولفه های این سیستم را به ترتیب $q=0.54$ و 250 kms^{-1} بدست آورده و بر اساس آن نسبت جرمی سیستم را برابر

محاسبه نمودند.

نورسنجی و حل منحنی نوری سیستم نیز توسط بینیدیک در ۱۹۶۳ [۶]، موجنایی و داقتی در ۱۹۷۲، مودر در ۱۹۷۲ [۷]، ویلسون و دیوینی در ۱۹۷۳ [۸]، نیارچس در ۱۹۷۸ [۹]، جبار و کوپال در ۱۹۸۳ [۱۰]، موریس و نافتیلن در ۱۹۹۷ [۱۱]، نیلسون در ۲۰۰۰ [۱۲]، اسچیسلر در ۲۰۰۲ [۱۳]، یانگ در ۲۰۰۳ [۱۴] و دوگرا در سال ۲۰۰۷ میلادی انجام شده و نتایج آن در مقالات آنها ارائه گردیده است [۱۵]. اما نکته مهم این است که نتایج حاصله از رسم منحنی O-C سیستم، دوره تناوب را متغیر نشان داده می دهد که نشان از فیزیک متغیر سیستم با توجه به نوع این سیستم (فوق تماسی) دارد که در این بین بی تردید تبادل جرم میان مولفه ها نقش اساسی را بازی می نماید . در این پژوهش سعی شده است با گردآوری زمانهای مینیمم منحنی نوری حاصل از جدیدترین رصدهای انجام پذیرفته بر روی این سیستم و ترکیب آن با داده های راصدان قبلی، منحنی جدیدی برای O-C آن رسم گردد و بر اساس این منحنی و منحنی مجموع مربع خطاهای بر حسب ضریب تغییرات دوره تناوب، بهترین ضریب تغییرات را برای این سیستم بدست آورده و دوره تناوب آن را در زمان حاضر محاسبه نماییم.

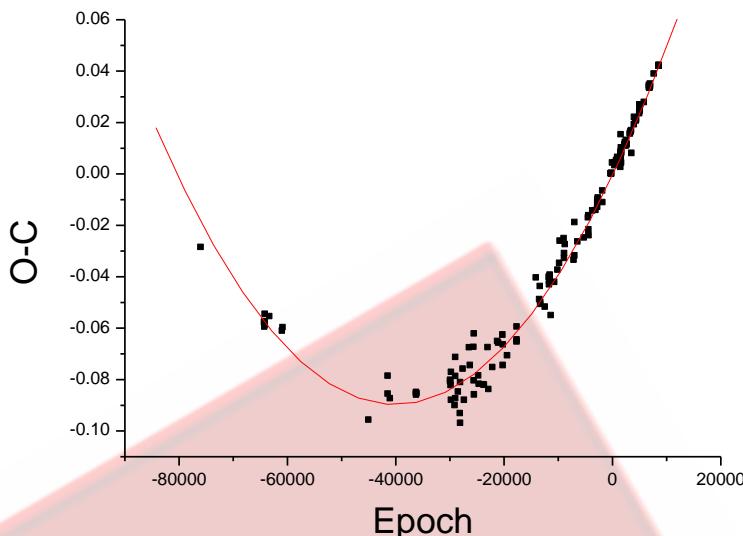
تغییر پریود سیستم

آنالیز منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی RZ TAU نشان می دهد که این سیستم یک سیستم دوتایی از نوع فوق تماسی است. در این نوع از سیستم ها هر دو مؤلفه سطح روح خود را پر کرده اند و تبادل جرم به سرعت در حال انجام است. بررسی این سیستم ها نشان می دهد که شرایط آنها بسیار ناپایدار بوده و انتقال جرم گاه از مؤلفه اول به دوم و زمانی ممکن است بالعکس گردد.

رابطه میان تبادل جرم و تغییرات نسبت جرمی با تغییرات پریود مداری این سیستم ها، محاسبه ضریب زمانی تغییرات پریود سیستم را بسیار مهم جلوه می دهد . بدین منظور ما با استفاده از ترکیب داده های جدید و گذشته نورسنجی (زمانهای کمینه اول و دوم منحنی نوری لیست شده در جدول شماره ۱) و محاسبه مقادیر O-C متناظر با این داده ها بر اساس زمان مینیمم مرجع انتخابی:

$$\text{Min. I}=HJD\ 41023.1641+0.4156763\ E \quad (1)$$

که بر اساس داده های نیارچس بدست آمده است [۹]، موفق به رسم منحنی تغییرات O-C سیستم بر حسب دوره شدیم.(شکل ۱)



شکل ۱ : نمودار تغییرات O-C بر حسب E (دوره) با استفاده از زمان مینیمم مرجع (۱)

این منحنی بطور کاملاً واضح تغییرات پریود سیستم و افزایش آن را نمایان می‌سازد . یک انطباق درجه دوم(معادله ۲) با منحنی های O-C بدست آمده، مشخص می‌سازد که تغییرات پریود به صورت خطی انجام پذیرفته است

$$Y = 5.534 \times 10^{-11} X^2 + 4.443 \times 10^{-6} X - 5.315 \times 10^{-4} \quad (2)$$

بنابراین می‌توان دوره تناوب سیستم را بصورت :

$$P = P_0 + At \quad (3)$$

$$\dot{P} = \frac{dp}{dt} = A \quad (4)$$

فرض نمود. که در آن A ضریب زمانی تغییرات پریود سیستم می‌باشد.

حال برای محاسبه ضریب نسبت تغییرات زمانی A ، دوره تناوب جدید (معادله ۳) را در محاسبه میزان تفاوت نتایج رصدی با مقادیر محاسبه شده زمانهای کمینه منحنی نوری این سیستم و بر اساس جدول شماره (۱) بکار می‌بریم. با کمک برنامه نویسی در نرم افزار Matlab، و با استفاده از روش کمترین میزان مجموع مربع خطاهای رابطه O-C ، نمودار تغییرات مجموع مربع خطاهای بر حسب ضریب A را بدست می‌آوریم .(شکل ۲)



جدول ۱: کمینه های بدست آمده از پژوهش‌های قبلی و مقدار $O-C$ با استفاده از معادله (۱).

HJD 2400000+	min	E _I	O-C _I	HJD 2400000+	min	E _I	O-C _I
21110.393	I	-47905	0.2020515	45347.8444	I	10404	-0.0159252
25972.493	I	-36208	0.1363704	45348.675	I	10406	-0.0166778
26004.498	I	-36131	0.1342953	45355.7473	I	10423	-0.0108749
26017.386	I	-36100	0.13633	46821.43	I	13949	-0.0028087
26027.365	I	-36076	0.1390988	47085.374	I	14584	-0.0132592
26037.337	I	-36052	0.1348676	47141.495	I	14719	-0.0085597
26382.349	I	-35222	0.1355386	47159.362	I	14762	-0.0156406
27398.25	I	-32778	0.1236614	47169.339	I	14786	-0.0148718
33987.0496	I	-16927	0.0382301	47524.322	I	15640	-0.019432
35641.4371	I	-12947	0.0340561	47901.35	I	16547	-0.0098361
37639.5802	I	-8140	0.021182	47905.505	I	16557	-0.0115991
37676.575	I	-8051	0.0207913	47970.336	I	16713	-0.0261019
40256.248	I	-1845	0.0066735	48252.591	I	17392	-0.0153096
40589.608	I	-1043	-0.0057191	48500.337	I	17988	-0.0123844
40650.315	I	-897	0.0125411	48628.367	I	18296	-0.0106848
40652.386	I	-892	0.0051596	48653.316	I	18356	-0.0022628
40655.287	I	-885	-0.0035745	48971.307	I	19121	-0.0036323
41000.29	I	-55	-0.0119035	48986.2635	I	19157	-0.0114791
41023.1641	I	.	.	49003.308	I	19198	-0.0097074
41215.626	I	463	0.0037731	49057.349	I	19328	-0.0066264
41308.309	I	686	-0.0090418	49722.42	I	20928	-0.0177064
41764.316	I	1783	0.0010571	49784.357	I	21077	-0.0164751
42035.342	I	2435	0.0061095	49789.358	I	21089	-0.0035907
42059.438	I	2493	-0.0071159	50012.567	I	21626	-0.0127638
42089.361	I	2565	-0.0128095	50509.298	I	22821	-0.0149423
42405.28	I	3325	-0.0077975	50824.3861	I	23579	-0.0094777
42439.362	I	3407	-0.0112541	50859.298	I	23663	-0.0143869
42777.304	I	4220	-0.014086	51404.253	I	24974	-0.0110162
42844.643	I	4382	-0.0146466	51538.103	I	25296	-0.0087848
43126.484	I	5060	-0.002178	51586.322	I	25412	-0.0082356
43188.403	I	5209	-0.0189467	51586.7378	I	25413	-0.0081119
43495.594	I	5948	-0.0127324	51932.5767	I	26245	-0.0118935
43868.463	I	6845	-0.0053735	52551.941	I	27735	-0.0052805
44295.35	I	7872	-0.0179336	52580.2067	I	27803	-0.0055689
44628.308	I	8673	-0.0166499	52595.1734	I	27839	-0.0032157



HJD 2400000+	min	E _I	O-C _I	HJD 2400000+	min	E _I	O-C _I
52620.1116	I	27899	-0.0045685	54366.792	I	32101	0.0029937
52997.1321	I	28806	-0.0034978	54488.583	I	32394	0.0008378
53060.3145	I	28958	-0.0038954	54513.5233	I	32454	0.0005598
53070.2918	I	28982	-0.0028266	54529.7351	I	32493	0.0009841
53308.4687	I	29555	-0.0084465	54769.5842	I	33070	0.004859
53329.6726	I	29606	-0.0040378	54770.413	I	33072	0.0023064
53344.6379	I	29642	-0.0030846	54778.3108	I	33091	0.0022567
53348.3777	I	29651	-0.0043713	54852.7188	I	33270	0.004199
53349.6264	I	29654	-0.0027002	55127.8954	I	33932	0.0030884
53354.6103	I	29666	-0.0069158	55525.7002	I	34889	0.0056693
53356.6901	I	29671	-0.0054973	55525.7002	I	34889	0.0056693
53385.3736	I	29740	-0.003662	55536.508	I	34915	0.0058855
53632.2867	I	30334	-0.0022842	55537.3392	I	34917	0.0057329
53701.7051	I	30501	-0.0018263	55545.6529	I	34937	0.0059069
53758.651	I	30638	-0.0035794	55590.9625	I	35046	0.0067902
53760.3159	I	30642	-0.0013846	55599.275	I	35066	0.0057642
53765.303	I	30654	-0.0024002	55881.9376	I	35746	0.0084802
53807.701	I	30756	-0.0033828	56247.73318	I	36626	0.0089162
54040.8979	I	31317	-0.0008871	56248.14886	I	36627	0.0089199
54058.356	I	31359	-0.0011917	56248.56454	I	36628	0.0089236
54096.5988	I	31451	-0.0006113	56248.98022	I	36629	0.0089273
54155.616	I	31593	-0.0094459	56249.39589	I	36630	0.008921
54353.9033	I	32070	0.000259	56249.81157	I	36631	0.0089247



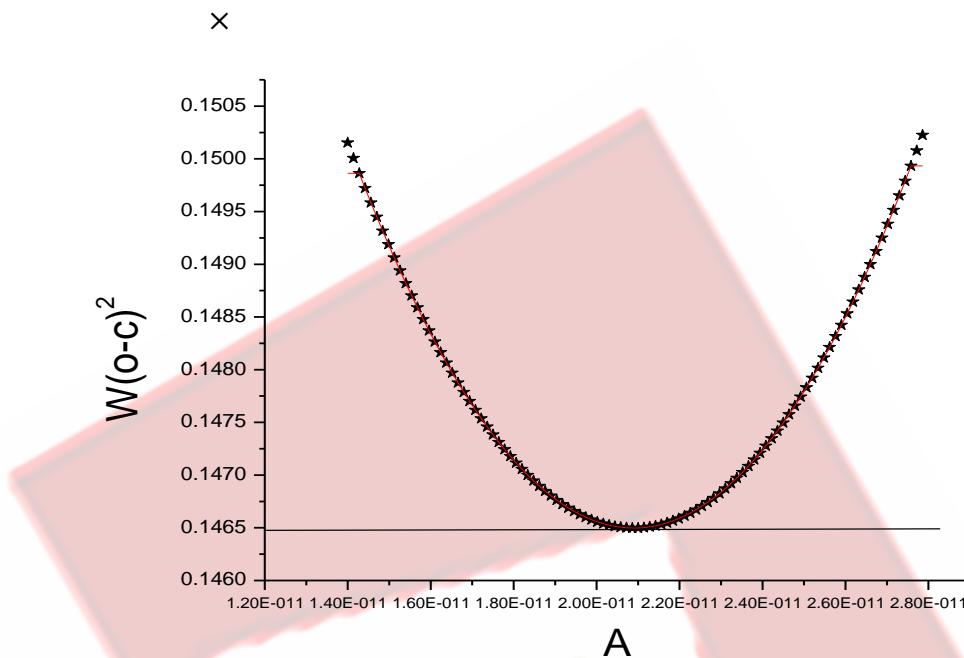
ادامه جدول شماره (۱)

HJD 2400000+	min	E ₁	O-C ₁	HJD 2400000+	min	E ₁	O-C ₁
۲۷۳۴۴.۴۱۹	II	-60807	0.20610706	۴۰۳۲۱.۳۰۴	II	-29588	0.05273704
۳۵۴۴۸.۳۶۵۸	II	-41311	0.10280738	۴۰۸۵۴.۶۰۵	II	-28305	0.0394019
۳۵۴۶۲.۴۹۱۷	II	-41277	0.09566966	۴۱۰۲۳.۳۷۷	II	-27899	0.04130442
۳۷۶۳۹.۷۸۸۵	II	-36039	0.07330562	۴۱۶۹۴.۲۸۲	II	-26285	0.0476903
۳۷۶۴۰.۶۱۸۸	II	-36037	0.07225046	۴۲۰۷۱.۳۰۳	II	-25378	0.04912524
۳۷۶۴۲.۶۹۷۹	II	-36032	0.07296256	۴۳۹۳۶.۴۲۵	II	-20891	0.02582378
۴۰۱۴۷.۵۱۷	II	-30006	0.01896548	۴۴۲۶۷.۳۰۴	II	-20095	0.0254701
۴۰۲۵۹.۳۶۵	II	-29737	0.04969646	۴۴۲۹۹.۳۰۷	II	-20018	0.02129644
۴۰۲۸۹.۲۹۲	II	-29665	0.0479107	۴۷۸۲۷.۹۸۲۸	II	-11529	0.01011982
۴۰۳۱۶.۳۰۵	II	-29600	0.041868	۴۷۸۲۸.۸۱۴۳	II	-11527	0.01026466
HJD 2400000+	min	E ₁	O-C ₁	HJD 2400000+	min	E ₁	O-C ₁
۴۷۸۳۵.۸۷۹	II	-11510	0.0084458	۵۳۳۸۱.۰۰۹۴	II	1830	-7.14E-05
۴۷۸۳۷.۹۵۶۲	II	-11505	0.0072579	۵۳۳۸۱.۰۰۹۹	II	1830	0.0001286
۵۰۰۴۸.۲۸۸۲	II	-4263	0.00222354	۵۳۶۲۱.۲۷۱۱	II	2408	-1.264E-05
۵۰۰۸۷۲.۸۰۵۱	II	-4204	-0.00585368	۵۳۶۵۶.۱۸۹	II	2492	0.00097064
۵۱۱۵۵.۴۷۲۵	II	-3524	0.00079192	۵۴۱۱۱.۳۵۵۲	II	3587	0.00022054
۵۱۱۵۴۲.۰۵	II	-2594	-0.00185748	۵۴۱۳۸.۳۷۴۵	II	3652	0.00047784
۵۱۱۵۴۲.۰۵	II	-2594	-0.00185748	۵۴۷۵۶.۹۰۲۸	II	5140	0.0005388
۵۱۱۵۸۶.۹۴۵	II	-2486	-3.612E-05	۵۴۷۷۸.۵۱۸۸	II	5192	0.00130464
۵۱۱۵۸۶.۹۴۶۳	II	-2486	0.00126388	۵۴۸۰۸.۴۴۸	II	5264	0.00171888
۵۱۱۹۲۲.۳۹۷۳	II	-1679	0.00045682	۵۵۵۰۳.۸۷۷۷	II	6937	0.00282754
۵۲۶۱۹.۰۷۲۱	II	-3	-0.00036726	۵۵۵۰۵.۵۴۱۲	II	6941	0.00361722
۵۲۸۶۷.۶۴۹	II	595	0.0013399	۵۵۵۳۶.۲۹۹۹	II	7015	0.0021763
۵۲۸۶۸.۶۴۸	II	596	0.00146232	۵۵۵۳۷.۵۴۷۱	II	7018	0.00234356
۵۳۳۲۷.۷۹۹۵	II	1702	-0.00324116	۵۵۶۰۰.۳۱۴۳	II	7169	0.00222898
۵۳۳۴۳.۶۰۵۸	II	1740	0.0073108	۵۶۲۴۷.۹۴۱	II	8727	0.00325934
۵۳۳۴۵.۶۷۵۹	II	1745	-0.0009771	۵۶۲۴۸.۳۵۷	II	8728	0.00358176
۵۳۳۴۵.۶۷۵۲	II	1769	0.00206098	۵۶۲۴۹.۱۸۸	II	8730	0.0032266
۵۳۳۷۰.۶۱۳۵	II	1805	-0.0040319	-	-	-	-



با انطباق یک منحنی درجه دوم بر این نقاط، می‌توان بهترین مقدار A که به ازای آن کمترین میزان مجموع مربع خطاهای ایجاد می‌شود را بدست آورد:

$$A = 3.51 \times 10^{-11} \quad (7)$$



شکل ۲ : نمودار تغییرات $W(O-C)^2$ بر حسب A با استفاده از کمینه معادله ۱

بر این اساس دوره تناوب جدید سیستم در زمان حاضر به صورت زیر محاسبه می‌گردد.

نتایج و بحث

مقایسه مقدار \dot{P} حاصل از محاسبات ما با داده‌های قبلی، روند افزایشی آن را به وضوح مشخص می‌سازد. همچنین می‌دانیم با فرض پایستگی اندازه حرکت زاویه‌ای و ناچیز بودن میزان بادهای ستاره‌ای در این سیستم، داریم [۱۷]:

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{3m_1(m_1 - m_2)}{m_1 m_2} \quad (8)$$

که در آن m_1 ، m_2 به ترتیب جرم مولفه داغتر و جرم مولفه با دمای سطحی کمتر و همچنین تغییرات جرمی ستاره داغتر نسبت به زمان می‌باشد. با توجه به مثبت بودن P در این سیستم، m_1 نیز باید دارای مقداری مثبت باشد. یعنی در این سیستم در حال حاضر، تبادل جرم از مؤلفه سبکتر به طرف مؤلفه سنگین تر خواهد بود. و با جاگذاری مقادیر m_1 و m_2 از نتایج تحقیقات قبلی که به ترتیب دارای مقادیری برابر ۱.۷۰ و ۰.۶۴ برابر جرم خورشید می‌باشند [۱۴] و $\frac{dp}{dt} = 3.51 \times 10^{-11}$ از تحقیق حاضر، می‌توان میزان جرم منتقل شده از مؤلفه کم جرمتر به سمت مؤلفه سنگین تر را بمقدار $\dot{m}_1 = 2.26 \times$



۱۰^{۱۹} kg/day را با فرض انتقال پایستار جرم در این سیستم محاسبه نمود. اثر این انتقال جرم نیز در نتایج طیف سنجی این سیستم مشهود است . همچنین با استفاده از ضرایب تغییرات پریوید بدست آمده، می توان دوره تناوب این سیستم را در زمان حاضر برابر: $P = 0.4157277 \text{ day}$ محاسبه نمود.

سپاسگزاری

برخود لازم می دانم از خانم فخرالسادات مساوات دانشجوی رشته فیزیک دانشگاه پیام نور مرکز جهرم که در انجام این پژوهش، مرا یاری نموده اند، کمال تشکر خود را ابراز دارم.

مرجع‌ها

- [1] C. Hoffmeister. *Astron.Nachr.*,**208**,254 (1919)
- [2]P.T. Oosterhoff, *Bull.Astron.Inst.Netherlands*,**5**,195 (1930)
- [3]M. Huruhata and M. Kitamura, *PASJ*,**5**,102 (1953)
- [4]O. Struve, H. Horak , R. Canavaggia, V. Kourganoff and A. Colacevich ,*Apj*,**111**,658 (1950)
- [5]S.W. Mochnacki and N.A. Doughtry ,*MNRAS*,**156**.51 (1972)
- [6]L. Binnrndijk , *AJ*,**68**,22 (1963)
- [7]H. Mauder, *A&A*,**17**.1 (1972)
- [8] R.Wilson and E.Devinney,,*Apj*,**182**,539 (1973)
- [9]P.G. Niarchos.,*Ap&SS*,**58**,301 (1978)
- [10] S.R. Jabbar and Z. Kopal, *AP&SS*,**92**,99 (1983)
- [11]S.L. Morris and S.A. Naftilan, *AJ*,**114**,2145 (1997)
- [12] R.H. Nelson, *IBVS*,**48**,40 (2000)
- [13] M. Schuessler, *Astron Nachr.*,**323**,377 (2002)
- [14] Y. Yang and Q. Liu, *Astron.J*,**126**,196 (2003)
- [15] S.S. Dogru , *Hu Issn*,**1587**,2440 (2007)
- [16]A. PASCHKE , *OEJV*. **1801-5964** (2009)
- [17]R.W. Hilditch, “An Introduction to Close Binary Stars”, Cambridge University Press., p.42 (2000).



Probing galaxy groups evolution in cosmological simulation

Mojtaba Raouf¹, H. G. Khosroshahi¹, A. Dariush², A. Molaeinezhad¹, S. Tavasoli¹

¹School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran, 19395-5746, Iran

²IoA, Cambridge, UK

In this study we provide a set of observationally measurable parameters which allow age-dating of galaxy groups to an extend where we are able to identify old galaxy groups with a very high probability in the Millennium simulation. We first show that the galaxy luminosity gap combined with the luminosity of the brightest group galaxy for a given halo mass can at most identify old galaxy group with 70 per cent probability. Extending this parameter space to a 5-dimensional parameter space, i.e. the above three observables, plus the halo concentration and the separation of the brightest group galaxy from the luminosity centroid of member galaxies (an indicator of the luminosity segregation) in the group allows us to find old groups with 100 per cent probability.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

The age determination for galaxy systems in the hierarchical structure formation is not trivial because in this paradigm more massive galaxy systems such as galaxy clusters are formed through the mergers of smaller galaxy systems, such as galaxy groups, are generally "young" systems. A galaxy group however can be recently formed or "forming" while some could be relatively old if they have managed to avoid a merger with other galaxy systems. In fact the answer to the question of age determination should come from the the cosmological simulations where evolutionary history of galaxy systems can be investigated. The millennium simulation (Springer et al 2005) and the implemented semi-analytic galaxy models offer the tools needed to develop an insight into this subject.

Since then there have been many studies focused on the detailed characterisation and properties of fossil groups ([5]; [16]; [14]; [15]; [7]), based on X-ray and optical observations. One of the largest sample of fossil groups studied in details [8] shows that for a given optical luminosity, fossil groups are not only more X-ray luminous than the general population of galaxy groups, but also they have a more concentrated halo as well as hotter IGM for a given halo mass.

One of the largest cosmological simulation now available, the Millennium Simulation [13] joined with Semi-Analytical Models of galaxy formation, provide a useful tool to address open questions regarding the age determination of the galaxy systems. Dariush et al (2007) used the L_X - M scaling law and showed that in X-ray luminous galaxy groups with halo mass $>10^{13} M_\odot$, the luminosity gap is a good indicator of the halo mass assembly, such that when the magnitude gap $\Delta m_{12} \geq 2$ galaxy halos accumulate 50 per cent of their mass by $z = 1$ and thus are older than their counterparts with small luminosity gap. Dariush et al (2010) show that "fossil phase" where the

above observational criteria are met may not last very long compared to the cosmic time.

Dariush et al (2007) concluded that fossil systems identified in the Millennium Simulation assemble a larger fraction of their masses at higher redshifts than control groups [1]. In addition, the group age increases with isolation and halo concentration [17].

In this paper first, in light of evolutionary tracks of fossil and control systems into the redshift from $z \approx 1$ to present epoch, we intend to find the best definition of old and young systems.

Second, by using the result of Millennium simulation, coupled with the Semi-analytical model of Guo 2011 [3], we presented a diagram, Third, we compare the halo concentration parameter for all old and young systems (Fig. 3,4). Finally in section 4.3, we focus on the more precise definition of old and young systems,

II. MILLENNIUM SIMULATION AND SEMI-ANALYTIC CATALOGUE

In this work we use the public release of two large N-body simulations, Millennium Simulation(Hereafter: MS) [13]. The cosmology adopted in simulation is a Λ CDM with the following parameters: $\Omega_m = 0.25, \Omega_b = 0.045, \Omega_\Lambda = 0.75, h=0.73, n=1, \sigma_8 = 0.9$ (note that the value of σ_8 is assumed to be greater than its present value of 0.82 given by WMAP9). The Hubble constant parameter is characterized as $100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. These two simulations use the same number of particles, $N = 2160^3$, but cover different volumes and therefore they have different numerical resolutions. Thus the computational boxes have sides of $500 h^{-1} \text{ Mpc}$ and particles masses of $8.6 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$.

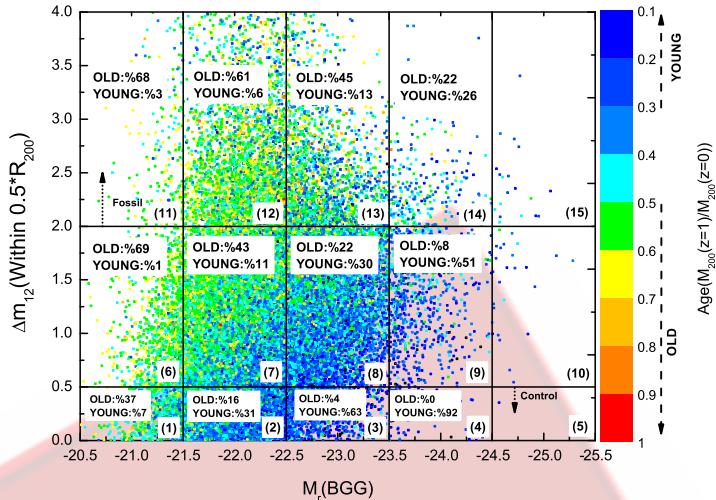


FIG. 1. Distribution of the halos in the plane of luminosity gap Δm_{12} within $0.5R_{200}$ and the Brightest Galaxy Group (BGG) magnitude in r-band for all the halos ($M_r(BGG)$). Data point are colour-code according to ratio of the group halo mass at redshift $z \approx 1$ to its mass at $z=0$ ($\alpha_{0,1}$). The horizontal line separates groups, fossil ($\Delta m_{12} \geq 2$) and control ($\Delta m_{12} \leq 0.5$). The plane has been divided into panels within which we give the probability that the halo within the sub-region is old or young. In this diagram panels (6),(11),(12) contain mostly old systems while the panels (3),(4),(9) are mostly occupied by young systems. By our definition, a group is old if its halo has over 50 per cent of its final mass at $z=1$ and its young if this fraction is less than 30 per cent.

III. DATA

A. Definition and Selections of old and young groups

Fossil galaxy groups as old systems are selected according to a combination of X-ray and optical criteria, based on observation definition given by [4]. Their X-ray luminosity have to satisfy $L_{X,bol} \geq 0.25 \times 10^{42} h^{-1} \text{ erg s}^{-1}$, and the difference between r-band magnitudes of the first and second ranked galaxies, Δm_{12} , within half the projected radius enclosing 200 times the mean density (R_{200}), must be $\Delta m_{12} \geq 2$ magnitudes. A limit of $0.5R_{200}$ is used because L* galaxies within this radius should spiral into the centre of the group due to orbital decay by dynamical friction within the Hubble time [4].

IV. RESULTS

A. Mass and luminosity gap evolutions

Magnitude gap between the brightest galaxy, and the second brightest galaxies in each group, is often used as an indicator of the dynamical age of group, particularly in old groups ([1]).

The assembly time of a dark matter halo, defined as the look-back time when its main progenitor reaches a

mass that is more than 50 per cent of the present halo mass.

Dariush et al. 2007 reveal in MS, where the structures in Universe form hierarchically, fossil systems assemble a higher fraction of their mass (more than 50 per cent) at prior epoch and form earlier compared to control groups, which have been formed at low redshift [1]. Therefore we use this approach as an indicator of old and young systems.

B. Old and young groups in the Millennium Simulation

As a definition, a galaxy group which formed more than 50 per cent of its total mass by $z \approx 1$ is named "old". A group is labelled "young" if less than 30 per cent of its final mass is formed by $z \approx 1$ [1]. In Fig. 1, we plot the magnitude gap Δm_{12} (within $0.5R_{200}$) as a function of their Brightest Galaxy Group (BGG) magnitude in r-band ($M_r(BGG)$), estimated for all 39132 groups (i.e. groups with $M(R_{200}) \geq 10^{13} h^{-1} M_\odot$) using [3] SAM at the present epoch ($z = 0$). Groups are colour-coded according to their $\alpha_{0,1}$ parameters (defined as "age" of systems), where $\alpha_{0,1} = M_{z \approx 1}/M_{z=0}$. The horizontal line subdivides groups into magnitude gap

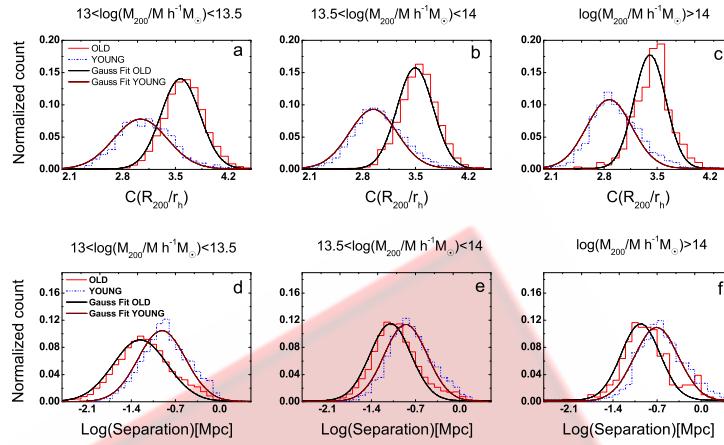


FIG. 2. A comparison between the concentration (C) of old (red-line) and young (blue-dash-line) groups in MS using Guo 2011 SAM. In various ranges of mass we show in panels a, b, c that old systems are more concentrated with respect to young ones. Panels d, e, f show the distribution of distance from the center of BGG and luminosity centroid in various ranges of Mass. In All Panels a Gaussian curve has been fit to the distribution of old and young systems, individually. Optimal fitting parameters have been reported in table 1.

TABLE I. table shows the optimal value of concentration and luminosity de-centring (Separation) parameters at Location of peak of Gaussian curve fitted to the distribution of old(O) and young(Y) systems in various mass bins.

Bin size(Halo Mass(M))	Concentration($C = R_{200}/r_h$)	Log(Separation)[Mpc]
$13 \leq \log(M) < 13.5$	O: 3.567 ± 0.002 Y: 3.038 ± 0.009	O: -1.258 ± 0.006 Y: -0.914 ± 0.009
$13.5 \leq \log(M) < 14$	O: 3.495 ± 0.003 Y: 2.941 ± 0.006	O: -1.096 ± 0.006 Y: -0.854 ± 0.007
$\log(M) \geq 14$	O: 3.406 ± 0.009 Y: 2.867 ± 0.009	O: -0.960 ± 0.012 Y: -0.708 ± 0.009

bins and fossils ($\Delta m_{12} \geq 2$) and controls ($\Delta m_{12} \leq 0.5$). Vertical lines bin the groups according to the luminosity of their brightest galaxy (BGG) in 5 magnitude bins from -20.5 to -25.5. In this diagram we show that the galaxy luminosity gap combined with the luminosity of the brightest group galaxy for a given halo mass can be used to select old galaxy groups with 68 per cent probability (e.g., $M_r(BGG) > -21.5$ and $\Delta m_{12} \geq 2$) and young galaxy group with 92 per cent probability (e.g., $M_r(BGG) < -23.5$ and $\Delta m_{12} \leq 0.5$). Generally old groups are low mass groups with relatively dim BGG while young galaxy groups are generally massive groups with luminous BGG.

1. Halo concentration

There are different ways to estimate halo concentration in the literature. A popular method is by fitting a NFW profile $\rho_{NFW} = 4\rho_s/x(1+x)^2$ to the halo density distribution, where $x \equiv r/r_s$ and ρ_s and r_s are the characteristic density and radius. Then the halo concentration is found as the ratio of the Virial radius to the characteristic radius r_s , thus $C = R_{200}/r_s$.

Ludlow et al. 2012 show that, the virial-to-half mass radius R_{200}/r_h , provides a more reliable tracer of concentration of dark matter in mass-concentration relation diagram using MS [9]. We estimate the halo concentration as the ratio between the virial radius and half-mass radius for all candidates of old and young systems. As expected, Fig. 2.a,b,c reveals that halo of old systems are more concentrated compared to young groups. Table 1. shows a significant difference between the location of the peaks trough the Gaussian fits of old and young histograms in various mass bins. As a guide, concentration 3 is seen as a borderline between the old and young groups however there is a scatter.

2. Group luminosity de-centring

Rasmussen et al. 2012 in a study of ongoing star formation of groups, suggested that separation of the brightest group galaxy from the luminosity centroid of member galaxies in the group is directly link to its dynamical age [11]. As shown in Fig. 2.d,e,f young systems show larger separation between BGG and Luminosity centroid of the galaxies with respect to old groups.



The highest probability for a system to be considered as old is $\log(\text{Separation}) \leq -1$. Systems with $\log(\text{Separation})$ greater than -1 are mostly young systems.

For these diagrams we determine luminosity centre using $L_r = 10^{-0.4(M_r - M_{r\odot})} L_\odot$ where L_r is luminosity of each galaxy in r-Band and the coordinate of luminosity centre of groups by $(X_L) = \sum X_i L_i / \sum L_i$, where L_i is the luminosity of galaxy in group and X_i is the coordinate of galaxies(i.e x,y,z).

C. 5-dimensional estimation of old or young groups

As we have shown both halo and galaxy parameters can be used to distinguish groups based on age, albeit, with limited success. We introduce a 5-dimensions parameter space in which concentration and mass are halo parameters and $M_r(BGG)$, Δm_{12} (bin size is 0.5) and luminosity de-centring (Separation) are observable galaxy properties in order to age-date groups with an improved efficiency. In Fig 3 we made an attempt to show the distribution of probability of finding old groups in this 5-dimensional space. The three axis show luminosity gap (Δm_{12}), halo concentration C_{200} and BGG luminosity ($M_r(BGG)$), while the colour coding is used for the luminosity de-centring. These are given in three halo mass bins. Size of the symbols gives the probability of finding old groups for a given location in the parameter space. Larger the symbol more probable is to find old groups. This method, as seen in the top and middle panels (fig 3) allows us to find locations in the parameter space where groups are 100 percent old according to our definition of age. Similarly, Fig 4 gives the probability of finding young groups.

V. DISCUSSION

The results in this study can be summarised as follows: We quantify the probability of finding galaxy groups with a given halo mass accumulation history, namely old and young galaxy groups, in the parameter space of the luminosity gap and the BGG luminosity for a given halo mass. We show that there is a limited success in identifying galaxy groups based on these two parameters and the probability of finding groups that accumulate above 50 per cent (old groups) of their final halo mass by redshift 1 is limited to 70 per cent at its best.

A search for the same old groups in a 5-dimensional parameter space of two halo parameters, i.e. halo concentration and halo mass, and three galaxy related observables, i.e. BGG magnitude, Δm_{12} and physical separation between the group optical luminosity centroid and the BGG position, allows us to reach a 100 per cent probability.

Our finding show that conventional definition of the fossil groups can result in a contaminated sample of old groups. However, additional observable parameters such as halo concentration and luminosity segregation can complement the earlier approach and result in a major improvement in galaxy group age-dating.

ACKNOWLEDGMENTS

The Millennium and Millennium-II Simulations databases used in this paper and the web application providing online access to them were constructed as part of the activities of the German Astrophysical Virtual Observatory.

- [1] Dariush A. *et al.* , 2007, MNRAS, 382, 433
- [2] Dariush A. A.*et al.*, 2010, NRAS, 405, 1873
- [3] Guo Q. *et al.*, 2011,MNRAS, 413, 101
- [4] Jones *et al.*, 2003, MNRAS, 343, 627
- [5] Khosroshahi H. G. *et al.*, 2004, MNRAS,349, 1240
- [6] Khosroshahi H. G. *et al.*, 2004, MNRAS, 349, 527
- [7] Khosroshahi H. G. *et al.*, 2006, MNRAS,372, L68
- [8] Khosroshahi, H.G. *et al.*, 2007, MNRAS,377, 595
- [9] Ludlow *et al.* ,2012, MNRAS,427,1322L
- [10] Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, ApJ, 462, 563
- [11] Rasmussen, Jesper *et al.*,2012 ,ApJ,757,122R
- [12] Springel, V. *et al.*, 2001, MNRAS, 328, 726
- [13] Springel *et al.*,2005, Nature, 435, 629
- [14] Sun M.*et al.*, 2004, ApJ 612 , 805
- [15] Ulmer *et al.*, 2005, ApJ 624 , 124
- [16] Yoshioka T.*et al.*, 2004, Advances in Space
- [17] Zapata *et al.*,2009

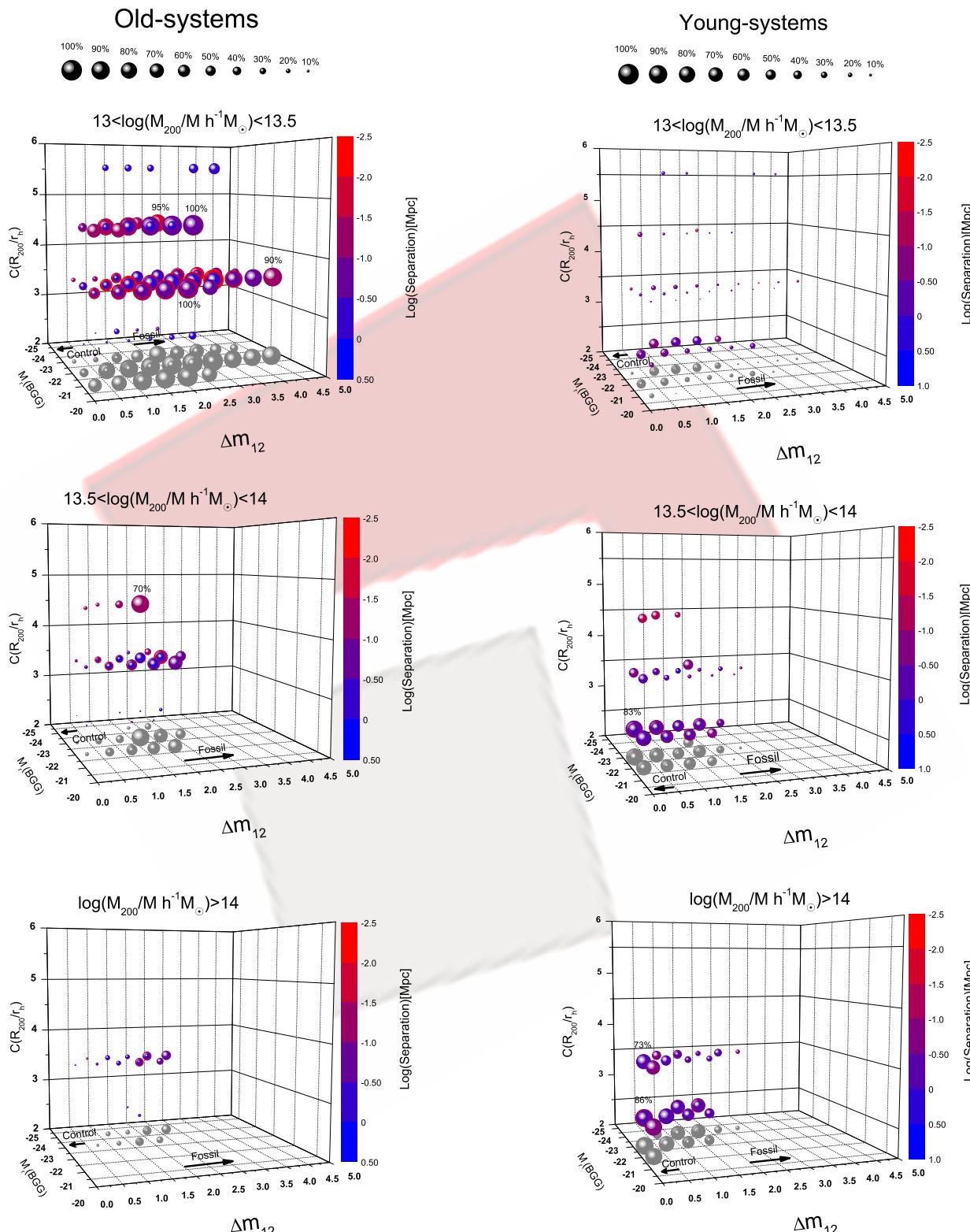


FIG. 3. The probability for a system to be considered as old based on the observable 5-dimensions parameter space. The parameter space consists of halo parameters, the concentration (C) and mass and galaxy parameters $M_r(BGG)$, Δm_{12} and luminosity segregation. The colour-coding shows the physical separation (Mpc) between the brightest galaxy in the group (BGG) and the luminosity centroid of all member galaxies. The size of the symbols (balls) indicates the oldness probability in the give location in the parameter space.

FIG. 4. Same as Fig 4 for young galaxy groups. Largest symbol indicates highest probability of galaxy groups been young. As shown youngest systems are found in high mass galaxy groups where the luminosity gap is small, halo concentration is low and the luminosity segregation is large.



Star Formation History in irregular galaxies in our local group

Sara Rezaeikhoshbakht¹, Atefeh Javadi^{1,2}, Habib Khosroshahi¹ and Jacco Th. van Loon²

¹*School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O. Box 19395-5531, Tehran, Iran*

²*Astrophysics Group, Lennard-Jones Laboratories, Keele University, Staffordshire ST5 5BG, UK*

We have investigated the star formation history of the Large and Small Magellanic Clouds using the Long Period Variables over 88 and 14 deg², respectively. Long Period Variables pulsating in their fundamental mode for the LMC and SMC were chosen from Spano et al. (2011) and Soszynski et al. (2011). The Star Formation Rate (SFR) varies from 0.0001 M?yr⁻¹kpc⁻² to 0.0022 M? yr⁻¹kpc⁻² for the Large Magellanic Cloud (LMC) and from 0.0001 M? yr⁻¹kpc⁻² to 0.0019 M? yr⁻¹kpc⁻² for the Small Magellanic Cloud (SMC). For the LMC, we have found an ancient star formation epoch at 13 Gyr ago referring to the time when the galaxy formed. In case of the Small Magellanic Cloud (SMC), two formation epochs are seen; one ancient epoch at 6 Gyr ago and another epoch of star formation at 0.7 Gyr ago. For an area of 3deg² at the core of the LMC the old star formation epoch is again observed but there is also a secondary star formation episode starting 3 Gyr ago and lasting until 0.5 Gyr ago. For an area of 1 deg² at the core of the SMC, the same trend is seen as in the whole galaxy in spite of the fact that the Star formation rate is stronger in the central region..

I. INTRODUCTION

The Magellanic Clouds are irregular dwarf galaxies in our local group; however, further researches showed certain bar structure which suggests that they had been bared spiral galaxies in the past and their present irregular shapes are due to their tidal interactions with one another and with the Milky Way. Our method of finding Star Formation History (SFH) is based on studying Long Period Variables (LPVs) which are mostly AGB (Asymptotic Giant Branch) stars at their very late stage of evolution. Thank to recent projects such as OGLE-I, II, III and others which have monitored the Magellanic Clouds for years, we have been provided with rich databases of variable stars which enable us to study these nearby galaxies. [1].

II. DATA AND METHODOLOGY

We used a catalogue of LPVs in the LMC from Spano et al. (2011) and in the SMC from Soszynski et al. (2011). In the case of the LMC, they have used EROS-2 survey which covered an area of 88 deg² and provided a database of 856864 variables in the LMC fields of which 43551 are considered as LPVs (Spano et al. 2011). For the SMC, Soszynski et al. (2011) used OGLE-III project which has monitored an area of 14 deg² on the SMC. During 13 years, the OGLE project monitored the sky in I-band and V-band and provided a database of about 6 million stars in the SMC of which 19384 LPVs are detected (Soszynski et al. 2011). Since most LPVs are AGB stars at their final stage of evolution, it is vastly preferable to use their near infrared properties to avoid dominating their luminosity by surrounding dust. The appro-

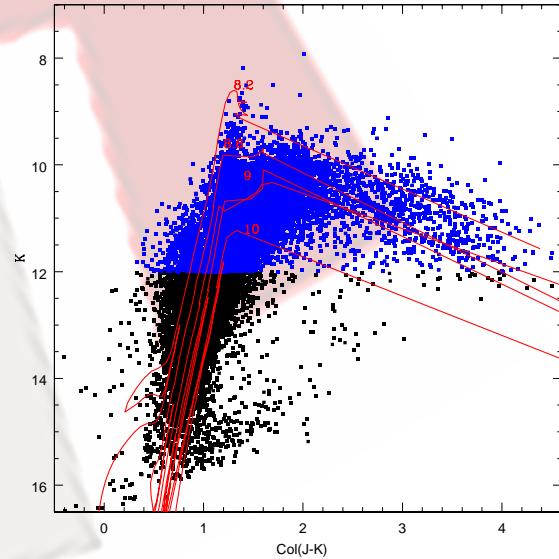


FIG. 1. Colour-magnitude diagram of the LMC, plus Marigo isochrones. Blue data points are stars above the RG-B-tip.

priate stellar evolution model is provided by PADOVA group (Marigo et al. 2008) which is used for dereddening correction. From the theoretical model, long period AGB stars are expected to be at the peak of the isochrones in Color-Magnitude diagram (CMD).

In Figures 1 and 2, Marigo isochrones were fitted to the CMD of the Large and Small Magellanic Clouds and two different groups of reddening slopes are seen; one group with higher slopes associated with those stars surrounded by oxygenous dust and another group with lower slopes associated with carbonaceous dust. These slopes will be used to correct all reddened variables.

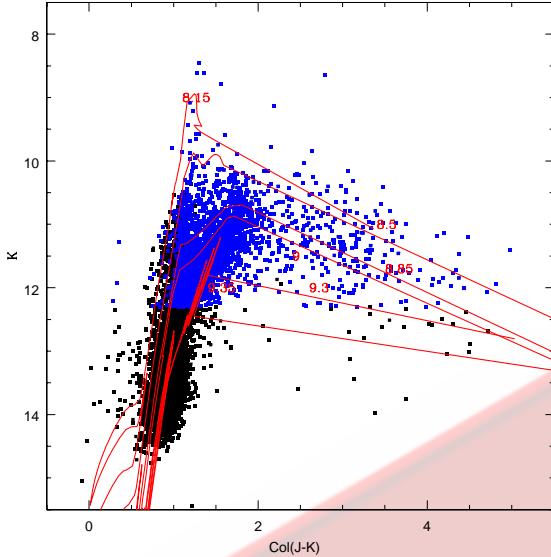


FIG. 2. Colour-magnitude diagram of the SMC, plus Marigo isochrones . Blue data points are stars above the RGB-tip.

III. STAR FORMATION HISTORY

For finding the final SFH we should go from K-band magnitude to the SFR, step by step (Javadi et al. 2011). First, their K-band magnitude should be converted to the mass through mass-luminosity relation;

$$\log M [M_{\odot}] = aK + b. \quad (1)$$

Then using mass-age relation the age of stars can be derived;

$$\log t [\text{yr}] = a \log M [M_{\odot}] + b. \quad (2)$$

Since more massive stars evolve faster than lower mass stars, the Mass-Pulsation relation is used (Javadi et al. 2011) to link the birth mass of stars and their pulsation duration;

$$\log(\delta t/t) = D + \sum_{i=1}^3 a_i \exp((\log M [M_{\odot}] - b_i)^2 / (2c_i^2)). \quad (3)$$

The final step is to use the Initial Mass Function (IMF) of Kroupa model and subdividing stars into age bins in a way that there are equal numbers of stars in each bin.

$$\xi(t) = \frac{dn'(t)}{\delta t} \frac{\int_{m(t)}^{m(t+\delta t)} f_{\text{IMF}}(m) m dm}{\int_{m(t)}^{m(t+\delta t)} f_{\text{IMF}}(m) dm}. \quad (4)$$

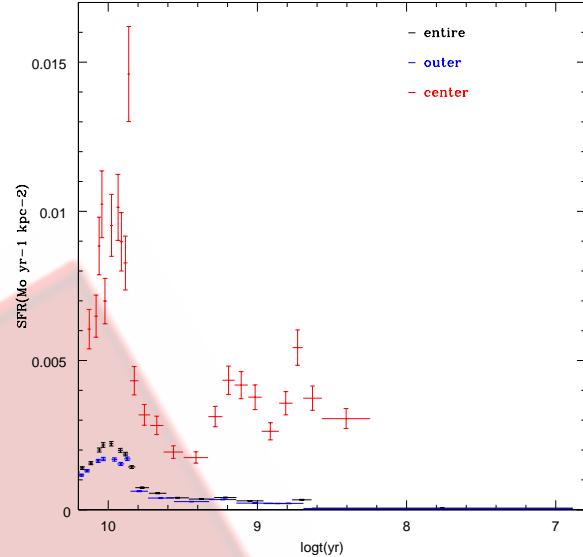


FIG. 3. star formation history of the Large Magellanic Cloud using Spano et al . (2011). Black lines: global star formation, blue lines: star formation of the outskirt of the LMC and red lines: central star formation.

Where; (δt) is pulsation period, $M_{\min} = 0.02M_{\odot}$ and $M_{\max} = 200M_{\odot}$, "dn'" = The number of variable stars observed in the age bin. Figures 3 and 4 show the SFH for various regions of the LMC and SMC, respectively. In addition to the global star formation we have selected stars from central region of 3 deg² in the LMC and 1 deg² in the SMC. Black lines represent global star formation, blue lines show the outskirt star formation and red lines indicate the central star formation.

IV. CONCLUSION

Star formation rate of the Large Magellanic Cloud varied from $0.0001 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ to $0.0022 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ for the entire galaxy and from $0.002 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ to $0.01 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ for the central part. We find a rapid drop in the star formation rate at the outskirt of the galaxy which could be originated from the gas removal from the galaxy. Star formation rate of the Small Magellanic Cloud varied from $0.0001 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ to $0.0019 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ for the entire galaxy and from $0.0006 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ to $0.0067 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ for the central part. For both galaxies, the central star formation is remarkably dominant which predictably shows that central regions are much more active in forming stars. Small galaxies seem to be slow in their star formation. Some of them have already lost their gas and stopped forming stars; on the contrary, others, such as the Magellanic Clouds , have kept their gas and form stars in bursts when they get disturbed (for instances when they interact with one another and/or with the Milky Way).

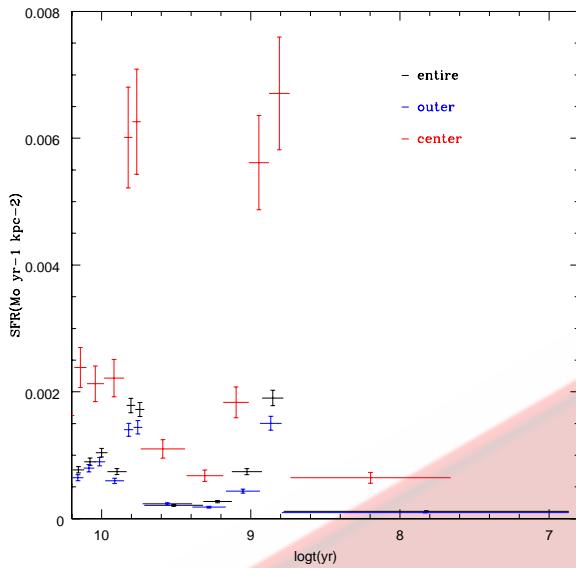


FIG. 4. star formation history for the outskirt of the Small Magellanic Cloud Soszynski et al. (2011) catalogue . Black lines: global star formation, blue lines: star formation of the outskirt of the LMC and red lines: central star formation.

- [1] Javadi A., van Loon J.Th., Mirtorabi M.T., 2011, MNRAS, 411, 263.



رابطه‌ی جدید رنگ- نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای: نقش فاز TP-AGB

حسنی زنوزی، اکرم شعبانی، فایضه نیک، سمیه

مرکز تحصیلات تکمیلی علوم پایه در زنجان

چکیده:

رابطه‌ی رنگ- نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای یک ابزار رایج برای تخمین جرم ستاره‌ای فراکهکشانی است. نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای (M^*/L) به تابع جرم اولیه و سن و فلزیت بستگی دارد. ما در پخش اول این پژوهش با استفاده از داده‌های سایت (http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd) Padova به بررسی تحول زمانی رنگ و M^*/L و رابطه‌ی M^*/L بر حسب رنگ برای جمعیت ستاره‌ای ساده پرداخته‌ایم. برای این کار از دو تابع جرم اولیه سالپیتر و کروپا و فلزیت‌های مختلف استفاده کردیم. سپس با استفاده از داده‌های نسخه‌ی جدید سایت Padova که رفتار فاز (Thermally Pulsing Asymptotic Giant Branch) TP-AGB را با تمام جزئیات تحولی بررسی می‌کند به بررسی تاثیر این فاز بر رابطه‌ی M^*/L -رنگ می‌پردازیم. این فاز در سنین متوسط جمعیت ستاره‌ای تاثیر زیادی در درخشندگی باند فروسرخ نزدیک دارد. پرتبیزی (۲۰۱۳) به مطالعه‌ی این موضوع پرداخته است.

غبار به طور همزمان نور رسیده از جمعیت ستاره‌ای را قرمزر و تاریک‌تر می‌کند و هر دو مؤلفه‌ی M^*/L و رنگ را تغییر می‌دهد. در پخش دوم این پژوهش تاثیر غبار بر رابطه‌ی M^*/L -رنگ را بررسی می‌کنیم

مقدمه:

در مسائل مختلف اخترفیزیکی نیاز داریم تا جرم ستاره‌ای را تخمین بزنیم مثلا برای بازتولید یک کهکشان از زمان تولد آن، به دست آوردن شبیه رابطه‌ی تالی-فیشر و محاسبه‌ی سهم مولفه‌های مختلف در منحنی دوران کهکشان ها. کلید دسترسی به جرم ستاره‌ای کمیت نسبت جرم-به-درخشندگی ستاره‌ای است که به اختصار آن را با M^*/L نشان می‌دهیم. برای یک جمعیت ستاره‌ای ساده که ستاره‌های آن هم سن و هم فلزیت فرض می‌شوند، M^*/L به تابع جرم اولیه، سن و فلزیت بستگی دارد. از طرفی رابطه‌ی رنگ- M^*/L یک ابزار رایج برای تخمین جرم ستاره‌ای فراکهکشانی فراهم می‌سازد و شبیه این رابطه مستقل از انتخاب تابع جرم اولیه است در حالیکه عرض از مبدأ آن به شدت به انتخاب تابع جرم اولیه محدود است.

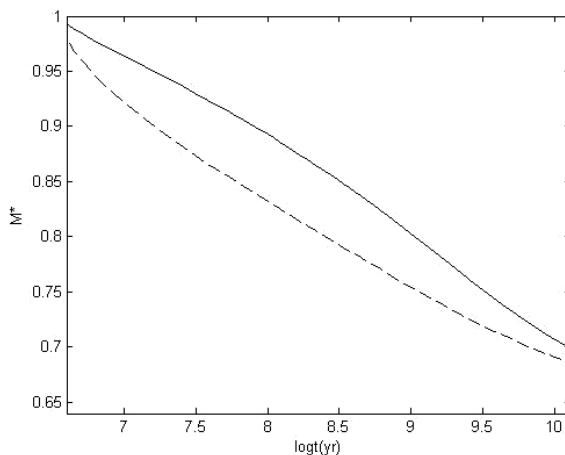
ستاره‌های TP-AGB در سنین متوسط (۳-۳۰) گیگا سال ۸۰ درصد در درخشندگی در باند K و ۴۰ درصد در درخشندگی بولومتریک سهم دارند. به دلیل تاثیر این فاز ستاره‌ای در درخشندگی بولومتریک و باند K انتظار داریم این فاز رابطه‌ی رنگ- M^*/L را تغییر دهد.



تحول زمانی جرم جمعیت ستاره‌ای ساده:

در این بخش ما به بررسی تحول جرم یک جمعیت ستاره‌ای ساده بر حسب زمان پرداخته‌ایم. برای این کار از دوتابع جرم اولیه‌ی سالپیتر و کروپا استفاده کرده‌ایم. جرم کل به یک جرم خورشید بهنگار شده است و بعد از گذشت زمان $\log(t) = 10.10$ ، جمعیت ستاره‌ای ۳۰ درصد جرم خود را از دست می‌دهد و به ۷۰ درصد جرم اولیه می‌رسد. این مقدار با لحاظ کردن ستاره‌ها و بقایا محاسبه شده است.

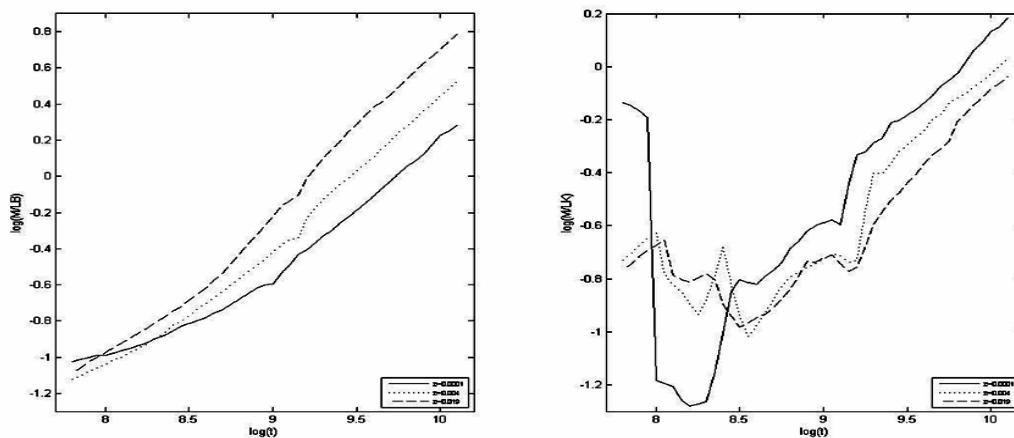
همان‌طور که در شکل ۱ مشخص است مسیر تحول جرم برای دوتابع جرم اولیه متفاوت است ولی در انتها هر دو تقریبا به یک مقدار رسیده‌اند. این شکل برای فلزیت 0.008 رسم شده است ولی تحول جرم برای فلزیت‌های متفاوت کمتر از یک درصد اختلاف دارند.



شکل ۱: تحول جرم جمعیت ستاره‌ای ساده با در نظر گرفتن ستاره‌ها و بقایا برای دوتابع جرم اولیه کروپا(خط) سالپیتر(خطچین)

بررسی تحولات نسبت جرم - به - درخشندگی ستاره‌ای و رنگ بر حسب زمان:

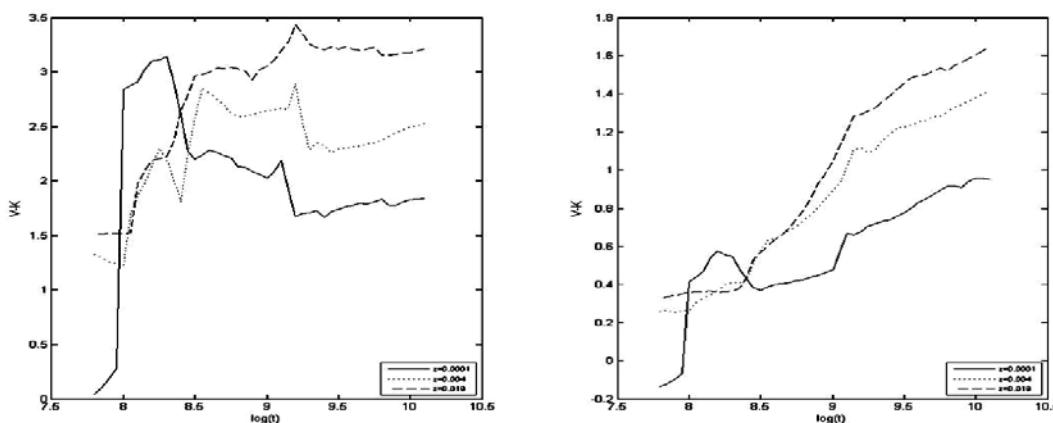
درخشندگی در باند K در سنین متوسط جمعیت ستاره‌ای، به شدت به فاز TP-AGB بستگی دارد. بنابراین انتظار داریم این فاز در رابطه‌ی رنگ- $L*/M^*$ نقش زیادی داشته باشد. شکل ۲ تحولات $L*/M^*$ را در باند K و B بر حسب زمان، برای سه فلزیت 100 ، $z=0.0001$ ، $z=0.004$ ، $z=0.019$ نشان می‌دهد. شروع فاز TP-AGB درست کمی بعد از زمان 100 مگا سال است، که در این زمان M^*/L در باند K کاهش می‌یابد که به دلیل افزایش درخشندگی در باند K است. در باند B بر حسب زمان به آرامی در حال افزایش است و فاز TP-AGB تاثیر بسیار کم و ملایمی بر باندهای M^*/L دارد به طوری که گذار فاز TP-AGB در باندهای اپتیکی مشهود نیست.



شکل ۲: تغییرات نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای بر حسب زمان با در نظر گرفتن فاز TP-AGB. راست:

تغییرات در باند فروسرخ نزدیک، چپ: تغییرات در باند اپتیکی.

در شکل ۳ به بررسی تحولات رنگ B-V و V-K با در نظر گرفتن فاز TP-AGB بر حسب زمان پرداخته‌ایم. از آن-جایی که درخشندگی اپتیکی به فاز TP-AGB حساس نیست رنگ اپتیکی-اپتیکی به آرامی با گذشت زمان افزایش می‌یابد. درخشندگی باند K به شدت به مشارکت ستاره‌های کربنی بستگی دارد، علاوه بر آن بعد از زمان $\log(t)=8.5$ رنگ اپتیکی-فروسرخ نزدیک اشباع می‌شود و به عنوان شاخص فلزیت به کار می‌رود.



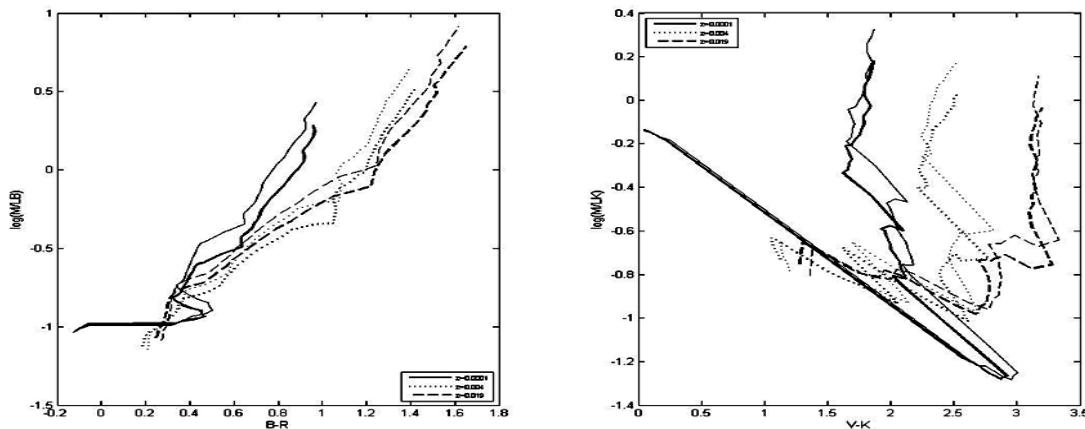
شکل ۲: تغییرات رنگ جمعیت ستاره‌ای ساده بر حسب زمان با در نظر گرفتن فاز TP-AGB.



بررسی تاثیر فاز TP-AGB و انتخاب تابع جرم اولیه م مختلف بر رابطه رنگ- M^*/L

به منظور بررسی تاثیر فاز TP-AGB بر رابطه رنگ- M^*/L ، در شکل ۴ ، $\log(M^*/L)$ را در باند فروسرخ نزدیک بر حسب رنگ اپتیکی- فروسرخ نزدیک و در باند اپتیکی بر حسب رنگ اپتیکی- اپتیکی رسم کرده‌ایم. همان‌طور که از شکل پیداست وابستگی رابطه رنگ- M^*/L به فلزیت با در نظر گرفتن فاز TP-AGB کاهش می‌یابد حداقل مطمئنیم که در بازه $z=0.019-0.004$ این مطلب درست است.

از طرفی دیگر به منظور بررسی تاثیر انتخاب تابع جرم اولیه م مختلف بر رابطه رنگ- M^*/L دو تابع جرم اولیه کروپا و سالپیتر را انتخاب کرده‌ایم. شبیه رابطه رنگ- M^*/L مستقل از انتخاب تابع جرم اولیه است در حالیکه عرض از مبدأ آن به انتخاب تابع جرم اولیه مقید است.

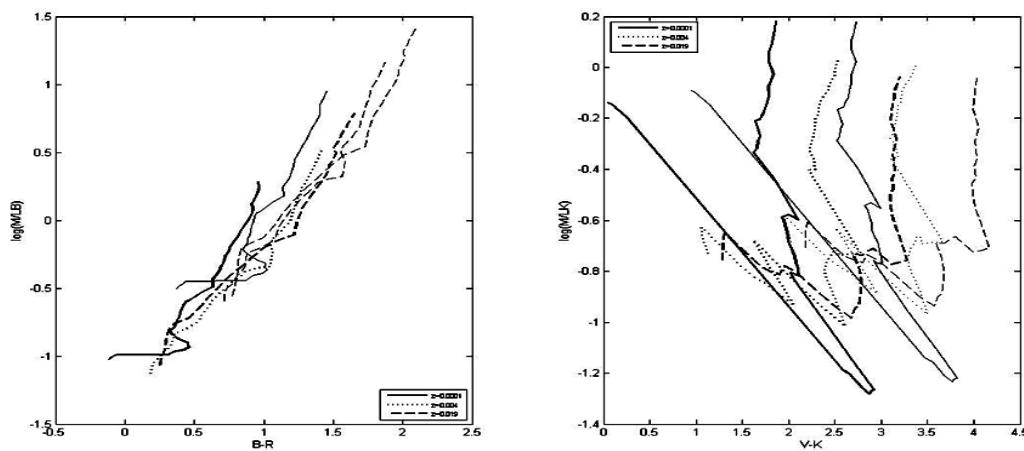


شکل ۴: بررسی تاثیر فاز TP-AGB و تابع جرم اولیه کروپا (خطوط ضخیم) و تابع جرم اولیه سالپیتر (خطوط نازک) بر رابطه رنگ-نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای. شکل راست: نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای در باند فروسرخ نزدیک بر حسب رنگ اپتیکی- فروسرخ نزدیک. شکل چپ: نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای در باند اپتیکی بر حسب رنگ اپتیکی- اپتیکی.

تاثیر گرد و غبار میان ستاره‌ای بر رابطه رنگ- M^*/L

وجود غبار در ابرهای سرد و چگال برای فرآیند ستاره سازی لازم است چرا که غبار با نشر تابش فروسرخ به سرمایش و رمبش بیشتر پیش ستاره کمک می‌کند ولی بعد از تشکیل ستاره با جذب و پراکندگی نور ستاره موجب قرمز شدن و تاریک شدن آن می‌شود. غبار به طور همزمان نور رسیده از جمعیت ستاره‌ای را قرمزتر و تاریکتر می‌کند به عبارت دیگر شکل رابطه رنگ- M^*/L به مقادیر بالاتر رنگ و M^*/L انتقال می‌یابد.

در شکل ۵ به مقایسه مدل‌های بدون غبار و با غبار با ضریب خاموشی ۱ پرداخته‌ایم.



شکل ۵: مقایسه رابطه رنگ- M^*/L برای تابع جرم کروپا برای مدل‌های بدون غبار(خطوط ضخیم) و با غبار(خطوط نازک)

نتیجه‌گیری:

رابطه محکمی برای نسبت M^*/L بر حسب رنگ در باندهای اپتیکی به دست می‌آوریم. انتخاب تابع جرم اولیه مختلف، شبیه این رابطه را عوض نمی‌کند ولی موجب به وجود آمدن عدم قطعیتی در عرض از مبدأ و مقدار M^*/L می‌شود. تأثیر غبار بر رابطه رنگ- M^*/L جمعیت ستاره‌ای ساده در باند اپتیکی چندان زیاد نیست.

در ادامه قصد داریم رابطه رنگ- M^*/L را با درنظر گرفتن نرخ تولید ستاره‌ای به دست آوریم.

منابع:

- [1] Tom Into and Laura Portinari, *New Colour—Mass to Light Relations: the role of the Asymptotic Giant Branch phase and of interstellar dust* (Mon. Not. R. Astron. Soc., 2013).
- [2] Eric F. Bell, and Roelof S. De Jong, *Stellar mass-to-light ratio and the Tully-Fisher relation* (The Astrophysical Journal, 2001).
- [3] <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>



اندازه گیری تابع جرم و بررسی تفکیک جرمی خوشی باز آلفای برساوش (α Persei)

هاشمی، مریم^۱; شیخی، نجمه^۲; حقی، حسین^۳

^۱دانشگاه زنجان

^۲دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

در این پژوهش به تعیین اعضای خوشی باز آلفای برساوش که در فاصله‌ی ۱۸۸/۷ پارسکی خورشید قرار دارد به کمک داده‌های کاتالوگ PPMXL می‌پردازیم. با توجه به داده‌های کاتالوگ PPMXL در دو باند K و L نمودار قدر- رنگ تعداد ۱۰۰،۰۰۰ ستاره‌ی موجود را تشکیل داده و با بررسی حرکت خاصه‌ی ستاره‌ها، ستاره‌های زمینه را حذف می‌کنیم. نمودار قدر- رنگ اصلاح شده بوسیله‌ی حرکت خاصه هنوز در ناحیه‌ی پایین سمت چپ ستاره‌هایی دارد که عضو خوشی نیستند، اما حرکت خاصه‌ی هم‌اهنگ با خوشی دارند. در نهایت با استفاده از منحنی همبسن PADOVA این ستاره‌های غیر عضو را حذف می‌کنیم. در انتها تابع جرم خوشی را بدست آورده و با پیدا کردن مرکز چگالی خوشی، به بررسی چگالی سطحی و تفکیک جرمی خوشی می‌پردازیم.

۱. مقدمه

در این مقاله، ستاره‌های عضو خوشی را با استفاده از کاتالوگ PPMXL تعیین می‌کنیم [۴]. این کاتالوگ از موقعیت ستاره‌ها در دو کاتالوگ USNO-B1.0 و 2MASS برای محاسبه‌ی حرکت خاصه‌ی حدود ۹۰۰ میلیون ستاره استفاده کرده است. این مقاله به ترتیب ذیل می‌باشد: در ابتدا در بخش‌های دو و سه به عضویابی خوشی می‌پردازیم. در بخش چهار مرکز چگالی خوشی را محاسبه خواهیم کرد و در نهایت در بخش پنجم تابع جرم خوشی را بدست آورده و به بررسی چگالی سطحی و تفکیک جرمی خوشی خواهیم پرداخت.

۲. عضویابی به روش اخترسنجی

در این مرحله، از تست χ^2 برای عضویابی استفاده می‌کنیم یعنی برای هر ستاره i ، مقدار χ^2 را به روش زیر محاسبه می‌نماییم:

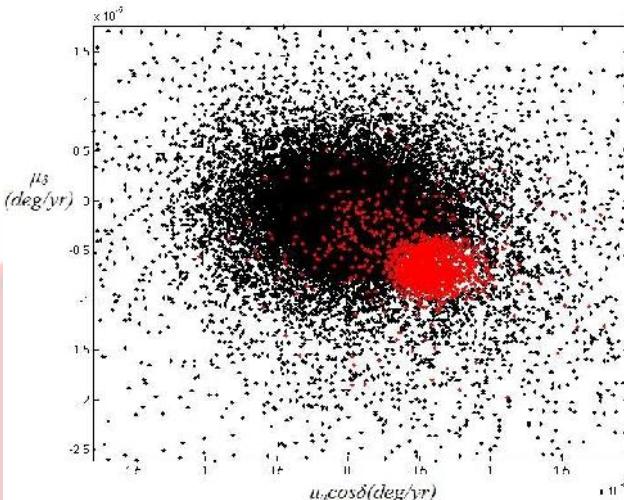
$$\chi_i^2 = \frac{(\mu_{\alpha i} - \bar{\mu}_\alpha)^2}{e_{\alpha i} + e_\alpha + \sigma_\alpha^2} + \frac{(\mu_{\delta i} - \bar{\mu}_\delta)^2}{e_{\delta i} + e_\delta + \sigma_\delta^2} < 6.17 \quad (1)$$

$\mu_{\alpha i}$ و $\bar{\mu}_\alpha$ به ترتیب حرکت خاصه‌ی ستاره‌ی i و حرکت خاصه‌ی متوسط خوشی در محور بعد، $\mu_{\delta i}$ و $\bar{\mu}_\delta$ به ترتیب حرکت خاصه‌ی ستاره‌ی i و حرکت خاصه‌ی متوسط خوشی در محور میل و $e_{\alpha i}$ ، e_α و $e_{\delta i}$ خطاهای مربوطه هستند. σ_α و σ_δ مولفه‌های پراکندگی سرعت داخلی خوشی می‌باشند. در شکل ۱ حرکت خاصه‌ی ستاره‌هایی که در شعاع ۱/۹ درجه‌ای مرکز خوشی قرار دارند، نشان داده شده است. ستاره‌هایی که تست χ^2 را ارضاء می‌کنند به رنگ قرمز دیده می‌شوند.



جدول ۱ : پارامترهای خوش

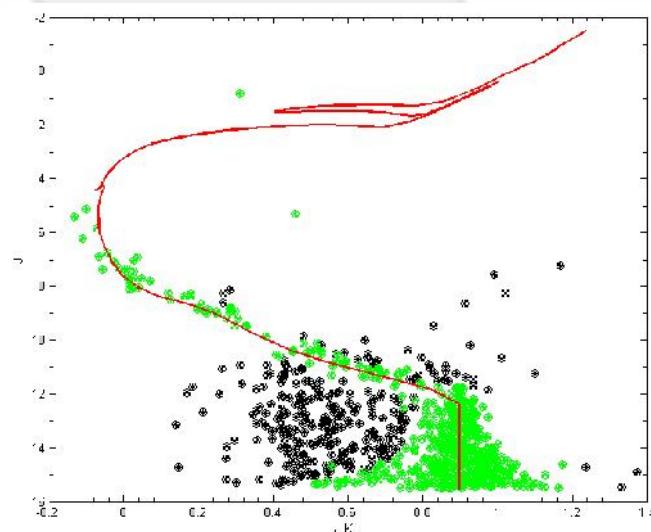
مقدار	پارامتر
$322^{\circ}02' h m s$	بعد
$48^{\circ}36'00'' d m s$	میل
$188/\sqrt{7^{+7/-7}} pc$	فاصله
$22/93 mas$	$\bar{\mu}_\alpha$
$0.15 mas$	e_α
$-25/56 yr$	$\bar{\mu}_\delta$
$0.17 mas$	e_δ
$1 mas$	σ
$90 \pm 10 Myr$	سن



شکل ۱ : تفکیک ستاره‌های زمینه و ستاره‌های خوش. نقاط سیاه ستاره‌های زمینه و نقاط قرمز ستاره‌های خوش هستند.

۳. عضویابی به روش نورسنجی

در مطالعه‌ی ما سن خوش $90 Myr$ و فلزیت $[Fe/H] = 0$ می باشد [۳]، با توجه به این مقادیر، اطلاعات مربوط به منحنی هم‌سن خوش را از سایت PADOVA [۵] دریافت می‌کنیم و نمودار قدر-رنگ منحنی هم‌سن را با توجه به مدلول فاصله‌ی $7/4$ رسم می‌نماییم [۲]. با در نظر گرفتن نواری به ضخامت $5 \pm 2/5$ از منحنی هم‌سن خوش، ستاره‌هایی که خارج از این محدوده هستند را از نمودار حذف می‌کنیم. در نهایت به ۶۳۴ ستاره‌ی عضو رسیدیم.



شکل ۲ : نمودار قدر-رنگ خوشی آلفای برساوش، منحنی قرمز رنگ منحنی هم‌سن خوش



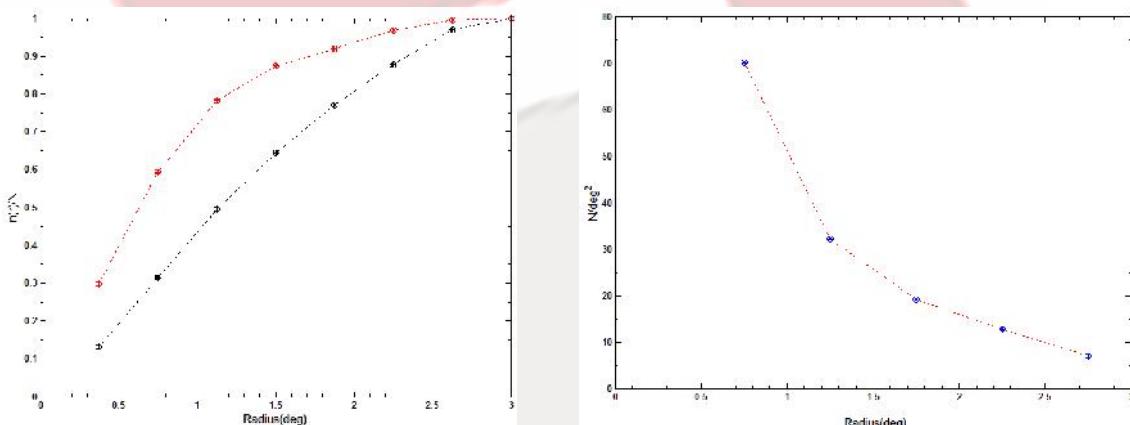
۴. محاسبه مرکز چگالی خوش

در این مرحله بوسیله روش ارائه شده توسط کاسرتانو^(۸) و ون هرنر^(۹) مرکز چگالی خوش آلفای برساووش را محاسبه می‌کنیم. در این محاسبه، i شماره ستاره عضو خوش و $j=10$ می‌باشد و نشان دهنده ۱۰ ستاره همسایه اول آمین ستاره است. بدین روش مختصات بعد و میل مرکز چگالی به صورت زیر خواهد بود.

$$r_{d,j} = \frac{\sum_i r_i \rho_j^{(i)}}{\sum_i \rho_j^{(i)}} \quad \rho_j^{(i)} = \frac{\sum_{k=1}^{j-1} m_{ik}}{V_j} \quad (۲)$$

۵. چگالی سطحی و تفکیک جرمی وتابع جرم خوش آلفای برساووش

با تقسیم بندی شعاع ۳ درجه‌ای تا مرکز چگالی خوش، به هشت ناحیه، چگالی سطحی خوش را محاسبه می‌کنیم که به وضوح با دور شدن از مرکز، چگالی تعداد ستاره کاهش می‌یابد. در شکل ۳ نمودار تعداد ستاره بر کل ستاره‌ها، بر حسب شعاع را مشاهده می‌کنیم که با دور شدن از مرکز خوش، کاهش شیب ستاره‌های درخشنان بیشتر است و این نشان می‌دهد که ستاره‌های درخشنان در نواحی داخلی تر تجمع یافته‌اند.



شکل ۳: نمودار چگالی سطحی خوش (راست)، نمودار نشان دهنده تفکیک جرمی خوش (چپ)

دوایر توپر: ستاره‌های درخشنان تراز ۱۱/۵ و دوایر توخالی: کل ستاره‌ها

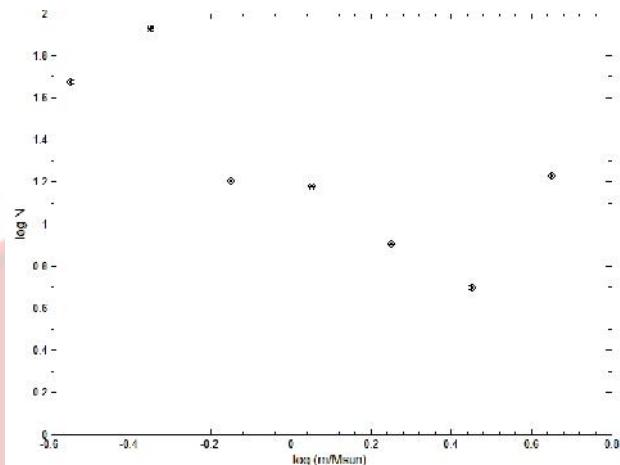
در نهایت با تقسیم بندی شکل ۲ بر حسب جرم و شمارش تعداد ستاره‌های عضو از هر جرم، به تابع جرم خوش رسیدیم.

نتیجه گیری

ما با استفاده از حرکت خاصه‌ی ستاره‌های خوش‌های آلفا برساووش، به تعداد ۱۶۲۳ ستاره رسیدیم که با احتمال بالایی، عضو خوش‌هه استند. با تست نورسنجی، تعداد ستاره‌های عضو به ۶۳۴ ستاره کاهش یافت. سپس به محاسبه مرکز چگالی خوش،



مشاهده کردیم که علیرغم سن کم خوش، تفکیک جرمی را می‌توان تشخیص داد. در نهایت نمودار تابع جرم خوش را بدست آوردهیم.



شکل ۴: نمودار تابع جرم خوشی آلفای برساووش

مراجع

- [1] Lodieu N., Deacon N. R., Hambly N. C., Boudreault S. ,2012, MNRAS, 426, 3403
- [2] Robichon N., Arenou F., Mermilliod J.-C., Turon C., 1999,A&A, 345, 471
- [3] Boesgaard A. M., Friel E. D., 1990, ApJ, 351, 467
- [4] Roeser S., Demleitner M., Schilbach E., 2010, AJ, 139, 2440
- [5] Marigo P., Girardi L., Bressan A., Groenewegen M. A. T.,Silva L., Granato G. L., 2008, A&A, 482, 883
- [6] VanLeeuwen F. , 2009, A&A, 497, 209
- [7] Stauffer J. R., et al., 1999, ApJ, 527, 219
- [8] Casertano S. & Hut P., 1985, ApJ, 298, 80
- [9] Von Hoerner S., 1963, Z. Astrophys., 57, 47
- [10] Khalaj P., Cheng W., Baumgardt H., 2013, In preparation



شناسایی متغیرهای بلند دوره AGB در بازوهای مارپیچی کهکشان M33 با استفاده از تصاویر دوربین WFCAM

صابری، مریم^۱; جوادی، عاطفه^۲; خسروشاهی، حبیب^۳; ون لون، جاکوب^۳

^۱دانشکده فیزیک دانشگاه الزهرا، ونک، تهران

^۲پژوهشکده نجوم مرکز دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران

^۳دانشگاه کیل، منچستر

چکیده

هدف ما در این پژوهه شناسایی ستارگان متغیر بلند دوره در کهکشان مارپیچی M33 است. تصویر برداری از کهکشان M33 با استفاده از دوربین WFCAM تلسکوپ UKIRT در طی سال‌های ۲۰۰۵-۲۰۰۷ میلادی در سه باند J,H,K انجام گرفته است. این دوربین مساحتی در حدود 0.77×0.77 درجه مربع یا $15\text{kpc} \times 15\text{kpc}$ از کهکشان را تصویربرداری کرده که بازوهای مارپیچی کهکشان را هم در بر می‌گیرد. در این تصویربرداری ها ۳۴۱۵۲۷ ستاره نورسنجد شده اند که از این تعداد، ۱۴۳۵۶ متغیر بلند دوره شناسایی شدند. در پایان از این ستاره‌ها برای بدست آوردن تاریخچه ستاره سازی در بازوها و دیسک کهکشان M33 استفاده می‌کنیم.

مقدمه

ستاره‌های AGB ستاره‌هایی در بازه جرمی $0.8 M_{\odot} - 8 M_{\odot}$ هستند. از آنجایی که این ستارگان در مراحل پایانی تحول خود هستند، درخشندگی شان در باند K به مقدار بیشینه خود رسیده است. دمای سطحی پایین این ستاره‌ها ($\sim 4000\text{K}$) وجود غبار در اطراف ستاره سبب می‌شود تا بیشترین تابش را در طول موج‌های مادون قرمز نزدیک داشته باشند. با استفاده از مدل‌های نظری گروه پدوا می‌توان از روی قدر باند K جرم زمان تولد این ستاره‌ها را محاسبه کرد و به بررسی تاریخچه ستاره سازی پرداخت. از آنجایی که این ستارگان بازه سنی گسترده‌ای از چند مگا سال تا چند گیگا سال را در بر می‌گیرند، ابزار خوبی برای بررسی تاریخچه ستاره سازی محسوب می‌شوند.

كهکشان M33

كهکشان مارپیچی M33 در فاصله ۹۵۰ کیلو پارسکی از زمین و در صورت فلکی مثلث قراردارد. زاویه تمایل مناسب این کهکشان از ما (۵۶ درجه) سبب شده تا این کهکشان گزینه مناسبی برای بررسی کهکشان‌های مارپیچی باشد.

TESS

تلسکوپ UKIRT یک تلسکوپ $3/8$ متری کاسکرین است که در ارتفاعات موناکی واقع شده است. تصویربرداری‌ها با استفاده از دوربین WFCAM که مختص عکس برداری از نواحی وسیع است گرفته شده است. در طی این عکس برداری‌ها ۱۱۶ تصویر در باند $J \sim 1.2 \mu\text{m}$ ، ۹۶ تصویر در باند $H \sim 1.6 \mu\text{m}$ و ۳۵۶ تصویر در باند $K \sim 2.2 \mu\text{m}$ گرفته شده است.



بدست آوردن ضریب تغییرات قدر

برای بدست آوردن ضریب تغییرات قدر ستاره از روشی که نخستین بار توسط پیتر استنسون در سال ۱۹۹۶ به کار گرفته شد استفاده کردیم. در این روش ابتدا برای تمام مشاهدات ستاره ها در سه فیلتر ضریب δ را محاسبه می کنیم:

$$\delta_{m,i} = \sqrt{\frac{n}{n-1}} \left(\frac{m_{i,k} - \bar{m}_k}{\sigma_{i,k}} \right) \quad (1)$$

در این رابطه $m_{i,k}$ و $\sigma_{i,k}$ به ترتیب قدر و خطای قدر اندازه گیری شده در رصد i ام و در فیلتر k میانگین وزنی قدر در فیلتر k و n تعداد مشاهدات ستاره در فیلتر k است. سپس δ ها را با توجه به زمان رصدشان گروه بندی می کنیم به این ترتیب که اگر فاصله زمانی دو رصد بسیار کمتر از دوره تناوب باشد رصدها در یک گروه قرار می گیرند. در اینجا این فاصله زمانی را ۵۰ روز گرفتیم. سپس اندیس J را به این ترتیب محاسبه می کنیم:

$$J = \frac{\sum_{k=1}^n W_k \operatorname{sign}(P_k) \sqrt{|P_k|}}{\sum_{k=1}^n W_k} \quad (2)$$

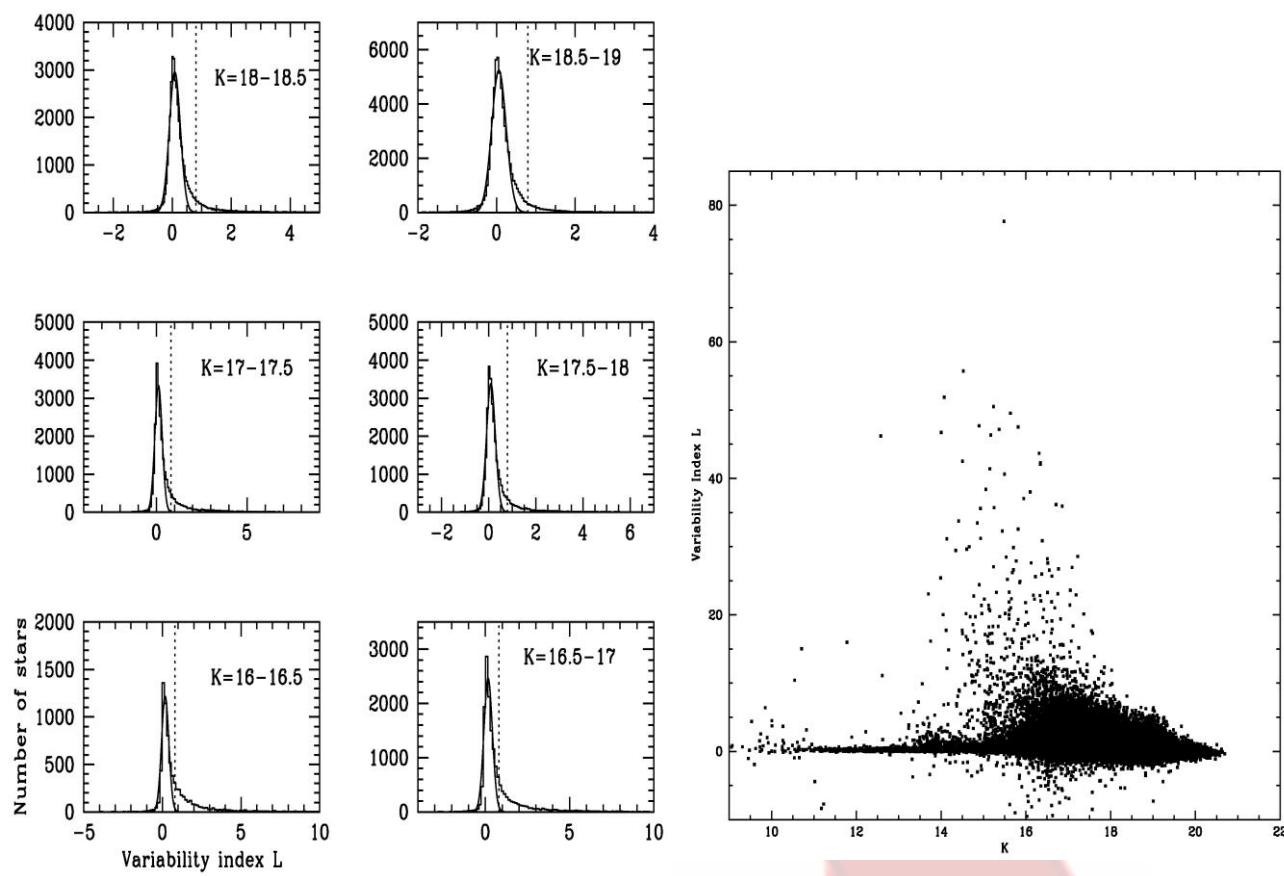
در این رابطه P_k حاصل ضرب δ های دو رصد i و j است که در یک گروه قرار گرفته اند، W_k و $P_k = (\delta_i \delta_j)_k$ تابع وزن است که در این حالت $W_k = 1$ می گیریم. اگر رصدی در هیچ گروهی قرار نگرفت P_k را به این ترتیب محاسبه می کنیم که: $P_k = (\delta_i)^2 - 1$ و در این حالت تابع وزن $W_k = 0.5$ درنظر می گیریم. در حالتی که تعداد داده های خراب زیاد باشد بهتر است برای هر ستاره ضریب K را به صورتی که در زیر تعریف شده محاسبه کیم. این ضریب به شکل منحنی نوری ستاره بستگی دارد مثلاً برای ستاره ای با منحنی نوری کامل A سینوسی $k=0.900$ است و اگر یک توزیع گاویسی داشته باشیم $K=0.798$ می شود و در صورتی که داده ای خراب زیاد داشته باشیم $K \rightarrow 0$ می رود.

$$K = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |\delta_i|}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \delta_i^2}} \quad (3)$$

در آخر ضریب تغییرات L را به این صورت تعریف می کنیم:

$$L = \frac{J \times K}{0.798} \quad (4)$$

به این ترتیب ضریب تغییرات L را برای ۲۴۲۳۶۹ ستاره که بیش از سه مشاهده در فیلتر K داشتند محاسبه کردیم. شکل ۱ ضریب تغییرات L بر حسب قدر باند K را نشان می دهد. همان طور که انتظار می رود بیشتر ستاره ها دارای ضریب تغییرات صفر هستند و در بازه قدری ۱۸-۱۶ یک افزایش در ضریب تغییرات مشاهده می کنیم.



شکل ۲: هیستوگرام ضریب تغییرات قدر L در بازه های نیم قدری، خط نقطه چین حد متغیربودن را می دهد.

شکل ۱: نمودار ضریب تغییرات قدر L بر حسب قدر باند K

این بازه قدری دقیقاً جایی است که انتظار داریم ستاره های AGB کهکشان M33 را بینیم.

تعیین حد متغیر بودن

بعد از محاسبه ضریب تغییرات L برای جداسازی ستارگان متغیر باید روی حد بگذاریم. از نظر آماری انتظار داریم توزیع ضریب تغییرات ستارگان یک توزیع گاووسی باشد بنابراین برای حد گذاشتن از برآذشتابع گاووسی روی توزیع ضریب تغییرات استفاده می کنیم. شکل ۲ توزیع ضریب تغییرات را در بازه های $0/5$ قدری در محدوده قدری $16-19$ نشان می دهد. همان طور که در شکل دیده می شود انحراف ازتابع گاووسی در $L=0.8$ رخ می دهد. بنابراین ستارگانی را که $L > 0.8$ دارند را به عنوان متغیر می گیریم. به این ترتیب از بین ۲۴۲۳۶۹ ستاره، ۱۴۳۵۶ ستاره متغیر شناسایی شد. شکل ۳ نمودار قدر-رنگ ستارگان را نشان می دهد. نقاط سیاه تمامی ستارگان و نقاط سبز ستارگان متغیر را و نقاط قرمز ستارگان زمینه آسمان که متعلق به کهکشان نیستند را نشان می دهند

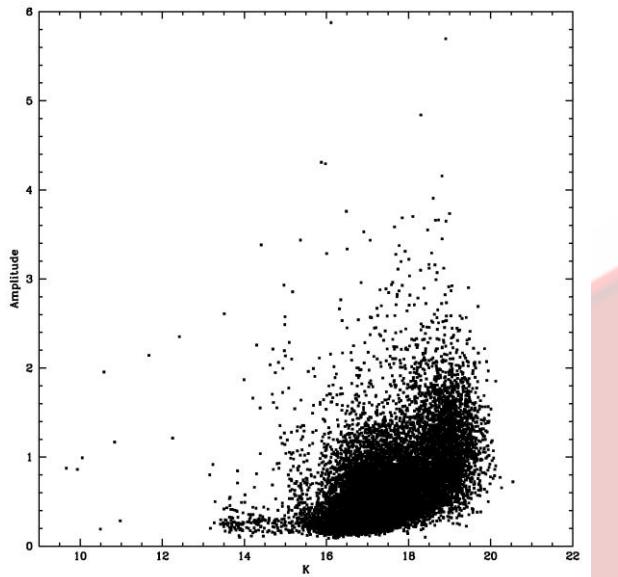
محاسبه دامنه تغییرات قدر ستارگان متغیر

برای تابع سینتوسی با دامنه 2 ، انحراف معیار $0/701$ می شود؛ به این ترتیب می توانیم با استفاده از رابطه زیر دامنه تغییرات ستارگان را با استفاده از انحراف معیارشان حساب کنیم:

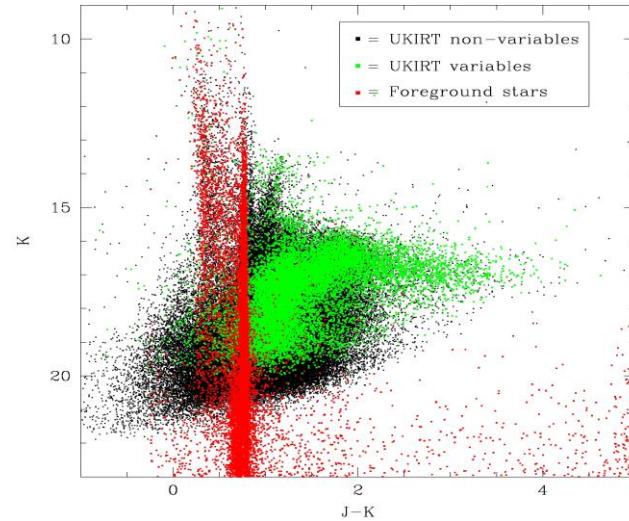
$$A = \frac{2 \times \sigma}{0.701} \quad (6)$$



در این رابطه σ انحراف معيار است. شکل ۴ نمودار دامنه تغییرات قدر برابر حسب قدر باند K را نشان می‌دهد. این ستارگان دارای دامنه نوسانی از $2^{\circ}/2$ تا 4° قدر هستند.



شکل ۴: نمودار دامنه تغییرات قدر ستارگان متغیر بر حسب قدر باند K.



شکل ۳: نمودار قدر-رنگ ستارگان، نقاط سیاه تمام ستارگان مشاهده شده و نقاط سبز ستارگان متغیر و نقاط قرمز ستاره‌های زمینه را نشان می‌دهند.

نتیجه گیری

تصویر برداری از ناحیه‌ای به وسعت $77^{\circ} \times 77^{\circ}$ درجه مربع از کهکشان M33 با استفاده از تلسکوپ UKIRT در سه باند J,H,K در مدت زمان سه سال انجام گرفت. از بین 341527 ستاره نورستجو شده، 14356 ستاره متغیر بلند دوره AGB شناسایی شد. این متغیرها دارای دامنه نوسانی از $2^{\circ}/2$ تا 4° قدر هستند.

مرجع‌ها

- [۱] Javadi A, Van Loon J.Th, Mirtorabi M.T, 2011, MNRAS, 411, 263
- [۲] Stetson P. B., 1996, PASA, 108, 851
- [۳] Marigo P., Girardi L., Bressan A., Groenewegen M. A. T., Silva L., Granato G. L., 2008, A&A, 482, 883



بررسی نورسنجی لکه های ستاره‌ای بر روی سیستم دوتایی گرفتی ER Vul

فاطمه صالحی^۱، مریم نعمتی^۲

۱- عضو هیئت علمی دانشگاه خیام مشهد

۲- دانشجوی کارشناسی ارشد دانشگاه خیام

چکیده

منحنی های نوری سیستم دوتایی *ER Vul* در صافی *B* با استفاده از داده های نورسنجی جمع آوری شده از سالهای ۱۹۸۱ تا ۲۰۰۸ توسط برنامه ویلسون ۲۰۱۰ مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. نتایج بدست آمده نشان دهنده جابجایی لکه هادر طول و عرض جغرافیایی و تغییرات شعاع آنها بر روی هر یک از مؤلفه های سیستم می باشد. آنالیز نشان می دهد که سیستم *ER Vul* یک دوتایی گرفتی جدا از هم و از نوع *RS CVn* است.

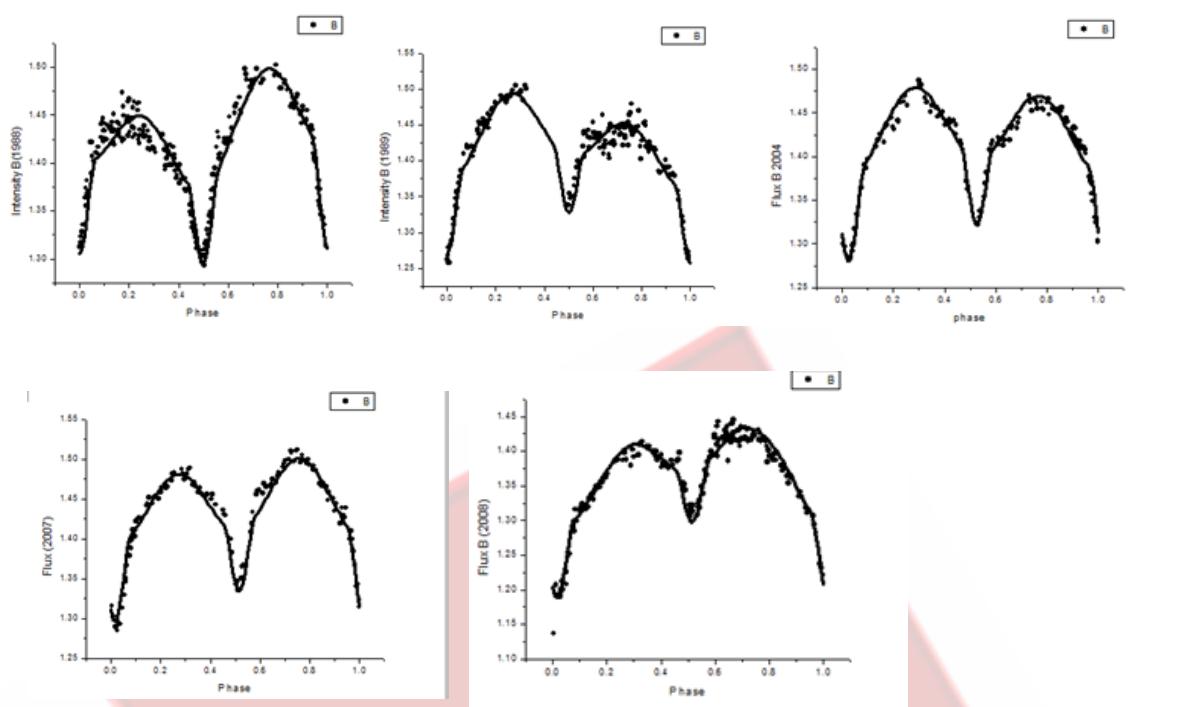
مقدمه

در سال ۱۹۴۶ میلادی *ER Vul* به عنوان یک ستاره دوتایی با نام *HD2003* با دوره تناوب $P=0.6980940950$ کشف گردید [3]. در سال ۱۹۵۶ میلادی ستاره *ER Vul* توسط Northcott به عنوان یک ستاره دوتایی طیفی شناخته شد. در سال ۱۹۷۶ این ستاره توسط Hall به عنوان یک ستاره وابسته به گروه ستارگان *RS CVn* تعیین گردید [2].

یک سیستم دوتایی، متشکل از دو ستاره از رده طیفی *G* است که به صورت (G0V+G2V) نشان داده می شود [1]. آنها بسیار شبیه به خورشید هستند اما سرعت چرخش این ستاره ها به دور خود تقریباً ۴۰ برابر خورشید است. این دوتایی در صورت فلکی روباهک در نیم کره جنوبی و با قدر ۷ و به فاصله ۱۵۰ سال نوری مشاهده شده است. چرخش سریع ستاره های همراه با حرکات همرفتی، میدان مغناطیسی قوی را در قسمت داخلی ستاره ایجاد می کند که باعث ایجاد پدیده های مغناطیسی مثل لکه های ستاره های در آنها می شود که با بررسی منحنی نوری به وسیله نسخه جدید برنامه ویلسون ۲۰۱۰ در صافی *B* و نشان دادن عدم تقارن در قله ها این اثر به خوبی نشان داده می شود.

تجزیه و تحلیل منحنی های نوری سیستم *ER Vul*

با استفاده از داده های نورسنجی جمع آوری شده از سالهای ۱۹۸۸ تا سال ۲۰۰۸ منحنی های نوری رصدی را در صافی *B* رسم نمودیم [4]. با انتخاب مدد ۲ برای سیستم های جدا از هم و بدون در نظر گرفتن جسم سوم، و با توجه به در نظر گرفتن برخی فرضیات همچون $e=0$ و $T=6100$ (کلوین) [5] اجرای برنامه را شروع نمودیم. در هر مرحله از اجرای برنامه پارامترها را آنقدر تغییر و پردازش کرده تا بهترین تطبیق بین منحنی رصدی و نوری بدست آید. وجود اعوجاج و عدم تقارن در قله های هر دو مؤلفه، وجود لکه ها را به خوبی نشان می دهد. با توجه به کمبود فضای کافی، چند نمونه از منحنی ها را قرار داده ایم (شکل ۱). نتایج بدست آمده در جداول ۱ تا ۳ آورده شده است.


 شکل ۱: منحنی های نوری سیستم دوتایی **ER Vul** در صافی B در سالهای ۱۹۸۸-۱۹۸۹-۲۰۰۴-۲۰۰۷-۲۰۰۸

 جدول ۱: پارامترهای فیزیکی و هندسی سیستم **ER Vul**

پارامتر	B صافی	خطای نوعی \pm	پارامتر	B صافی	خطای نوعی \pm
i (درجه)	۶۸/۱۴	۰/۴۴۹	F1	۰/۹	----
q	۰/۹۰۳	۰/۰۵۲	F2	۰/۹	----
$T_2(k)$	۵۸۸۰	۰/۰۱۴	$r_1(Pole)$	۰/۲۳۸	۰/۰۰۳
Ω_1	۴/۹۲۹	۰/۰۶۴	$r_1(Point)$	۰/۲۴۶	۰/۰۰۴
Ω_2	۴/۵۳۹	۰/۰۶۱	$r_1(Side)$	۰/۲۴۰	۰/۰۰۳
$\log g_1$	۴/۴۱(Cgs)	----	$r_1(back)$	۰/۲۴۴	۰/۰۰۴
$\log g_2$	۴/۳۳(Cgs)	----	$r_2(Pole)$	۰/۲۴۳	۰/۰۱۴
A_1	۰/۵	-----	$r_2(Point)$	۰/۲۵۵	۰/۰۱۸
A_2	۰/۵	-----	$r_2(Side)$	۰/۲۴۶	۰/۰۱۵
g_1	۱/۰۰	-----	$r_2(back)$	۰/۲۵۲	۰/۰۱۷
g_2	۱/۰۰	-----	δ	۰/۰۳۷	
Ω_{in_1}	۳/۵۸	-----	Ω_{in_2}	۳/۰۸۸	-----



جدول ۲: پارامترهای مطلق

پارامتر	B صافی	پارامتر	B صافی
$\frac{M_1}{M_{\text{sun}}}$	۰/۹۵۵۶	$\frac{R_1}{R_{\text{sun}}}$	۱/۰۱۲
$\frac{M_2}{M_{\text{sun}}}$	۰/۸۶۲۳	$\frac{R_2}{R_{\text{sun}}}$	۱/۰۵۵
$\frac{L_1}{L_{\text{sun}}}$	۰/۳۸۴	$\frac{L_2}{L_{\text{sun}}}$	۱/۲۳۰

جدول ۳: پارامترهای لکه ها

پارامتر	۱۹۸۸ B		۱۹۸۹ B		۲۰۰۴ B		۲۰۰۷ B		۲۰۰۸ B	
	ستاره اصلی	ستاره همدم								
عرض جغرافیایی لکه (رادیان)	۰/۷۵۰	۰/۷۹۰	۰/۷۹۰	۰/۷۵۰	۰/۰۶۰	۰/۲۰۰	۰/۰۳۰	۰/۲۱۰	۰/۱۵۸	۰/۲۶۰
طول جغرافیایی لکه (رادیان)	۱/۱۰۰	۰/۸۰۰	۰/۸۰۰	۱/۱۰۰	۳/۷۵۰	۴/۰۰	۲/۵۰۰	۱/۲۰۰	۲/۷۰۰	۰/۷۰۰
شعاع زاویه ای لکه (رادیان)	۰/۴۲۵	۰/۲۰۰	۰/۲۰۰	۰/۴۲۵	۰/۵۰۰	۰/۲۵۰	۰/۴۷۴	۰/۱۹۰	۰/۲۵۰	۰/۲۶۰
دمازی نسبی لکه (نسبت به دمای ستاره)	۱/۴۱۰	۱/۱۰۰	۱/۱۰۰	۱/۴۱۰	۱/۳۰۰	۱/۲۰۰	۱/۳۸۰	۱/۱۰۰	۱/۵۰۰	۱/۲۰۰



نتیجه گیری

از نور سنجی سیستم **Vul ER** و بر اساس رابطه زیر ستاره اصلی حدود ۷۲ درصد و ستاره همدم حدود ۶۸ درصد از حد روج خود را پر کرده است. بر اساس تجزیه و تحلیل منحنی های نوری، مشخص می شود که هر یک از مولفه ها دارای لکه هایی هستند که به مشخصات آنها بر اساس برنامه ویلسون ۲۰۱۰ دست یافتیم و برای نمونه چند مورد از سالهای رصد شده را در جدول ۳ آورده ایم. چون این سیستم دارای پوشش همروفتی بیرونی می باشد، پدیده های مغناطیسی متعددی از جمله لکه های ستاره ای را به نمایش می گذارد. و این لکه ها بهترین نماینده مطالعه شده مغناطیس ستاره ای و ابزاری مهم برای درک دیناموی ستاره ای است. این لکه ها ترجیحاً در عرض جغرافیایی بالاتر از ۳۰ درجه تا قطب شکل می گیرند.

$$\text{Fill out}_{1,2} = \frac{\Omega_{\text{in}}}{\Omega_{1,2}} \times 100$$

مراجع

1. Gunn, A.G. & Doyle, J.G., 1997, **A&Ap**, **318**, 60.
2. Hall, J.C. & Ramsey, L.W., 1994, **AJ**, **107**, 1149.
3. Northcott, R.J. & Bakos, G.A., 1967, **AJ**, **72**, 89.
4. Pirkhedri,A. etal, 2012, **Astronomische Nachrichten**, **333**, 237.
5. Shkolnik, E., 2005, **AJ** , **130**, 799.
6. Wilson, R. E, Van Hamme, W., 2010, Computing Binary star Observatory.



اندازه گیری سرعت چرخش محوری ستاره قلب الاسد

صفایی، اسداله^۱* نصیری قیداری، سعدالله^۱ صفری، حسین^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، پلور دانشگاه، ۳۱۳-۴۵۱۹۱، ایران

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، پلور قطب راوندی،

چکیده

یکی از موثرترین روش‌های اندازه گیری سرعت چرخش محوری اجرام آسمانی، مطالعه میزان پهن شدن خطوط طیفی آنها است. در اینجا چکونگی ثبت طیف ستاره قلب الاسد (*Regulus*) را شرح می‌دهیم. سپس با بررسی خط طیفی $H\beta$ از این ستاره و عوامل مؤثر بر پهن شدن این خط طیفی، سرعت چرخش محوری آن را محاسبه می‌کنیم.

مقدمه

ستاره قلب الاسد یا دل شیر (*Leo* α) بیست و دومین ستاره درخشنان آسمان و درخشنان ترین ستاره صورت فلکی شیر است. این ستاره در فاصله ۷۷ سال نوری از خورشید قرار دارد و قدر ظاهري آن ۰۷۷ است. این ستاره یک ستاره چندتایی است. ستاره اصلی α برابر خورشید جرم دارد و شعاع آن حدود چهار برابر شعاع خورشید است [۱]. تابندگی ستاره اصلی α برابر خورشید است. جرم همدهای دوم و سوم این ستاره به ترتیب α^0 و α^1 برابر جرم خورشید است. تابندگی همدهای این ستاره α^1 برابر خورشید است، بنابراین همدها تاثیر اندکی در طیف ثبت شده این ستاره دارند. ستاره اصلی این مجموعه در رده طیفی $B7$ جای می‌گیرد و خطوط بالمر شدیدی دارد. از سوی دیگر ستارگان رده طیفی A و B سرعت چرخش محوری زیادتری نسبت به سایر رده‌های طیفی محدوده رشته اصلی ستارگان دارند. بنابراین ستاره قلب الاسد یکی از ستارگان تند چرخان محسوب می‌شود [۲].

اگر محور دوران یک ستاره در راستای دید ناظر نباشد، در اثر چرخش ستاره، بخشی از ستاره در حال نزدیک شدن به ناظر و بخش دیگری در حال دور شدن از او خواهد بود. حال اگر طیف این ستاره را ثبت کنیم، خطوط طیفی بخشی که در حال نزدیک شدن است، در اثر پدیده دوپلر اندکی به سمت ناحیه آبی انتقال پیدا می‌کند و خطوط طیفی بخشی که در حال دور شدن از ناظر است کمی به سمت ناحیه قرمز انتقال می‌یابد. این پدیده موجب جابجایی خطوط طیفی دریافت شده از ستاره می‌شود. از آنجا که نقاط مختلف سطح ستاره با سرعتهای متفاوتی نسبت به ناظر در حال دور شدن و یا نزدیک شدن است، تغییر مکان خطوط طیفی پیوسته خواهد بود. در نتیجه دوران ستاره موجب پهن شدن خطوط طیفی دریافت شده از آن می‌شود. با اندازه گیری میزان پهن شدن خطوط طیفی می‌توان سرعت دوران ستاره را محاسبه نمود [۱]. سرعت ظاهری دوران برابر $i \sin i v$ می‌باشد. لذا هنگامی که راستای رصد ستاره در امتداد محور دوران ستاره باشد، این مقدار برابر با صفر می‌شود.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v \sin i}{c} \quad (1)$$

در رابطه (۱)، v سرعت دوران، i زاویه بین راستای دید ناظر و محور دوران ستاره است [۱]. اما علاوه بر دوران، عوامل دیگری نیز موجب پهن شدن خطوط طیف دریافتی از ستاره می‌شوند. پهن شدن دوپلری، پهن شدن گرمایی، پهن شدن تلاطمی در جو ستاره، پهن شدن طبیعی، پهن شدن اثر زیمان، پهن شدن اثر استارک مهم‌ترین عوامل پهن شدن خطوط طیفی ستارگان در ناحیه دیداری طیف آنها هستند. در محاسبه سرعت دوران ستاره این موارد باید



در نظر گرفته شوند. پهن شدگی دوپلری ستارگان تند چرخان در حد چند آنگسترم است. پهن شدگی گرمایی و پهن شدگی تلاطمی در حد چند دهم آنگسترم بوده و سایر آثار پهن شدگی در حد چند هزار آنگسترم یا کمتر از آن است. بنابراین در محاسبه سرعت چرخش محوری ستارگان تند چرخان، علاوه بر پهن شدگی دوپلری، اثر پهن شدگی گرمایی و پهن شدگی تلاطمی تاثیر کمتری داشته و سایر آثار قابل چشم پوشی است.

چگونگی ثبت طیف ستاره قلب‌الاسد

برای ثبت طیف از یک تلسکوپ با قطر دهانه ۱۶ اینچ استفاده شده است. بر روی این تلسکوپ طیف نمای مدل Lhires III دارای توری پراش با تراکم ۲۴۰۰ خط بر میلیمتر نصب شده است و تصاویر توسط دوربین CCD مدل SBIG-ST2000 ثبت گردیده است.

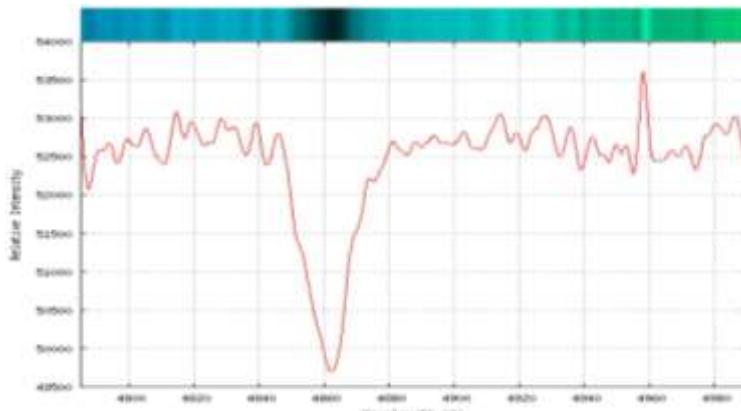
با توجه به کوچک بودن قطر دهانه تلسکوپ و محدودیت در میزان جمع آوری نور در واحد زمان، ستاره را از بین درخشنان ترین ستارگان آسمان انتخاب کرده‌ایم. بطوری که خطوط طیفی هیدروژن واضح‌تری داشته باشد. همچنین ستاره مورد نظر دارای سرعت دوران نسبتاً بیشتری است. از آنجا که ستارگان رشته اصلی تغییرات کمتری در طیف خود نشان می‌دهند، بنابراین ستاره مناسب را از بین ستارگان رشته اصلی انتخاب کردیم.

ستاره اصلی قلب‌الاسد که در رشته اصلی قرار دارد، ستاره‌ای درخشنان با قدر ظاهری ۳۵^۱، به رنگ آبی، با خطوط طیفی بالمر هیدروژن کاملاً واضح است. این ستاره بدون دیسک گازی در اطراف خود است. سرعت چرخش محوری آن بطور متوسط 317 km/s ذکر شده است [۳]. خط طیفی H_{β} با طول موج ۴۸۶۱^۲ آنگسترم، در ناحیه سبز-آبی طیف، یکی از واضح‌ترین خطوط در طیف این ستاره است. بنابراین ما هم محدوده H_{β} طیف این ستاره را با زمان نوردهی ۸۰۰ ثانیه در هر تصویر ثبت کرده‌ایم. دمای فعالیت دوربین CCD، ده درجه سانتیگراد زیر صفر تنظیم شده است. برای کالیبره کردن تصاویر از خطوط طیفی منیزیم (MgI) طیف دریافتی از سیاره هرمزد همچنین خطوط H_{β} و آهن (FeI) سیاره ناهید استفاده شده است. در قسمت بالای شکل (۱) طیف ثبت شده با پردازش اولیه نشان داده شده است. در قسمت پایین آن، منحنی شدت بر حسب طول موج رسم شده است. برای رسیدن به این منحنی بخش زیادی از نویه‌ها حذف گردیده است. با این وجود به دلیل اجتناب از حذف اثر خطوط ضعیف در طیف ستاره منحنی نوری کاملاً هموار نشده است. خط طیفی H_{β} بصورت یک منحنی با عمق نسبتاً زیاد ظاهر شده است. اما این منحنی به صورت یک منحنی گاؤسی نبوده و در دیواره‌های آن تاثیر وجود ناهمواری‌های مشاهده می‌شود. این آثار می‌توانند ناشی از تاثیرات وجود همدمنها در دوران ستاره حول مرکز جرم خود یا وجود خطوط فلزی در طیف ستاره باشد. همچنین ممکن است در اثر نویه‌های گرمایی یا وجود آلودگی نوری در منطقه رصد باشد. در محدوده طول موج ۴۹۵۸ آنگسترم یک خط طیفی نشری نیز مشاهده می‌شود. این خط طیفی مربوط به آلودگی نوری چراغ‌های نزدیک رصدخانه است.

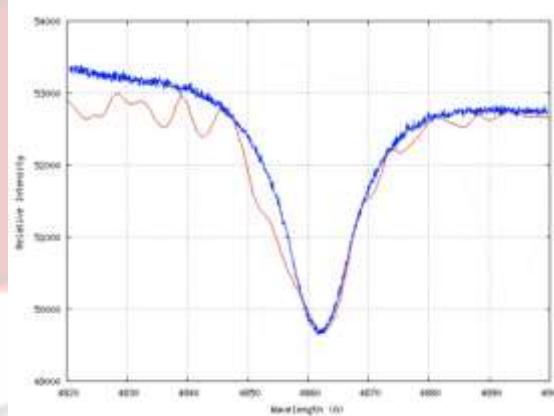
برای مقایسه نمونه طیف‌هایی که ما ثبت کرده‌ایم با طیف‌های ثبت شده توسط تلسکوپهای دیگر، از طیف موجود در آرشیو پایگاه داده‌های الودی^۱ که توسط تلسکوپی به قطر ۱۹۳ سانتیمتر و طیف‌نگاری با توان تفکیک ۴۲۰۰۰ در



سال ۱۹۹۶ ثبت گردیده است، استفاده شده است [۴]. به نظر می‌رسد انطباق نسبتاً خوبی بین دو منحنی نوری وجود دارد.



شکل(۱) نوار طیف ثبت شده از ستاره قلب‌الاسد در ناحیه H_{β} در بالا و منحنی نوری شدت بر حسب طول موج همان طیف در پایین



شکل(۲) نمودار منحنی نوری ثبت شده از ناحیه H_{β} ستاره قلب‌الاسد (به رنگ قرمز) با منحنی نوری موجود در پایگاه داده‌های الودی از همین ستاره (به رنگ آبی)

چگونگی محاسبه سرعت چرخش محوری ستاره قلب‌الاسد

پس از ثبت طیف ستاره، تصاویر را با نرم افزار Visual Spec پردازش و تحلیل کرده‌ایم. سپس با برآش منحنی گاؤسی مناسب در ناحیه خط طیفی H_{β} مقدار عرض میانه ارتفاع بیشینه یا FWHM را به دست آورده‌ایم. برای این کار ابتدا یک منحنی پلانک برای جسم سیاهی با دمای سطحی ستاره را متناسب با شدت نور دریافتی بر منحنی نوری منطبق کرده‌ایم. سپس آثار مربوط به نویفها یا موجکها را بصورت نرم‌افزاری حذف کرده و منحنی گاؤسی مناسب را بر ناحیه مورد نظر برآش کرده‌ایم. مقدار ۱۰۹۳۰۸ را برای FWHM ناشی از همه آثار پهن‌شدگی بدست آورده‌ایم. اما در اینجا به دلایلی که قبل اشاره شد فقط اثر پهن‌شدگی گرمایی، پهن‌شدگی تلاطمی و پهن‌شدگی دوپلری چرخشی را مدنظر قرار می‌دهیم.

مجذور پهن‌شدگی کل برابر با مجموع مجذور پهن‌شدگی‌های حرارتی، تلاطمی و دورانی به صورت زیر است.

$$\Delta \lambda_{total}^2 = \Delta \lambda_{thermal}^2 + \Delta \lambda_{turb}^2 + \Delta \lambda_{rotat}^2 \quad (2)$$

در رابطه فوق تلاطم جو ستارگان رده طیفی B برابر با صفر در نظر گرفته شده است. مقدار پهن‌شدگی گرمایی از رابطه زیر محاسبه می‌شود.

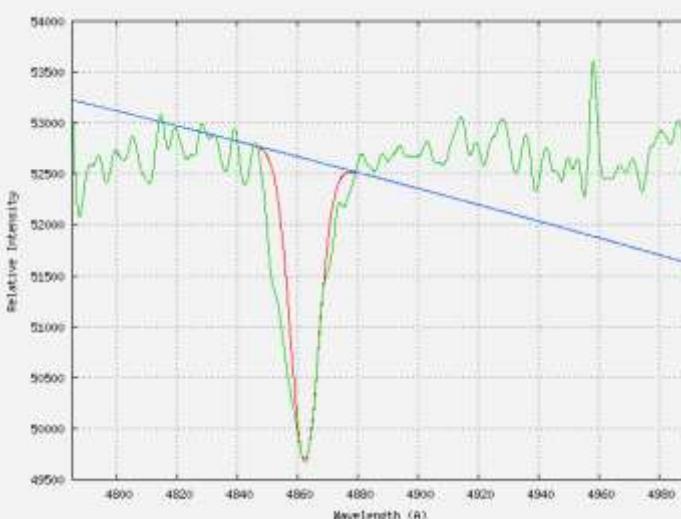


$$\Delta\lambda_{thermal} = 2\lambda \sqrt{\ln 2 \times \frac{kT_{eff}}{m_0 c^2}} \quad (3)$$

در این رابطه λ طول موج خط طیفی مورد نظر، k ثابت بولتزمن، T_{eff} دمای مؤثر سطح ستاره، m_0 جرم ذرات سیال و c سرعت نور در خلاء است. مقدار پهن شدگی گرمایی برای خط طیفی $H\beta$ با طول موج ۴۸۶۱،۳۳۲ آنگستروم و دمای مؤثر سطح ستاره $K T_{eff} = 12460$ °K

به صورت زیر محاسبه می شود

$$\Delta\lambda_{thermal} = 2 \times 4861,332 \sqrt{\ln 2 \times \frac{1,38 \times 10^{-23} \times 12460}{1,67 \times 10^{-27} \times (3 \times 10^8)^2}} = 0,274 \text{ Å} \quad (4)$$



شکل ۴: نمونه طیف ستاره کرکس به رنگ سبز که منحنی گاؤسی بر خط پهن شده $H\beta$ بازش شده (رنگ قرمز) و منحنی پلاتک مربوط به دمای سطحی ستاره (رنگ آبی)

با قرار دادن مقدار FWHM به جای پهن شدگی کل همچنین مقدار به دست آمده برای پهن شدگی گرمایی در رابطه (۲)، پهن شدگی دوپلری چرخشی را به دست می آوریم. در اینجا مقدار به دست آمده دو برابر مقدار $\Delta\lambda$ در رابطه (۱) است. چراکه سطح منطقه‌ای از ستاره در یک زمان در حال نزدیک شدن و سطح منطقه‌ای دیگر در همان زمان در حال دور شدن از ناظر است. لذا تاثیر پدیده دوپلر دو برابر می شود.

$$v \sin i = \left| \frac{v}{2} \right| \quad (5)$$

با جایگذاری در رابطه (۵)، مقدار $v \sin i$ برابر با 337 km/s به دست می آید، که به مقدار واقعی آن 217 km/s نزدیک است. مقدار محاسبه شده با نتایج آلیستر و همکارانش با اختلاف حدود ۶ درصد قابل مقایسه است [۲]. مهم‌ترین عوامل خطا در این مشاهده می‌تواند ناشی از رطوبت و غبار در جو زمین، آلودگی نوری محیطی و نویه‌های گرمایی دستگاه و تاثیرات ستارگان همدم در این مجموعه باشد.

مراجع

- 1- Richard W., *Analysis and Interpretation of Astronomical Spectra*, ebook.
- 2- Rappaport S., Podsiadlowski Ph., Horev I., The past and future history of Regulus, *The Astrophysical Journal*, 2009, **666**, 698.
- 3- McAlister, H. A., et al. A Spectroscopic Orbit for Regulus, *ApJ*, 2005, **628**, 439
- 4- <http://atlas.obs-hp.fr/elodie/>



تأثیر میدان مغناطیسی در ساختار عمودی و ضخامت ADAF ها

صمدی مجرد ، مریم^۱؛ عباسی، شهرام^۲؛ خواجه‌ی، مهدی^۱

^۱دانشگاه فردوسی مشهد

^۲دانشگاه دامغان

چکیده

ADAF ها (شاره های برافراشی پهن رفت غالب) زیر مجموعه ای از سیستمهای برافراشی هستند. در این نوع شاره گرمایش ناشی از پدیده های اتلافی (وشکسانی تلاطمی، اتلاف اهمی و ...) در شاره باقی می ماند و این امر ساختار عمودی قرص را دستخوش تغییر ساخته و شکل شاره را نیز از قرص گونه‌ی تخت خارج می سازد، اما ضخامت این شاره ها به دلیل محدودیت در روش‌های بکار رفته در حل آنها کمتر مورد بررسی قرار گرفته است؛ در این تحقیق، ضخامت شاره های برافراشی تحت غلبه‌ی پهن رفت، ایستا و تقارن محور را در حضور یک میدان مغناطیسی بزرگ- مقیاس چنبره‌ای تعیین می نماییم، معادلات پایه را در دستگاه مختصات قطبی-کروی نوشتند و به حل آنها به روش خود- مشابه می پردازیم، پاسخهای بدست آمده بیانگر این مطلبند که افزایش قدرت میدان مغناطیسی، ضخامت شاره را به میزان قابل ملاحظه ای کاهش می دهد، همچنین مشاهده خواهیم نمود که میدان مغناطیسی برافراش جرم به سمت جسم مرکزی را تسريع می نماید اما باعث کنتر شدن چرخش سیال می شود و دمای شاره را بالا می برد.

مقدمه

یکی از نظریه های بنیادی درباره قرصهای برافراشی مدلی است که توسط شاکورا و سانیوف برای قرصهای نازک، $H \ll R$ ، ارائه شد؛ فرض اساسی در این مدل که به نام مدل استاندارد خوانده می شود این است که مواد در حال برافراش گرمای ناشی از وشكسانی تلاطمی خود را در راستای عمود بر قرص به صورت تابش از قرص خارج می کنند و سرد می شوند. که پیامد آن، کمتر شدن دمای قرص از دمای ویربال و نیز نازک شدن آن است. اما این مدل در توصیف طیف حاصل از قرصهای اطراف اجرام فشرده، با شکست مواجه شد. مدل جایگزین توسط نارایان و همکارانش جوابهای خود-مشابهی برای توصیف قرصهای برافراشی اطراف سیاهچاله ها و ستاره های نوترونی ارائه شد که بعدها به مدل ADAF (شاره ی برافراشی پهن رفت غالب) شهرت یافت. در این مدل فرض بر این است که گرمایش ناشی از وشكسانی از طریق تابش نمی تواند کاملا سیستم را ترک نماید و در شاره باقی می ماند، بنابراین شاره بر خلاف قرصهای نازک مدل استاندارد ضخیم، $R \ll H$ دسته به دو دسته تقسیم می شوند که عبارتند از آنهایی که از نظر اپتیکی ضخیم هستند که به آنها قرصهای لاغر (slim) گفته می شود و دسته ای دیگر که از نظر اپتیکی نازکند و به آنها شاره های برافراشی پهن رفت غالب ADAF گفته می شود. هر دو دسته از لحاظ هندسی نه نازک و نه ضخیم محسوب می شوند [۲]. بطور متوسط می توان نیم پهنای ۴۵ درجه را به آنها نسبت داد. اما برای اینکه دقیقت را بتوانیم در مورد ضخامت واقعی این قرصها قضاوت کنیم و علاوه بر آن تأثیر احتمالی میدان مغناطیسی را بر آن بررسی نماییم، به این تحقیق پرداخته ایم.

معادلات پایه

معادلات پایه شامل معادله ی پایستگی جرم، معادلات حرکت (ناویر- استوکس) است، علاوه بر این معادلات، برای سیال مغناطیسی معادلات ماکسول را نیز به کار می بریم. فرض می کنیم که میدان مغناطیسی بزرگ-مقیاس و



چنبره‌ای است یعنی $\hat{\theta} \cdot \vec{B} = B_\phi$ (که به همراه فرض تقارن محوری در $0 \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ صدق می‌کند). بنابراین مولفه‌ای چگالی جریان را با استفاده از رابطه $\vec{F}_B = \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{B} = \frac{c}{4\pi} \vec{\nabla} \times \vec{B}$ تعیین می‌نماییم و از رابطه‌ی مولفه نیروی مغناطیسی را تعیین نموده و در معادلات حرکت جایگزین می‌نماییم شکل نهایی معادلات با فرضیات، ایستا ($\partial/\partial t \equiv 0$) و تقارن محور ($\partial/\partial\varphi \equiv 0$) و $V_\theta = 0$ (چون سیستم را بدون جریانهای خروجی همچون باد و جت در نظر می‌گیریم) به صورت زیر در می‌آیند [۱]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) = 0, \quad (1)$$

$$V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\phi^2}{r} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{4\pi\rho} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi), \quad (2)$$

$$-\frac{V_\phi^2}{r} \cot\theta = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{4\pi\rho r} \left[\frac{B_\phi}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta B_\phi) \right], \quad (3)$$

$$\frac{V_r}{r} \frac{\partial (r V_\phi)}{\partial r} = \frac{1}{\rho r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 t_{r\phi}), \quad (4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\eta \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r} - r V_r B_\phi \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\eta}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta B_\phi) \right] = 0, \quad (5)$$

که معادله اول، معادله‌ی پیوستگی و معادله‌ی آخر، از معادله‌ی القای فارادی بدست آمده است. در معادله (۴)،

$t_{r\phi}$ تنها مولفه‌ی حائز اهمیت در تانسور تنش وشکسانی فرض می‌شود که در آن

$$\Omega_k = (GM/r^3)^{1/2} \quad \text{ضریب وشکسانی جنبشی است و } \alpha \text{ پارامتر ثابت وشکسانی و}$$

زاویه‌ای کپلری است و سرعت صوت به صورت $c_s^2 = p/\rho$ تعریف می‌شود. اما در معادله (۵)، η مقاومت ویژه

مغناطیسی یا ضریب پخش مغناطیسی است از آنجایی که منشأ پخشی مغناطیسی وجود تلاطمات در سیال است

بنابراین می‌توانیم همچون الگوی α که برای وشکسانی تلاطمی مورد استفاده قرار می‌گیرد مشابه آن را برای η

نیز به صورت $\eta = \eta_0 c_s^2 / \Omega_k$ تعریف نماییم که در آن η_0 ، یک ضریب ثابت است [۴]. برای حل این دستگاه

معادلات جوابهای خود-مشابه در راستای شعاعی را استفاده می‌کنیم که بر این اساس هر کمیتی از نوع سرعت

متناسب با $r^{-1/2}$ خواهد بود و همچنین چگالی با $r^{-3/2}$ و فشار گاز و B^2 (که از جنس فشار مغناطیسی است نیز)

با $r^{-5/2}$ متناسب است. با قرار دادن این جوابها در معادلات خواهیم داشت:

$$V_\phi^2 = V_k^2 - \frac{1}{2} V_r^2 - \frac{5}{2} c_s^2 - \frac{1}{2} c_A^2, \quad (6)$$

$$V_\phi^2 \cot\theta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho c_s^2)}{\partial \theta} + c_A^2 \cot\theta + \frac{1}{2\rho} \frac{\partial(\rho c_A^2)}{\partial \theta}, \quad (7)$$

$$V_r = -\frac{3\alpha}{2} \frac{c_s^2}{V_k}, \quad (8)$$

$$\frac{3}{4} \left(\frac{\eta}{4} + r V_r \right) c_A^2 + \left(c_A^2 \cot\theta + \frac{1}{2\rho} \frac{\partial(\rho c_A^2)}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \theta} - \left[\frac{c_A^2}{\sin^2\theta} - \frac{\cot\theta}{2\rho} \frac{\partial(\rho c_A^2)}{\partial \theta} - \frac{1}{2\rho} \frac{\partial^2(\rho c_A^2)}{\partial \theta^2} + \frac{1}{4\rho^2 c_A^2} \left(\frac{\partial(\rho c_A^2)}{\partial \theta} \right)^2 \right] \eta = 0, \quad (9)$$

که در معادلات بالا از سرعت آلفن $c_A = (B^2/4\pi\rho)^{1/2}$ استفاده کرده ایم. هدف اصلی در این تحقیق، بررسی

تغییرات پارامتر پهن رفت ($f = Q_{adv}/Q_{vis}$) بر حسب ضخامت قرص است همچنین، فرض می‌نماییم که

قرص در راستای عمودی پلی تریپ است ($p = k\rho^\gamma$)؛ این فرض، اغلب در قرصهای لاغر (slim) بکار می‌رود [۳].



با ساده نمودن معادلات، سرانجام به دو معادله \dot{c}_A^2, \dot{c}_s^2 می‌رسیم که با شرایط مرزی مناسب می‌توان به حل عددی آنها پرداخت. بدین منظور، رابطه‌ی موجود میان فشار گاز و فشار مغناطیسی یعنی $p_m / p = c_A^2 / 2c_s^2 = \beta$ را بکار می‌بریم. سرانجام برای آنکه بتوانیم تغییرات پارامتر پهن رفت f برحسب ضخامت قرص را بررسی نماییم، جریانهای انرژی در سیستم را مورد توجه قرار می‌دهیم که عبارتند از گرمایش ناشی از شکسانی با رابطه‌ی $q_{vis} = v\rho r^2 [\partial(V_\phi / r) / \partial r]$ مشخص می‌شود و انرژی اضافه شده در سیستم (Ds / Dt) (که در آن T دما و S آنتروپی است و $D / Dt = \partial / \partial t + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}$) و هر دوی آنها با توجه به حالت ایستا و تقارن محور سیال به شکل نهایی زیر در می‌آیند،

$$q_{adv} = -\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)} \frac{pV_r}{r}, \quad q_{vis} = \frac{9\alpha}{4} \frac{pV_\phi^2}{rV_k}, \quad (10)$$

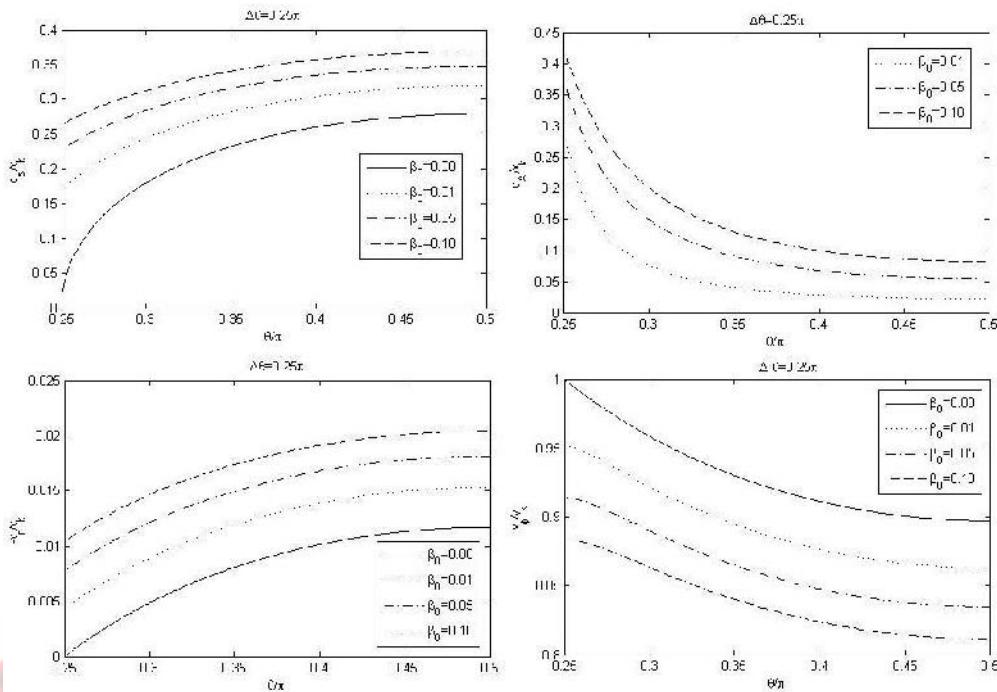
اکنون می‌توانیم Q_{adv} و نیز Q_{vis} را با انتگرال گیری در راستای عمودی تعیین نماییم،

$$Q_{adv} = \int_{\pi/2-\Delta\theta}^{\pi/2+\Delta\theta} q_{adv} r \sin\theta d\theta, \quad Q_{vis} = \int_{\pi/2-\Delta\theta}^{\pi/2+\Delta\theta} q_{vis} r \sin\theta d\theta, \quad (11)$$

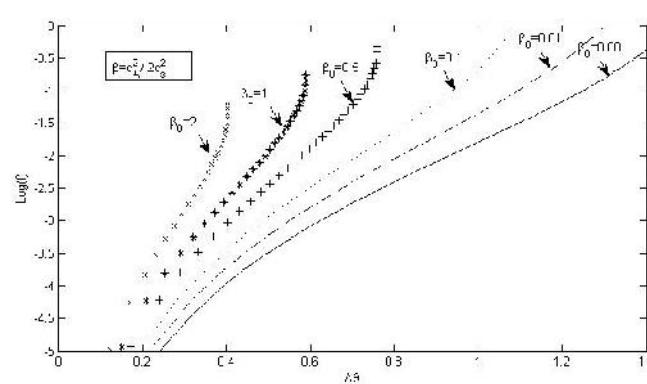
بنابراین پارامتر پهن رفت یعنی $f = Q_{adv} / Q_{vis}$ بدست می‌آید.

نتایج حل عددی

با حل عددی معادلات با شرایط مرزی مناسب که در قسمت قبل ذکر شد می‌توانیم رفتار کمیات فیزیکی مختلف را بر حسب زاویه قطبی θ در قرصی با ضخامت مفروض $\Delta\theta$ بررسی نماییم. در نمودارهای شکل ۱، تغییرات همه‌ی سرعتها نسبت به سرعت کپلری بر حسب θ و به ازای β_0 های (یعنی اندازه‌ی β در استوا) مختلف نشان داده شده است. با دقت در نمودار پایین سمت راست شکل ۱، متوجه می‌شویم که سرعت دورانی زیر کپلری است و با افزایش θ کاهش می‌یابد، کمینه‌ی آن در استوا قرص واقع می‌شود، اما هر چقدر میدان مغناطیسی در قرص قویتر باشد چرخش مواد در قرص کدتر خواهد شد. اما سرعت صوت (نمودار بالا سمت چپ) و اندازه‌ی سرعت شعاعی (پایین سمت چپ) رفتار مشابهی نسبت به θ و شدت میدان مغناطیسی دارند هر دو در استوا بیشینه هستند و قویتر شدن میدان باعث افزایش آنها می‌شود از طرفی محدود سرعت صوت، به نوعی نمایانگر دمای قرص است بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که قرصهای مغناطیسی داغتر از قرصهای مشابه غیرمغناطیسی هستند و نیز سرعت شعاعی نمایانگر سرعت برازیش است بنابراین برازیش در قرصهای مغناطیسی سریعتر انجام می‌شود. اما در نمودار بالا سمت راست، سرعت آلفن در مقایسه با سرعت صوت نسبت به تغییر θ رفتاری کاملاً متفاوت از خود نشان می‌دهد، یعنی در استوا کمینه و در لبه‌ی قرص بیشینه است بنابراین میدان $(p_m = B^2 / 8\pi)$ نیز در استوا کمینه خواهد بود در حالی که فشار گاز که متناسب با c_s^2 است در استوا بیشینه خواهد بود اما چون ضریب $\beta = p_m / p$ متناسب بودن این دو فشار را نشان می‌دهد در راستای قطبی، دیگر قابل استفاده نخواهد بود. اما در شکل ۲، تغییرات لگاریتم پارامتر پهن رفت را بر حسب نیم پهنه‌های مختلف از قرص و به ازای شدت میدانهای مختلف، نشان می‌دهد، با توجه به این شکل می‌توان نتیجه گرفت که قویتر شدن میدان در قرص باعث نازکتر شدن آن می‌شود به همین دلیل، قرص نمی‌تواند انرژی زیادی را در خود نگهداری کند. براین اساس می‌توان ادعا نمود که تنها قرصهای خیلی نازک می‌توانند از میدانهای مغناطیسی بسیار قوی برخوردار باشند.



شکل ۱: نمودارهای سرعت بر حسب زاویه ی قطبی به ازای $\eta_0 = 0.1$, $\gamma = 4/3$, $\alpha = 0.1$ در قرصی با نیم پهنهای ۴۵ درجه. شکل بالا سمت چپ تغییرات سرعت بر حسب زاویه ی قطبی از لبه ی قرص تا استوا را نشان می دهد. شکل بالا سمت راست نمودار سرعت آلفن است، شکل پایین سمت چپ، تغییرات اندازه ی سرعت شعاعی را نمایش می دهد و شکل آخر نیز نمایه ی سرعت سمتی است.



شکل ۲: نمودار تغییرات لگاریتم پارامتر پهن رفت بر حسب نیم پهنهای قرص $\Delta\theta$ بر حسب رادیان و به ازای β_0 های مختلف.

مرجع ها

1. Ghanbari J., Salehi F., Abbassi S., 2007, MNRAS, 381, 159
2. Narayan, R., & Yi, I. 1995, ApJ, 444, 231
3. Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 2008, *Black-Hole Accretion Disks: Towards a New Paradigm* (Kyoto: Kyoto Univ. Press)
4. Shadmehri M., 2004, A&A, 424, 379



Statistical Distribution of Coronal Mass Ejections and Solar Flares Occurred in 2012

N. Talebpour Sheshvan^{1,2}, A. Nabizadeh^{1,2} and A. Ajabshirizadeh^{1,2}

¹*Department of Physics, University of Tabriz, Tabriz*

²*Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha, Maragha*

Abstract

It is a well-established fact that Coronal mass ejections (CMEs) and Solar flares play a crucial role in changes of space weather. Statistical studies of these intense solar phenomena properties can improve our knowledge of their actions and also contribute to having a good prediction of space weather. Therefore in this paper we have Studied all CMEs and flares occurred in year 2012. The respective data have been recorded by the SOHO and SDO satellites. We have plotted the statistical distribution of CME parameters such as speed, width and position angle and also the distribution of solar flares in different classification of GOSE X-ray satellite. This study shows at that rising phase of solar cycle 24, the north hemisphere of the Sun was much more active than other side. Also it shows that about 54.64% of all CMEs occurred at position angle (0 -90 degree).

Key words: *Coronal Mass Ejection, Solar Flare, Solar activity, Space Weather*

Introduction

Solar activity refers to any natural phenomena occurring on or in the sun, such as Solar flares, CMEs, Solar wind, etc. and all of them are very influential in space weather. Solar flares are defined as sudden intense variation in brightness. Solar flares occur when magnetic energy, that has built up, in solar atmosphere, suddenly releases from corona. Radiations are emitted across entire electromagnetic spectrum from radio waves of long wavelength to gamma rays of short wavelength. The amount of energy released is of the order of 10^{27} ergs/sec. Large flares can release energy up to 10^{32} ergs/sec [1]. Coronal mass ejections (CMEs) are transient phenomena that involve the expulsion of significant amounts of plasma and magnetic flux from the Sun into interplanetary space, on a timescale between a few minutes and several hours. It has become generally accepted in recent years that the fast interplanetary manifestations of CMEs are the major solar drivers of space weather, including large, non-recurrent geomagnetic storms [2, 3]. Usually, the Earth-directed CMEs are seen as halo CMEs, whose material entirely surrounds the coronagraph occulting disk [4]. In this work all CMEs and solar flares have been investigated statistically.

Observation and Data Sources

The primary data set used in this study is the compilation of white-light CMEs at the CDAW Data Center at NASA's Goddard Space Flight Center (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list).

This data base contains the measured properties of white light CMEs observed by the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) mission's Large Angle and Spectrometric Coronagraphs (LASCO) [5]. The intensity of the geomagnetic storms were obtained from the disturbance storm (Dst) index as listed at the World Data Center in Kyoto (<http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/>). We also made use of the Solarsoft data archive (http://www.lmsal.com/solarsoft/last_events/) to confirm flare locations.



Solar Flares

We selected all the GOES C, M, and X-class flares occurred in 2012 that was 11033 flares. Source regions of all the X-class flares were listed in the Solarsoft data archive. By playing movies of EUV images obtained by SOHO's Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope (EIT), we were able to identify the heliographic locations of these flares.

We have studied the distribution of daily flares in 2012, all X-class flares listed in the below table, which five of them are associated with Halo CME. As it shown in the below table more of them occurred at north hemisphere of the Sun.

Table 1. Characteristics of X-class flares observed during at the rising phase of solar cycle 24 in 2012

GOES Class	Date	Peak Time	Location	Active Region
X 1.7	2012-01-27	18:36	N33W85	AR 1402
X 1.1	2012-03-05	04:05	N19E58	AR 1429
X 5.4	2012-03-07	00:24	N18E31	AR 1429
X 1.3	2012-03-07	01:14	N15E26	AR 1429
X 1.1	2012-07-06	23:08	S13W59	AR 1514
X 1.4	2012-07-12	16:49	S13W03	AR 1520
X 1.8	2012-10-23	03:17	S13E58	AR 1598

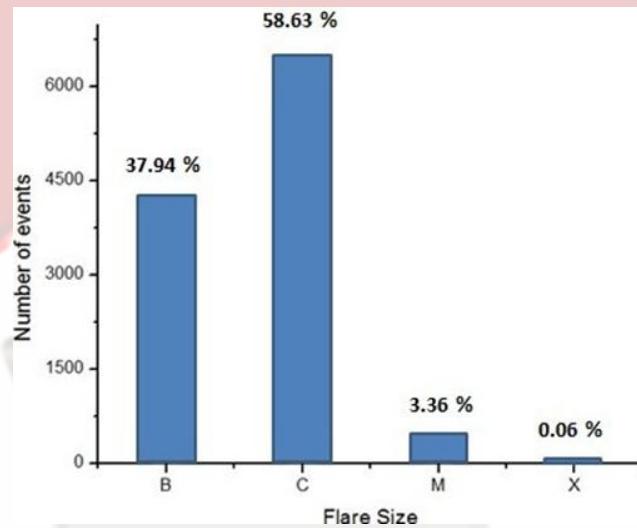


Fig1. Histogram of distribution of observed daily flare size in 2012.

Coronal Mass Ejections

A total of 1947 CMEs were observed during the study period, 82 of them was Halo CME. The actual number of CMEs is expected to be larger because some of the narrower CMEs erupting from close to the disk center are not likely to be observed by the coronagraphs [6] the speed and width were measured in the sky plane, so they are expected to be lower limits to the actual values. The location of a CME is represented by the central position angle (CPA), which is defined as the mid-angle of the two side edges of the CME in the sky plane. Position angle (PA) is measured counterclockwise from Solar North in degrees. The PAs 0° , 90° , 180° , 270° , and 360° correspond to the north pole, eastern equator, south pole, western equator, and north pole, respectively.

The distribution of the 2012 CME angular widths and position angles is shown in Figure 2. The last bins of the position angle distributions show the full-halo CMEs (apparent width =360 degree). The full halo CMEs appear to surround the occulting disk of the coronagraph [7]. The charts below shows



that a major contribution of CMEs occurred at the position angle of ($0 < PA < 90$ degree), which means at the north-east of the sun.

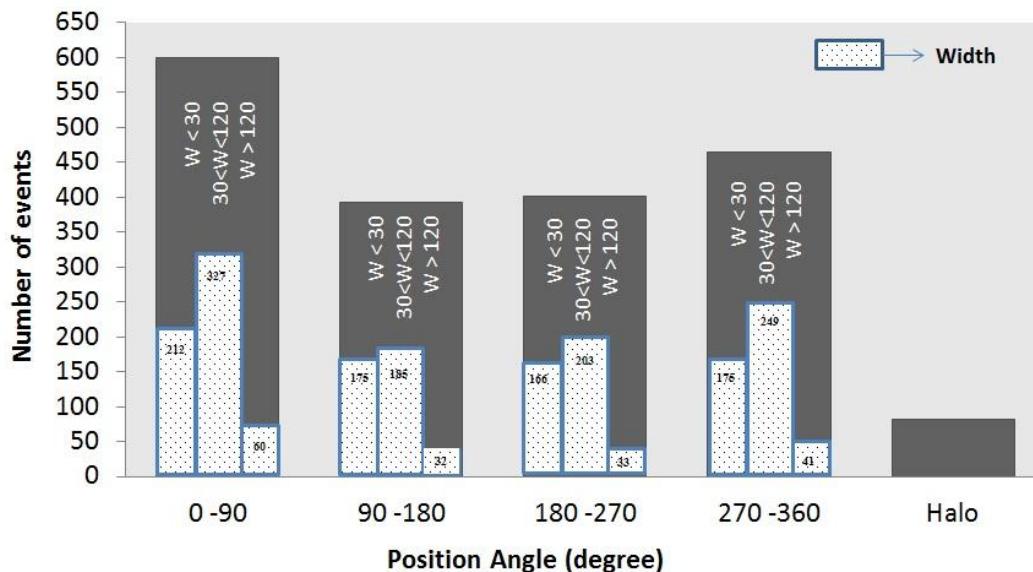


Fig2. Histogram of distribution of observed daily Position Angle and Width of CME in 2012.

The distribution of 2012 CMEs speed is shown in Figure 3. The speed distribution of CDAW CMEs (Fig. 3) is Gaussian, indicating that the CDAW CME speed distribution is log-normal [8]. The general population, there were 1947 CMEs identified. The distributions are peaked around 300 km/s which all of them are slow CMEs. A major contribution of CME speed was between 300 to 1000 Km/s.

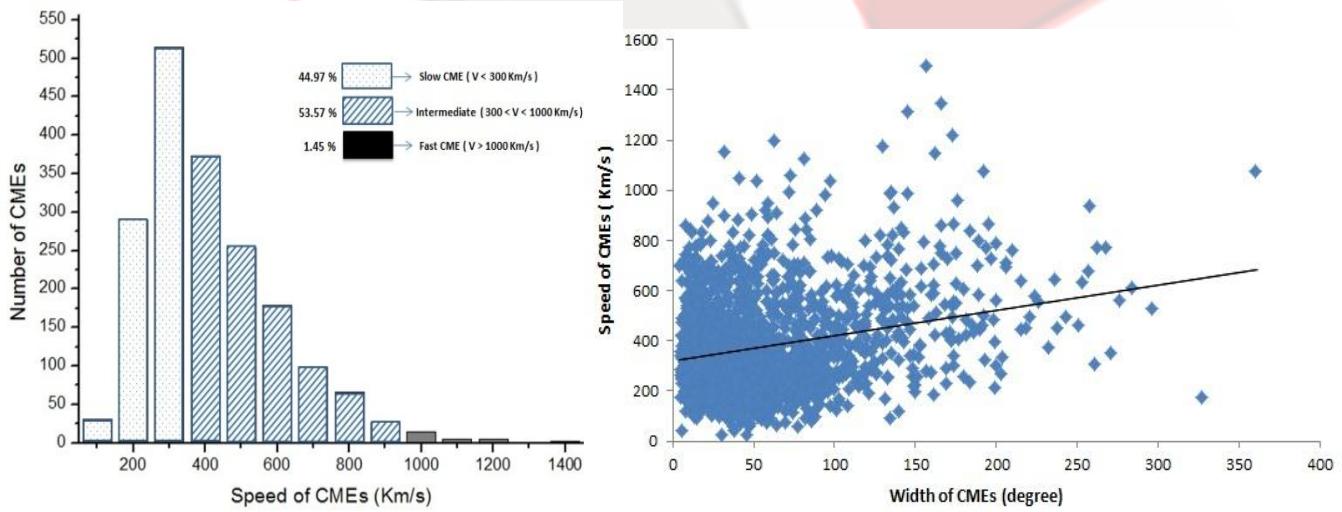


Fig3. Histogram of distribution of observed daily Speed of CME in 2012

Fig4. Correlation between CMEs speed and width of CME in 2012

Figure 4 shows a very good correlation between CMEs speed and width in 2012. The speed of CMEs increases as the angular width of CMEs expands.



Conclusion

In this work, we have studied the intense solar eruptions of year 2012 in raising phase of solar cycle 24, such as narrow and wide CMEs, Halo CMEs and X-class solar flares. After data analyzing and studying of evolution of CME parameters after leaving the Sun, the following conclusions can be drawn about this study:

1. From all 11033 flares listed in Solarsoft data center for 2012, 37.94 % of them were B-class, a major contribution of their size was C-class, and only 0.06% of them were X-class which there are very important for space weather. X5.4 flare is the biggest one in year 2012 and caused the largest solar storm with -143 nT value of Dst index. Also, 57.14 % of X-class flares occurred of the north of the sun.
2. From all 1947 CMEs occurred in 2012, 54.64 % of them (significant number) occurred in the north of sun. Halo CMEs are very influential events in space weather and in year 2012 only 4.21 % of all CMEs are Halo. Also 4.87% of these Halo CMEs had speed more than 2000 Km/s.
3. As it has shown in the figure 3, there was a very good correlation between speed and width of CMEs. Therefore

References

- [1] Davies, K. 1966. Ionospheric Radio Propagation. *Dover Publication Inc.*: New York.
- [2] Tsurutani, B.T., et al., Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979). *Journal of Geophysical Research* 93, 8519–8531, 1988.
- [3] Gonzalez, W.D., et al., Solar wind-magnetosphere coupling during intense magnetic storms. *Journal of Geophysical Research* 94, 8835–8851, 1989.
- [4] Howard, R. A., et al., The observation of a coronal transient directed at Earth, *Astrophys. J.*, 263, L101. , 1982.
- [5] Brueckner, G. E., et al., The large angle spectroscopic coronagraph (LASCO), *Solar Phys.*, 162, 357. , 1995.
- [6] Gopalswamy, N., et al. , Near- Sun and near-Earth manifestations of solar eruptions, *J. Geophys. Res.*, 106, 25,261, 2001.
- [7] Howard, R. A., et al. , The observation of a coronal transient directed at earth, *Astrophys. J.*, 263, L101. 1982.
- [8] Aoki, S., Yashiro, S., and Shibata, K.: The Log-Normal Distributions of Coronal Mass Ejection-Related Solar Flares and the Flare/CME Model of Gamma-Ray Bursts, in: *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, 2729–2732, 2003.



چه چیزی مسئول عدم تقارن در گذارقرص‌ها است؟

حضور یک گرداب یا شکافی بیضی شکل

^۱ عطائی ترشیزی، ساره^{۱۲} پینیلا، پاتولا^۲ ژوم، آندراش^۳ دولموند، کورنلیس^۲ دومینیک، کارزتن^{۴۵} قنبری، جمشید^۱

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

^۲ دانشگاه هایدلبرگ، مرکز نجوم، موسسه اخترفیزیک نظری، هایدلبرگ، آلمان

^۳ دانشکده علوم زمینی جوی و سیاره‌ای، موسسه فناوری ماساچوست، کمبریج، آمریکا

^۴ موسسه نجوم آنتون پانکوک، دانشگاه آمستردام، آمستردام، هلند

^۵ موسسه اخترفیزیک، دانشگاه رادبود نیمیخن، نیمیخن، هلند

چکیده

گذارقرص‌ها در رصدۀای انجام شده در طول موج‌های میلیمتری معمولاً به صورت حلقه‌هایی از غبار در اطراف ستارگان جوان دیده می‌شوند. اخیراً رصدۀای دقیق تر موارد متعددی از این قرص‌ها را به صورت ساختارهای نامتقارن و موزی شکل آشکار ساخته است. یک گرداب بزرگ شکل گرفته شده در لبه یک ناحیه مرده می‌تواند چنین ساختارهایی را توضیح دهد. چنین گردابهایی می‌تواند در لبه‌های یک شکاف عمیق که توسط یک سیاره پر جرم ایجاد شده است نیز وجود داشته باشد. از طرف دیگر، یک سیاره پر جرم قادر است که شکاف اطرافش را از یک دایره به بیضی تغییر دهد که خود نوعی عدم تقارن در قرص ایجاد می‌کند. اما غبار توزیعی متفاوت از گاز می‌تواند داشته باشد و در نتیجه شکل مشاهده ای قرص در این دو نوع عدم تقارن متفاوت خواهد بود. ما در این کار با استفاده از دو دسته شبیه سازی برای گاز و غبار بررسی کرده‌ایم که چگونه این دو نوع عدم تقارن در رصدۀای میلیمتری دیده می‌شوند. ما متوجه شدیم که با مقایسه تفاوت چگالی غبار میتوان قرص حامل گرداب را از قرصی بیضی شکل تشخیص داد. در حالیکه یک گرداب می‌تواند غبار را به دام اندازد و تفاوت چگالی غبار بسیار زیادی را بوجود آورد، تفاوت چگالی غبار در یک قرص بیضی شکل به اندازه گاز است که بسیار کمتر از گرداب است.

مقدمه

گذارقرص‌ها، قرص‌های پیش سیاره‌ای هستند که دارای یک حفره یا شکافی بزرگ در قسمت داخلی قرص در ابعاد چند ده و گاهی صد واحد نجومی می‌باشند. چنین ساختارهایی معمولاً با کمک توزیع طیفی اثری خاصشان که دارای یک افت در ناحیه میلیمتر هستند تشخیص داده می‌شوند. اما اخیراً به کمک ابزارهای دقیق تر و حساس تر ساختارهایی نامتقارن به وضوح در این اجرام مشاهده شده است. به عنوان مثال نقشه‌های در طول موج میلیمتری با تفکیک فضایی بالا ساختارهایی موزی شکل را در لبه داخلی این قرص‌ها نشان می‌دهد (۱، ۲). از طرفی دیگر شواهدی -اگر چه ضعیف- بر وجود هدم هایی در داخل حفره داخلی این قرص‌ها وجود دارد (به عنوان مثال ۲). از لحاظ نظری یک سیاره پر جرم می‌تواند دو نوع عدم تقارن در لبه‌های شکافی که اطرافش ایجاد می‌کند پدید آورد: آ) گرداب که ناشی از ناپایداری موج روزی است (مثلاً ۳، ۴)، ب) فشردگی گاز در یک سوی قرص که به دلیل بیضی شدن شکاف تشکیل می‌شود (۵). ما در این کار به این پرسش پاسخ می‌گوییم که چگونه این دو ساختار از لحاظ رصدی متفاوت هستند و آیا می‌توان با استفاده از میزان تفاوت در چگالی غبار در نواحی مختلف قرص نوع ساختار را مشخص کرد؟

روش و شبیه سازی ها

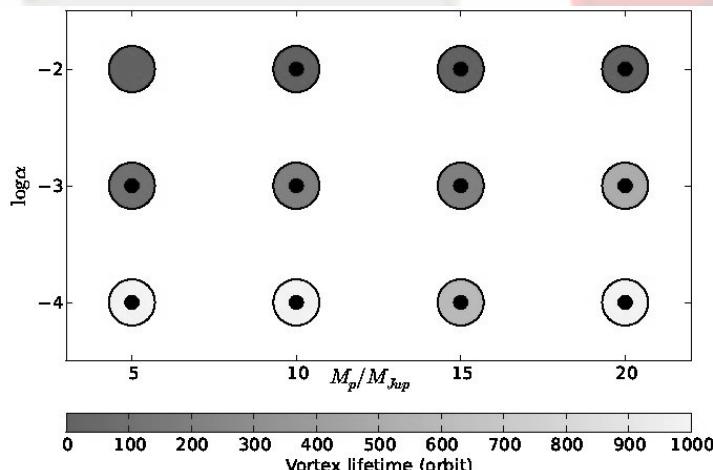


ما از نسخه‌ی دو بعدی همدمای محلی کد فارگو (۶) استفاده کردیم. مقادیر جرم سیاره و وشکسانی را تغییر دادیم تا اثر آنها را برشکل گیری گرداب و بیضی شدن قرص مشاهده کنیم. ما ۱۲ شبیه سازی را به مدت ۱۰۰۰ زمان مداری ادامه دادیم. برای تشخیص دو عدم تقارن، تحول چگالی سطحی قرص را در بازه‌های زمانی بسیار کوتاه دنبال کردیم. اگر ساختار نامتقارن متحرک بود و با سرعت مداری محلیش دوران می‌کرد، آن گرداب است و در صورتی که عدم تقارن ثابت بود، آن ناشی از بیضی بودن می‌باشد. ما از الگوی وشکسانی آلفا (۷) استفاده کردیم و مقادیر آلفا بین 10^{-2} ، 10^{-3} و 10^{-4} متغیر است. سیاره در فاصله ۲۰ واحد نجومی ثابت شده و جرم آن بین ۵ تا ۲۰ قسمت در جهت شعاعی و ۷۵۷ جرم مشتری تغییر می‌نماید. قرص از ۲ تا ۱۴۰ واحد نجومی گستردگی و با ۵۱۲ قسمت در جهت شعاعی و ۷۵۷ قسمت در جهت سمتی پوشانده شده است.

برای شبیه سازی غبار ما از کد استفاده شده در (۸) کمک گرفتیم با این تفاوت که ما تلاطم را به آن اضافه کردیم. این کد از خروجی‌های کد فارگو برای محاسبه اثر ترمی گاز بر ذرات غبار استفاده می‌کند و برای هر ذره معادلات سه-جسمی را حل می‌نماید. همچنین در هر گام زمانی به هر ذره اجازه دادیم تا درجه تصادفی به اندازه $l = \sqrt{D_p \Delta t}$ ضریب پخش ذرات غبار است (۹ را ببینید) حرکت کند. ما شبیه سازی‌های غبار را برای دو حالت فقط گرداب و فقط قرص بیضی به مدت ۲۰۰ زمان مداری و برای ۱۰۰۰ ذره با دو جرم ۰.۰۵ و ۰.۵ گرم انجام دادیم. این دو اندازه مطابق با راندگی سریع و معمولی در الگوهای فرض شده است.

نتایج

در تمام الگوهای به جز الگوی با کمترین جرم سیاره (۵ جرم مشتری) و بیشترین وشکسانی (10^{-3})، شکاف ایجاد شده توسط سیاره در انتهای زمان شبیه سازی بیضی است اما باقی گرداب تا انتهای شبیه سازی تنها برای الگوهای با وشکسانی کم (10^{-4}) اتفاق می‌افتد (شکل ۱).

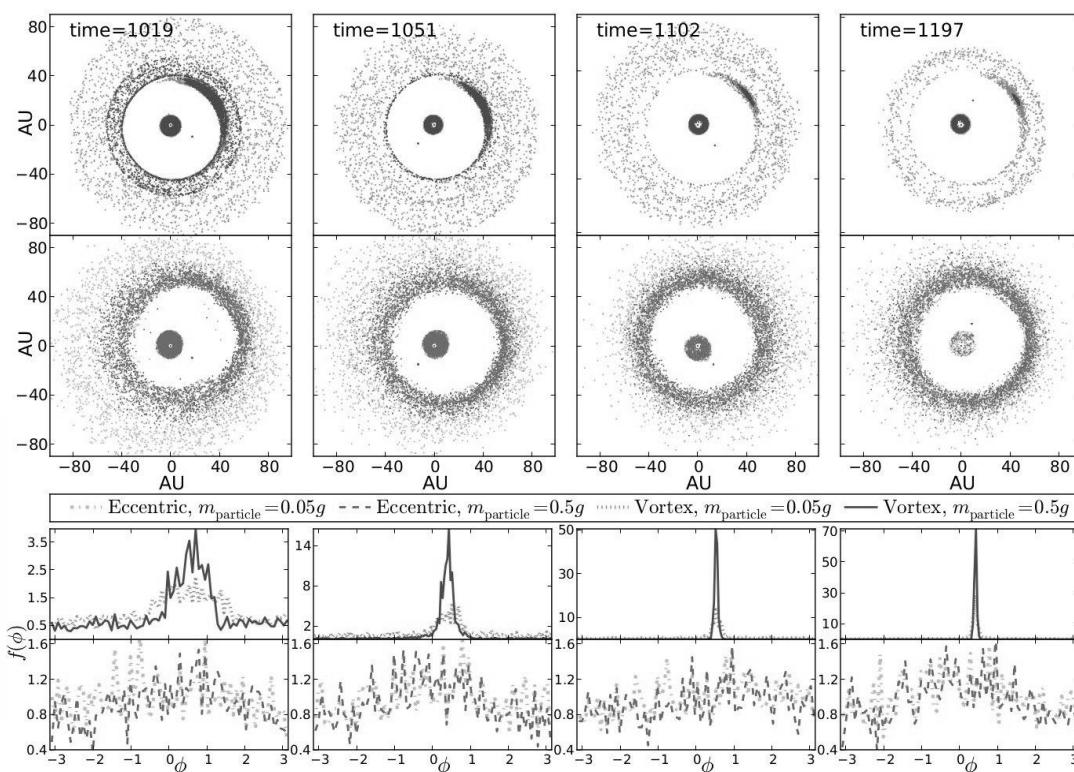


شکل ۱: وابستگی بیضی بودن قرص و وجود گرداب به وشکسانی و جرم سیاره. قرص‌هایی که در انتهای شبیه سازی دارای شکاف بیضی هستند با نقطه‌ای در میان دایره‌ها نشان داده شده‌اند.

ما در شکل ۲ تحول توزیع غبار را برای دو الگوی منتخب از ۱۲ الگو نشان داده‌ایم. به منظور مقایسه میزان توزیع غبار در نواحی مختلف قرص، عامل افزایش غبار را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:



که M_{dust} و M_{gas} به ترتیب جرم غبار و گاز بین زاویه سمتی ϕ و $\phi + \Delta\phi$ هستند. شبیه سازی های غبار نشان می دهد که یک گرداب بزرگ مقیاس می تواند تفاوت چگالی غباری بسیار بیشتر از یک قرص بیضی شکل ایجاد کند.



شکل ۲: مقایسه توزیع غبار در زمان های ۱۰۱۹، ۱۰۵۱، ۱۱۰۲، ۱۱۹۷ و ۱۱۰۲ زمان مداری سیاره. انتخاب این زمان ها به این دلیل است که گرداب در سمتی یکسان با اوچ شکاف بیضی شکل قرار گیرد و مقایسه عامل تمرکز غبار آسان تر شود. ردیف های اول و سوم مربوط به قرص دارای گرداب و ردیف های دوم و چهارم مربوط به نتایج قرص با شکاف بیضی شکل است. نقاط تیره ذرات با جرم ۰.۵ گرم و نقاط روشن ذرات سبکتر با جرم ۰.۰۵ گرم را نشان می دهند.

نتیجه گیری

بر اساس نتایج این کار، در صورتیکه تفاوت چگالی غبار رصد شده در گذرقرص های نامتقارن بسیار بیشتر از گاز باشد، وجود یک گرداب و در نتیجه یک سیاره پر جرم در داخل حفره داخلی بسیار محتمل است. اگر رصد های چند سال آینده با تلسکوپ ALMA وجود و تمرکز ذرات غبار بزرگتر را در یک ناحیه کوچک از حلقه ای ذرات کوچکتر نشان دهد، نظریه ای شکل گیری گرداب های بزرگ مقیاس در قرص های پیش سیاره ای قوی تر خواهد شد.

نکته

transition disc

گذرقرص



deadzone

ناحیه مردہ

Rossby-wave instability

ناییداری موج روزبی

مرجع ها

1. Brown, J. M., et al. 2009, *ApJ*, **704**, 496
2. Casassus, S., et al., 2013, *Nature*, **493**, 191
3. Koller, J., et al., 2003, *ApJ*, **596**, L91
4. Lin, M-K., 2012, *MNRAS*, **426**, 3211
5. Kley, W., et al., 2006, *A&A*, **377**, 369
6. Masset, F., *A&AS*, **141**, 165
7. Shakura, N., et al., 1973, *A&A*, **24**, 337
8. Zsom, A., et al., *A&A*, 2011, **527**, A10
9. Youdin, A., N., et al., 2007, *Icarus*, **192**, 588



Oscillations of Solar Spicules and their Dissipation

Ebadie, H.¹

¹Department of Astrophysics, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Solar spicules exhibit transversal oscillations which can be interpreted as propagation of kink modes or Alfvénic waves. Here we investigate on dissipation of Alfvénic waves in solar Spicules. Phase mixing and Kelvin-Helmholtz instability can account as their dissipation mechanisms.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

The spicules were discovered almost 130 years ago but they still remain as one of Solar Physics mysteries [1]. They are observable in H_{α} , D_3 and $Ca\text{ II}$ H chromospheric lines. The general properties of them can be found in some reviews [2], [3] and [4]. Phase mixing has been proposed as a mechanism of efficiently dissipating Alfvén waves in the solar corona by [5]. [7] calculated numerically the damping times of standing Alfvén waves in the presence of viscosity and resistivity in coronal loops. [6] studied the effect of stratification and diverging background magnetic field on phase mixing, and found that the wavelength of an Alfvén wave is shortened as it propagates outwards which enhances the generation of gradients. [8] showed that the enhanced phase mixing mechanism can dissipate Alfvén waves at heights less than half. [9] studied the Kelvin-Helmholtz instability in Solar spicules kink waves.

II. RESULTS AND DISCUSSION

To solve the coupled Eqs. 1, and 2 numerically, the finite difference and the Fourth-Order Runge-Kutta methods are used to take the space and time derivatives, respectively. We set the number of mesh grid points as 256×256 . In addition, the time step is chosen as 0.001, and the system length in the x and z dimensions (simulation box sizes) are set to be (0,2) and (0,8).

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = V_A^2(x, z) \left[B_{0x}(x, z) \frac{\partial b_y}{\partial x} + B_{0z}(x, z) \frac{\partial b_y}{\partial z} \right] - v_0(x) \frac{\partial v_y}{\partial z} + \nu \nabla^2 v_y, \quad (1)$$

and

$$\frac{\partial b_y}{\partial t} = \left[B_{0x}(x, z) \frac{\partial v_y}{\partial x} + B_{0z}(x, z) \frac{\partial v_y}{\partial z} \right] - v_0(x) \frac{\partial b_y}{\partial z} + \eta \nabla^2 b_y, \quad (2)$$

The normalized kinetic energy, magnetic energy, and total energy are presented in FIG. 1, FIG. 2, and FIG. 3, respectively.

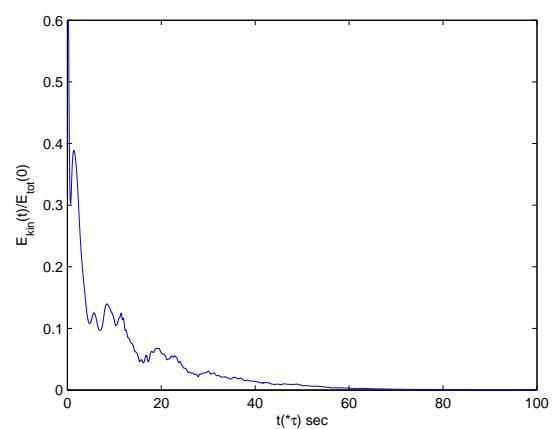


FIG. 1. Time variation of normalized kinetic energy ($\tau = 13s$).

Moreover, we studied the Kelvin-Helmholtz instability in spicule conditions. FIG. 4, FIG. 5, and FIG. 6 illustrated $x - z$ variations with respect to time. The figures show that it is possible to have Kelvin-Helmholtz instability in spicules.

III. CONCLUSION

In our model, we assume that spicules are small scale structures with an initial shear flow and field, and a uniform temperature along them. Density variation along the spicule axis is considerable, and stratification due to gravity is significant. The divergent configuration of initial magnetic field with sheared plasma flow can fasten the phase mixing and dissipation of standing Alfvén waves in Spicules. This is in agreement with the fact that spicules have short lifetimes, and are disappeared after a few periods.

If we assume that spicule oscillations are due to propagation of Alfvénic waves, then Kelvin-Helmholtz instability can account as a possible mechanism in dissipating of them.

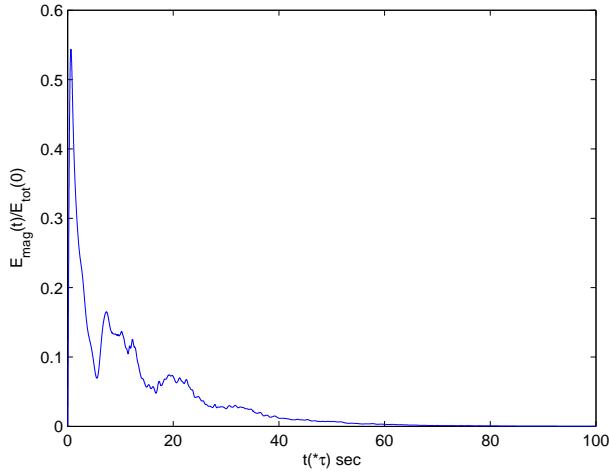


FIG. 2. Time variation of normalized magnetic energy.

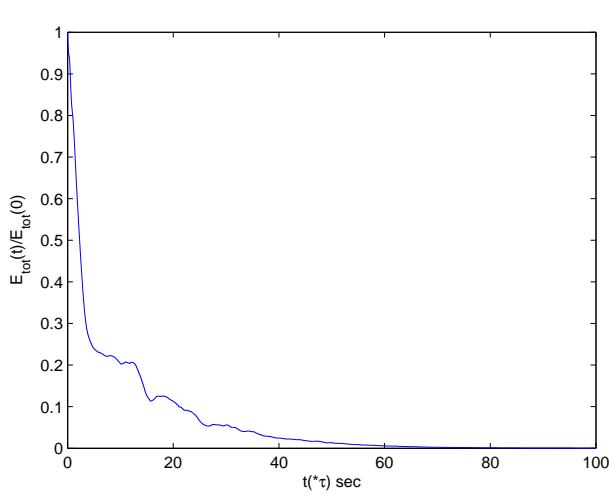


FIG. 3. Time variation of normalized total energy.

- [1] Secchi P. A., 1977, *Le Soleil*, 2.
- [2] Beckers J. M., 1972, *ARA&A*, 10, 73.
- [3] Sterling A. C., 2000, *Sol. Phys.*, 196, 79.
- [4] Zaqrashvili T. V. *et al.*, 2009, *Space Sce. Rev.*, 149, 355.
- [5] Heyvaerts, J. *et al.*, 1983, *ApJ*, 117, 220.
- [6] De Moortel, I. *et al.*, 2000, *ApJ*, 354, 334.
- [7] Karami, K. *et al.*, 2009, *Pasa*, 26, 448.
- [8] Smith, P. D. *et al.*, 2007, *ApJ*, 475, 1111.
- [9] Zhelyazkov, I. 2012, *A&A*, 537, 124.

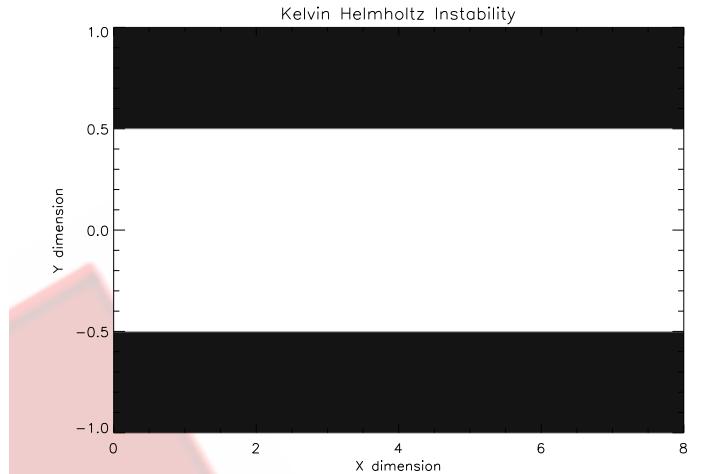


FIG. 4. $x - z$ variations of density at $t = 0$.

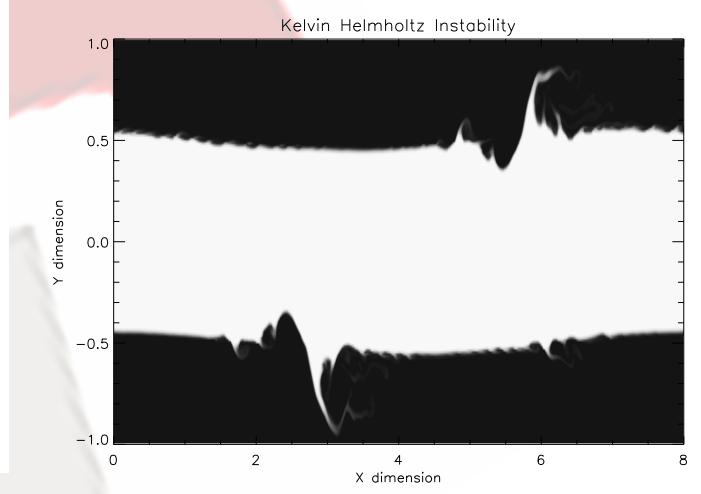


FIG. 5. $x - z$ variations of density at $t = 650$ s.

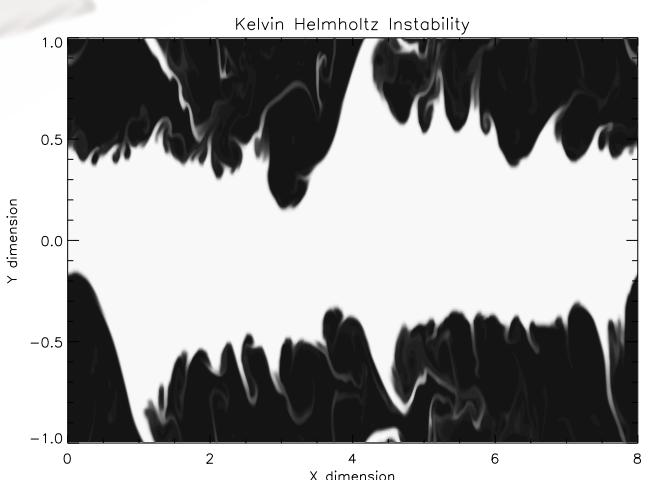


FIG. 6. $x - z$ variations of density at $t = 1300$ s.



مطالعه نحوه تشکیل اسپیکولهای خورشیدی از طریق تصاویر تلسکوپ هینوده

غیاثی، مریم^۱ عبادی، حسین^۲

^{۱,۲}دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک نظری و اختت فیزیک

چکیده:

اسپیکولهای خورشیدی ساختارهای ریزی در کروموسفر خورشیدی هستند که به جهت نقشی که در گرمایش تاج خورشیدی می‌توانند ایفا کنند، از اهمیت زیادی برخوردارند. فرایندهایی که می‌توانند منجر به تشکیل اسپیکولها شوند عبارتند از: اتصال مجدد خطوط میدان مغناطیسی، تحریک امواج آلفون و تابی و اثرات غیرخطی. در این راستا ابتدا داده‌های مناسب و خام تلسکوپ هینوده دانلود شده سپس توسط نرم افزار SSW تصحیح می‌شوند. برای بدست آوردن تصاویر با وضوح عالی از کد **MADMAX** استفاده می‌شود. در نهایت می‌توان از سری زمانی تصاویر، نحوه‌ی تشکیل اسپیکولها را بررسی کرد. برای نمایش سری‌های زمانی معمولاً از نمودارهای Time slice استفاده می‌کنند. با استفاده از آنالیز موجک می‌توان خصوصیات فیزیکی و دینامیکی اسپیکولها را به دست آورد.

مقدمه

بیش از صد سال قبل دانشمندان موفق به دیدن مهمترین و عمدت ترین ساختار موجود در کروموسفر خورشید یعنی اسپیکول شده‌اند. اسپیکولها ساختارهای جت مانندی از پلاسمای از کروموسفر تا کرونا امتداد دارند. تخمین زده می‌شود که در حدود یک درصد از سطح خورشید توسط اسپیکولها پوشیده شده است. شار خروجی که توسط اسپیکولها به سمت بالا منتقل می‌شود در حدود صد برابر شاری است که توسط باد خورشیدی به سمت خارج گسیل می‌شود. اسپیکولها بیشتر در لبه‌ی خورشید آرام قابل رصد هستند. [۱] افزایش سریع دما تا یک مگاکلوین از فوتوسفر خورشید به درون کرونا هنوز یک مسئله حل نشده در فیزیک است. منشا بسیاری از تابش‌ها در کروموسفر بالایی اسپیکولها هستند که پدیده‌های فورانی علف مانند دیده شده در خطوط طیفی کروموسفری در لبه‌ی خورشید هستند. این پدیده‌های فراوان و فورانی در کروموسفر برای اولین بار در سال ۱۸۷۷ توسط سچی (secchi) دیده شدند و در سال ۱۹۴۵ توسط روبرتز (Roberts) به نام اسپیکول نامگذاری شدند [۲].



ویژگی‌های فیزیکی اسپیکولها

سرعت بالا رفتن اسپیکول در حدود 30 کیلو متر بر ثانیه می‌باشد. ارتفاعی که می‌تواند به آن برسند از 6500 کیلو متر تا 20000 کیلو متر و پهنای آنها در حدود 900 کیلومتر (300 الی 1500 کیلومتر) تخمین زده شده است. طول عمر آنها در حدود 5 ثانیه تا 15 دقیقه است. محل تجمع آنها در مرزوپر گرانولها می‌باشد. دمای آنها 15000 کلوین است. چگالی الکترونی زمینه، در ناحیه‌ای که اسپیکولها رویت شده اند بسیار پایین است ($10^9 cm^{-3}$). از این رو اسپیکولها نسبت به محیط اطرافشان چگالتند ($\sim 10^{10} cm^{-3}$).

mekanizm تشکیل اسپیکولها

تعداد از افراد و دانشمندان مانند شیباتا (Shibata) [۳] معتقد هستند که باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی و انرژی حاصل از آن برای بالا بردن مواد پلاسمما تا این ارتفاع کافی است. به طوری که نیرویی که از این فرایند به وجود می‌آید برای بالا بردن مواد در داخل تیوب شار مغناطیسی کافی به نظر می‌رسد [۶]. (باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی به این صورت است که وقتی خطوط میدان مغناطیسی در جهت مخالف هم به هم نزدیک می‌شوند، می‌شکنند و دوباره باهم ترکیب می‌شوند که در اثر این بازترکیب انرژی عظیمی از تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی جنبشی به پلاسمما منتقل می‌شود).

عبادی (Ebadi) با آنالیز سری‌های زمانی در خط H CaII به دست آمده از داده‌های Hinode/SOT روی لبه‌ی خورشید نشان داد که محور اسپیکول در ارتفاعات گوناگون فوتوسفر متتحمل جایه‌جایی عرضی شبه تناوبی می‌شود. ایشان دوره‌ی تناوب میانگین جایه‌جایی عرضی اسپیکول را 180 ثانیه و دامنه‌ی متوسط آنرا 1arc sec به دست آوردند. ایشان با حل معادله پاشندگی، مدهایی که قابلیت انتشار در اسپیکولها را دارند بدست آوردند. مقایسه نتایج تئوری و رصدی نشان می‌دهد که نوسان مشاهده شده ممکن است با هماهنگ اصلی امواج کینک پایدار، ارتباط داشته باشد. ایشان تناوب هماهنگ‌های اصلی، دوم و سوم مدهای کینک با یک جریان رو به بالای 25 کیلو متر بر ثانیه را به ترتیب $170-320$ ثانیه، $85-160$ ثانیه و $40-80$ ثانیه برای اسپیکولهایی با ارتفاع $3500-9000$ کیلومتر به دست آوردن دو نتیجه گرفتند که جایجایی شبه تناوبی مشاهده شده‌ی محور اسپیکول می‌تواند به سبب مدد پایدار امواج کینک اتفاق افتد [۴].

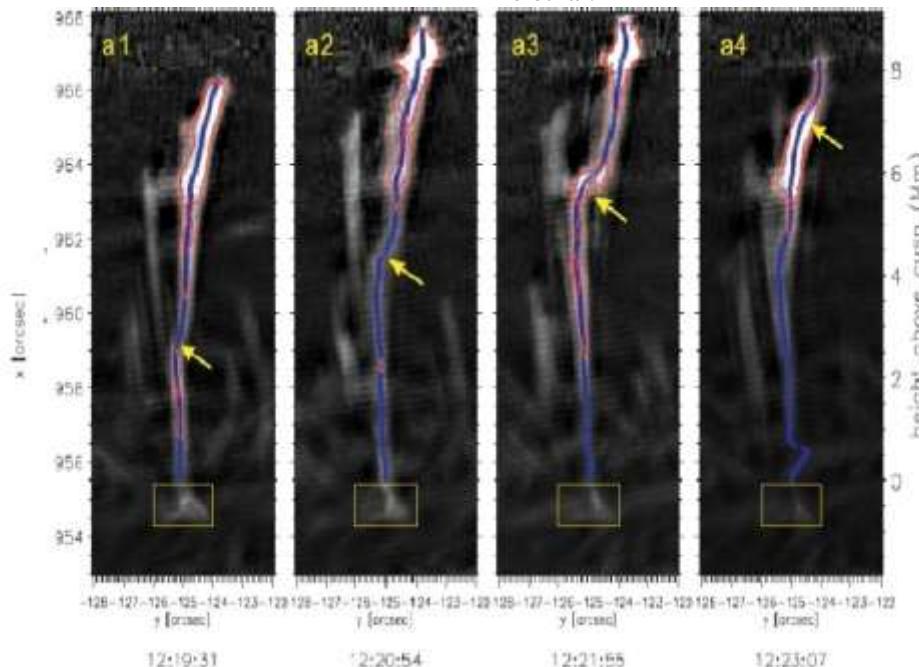
پردازش تصاویر تلسکوپ هینوده

برای بررسی نوسانات در اسپیکولها و نیز تأثیر باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی بر روی خصوصیات اسپیکولها به روش‌های رصدی از داده‌های تلسکوپ فضایی هینوده Hinode/SOT در ده اکتبر ۲۰۰۸ در خط H CAII استفاده کردیم در این روش ابتدا تصاویر خام و مناسب دانلود شده و توسط نرم افزار SSW تصحیح شدند. برای بدست آوردن تصاویر با وضوح بالا از کد MADMAX استفاده کردیم تصاویر انتخاب شده با فاصله زمانی مناسب در حدود ده ثانیه گرفته شده بودند. لذا بعد از اصلاح و بالا بردن وضوح تصاویر آنها را به صورت فیلم درآوردیم و با جست و جو در این فیلم پدیده مورد نظرمان یعنی سیر تکاملی یک اسپیکول از ابتدای بوجود آمدن تا پایان عمرش را که برای این پژوهش مناسب به



نظر می‌رسید یافتیم. سپس نوسانات جابجایی عرضی روی یک اسپیکول را که به طرف بالا در امتداد رد اسپیکول منتشر شده و از برآمدگی یک ساختار Y شکل وارونه سرچشمه گرفته (جایی که ظاهرآ باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی اتفاق افتاده) بررسی کردیم. در نهایت با استفاده از سری زمانی تصاویر نحوه تشکیل اسپیکولها را بررسی کردیم. برای نمایش سری‌های زمانی از نمودارهای Time-Slice استفاده کردیم.

He et al.



شکل ۱: انتشار رو به بالای جابجایی عرضی روی رد اسپیکول در چهار پلان با یک پیکان زرد نشان داده است. قادر مسطبه‌ی زرد رنگ نیز پای اسپیکول جایی که احتمالاً باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی رخ داده را نشان می‌دهد. [۵]

نتیجه گیری

از آنجاییکه همزمان با اسپیکولها، حلقه‌های تاجی نیز در لبه خورشید حضور دارند لذا امکان مواجهه میدانهای مغناطیسی خلاف جهت هم وجود دارد. تصاویر قسمتهای قبلی صحت این ادعا را ثابت می‌کنند. هر باز اتصالی خطوط میدان، امواج آلفونی را تولید می‌کند که قابل تبدیل به امواج تابی است. پس باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی می‌تواند به عنوان مکانیزمی منجر به تولید اسپیکولها شود.

مرجع‌ها

- [1] Sterling,H.C.,2000,Solar Phys.,196,79
- [2] T.V. Zaqrashvili, R.Erdelyi; Space Sci Rev (2009) 149:355-388
- [3] Kudoh,T.,Shibata,K.,1999.APJ, 514,493
- [4] H.Ebadi. T.v. Zaqrashvili.I.Zhelyazkov; Astrophys Space Sci (2012) 337:33-37
- [5] Jiansen He, Eckart Marsch, Chuanyi Tu, and Hui Tian ,The Astrophysical Journal,705:L217-L222,2009
- [۶]. احسان توابی پایان نامه دکتری اختر فیزیک - فیزیک خورشید؛ بررسی ساختارهای دینامیکی لایه کروموزفر و ناحیه انتقالی اتمسفر خورشید؛ ۱۳۸۸



نورسنجی و بررسی منحنی نوری ستاره EQ ثور و تغییرات آن

فارسیان، فریدا^۱، نعمتی، مریم^۱، حسن زاده، امیر^۲

^۱ کارگروه متغیرهای گرفتی قسمت خاور میانه ای مجتمع جهانی زمان سنجی اختشاهی نجومی (IOTA/ME)

^۲ موسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران

چکیده

نورسنجی ستاره ای EQ ثور که جزو ستارگان متغیر گرفتی از نوع W دب اکبر می باشد، در سه فیلتر B, V, U در یک دوره می کامل بوسیله انجام شده و منحنی نوری آن استخراج شده است. در این مقاله به بررسی تغییرات دوره تناوب به روش کالیمیریس پرداخته شده است. با توجه به زمان های کمینه می باشد آمده و با استفاده از زمان های کمینه می گذشته در دیگر مقالات، تغییرات دوره می تناوب بررسی و همچنین با توجه به داده های پادست آمده افرمی جدید ارائه شده است.

کلید واژه: متغیر گرفتی، EQ ثور، منحنی نوری، نمودار O-C

مقدمه

متغیر بودن ستاره EQ ثور (TYC 1260-909-1) (GSC 01260-00909) Shapley & Hughes در سال ۱۹۴۰ توسط مشخص شد. Magalashvili & Tsesevich (Shapley et al, 1940) اولین رصد بصری را در سال ۱۹۴۲ انجام داد. اما در Kumsishvili منحنی نوری ستاره را از سال ۱۹۶۹ تا ۱۹۶۸ در سال ۱۹۷۱ منتشر کردند. (Magalashvili et al, 1971) این بررسی ها دوره تناوب ۰.۴۱۳ روز تعیین شده بود. Whitney در سال ۱۹۷۲ برای اولین بار دوره تناوب صحیح (۰.۳۴۱ روز) را بیان کرد. (Whitney, 1972) این سیستم در AAVSO ثبت و در سال های گذشته زمان های کمینه می زیادی از این ستاره منتشر شده است. سرعت شعاعی و نسبت جرمی سیستم بوسیله Rucinski در سال ۲۰۰۱ منتشر شد. (Rucinski et al, 2001) Qian و Ma در سال ۲۰۰۱ دوره می ۲۳ ساله تغییر در مینیمم منحنی نوری بین سالهای ۱۹۷۳ تا ۱۹۹۶ را مشخص کردند. (Qian et al, 2001) Pribulla و Van'ko در سال ۲۰۰۱ رصد فتوالکترونیک این ستاره را انجام داده اند و منحنی نوری آن را بدست آوردند. (Pribulla et al, 2002) Liu و Yang در سال ۲۰۰۲ در دو شب بوسیله CCD کامل منحنی نوری BV را بوسیله CCD انجام داده و منتشر کردند. (Hrivnak et al, 2006).

ستاره EQ ثور، جزو ستارگان متغیر گرفتی W دب اکبر از نوع تماسی است. دوره این ستاره ۰.۳۴۱۳۴۹ روز و از نوع کوتاه دوره است و تغییرات قدر این ستاره از ۱۰.۵ تا ۱۱.۰ ثبت شده است و از رده می طیفی G2 می باشد، جرم بزرگ تر ۱.۲۸ جرم خورشید و جرم کوچکتر ۰.۴۷ برابر است، زاویه تمایل مداری ۸۵ درجه است که شرایط مناسبی را برای بررسی این سیستم فراهم میکند. علت تغییرات در دوره می این ستاره هنوز به درستی مشخص نیست و نیاز به بررسی بیشتر دارد، Yang و Liu (2002) علت این تغییرات را چرخه مغناطیسی در همدم دوم و وجود لکه می سرد دانسته اند. (Yang et al, 2002).

رصد و داده گیری

رصد ستاره EQ ثور در تاریخ ۲۱ مهرماه ۱۳۹۱ در رصدخانه مرکز فضایی البرز وابسته به سازمان فضایی ایران واقع در ماهدشت کرج، با تلسکوپ ۱۶ اینچ اشمیت کاسگرین و CCD مدل SBIG 1100 cm² انجام شده است. CCD دارای $\times 1339$

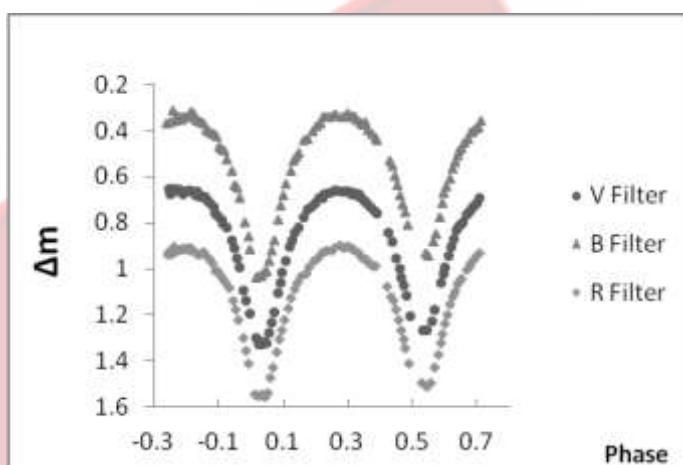


۸۹۰ پیکسل مربعی می باشد و عرض هر پیکسل $27 \mu\text{m}$ بود. زمان نوردهی در این رصد ۳۰۸ بوده است و ۱۳۰ عکس در هر یک از فیلترهای استاندارد V, R, B گرفته شده است.

ستاره مقایسه، ستاره ی 1TYC 575-1260 بود که در مقاله ی Liu و Yang (۲۰۰۲) و Hrivnak (۲۰۰۶) از آن استفاده شده است که تغییرات قدر آن در رصد ما ۰.۰۴۱ قدر بوده است.

منحنی نوری، زمان مینیمم و تغییرات دوره

برای رسم منحنی نوری از افرمی (۶) $E = 2452296.6941(2) + 0.34134727(6)$ استفاده شده است. که از مقاله Hrivnak (۲۰۰۶) استخراج شده است. منحنی نوری حاضر مربوط به یک شب رصدی است. منحنی نوری در هر سه فیلتر R, V, B در نمودار ۱ ارائه شده است:



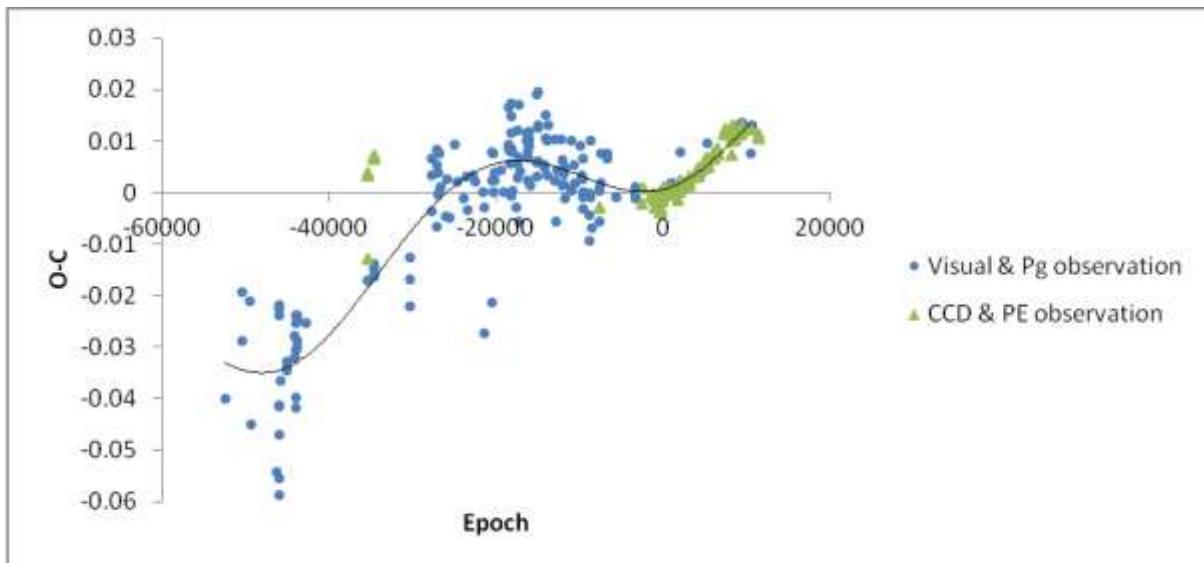
نمودار ۱: منحنی نوری به دست آمده در سه فیلتر BVR

برای بدست آوردن زمان مینیمم از روش KW استفاده شده است (Kwee, 1956). زمان مینیمم هریک از فیلترها به صورت جداگانه محاسبه شده و مقدار میانگین آنها برای کمینه ی اول و دوم در جدول ۱ آورده شده است:

	B +۲۴۵۰۰ HJD	R +۲۴۵۰۰ HJD	V +۲۴۵۰۰ HJD	Average +۲۴۵۰۰ HJD	O-C
Min1	۶۲۱۴.۳۴۷۴۴۳ ± 0.000138	۶۲۱۴.۳۴۷۷۳۷ ± 0.00012	۶۲۱۴.۳۴۷۶۹۱ ± 0.000091	۶۲۱۴.۳۴۷۶۲۲ ± 0.00011	۰.۰۱۱۲۸
Min 2	۶۲۱۴.۵۱۸۱۸۹ ± 0.000476	۶۲۱۴.۵۱۷۹۸۹ ± 0.000333	۶۲۱۴.۵۱۷۸۴ ± 0.00017	۶۲۱۴.۵۱۸۰۰۶ ± 0.00032	۰.۰۱۰۶۱

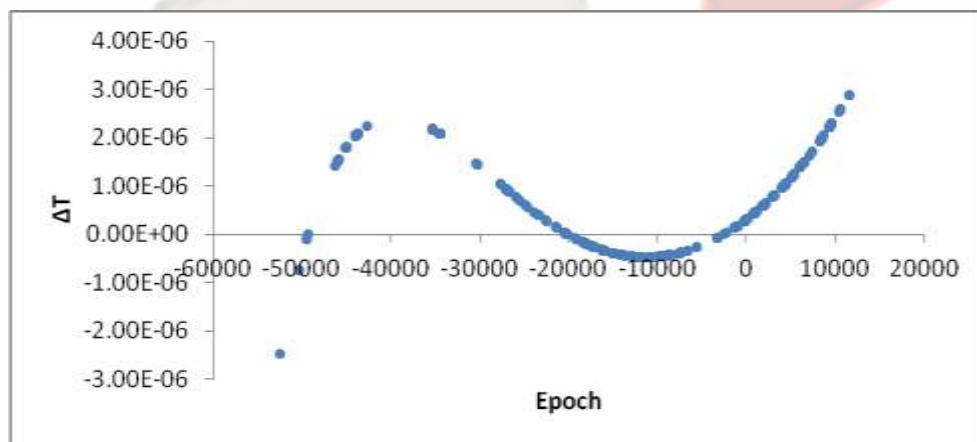
جدول ۱: زمانهای کمینه نوری جدید رصد شده ستاره EQ Tau

با استفاده از زمان های کمینه ی جدید رصد شده و همچنین در دیگر مقالات گذشته ، نمودار O-C رسم شده است.(نمودار ۲) برای رسم نمودار سایر زمان های کمینه گردآوری شده است و داده هایی که از دقت بالاتری برخوردار بوده اند و با CCD رصد شده اند با وزن ۲ و داده های با دقت کمتر با وزن ۱ در نمودار آورده شده است، ۱۹۷ داده از رصد بصری و عکاسی و ۱۱۸ داده از CCD و فتوالکتریک در اختیار داشتیم. این نمودار با معادله درجه ۶ برازش شده است.



نمودار ۲: منحنی C-O وتابع درجه ۶ برازش شده بر آن

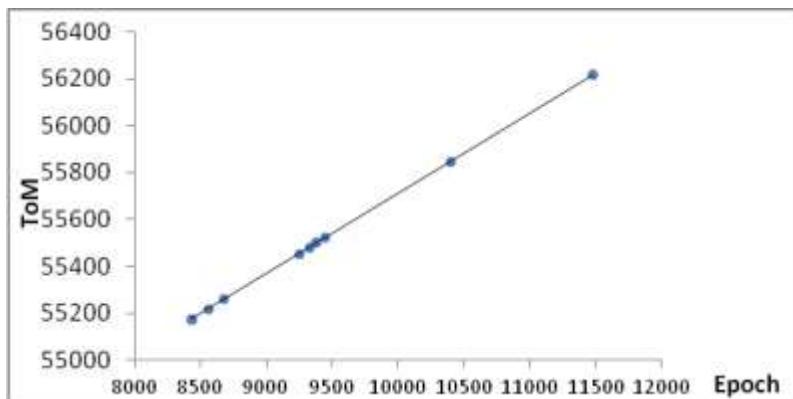
تغییرات دوره‌ی این ستاره به درستی مشخص نیست، Yang و Liu در سال ۲۰۰۲ تغییرات دوره را ۲۳ سال گزارش کرده‌اند، (Yang et al. 2002) داده‌های Magalashvili و Kumishvili با این عدد همخوانی نداشته و این مقدار برای داده‌های آنها حدود ۶۰ سال بدست می‌آید (Hrivnak et al. 2006) و Pribulla و Vanko در سال ۲۰۰۲ تغییرات دوره را ۵۰ سال اعلام کرده‌اند (Pribulla et al. 2002). تغییرات دوره تناوب با روش کالیمریس (Kalimeris, 1994) محاسبه شده و در نمودار ۳ آورده شده است، یک چرخه‌ی ۴۹ ساله برای تغییرات دوره‌ی این ستاره طبق داده‌های ما دیده می‌شود.



نمودار ۳: تغییرات دوره تناوب متغیر گرفتی EQ Tau

با توجه به تغییرات دوره تناوب، ما با استفاده از زمان‌های کمینه نوری جدید به دست آمده (جدول ۱) و زمان‌های کمینه‌ی اخیر رصد شده افمری جدید را محاسبه کردیم، این افمری جدید از برازش خطی داده بدست آمده است (نمودار ۴). این افمری با خطای ۰.۰۰۰۹۳۱۱ برای دوره تناوب محاسبه شده است.

$$T_{\min}(\text{HJD}) = ۵۲۲۹۶.۷۰۷۰۷ + ۰.۳۴۱۳۴۷۱۳ \times E$$



نمودار ۴: زمان های کمینه‌ی اخیر و برازش خطی آن

نتیجه و بحث

در این مقاله، داده‌های رصدی و منحنی نوری جدیدی از ستاره EQ ثور ارائه شده است. همچنین ما افرمی جدید $T_{\text{min}}(\text{HJD}) = 2452296.70707 + 0.34134713 \times E$ را پیشنهاد می‌کنیم. با توجه به نمودار تغییرات دوره تناوب، یک تغییرات سینوسی با دوره ۴۹ ساله دیده می‌شود.

سپاسگزاری

از جناب آقای آتیلا پرو رئیس قسمت خاورمیانه‌ای مجتمع جهانی زمان سنجی اختفاهای نجومی (IOTA/ME) که پژوهه فوق با همکاری ایشان و تحت نظرت این دپارتمان و با حمایت‌های مالی سازمان فضایی ایران تحقق و انجام گرفت، کمال تشکر و قدردانی را داریم.

مرجع‌ها

- B.Alton Kevin, 2009, JAAVSO, 37:148-168
- Hrvnak B.J., W.Lu, J.Eaton, D.Kenning, 2006, AJ, 132:960–966
- Kalimeris, A., Rovithis-Livaniou, H., & Rovithis, P. 1994, A&A, 282, 775
- K.Kwee, H.van Woerden, 1956, Bulletin of The Astronomical Institute of Netherland, No 464
- Magalashvili, N. L., & Kumsishvili, J. I. 1971, Abastumanskaia Astrofiz. Obs.Bull., 40, 2
- Nelson, R. H. 2004, Inf. Bull. Variable Stars, 5493, 1
- Pribulla, T., & Van'ko, M. 2002, Contrib. Astr. Obs. Skalnate' Pleso, 32, 79
- Qian, S., & Ma, Y. 2001, PASP, 113, 754
- Rucinski, S. M., Lu, W., Mochnicki, S. W., Ogleza, W., & Stachowski, G. 2001, AJ, 122, 1974
- Shapley, H., & Hughes, E. M. 1940, Harvard Coll. Obs. Annu. Rep., 90, 163
- Tsesevich, V. P. 1954, Izv. Astr. Obs. Odessa, 4, 3
- Whitney, B. S. 1972, Inf. Bull. Variable Stars, 633, 1
- Yang, Y., & Liu, Q. 2002, AJ, 124, 3358



اثر مقاومت و همرفت بر جریان‌های برافزایشی با تابش ناکارامد

فاغعی، کاظم^۱، امیدوند، مبینا^۲

^۱آگروه فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

^۲دانشگاه فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

چکیده

ما در این تحقیق به بررسی اثر همرفت در شاره‌های برافزایشی با تابش ناکارامد در حضور مقاومت و میدان مغناطیسی چنبره‌ای می‌پردازیم. ما اثر همرفت را روی جابجایی اندازه حرکت زاویه‌ای و انرژی مورد بررسی قرار می‌دهیم. ما دو حالت را برای همرفت در شاره‌های با تابش ناکارامد تحت تاثیر میدان مغناطیسی و مقاومت در نظر می‌گیریم: ۱. پارامتر همرفت را به عنوان یک پارامتر آزاد در نظر می‌گیریم، ۲. پارامتر همرفت را با استفاده از نظریه طول اختلاط تعریف می‌کنیم. ما از روش خودمشابهی برای حل معادلات جامع حاکم بر رفتار سیستم استفاده می‌کنیم. معادلات نشان می‌دهند که سرعت برافزایش و سرعت زاویه‌ای با زیاد شدن پارامتر همرفت کاهش پیدا می‌کنند، در حالی که سرعت صوت افزایش پیدا می‌کند. به علاوه با استفاده از نظریه طول اختلاط در پارامتر همرفت، به این نتیجه می‌رسیم که همرفت در شاره‌های با تابش ناکارامد با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی و مقاومت، نقش مهمی را بازی می‌کند.

مقدمه

امروزه قرص‌های برافزایشی، از جمله علل اصلی اکثر پدیده‌های اخترفیزیکی فعال در عالم محسوب می‌شوند. برافزایش ماده به سمت جسم فشرده مرکزی می‌تواند عامل تولید انرژی بالا در اجرام اخترفیزیکی مختلف از قبیل متغیرهای کاتالیسمیک، دوتایی‌های پرتوی ایکس و هسته‌های کهکشانی فعال باشد. نظریه قرص‌های برافزایشی جدید به لحاظ تاریخی به مدل ارائه شده توسط شاکورا-سانیو(۱۹۷۳) برمی‌گردد [۱]. این مدل می‌تواند بسیاری از خصوصیات رصدی هسته‌های کهکشانی فعال (AGN) و دوتایی‌های پرتو ایکس را توجیه کند. در مدل استاندارد (SSD)، حرکت توده ماده در قرص برافزایشی نزدیک به حرکت کپلری است و انرژی گرانش آزاد شده در قرص به بیرون تابش می‌شود. مدل دیگری که برای قرص‌های برافزایشی اطراف سیاهچاله پیشنهاد شده، مدل ADAFs است [۲,3]. در مدل ADAFs، تنها قسمتی از انرژی گرانشی به بیرون تابش می‌شود و اکثر انرژی درون قرص به دام افتاده و به سمت جسم مرکزی پهن‌رفت می‌کند، در نتیجه، قرص‌های ADAFs در مقایسه با قرص‌های استاندارد به لحاظ اپتیکی باریک‌تر و داغ‌تر می‌باشند. این مدل نیز می‌تواند توصیف کننده برخی خصوصیات دوتایی‌های پرتوی ایکس و هسته‌های کهکشانی فعال با درخشندگی پایین باشد. عوامل مهمی از قبیل وشکسانی، میدان مغناطیسی... در دینامیک قرص‌های برافزایشی تاثیر دارند. مواد در حین برافزایش تابش می‌کنند و در قرص‌های RIAFs تابشی که از قرص می‌بینیم کمتر از حد انتظار است به دو دلیل:

۱. ADAFs که در آنها آهنگ برافزایش جرم پایین است و عمق اپتیکی نیز پایین است. در این حالت به دلیل اینکه زمان سرد شدن ناشی از تابش خیلی طولانی تر از زمان برافزایش است، پس تابش غیر موثر می‌باشد. علت طولانی شدن زمان سرد شدن به این دلیل است که چون زمان سرد شدن متناسب با عکس چگالی گاز برافزایشی است، بدلیل پایین بودن چگالی، آهنگ برافزایش جرم پایین و در نتیجه زمان سرد شدن طولانی می‌باشد.

۲. SLIM DISK‌ها که آهنگ برافزایش جرم و عمق اپتیکی نیز در آنها بالاست. در این حالت تابش توانایی لازم برای پخش شدن از سیستم را ندارد و در واقع تابش به دام افتاده و تمام گرمای ناشی از وشکسانی درون سیستم پهن‌رفت می‌یابد. در اینجا ما بر روی قرص‌هایی کار می‌کنیم که تابش درون آنها به دام می‌افتد و باعث گرم‌تر شدن قرص



می شود، قرصی که بسیار گرم شده از طریق همرفت این گرما را از دست می دهد، این همرفت در انتقال اندازه حرکت زاویه‌ای و انرژی قرص تاثیر می گذارد.

معادلات اساسی

در این تحقیق، ما قرص گازی را که در حال چرخش به دور سیاهچاله فشرده مرکزی به جرم M_* است، در نظر می گیریم. فرض می شود قرص در حالت پهن رفت غالب باشد. شاره برافراشی، پایا و دارای تقارن محوری است $(\frac{\partial}{\partial t} = 0)$ و قرص به لحاظ هندسی باریک در نظر گرفته می شود. در دستگاه مختصات کروی (r, θ, φ) همه متغیرهای ما تنها تابعی از فاصله شعاعی، r ، در نظر گرفته می شود. در این کار مدل پذیرفته شده برای وشکسانی مدل آلفاست و میدان مغناطیسی را چنبره‌ای در نظر می گیریم، یعنی میدان مغناطیسی تنها در راستای φ مولفه دارد.

معادلات ما شامل معادله پیوستگی، معادله تکانه، معادله انرژی، معادله القا و معادله حالت است:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot (\rho \vec{v}) = \dot{\rho} \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v \right] = -\nabla p_{gas} - \rho \nabla \Psi + \frac{1}{4\pi} J \times B + F_{vis} \quad (2)$$

$$J = \nabla \times B \quad (3)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (v \times B - \eta J) \quad (4)$$

$$\rho \left[\frac{1}{\gamma-1} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_{gas}}{\rho} \right) + \left(\frac{p_{gas}}{\rho} \right) (\nabla \cdot v) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f_{conv}) \right] = Q_{diss} - Q_{conv} - Q_{cool} \equiv f Q_{diss} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (6)$$

با درنظر گرفتن فرضیات ذکر شده به معادلات زیر دست خواهیم یافت:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v_r) = \rho \cdot \quad (7)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} = r\Omega^2 - \frac{B_\varphi}{4\pi r \rho} \frac{d}{dr} (r B_\varphi) \quad (8)$$

$$\rho v_r \frac{d}{dr} (r^2 \Omega) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [\vartheta \rho r^4 \frac{d\Omega}{dr}] + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\vartheta_{conv} \rho r^{\frac{5+3g}{2}} \frac{d}{dr} (\Omega r^{\frac{3(1-g)}{2}})) \quad (9)$$

$$\rho v_r T \frac{ds}{dr} = -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 F_{conv}) + (\alpha + g\alpha_{conv}) f \frac{\rho c_s^2 r^2}{\Omega_k} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2 + Q_{resis} \quad (10)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [r v_r B_\varphi - \eta \frac{d}{dr} (r B_\varphi)] = \dot{B}_\varphi \quad (11)$$

در روابط بالا، v_r سرعت شعاعی، p_{gas} فشار گاز، ρ آهنگ برافراش جرمی در واحد حجم، B نیروی همرفت در واحد حجم، T دمای شاره، Ω سرعت زاویه ای، $\eta = \eta_0 \frac{c_s}{\Omega_k}$ ضریب پخش مغناطیسی است، c_A میدان مغناطیسی، c_s و C_A به ترتیب سرعت صوت و سرعت آلفن در شاره (سرعت صوت به صورت $c_s = \sqrt{\frac{p_{gas}}{\rho}}$ سرعت آلفن توسط رابطه $\Omega_k = \frac{GM_*}{r^3}$ تعریف می شود)، f سرعت زاویه ای کپلری، f پارامتر پهن رفت و \dot{B}_φ آهنگ تغییر میدان مغناطیسی چنبره‌ای است. ϑ پارامتری است که شرط جابجایی اندازه حرکت زاویه ای به وسیله همرفت را نشان می دهد. همچنین η ضریب وشکسانی است و با فرض مدل آلفا خواهیم داشت:

$$v = \alpha \frac{c_s}{\Omega_k} \quad (12)$$

که α ثابت وشکسانی است، $v_{conv} = \alpha_{conv} \frac{c_s}{\Omega_k}$ ضریب همرفت است که در آن α_{conv} ثابت همرفت است. ما را به دو صورت در نظر می گیریم: ۱. به عنوان یک پارامتر آزاد ۲. با استفاده از نظریه طول اختلاط مقدار $\alpha_{conv} =$

$$\frac{\Omega_k L_M^2}{c_s^2} \sqrt{-N_{eff}^2}$$



اکنون ما مجموعه از معادلات (MHD) را در اختیار داریم که توصیف کننده رفتار دینامیکی شاره برافراشی پهن رفت غالب است. با حل این معادلات می‌توان رفتار قرص برافراشی را که وابسته به پارامترهای وشکسانی، همرفت، میدان مغناطیسی و پارامتر پهن رفت انرژی است را توصیف کرد.

حل‌های خودمشابه:

فرض می‌کنیم همه کمیت‌های فیزیکی تابعی توانی از فاصله شعاعی باشند، r^n ، که n ثابتی است که برای هر کمیت فیزیکی بدست می‌آید. جواب‌های خودمشابه ما برابراند با:

$$v_r(r) = -C_1 \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (13)$$

$$\Omega = C_2 \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}} \quad (14)$$

$$c_s^2(r) = C_3 \frac{GM_*}{r} \quad (15)$$

$$c_A^2(r) = \frac{B_\phi^2(r)}{4\pi\rho(r)} = 2\beta C_3 \frac{GM_*}{r} \quad (16)$$

$$\dot{\rho} = \dot{\rho}_0 r^{s-3/2} \quad (17)$$

$$\dot{B}_\varphi = \dot{B}_0 r^{\frac{s-4}{2}} \quad (18)$$

در روابط بالا، C_1 ، C_2 و C_3 ثابت‌های سرعت هستند که در ادامه تعیین خواهند شد. از معادله تعادل هیدروستاتیکی، ضریب همرفت به صورت زیر محاسبه خواهد شد:

$$\alpha_{conv} = \frac{l^2 \sqrt{\frac{c_3(-1+s)(s(1-\gamma)-1)}{\gamma} - c_2}}{4\sqrt{2}c_3(-1+s)^2} \quad (19)$$

در رابطه بالا، l به طور تقریب برابر با $\sqrt{2}$ در نظر گرفته شده است. با به کار بردن جواب‌های خودمشابه در معادلات و انجام محاسبات جبری به دستگاه معادلات زیر دست خواهیم یافت:

$$1 - \frac{\alpha^2 c_1^2}{2} + c_3(s - 1 + \beta(1 + s)) - c_2 = 0 \quad (20)$$

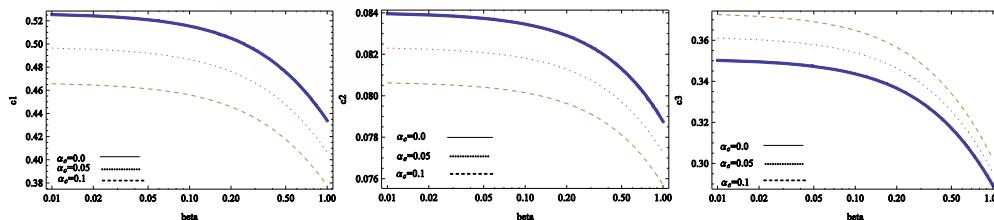
$$\alpha c_1 = 3c_3(\alpha + g\alpha_{conv})(2 + s) \quad (21)$$

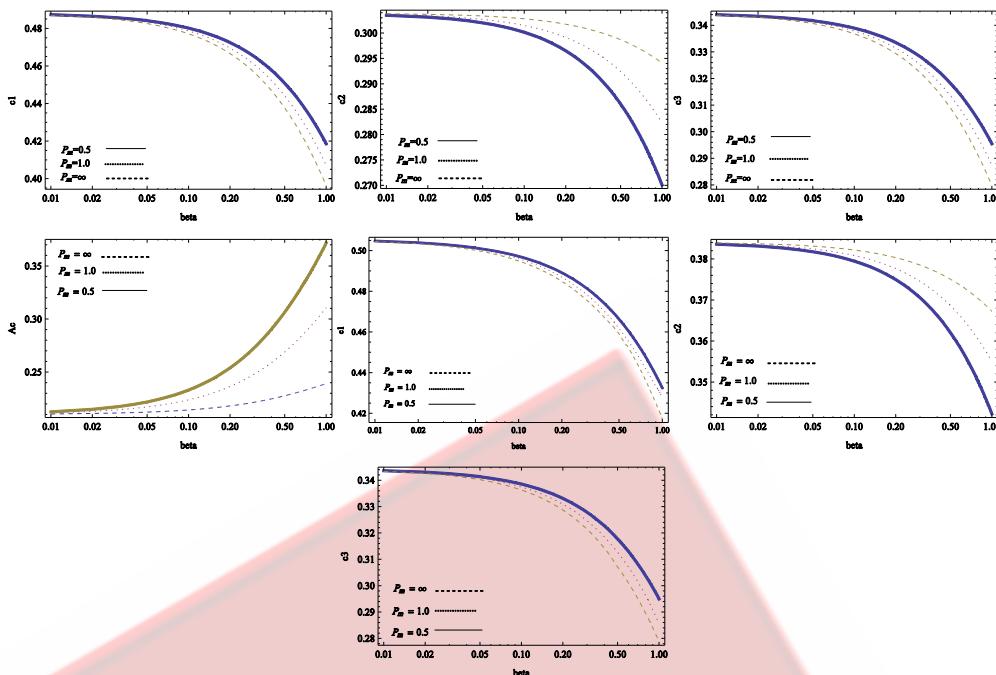
$$\alpha c_1(s + \frac{1}{-1+\gamma}) = \frac{1}{2}\beta c_3 f \eta(1 + s) - c_1 \alpha_c (\frac{1}{2} + s)(s + \frac{1}{-1+\gamma}) + \frac{9}{4}f(\alpha + g\alpha_{conv})c_2 \quad (22)$$

$$\alpha_{conv} = \frac{l^2 \sqrt{\frac{c_3(-1+s)(s(1-\gamma)-1)}{\gamma} - c_2}}{4\sqrt{2}c_3(-1+s)^2} \quad (23)$$

با حل این دستگاه معادلات و به دست آوردن مجهولات می‌توان تاثیرات همرفت را در RIAF‌ها با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی و مقاومت دید.

نتیجه گیری




 نمودار تغییرات α_{conv} , c_1 , c_2 , c_3 بر حسب پارامتر پهن رفت β به ازای مقادیر مختلف از پارامتر P_B

در این مقاله ما اثر همرفت را بر روی مدل حاضر ۲۰۱۱ فاقعی بررسی کردیم [4]. اثرات همرفت بر روحی جابجایی اندازه حرکت زاویه‌ای و انرژی با استفاده از معادلات خود مشابهی شعاعی را با در نظر گرفتن چند مقدار برای میدان مغناطیسی و مقاومت بررسی کردیم. معادلات نشان می‌دهد که سرعت پهن‌رفت و سرعت زاویه‌ای و سرعت صوت در حضور میدان مغناطیسی قوی کاهش پیدا می‌کند. دریافتیم که سرعت پهن‌رفت و سرعت صوت با اندازه مقاومت افزایش پیدا می‌کنند در حالی که سرعت زاویه‌ای کاهش پیدا می‌کند. این نتایج با نتایج فاقعی ۲۰۱۱ همسان است. ما اثر همرفت را در RIAF با در نظر گرفتن مقاومت و میدان مغناطیسی در دو حالت بررسی کردیم: ۱- فرض کردیم پارامتر همرفت یک پارامتر آزاد باشد. ۲- از تئوری طول اختلاط برای محاسبه پارامتر همرفت α_c استفاده کردیم. در حالت اول فهمیدیم که با اضافه کردن پارامتر همرفت سرعت شعاعی و زاویه‌ای کاهش و سرعت صوت افزایش پیدا می‌کند. در حالت دوم فهمیدیم که پارامتر همرفت با اضافه کردن میدان مغناطیسی و مقاومت افزایش پیدا می‌کند. این خصوصیت از خیلی جهات با مقاله ۲۰۰۸ ژانگ و دای مطابقت دارد [5].

مرجع‌ها

- [1] Shakura, N. I., Sunyaev, R. A. (1973). "black holes in binary systems. Observational appearance." *Astronomy and Astrophysics Supplement.*, vol. 24, pp. 337-355.
- [2] Narayan, R., Yi, I. (1995). "Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars." *Astrophysical Journal.*, Vol. 452, pp. 710-730.
- [3] Ichimaru, S. (1977). "Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions." *Astrophysical Journal.*, Vol. 214, pp. 840-855.
- [4] Faghei, K. (2011). "Self-Similar Solutions for Viscous and Resistive ADAF." *Astronomy and Astrophysics.*, Vol. 33, pp. 9-25.
- [5] Zhang, D. Dai, Z. G. (2008). "Self-similar structure of magnetized ADAFs and CDAFs." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.*, Vol. 388, pp. 1409-1418.



The clumps formation in protostellar discs with density-dependent cooling timescale

Kazem Faghei

*School of Physics, Damghan University, Damghan, Iran
kfaghei@du.ac.ir*

The purpose of this paper is to investigate the effects of cooling function in clumps formation of protostellar discs. We exploit a cooling timescale with the power-law dependence on the density, $\Omega\tau_{cool} \propto \Sigma^{-a}$, where a is a free constant parameter. We use this cooling timescale in a simple prescription for cooling rate, $du/dt = -u/t_{cool}$, where u is the internal energy. We perform our simulation using smoothed particle hydrodynamics (SPH) method. The simulations represent the disc is very sensitive to a cooling timescale with density dependence. As under such cooling timescale, the disc becomes gravitationally unstable and clumps form in the disc. This property even occurs for cooling timescales which are much longer than the critical cooling timescale, $t_{cool}\Omega \gtrsim 7$. We found by adding the dependence of cooling timescale on the density, the clumps number increases and the clumps can also form in the smaller radii. The simulations imply that the sensitivity of cooling timescale to density is more than temperature, as even for small dependence of cooling timescale on density, the clumps can form in the disc. However, the more dependence will be needed, if we use cooling timescale with temperature dependence.

I. INTRODUCTION

The existence of accretion discs has been confirmed in many astrophysical systems, including x-ray binaries and cataclysmic variable stars, around supermassive black holes in active galactic nuclei (AGN), and around young forming stars. Historically, the accretion discs had been considered on the non-self-gravitating cases and the influences of self-gravity had been investigated in a few researches. In the last two decades, the importance of study of disc self-gravity has increased, especially in the context of protostellar discs and in accretion discs around supermassive black holes in active galactic nuclei. It can be due to increase of computational resources in simulation of self-gravitating accretion discs and the observational evidences on the large scales of active galactic nuclei and on the small scales of protostellar and protoplanetary discs.

The gravitational instability of a disc can be considered through using Toomre parameter,

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma}, \quad (1)$$

where c_s is the sound speed, κ is epicyclic frequency, and Σ is the surface density (Toomre 1964). An accretion disc can be gravitationally unstable if Toomre parameter becomes smaller than its critical value, $Q < Q_{crit}$. In addition to the stability criterion mentioned above, the disc must be cool at a fast enough rate. Gammie (2001) assumed the cooling rate as

$$\left(\frac{du}{dt} \right)_{cool} = -\frac{u}{t_{cool}},$$

where u is the internal energy and t_{cool} is the cooling timescale. Gammie (2001) showed that fragmentation

occurs if and only if $\Omega t_{cool} \lesssim \beta_{crit}$, where Ω is the angular velocity of the disc and the critical cooling timescale, β_{crit} , is approximately 3 for a ratio of specific heats, $\gamma = 2$.

Faghei (2013) investigated the effects of cooling function in clumps formation of protoplanetary discs through use of two-dimensional SPH simulations. He assumed the ratio of local cooling to dynamical timescales, to be a constant and also a function of the local temperature. He found for a constant β and $\gamma = 5/3$, the fragmentation occurs only for $\beta \lesssim 7$. While, in the case of β with temperature dependence, the fragmentation can also occur for larger values of β . In a real study of cooling rate, based on the optical depth, the cooling timescale is a function of the density and temperature. However, in the recent studies of cooling protoplanetary discs, the cooling timescale in the unit of dynamical timescale is assumed to be a function of temperature and from its dependence on density has been ignored (e. g. Faghei 2013). Thus, in the present paper, we are going to investigate the influences of cooling timescale with density dependence on the clump formation in protostellar discs.

II. SIMULATION METHOD AND CONSTITUTIVE PHYSICS

The performed simulations in this paper are similar to Rice et al. (2005) and Faghei (2013), i. e. we use smoothed particle hydrodynamics (SPH) method. We will choose all quantities in units with values typical protostellar disc. Thus, we choose astronomical unit (au) and the sun mass (M_\odot) as the units of length and mass, respectively. In code unit, the star is in the centre of



the disc and disc made of 125000 SPH particles between $R_{in} = 0.25$ to $R_{out} = 25$. The central object and disc have the masses of $M_* = 1$ and $M_{disc} = 0.1$, respectively. The initial surface density profile is taken to be a power law $\Sigma \propto R^{-1}$, while the initial temperature profile is $T \propto R^{-0.5}$.

In the simulations, we allow the disc to heat up due to both $p dV$ work and viscous dissipation. Thus, the energy equation can be written as

$$\frac{du}{dt} = -\frac{p}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} + \phi$$

where u is internal energy, ρ is the density, p is the gas pressure, and $\phi [= \tau_{ij} \partial_j v_i]$ is the viscous dissipation, with being τ_{ij} as the viscous stress tensor.

As mentioned in introduction, we investigate the effects of the cooling rate on the evolution of self-gravitating disc. The radiative cooling for a particle with internal energy u_i can be written as

$$\left(\frac{du_i}{dt} \right)_{cool} = -\frac{u_i}{\tau_{cool}}, \quad (2)$$

where $\tau_{cool} = \beta \Omega^{-1}$, with being β as a constant in Gammie (2001). But, in this research we assume β as a function of surface density,

$$\beta_i = \beta_0 \left(\frac{\Sigma_i}{\Sigma_{min}} \right)^{-a}, \quad (3)$$

where β_0 is the parameter β in Gammie's model, Σ_{min} is minimum density throughout of the disc, and a is a positive constant. We will apply the cooling function in the right-hand side of the energy equation. We expect this cooling function accelerates to achieve the balance between external cooling and internal heating. For $a = 0$, equation (3) switches to Gammie's model and thus the parameter β becomes a constant. While for $a > 0$, β becomes smaller than β_0 . On the other hand, through using equation (3), the dense particles achieve the higher cooling rate and can cool rapidly. Thus, this prescription of the cooling rate can enhance the growth and the saturation of gravitational instabilities.

III. SIMULATION RESULTS

In this paper, the effects of cooling timescale are assumed in the two cases:

- (i) β to be a function of density, $\beta = \beta_0(\Sigma/\Sigma_{min})^{-a}$,
- (ii) β to be a function of temperature, $\beta = \beta_0(u/u_{min})^{-b}$ (Faghei 2013).

For the above cases, we perform simulations with several input parameters, such as β_0 , a , and b . The gas is assumed to be purely in the form of molecular hydrogen; hence, we assume $\mu = 2$ for the molecular weight. For all

TABLE I. List of the main simulations through use of $\beta_i = \beta_0(\Sigma_i/\Sigma_{min})^{-a}$ or $\beta_i = \beta_0(u_i/u_{min})^{-b}$. The artificial viscosity parameters in these simulations are set to $(\alpha_{sph}, \beta_{sph}) = (1.0, 2.0)$.

Simulation name	β_0	a	b	Clump?
Run00	7	0	0	yes
Run01	8	0	0	no
Run02	8	0	0.05	yes
Run03	8	0.025	0	yes
Run04	10	0	0.05	no
Run05	10	0	0.1	no
Run06	10	0	0.2	yes
Run07	10	0.05	0	no
Run08	10	0.075	0	yes
Run09	12	0	0.25	yes
Run10	12	0.1	0	yes
Run11	14	0.15	0	yes
Run12	16	0.17	0	yes
Run13	18	0.18	0	yes
Run14	20	0.19	0	yes

simulation, we also assume $\gamma = 5/3$. In each run, we stop simulation when the clumps form in the disc. In the non-fragmenting cases, we run simulation at least seven outer rotation period. Because, it is a sufficient time for non-fragmenting disc to reach the steady state. Despite this, at the end of the non-fragmenting simulations, if there is any evidence for fragmentation, they are continued until either these fragments become much denser than the local density, or they shear away. For an example, in Figure 1, we have shown the evolution of a self-gravitating and cooling disc for $\beta_0 = 4$ and $a = b = 0$. At the end of simulation, the clumps/fragments form in the disc similar to simulations of Rice et al. (2005).

A self-gravitating disc, which is heated due to gravitational instability and viscous dissipation, will fragment if the cooling timescale is short enough ($\beta \lesssim 7$; Faghei 2013). Faghei (2013) showed the occurrence of clump formation increases for the cooling timescale with temperature dependence, $\beta = \beta_0(u/u_{min})^{-b}$, with being b as a free parameter. Moreover, he showed that clump formation can be occurred even for the cooling timescales of longer than the critical cooling timescale. In Table 1, we have shown some simulations with temperature-dependent cooling timescale, simulations Run02, Run4-Run6, and Run09. These simulations represent that the clumps can be formed even for $\beta_0 \geq 8$.

As mentioned in the introduction, the purpose of this paper is to show that the cooling timescale with density dependence is effective to form clump in the self-gravitating discs. In this way, we can expect to form fragment in a gravitationally unstable disc even if the the cooling timescale is not short enough, $\beta_0 \geq 8$. We investigate this property with a pure density-dependent cooling timescale, $\beta = \beta_0(\Sigma/\Sigma_{min})^{-a}$. In Table 1, we present

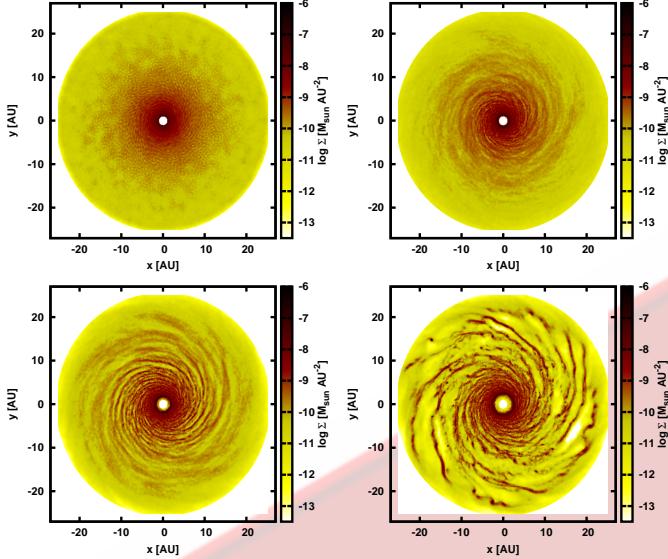


FIG. 1. Time evolution of the logarithm of the surface density in times of $t = 25$ (top left), $t = 400$, (top right), $t = 800$ (bottom left), and $t = 1615$ (bottom right). The input parameters are $\beta_0 = 4$ and $a = b = 0$.

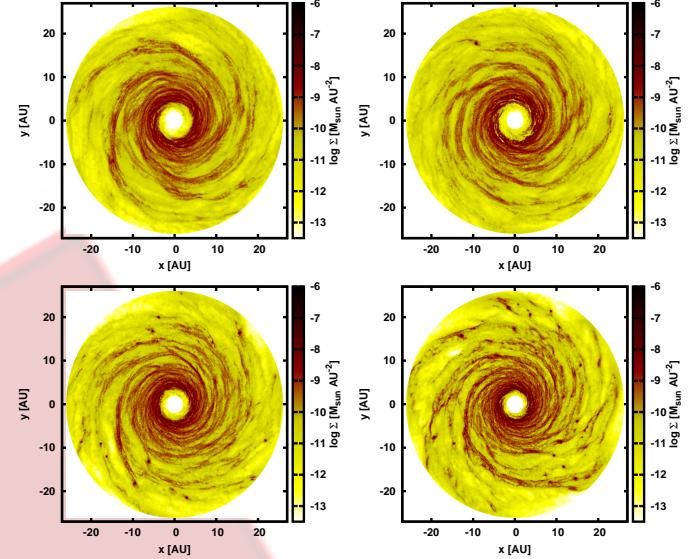


FIG. 2. The logarithmic surface density structure at the end of simulations through use of density-dependent cooling timescale. The input parameters are $\beta_0 = 8$, and $a = 0$ (top left), $a = 0.025$, (top right), $a = 0.05$ (bottom left), and $a = 0.1$ (bottom right).

the disc with this cooling timescale, simulations Run03, Run07, Run08, and Run10-Run14. In these simulation, $\beta_0 \geq 8$, in which case none of the discs were expected to fragment for the constant β (Rice et al. 2005; Faghei 2013). As seen in the simulation Run03 with $\beta_0 = 8$, the clump forms in disc with $a = 0.025$. As the β_0 increases, the minimum value for parameter a also increases. For example, in the simulation Run14 with $\beta_0 = 20$, the clump formation can be occurred with using $a = 0.19$.

In Figure 2, we have plotted four discs, in which cooling timescale in these discs has the several power-law dependence on density, i.e. $a = 0, 0.025, 0.05$, and 0.1 . The discs are run with $\beta_0 = 8$ and $b = 0$. In top left panel of Figure 2, we see a disc with the constant cooling timescale, $\beta = \beta_0 = 8$. As we expect no clump forms in this disc. In the other panels of Figure 2, since we use the density-dependent cooling timescale, the clumps form in the discs. Moreover, the number of clumps increases by adding parameter a .

From Table 1, we can also compare the cooling timescales with density-dependent and temperature-dependent. For the disc with $\beta_0 = 8$, the clump forms if the exponent in temperature-dependent cooling timescale becomes larger than 0.05, however this threshold exponent in the density-dependent cooling timescale decreases to 0.025. This property also happens for larger β_0 , for example if $\beta_0 = 12$, the clump forms if $a = 0.1$ or $b = 0.25$. Thus, we can conclude the sensitivity of the

cooling timescale to the density is more than temperature. This property has not been previously reported by researchers.

IV. SUMMARY AND DISCUSSION

In this paper, we have simulated a cooling and self-gravitating protostellar discs using two-dimensional, smoothed particle hydrodynamics method. We allow the heating effects in the disc due to work done on the gas and artificial viscosity to capture shocks. The disc is cooled using a simple parametrization for the cooling function (Gammie 2001). Faghei(2013) showed the cooling timescale with temperature dependence is effective to form clumps in the unstable discs. However, a real cooling framework based on the optical depth implies that the ratio of cooling to the dynamical timescales has the dependence on the temperature and the density. Thus, in this paper, we assumed the cooling timescale in the unit of the dynamical timescale is the function of temperature and density. For the shearing effects, we exploit a common form of artificial viscosity by Monaghan & Gingold (1983), which uses the parameters α_{sph} and β_{sph} .

For consideration of the cooling timescale with density and temperature dependence, we have performed the simulations with the long cooling timescales, $\beta \gtrsim 8$,



whether the clump can be formed. The simulations showed that the clump formation accelerates if we use such cooling timescale. As, by the dependence increase of cooling timescale on density or temperature, the number of clumps increases and even the clumps can be formed in the smaller radii.

ACKNOWLEDGMENTS

The financial support of the research council of Damghan University with the grant number 91/phys/108/204 is acknowledged.

REFERENCES

- Faghei, K. 2013, RAA, 13, 170
- Gammie, C. F. 2001, ApJ, 553, 174
- Lodato, G., Rice W. K. M. 2005, MNRAS, 358, 1489
- Monaghan, J. J., Gingold, R. A. 1983, J. Comp. Phys., 52, 374
- Rice, W. K. M., Lodato, G., Armitage, P. J. 2005, MNRAS, 364, L56
- Toomre, A. 1964, ApJ, 139, 1217



بررسی نوسانات سریع و آرام حلقه‌های تاج خورشید از تصاویر متوالی

فرابنفش دور

فرهنگ، نسترن؛ تاران، سمیه؛ صفری، حسین

دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران، صندوق پستی: ۴۰۱۹۵-۳۱۳

چکیده

در این مقاله، وجود نوسانی سریع و آرام حلقه‌های تاج خورشید از طریق بررسی تصاویر فرابنفش دور^۱ پشت سرهم استخراج شده و دامنه‌ی این نوسانات استخراج می‌گردد. با اعمال صافی مناسب بر تصاویر پشت سرهم و ایجاد تصویر فضای-زمان^۲ طرح‌های نوسانی حلقه‌ها در تصاویر آشکار خواهد شد. سپس با استفاده از صافی گاوسی بهنای حلقه‌ها و سپس دامنه‌ی طرح‌های نوسانی محاسبه می‌گردد. بدین منظور از تصاویر متوالی ۱۶ اکتبر ۲۰۱۰ تلسکوپ ماهواره‌ی اس‌دی او^۳-نوسانات سریع- و همچنین تصاویر متوالی ۱۰ ژانویه ۲۰۰۸ تلسکوپ ماهواره‌ی استریو^۴-نوسانات آرام- استفاده شده است.

مقدمه

تاج بیرونی ترین لایه‌ی خورشید می‌باشد که شبکه‌ی در هم پیچیده‌ای از خطوط میدان مغناطیسی است. به دام افتادن پلاسمای تاج توسط خطوط میدان مغناطیسی امکان مشاهده‌ی حلقه‌های مغناطیسی را فراهم می‌آورد. در نتیجه مطالعه‌ی ساختار حلقه‌ها و به دنبال آن مطالعه‌ی میدان مغناطیسی خورشید از اهمیت بالایی برخوردار است. ذرات گاز و پلاسمای چگال و داغ موجود در ساختار حلقه‌ها می‌تواند سبب انتشار امواج فرابنفش دور شود. به همین منظور از تصاویر فرابنفش دور در بازسازی ساختار خطوط میدان تاج استفاده می‌شود.^[۱]

در این مقاله با بررسی تصاویر فرابنفش دور تاج خورشید، وجود نوسانی سریع و آرام حلقه‌های تاج استخراج می‌شوند. از تصاویر پشت سرهم تصویر فضای-زمان ایجاد و به منظور واضح سازی طرح‌های نوسانی صافی مناسبی اعمال می‌گردد. با استفاده از برازش‌های گاوسی و سینوسی بهنای حلقه‌ها و دامنه‌ی نوسان‌ها محاسبه می‌شود.

داده‌ها

تلسکوپ ماهواره‌ی خورشیدی اس‌دی او به منظور مطالعه‌ی خورشید و رفتارهای دینامیکی آن در ۱۱ فوریه ۲۰۱۰ پرتاب شد.^[۲] در اینجا، از داده‌های بسته‌ی ابزاری ای‌آی^۳ با قدرت تفکیک فضایی ۶۰ ثانیه قوسی و فاصله زمانی ۱۲ ثانیه در طول موج ۱۷۱ آنگستروم و با ابعاد 4096×4096 مربوط به روز ۱۶ اکتبر ۲۰۱۰ استفاده شده است (شکل ۱). ماهواره‌ی دوگانه‌ی استریو داده‌هایی در سطوح مختلف و به صورت قرص کامل از خورشید فراهم

^۱ Extreme Ultraviolet

^۲ Time-slice

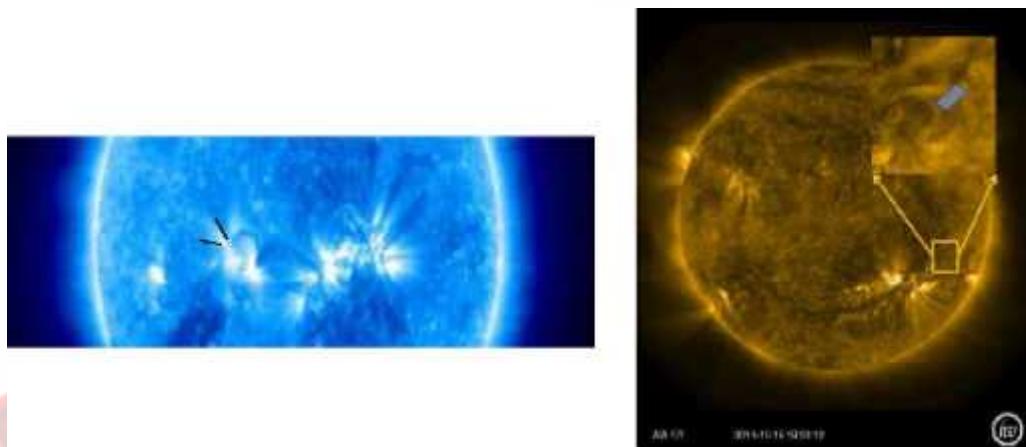
^۳ SDO, Solar Dynamic Observatory

^۴ Stereo,Solar Terrestrial Relations Observatory

^۵ AIA, Atmospheric Imaging Assembly



می‌کند^[۳]. در اینجا از داده‌های ماهواره‌ی استریو A^۱ بسته‌ی ابزاری سچی^۲ با قدرت تفکیک ۵۹ را ثانیه قوسی و فاصله زمانی ۳۰ ثانیه در طول موج ۱۷۱ آنگستروم و با ابعاد ۵۱۲×۲۰۴۸ مربوط به روز ۱۰ ژانویه ۲۰۰۸ استفاده شده است (شکل ۲). برای تصحیح اثر دوران دیفرانسیلی خورشید، تمامی تصاویر نسبت به اولین تصویر تطبیق مختصات داده می‌شوند (علیپور، صفری و اینس ۲۰۱۲، تاج فیروزه و صفری ۲۰۱۲).



شکل ۱: تصویر فرابنفش دور (۱۷۱ آنگستروم) تلسکوپ ماهواره‌ی خورشیدی اس‌دی‌او، ۱۶ اکتبر ۲۰۱۰
 شکل ۲: تصویر فرابنفش دور (۱۷۱ آنگستروم) تلسکوپ ماهواره‌ی خورشیدی استریو، ۱۰ ژانویه ۲۰۰۸

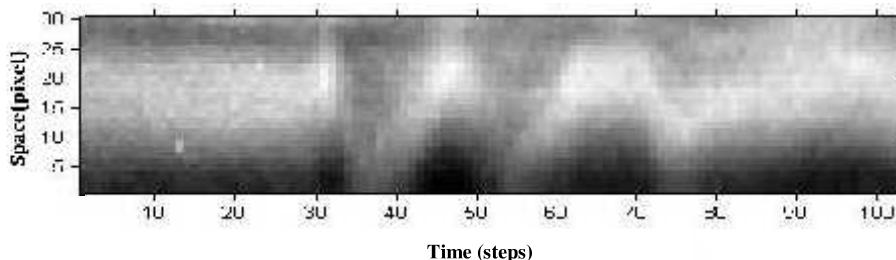
وجوه نوسانی سریع

وجوه نوسان سریع به صورت عرضی منتشر می‌شوند. با پایش یک حلقه در تصاویر متوالی، بردارهای مماس و نرمال (با استفاده از تابع فرنت-سرت^۲) در نقاط مختلف محاسبه می‌شوند. در امتداد بردار نرمال و مماس در راس حلقه متوازی‌الاضلاعی به طول ۳۰ و عرض ۱۰ خانه تشکیل می‌دهیم (شکل ۱). برای حذف وجوه نوسانی آرام، در امتداد حلقه میانگین شدت خانه‌های محاسبه می‌شوند. وجوه مغناطوه‌یرودینامیکی آرام به صورت طولی منتشر می‌شوند. بدین ترتیب وجوه نوسانی سریع را بدست می‌آوریم. تصویر فضازمان حاصل از اعمال صافی کمینه‌ی اختلاف تصاویر متوالی، مطابق با رابطه‌ی

$$\Delta F(x) = F(t_i, y_j) - \min[F(t_{i-k}, y_j), \dots, F(t_{i+k}, y_j)] \quad (1)$$

یجاد می‌شود (شکل ۳).

^۱SECCHI, the Sun-Earth Connection CoronalandHeliospheric Investigation
^۲Frenet- Serret



شکل ۳: تصویر فضای زمان بدست آمده برای 10^2 تصویر متوالی ای ای مربوط به روز ۱۶ اکتبر ۲۰۱۰

در بازه زمانی ۱۹:۰۵:۳۵ تا ۱۹:۰۵:۰۰ و فاصله زمانی ۱۲ ثانیه، حاصل از اعمال صافی کمینه

اختلاف تصاویر

با برازش صافی گاوسی،

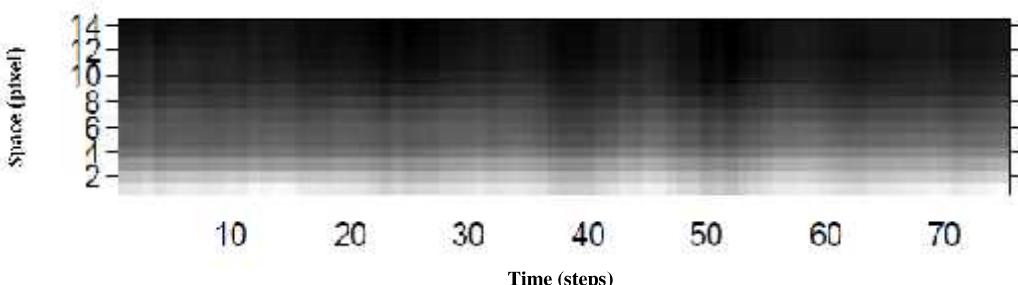
$$F_{fit}(x, t) = b(t) + f(t) \exp\left(-\frac{(s - a(t))^2}{2\delta(t)s}\right) \quad (2)$$

برای هر ستون داده، پهنای حلقه δ و دامنه نوسانها $a(t)$ محاسبه می شود. شدت زمینه تصاویر $b(t)$ برای تصاویر در زمان های مختلف است. برای محاسبه دوره وجوده نوسانی سریع،تابع سینوسی زیر برازش داده می شود

$$a_{fit}(t) = a_s + a_1 \sin\left(\frac{2\pi(t - t_s)}{P}\right) + a_2 \frac{(t - t_s)}{P}. \quad (3)$$

وجوده نوسانی آرام

مشابه با استخراج وجوده نوسانی سریع، با انتخاب دو خط موازی با حلقه ها روی تصاویر (شکل ۲) و محاسبه میانگین شدت کمان های عمود بر حلقه ها در محدوده دو خط، تصویر فضای زمان را تشکیل می دهیم (شکل ۴). بدین ترتیب وجوده نوسانی سریع حذف شده و طرح های مربوط به وجوده آرام را خواهیم داشت.



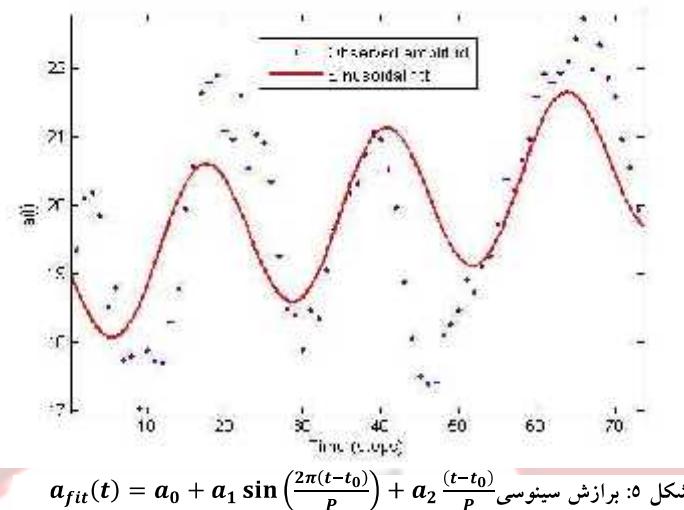
شکل ۴: تصویر فضای زمان بدست آمده برای 75 تصویر متوالی موجود از ماهواره ای / ستریو مربوط به

روز ۱۰ آذیویه ۲۰۰۸ با فاصله زمانی ۳۰ ثانیه، حاصل از اعمال صافی کمینه ای اختلاف تصاویر



نتیجه‌گیری

در این مقاله وجود نوسانی سریع یک حلقه موجود در داده‌های تصویری روز ۱۶ اکتبر ۲۰۱۰ در بازه‌ی زمانی ۱۹:۰۵:۳۵ تا ۱۹:۰۵:۰۰ و وجود نوسانی آرام حلقه‌های موجود در تصاویر ۱۰ ژانویه ۲۰۰۸ مورد بررسی قرار گرفتند و از تصاویر فضای زمان استخراج شدند. طبق مشاهدات انجام شده برای وجود نوسانی سریع، با استفاده از برازش گاوسی متوسط پهنه‌ی حلقه^۸، ۳ مگامتر بدست آمد. نتیجه برازش تابع سینوسی در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۵: برازش سینوسی $a_{fit}(t) = a_0 + a_1 \sin\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{P}\right) + a_2 \frac{(t-t_0)}{P}$

روی دامنه‌های وجود نوسانی سریع (شکل ۴).

در ادامه با استفاده از تصویر فضای زمان ووجه نوسانی آرام (شکل ۴) و اعمال روش مناسب استخراج دامنه و فاز نوسان، روش احتمالی بیزین، محاسبه می شوند. این بخش از پژوهه در حال مطالعه می باشد.

مراجع

۱. Aschwanden, M.J., “Physics of the Solar Corona”, Springer, Germany, ۲۰۰۴.
۲. Sdo.gsfc.nasa.gov
۳. Stereo.gsfc.nasa.gov
۴. Alipour, N.; Safari, H.; Innes, D. E., “An Automatic Detection Method for Extreme-ultraviolet Dimmings Associated with Small-scale Eruption”, ۲۰۱۲.
۵. Tajfirouze, E.; Safari, H., “Can a Nanoflare Model of Extreme-ultraviolet Irradiances Describe the Heating of the Solar Corona?”, ۲۰۱۲.
۶. Aschwanden,M.J. ; Schrijver,C.J., “Coronal loop oscillations observed with AIA : Kink-mode with cross-sectional and density oscillation”, ۲۰۱۱.



گرمایش ناشی از پخش میدان مغناطیسی در ابرهای مولکولی

قریشی، سیده معصومه خصالی، علیرضا^۱

^۱دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده

mekanisem‌های گرمایشی پخشی ابرهای مولکولی را مورد بررسی قرار دادیم. مقدار آهنگ گرمایش ناشی از پخش دوقطبی و هال را به صورت تابعی از میدان مغناطیسی تعیین نمودیم. دریافتیم که وابستگی آهنگ گرمایش ناشی از پخش دوقطبی به میدان مغناطیسی بیشتر از آهنگ گرمایش ناشی از اثر هال می‌باشد. با بررسی مقدار نسبت‌های گرمایشی دریافتیم که می‌توان از گرمایش ناشی از اثر هال در ابرهای مولکولی صرفنظر نمود. ولی در نواحی که چگالی محیط بسیار بالا است، گرمایش ناشی از پخش هال نیز می‌تواند تأثیرگذار باشد.

مقدمه

شکل‌گیری ستارگان یکی از مسائلی است که در اختوفیزیک به آن بسیار توجه شده است. رصدها حاکی از آن است که ستارگان در ابرهای مولکولی شکل می‌گیرند و گمان بر این است که ناپایداری حرارتی می‌تواند به عنوان عامل اولیه شکل‌گیری ساختار در این ابرها محسوب گردد. برای بررسی این ناپایداری، شکل تابع سرمایش و گرمایش بسیار مهم می‌باشد، از این‌رو بررسی‌های متعددی روی مکانیسم‌های گوناگون گرمایشی و سرمایشی انجام گرفته است (همچون 1978 Goldsmith et al. 1988 Hollenbach).

بررسی‌های انجام شده در ابرهای مولکولی نشان داده که سرمایش ناشی از مولکول‌های CO و H_2 ، به عنوان مکانیسم‌های سرمایشی غالب محسوب می‌شوند. در چگالی‌های هیدروژن کمتر از $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ و دماهای بین ۱۰–۴۰K، سرمایش ناشی از CO به عنوان سرمایش غالب محسوب می‌گردد (Goldsmith et al. 1978).

از جمله مکانیسم‌های گرمایشی ابرهای مولکولی، می‌توان گرمایش ناشی از پرتوهای کیهانی، شکل‌گیری مولکول‌های H_2 روی دانه‌ها و جدا شدن آنها از ذرات گرد و غبار، فوتوالکترون‌های ایجاد شده از دانه‌های موجود در ابرهای مولکولی، برخورد با ذرات گرد و غبار، انقباض گرانشی و پخش شدگی میدان مغناطیسی و ... را نام برد که مهم‌ترین منبع خارجی گرمایش گاز در این ابرها، پرتوهای کیهانی می‌باشد (Stahler et al. 2004). گرمایش ناشی از پخش شدگی میدان مغناطیسی توسط مکانیسم پخش دوقطبی بارها مورد بررسی قرار گرفته است (همچون 1992 Shu 2000 Padoan et al. 2000 و Stiele et al. 2006)، ولی گرمایش ناشی از پخش شدگی میدان مغناطیسی توسط مکانیسم پخش هال بررسی نشده است. در این مقاله سعی داریم تا این دو مکانیسم‌های گرمایشی را مورد مطالعه قرار دهیم و آهنگ گرمایش آن‌ها را تعیین نماییم و در نهایت مقایسه‌ای بین آن‌ها انجام دهیم.

مکانیسم‌های گرمایشی پخشی

مکانیسم‌های پخشی موجود در MHD غیر ایده‌آل که سبب پخش میدان میدان مغناطیسی می‌شوند، می‌توانند سبب گرمایش محیط گردند. این مکانیسم‌ها عبارتند از پخش دوقطبی، پخش هال و پخش اهمی که هر یک از این‌ها



می‌توانند در شرایط خاصی مورد توجه قرار گیرند. به عنوان مثال، در ابرهای مولکولی می‌توان از پخش اهمی صرفنظر نمود. برخلاف مکانیسم‌های گرمایشی معمول که وابسته به کمیت‌های فیزیکی سیستم هستند، مکانیسم‌های گرمایشی پخشی اساساً توسط تغییرات فضایی میدان مغناطیسی تعیین می‌شوند.

مکانیسم اصلی پخش میدان مغناطیسی در ابرهای مولکولی، پخش دوقطبی است. این مکانیسم که ناشی از سوق نسبی یون‌ها و ذرات خنثی است، در نواحی با کسر یونیدگی پایین مورد توجه قرار می‌گیرد. این مکانیسم می‌تواند تولید گرمایشی با آهنگ

$$\begin{aligned}\Gamma_{AD} &= \mathbf{F}_{drag} \cdot \mathbf{u}_d \\ &= v_{in} \rho_i \mathbf{u}_d \cdot \mathbf{u}_d \\ &= \gamma \rho_n \rho_i |\mathbf{u}_d|^2\end{aligned}\quad (1)$$

نماید. در این رابطه \mathbf{F}_{drag} ، \mathbf{u}_d و v_{in} به ترتیب نیروی کشش در واحد حجم، سرعت نسبی و فرکانس برخورد بین یون‌ها و ذرات خنثی می‌باشد. γ ضریب کشش بوده و برای ابرهای مولکولی دارای مقدار $\gamma = 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ است (Shu 1992). ρ_n و ρ_i به ترتیب چگالی حجمی ذرات خنثی و یون‌ها بوده و رابطه بین آن‌ها به صورت $\rho_i = C \rho_n^{1/2}$ بیان می‌گردد که $C = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-3/2} \text{ g}^{1/2}$ است (Shu 1992). از طرفی برای چگالی کل چنین محیطی، رابطه $\rho \approx \rho_n$ را داریم. سرعت نسبی میان یون‌ها و ذرات خنثی که به صورت $\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_n$ تعریف می‌گردد با رابطه

$$\mathbf{u}_d = \frac{1}{4\pi\gamma\rho_n\rho_i} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] \quad (2)$$

$$\begin{aligned}\Gamma_{AD} &= \frac{1}{16\pi^2 \gamma \rho_n \rho_i} |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2 \\ &= 0.603 \rho^{-1.5} |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2\end{aligned}\quad (2)$$

اگر L مقیاس طولی باشد که میدان مغناطیسی روی آن تغییر می‌کند، خواهیم داشت

$$\begin{aligned}\Gamma_{AD} &= 0.603 \frac{\rho^{-1.5} \mathbf{B}^4}{L^2} \\ &= 0.801 \times 10^{-35} \frac{n^{-1.5} \mathbf{B}^4}{L^2} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\end{aligned}\quad (3)$$

در بدست آوردن این رابطه از رابطه $\rho \approx \rho_n = n_n m_n$ استفاده شده که در ابرهای مولکولی، $m_n \approx 2.3 m_H$ بوده و $m_H = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$ جرم اتم هیدروژن است. با توجه به رابطه بالا می‌توان گفت که گرمایش ناشی از پخش دوقطبی به شدت وابسته به مقدار میدان مغناطیسی است.

علاوه بر پخش دوقطبی، پخش هال نیز می‌تواند در ابرهای مولکولی حائز اهمیت باشد. این اثر پخشی ناشی از سوق نسبی یون‌ها و الکترون‌ها است و آهنگ گرمایش این مکانیسم پخشی به صورت

$$\begin{aligned}\Gamma_{HE} &= \mathbf{F}'_{drag} \cdot \mathbf{u}'_d \\ &= v_{ei} \rho_e \mathbf{u}'_d \cdot \mathbf{u}'_d \\ &= v_{ei} \rho_e |\mathbf{u}'_d|^2\end{aligned}\quad (4)$$

بیان می‌شود. v_{ei} فرکانس برخورد بین یون‌ها و الکترون‌ها بوده و می‌تواند به صورت $v_{ei} = 51 n_e T^{-1.5} \text{ s}^{-1}$ بیان گردد (Pandey et al. 2008)، که T دمای پلاسم است. $\mathbf{u}'_d = \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e$ سرعت نسبی میان یون‌ها و الکترون‌ها بوده و با رابطه

$$\mathbf{u}'_d = \frac{c}{4\pi e n_e} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (5)$$



$$\begin{aligned}\Gamma_{\text{HE}} &= \frac{51c^2 \rho_e T^{-1.5}}{16\pi^2 n_e e^2} |(\nabla \times \mathbf{B})|^2 \\ &= \frac{51c^2 m_e T^{-1.5}}{16\pi^2 e^2} |(\nabla \times \mathbf{B})|^2 \\ &= 0.115 \times 10^{13} T^{-1.5} |(\nabla \times \mathbf{B})|^2\end{aligned}\quad (5)$$

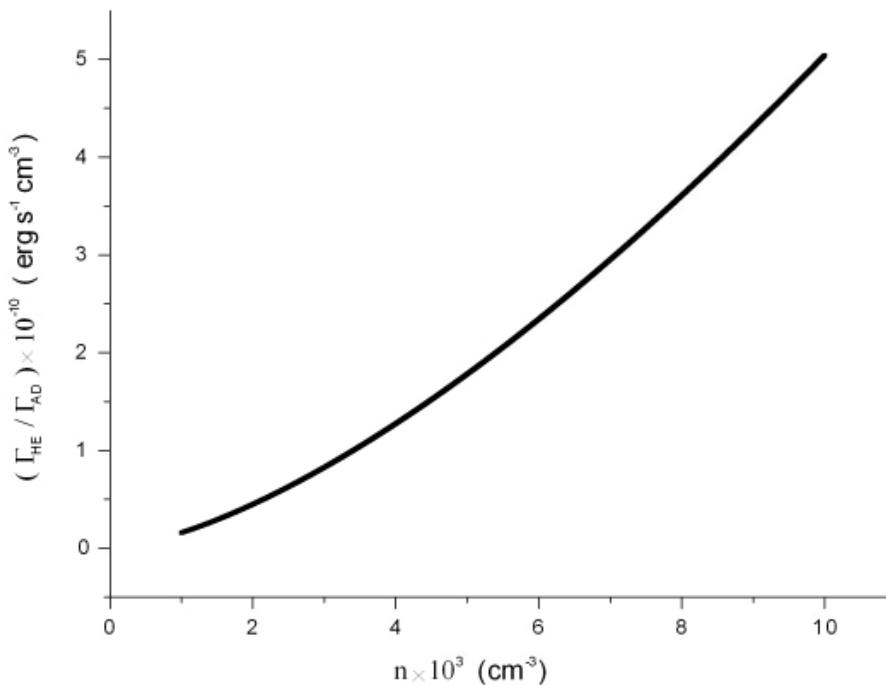
که در بدست آوردن این رابطه از عبارت $\rho_e = n_e m_e$ برای چگالی حجمی الکترون‌ها استفاده شده است (جرم الکترون‌ها $m_e = 9.1 \times 10^{-28}$ g است). اگر فرض کنیم که L مقیاس طولی است که میدان مغناطیسی روی آن تغییر می‌کند، خواهیم داشت

$$\Gamma_{\text{HE}} = 0.115 \times 10^{13} \frac{T^{-1.5} B^2}{L^2} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (6)$$

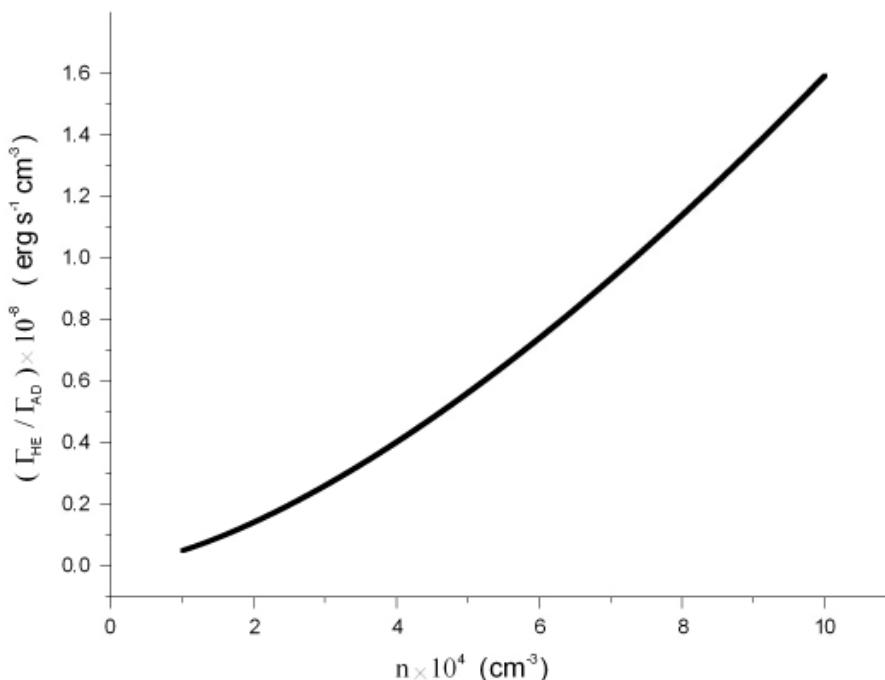
از مقایسه میان رابطه (۳) و رابطه (۶) پیدا است که گرمایش ناشی از اثر هال کمتر از گرمایش پخش دوقطبی با تغییر میدان مغناطیسی تغییر می‌کند. از تقسیم رابطه (۶) بر رابطه (۳) خواهیم داشت

$$\Gamma_{\text{HE}} / \Gamma_{\text{AD}} = 1.4 \times 10^{-23} T^{-1.5} n^{1.5} B^{-2} \quad (7)$$

این رابطه به ما نشان می‌دهد که هر چه میدان مغناطیسی و دمای محیط موردنظر بیشتر باشد، گرمایش پخش هال نسبت به گرمایش پخش دوقطبی از اهمیت کمتری برخوردار خواهد شد. ولی افزایش چگالی سبب خواهد شد که گرمایش پخش هال نیز تأثیر گذار باشد (حتی به مقدار ناچیز). حال محیطی را درنظر بگیرید که میدان مغناطیسی آن $B \approx 30 \mu\text{G}$ و دمای آن $T \approx 10 \text{ K}$ باشد. تغییرات نسبت آهنگ‌های گرمایشی پخشی بر حسب چگالی عددی (در محدوده‌های بیان شده) به صورت نمودارهای زیر خواهد بود.



شکل ۱: تغییرات نسبت آهنگ‌های گرمایشی مکانیسم‌های پخشی بر حسب چگالی عددی (در محدوده $n \approx 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$).



شکل ۲: تغییرات نسبت آهنگ‌های گرمایشی مکانیسم‌های پخشی بر حسب چگالی عددی (در محدوده $n \approx 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$).

از نمودارهای شکل (۱) و (۲) پیدا است که در چگالی‌های عددی بالا، گرمایش ناشی از پخش هال نیز می‌تواند قابل توجه باشد.

نتیجه‌گیری

در این کار به بررسی مکانیسم‌های گرمایشی پخشی در ابرهای مولکولی پرداختیم. با تعیین گرمایش ناشی از این دو مکانیسم، دریافتیم که واپسگی این دو گرمایش به میدان مغناطیسی متفاوت بوده و واپسگی مشابهی به مقیاس طولی که میدان مغناطیسی روی آن تغییر می‌کند، دارد. بررسی‌های ما نشان داد که با افزایش چگالی، تأثیر گرمایش پخش هال بیشتر می‌شود، ولی در مجموع می‌توان در ابرهای مولکولی از گرمایش ناشی از گرمایش با پخش دوقطبی صرفنظر نمود.

مرجع‌ها

1. Hollenbach, D., 1988, *ApL&C*, **26**, 191.
2. Goldsmith, P., & Langer, W., 1978, *ApJ*, **222**, 881.
3. Padoan, P., Zweibel, E., & Nordlund, A., 2000, *ApJ*, **540**, 232.
4. Pandey, B. P., & Wardle, M., 2008, *MNRAS*, **385**, 2269.
5. Shu, F. H., *The Physics of Astrophysics (Volume II)*, 1992, University Science Books.
6. Stahler, S., & Palla, F., *The Formation of Stars*, 2004, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, Weinheim.
7. Stiele, H., Lesch, H., & Heitsch, F., 2006, *MNRAS*, **372**, 862.



مطالعه‌ی ساختار یونیدگی سحابی سیاره نمای NGC1535 با اعمال خطوط بازترکیبی و برخوردي

جمشید قنبری^{۱,۲} ، عادله یونس خواه^۲

^۱ دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی، مشهد

^۲ بخش فیزیک، موسسه آموزش عالی خیام، مشهد

چکیده

با استفاده از الگوی بر هم کشش دو باد ستاره ای، تابع توزیع چگالی یک بعدی با تقارن کروی و قوانین پایستگی جرم، تکانه و انرژی توانستیم ساختارهای دینامیکی و یونیدگی سحابی سیاره نمای NGC1535 را مورد بررسی قرار دهیم. در این الگو علاوه بر محاسبات دینامیکی، شدت خطوط طیفی و سرعت انسپاٹ هیدروژن، هلیوم، نیتروژن و اکسیژن را محاسبه نمودیم که با داده های رصدی تطابق خوبی دارد.

مقدمه

سحابی های سیاره نما بخش عمده ای از سحابی های گازی را شامل می شوند که حدود ۲۰۰ سال پیش توسط منجمان کشف شده اند. تا کنون این اجرام به طور گسترشده ای توسط مشاهدات طیف سنجی مورد مطالعه قرار گرفته اند. طیف نوری آن ها عمدتاً شامل خطوط بازترکیبی H و He می باشند. علاوه بر آن، یک رشته خطوط طیفی مشهور به خطوط ممنوعه به شکل قابل توجهی در این بین خود نمایی می کنند. وجود این خطوط ویژه سبب تمایز این اجرام سماوی می شوند. این طیف، ناشی از یک پوسته ی گازی درخشنan است که توسط یک ستاره ی داغ مرکزی یونیده شده است. بر اساس نظریه ی شکلوفسکی [۸] و پس از آن آبل [۱]، ستارگان مرکزی سحابی های سیاره نما در واقع نمونه های تحول یافته ی غول های قرمز در طول شاخه ی مجانبی در نمودار H-R می باشند که در نهایت با کاهش تابندگی و افزایش دما، به یک کوتوله ی سفید تبدیل می شوند [۵].

بیان الگو

با قرار دادن چارچوب مرجع، بر روی گاز میان ستاره ای ساکن و با فرض این که ستاره ی مرکزی چرخش ندارد و ساکن است، برای یک پوسته ی نازک به جرم M_s و سرعت شعاعی \dot{R}_s در زمان t ، با در نظر گرفتن پایستگی های جرم، تکانه ی خطی و انرژی در پوسته و تابع توزیع چگالی برای تقارن کروی، می توان به معادله ی دینامیک پوسته رسید.

$$\frac{d}{dt} M_s = \int_{r^*}^{r^* \pi} \int_{r^*}^{\pi} \rho(r) (\dot{R}_s - V_{sw}) r^* \sin \theta d\theta d\rho \quad (1)$$

$$\rho(r) = \frac{\dot{m}_{sw}}{4\pi r^* V_{sw}} = \frac{\rho_0}{r^*} \quad (2)$$



$$\frac{d}{dt} [(\dot{R}_S - V_{SW}) M_S] = 4\pi R_S^2 P_W \quad (3)$$

$$L_W = \frac{d}{dt} \left[\frac{\tau}{\gamma} P_W V \right] + P_W \frac{dV}{dt} \quad (4)$$

ترکیب معادلات (۱) تا (۴) نتیجه می‌دهد

$$\frac{L_W}{4\pi \rho_0} = \gamma \dot{R}_S \ddot{R}_S (R_S - V_{SW} t) + \gamma \dot{R}_S (R_S - V_{SW})^\gamma + \gamma R_S \dot{R}_S (\dot{R}_S - V_{SW}) + R_S \ddot{R}_S (R_S - V_{SW} t) \quad (5)$$

فرض می‌کنیم که حرکت پوسته در مراحل اولیه از یک حل همانی با قرار دادن معادلات λ در معادله (۵)، پیروی می‌کند. حال می‌توان معادله بدست

$$L_W = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \lambda (\lambda - 1)^\gamma \dot{m}_{SW} V_{SW}^\gamma \quad (6)$$

آمده را با استفاده از برنامه نویسی در Fortran حل نمود و شاعع، ضخامت، سرعت و جرم سحابی سیاره نما بر حسب زمان را به دست آورد (به ترتیب نمودارهای ۱ تا ۴). می‌توان با حل هم زمان معادلات فوتونیونیدگی (۶) تا (۹)، کسرهای یونیدگی و عمق‌های نوری H و He را در فاصله‌ی بین شاعع داخلی و خارجی سحابی سیاره نما با استفاده از برنامه نویسی با نرم افزار MATLAB به دست آورد (به ترتیب نمودارهای ۵ تا ۸).

$$n(H^\circ) \left(\frac{R_\star}{r} \right)^\gamma \int_{v_{H^\circ}}^{\infty} \frac{\tau v}{c^\gamma} (e^{\frac{hv}{kT_{eff}}} - 1)^{-1} a_v(H^\circ) e^{-\tau(v,r)} dv + y n(He^+) n_e \alpha_A(He^\circ, T_e) + P n(He^+) n_e \alpha_B \quad (6)$$

$$= n_e n(H^+) \alpha_B(H^\circ, T_e)$$

$$n(He^\circ) \left(\frac{R_\star}{r} \right)^\gamma \int_{v_{He^\circ}}^{\infty} \frac{\tau v}{c^\gamma} (e^{\frac{hv}{kT_{eff}}} - 1)^{-1} a_v(He^\circ) e^{-\tau(v,r)} dv + (1-y)n(He^+) n_e \alpha_A(He^\circ, T_e) \quad (7)$$

$$= n(He^+) n_e \alpha_A(He^\circ, T_e)$$

$$\frac{d\tau_v}{dr} = n(H^\circ) a_v(H^\circ) \quad \text{برای } v_H < v < v_{He} \quad (8)$$

$$\frac{d\tau_v}{dr} = n(H^\circ) a_v(H^\circ) + n(He^\circ) a_v(He^\circ) \quad \text{برای } v_{He} < v \quad (9)$$

با استفاده از طیف حاصل از سحابی‌های سیاره نما در می‌یابیم که این دسته از اجرام سماوی دارای طیف نشری می‌باشد. طیف نشریناشی از فرآیند بازترکیب و همچنین بر اثر برخورد‌های تحریکی اتم‌ها و یون‌ها با الکترون‌ها در سحابی به وجود می‌آیند. برای محاسبه شدت خطوط طیف بازترکیبی در راستای دید ناظر برای H و He رابطه‌ی زیر را به کار می‌بریم

$$I(\lambda) = h\nu_\lambda \int n_e n_i \alpha_\lambda^{eff}(T_e) dl \quad (10)$$

که در آن n_i نشان دهنده‌ی چگالی عددی یون مورد نظر است که سبب به وجود آمدن خط طیفی خاصی می‌شود.

ضریب بازترکیب مؤثر می‌باشد که به دمای الکترون و چگالی عددی الکترون وابسته است و برای محاسبه‌ی شدت خطوط طیف برخوردی در راستای دید ناظر برای N و O به صورت زیر عمل می‌کنیم

$$I(\lambda) = h\nu_\lambda \int n_e n_\gamma q_{12} dl \quad (11)$$

n_γ چگالی عنصر مورد نظر در تراز بالا و q_{12} آهنگ گذار برخوردی از تراز دوم به تراز اول بر واحد تعداد ذرات است.

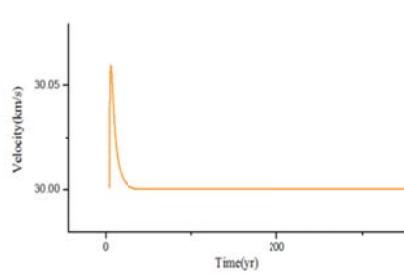
حال برای اعمال آثار حرارتی دوپلری می‌توان نوشت



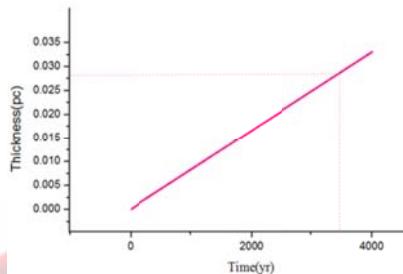
$$I(u) = cte \int_{-\infty}^{+\infty} N_e N_i \exp \left\{ -\frac{m}{\tau k T_e} (\dot{R}_L - u)^2 \right\} du \quad (12)$$

\dot{R}_L سرعت پوسته در راستای دید و u سرعت انتخابی است تا بتوانیم آثار حرارتی دوپلری را اعمال کنیم. در این صورت از

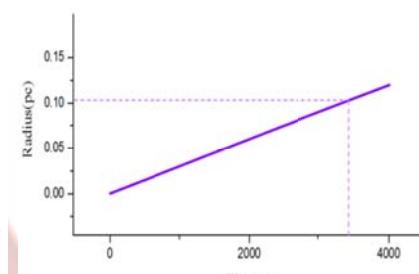
نمودارهای $I(u)$ می‌توان $2V_{exp}$ به دست آورد (به ترتیب نمودارهای ۹ تا ۱۲)



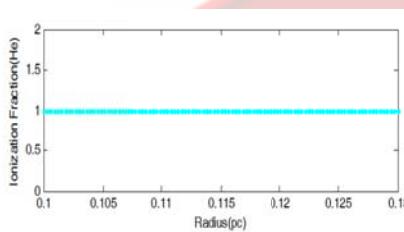
نمودار ۳. نمودار سرعت شعاعی بر حسب زمان



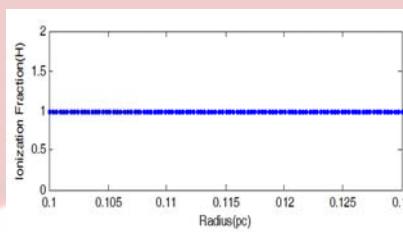
نمودار ۲. نمودار ضخامت بر حسب زمان



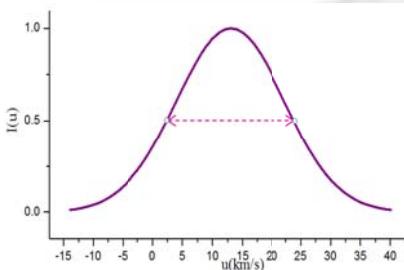
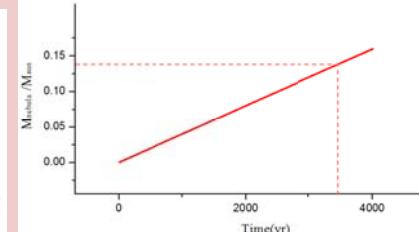
نمودار ۱. نمودار شعاع پوسته بر حسب زمان



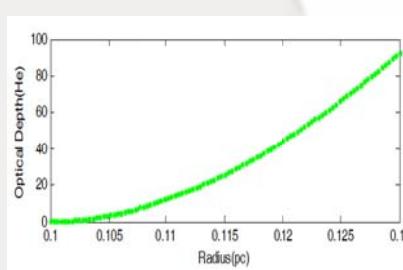
نمودار ۵. نمودار کسر یونیدگی He بر حسب فاصله



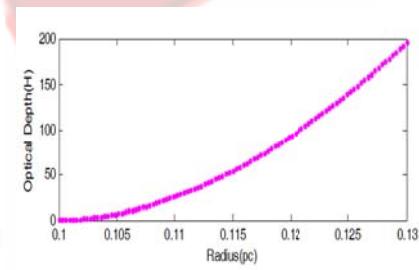
نمودار ۴. نمودار جرم سنجابی سیاره نما بر حسب جرم خورشید نسبت به زمان



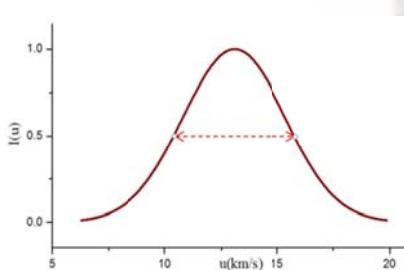
نمودار ۹. نمودار شدت $H\beta$ بر حسب سرعت در راستای دید



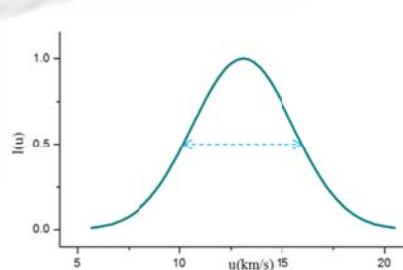
نمودار ۸. نمودار عمق نوری H بر حسب فاصله



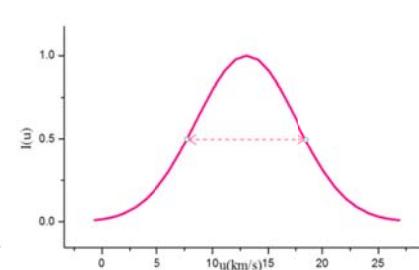
نمودار ۷. نمودار عمق نوری H بر حسب فاصله



نمودار ۱۲. نمودار شدت OII بر حسب سرعت در راستای دید



نمودار ۱۱. نمودار شدت NII بر حسب سرعت در راستای دید



نمودار ۱۰. نمودار شدت HeI بر حسب سرعت در راستای دید



کمیت مورد نظر	داده های رصدی	مقدار محاسبه ای	کمیت مورد نظر	داده های رصدی	مقدار محاسبه ای
شعاع قوسی سحابی سیاره نما	۱۰/۵'' [γ]	-----	$I_{H\beta}$	۱۰۰	۱۰۰
T_{eff} (k)	۶۶۰۰۰ [γ]	-----	$I_{HeI}(\lambda = ۴۰۲۶\text{Å})/I_{H\beta}$	۲/۵۳ [۴]	۲/۷۵
$T_{electron}$	۱۲۰۰۰ [γ]	-----	$I_{HeI}(\lambda = ۴۹۲۲\text{Å})/I_{H\beta}$	۱/۱۱ [۴]	۱/۲۷
R_{in} (pc)	-----	۰/۱۰۱۸	$I_{HeI}(\lambda = ۵۸۷۶\text{Å})/I_{H\beta}$	۱۲/۶۳ [γ]	۱۱/۶۴
عمر ($t_{dynamic}$)	-----	۳۴۰۰	$I_{HeI}(\lambda = ۶۶۷۸\text{Å})/I_{H\beta}$	۳/۳۶ [۴]	۲/۷۱۲
ضخامت (ΔR_s)	-----	۰/۰۲۸۱	$I_{OII}(\lambda = ۳۷۲۹\text{Å})/I_{H\beta}$	۳/۰۱ [۲]	۲/۴۷۶
V_{sw} (km/s)	-----	۱۰	$I_{NII}(\lambda = ۶۵۸۴\text{Å})/I_{H\beta}$	۱/۶۲ [γ]	۲/۲۵۸
\dot{R}_s (km/s)	-----	۳۰ (km/s)	$2 V_{exp}(H\beta)$	-----	۱۰/۷
\dot{M}_{sw} (M_\odot/yr)	-----	2×10^{-۵}	$2 V_{exp}(HeI)$	-----	۵/۳۷
M_s/M_\odot	۰/۵۹ [γ]	۰/۵۴۶	$2 V_{exp}(NII)$	-----	۲/۹
M_{nebula}/M_\odot	۰/۱۳ [۹]	۰/۱۳	$2 V_{exp}(OII)$	-----	۲/۶۸

جدول ۱. مقایسه ای نتایج محاسبه ای با داده های رصدی

نتیجه گیری

با توجه به نتایج به دست آمده از جدول ۱ و تطبیق خوب داده های حاصل از محاسبات دینامیکی و شدت خطوط طیفی سحابی سیاره نمای NGC ۱۵۳۵ با داده های رصدی، به این نتیجه می رسیم که الگوی مناسبی برای بررسی ساختار دینامیکی و یونیدگی این سحابی سیاره نما به کار گرفته شده است. برای محاسبه شدت خطوط HII، HIII و HeII و به دلیل اهمیت نقش خطوط ممنوعه [OIII] در آهنگ سرمایش پوسته، می توان کسر یونیدگی HII، HeII و OIII را محاسبه کرد و شدت خطوط بازترکیبی و برخورده آن ها را به دست آورد.

مرجع ها

- [۱]. Abell, G.O. 1966. *ApJ.*, vol.144, p.259-265.
- [۲]. Aller, L.H., Czyzak, S.J. 1979. *NASA.*, vol.62, p.397-437.
- [۳]. Balick, B. 1987. *ApJ.*, vol.94, no.3, p.671-678.
- [۴]. Krabbe, A.C., Copetti, V.F., 2006. *A&A.*, vol.450, p.159-166.
- [۵]. Osterbrock, D.E. 2006. California., University Science Books.
- [۶]. Pottasch, S.R., Surendiranath, R., Bernard-Salas, J. 2011. *A&A.*, vol.531.
- [۷]. Shklovski, I.S. 1956. *ApJ.*, vol.33, p.315.
- [۸]. Sabbadin, F., Bianchini, A., Hamzaoglu, E. 1984. *A&A.*, vol.136, p.193-199.



The effect Of Wind and thermal conduction On large Scale magnetized ADAFs in the presence of viscosity and magnetic diffusivity

Jamshid Ghanbari^{1,2} and Arezo tajmohammadi¹

¹Department of Physics, School of Sciences, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, 91775-1436, Iran

² Department of Physics, Khayam Institute of Higher Education, Mashhad, Iran

We examine the effects of winds on advection dominated accretion flows with thermal conduction in the presence of viscosity and magnetic diffusivity under a self-similar treatment. The disk gas is assumed to be isothermal. For a steady state structure of such accretion flows a set of self similar solutions are presented. We consider wind in a general magnetic field with three components (r, φ, z) in advection-dominated accretion flows. The solutions show that the structure of accretion flow depends on the thermal conduction and outflows.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

The resistive diffusion of magnetic field is important in some systems, such as the protostellar discs (Fleming & Stone 2003), discs in dwarf nova systems (Gammie & Menou 1998), the discs around black holes (Kudoh & Kaburaki 1996), and Galactic center (Kaburaki et al. 2010). Also, two and three dimensional simulations of local shearing box have shown that resistive dissipation is one of the crucial processes that determines the saturation amplitude of the magnetorotational instability (MRI). As, linear growth rate of MRI can be reduced significantly because of the suppression by ohmic dissipation (Fleming et al. 2000; Masada & Sano 2008).

As mentioned, the observational evidences and the MHD simulations express that the toroidal component of magnetic field and the magnetic diffusivity are important in accretion discs. Thus in this paper by using Akizuki and Fukue (2006) technique we will investigate the effects of winds and thermal conduction on a viscous and resistive ADAF in the presence of a general large-scale magnetic field. Moreover, it is assumed that magnetic diffusivity in the present model is not constant, and escaping and creating of magnetic fields are unbalanced.

II. BASIC EQUATIONS

We investigate the effect of mass outflow by the wind and mass accretion rate by viscosity simultaneously. In cylindrical coordinates (r, φ, z), we vertically integrate the flow equations, also we suppose that all flow variables are only a function of r . The continuity equation reads

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma V_r) + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \dot{M}_W}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

where V_r is the accretion velocity ($V_r < 0$) and $\Sigma = 2\rho H$ is the surface density at a cylindrical radius r . Also, ρ

is the midplane mass density of the disk and the mass loss rate by outflow/wind is represented by \dot{M}_W . So $\dot{M}_W(r) = \int 4\pi r' \dot{m}_w(r') dr'$ where $\dot{m}_w(r)$ is mass loss rate per unit area from each disk face. We write the dependence of the accretion rate \dot{M}_w as follows (e.g., Blandford & Begelman 1999) $\dot{M}_w = -2\pi R\Sigma V_r$,

On the other hand, we can write the continuity equation:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma V_r) = 2\dot{\rho}H \quad (2)$$

where $\dot{\rho}$ the mass loss rate per unit volume and H is the disk half-thickness The equation of motion in the radial direction is:

$$V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{V_\varphi^2}{r} - \frac{GM_*}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr}(\Sigma c_s^2) - \frac{c_\phi^2}{r} - \frac{1}{2\Sigma} \frac{d}{dr}(\Sigma c_z^2 + \Sigma c_\phi^2) \quad (3)$$

where V_φ , c_s and c_r , c_φ , and c_z are the rotational velocity of the gas disk, sound speed and Alfvén velocity components of the fluid respectively. Sound speed is defined as $c_s^2 = \frac{p_{gas}}{\rho}$, p_{gas} being the gas pressure and Alfvén velocity is defined as

$$c_{r,\varphi,z}^2 = B_{r,\varphi,z}^2 / (4\pi\rho) = \frac{2P_{mag,r,\varphi,z}}{\rho} \quad (4)$$

where $P_{mag,r,\varphi,z}$ is the magnetic pressure in three directions. The integrated angular momentum equation over z gives:

$$\begin{aligned} \frac{V_r}{r} \frac{d}{dr}(rV_\varphi) = \\ \frac{1}{\Sigma r^2} \frac{d}{dr}(r^3 \nu \Sigma \frac{d\Omega}{dr}) - \frac{\Omega(l)^2}{2\pi\Sigma r^2} \frac{d\dot{M}}{dr} + \frac{c_\phi c_r}{r} + \frac{c_r}{\Sigma^{1/2}} \frac{\partial(\Sigma^{1/2} c_\phi)}{\partial r} \end{aligned} \quad (5)$$



where the first term on the right hand side represents the viscous force per unit volume and the second term of the right hand side represents angular momentum carried by the outflowing material. Here, $l = 0$ corresponds to a non-rotating wind and $l = 1$ to the outflowing material that carries away the specific angular momentum (Knigge 1999). As noted in the introduction, we assume both of the kinematic coefficient of viscosity and the magnetic diffusivity due to turbulence in the accretion flow. Thus, it is reasonable to use these parameters in analogy to the α -prescription of Shakura & Sunyaev (1973) for the turbulent,

$$\nu = P_m \eta = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_k} \quad (6)$$

where P_m is the magnetic Prandtl number, which is assumed a constant of order of unity, η is the magnetic diffusivity, and α is a free parameter less than unity.

By integrating over z of the hydrostatic balance, we have:

$$\frac{GM}{r^3} H^2 - \frac{H c_s}{\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma^{1/2} c_z) = c_s^2 + \frac{1}{2} (c_\phi^2 + c_r^2) \quad (7)$$

We will show the dynamical properties of the disk for different values of B_r, B_ϕ, B_z . Now we can write the energy equation considering cooling and heating processes in an ADAF. We assume the generated energy due to viscous dissipation and the heat conducted into the volume are balanced by the advection cooling and energy loss of outflow. Thus,

$$\begin{aligned} \frac{\Sigma V_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} - 2H V_r c_s^2 \frac{d\rho}{dr} &= \frac{f\alpha \Sigma c_s^2}{\Omega_k} r^2 \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2 - \\ \frac{2H}{r} \frac{d}{dr} (r F_s) - \frac{1}{2} \eta_0 m_w(r) V_k^2(r) + 2H \frac{\eta}{4\pi} J^2 &\quad (8) \end{aligned}$$

where the first term on the right hand side is the advection transport energy. The advection factor of f in general depends on the details of the heating and radiative cooling mechanisms and will vary with position (e.g. Watari 2006, 2007; Sinha et al. 2009). However, we assume a constant f for simplicity. Clearly, the case $f = 1$ corresponds to the extreme limit of no radiative cooling and in the limit of efficient radiative cooling, we have $f = 0$. The second term on right hand side represents energy transfer due to thermal conduction and $F_s = 5\phi_s \rho c_s^3$ is saturated conduction flux on the direction of the temperature gradient (Cowie & McKee 1977). Dimensionless coefficient ϕ_s is less than unity. Also, the last term on the right hand side of the energy equation is the energy loss due to the wind or outflow (Knigge 1999). Depending on the energy loss mechanisms, the dimensionless parameter η_0 may change. We consider it as a free parameter for our models so that larger η_0 corresponds to more energy extraction from the disk because of the outflows. Also the

last term on the right hand side of the energy equation is the resistive heating rate. Also $J = \nabla \times B$ is the current density, B being the magnetic field. We consider a magnetic field in the disk with three components B_r, B_ϕ and B_z in the cylindrical coordinates (r, φ, z) . Therefore, we need the three-components of the induction equation to measure the magnetic field escaping/creating rates:

$$\dot{B}_r = 0 \quad (9)$$

$$\dot{B}_\varphi = \frac{d}{dr} [(V_\varphi B_r - V_r B_\varphi) - \frac{\eta}{r} (r B_\varphi)] \quad (10)$$

$$\dot{B}_z = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [r(V_r B_z + \eta \frac{dB_z}{dr})] \quad (11)$$

where $\dot{B}_r, \dot{B}_\varphi$ and \dot{B}_z are the field escaping/creating rates due to the magnetic instability.

Now, we have a set of ordinary differential equations that describe the dynamical behavior of a magnetized ADAF flow including the wind.

III. SELF-SIMILAR SOLUTIONS

To better understanding of the physical processes taking place in our hot accretion disk, we seek self similar solutions of the above equations. Therefore, following Akizuki & Fukue (2006), we write similarity solutions as

$$V_r(r) = -c_1 \alpha V_k(r) \quad (12)$$

$$V_\varphi(r) = c_2 V_k(r) \quad (13)$$

$$c_s^2 = c_3 V_k^2 \quad (14)$$

$$c_{r,\varphi,z}^2 = \frac{B_{r,\varphi,z}^2}{4\pi\rho} = 2\beta_{r,\varphi,z} c_3 \frac{GM}{r} \quad (15)$$

where

$$V_k(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (16)$$

where the coefficients c_1, c_2 and c_3 are similar to those in Akizuki & Fukue (2006), and β_r, β_φ and β_z measure the ratio of magnetic pressure in three directions to the gas pressure, $\beta_{r,\varphi,z} = p_{mag,r,\varphi,z}/p_{gas}$. We assume the surface density Σ has the form of:

$$\Sigma = \Sigma_0 r^s \quad (17)$$

The half-thickness of the disk still satisfies the relation H and we obtain

$$H(r) = H_0 r \quad (18)$$



Note that the value of s should be determined iteratively for consistency. Then we assume that the power law index of the density ρ in the radial direction is constant regardless of z . Hence we set $\rho \propto r^{s-1}$.

$$\dot{\rho} = \dot{\rho}_0 r^{s-\frac{5}{2}}, \dot{B}_{r,\varphi,z} = \dot{B}_{r0,\varphi0,z0} r^{\frac{s-5}{2}} \quad (19)$$

$$\dot{M}_w = \dot{M}_0 r^{s+\frac{1}{2}}, \dot{m}_w = \frac{1}{4\pi} \dot{m}_0 r^{s-\frac{3}{2}} \quad (20)$$

It should be noted that, for a self-similar disk without any wind mass loss, the suffix s is $s = -\frac{1}{2}$. By substituting the above self-similar solutions into the dynamical equations of the system, we obtain the following system of dimensionless equations, to be solved for c_1, c_2 and c_3 :

$$c_1 = \frac{\dot{M}_0 w}{2\pi\alpha\sqrt{GM}\Sigma_0} \quad (21)$$

$$c_3 = \frac{H_0^2}{2H_0\sqrt{\beta_r\beta_z}(\frac{s-1}{2}) + 1 + \beta_\varphi + \beta_\phi} \quad (22)$$

$$-\frac{1}{2}c_1^2\alpha^2 = c_2^2 - 1 - [s - 1 + \beta_z(s + 1) + \beta_\varphi(s + 1)]c_3 \quad (23)$$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2}c_1c_2\alpha &= \frac{-3}{2}\alpha(s + 1)c_2c_3 + c_3(s + 1)\sqrt{\beta_r\beta_\varphi} - \\ &\quad \frac{l^2}{2\pi\Sigma_0\sqrt{GM}}(s + \frac{1}{2})\alpha c_2 \end{aligned} \quad (24)$$

$$(\frac{1}{\gamma - 1} + (s - 1))c_1c_3 = \frac{9}{4}fc_3c_2^2 - \frac{1}{8}\eta\dot{m} \quad (25)$$

$$-\frac{5}{\alpha}\phi_s(s - \frac{1}{2})c_3^{\frac{3}{2}} + \frac{\alpha f}{P_m}[(s - 2)^2\beta_z + s^2\beta_\varphi]c_3^2 \quad (25)$$

where $\dot{m} = \frac{\dot{M}_0 w}{\pi\alpha\Sigma_0\sqrt{GM}}$ is the nondimensional mass accretion rate. Now, H_0 can be found from equation (22) as,

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{1}{2}[(s - 1)c_3\sqrt{\beta_r\beta_z} + \\ &\quad \sqrt{c_3^2(s - 1)^2\beta_r\beta_z + 4(1 + \beta_\varphi + \beta_r)c_3}] \end{aligned} \quad (26)$$

and thus we obtain the half-thickness of the disk $H = H_0r$. We obtain an algebraic equation of degree four for c_1 :

$$G^2c_1^4 + 2EGc_1^3 + (E^2 + 2FG)c_1^2 + (2EF - D^2)c_1 + F^2 = 0 \quad (27)$$

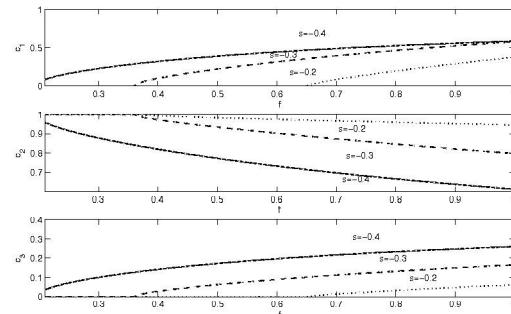


FIG. 1. Numerical coefficients c_i 's as a function of advection parameter f for several values of s . All panels are set up for $l = 1, \eta_0 = 1, \alpha = 0.3, \beta_z = 1, \beta_\varphi = 1, \phi_s = 0.1, P_m = \infty$ and $\gamma = 1.3$

where

$$AA = [\frac{1 - 2l^2(s + \frac{1}{2})}{3(s + 1)}] \quad (28)$$

$$A = [(s - 1) + \beta_z(s - 1) + \beta_\varphi(s + 1)]AA \quad (29)$$

$$B = (\frac{1}{\gamma - 1} + s - 1)AA, C = \frac{9}{4}fAA \quad (30)$$

$$D = \frac{5}{\alpha}\phi_s(s - \frac{1}{2})(AA)^{3/2} \quad (31)$$

$$W = \frac{\alpha f}{P_m}[(s - 2)^2\beta_z + s^2\beta_\varphi]AA^2 \quad (32)$$

$$E = (B - AC - W), F = \frac{1}{4}\eta - C, G = \frac{1}{2}\alpha^2C \quad (33)$$

This algebraic equation shows that the variable c_1 which determines the behaviour of radial velocity depends only on $\alpha, \phi_s, \beta_r, \beta_\varphi, \beta_z$ and f . Other flow's quantities such as c_2 and c_3 can be obtained easily from c_1 :

$$c_2^2 = -\frac{1}{2}c_1^2\alpha^2 + Ac_1 + 1 \quad (34)$$

$$c_3 = c_1(\frac{1 - 2(s + \frac{1}{2})l^2}{3(s + 1)}) \quad (35)$$

IV. RESULTS AND DISCUSSION

Now we can analyse the behavior of solutions in the presence of outflow and thermal conduction. The parameters of the model are the ratio of specific heat γ ,

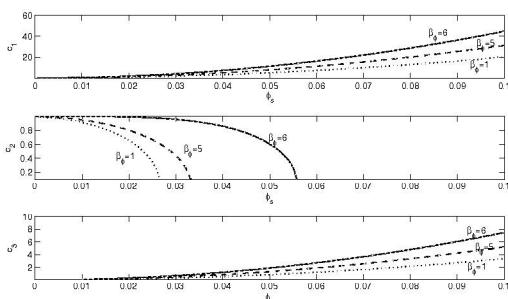


FIG. 2. Numerical coefficients $c_i s$ as a function of thermal conduction ϕ_s for several values of β . All panels are set up for $l = 1, \eta_0 = 1, \beta_\phi = 1, \beta_z = 1, P_m = \infty$ and $f = 1$

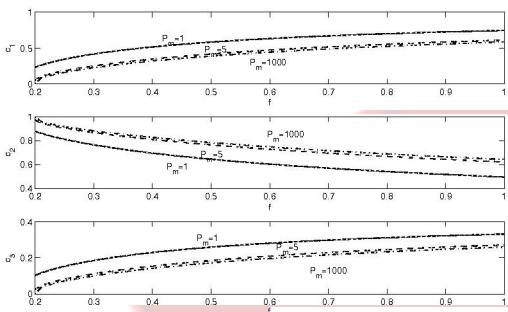


FIG. 3. Numerical coefficients $c_i s$ as a function of advection parameter f for several values of P_m . All panels are set up for $l = 1, \eta_0 = 1, \beta_\phi = 1, \beta_z = 1, \gamma = 1.3, \phi_s = 0.1, \alpha = 0.3, s = -0.4$ and $f = 1$

the standard viscous parameter α , energy-advection parameter f , degree of magnetic pressure to gas pressure in different directions $\beta_r, \beta_\varphi, \beta_z$ and s which determines the outflow from the disks.

To show the behavior of the solutions respect to the wind influences we have plotted disks physical quantities for different values of s in Figure 1. The value of s measure the strength of outflows, and larger values of s denote strong outflows. Each curve is labeled with its corresponding s . We can see that ADAFs with winds rotate more quickly than those without wind, radial flows of the accretion materials also decrease for larger s . Strong-wind models have a lower vertical thickness compared to the weak-wind model because by increasing s we can see that c_3 decreases which means that the sound speed and vertical thickness decrease as well.

Figure 2 shows how c_1, c_2 and c_3 change with ϕ_s . We can see by increasing ϕ_s radial velocity and sound speed increase but rotational velocity decreases. Actually, outflows play as a cooling agent and thermal conduction provides extra heating and there is a competition between these physical factors. The effects of winds and thermal conduction on c_1, c_2 and c_3 are against each other. Also by increasing β_ϕ, c_1, c_2 and c_3 increase. This result agrees well with Ganbari & Tajmohammadi (2013).

In Figure 2 we can see by increasing the magnetic diffusivity, P_m^{-1} , the radial velocity increases, also sound speed and vertical thickness increase as well. While the rotational velocity decreases by increasing P_m^{-1} .

V. CONCLUSION

Our results have shown that strong wind/outflow can have lower temperature and they are satisfied with the results presented by Kawabata & Mineshige (2009). The most important finding of these similar solutions is that, our accreting flow is affected not only by mass-loss but also by loss of energy by the wind/outflow. Actually, outflows play as a cooling agent and thermal conduction provides extra heating and there is a competition between these physical factors.

The present model represented the outflows and thermal conduction in accretion flows can improve by the resistivity and magnetic field. These properties are in accord with resistive MHD simulations of Fendt & Čemeljić (2002) and Čemeljić et al (2008). For example, Fendt & Čemeljić (2002) showed that resistivity can affect the outflows structure in accretion discs. Moreover, they found that the outflow velocity increases with the magnitudes of the resistivity and toroidal magnetic field.

- [1] Akizuki, C.,& Fukue, J. 2006, PASJ,58,469
- [2] Blandford R. D., Begelman M, 1999, MNRAS, L1
- [3] Ce2008Čemeljić M., Gracia J., Vlahakis N., Tsinganos K., 2008, MNRAS, 389, 1022
- [4] Cowie, L.L.McKee, C.F.,1977,ApJ,275,641
- [5] Fendt C.,Čemeljić M., 2002, A&A, 395, 1045
- [6] Fleming T. P. et al. 2000, ApJ, 530, 464
- [7] Fleming T. P., Stone J. M., 2003, ApJ, 585, 908
- [8] Ghanbari, J. Tajmohammadi, A. 2013, Astrophysic. Space Si,343,745
- [9] Masada Y., Sano T, 2008, ApJ, 689, 1234
- [10] Kaburaki O., Nankou T., Tamura N., Wajima K., 2010, PASJ, 62, 1177
- [11] Kawabata R., Mineshige S., 2009, PASJ, 61, 1135
- [12] Knigge C., 1999,MNRAS, 309,409
- [13] Kudoh T., Kaburaki O., 1996, ApJ, 460, 1996
- [14] Shakura, N.I., & Sunyaev, R.A. 1973, A&A, 24, 337
- [15] Sinha M., Rajesh S. R., Mukhopadhyay B., 2009, RAA, 9, 1331
- [16] Watarai, K. 2006, ApJ, 648, 523
- [17] Watarai, K. Y. 2007, PASJ, 59, 443



بررسی اثر دما و میدان مغناطیسی بر ساختار ستاره کوارکی

غلامحسین بردبار^{۱,۲}، فاطمه کیانی خو^۱

^۱پژوهش فیزیک، دانشگاه شیراز

^۲مرکز تحقیقات نجوم و اختر فیزیک مراغه

چکیده

در این مقاله ما، معادله حالت ماده کوارکی را در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی قوی با استفاده از روش کیسه ای MIT محاسبه نموده ایم. سپس با استفاده از معادلات نسبیت عام TOV، به محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه پرداخته ایم. در آخر نتایج محاسبات را با نتایج مشاهداتی گزارش شده برای ستاره کوارکی مقایسه کرده ایم.

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF TEMPERATURE AND MAGNETIC FIELD ON THE STRUCTURE OF STRANGE QUARK STAR

G. H. BORDBAR^{1,2}; F. KAYANIKHOO¹

¹Physics Department, Shiraz University

²Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha

Abstract

In this paper, we have calculated the equation of state of quark matter in different temperatures in the presence of strong magnetic field using the MIT bag model. Then, by using general relativistic TOV equation, we have calculated the structure of spin polarized strange quark star. Finally we have compared our results with observational results for strange quark star.

مقدمه

بررسی اجرام فشرده همواره یکی از موضوعات مورد توجه فیزیکدانان و اخترشناسان بوده است، چرا که این اجرام می توانند آزمایشگاه های مناسی جهت تحقیق اصول اساسی فیزیک در شرایط دور از دسترس چگالی و دمای بالا باشند. یک گروه جالب از اجرام فشرده، ستاره های کوارکی هستند. ستاره کوارکی از ماده کوارکی شامل ذرات کوارک بالا، پایین، شگفت و تعداد اندازی کترون تشکیل شده است. وجود تعداد زیاد ذرات کوارک دارای اسپین در ستاره کوارکی (به طور نوعی 10^{10} ذره) باعث بوجود آمدن شار مغناطیسی و در نتیجه ایجاد میدان مغناطیسی در حدود $10^{18} - 10^{20}$ گاووس در ستاره می شود [1-8]. همچنین همانطور که گفته شد در اجرام فشرده و از جمله ستاره کوارکی شرایط چگالی و دمای بالا ($n=10^{15}$ gr/cm³ و $T=30$ MeV) وجود دارد.

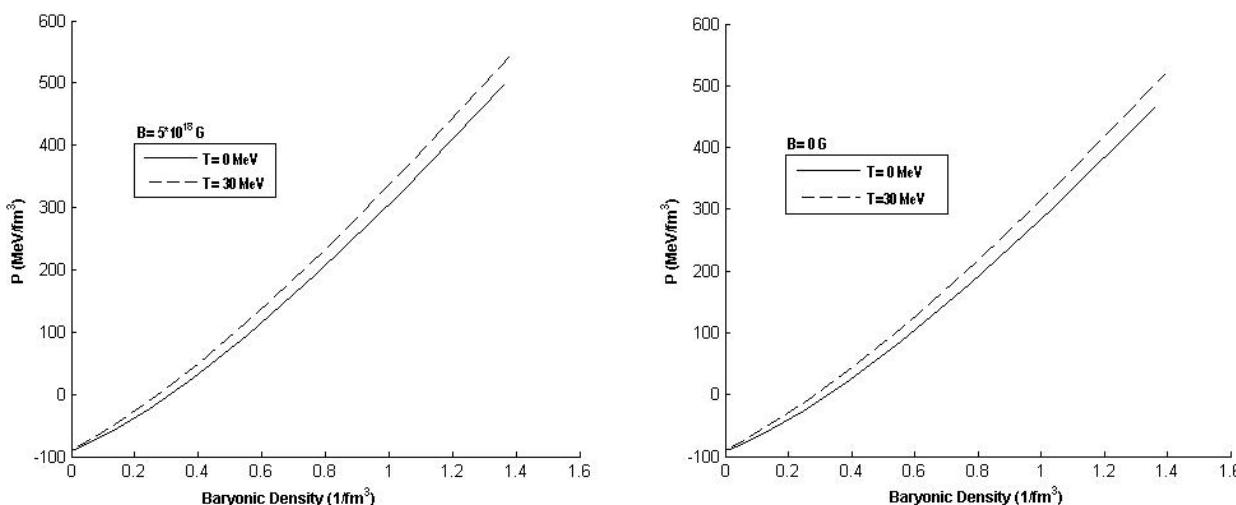
ما در مقاله های قبلی خود به بررسی ستاره کوارکی پلاریزه در دمای صفر [9,10]، ستاره کوارکی غیر پلاریزه در دمای معین [11] و ستاره کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی قوی در دمای معین پرداخته ایم [12]. در این مقاله بعد از محاسبه ساختار ستاره کوارکی در حضور دما و میدان مغناطیسی قوی، به مقایسه نتایج محاسباتی و نتایج مشاهداتی برای ستاره کوارکی خواهیم پرداخت. محاسبات را در دو حالت حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی و در دمای صفر و 30 MeV انجام می دهیم.

محاسبات

در این مقاله ستاره کوارکی خالص متشکل از سه کوارک بالا، پایین و شگفت با اسپین های بالا و پایین در نظر می گیریم و با توجه به چگالی کم الکترون ها در ماده کوارکی، از آنها در محاسبات خود صرفنظر می کنیم. برای محاسبه معادله حالت از مدل کیسه ای MIT بهره می گیریم. در این مدل ذرات کوارک آزاد به صورت محدود در کیسه ای به فشار B در نظر گرفته می شوند که این فشار B به برهمکنش کوارک-کوارک وابسته است. به طور معمول فشار کیسه ای B را 55 یا 90 (MeV/fm³) در نظر می گیرند. در اینجا ما از $B=90$ MeV/fm³ استفاده می کنیم.


نتایج

شکل (۱) معادله حالت ماده کوارکی را به صورت تابعی از چگالی باریونی سیستم، در دو دمای مختلف و در عدم حضور میدان مغناطیسی نشان می‌دهد. از این نمودار مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی، فشار سیستم نیز افزایش می‌یابد. همچنین در چگالی ثابت، افزایش دما سبب افزایش فشار سیستم می‌شود که این افزایش فشار در چگالی‌های بالاتر بیشتر مشاهده می‌شود. به عبارت دیگر می‌توان گفت که با افزایش دما معادله حالت ماده کوارکی سخت‌تر می‌شود. در شکل (۲) معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $G = 5 \times 10^{18}$ در دو دمای مختلف بر حسب چگالی باریونی سیستم ترسیم شده است. همان‌طور که می‌توان مشاهده کرد، با افزایش دما در چگالی ثابت، معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی سخت‌تر می‌شود. از مقایسه نتایج معادله حالت در دو حالت حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی در دما و چگالی ثابت، می‌توان فهمید که حضور میدان مغناطیسی در دما و چگالی ثابت باعث سخت‌تر شدن معادله حالت می‌شود.



شکل ۲. معادله حالت سیستم در حضور میدان مغناطیسی.

شکل ۱. معادله حالت سیستم در عدم حضور میدان مغناطیسی.

اجرام فشرده مانند کوتوله‌های سفید، ستاره‌های نوترونی و ستاره‌های کوارکی دارای جرم حدی (جرم ماکزیمم) می‌باشند که در این جرم، ستاره در تعادل هیدرواستاتیکی می‌باشد. برای بدست آوردن این جرم حدی از معادلات TOV بهره می‌بریم [13]. از آنجا که ستاره کوارکی یک جرم نسبیتی می‌باشد، باید از فرم نسبیتی این معادلات استفاده نمود:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G[\varepsilon(r) + \frac{P(r)}{c^2}][m(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2}]}{r^2[1 - \frac{2Gm(r)}{rc^2}]} \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r) \quad (2)$$

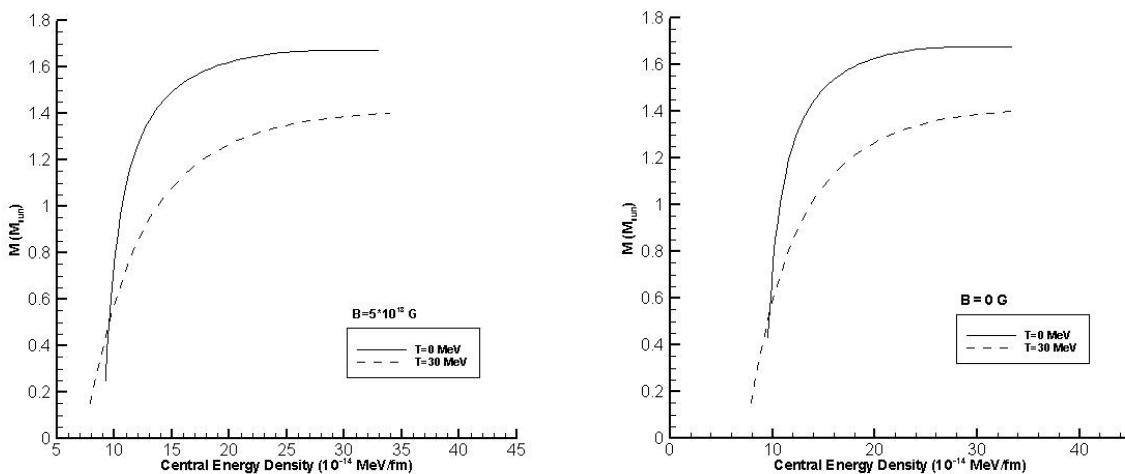
همچنین انتقال به قرمز گرانشی (Z_s) برای ستاره از معادله زیر محاسبه می‌شود:

$$Z_s = [1 - 2(\frac{GM}{c^2 R})]^{-\frac{1}{2}} - 1 \quad (3)$$

که در آن R شعاع و M جرم حدی ستاره می‌باشد.

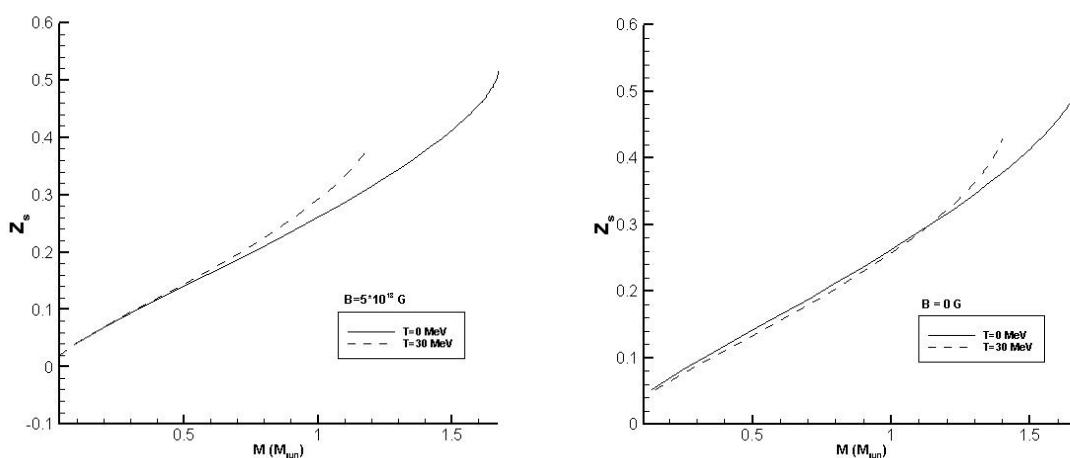


در شکل (۳) جرم بر حسب چگالی انرژی مرکزی ستاره کوارکی در دو دمای مختلف و در عدم حضور میدان مغناطیسی ترسیم شده است. همانطور که مشاهده می شود با افزایش چگالی انرژی، جرم افزایش می یابد تا به جرم حدی ستاره برسد. همچنین می توان مشاهده نمود که جرم حدی ستاره با افزایش دما کاهش می یابد. شکل (۴)، نمودار جرم ستاره را به صورت تابعی از چگالی انرژی در میدان مغناطیسی $G \times 10^5$ و در دو دمای مختلف نشان می دهد. این نمودار نشان می دهد که با افزایش چگالی انرژی مرکزی ستاره، جرم ستاره افزایش می یابد تا به جرم حدی برسد. همچنین این نمودار نشان می دهد که جرم حدی ستاره با افزایش دما کاهش می یابد.



شکل ۳. نمودار جرم بر حسب چگالی انرژی ستاره در عدم حضور میدان مغناطیسی.

در شکل‌های (۵) و (۶) نمودار انتقال به قرمز گرانشی ستاره کوارکی در دو دمای مختلف، در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی ترسیم شده است. از این دو نمودار می توان مشاهده کرد که با افزایش جرم گرانشی ستاره، انتقال به قرمز گرانشی افزایش می یابد تا به یک مقدار حدی برسد. همچنین در هر دو نمودار مشاهده می شود که افزایش دما سبب کاهش انتقال به قرمز گرانشی ستاره می شود.



شکل ۵. نمودار انتقال به قرمز گرانشی بر حسب جرم در عدم حضور میدان مغناطیسی.

در جدول های (۱) و (۲) نتایج مربوط به ساختار ستاره کوارکی در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی آورده شده است. نتایج نشان می دهند که افزایش دما سبب کاهش جرم، شعاع و در نتیجه انتقال به قرمز گرانشی ستاره می شود. همچنین از مقایسه نتایج جدول (۱) و (۲)



واضح است که حضور میدان مغناطیسی باعث کاهش جرم و شعاع و نیز انتقال به قرمز گرانشی ستاره کوارکی در دمای ثابت می شود. بالاترین انتقال به قرمز گرانشی در این مقاله $Z_s = 0.52$ (در دمای صفر و عدم حضور میدان مغناطیسی) محاسبه شده است. همچنین کمترین انتقال به قرمز محاسبه شده در این مقاله $Z_s = 0.37$ (در دمای 30 MeV و میدان مغناطیسی $G = 10^{18} \text{ G}$) می باشد که فقط حدود ۵ درصد بیشتر از نتایج مشاهداتی گزارش شده برای ستاره کوارکی RX J185635-3754 ($Z_s = 0.35 \pm 0.15$) می باشد [14].

جدول ۱. نتایج مربوط به ساختار ستاره در دو دمای مختلف و عدم حضور میدان مغناطیسی

T (MeV)	M (M_{\odot})	R(km)	Z_s
.	$1/68$	$8/70$	0.52
30	$1/40$	$8/08$	0.43

جدول ۲. نتایج مربوط به ساختار ستاره در دو دمای مختلف و حضور میدان مغناطیسی $G = 10^{18} \text{ G}$

T (MeV)	M (M_{\odot})	R(km)	Z_s
.	$1/67$	$8/71$	0.51
30	$1/17$	$7/37$	0.37

مرجع‌ها

- [1] M. Bocquet, S. Bonazzola, E. Gourgoulhon, and J. Novak, *Astron. Astrophys.* **301**, 757 (1995).
- [2] C. Y. Cardall, M. Prakash, and J. M. Lattimer, *Astrophys.J.* **554**, 322339 (2001).
- [3] D. Lai, and S. L. Shapiro, *Astrophys. J.* **383**, 74575 (1991).
- [4] S. Chakrabarty, D. Bandyopadhyay, and S. Pal, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 28982901 (1997).
- [5] D. Bandyopadhyay, S. Chakrabarty, and S. Pal, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 21762179 (1997).
- [6] A. E. Broderick, M. Prakash, and J. M. Lattimer, *Phys. Lett.* **B531**, 167174 (2002).
- [7] E. J. Ferrer, V. de la Incera, J. P. Keith, I. Portillo, and P. P. Springsteen, *Phys. Rev.* **C82**, 065802 (2010).
- [8] M. Malheiro, S. Ray, H. J. Mosquera Cuesta, and J. Dey, *Int.J.Mod.Phys.* **D16**, 489499 (2007).
- [9] G.H. Bordbar and A. Peyvand, *Res. Astron. Astrophys.* **11**, 851 (2011).
- [10] G.H. Bordbar, H. Bahri and F. Kayanikhoo *Res. Astron. Astrophys.* **12**, 1280 (2012).
- [11] G. H. Bordbar, A. Poostforush, A. Zamani, *Astrophysics*, **54**, 309 (2011).
- [12] G. H. Bordbar, F. Kayanikhoo and H. Bahri. *Iranian J. Sci. Tech.* (2013) in Press.
- [13] S. L. Shapiro and S. A. Teukolski, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*. (wiley ,1983).
- [14] M. Prakash, J. M. Lattimer, A. W. Steiner and D. Page, *Nucl. Phys. A* **715**, 835 (2003).



The Effect of Twisted Magnetic Field on the Kink Waves

K. Karami¹ and K. Bahari²

¹*Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran Street, Sanandaj, Iran*

²*Physics Department, Faculty of Science, Razi University, Kermanshah, Iran*

We consider the kink modes in a zero-beta cylindrical compressible thin magnetic flux tube modelled as a twisted core surrounded by a magnetically twisted annulus, both embedded in a straight ambient external field. The dispersion relation is derived and solved numerically to obtain the frequencies of the kink waves. The main result is that the twisted magnetic annulus does affect the period ratio P_1/P_2 of the kink modes. For the kink modes, the magnetic twist in the annulus region can achieve deviations from $P_1/P_2 = 2$ of the same order of magnitude as in the observations.

I. INTRODUCTION

Transverse coronal loop oscillations triggered by explosive events, such as flares or filament eruptions, were first identified by Aschwanden et al. (1999) and Nakariakov et al. (1999) using the observations of TRACE (Transition Region And Coronal Explorer). These oscillations have been interpreted as the kink MHD modes of a cylindrical coronal flux tube by Nakariakov et al. (1999).

One of the important tools in the coronal seismology is determination of the period ratio P_1/P_2 between the period P_1 of the fundamental mode and the period P_2 of its first harmonic. The deviation of the period ratio from its canonical harmonic value of 2 has been observed in coronal loop oscillations. Verwichte et al. (2004), using the observations of TRACE, have identified the fundamental and its first harmonic of the transverse kink mode in two coronal loops. The period ratios observed by Verwichte et al. (2004) are 1.81 ± 0.25 and 1.64 ± 0.23 . However, these values were corrected with the improvement of the observational error bars to 1.82 ± 0.08 and 1.58 ± 0.06 , respectively, by Van Doorsselaere, Nakariakov & Verwichte (2007). Also Verth, Erdélyi & Jess (2008) added some further corrections by considering the effects of loop expansion and estimated a period ratio of 1.54. All these values clearly are lower than 2. This may be caused by different factors such as the effects of density stratification (see e.g. Andries et al. 2005; Erdélyi & Verth 2007; Karami & Asvar 2007; Safari, Nasiri & Sobouti 2007; Karami, Nasiri & Amiri 2009) and magnetic twist (see Erdélyi & Carter 2006; Erdélyi & Fedun 2006; Karami & Barin 2009; Karami & Bahari 2010) in the loops. Note that in some cases the period ratio is shifted to higher values than 2. For instance, in Table 1 of Andries et al. (2009) there are two observational examples with $P_1/P_2 > 2$. This may be caused by the effect of magnetic field expansion (see e.g. Verth & Erdélyi 2008; Ruderman, Verth & Erdélyi 2008; Verth, Erdélyi & Jess 2008; Karami & Bahari 2011). Also there are some observational cases in which the period ratios do

not show any significant departures from their canonical harmonic values. For instance, in Table 1 of Andries et al. (2009) there is an example with $P_1/P_2 = 2$. Also Van Doorsselaere et al. (2009) found $P_1/P_2 \approx 2$ and $P_1/P_3 \approx 3$ in a highly twisted loop structure which is certainly not homogeneous and the loop structure could be classified as a sigmoid.

The twisted magnetic tubes have been investigated in ample detail by Bennett, Roberts & Narain (1999) and Carter & Erdélyi (2007, 2008). For a good review see Karami & Barin (2009).

Ruderman (2007) studied the nonaxisymmetric oscillations of a compressible zero-beta thin twisted magnetic tube surrounded with the straight and homogeneous magnetic field taking the density stratification into account. The main result of Ruderman (2007), which also has been already obtained by Goossens, Hollweg & Sakurai (1992), was that the twist does not affect the kink mode.

Karami & Barin (2009) investigated both the oscillations and damping of MHD surface and hybrid waves in coronal loops in the presence of twisted magnetic field. They showed that the frequencies and the damping rates of both the kink and fluting modes increase when the twist parameter increases. They obtained that the period ratio P_1/P_2 of the fundamental and first overtone for both the kink and fluting surface modes are lower than 2 (for untwisted loop) in the presence of twisted magnetic field.

Karami & Bahari (2010) examined the effect of twisted magnetic field on the resonant absorption of MHD waves in coronal loops. They concluded that with increasing the twist, the ratio of the oscillation frequency to the damping rate of the kink modes changes from 39.3 to 43.5, which approximately is one order of magnitude greater than the ratio reported by Nakariakov et al. (1999), Verwichte et al. (2004), and Wang and Solanki (2004) deduced from the TRACE data.

In the present work, our main aim is to investigate the effect of twisted magnetic field on the frequencies of kink waves in coronal loops to justify the deviation of the



period ratio P_1/P_2 from 2 observed by the TRACE (see Karami & Bahari 2012).

II. EQUATIONS OF MOTION

The linearized MHD equations for a compressible zero-beta plasma are

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} [(\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{B}], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2)$$

where $\delta \mathbf{v}$ and $\delta \mathbf{B}$ are the Eulerian perturbations in the velocity and magnetic fields; ρ is the mass density.

The background magnetic field is assumed to be

$$\mathbf{B} = \begin{cases} \mathbf{B}_i = (0, A_i r, B_{zi}(r)), & r < a, \\ \mathbf{B}_0 = (0, A_0 r, B_{z0}(r)), & a < r < R, \\ \mathbf{B}_e = (0, 0, B_{ze}), & r > R, \end{cases} \quad (3)$$

where A_i , A_0 , B_{ze} are constant and a , R are radii of the core and the tube, respectively. From both the equilibrium equation, i.e. $\frac{dB^2}{dr} = -\frac{2B_\phi^2}{r}$, and the continuity condition of the magnetic pressure across the boundaries of the tube, i.e. $B_i^2(a) = B_0^2(a)$, $B_0^2(R) = B_e^2(R)$, the z -component of the equilibrium magnetic field can be obtained as

$$\begin{aligned} B_{zi}^2(r) &= B_0^2 + A_i^2(a^2 - 2r^2), \\ B_{z0}^2(r) &= B_0^2 + A_0^2(a^2 - 2r^2), \\ B_{ze}^2 &= B_0^2 + A_0^2(a^2 - R^2), \end{aligned} \quad (4)$$

where B_0 is an integration constant. The above magnetic field configuration in the absence of the annulus is the same as the background magnetic field considered by Ruderman (2007).

Following the second order perturbation method in terms of $\epsilon := \frac{Aa}{B_0} \sim k_z a \ll 1$ given by Ruderman (2007), solutions of Eqs. (1)-(2) in terms of $\delta P = \frac{\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}}{4\pi}$, the Eulerian perturbation in the magnetic pressure, and $\xi_r = -\delta v_r/i\omega$, the Lagrangian perturbation in the radial displacement, for the interior and annulus regions yield

$$\begin{aligned} \delta P(r) &= \frac{r}{m^2} \left(\rho \omega^2 - \frac{B_0^2}{4\pi} F^2 \right) \frac{d(r\xi_r)}{dr} \\ &\quad + \left(\frac{B_0 A F}{2\pi m} \right) r \xi_r, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{d(r\xi_r)}{dr} \right) - m^2 \xi_r = 0, \quad (6)$$

where $F = k_z + m \frac{A}{B_0}$.

In the interior and annulus regions, solutions of Eq. (6) are

$$\xi_r(r) = \begin{cases} \alpha r^{m-1}, & r < a, \\ \beta r^{m-1} + \gamma r^{-m-1}, & a < r < R, \end{cases} \quad (7)$$

and solutions for $\delta P(r)$ are obtained from substituting Eq. (7) in (5) as

$$\delta P(r) = \left(\rho_i \omega^2 - \frac{B_0^2 F_i^2}{4\pi} + \frac{B_0 A_i F_i}{2\pi} \right) \frac{\alpha r^m}{m}, \quad r < a, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \delta P(r) &= \left(\rho_0 \omega^2 - \frac{B_0^2 F_0^2}{4\pi} + \frac{B_0 A_0 F_0}{2\pi} \right) \frac{\beta r^m}{m} \\ &\quad - \left(\rho_0 \omega^2 - \frac{B_0^2 F_0^2}{4\pi} - \frac{B_0 A_0 F_0}{2\pi} \right) \frac{\gamma r^{-m}}{m}, \quad a < r < R. \end{aligned} \quad (9)$$

For the exterior region, $r > R$, we obtain

$$\frac{d^2 \delta P}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \delta P}{dr} - \left(k'^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \delta P = 0, \quad (10)$$

$$\xi_r(r) = -\frac{4\pi}{k'^2 B_0^2} \frac{d \delta P}{dr}, \quad (11)$$

where

$$k'^2 = k_z^2 - \frac{4\pi \rho_e \omega^2}{B_0^2}. \quad (12)$$

Equations (10) and (11) are same as Eqs. (26) and (25a), respectively, in Ruderman (2007). In the exterior region, $r > R$, the waves should be evanescent. Solutions are

$$\delta P(r) = \varepsilon K_m(k' r), \quad k'^2 > 0, \quad (13)$$

$$\xi_r(r) = -\varepsilon \frac{4\pi}{k' B_0^2} K'_m(k' r), \quad (14)$$

where K_m is the modified Bessel function of the second kind and a prime on K_m indicates a derivative with respect to its appropriate argument. The coefficients α, β, γ and ε in Eqs. (7), (8), (9), (13) and (14) are determined by the appropriate boundary conditions.

III. BOUNDARY CONDITIONS AND DISPERSION RELATION

The necessary boundary conditions at the perturbed tube boundary are that the plasma displacement in the radial direction and the magnetic pressure should be continuous as

$$\xi_{ri} \Big|_{r=a} = \xi_{r0} \Big|_{r=a}, \quad \xi_{r0} \Big|_{r=R} = \xi_{re} \Big|_{r=R}, \quad (15)$$



$$\begin{aligned} \delta P_i - \frac{B_{\phi i}^2}{4\pi a} \xi_{ri} \Big|_{r=a} &= \delta P_0 - \frac{B_{\phi 0}^2}{4\pi a} \xi_{r0} \Big|_{r=a}, \\ \delta P_0 - \frac{B_{\phi 0}^2}{4\pi R} \xi_{r0} \Big|_{r=R} &= \delta P_e \Big|_{r=R}. \end{aligned} \quad (16)$$

Using the above boundary conditions and the solutions given by Eqs. (7), (8), (9) for the internal and annulus regions and Eqs. (13), (14) for the exterior region, the dispersion relation is derived as

$$\begin{aligned} &\left(\Xi_m^0 \Pi_m^0 - \Xi_m^i \Xi_m^e \right) \left[1 - (a/R)^{2m} \right] \\ &- \Xi_m^i \left[\Xi_m^0 - (a/R)^{2m} \Pi_m^0 \right] \\ &+ \Xi_m^e \left[\Pi_m^0 - (a/R)^{2m} \Xi_m^0 \right] = 0, \end{aligned} \quad (17)$$

with

$$\begin{aligned} \Xi_m^j &= \frac{1}{m} \left(\rho_j \omega^2 - \frac{B_0^2 k_z^2}{4\pi} \right) \\ &+ \frac{A_j}{4\pi m} (2B_0 k_z + mA_j)(1-m), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Pi_m^0 &= -\frac{1}{m} \left(\rho_0 \omega^2 - \frac{B_0^2 k_z^2}{4\pi} \right) \\ &+ \frac{A_0}{4\pi m} (2B_0 k_z + mA_0)(1+m), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\Xi_m^e = \frac{B_0^2}{4\pi} \frac{k'^2}{k'R} \frac{K_m(k'R)}{K'_m(k'R)}, \quad (20)$$

where the superscript j in Ξ_m^j stands for i and 0 corresponding to the interior and annulus regions, respectively.

IV. NUMERICAL RESULTS

To solve the dispersion relation (17), numerically, we choose the physical parameters $L = 10^5$ km, $a/L = 0.01$, $\rho_e/\rho_i = 0.1$, $\rho_0/\rho_i = 0.5$, $\rho_i = 2 \times 10^{-14}$ g cm $^{-3}$, $B_0 = 100$ G. For such a loop one finds $v_{A_i} = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_i}} = 2000$ km s $^{-1}$, $\omega_{A_i} := \frac{v_{A_i}}{L} = 0.02$ rad s $^{-1}$.

The effect of twisted magnetic field on the frequencies ω is calculated by the numerical solution of the dispersion relation, Eq. (17). Figure 1 shows the frequencies of the fundamental and first overtone $l = 1, 2$ kink ($m = 1$) modes with radial mode number $n = 1$ versus the twist parameter of the annulus, $B_\phi/B_z := \frac{A_0 a}{B_0}$, and for different relative core widths $a/R = (0.65, 0.9, 0.99)$. Note that here the parameter A_i does not need to be set explicitly. Because the second term in Eq. (18) containing the contribution of the parameter A_i is automatically removed for the kink ($m = 1$) modes.

Figure 1 reveals that: i) for a given a/R , the frequencies increase when the twist parameter of the annulus

increases. The result is in good agreement with that obtained by Carter & Erdélyi (2008) and Karami & Barin (2009). ii) For a given a/R , when the longitudinal mode number, l , increases, the frequencies increase. iii) When a/R goes to unity then the frequencies become independent of B_ϕ/B_z . Therefore in the absence of the annulus, the twist does not affect the kink modes in the specific case of having $B_\phi \propto r$. This is in good agreement with that obtained by Goossens, Hollweg & Sakurai (1992) and Ruderman (2007).

The period ratio P_1/P_2 of the fundamental and first overtone, $l = 1, 2$ modes of the kink ($m = 1$) waves with $n = 1$ versus the twist parameter of the annulus is plotted in Fig. 2. Figure 2 shows that: i) the period ratio P_1/P_2 with increasing the twist parameter of the annulus, for $n = 1$ decreases from 2 (for untwisted loop), comes down to a minimum and then increases. Note that when the twist is zero, the diagrams of P_1/P_2 do not start exactly from 2. This may be caused by the radial structuring ($\rho_0 \neq \rho_i$, $\rho_e \neq \rho_i$). But for the selected thin tube with $a/L = 0.01$, this departure is very small, $O(10^{-4})$, and doesn't show itself in the diagrams (see McEwan et al. 2006). ii) For a given B_ϕ/B_z , the period ratio P_1/P_2 for $n = 1$ increases when the relative core width increases. Figure 2 clearly shows that for the kink modes ($m = 1, n = 1$) with $a/R = 0.5$, for both $B_\phi/B_z = 0.0107$ and 0.0153 the ratio P_1/P_2 is 1.82. This is in good agreement with the period ratio observed by Van Doorsselaere, Nakariakov & Verwichte (2007), 1.82 ± 0.08 , deduced from the observations of TRACE. See also McEwan, Díaz & Roberts (2008).

V. CONCLUSIONS

Oscillations of kink waves in coronal loops in the presence of the twisted magnetic field is studied. To do this, a coronal loop is considered as a straight cylindrical compressible zero-beta thin flux tube with magnetic twist in the internal and the annulus and straight magnetic field in the external region. Using the perturbation method given by Ruderman (2007), the dispersion relation is obtained and solved both analytically and numerically for obtaining the frequencies of the kink modes. Our numerical results show that

i) for a given relative core width, frequencies of the fundamental and first overtone $l = 1, 2$ kink ($m = 1$) modes with radial mode number $n = 1$ increase when the twist parameter of the annulus increases;

ii) when the relative core width, a/R , goes to unity then the kink ($m = 1$) modes with $n = 1$ become independent of the twist;

iii) the period ratio P_1/P_2 for the kink ($m = 1$) modes with $n = 1$ is lower than 2 (for untwisted loop) in the presence of the twisted magnetic annulus. The results of



P_1/P_2 for the kink ($m = 1$) modes with $n = 1$ are in accordance with some observations of the TRACE.

- [1] Andries, J., Goossens, M., Hollweg, J.V., Arregui, I., Van Doorsselaere, T., 2005. *A&A* 430, 1109.
- [2] Andries, J., Van Doorsselaere, T., Roberts, B., Verth, G., Verwichte, E., Erdélyi, R., 2009. *Space Sci. Rev.* 149, 3.
- [3] Aschwanden, M.J., Fletcher, L., Schrijver, C.J., Alexander, D., 1999. *ApJ* 520, 880.
- [4] Ballai, I., Jess, D.B., Douglas, M., 2011. *A&A* 534, A13.
- [5] Bennett, K., Roberts, B., Narain, U., 1999. *Sol. Phys.* 185, 41.
- [6] Carter, B.K., Erdélyi, R., 2007. *A&A* 475, 323.
- [7] Carter, B.K., Erdélyi, R., 2008. *A&A* 481, 239.
- [8] Edwin, P.M., Roberts, B., 1983. *Sol. Phys.* 88, 179.
- [9] Erdélyi, R., Carter, B.K., 2006. *A&A* 455, 361.
- [10] Erdélyi, R., Fedun, V., 2006. *Sol. Phys.* 238, 41.
- [11] Erdélyi, R., Fedun, V., 2007. *Sol. Phys.* 246, 101.
- [12] Erdélyi, R., Verth, G., 2007. *A&A* 462, 743.
- [13] Goossens, M., Hollweg, J.V., Sakurai, T., 1992. *Sol. Phys.* 138, 233.
- [14] Goossens, M., Terradas, J., Andries, J., Arregui, I., Ballester, J.L., 2009. *A&A* 503, 213.
- [15] Karami, K., Asvar, A., 2007. *MNRAS* 381, 97.
- [16] Karami, K., Bahari, K., 2012. *ApJ* 757, 186.
- [17] Karami, K., Barin, M., 2009. *MNRAS* 394, 521.
- [18] Karami, K., Nasiri, S., Amiri, S., 2009. *MNRAS* 394, 1973.
- [19] Karami, K., Bahari, K., 2010. *Sol. Phys.* 263, 87.
- [20] Karami, K., Bahari, K., 2011. *Ap&SS* 333, 463.
- [21] McEwan, M.P., Donnelly, G.R., Díaz, A.J., Roberts, B., 2006. *A&A* 460, 893.
- [22] McEwan, M.P., Díaz, A.J., Roberts, B., 2008. *A&A* 481, 819.
- [23] Mikhalyaev, B.B., Solov'ev, A.A., 2005. *Sol. Phys.* 227, 249.
- [24] Nakariakov, V.M., Ofman, L., DeLuca, E.E., Roberts, B., Davila, J.M., 1999. *Science* 285, 862.
- [25] Roberts, B., 1981. *Sol. Phys.* 69, 27.
- [26] Ruderman, M.S., 2007. *Sol. Phys.* 246, 119.
- [27] Ruderman, M.S., Erdélyi, R., 2009. *Space Sci. Rev.* 149, 199.
- [28] Ruderman, M.S., Roberts, B., 2002. *ApJ* 577, 475.
- [29] Ruderman, M.S., Verth, G., Erdélyi, R., 2008. *ApJ* 686, 694.
- [30] Safari, H., Nasiri, S., Sobouti, Y., 2007. *A&A* 470, 1111.
- [31] Van Doorsselaere, T., Nakariakov, V.M., Verwichte, E., 2007. *A&A* 473, 959.
- [32] Van Doorsselaere, T., Birtill, D.C.C., Evans, G.R., 2009. *A&A* 508, 1485.
- [33] Verth, G., Erdélyi, R., 2008. *A&A* 486, 1015.
- [34] Verth, G., Erdélyi, R., Jess, D.B., 2008. *ApJ* 687, L45.
- [35] Verwichte, E., Nakariakov, V.M., Ofman, L., Deluca, E.E., 2004. *Sol. Phys.* 223, 77.
- [36] Wang, T.J., Solanki, S.K., 2004. *A&A* 421, L33.

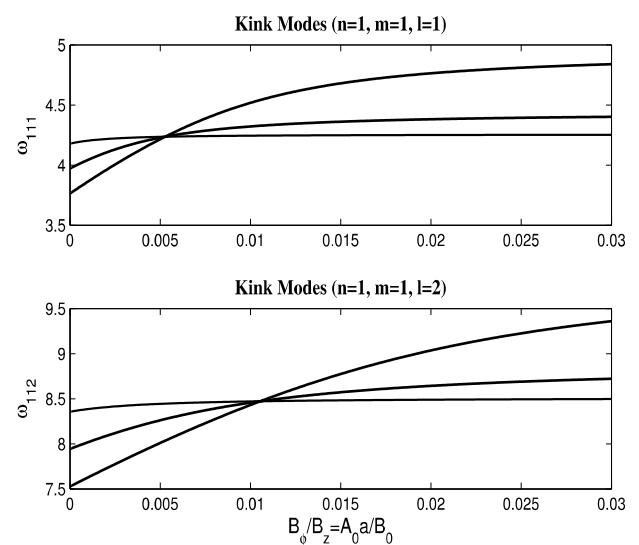


FIG. 1. Frequencies of the fundamental and its first overtone kink ($m = 1$) modes with radial mode number $n = 1$ versus the twist parameter of the annulus, $B_\phi/B_z = \frac{A_0 a}{B_0}$, for different relative core widths $a/R = 0.65$ (dash-dotted), 0.9 (dashed) and 0.99 (solid). Frequencies are in units of the interior Alfvén frequency, $\omega_{A_i} = 0.02 \text{ rad s}^{-1}$.

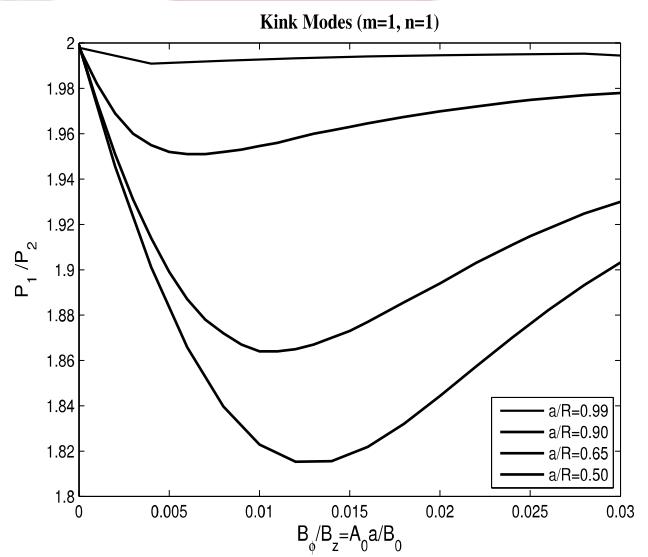


FIG. 2. The period ratio P_1/P_2 of the fundamental and its first overtone kink ($m = 1$) modes with radial mode number $n = 1$ versus the twist parameter of the annulus for different relative core widths $a/R = 0.5$ (dotted), 0.65 (dash-dotted), 0.9 (dashed) and 0.99 (solid). Auxiliary parameters as in Fig. 1.



The study of resonantly damped oscillations of elliptically shaped magnetic flux tubes

K. Karami

Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

The effects of elliptic shape of the coronal loop on the resonant absorption is studied. To do so, a typical coronal loop is modeled as a straight, zero- β , nonaxisymmetric and longitudinally stratified cylindrical magnetized flux tube. We developed the connection formulae introduced by previous studies, for the case of elliptical shape tubes. Using the connection formulae, the dispersion relation is derived and solved numerically to obtain the frequencies and damping rates of the fundamental and first-overtone modes of fast kink body waves due to the resonant absorption. Our numerical results show that the elliptic shape of the loop alters the frequencies and damping rates of the tube as well as the ratio of frequencies of the fundamental and its first-overtone modes.

I. INTRODUCTION

Transverse oscillations of coronal loops has been observed by TRACE for several years (see e.g. Aschwanden et al. 1999). Nakariakov et al. (1999) interpreted these oscillations as fast kink modes with the period ranging from 2.3 to 10.8 min and decay time from 3.2 to 20.8 min. The observed values of the periods and decay times make it possible to obtain indirect information on the conditions of the plasma and magnetic field in coronal loops.

The property of resonant absorption as a non-thermal mechanism makes it possible to describe the heating of magnetic loops in solar corona as well as rapid decaying of magnetohydrodynamics (MHD) waves even in weakly dissipative plasmas (see e.g. Ionson 1978; Safari et al. 2006).

Verwichte et al. (2004), using the observations of TRACE, have identified the fundamental and its first harmonic of the transverse kink mode in two coronal loops. The period ratios P_1/P_2 observed by Verwichte et al. (2004) are 1.81 ± 0.25 and 1.64 ± 0.23 . All these values clearly show that the period ratio is lower than its canonical harmonic value of 2. This may be caused by different factors such as the effects of density stratification (see e.g. Andries et al. 2005a, 2005b; Erdélyi & Verth 2007; Karami & Asvar 2007; Safari, Nasiri & Sobouti 2007; Karami, Nasiri & Amiri 2009) and magnetic twist (see Erdélyi & Carter 2006; Erdélyi & Fedun 2006; Karami & Barin 2009; Karami & Bahari 2010, 2012) in the loops.

Karami, Nasiri & Amiri (2009) investigated the effect of longitudinally stratification on resonant absorption of MHD waves for both kink ($m = 1$) and fluting ($m = 2$) modes. They found that the frequencies and damping rates of both the fundamental and first-overtone modes increase when the stratification parameter increases. Also for stratified loops they obtained the ratio of the frequencies ω_2/ω_1 of the first overtone and its fundamental mode less than 2.

Morton and Erdélyi (2009) studied the effects of both the elliptical shape and the stage of emergence of the loops on the period ratio P_1/P_2 for the minor and major cases. Their results showed that the parameter characterizing the stage of emergence, affects the value of period ratio P_1/P_2 , and the greatest contribution from emergence to the period ratio occur when the loop is fully emerged. Also they showed that the ellipticity of the loops has an important role in the value of P_1/P_2 for minor elliptical case but the period ratio seemed to have no important dependency on the ellipticity for the major case.

Here we combine the two models considered by Karami, Nasiri & Amiri (2009) and Morton & Erdélyi (2009) to investigate the effect of the elliptic shape of the tube on the resonant absorption.

II. EQUATIONS OF MOTION AND MODELING OF THE FLUX TUBE

The linearized MHD equations for a zero-beta plasma are given by

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} \{ (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{B} \} + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \delta \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \delta \mathbf{B}, \quad (2)$$

where $\delta \mathbf{v}$ and $\delta \mathbf{B}$ are the Eulerian perturbations of velocity and magnetic fields; \mathbf{B} , ρ , σ , η and c are the constant background magnetic field, the mass density, the electrical conductivity, the viscosity and the speed of light, respectively.

The simplifying assumptions are the same as in Karami & Asvar (2007). According to Andries et al. (2005b) and Karami, Nasiri & Amiri (2009), one can expand the perturbed quantities $\delta \mathbf{v}$ and $\delta \mathbf{B}$ as follows



$$\begin{aligned}\delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{z}) &= \sum_{\mathbf{k}=1}^{\infty} \delta \mathbf{B}^{(\mathbf{k})}(\mathbf{r}) \psi^{(\mathbf{k})}(\mathbf{z}), \\ \delta \mathbf{v}(\mathbf{r}, \mathbf{z}) &= \sum_{\mathbf{k}=1}^{\infty} \delta \mathbf{v}^{(\mathbf{k})}(\mathbf{r}) \psi^{(\mathbf{k})}(\mathbf{z}),\end{aligned}\quad (3)$$

where $\psi^{(k)}(z)$ s form a complete set of orthonormal eigenfunctions and satisfy the eigenvalue relation

$$L_A \psi^{(k)} = \zeta_k \psi^{(k)}, \quad (4)$$

where L_A is the Alfvén operator,

$$L_A = \rho \omega^2 + \frac{B^2}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \rho \left(\omega^2 + v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right), \quad (5)$$

with Alfvén velocity $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ and straight constant background magnetic field $\mathbf{B} = B \hat{\mathbf{z}}$.

We further assume there is a density stratification along the tube axis in z -direction. Since we deal with resonantly damped oscillations, it implies that the density varies in radial direction too. Therefore, following Morton & Erdélyi (2009) and Karami, Nasiri & Amiri (2009) we consider the density profile given by

$$\rho(r, z) = \rho_0(r) \rho(z), \quad (6)$$

where

$$\rho(z) = \exp \left[-\mu \frac{\cos(\alpha(z)) \left(1 - \epsilon^2 \sin^2(\alpha(z)) \right)^{-\frac{1}{2}} - \lambda}{1 - \lambda} \right],$$

$$\rho_0(r) = \begin{cases} \rho_{\text{in}}, & (r < R_1), \\ \left[\frac{\rho_{\text{in}} - \rho_{\text{ex}}}{R - R_1} \right] (R - r) + \rho_{\text{ex}}, & (R_1 < r < R), \\ \rho_{\text{ex}}, & (r > R), \end{cases}$$

and

$$\epsilon = \left(1 - \frac{b^2}{a^2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

is the ellipticity of the loop with minor half-axis of length b , and major half-axis of length a . Here $\alpha(z)$ is the angle between the vertical axis of the loop and the plasma element located at distance z . Also R is the loop radius and $R_1 < R$ is the radius at which the resonant absorption occurs. The thickness of the inhomogeneous layer, $l = R - R_1$, will be assumed to be small. ρ_{in} and ρ_{ex} are the constant interior and exterior densities of the tube respectively. Also $\mu := \frac{L}{\pi H}$ is defined as stratification parameter, where H and L are the density scaleheight and length of the loop, respectively.

Following Morton & Erdélyi (2009) for the minor elliptical case, one can obtain the value of $\alpha(z)$ by calculating the ellipse arc length defined as

$$\begin{aligned}\int_0^{t_1} \left(1 - \epsilon^2 \sin^2(t) \right)^{\frac{1}{2}} dt &= \left(\frac{2z}{L} - 1 \right) \\ &\times \int_0^{t_2} \left(1 - \epsilon^2 \sin^2(t) \right)^{\frac{1}{2}} dt,\end{aligned}\quad (8)$$

where t_1 and t_2 are parametric angles given by

$$t_1 = \arctan \left(\frac{b}{a} \tan(\alpha) \right), \quad t_2 = \arctan \left(\frac{b}{a} \tan(\theta) \right), \quad (9)$$

and

$$\theta = \arctan \left[\frac{1}{\lambda} \left(\frac{1 - \lambda^2}{1 - \epsilon^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (10)$$

is the angle between the vertical axis of the loop and a line that joins the ellipse center to the loop foot-point (see Fig. 2 in Morton & Erdélyi 2009).

According to Karami, Nasiri & Amiri (2009), in the absence of dissipation, in the interior region ($r < R_1$), solutions of Eqs. (1) and (2) are

$$\delta B_z^{(\text{in})}(r, z) = \sum_{k=1}^{+\infty} A^{(\text{in}, k)} J_m(|k_{\text{in}, k}|r) \psi^{(\text{in}, k)}(z), \quad (11)$$

$$\delta v_r^{(\text{in})}(r, z) = -\frac{i\omega B}{4\pi} \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{k_{\text{in}, k}}{\zeta_{\text{in}, k}} A^{(\text{in}, k)} J'_m(|k_{\text{in}, k}|r) \psi^{(\text{in}, k)}(z), \quad (12)$$

where

$$k_{\text{in}, k}^2 = \frac{\zeta_{\text{in}, k}}{B^2/4\pi}. \quad (13)$$

Here J_m is the Bessel function of the first kind and a prime on J_m and hereafter on each function indicates a derivative with respect to their appropriate arguments. The solutions for the exterior region $r > R$, are the same as equation (12) except that J_m , index "in", and $|k_{\text{in}, k}|$, respectively, are replaced by K_m , "ex" and $k_{\text{ex}, k} = -\frac{\zeta_{\text{ex}, k}}{B^2/4\pi}$ everywhere. Where K_m is the modified Bessel function of the second kind and shows that the wave amplitude vanishes in large distance away from the tube boundary.

III. BOUNDARY CONDITIONS, CONNECTION FORMULAE AND DISPERSION RELATION

In absence of dissipation effects, an appropriate dispersion relation is obtained by requiring that the solutions for perturbed quantities are continuous at the tube surface. When a dissipative layer is considered, the solutions may experience jumps across the layer. An appropriate relation connecting the solutions of outside and inside



the tube, is called the “connection formulae”. The jump across the boundary for δB_z and δv_r is

$$[\delta B_z] = 0, \quad (14)$$

$$[\delta v_r] = - \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{B\tilde{\omega}m^2}{4r_A^2} \left\langle \phi^{(in,k)} \mid \delta B_z^{(in,k)} \right\rangle \phi^{(in,k)}, \quad (15)$$

where L_{A1} , $\phi^{(in,k)}$ and $\phi_j^{(in,k)}$ are given by Karami, Nasiri & Amiri (2009).

It can be shown that the effects of loop shape and the density profile on jump conditions, appears only in the function S_{kj} . For an elliptic coronal loop, S_{kj} is defined as follows

$$S_{kj} = \sqrt{\frac{2}{L}} \int_0^L \sin\left(\frac{k\pi}{L}z\right) \ln(\rho(z)) \sin\left(\frac{j\pi}{L}z\right) dz. \quad (16)$$

Substituting the fields of equation (11) and (12) in jump conditions (14) and (15) gives the dispersion relation obtained by Karami, Nasiri & Amiri (2009). Note that $l = R - R_1$ is the thickness of the inhomogeneous layer and $R_1 < r_A < R$ is the radius at which the singularity occurs.

IV. NUMERICAL RESULTS

As typical parameters for a coronal loop, we assume $L = 10^5$ km, $R = 10^3$ km, $B = 100$ G, $\rho_{in} = 2 \times 10^{-14}$ g cm $^{-3}$ and $\rho_{ex}/\rho_{in} = 0.1$. For such a loop one finds $v_{A_{in}} = 2 \times 10^3$ km s $^{-1}$, $v_{A_{ex}} = 6.4 \times 10^3$ km s $^{-1}$ and $\omega_{A_{in}} := \frac{v_{A_{in}}}{L} = 0.02$ rad s $^{-1}$.

The effect of the elliptic shape of the tube on both the frequencies ω and damping rates γ are calculated by numerical solution of the dispersion relation. The results are displayed in Figs. 1 to 3. Figures 1 and 2 display the result of frequency, damping rate and ratio $\omega/|\gamma|$ but for the minor semi-emerged loop ($\lambda = 0$) with different ellipticity parameters $\epsilon = 0.0, 0.4$ and 0.6 . Figures 1 and 2 show that (i) for a given ellipticity parameter ϵ , both frequencies ω_1, ω_2 and their corresponding damping rates $|\gamma_1|, |\gamma_2|$ increase when the stratification parameter μ increases. (ii) For a given μ , both frequencies and damping rates increase with increasing ϵ . For instance, for $\mu = 0.9$ considering a loop with $\epsilon = 0.6$ would cause to increase $\omega_1, \omega_2, |\gamma_1|$ and $|\gamma_2|$ up to 3.5%, 4%, 3.5% and 5.3%, respectively, in comparison with a semi-circular loop ($\epsilon = 0$). (iii) The ratio $\omega/|\gamma|$ remains unchanged by increasing the stratification parameter. Also this ratio is independent of the elliptical shape of the loop.

Figure 3 illustrates the frequency ratio ω_2/ω_1 as a function of stratification parameter for a semi-emerged loop ($\lambda = 0$) with different ellipticity parameters. Figure 3 presents that (i) for a given ellipticity parameter, the

ratio ω_2/ω_1 decreases from 2 by increasing the stratification parameter and approaches below 1.5. (ii) For a given μ , the frequency ratio ω_2/ω_1 decreases when ϵ decreases. This is in good concord with the result of Morton & Erdélyi (2009).

V. CONCLUSIONS

We studied resonantly damped oscillations of kink body standing waves in longitudinally stratified elliptical coronal loops. We modeled a typical coronal loop as a straight pressureless cylindrical flux tube embedded a straight magnetic field in which the density varies in both longitudinal and radial directions. We extended the relevant connection formulae for the case at which the loops are elliptically shaped. By numerically solving a given dispersion relation, we obtained the frequencies and damping rates of fundamental and first-overtone kink modes. Our numerical result showed that by increasing the stratification parameter in the loop, both frequencies and damping rates increase while the ratio of the frequencies ω_2/ω_1 decreases. Also the results revealed that as the ellipticity of the elliptical loop increases from a semi-circle to a nearly stretched semi-ellipse one, the frequencies and damping rates increase too; but the ratio ω_2/ω_1 experiences a slight change.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been supported financially by Department of Physics, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran under grant No. 37/51637.

- [1] Andries J., Arregui I., Goossens M., 2005a, ApJ, 624, L57
- [2] Andries J., Goossens M., Hollweg J.V., Arregui I., Van Doorsselaere T., 2005b, A&A, 430, 1109
- [3] Aschwanden M.J., Fletcher L., Schrijver C.J., Alexander D., 1999, ApJ, 520, 880
- [4] Erdélyi R., Carter B.K., 2006, A&A, 455, 361
- [5] Erdélyi R., Fedun V., 2006, Sol. Phys., 238, 41
- [6] Erdélyi R., Verth G., 2007, A&A, 462, 743
- [7] Ionson J.A., 1978, ApJ, 226, 650
- [8] Karami K., Asvar A., 2007, MNRAS, 381, 97
- [9] Karami K., Barin M., 2009, MNRAS, 394, 521
- [10] Karami K., Nasiri S., Amiri S., 2009, MNRAS, 394, 1973
- [11] Karami K., Bahari K., 2010, Sol. Phys., 263, 87
- [12] Karami K., Bahari K., 2012, ApJ, 757, 186
- [13] Morton R.J., Erdélyi R., 2009, A&A, 502, 315
- [14] Nakariakov V.M., Ofman L., DeLuca E.E., Roberts B., Davila J.M., 1999, Science, 285, 862

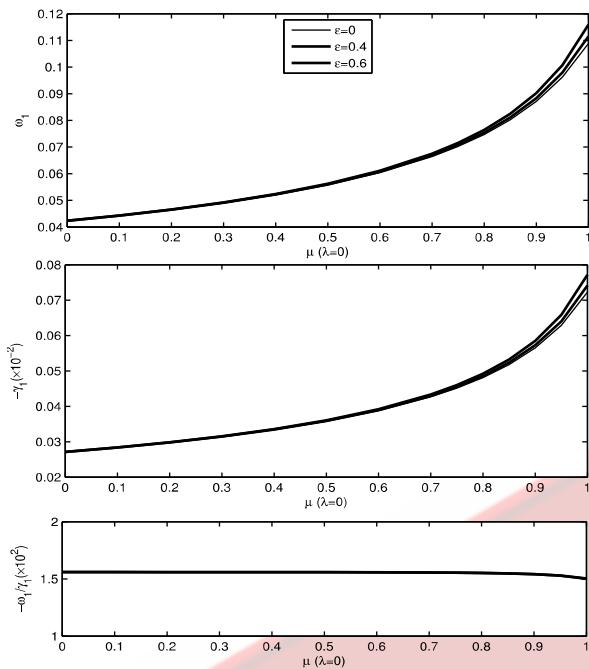


FIG. 1. Oscillation Frequency, minus of damping rate as well as minus of their ratio for the fundamental kink modes ($m = 1$) versus the stratification parameter μ , for $\lambda = 0$ and three values of ellipticity (in minor elliptical case).

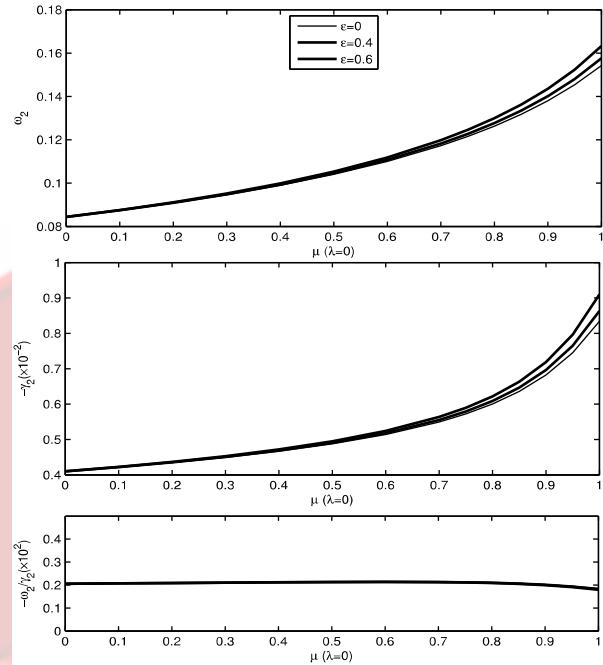


FIG. 2. Same as Fig. 1, for first-overtone mode.

- [15] Safari H., Nasiri S., Karami K., Sobouti Y., 2006, A&A, 448, 375
- [16] Safari H., Nasiri S., Sobouti Y., 2007, A&A, 470, 1111
- [17] Verwichte E., Nakariakov V.M., Ofman L., Deluca E.E., 2004, Sol. Phys., 223, 77

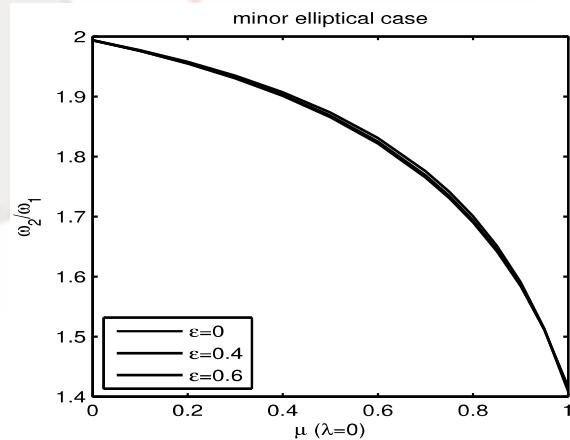


FIG. 3. Ratio of the frequencies of first-overtone mode to the fundamental mode versus stratification parameter μ for $\lambda = 0$ and three values of ellipticity (in minor elliptical case).



تأثیر ناپایداری حرارتی بر روی تشکیل تراکم‌های کم جرم در هسته‌های ابر مولکولی

محسن نژاد اصغر، محیا شریفی

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران

چکیده

تراکم‌های کم جرم^۱ در داخل هسته‌های ابر مولکولی مشاهده می‌شوند که در این مطالعه، اثر ناپایداری حرارتی هم‌فشار را در تشکیل آن‌ها بررسی می‌کنیم. برای این منظور، ابتدا وقوع ناپایداری حرارتی در ابرهای مولکولی را بررسی و سپس به مطالعه‌ی اهمیت ناپایداری حرارتی هم‌فشار خطی با فرض تقارن کروی هسته‌ی ابر مولکولی، می‌پردازیم. در نظر گرفتن مکانیسم‌های سرمایش و گرمایش در ابرهای مولکولی نشان می‌دهد که گرمایش با توجه به پخش دو قطبی^۲ می‌تواند منجر به وقوع ناپایداری حرارتی در یک مقیاس زمانی کوچکتر نسبت به مقیاس زمانی دینامیکی سیستم شود. با استفاده از تجزیه و تحلیل آشفتگی خطی می‌توان نشان داد که ناپایداری حرارتی هم‌فشار در مناطق بیرونی هسته‌ی ابر مولکولی می‌تواند وجود داشته باشد. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهد که وجود آشفتگی ناشی از ناپایداری حرارتی هم‌فشار، چیزی در حدود ۱۱۵ سال اول ابر مولکولی می‌تواند به شکل گیری تراکم‌های کم جرم در داخل هسته‌های ابر مولکولی کمک کند و پس از آن زمان، عامل دیگری به جز ناپایداری حرارتی باعث تشکیل ساختار سلسله مراتبی ابر، خواهد شد. بنابراین می‌توان مکانیسم ناپایداری حرارتی را برای توضیح تشکیل تراکم‌های کم جرم به عنوان جرم اولیه پیش‌ستاره‌ی رمند، کوتوله‌ی قهقهه‌ای و پیش‌سیاره مورد استفاده قرار داد.

مقدمه

ناپایداری حرارتی به عنوان یک فرایند محرک برای پیکربندی ساختار سلسله مراتبی ابرهای مولکولی، به ویژه تشکیل تراکم‌های کم جرم مشاهده شده در هسته‌ی ابر مولکولی است. هسته به عنوان گاز سرد مولکولی است که در آن دما و تراکم به صورت یکنواخت تغییر نمی‌کند. در اینجا، میزان سرمایش و مکانیسم‌های مختلف برای میزان گرمایش ابر مولکولی را بررسی می‌کنیم.

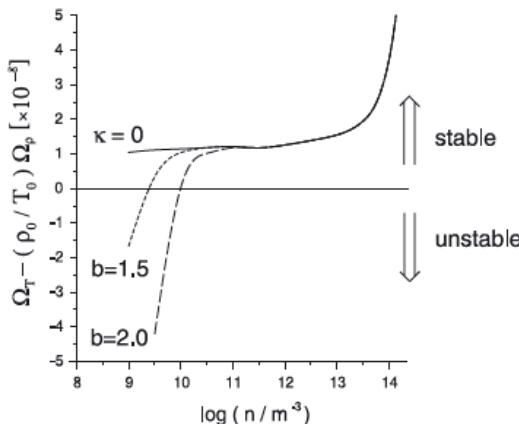
بررسی میزان سرمایش خالص در ابرهای مولکولی نشان می‌دهد که در نظر گرفتن گرمایش با توجه به رانش یونی-خشنی، میزان قابل توجهی نسبت به مکانیسم‌های دیگر دارد و می‌تواند منجر به یک گاز ناپایدار حرارتی شود و ناپایداری حرارتی هم‌فشار در این مناطق می‌تواند به وقوع بیرونند^[۱]. با توجه به وقوع آن در ابرهای مولکولی، معیار استاندارد برای گازهای بین ستاره‌ای در شرایط ناپایداری هم‌فشار به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\Omega_T - \left(\frac{\rho_0}{T_0} \right) \Omega_\rho < 0 \quad (1)$$

که در آن $\Gamma - \Lambda = \Omega$ تابع سرمایش خالص و $\Omega_T \equiv (\partial \Omega / \partial T)_\rho$ و $\Omega_\rho \equiv (\partial \Omega / \partial \rho)_T$ در حالت تعادل ارزیابی می‌شوند^[۲].

¹ - LMC(Low Mass Condensation)

² - Ambipolar diffusion



شکل ۱: معیار ناپایداری با دو مقدار $b = 1.5$ و $b = 2.0$ و بدون گرمایش ناشی از پخش دو قطبی ($\kappa = 0$)

با توجه به شکل (۱) مشاهده می شود که بدون گرمایش ناشی از پخش دو قطبی، ناپایداری حرارتی وجود نخواهد داشت و معیار ناپایداری برقرار نخواهد شد.

همانطور که می دانیم اهمیت یک فرایند فیزیکی اغلب می تواند در مقیاس زمانی آن دیده شود. در اینجا زمانی ناپایداری حرارتی اهمیت پیدا می کند که مقیاس زمانی سرمایش در مقایسه با مقیاس زمانی دینامیکی سیستم، کوچکتر باشد.

تشکیل تراکم های کم جرم از طریق فرایند ناپایداری حرارتی هم فشار، ممکن است بر اثر غلبه روند هدایت گرمایی بر اثر انقباض، سرکوب شود. در اینجا برای بررسی وقوع ناپایداری حرارتی در هسته های ابر مولکولی، از تجزیه و تحلیل اختلال خطی هسته های متقارن کروی استفاده می کنیم که به صورت هم فشار بررسی می شود و تنها اثر حرارتی میدان مغناطیسی در نظر گرفته خواهد شد. معادلات مربوطه با برنامه نویسی فرترن حل شده اند.

انقباض کروی هسته

با توجه به معادلات اساسی که توسط شو^۳ در سال ۱۹۹۲ ارائه شده^[۳] و در نظر گرفتن اثر حرارتی میدان مغناطیسی داریم:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla p - \rho g = 0 \quad (3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{3}{2} \mathbf{v} \cdot \nabla p + \frac{5}{2} p \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \Omega - \nabla \cdot (K \nabla T) = 0 \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \rho \quad (5)$$

$$p - \frac{R}{\mu} \rho T = 0 \quad (6)$$

³ - Shu



که در آن $K \approx 2.16 \times 10^{-2} T^{1/2} J s^{-1} K^{-1} m^{-1}$ ضریب هدایت گرمایی در ابرهای مولکولی است و دیگر متغیرها و پارامترها، معانی معمول خودشان را دارند. زیر نویس (۰) مربوط به مقادیر پایه و زیرنویس (۱) مربوط به مقادیر پس از اختلال می‌باشد.

با حل معادلات پایه داریم:

$$\rho_0(t) = \rho_c \left[\frac{1}{s} \right]^3 \quad (۵)$$

$$T_0(t) = T_c \left[\frac{1}{s} \right]^2 \quad (۶)$$

که در آن ρ_c و T_c به ترتیب چگالی و دمای مرکزی اولیه در شعاع داخلی r_{in} و $s(t)$ به شرح زیر است:

$$s = 1 - \left(\frac{t}{t_0} \right)^{3/2} \exp \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{t}{t_0} \right)} \right) \quad (۷)$$

اختلال خطی

- تجزیه و تحلیل فوریه‌ی فضا را متناسب با $\exp(ikr)$ که در آن k مولفه‌ی بردار مختلف شده است، انجام می‌دهیم. با استفاده از معادلات پایه، اعمال اختلال و ترکیب معادلات با یکدیگر، برای مورد هم‌فشار ($p_1 = 0$) داریم:

$$\rho_1 = \rho_{1(t)} \exp \left[- \int_0^t \omega(r, t') dt' \right] \quad (۸)$$

که در آن $\omega(r, t')$ تابع مختلف با مولفه‌های حقیقی و موهومی است:

$$\Re[\omega(r, t')] = \frac{\dot{s}}{s} + \frac{3}{5} \left(k_T - k_\rho + \frac{k^2}{k_K} \right) c_0 \quad (۹)$$

$$\Im[\omega(r, t')] = kr \frac{\dot{s}}{s} \quad (۱۰)$$

و نمادها به شرح زیر است:

$$k_T \equiv \frac{2}{3} \frac{\mu \Omega_T}{R c_0}, \quad k_\rho \equiv \frac{2}{3} \frac{\mu \rho_0 \Omega_0}{R T_0 c_0}, \quad k_K \equiv \frac{3}{2} \frac{R \rho_0 c_0}{\mu K_0} \quad (۱۱)$$

که در آن c_0 سرعت صوت در محیط مختلف نشده است.

با در نظر گرفتن معادله‌ی (۱۱) و با توجه به معیار ناپایداری حرارتی هم‌فشار در انقباض متقاضن هسته‌ی ابر کروی داریم:

$$I_T(t) - I_\rho(t) + k^2 r^2 I_K(r, t) + \frac{5}{3} I_c(t) < 0 \quad (۱۲)$$

که در آن

$$I_T(t) \equiv \frac{2}{3} \frac{\mu}{R} \int_0^{t/t_0} \Omega_T d(t'/t_0) \quad (۱۳)$$

$$I_\rho(t) \equiv \frac{2}{3} \frac{\mu}{R} \int_0^{t/t_0} \frac{\rho_0 \Omega_\rho}{T_0} d(t'/t_0) \quad (۱۴)$$

$$I_K(r, t) \equiv \frac{2}{3} \frac{\mu}{R} \int_0^{t/t_0} \frac{K_0}{r^2 \rho_0} d(t'/t_0) = \frac{2}{3} \frac{\mu}{R} \frac{K_0 t_0}{r_{in}^2 \rho_c} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-2} \int_0^{t/t_0} s^2 d(t'/t_0) \quad (۱۵)$$

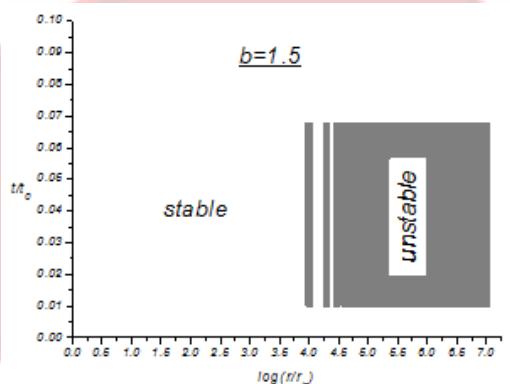
$$I_c(t) \equiv \int_0^{t/t_0} \frac{\dot{s}}{s} d(t'/t_0) \quad (۱۶)$$



و $K_c \equiv 2.16 \times 10^{-2} T_c^{1/2} J s^{-1} K^{-1} m^{-1}$ است.

بحث و نتیجه گیری

بررسی دقیق معیار ناپایداری حرارتی هم فشار(۱۴) نیازمند مقادیر عددی از هسته‌ی ابر مولکولی است. در این جا هسته‌ای با اندازه‌ی $r_{out} = 0.1 pc$ و چگالی مرکزی $n_c = 4.6 \times 10^{13} m^{-3}$ و جرم کلی در حدود $1 M_\odot$ داریم. منطقه مرکزی برای شعاع $r_{in} = 0.002 au$ یکنواخت فرض شده است. انتخاب $T_c = 15K$ و $b = 1.5$ وضعیت خوبی برای وقوع ناپایداری حرارتی فراهم می‌کند. منطقه‌ی ناپایدار حرارتی هسته‌ی متقارن کروی در حال انقباض، مطابق با معیار(۱۴) در شکل (۲) در شکل (۲) برای $t = t_0$ تا $t = 0$ نشان داده شده که در آن $t_0 = 4.93 \times 10^{10} s$ فرض شده است.



شکل ۲: منطقه حرارتی ناپایدار (سایه زده) هسته‌ی ابر مولکولی متقارن در حال انقباض با در نظر گرفتن گرمایش ناشی از پخش دو قطبی با پارامتر $b = 1.5$.

در این شکل اثر هدایت گرمایی در حد طول موج های بسیار طولانی($1 \ll k^2 r^2$) نادیده گرفته شده است. همانطور که در شکل مشاهده می شود، وجود آشفتگی ناشی از ناپایداری حرارتی هم فشار، برای $0.07t_0$ چیزی در حدود ۱۱۵ سال اول ابر مولکولی می تواند به شکل گیری تراکم‌های کم جرم در داخل هسته‌های ابر مولکولی کمک کند و پس از آن زمان، عامل دیگری به جز ناپایداری حرارتی باعث تشکیل ساختار سلسه مراتبی ابر، خواهد شد. بنابراین می توان مکانیسم ناپایداری حرارتی را برای توضیح تشکیل تراکم‌های کم جرم به عنوان جرم اولیه پیش ستاره‌ی رمبند، کوتوله‌ی قهقهه‌ای و پیش سیاره مورد استفاده قرار داد.

مرجع‌ها

1. Balbus S. A., 1995, in Ferrara A., McKee C. F., Heiles C., Shapiro R. P., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 80, *The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 328
2. Nejad-Asghar M., 2007, *Formation of fluctuations in a molecular slab via isobaric thermal instability*. MNRAS, 379, 222
3. Shu F. H., 1992, *The Physics of Astrophysics: Gas Dynamics*. University Science Books, Mill Valley CA, p. 360



تأثیر دمای قرص‌های برازیلی بر تغییر شکل جریان‌های خروجی و جت‌ها در اطراف پیش‌ستاره‌ها

محسن نژاداصغر، هاجر هراتی

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده‌ی علوم پایه، دانشگاه مازندران

چکیده

در زمان شکل‌گیری پیش‌ستاره‌ها، میدان مغناطیسی نقش مهمی در ایجاد، هدایت و سیر تکاملی جریان‌های خروجی و جت‌ها اینجا می‌کند. در این مقاله قصد داریم نقش دمای قرص پیش‌ستاره را بر ساختار این جریان‌های خروجی و جت‌ها بررسی کنیم. از اینرو با فرض پایداری گرانشی و تقارن محوری در قرص، با استفاده از روش خود مشابه‌ای، به بررسی جریان‌های مگنتوھیدرودینامیک پایدار دو بعدی پرداخته‌ایم. با بررسی‌های انجام شده در یاقینیم که تاثیر دما در بخش داخلی قرص، باعث پنهن شدن خطوط میدان مغناطیسی جریان‌های خروجی شده و همچنین موجب جمع شدن گشته شده در جت می‌گردد. نتایج نشان می‌دهند که هرچه شار جرمی خروجی از قرص بیشتر باشد، مقدار این پنهن شدن گشته شده در جمع شدن گشته شده بیشتر خواهد شد.

مقدمه

در فرایند تشکیل ستاره از ابر مولکولی، هسته‌ی ابر در هنگام فروریزش در ابعاد ستاره، بیش از حد تکانه‌ی زاویه‌ای با خود به بیرون حمل می‌کند. در زمان فروریزش این ابر درون یک جسم پیش‌ستاره‌ای مرکزی که توسط یک قرص دوار احاطه شده، در قطب‌های آن گازهای پر سرعتی به نام جریان‌های خروجی و جت تشکیل می‌شوند. بنابراین پدیده‌ی مهمی که در مرحله‌ی نخست شکل‌گیری ستاره ایجاد شده و تجلی آشکاری از فروپاشی گرانشی، شکل‌گیری ستاره و انتقال تکانه‌ی زاویه‌ای توسط گشتاور مغناطیسی به خارج از قرص است، این جریان‌های خروجی و جت‌ها می‌باشند [۱].

شیوه رفتاری و پرتابی جت در نزدیک قرص، بر پایه‌ی نظریه‌ی جریان پایدار دو بعدی مگنتوھیدرودینامیک (MHD) سرد متقارن مستقل از حضور و شکسانی بنا نهاده شده است [۲]، که می‌توان مفید بودن این رفتار بسیار ساده را توسط قوانین بقا و راه حل خود مشابه‌ای استنتاج کرد. بدین گونه سرعت و میدان‌های مغناطیسی سمتی و قطبی را تعریف کرده و با یک ثابت k که نسبت شار جرمی به شار مغناطیسی است به هم مرتبط می‌سازیم [۳]. سپس با در نظر گرفتن سیستم مختصات استوانه‌ای R و Z آن را حل می‌کنیم. بدین صورت می‌توانیم معادله‌ی پیوستگی، مولفه‌ی Z معادله‌ی حرکت، معادله‌ی بقای تکانه‌ی زاویه‌ای و انرژی خاص را بدست آوریم.

از آنجایی که جریان‌های گرم مگنتوھیدرودینامیکی در نزدیکی قرص، به دلیل اینکه، رفتار کلی دمایی قرص به خواص پوش بیرونی آن مربوط می‌شود به وجود می‌آید، این پوش می‌تواند قسمتی از تابش‌های جذب و پراکنده شده را به قرص برگرداند و موجب درخشندگی آن گردد. قرص در جهت تابش ستاره‌ای گرم شده و جملات حرارتی (آنالجی) و فشار مهم جلوه می‌کنند. از اینرو رفتار دمایی قرص خیلی حساس به میزان شار جرمی می‌گردد [۴]. از طرفی قسمت عمده‌ی پوش را مگنتوسفر تشکیل می‌دهد، بنابراین در این ناحیه که جریان‌ها دارای سرعت فروآلفن هستند وجود این دما می‌تواند بر ساختار جریان‌های خروجی و جت اثرگذار باشد. بدین منظور، در این مقاله به بررسی تاثیر دمای



قرص‌های برازیشی بر تغییر شکل جریان‌های خروجی و جت‌ها در اطراف پیش‌ستاره‌ها می‌پردازیم. با ثابت نگه داشتن تکانه‌ی زاویه‌ای (به دلیل آنکه تغییرات آن تاثیر چندانی بر ساختار خطوط میدان مغناطیسی ندارد) و با لحاظ $\hat{\alpha}$ مناسب بدست آمده برای جریان‌های خروجی و جت، برای هر یک تغییرات شار جرمی و تاثیر آن بر خطوط جریان مغناطیسی را در حالت تاثیر دما و بدون تاثیر آن مورد تحقیق و بررسی قرار می‌دهیم. از این‌رو با استفاده از راه حل خودمشابه‌ای، معادله‌ی ساختار خطوط میدان مغناطیس حاکم بر جریان‌های خروجی و جت را بدست آورده و رفتار آنها را تحلیل می‌کنیم.

معادلات مگنتوهدرودینامیک

با توجه به معادلات جریان پایدار MHD متقارن در سیستم مختصات استوانه‌ای [۳]، در می‌یابیم که در این نوع جریان دو ثابت حرکت، انرژی و تکانه‌ی زاویه‌ای خاص به صورت،

$$e = \frac{1}{2}V^2 + h + \phi - \frac{B_\varphi r \omega}{K} \quad (1)$$

$$\ell = rV_\varphi - \frac{B_\varphi r}{K} \quad (2)$$

وجود دارند، که در معادله (۱)، h آنتالپی و ϕ پتانسیل گرانشی در واحد جرم می‌باشد. در این جریان پایدار می‌توانیم چگالی گاز را در معادله پیوستگی اویلری،

$$\nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (3)$$

بررسی کرده و مولفه‌ی Z معادله‌ی حرکت جریان خروجی و جت را در بالای قرص به صورت

$$\rho(\nabla \cdot V)V_z = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho \partial \phi}{\partial z} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial B^2}{\partial z} + \frac{1}{4\pi} (B \cdot \nabla) B_z \quad (4)$$

بیان نماییم.

راه حل خود مشابه‌ای

از روابط خودمشابه‌ای برای بیان جریان‌های مگنتوهدرودینامیک پایدار برای برازیش قرص در مدار کپلری با یک جرم مرکزی M بهره می‌گیریم. باید توجه داشته باشیم که چون جرم مرکزی پیش‌ستاره است جت‌های مورد بررسی غیرنسبیتی هستند. اینک با توجه به مساله، روابط خودمشابه‌ای را می‌توان به صورت زیر در نظر گرفت

$$r = [r_0 \xi(\chi), \varphi, r_0 \chi] \quad (5\bar{a})$$

$$V = [\xi'(\chi) f(\chi), g(\chi), f(\chi)] \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{1/2}. \quad (5\bar{b})$$



همچنین با لحاظ پارامترهای بی بعد برای مولفه‌های معادلات انرژی، تکانه‌ی زاویه‌ای خاص و معادله‌ی حرکت جریان‌های خروجی و جت، معادلاتی بی بعد برای این پارامترها تعریف می‌کنیم^[۳]. از طرفی به دلیل وابستگی فشار و آنتالپی به دما، پارامتر بی بعد $\tau = \frac{5k}{2m}(\frac{r_0}{GM})T$ را به صورت τ برای دما می‌توان تعیین نمود. حال با استفاده از این پارامترهای خودمشابه‌ای معادلات بقا، انرژی و تکانه‌ی زاویه‌ای خاص را بازنویسی کرده و سپس با ترکیب مولفه‌ی سمتی رابطه‌ی بین سرعت و میدان مغناطیسی با معادلات (۱) و (۲)، به معادله‌ای از درجه‌ی چهار $f(\chi)$ به صورت

$$Q - f^2 U = [\frac{(\lambda - \xi^2)n}{\xi(1-n)}]^2 \quad (6)$$

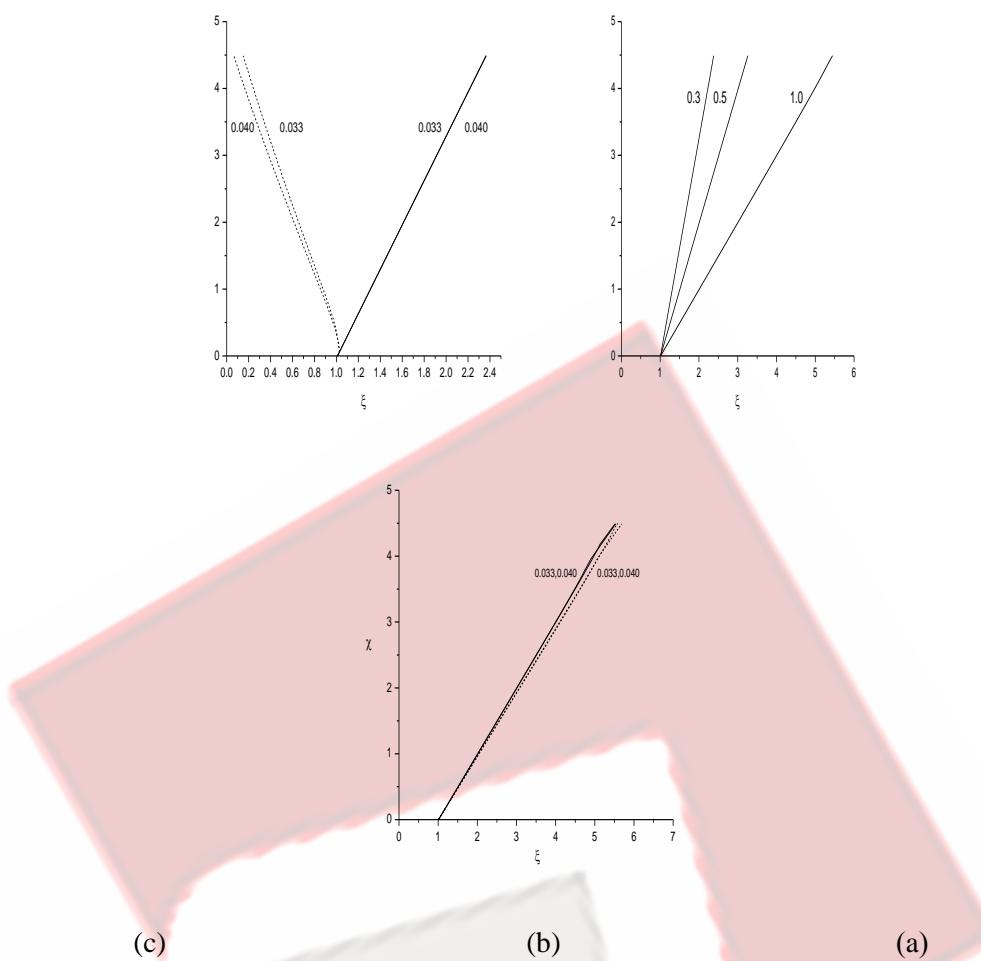
دست می‌یابیم، که در آن n مربع عدد ماخ آلفن و $Q = \frac{1}{2} - \text{نمایانگر تفاوت پتانسیل گرانشی بعلاوه گریز از مرکز}$ بین نقطه‌ی (χ, ξ) و $(0, 0)$ در سطح قرص می‌باشد. اینک با توجه به روابط ذکر شده معادله‌ای را برای ساختار خطوط میدان با استفاده از روابط خودمشابه‌ای و ترکیب معادله‌ی (۴) با مشتق معادله‌ی (۶) برای متغیرهای جریان به عنوان یک تابعی از χ به دست می‌آوریم. بدین ترتیب به معادله دیفرانسیل از مرتبه‌ی دو برای ξ' به صورت

$$\begin{aligned} & ((n-1)^2 n^3 Q(J\xi)^3 k^2 (2\chi\xi - (\chi\xi + \xi^2 \xi')) + (n-1)^2 n^6 J\xi (2(\chi\xi + \xi^2 \xi') - 2\chi\xi U) - \\ & (n-1)^2 n^3 (\chi\xi + \xi^2 \xi') \frac{\tau(J\xi)^2 k^2}{5n}) \xi'' + ((n-1)(Q(J\xi)^3 k^2 - n^3 U J\xi) (2\xi' J(n^3 - n^4) (-(\chi + \xi\xi') S^3 (\xi J)^2 k^2 n(n+1) + (\xi J)^2 \xi' \xi k^2 n + \frac{1}{5} \tau'(J\xi)^2 k^2)) + (2n^3 k^2 (\xi J)^2 ((\xi J)^2 - \lambda) J\xi' - \\ & n(n-1)^2 (\xi J)^2 k^2 (Q\xi' + (1 - S^3) \xi^2 \xi' - \chi \xi S^3)) (2n^3 J\xi - Q(J\xi)^3 k^2 - \frac{\tau(J\xi)^2 k^2}{5n}) = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

دست می‌یابیم که با بهره گیری از شرایط مرزی $\xi(0) = 0$ ، $\xi'(0) = 0$ ، $\xi''(0) = 0$ به حل عددی معادله و بررسی شیوه‌ی رفتاری جریان خروجی و جت تحت تاثیر دما تا سطح آلفن می‌پردازیم.

بحث و نتیجه گیری

برای بررسی رفتار معادله‌ی (۷) در محدوده‌ی ارتفاع بی بعد $4.5 - 0 = \chi$ (سطح آلفن) مقدار $\xi'_0 = 0.3, 0.5, 1$ را به عنوان یک حالت از شرایط مرزی انتخاب کرده و مقادیر $\lambda = 10$ و $k = 0.033, 0.040$ را در فواصل نزدیک قرص جایی که سرعت‌ها فروآلفن و میدان‌ها به طور عمده قطبی هستند در نظر می‌گیریم. ابتدا وجود دما را در مساله نادیده گرفته و از این‌رو در این معادله $0 = \tau' = \tau$ قرار می‌دهیم. بنابراین با توجه به شکل (۱a) در این ارتفاع در می‌یابیم که $0 = \xi'_0$ به دلیل وجود شب و جمع شدگی بیشتر نسبت به χ نمایانگر حرکت جت و $0 = \xi'_0 = 0.3$ با وجود شب و جمع شدگی کمتر نسبت به همین محور نمایانگر حرکت جت پرداخته‌ایم. همانطور که در این شکل (۱b) به مقایسه‌ی اثر دما در معادله دیفرانسیل بالا برای حرکت جت پرداخته‌ایم، مشاهده می‌شود وجود دما باعث جمع شدن جت شده و هرچه شار جرمی خروجی بیشتر شود، میزان جمع شدگی افزایش می‌یابد. اما در شکل (۱c) با بررسی اثر دما برای حرکت جریان خروجی در می‌یابیم، وجود دما باعث پهن شدن این خطوط شده و هرچه شار جرمی خروجی بیشتر شود، میزان پهن شدگی افزایش می‌یابد.



شکل ۱: هر سه نمودار در $\lambda = 10$ رسم شده است. نمودار (a)، در $\xi_0' = 0.3$ نمایانگر حرکت جت و در $\xi_0' = 0.5, 1$ نمایانگر حرکت جریان خروجی می‌باشد. نمودار (b) با $\xi_0' = 0.3$ و $k = 0.033, 0.040$ حرکت جت را با در نظر گرفتن اثر دما (خطوط خط چین) و بدون اثر آن (خطوط توپر) مقایسه می‌کند و نمودار (c) هم با $\xi_0' = 1$ و $k = 0.033, 0.040$ نمایانگر حرکت جریان خروجی با در نظر گرفتن اثر دما (خطوط خط چین) و بدون اثر آن (خطوط توپر) می‌باشد.

مرجع‌ها

1. P. H. Bodenheimer, "Principles of Star Formation", *University of California* (2011) 127-181.
2. R. D. Blandford and D. G. Payne, "Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jet", *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **199**, (1982) 883.
3. ه. هراتی و م. نژاد اصغر، "تأثیر دمایی قرص برافزایشی بر شکل گیری جت در اطراف پیش ستاره‌ها"، نخستین کنفرانس فیزیک و کاربردهای آن، دانشگاه مازندران، بابلسر (۱۳۹۱).
4. A.Natta, "The temperature profile of T Tauri disks", *Astrophys. J.*, **412** (1993) 761.



اپودیزاسیون گاوی در تلسکوپ

شکراله محمدی، محیا محمدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

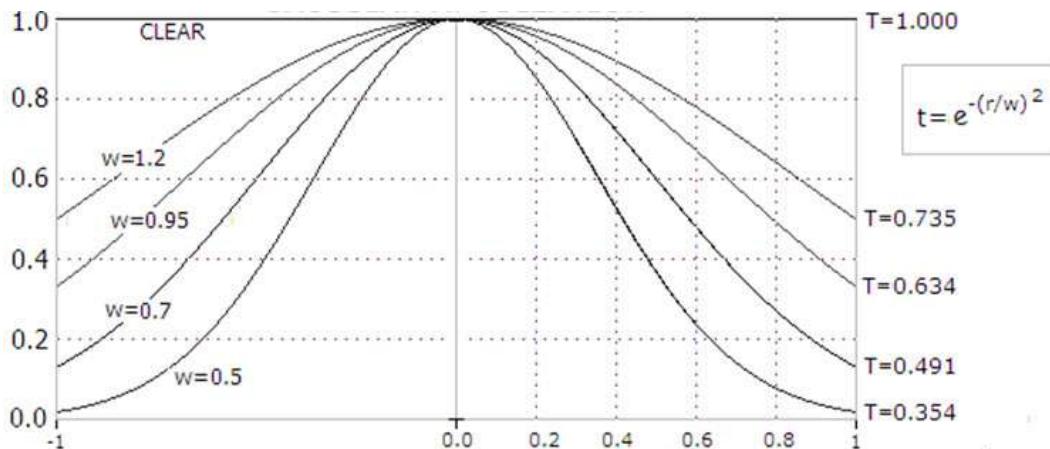
کاربرد اپودیزاسیون در بحث ما باعث کاهش شدت ماقولیم‌های فرعی در طرح الگوی پراش می‌شود، بدین ترتیب شانزده درصد از انرژی نورانی زمینه‌ی تصویر حذف می‌شود. اپودیزاسیون عملی است که روی تلسکوپ یا دیگر وسایل نوری انجام می‌شود تا کتراست تصویر و توان تفکیک وسیله تغییر قابل ملاحظه‌ای پیدا کنند. بدین وسیله یک راه حل تازه‌ای برای مشاهده‌ی مؤلفه‌های کم نور ستارگان دورتایی می‌باشد. بعلاوه، روشی جدیدی برای مشاهده سیارات فراخورشیدی ادعا می‌شود صفحه‌ی اپودیزاسیون پیشنهادی در این مقاله از سه حلقه با ضرایب گذار متفاوت ساخته شده است.

مقدمه

هنگامی که به یک ستاره از طریق تلسکوپ نگاه می‌کنیم، آنچه که در تلسکوپ می‌بینیم، تصویر واقعی از یک ستاره نیست بلکه یک الگوی تداخلی امواج است که معمولاً تابع گسترش نقطه نامیده می‌شود. تابع گسترش نقطه از یک روزنہ‌ی دایره‌ای روشن شیبی به الگوی ایری است، یک سطح روشن که توسط حلقه‌های متحدم‌المرکز تاریک و روشن محدود شده است. انرژی سطح دایره‌ای روشن هشتاد و چهار درصد و انرژی اولین حلقه روشن هفت درصد و انرژی بقیه حلقه‌های روشن نه درصد می‌باشد. چنانچه یک صفحه‌ی اپودیزاسیون به دیافراگم تلسکوپ اضافه شود، قرص مرکزی مشارکت نوری بیشتری در واحد سطح از لبه‌های کناری خواهد داشت. بنابراین قرص ایری گسترده‌تر و حلقه‌های متحدم‌المرکز اطراف آن بسیار کم نورتر می‌شود. به این ترتیب تفکیک‌پذیری افزایش کمی یافته^[۱] و همچنین کتراست تصویر افزایش خیلی بیشتری می‌یابد^[۲].

نقش تابع اپودیزاسیون در بهبود تصویر

آنچه لازمه‌ی این کار است یک فیلتر است که حلقه‌ی مرکزی آن گذار صدرصد داشته باشد و گذار به کندی (یا پله‌ای) تغییر کند به طوری که کناره‌ی آن، گذار صفر را داشته باشد. بنابراین گذار از صدرصد در مرکز به صفر درصد در کناره تغییر می‌کند. چنانچه کاهش گذار متناسب با مربع فاصله از مرکز باشد، تعادل بهینه‌ای بین ناپدیدی حلقه‌های پراش و تفکیک-پذیری صورت می‌گیرد. ضریب گذار با توجه به تابع $t = e^{-\left(\frac{r}{w}\right)^2}$ مشخص می‌شود. که در این رابطه ۲ شعاع نرمالیزه شده به یک و W پارامتر تعیین پهنه‌ای منحنی گذار حول محور می‌باشد. مقدار بهینه‌ی W ، 0.95 ، 0.7 ، 0.5 ، 0.4 انتخاب شده و با توجه به این مقادیر شعاع داخلی و خارجی و ضریب گذار هر حلقه از صفحه‌ی اپودیزاسیون مشخص می‌شود. که در شکل ۱ ضریب گذار بر حسب شعاع روزنہ رسم شده است. در شکل ۲ تابع گسترش نقطه با توجه به W نشان داده شده است.



شکل ۱: در این اپدیزاسیون گاوسی محور قائم ضریب گذار و محور افقی شعاع نرمالیزه شده به یک می باشد.



شکل ۲: تابع گسترش نقطه‌ای با توجه به مقادیر w

سه حلقه با سه ضریب گذار متفاوت انتخاب می‌کنیم. اگر لایه‌ها به تعداد خیلی زیاد و ضریب گذار به کندی تغییر کنند به نتیجه‌ی بهتری خواهد رسید. ولی در هر صورت با سه حلقه که هر یک دارای ضریب گذار معینی است، صفحه‌ی اپدیزاسیون گاوسی ساخته می‌شود. ناحیه‌ی روشن مرکزی بسیار مهم است [۳]. چون در غیر این صورت تابع گسترش نقطه را بیش از حد پهن می‌کند و تفکیک‌پذیری کاهش می‌یابد، هرچند که کتراست تصویر را افزایش خواهد داد.

حلقه مرکز باید روشن باشد و سهم هر حلقه در گذار میدان از رابطه‌ی (۱) بدست آمده است.

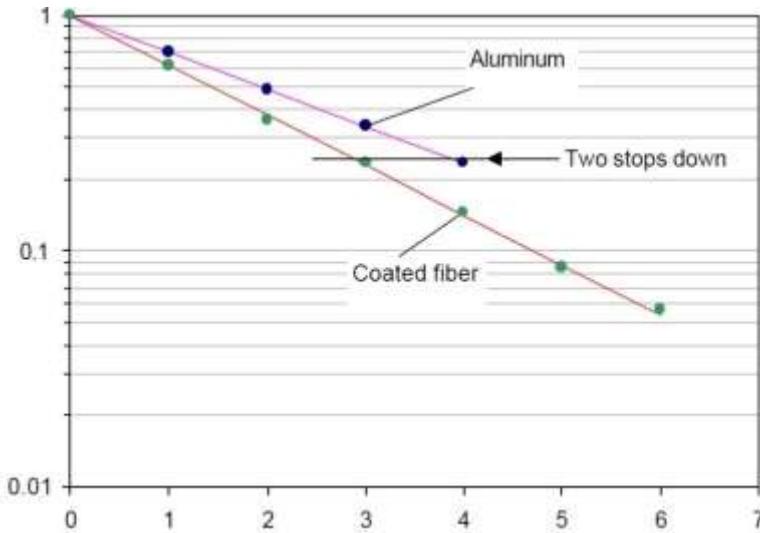
$$2t_{region}[r_{outer} \frac{J_1(r_{outer}\pi\rho)}{\pi\rho} - r_{inner} \frac{J_1(r_{inner}\pi\rho)}{\pi\rho}] \quad (1)$$

t ضریب گذار ناحیه، r ها شعاع‌های نرمالیز حلقه، ρ شعاع نرمالیز (۱/۲۲ لبه‌ی دیسک ایری می‌باشد). و L ها توابع بسل هستند.

اگر شعاع خروجی و t برابر یک باشند و r_{inner} حلقه صفر باشد، این مقادیر نشان دهندهی حلقه‌ی ایری می‌باشد و حلقه‌های دیگر با توجه به شعاع داخلی و خارجی که دارند ضریب گذار آنها تعیین می‌شوند. حلقه‌ها به ترتیب از گذار زیاد به گذار کمتر در کنار هم چیده می‌شوند به طوری که سطح صفحه‌ی تخت اپدیزیسیون با این حلقه‌ها پوشیده می‌شود.



اندوده کردن لایه‌ها به وسیله‌ی عناصر مختلفی از جمله آلومینیوم و فیبر صورت می‌گیرد. در شکل ۳ انرژی گذار را برحسب تعداد لایه‌ها رسم شده است. اگر چنانچه یک لایه اندوده شود ضریب گذار t و اگر هر حلقه با دو لایه پوشیده شود ضریب گذار t^2 می‌باشد.



شکل ۳: رسم انرژی گذار نرمالیز شده بر حسب تعداد لایه‌های آلومینیوم و فیبر

برای نصب کردن به صورتی که در شکل ۴ نشان داده شده تمام حلقه‌ها را در کنار هم و سپس با اتصال به قابی در دهانه‌ی تلسکوپ قرار می‌دهیم. شکل ۴ ساخته شده‌ی آن را نشان می‌دهد.



شکل ۴: یک صفحه‌ی تخت اپودیزاسیون تشکیل شده از سه لایه‌ی متفاوت



نتیجه‌گیری

با انتخاب پارامتر تعیین پهنانی گذار به مقادیر $W=1.2, 0.95, 0.7, 0.5$ ضرایب گذار لایه‌ها مشخص می‌شوند. کناره‌های پراش به ازای دو مقدار اول وجود دارد ولی وقتی $W=0.7$ می‌شود اثری از کناره‌های پراش وجود ندارد و در این حالت تابع گسترش نقطه به حداقل رسیده، ولی در $W=0.5$ و کمتر تابع گسترش نقطه افزایش بیشتری پیدا می‌کند هرچند که پهنانی خط در نیم ماکریم به $1/2$ حالت بدون اپدیزاسیون می‌رسد. در این حالت کنتراست تصویر افزایش قابل ملاحظه‌ای پیدا کرده است. تابعی که در این مقاله عنوان شده ادعای مرز تجربی تعیین شده‌ی قبلی را حمایت می‌کند. همچنین هیچ تغییری در طبیعت طیف به وجود نمی‌آورد. این تابع در اجرای عملی و محاسبه بسیار ساده است و کناره‌های اصلی شکل خط وسیله را تا حد ممکن باریک می‌کند. در این حال منجمین روش‌های مشاهده‌ی سیارات کم نور را توسعه و روش بهتری برای مشاهده‌ی مؤلفه‌ی کم نور ستاره‌ی دوتایی پیدا کرده‌اند.

مراجع

1. Park and et al. Journal of the Korean Physical Society. Vol. 41, pp. 687-692 (2002).
2. Quanz and et al. The Astrophysical Journal Letters. Vol.722, pp. 49-53 (2010).
3. Schmidt. Eurekalert (2010).
4. Hamed. Indian Academy of Science. Vol. 66, pp. 1037-1048 (2006).



تحلیل منحنی O-C کمینه های گرفت ستاره‌ی دوتایی گرفتی V523 Cas

محیا محمدی، عباس عابدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در این مقاله چندین زمان کمینه‌ی گرفت برای سیستم دوتایی گرفتی V523 Cas ارائه شده است. با استفاده از این زمان‌ها و پاقی زمان‌ها کمینه‌ی اعلام شده توسط پاقی راصدان منحنی O-C کمینه‌ی گرفت این سیستم بر حسب دوره رسم شده است. سپس با تحلیل این منحنی زیج خطی جدید سیستم تعیین شده است. بعلاوه، آهنگ انتقال جرم در این سیستم دوتایی مشخص گردیده است.

مقدمه

سیستم دوتایی گرفتی (TYC 3257-167-1) V523 Cas یک ستاره دوتایی گرفتی از نوع W UMa با یکی از کوتاهترین پریودهای ($P = 0.2337$) شناخته شده می‌باشد، که توسط وبر^۱ در سال ۱۹۵۷ کشف شده است [۱]. سپس در سال ۱۹۷۴ زمان‌های کمینه‌ی گرفت منحنی نوری این سیستم توسط هسلر^۲ ارائه شد و یک سال بعد ژوکو^۳ و لاورو^۴ منحنی نوری فوتوالکتریکی این سیستم را تحلیل کرده و پارامترهای ستاره‌ای را محاسبه کردند [۲]. همچنین هریونک^۵ به تنها ی اندیس رنگ Cas V523 را مشخص کرد [۲]. این سیستم یک ستاره دوتایی گرفتی فوق تماسی با رده‌ی طیفی K5V است [۳و۴]. طبق بررسی‌های انجام شده پریود این سیستم در حال افزایش است [۵و۶].

مطالعه‌ی دوره‌ی تناوب

ستاره دوتایی گرفتی V523 Cas در ماه‌های مرداد و شهریور سال ۱۳۹۱ طی هشت شب در رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی اشمیت کاسکرین مجهز به CCD مدل ST-7 در چهار صافی U، B، V و R جانسون نورسنجی شده است. کاهش داده‌ها توسط نرم افزار IRIS انجام شده است. سپس بر داده‌های گرفت‌های سیستم، با استفاده از نرم افزار origin یکتابع لورنتسی تطبیق داده شده و به این وسیله زمان‌های کمینه‌ی گرفت‌های اولیه و ثانویه‌ی این سیستم محاسبه شده است. در جدول ۱ زمان‌های ۱۶ کمینه‌ی گرفت ارائه داده شده است. در شکل ۱ منحنی تطبیقی تابع لورنتسی بر داده‌های گرفت در صافی U بر حسب زمان ژولینی نشان داده شده است.

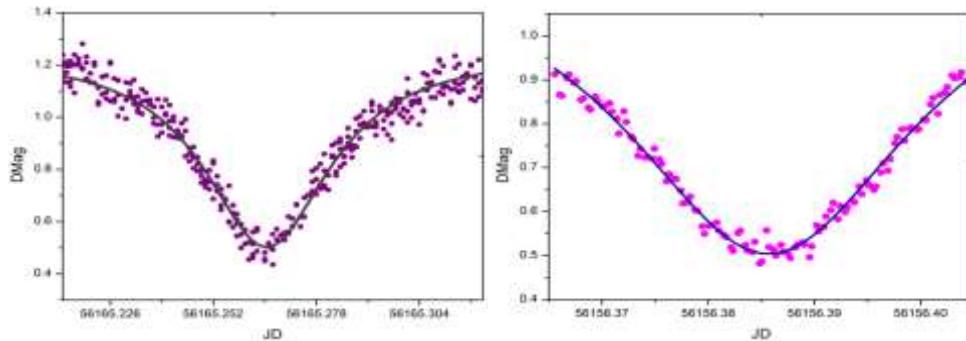
¹ Weber

² Haüssler

³ Zhukov

⁴ Lavrov

⁵ Hrivnak



شکل ۱: تطبیق تابع لورنتسی بر منحنی قدر برحسب زمان ژولیانی برای راست) گرفت ثانویه چپ) گرفت اولیه

جدول ۱: زمان های کمینه‌ی گرفت

HJD	Filter	Min	Error	HJD	Filter	Min	Error
2456155.21966	U	II	0.00687	2456165.38359	U	I	0.00678
2456155.33469	U	I	0.00468	2456177.30216	B	I	0.00683
2456156.38731	U	II	0.00999	2456177.41991	B	II	0.00825
2456158.25707	V	II	0.00751	2456178.23630	V	I	0.00608
2456158.37290	V	I	0.00848	2456178.35512	V	II	0.00482
2456161.29553	B	II	0.00650	2456179.28983	R	II	0.00524
2456161.41190	B	I	0.00615	2456179.40560	R	I	0.00671
2456165.26776	U	II	0.00713	2456179.52310	R	II	0.00600

با استفاده از این زمانها و زمان های کمینه‌ی ارائه شده در سایت o-c gateway می توان رفتار پریودی سیستم را بررسی کرد.

برای رسم منحنی o-c کمینه های گرفت از افرمی که توسط برداشتربیت^۶ در سال ۱۹۸۱ ارائه شده است، استفاده گردیده که عبارت است از:

$$\text{MIN(HJD)} = 2441220.3036 + 0.23369068E$$

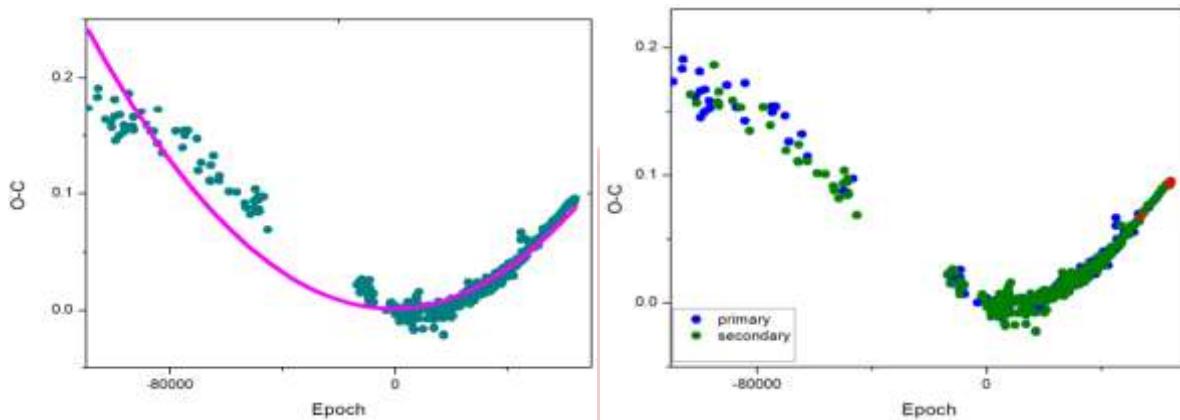
منحنی o-c کمینه های گرفت سیستم دوتایی گرفتی V523 Cas برحسب دوره در شکل ۲ رسم شده است. که داده های رصدی در این پژوهش را با ستاره های قرمز مشخص شده اند. با توجه به این شکل و تطبیق داده های اولیه و ثانویه بر یکدیگر، احتمال حرکت اوجی وجود ندارد. با توجه به شکل سهمی گون این نمودار می توان از روش کمترین مربعات یک تابع درجه دو را بر این داده ها تطبیق دهیم که ضرایب آن در جدول ۲ آورده شده اند و در شکل ۳ تطبیق این منحنی بر تابع درجه ی دو بر داده های o-c کمینه های گرفت نشان داده شده است.

⁶ Bradstreet



جدول ۲: ضرایب تابع درجه ی دو منطبق شده بر داده های O-C کمینه های گرفت

ضرایب	مقدار	خطای استاندارد
C_0	$+/-0.174$	$8/2274 E-4$
C_1	$2/0.2854 E-8$	$1/8.422 E-8$
C_2	$2/0.2266 E-11$	$2/82968 E-13$



شکل ۳: منحنی O-C زمان های کمینه ی گرفت اولیه و ثانویه

به کمک ضرایب تابع منطبق شده بر منحنی O-C در جدول ۲ و روابط زیر [۶] می توان دوره تناوب جدید این سیستم دوتایی و آهنگ تغییرات آن را بدست آورد. اختلاف بین کمینه های گرفت مشاهداتی و محاسباتی را با ΔT نمایش می دهیم که آن را تابعی از دوره در نظر می گیریم. P_{le} دوره تناوب مرجع می باشد که از زیج خطی استخراج شده است. اگر T_{obs} تابع دوره باشد در هر زمانی که کمینه ی گرفت را بدست می آوریم، دوره ی تناوب در آن زمان با دوره ی تناوب در زمان های قبل و بعد متفاوت خواهد بود.

$$T_{calc}(\varepsilon) = T_{ref} + \varepsilon P_{le} \quad (1)$$

$$O-C = T_{obs} - T_{calc} = \Delta T(\varepsilon) = T_{obs} - T_{ref} - \varepsilon P \quad (2)$$

$$T_{obs}(\varepsilon) = T_{calc}(\varepsilon) + \Delta T(\varepsilon) \quad (3)$$

$$\Delta T(\varepsilon) = \sum_{j=0}^n C_j \varepsilon^j \quad (4)$$

$$P(\varepsilon) = P_{le} + \sum_{j=0}^n C_j \varepsilon^j - \sum_{j=0}^n C_j (\varepsilon - 1)^j \quad (5)$$

در نتیجه زیج خطی به صورت زیر اعلام می گردد:

$$MIN(HJD) = (2456178.23630 \pm 6.08 \times 10^{-3}) + (0.23369330 \pm 5.23 \times 10^{-8})E$$

به کمک رابطه ی ۶ می توان آهنگ تغییرات دوره ی تناوب \dot{P} را محاسبه کرد [۶] :

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{2C_2}{P_{le}} \quad (6) \quad \rightarrow \quad \dot{P} = 1.9393 \times 10^{-11} \pm 2.7131 \times 10^{-13} \left(\frac{day}{year} \right)$$



با توجه به روابط بالا، پریود سیستم در حال افزایش است.

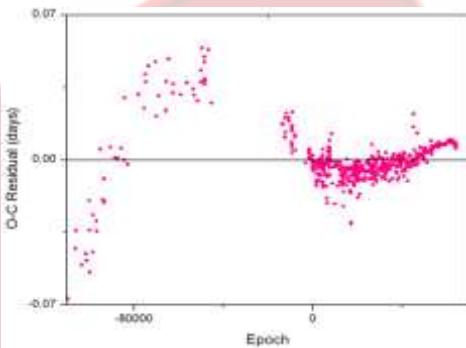
با فرض پایستاری جرم سیستم و استفاده از جرم‌های اعلام شده توسط Samec و همکارانش [۷] و با استفاده از رابطه ۷ [۶]،

$$\frac{\dot{p}}{p} = \frac{3\dot{m}_1(m_1 - m_2)}{m_1 m_2} \quad (7)$$

می‌توان آهنگ انتقال جرم بین دو مؤلفه‌ی اولیه و ثانویه را بدست آورد:

$$\dot{m}_1 = -\dot{m}_2 = 2.271182 \times 10^{-11} + 4.42640 \times 10^{-12} \quad (M_{\odot}/year)$$

منحنی حاصله از تفاضل $O-C$ و تابع درجه دو منطبق شده بر آن در شکل ۴ نشان داده شده است. این منحنی تناوب آشکاری را نشان می‌دهد که در ادامه‌ی پژوهش مورد بررسی قرار خواهد گرفت.



شکل ۴: منحنی باقی مانده‌های $O-C$ بر حسب دوره

نتیجه گیری

بررسی انجام شده بر روی منحنی $O-C$ نشان می‌دهد که این سیستم دوتایی فعال می‌باشد و پریود این سیستم در حال افزایش است که با نتیجه‌ی دیگر را صدآن تطبیق دارد. بعلاوه، براساس مقدار بدست آمده از انتقال جرم پایستار در می‌یابیم که مؤلفه‌ی ثانویه در حال انتقال جرم به مؤلفه‌ی اولیه است. منحنی باقی مانده‌های $O-C$ بر حسب اپاک تناوب آشکاری را نشان می‌دهد که می‌تواند در اثر حضور یک جسم سوم باشد.

مراجع

1. R. Weber. J. Observateurs, Vol. 41, No. 4, pp. 74 (1958).
2. H. Bradstreet. The Astronomical Journal, Vol 86, No 1, pp. 98-101 (1980).
3. Lister and et al. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 317, Issue 1, pp. 111-119 (2000).
4. Y.S Lee and et al. Journal of Astronomy and Space Sciences. Vol. 27, No. 2, pp. 81-88 (2010).
5. Jeong and et al. JASS, Vol. 23, pp. 177 (2006).
6. R. W., Hildich, " An Introduction to Close Binary Stars " ; Cambridge University Press (1001).
7. Samec and et al. The Astronomical Journal, Vol 128, pp. 2997-3004 (2004).



بررسی عوامل مؤثر بر تغییرات دوره تناوب دوتایی گرفتی AK Her

محمدی، مریم^۱ عابدی، عباس^۲

^۱دانشگاه بیرجند

چکیده

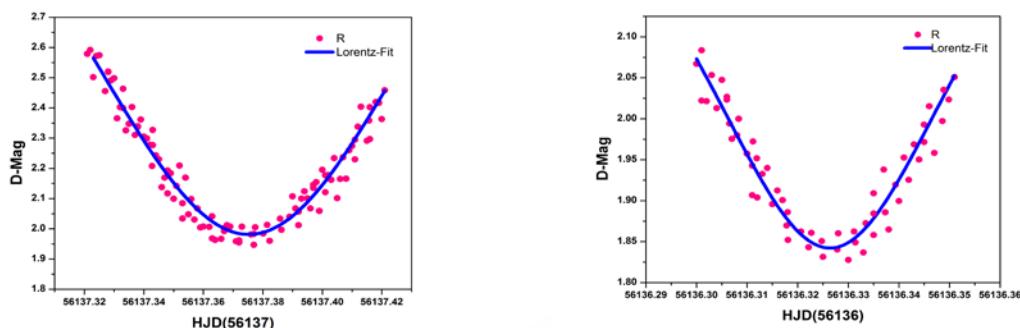
در این مقاله زمان‌های کمینه گرفت اولیه و ثانویه برای سیستم دوتایی گرفتی *AK Her* در سه صافی *V*, *B* و *R* جانسون مشاهده و تعیین شده‌اند و با استفاده از این زمان‌ها و زمان‌های کمینه گرفت اعلام شده توسط دیگران، منحنی *O-C* کمینه‌های گرفت این سیستم رسم شده است با تحلیل این منحنی، زیج خطی جدید سیستم تعیین و آهنگ انتقال جرم از مولفه‌ی ثانویه به اولیه اعلام شده است. منحنی باقیمانده‌های داده‌های منحنی *O-C* وتابع درجه‌ی منطقی بر آن تغییرات تناوبی را نشان می‌دهد که می‌تواند ناشی از اثر نور-زمان باشد که در ادامه پژوهش بررسی خواهد شد.

مقدمه

دوتایی گرفتی ($+16^{\circ}31^m30^s$) *AK Her* (BD) یک سیستم دوتایی گرفتی از نوع *W UMa* با پریود کوتاه ۰/۴۲۱۵۲۲ می‌باشد که اولین بار توسط متكلف شناسایی شده است [۱]. اولین منحنی نوری فوتوگرافی از *AK Her* توسط جردن و مشاهدات فوتوالکتریک سیستم توسط استین ارائه شده است [۱]. رده طیفی این سیستم دوتایی گرفتی *F8* می‌باشد [۱]. یک منبع اشعه ایکس برای *AK Her* یافت شده است، اگرچه وجود این منبع ضعیف به نظر می‌رسد [۱]. اولین منحنی *O-C* توسط سیفرت و میسن ارائه شده است [۲]. اشمیت و هرسزگ برای اولین بار یک تناوب شبه سینوسی را برای دوره تناوب مداری این سیستم پیشنهاد کردند و این تناوب را به واسطه اثر نور-زمان دانسته که به دلیل حضور جسم سوم ایجاد می‌شود [۳]. بوكمیر نیز حضور جسم سوم را پیشنهاد کرد [۵]. همچنین وریکات و اشک خروج منحنی *O-C* از فرم سینوسی را گزارش کرده‌اند [۲].

مطالعه‌ی دوره تناوب

ستاره دوتایی گرفتی *AK Her* در ماه‌های تیر و مرداد سال ۱۳۹۱ طی هشت شب در رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچ اشمیت کاسگرین مجهر به *CCD* مدل ST-۷ در سه صافی *V*, *B* و *R* جانسون نورسنجی شده است. با تطبیق تابع لورنتسی بر گرفت‌های منحنی نوری با استفاده از نرم افزار *Origin.8* کمینه‌های گرفت اولیه و ثانویه‌ی این سیستم تعیین گردیده و مقادیر حاصل در جدول ۱ ارائه شده است. انطباق تابع لورنتسی بر داده‌های کمینه‌های گرفت اولیه و ثانویه در شکل‌های ۱ و ۲ در صافی *R* جانسون به عنوان نمونه آورده شده است.



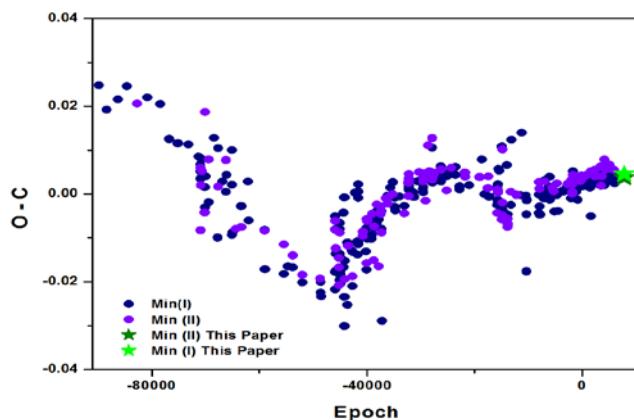
شکل ۱: تطبیق تابع لورنتسی بر کمینه‌ی اولیه در صافی R

جدول ۱: زمان‌های کمینه‌ی گرفت

HJD	صافی	کمینه گرفت	خطای استاندارد
۲۴۵۶۱۳۶/۳۲۶۵۱	B	I	۰/۰۰۰۲۸
۲۴۵۶۱۳۶/۳۲۷۵۳	V	I	۰/۰۰۰۳۱
۲۴۵۶۱۳۶/۳۲۸۴۵	R	I	۰/۰۰۰۳۷
۲۴۵۶۱۳۷/۳۷۷۶۲	B	II	۰/۰۰۰۴۴
۲۴۵۶۱۳۷/۳۷۹۹۶	V	II	۰/۰۰۰۴۵
۲۴۵۶۱۳۷/۳۷۵۲۸	R	II	۰/۰۰۰۴۰

سپس با استفاده از مجموعه زمان‌های کمینه‌ی گرفت اولیه و ثانویه‌ی موجود در سایت O-C gateway استفاده از زیچ خطی زیر که توسط اوادالا ارائه شده [۱]، منحنی O-C کمینه‌های گرفت اولیه و ثانویه دوتایی گرفتی بر حسب تعداد دور‌های کامل سیستم در شکل ۳ رسم شده است:

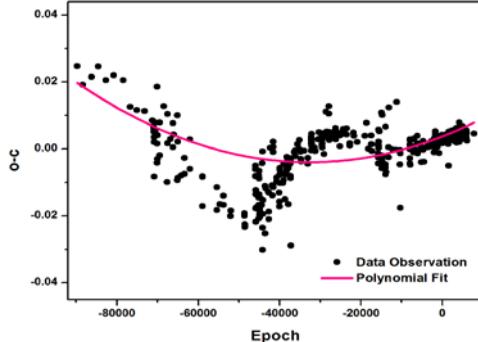
$$\text{MIN (JD)} = ۲۴۵۲۸۴۸/۴۴۶۰ + ۰/۴۲۱۵۲۲۵۵ E$$



شکل ۳: منحنی O-C برای زمان‌های کمینه‌ی اولیه و ثانویه



در ادامه به روش کمترین مربعات، بهترین منحنی تابع درجه دو را مطابق شکل ۴ بر منحنی O-C منطبق می‌کنیم.
 ضرایب این تابع در جدول ۲ آمده است.



جدول ۲: ضرایب تابع درجه ۲

ضرائب	مقدار	خطا
C₀	۰/۰۰۳۴۸	۳/۹۱ E -۴
C₁	۴/۸۱۲۹ E -۷	۲/۶۶۹۴۷ E -۷
C₂	۸/۰۲۸۱۱ E -۱۲	۳/۸۳۱۹ E -۱۲

شکل ۴: منحنی O-C به همراه تابع درجه ۲ منطبق بر ان

به کمک ضرایب تابع منطبق شده بر منحنی O-C و روابط زیر [۶] می‌توان دوره تناوب جدید این سیستم دوتایی و آهنگ تغییرات آن را بدست آورد.

$$T_{calc}(\varepsilon) = T_{ref} + \varepsilon P_{le} \quad (1)$$

$$O - C = T_{obs} - T_{calc} = \Delta T(\varepsilon) = T_{obs} - T_{ref} - \varepsilon P \quad (2)$$

$$T_{obs}(\varepsilon) = T_{calc}(\varepsilon) + \Delta T(\varepsilon) \quad (3)$$

$$P(\varepsilon) = T_{obs}(\varepsilon) - T_{obs}(\varepsilon - 1) = P_{le} + \Delta T(\varepsilon) - \Delta T(\varepsilon - 1) \quad (4)$$

ΔT را می‌توان به صورت یک چند جمله‌ای نوشت:

$$\Delta T(\varepsilon) = \sum_{j=0}^n C_j \varepsilon^j \quad (5)$$

$$P(\varepsilon) = P_{le} + \sum_{j=0}^n C_j \varepsilon^j - \sum_{j=0}^n C_j (\varepsilon - 1)^j \quad (6)$$

به منظور به دست آوردن دوره تناوب مداری، اگر T_{obs} تابع دوره باشد، در هر زمانی که کمینه گرفت را بدست می‌آوریم، دوره تناوب در آن زمان با دوره تناوب در زمان‌های قبل و بعد متفاوت می‌باشد. در رابطه‌ی n درجه‌ی n چند جمله‌ای می‌باشد. از آنجایی که C_j ها ضرایب تابع درجه ۲ منطبق شده بر منحنی O-C می‌باشند، بنابراین در رابطه‌ی n ، ε از صفر تا ۲ تغییر می‌کند. P_{le} دوره تناوب مرجع می‌باشد که از زیج خطی استخراج شده است. لازم به ذکر است که n دوره‌ی مربوط به کمینه‌ی اولیه ایست که از مشاهدات رصدی بدست آمده است [۱].

$$P(\varepsilon) = ۰/۴۲۱۵۲۳۱۳ \pm ۳/۱۶ \times 10^{-7} \quad (7)$$

با توجه به دوره تناوب محاسبه شده، زیج خطی جدید این سیستم دوتایی به صورت زیر اعلام می‌گردد:

$$MIN(HJD) = ۲۴۵۶۱۳۶/۳۲۶۵۱ \pm ۲/۸۵ \times 10^{-4} + (۰/۴۲۱۵۲۳۱۳ \pm ۳/۱۶ \times 10^{-7}) E$$

در نهایت آهنگ تغییرات دوره تناوب مطابق رابطه ۷ به دست می‌آید:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{2C_2}{P_{le}} \quad (8)$$



مقدار \dot{P} برابر می شود با:

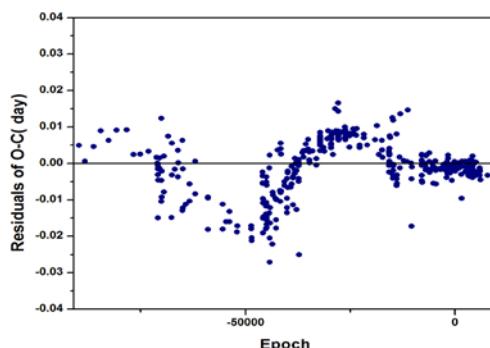
$$\dot{P} = 3 / 45213 \times 10^{-11} \pm 1/767 \times 10^{-11} \text{ (day/year)}$$

با توجه به تماسی بودن سیستم، می توان آهنگ تغییر دوره تناوب را به اثر انتقال جرم بین دو مؤلفه نسبت داد.
با فرض پایستاری جرم سیستم و با استفاده از رابطه ۸ [۶]، آهنگ انتقال جرم بین دو مؤلفه، m_1 ، محاسبه شده است.
با توجه به مقادیر جرم مؤلفه های $M_1 = 1/86 \pm 0/01$ و $M_2 = 0/48 \pm 0/01$ $M_{sun} = 1/86 \pm 0/01$ داریم:

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{3m_1(m_1 - m_2)}{m_1 m_2} \quad (9)$$

$$\dot{m}_1 = -\dot{m}_2 = 1/766119.02 \times 10^{-12} \pm 9/761519 \times 10^{-12} \text{ (M}_\odot/\text{year)}$$

با توجه به مثبت بودن علامت \dot{m}_1 مؤلفه اولیه جرم بدست می آورد و آهنگ انتقال جرم از مؤلفه ثانویه به اولیه می باشد.
باقی مانده های تفاضل داده های O-C و مقادیر تابع درجه ۲ تطبیق شده بر آن، در شکل ۵ نشان داده شده است. در
ادامه پژوهش لازم است منحنی باقی مانده ها مورد بررسی گیرد.



شکل ۵: منحنی باقیمانده های O-C بر حسب دوره

نتیجه گیری

با توجه به شکل ۳ رفتار تغییرات O-C کمینه های گرفت اولیه و ثانویه یکسان می باشند، پس این سیستم دوتایی حرکت اوجی ندارد. از مقایسه ی دوره تناوب جدید سیستم دوتایی با دوره تناوب زیج خطی مبنای تئیجه می شود که دوره تناوب سیستم دوتایی در حال افزایش می باشد و این افزایش به دلیل انتقال جرم پایستار از مؤلفه ی ثانویه به مؤلفه ی اولیه ی این سیستم دوتایی صورت گرفته است. در شکل ۵ مشاهده می شود که باقیمانده های منحنی O-C دارای فرم سینوسی می باشد که می تواند دلیلی بر حضور جسم سوم باشد.

مراجع

- 1-N.Awadalla, et al. 2004 *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso* **34**, 20
- 2-Seyfert, C.K., Mason, E.E., 1951. *Astron. J.* **56**, 48.
- 3-Schmitt, H., Hercezeg, T., 1959. *ApJ* **47**, 106.
- 4-Varricatt,Watson P., et al.2001 “V,R &I Light Curves of Contact Binary System AK Her.”.
- 5-Bookmyer, B. B. 1972, *PASP*, 8.
- 6-Hildich, R. W. “ An Introduction to Close Binary Stars” ; 2001.
- 7-Samadi. A., et al.2010,*New Astronomy*, **15**, 339.



on the time varying G and the holographic dark energy model

M. Malekjani^{1,2} and M. Honari-Jafarpour¹

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan 65178, Iran.

² Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha (RIAAM)- Maragha, Iran, P. O. Box: 55134-441.

Here we investigate the holographic dark energy model in the framework of FRW cosmology where the newtonian gravitational constant, G , is varying with cosmic time. Using the complementary astronomical data which support the time dependency of G , the evolutionary treatment of EoS parameter and energy density of dark energy model are calculated in the presence of time variation of G . It has been shown that in this case, the phantom regime can be achieved at the present time. We also calculate the evolution of G - corrected deceleration parameter for holographic dark energy model and show that the dependency of G on the comic time can influence on the transition epoch from decelerated expansion to the accelerated phase. Finally we perform the statefinder analysis for G - corrected holographic model and show that this model has a shorter distance from the observational point in $s - r$ plane compare with original holographic dark energy model.

I. INTRODUCTION

Nowadays, it is widely believed that the cosmos is experiencing an accelerated expansion. This idea and belief came into existence after collection of data from "Type Ia supernova" in 1998 [1]. Also the other data from WMAP [2], SDSS [3] and X-ray [4] experiments support this accelerated expansion. In the framework of standard cosmology, the existence of dark energy with negative pressures is essential to interpret the cosmic acceleration. Hence, dark energy scenario has got a lot of attention in modern cosmology both from theoretical and observational point of view. Observationally, The result of SNeIa experiment shows that dark energy occupies about 72% of the total energy of our universe, dark matter and baryons about 28% of the total energy of the universe [1]. Although the nature of dark energy is still un-known, but the ultimate fate of the current universe is determined by this mysterious component. Till now, some theoretical models have been proposed to interpret the behavior of the dark energy. The first and the simplest one is Einstein's "cosmological constant" [5] which, of course, has two problems called fine-tuning and cosmic coincidence. The cosmological constant has the fixed equation of state $w_\Lambda = -1$, while the dynamics of current expansion can be explained by dynamical dark energy models with time varying equation of state. The scalar fields such as quintessence [6], phantom [7] or the combination of both which is called quintom [8] are examples of dynamical models. The other dynamical dark energy models which interprets the current acceleration of expansion are constructed based on quantum gravity theory [9]. The holographic dark energy (HDE) model is one of the the proposed models based on the holographic principle in quantum gravity [10]. According to the holographic principle, a short distance ultra-violet (UV) cut-off is related to the long distance infra-red (IR) cut-off, due to the limit set by the formation of a black hole [10].

The holographic principle indicates that the zero-point energy of a system with size L should not be exceed from the mass of black hole with the same size. From the above principle, the energy density of HDE model in cosmology can be described as:

$$\rho_d = \frac{3c^2}{8\pi GL^2} \quad (1)$$

Where L is the cosmic horizon and c is a numerical constant of order unity and G is a Newton's gravitational constant. The length scale L has an essential role in the definition of energy density of HDE model. Therefore the various model of HDE have been constructed for different of infrared (IR) cutoff length. For example the simple choice of IR cutoff is the Hubble length which leads to wrong equation of state for DE [10]. However in the presence of interaction between dark matter and DE the HDE model with Hubble radios IR cutoff can derive the accelerated expansion and also solve the coincidence problem [11]. The other choice for IR cutoff is the particle horizon. In this case, like Hubble length, the accelerated expansion cannot be achieved [11]. Another choice is the event horizon where the cosmic acceleration can be interpreted in this case [12]. Nojiri and Odintsov (2006) investigated the holographic DE model by assuming IR cutoff depends on the Hubble rate, particle and future horizons, span of life of the universe and cosmological. In this generalized form of HDE the phantom regime can be achieved and also the coincidence problem is demonstrated. Unification of early phantom inflation and late time acceleration of the universe is the other feature of this model. Recently, the HDE model has been constrained by various astronomical observations [13–16]. In addition, there are some theoretical and observational supports indicating that Newton's gravity constant varies and changes with cosmic time. The first theoretical idea in this respect is the pioneering work of Dirac [17], and then the idea of Dyson [18]. Also,



the Brans-Dicke framework in the Physics predicts the variability and fluctuation of G [19]. Moreover the varying behavior of G in Kaluza-Klein theory was associated with a scalar field appearing in the metric component corresponding to the 5-th dimension and its size variation [20]. In this theory, a scalar field paired with gravity by a new parameter replaces the quantum gravity. The variability of G with time is also supported from the observational viewpoint. The observational data collected by Type Ia Supernova [21], Hulse-Taylor Binary [22], astro-seismological data from pulsating white dwarf stars [23,24], helio-seismological [25] and the Big Bang Nuclei-synthesis data [26] support a variable value for G with time. We refer to these observations in the section 3 of the paper. Here in this work we consider the HDE model with time varying G , the so-called G -corrected HDE model, in spatially flat FRW universe. We consider the event horizon as an IR cut-off in relation (1). In this concern some other works have been done in which the HDE model has been considered with time dependency of G , i.e., [27]. Here we obtain the equation of state w_d as well as deceleration parameter q and statefinder pair $\{s, r\}$ for G -corrected HDE model in FRW universe and also solve the related equations numerically by using the observational values for $G(t)$.

It is clear that constraining a given model against the observational data is model dependent. Therefore some doubts usually remain on the validity of the constraints on cosmological parameters. In order to solve this problem, we use the cosmography, i.e. the expansion of scale factor in Taylor series with respect to the cosmic time. The first term of Taylor series is the Hubble parameter ($H = \frac{da}{dt}$), the second term is the deceleration parameter ($q = -\frac{d^2a}{aH^2dt^2}$), the third term is the jerk parameter ($r = \frac{d^3a}{aH^3dt^3}$), the forth term is snap ($k = \frac{d^4a}{aH^4dt^4}$) and the fifth term is lerk parameter ($l = \frac{d^5a}{aH^5dt^5}$). The present values of the above parameters can be used to describe the evolution of the universe. For example $q_0 < 0$ indicates the current accelerated expansion of the universe and also r_0 allows to discriminate between different dark energy models. Since Hubble's parameter which corresponds to the first derivative of the scale factor (\dot{a}) and the deceleration parameter which corresponds to the second derivative of the scale factor (\ddot{a}) can not distinguish between the different models, we need a higher derivative of scale factor. Sahni et al. [28] and Alam et al. [29], by using the third time derivative of scale factor, introduced the statefinder pair $\{s, r\}$ in order to diagnosis the treatment of dark energy models. The statefinder pair in spatially flat universe is given by:

$$r = \frac{\ddot{a}}{aH^3} \quad ; \quad s = \frac{r - 1}{3(q - \frac{1}{2})} \quad (2)$$

The statefinder parameters s and r are the geometrical parameters, because they only depend on the scale fac-

tor. Up to now, different dark energy models have been investigated from the viewpoint of statefinder diagnostic. These models have different evolutionary trajectories in $\{s, r\}$ plane, therefore the statefinder tool can discriminate these models. The well known $\Lambda - CDM$ model corresponds to the fixed point $\{s = 0, r = 1\}$ in the $s - r$ plane [28]. The distance of the current value of statefinder pair $\{s, r\}$ of a given dark energy model from the fixed point $\{s = 0, r = 1\}$ is a valuable criterion to examine of model. Also the recent investigation by observational data resulted the best fit value for statefinder in flat universe as $\{s_{obs} = -0.006, r_{obs} = 1.02\}$ [30]. The other dark energy models which have been studied from the viewpoint of statefinder diagnostic are : the quintessence DE model [28,29] , the interacting quintessence models [31,32], the holographic dark energy models [33,34] , the holographic dark energy model in non-flat universe [35], the phantom model [36], the tachyon [37], the generalized chaplygin gas model [38], the interacting new agegraphic DE model in flat and non-flat universe [39,40], the agegraphic dark energy model with and without interaction in flat and non-flat universe [41,42], the new holographic dark energy model [43], the interacting polytropic gas model [44] and the interacting ghost dark energy model [45].

The paper is organized as follows: In section (2) the G -corrected HDE model has been presented in flat FRW universe and the equation of state w_d , deceleration parameter q and statefinder pair $\{s, r\}$ have been calculated in the presence of time variation of G . In section (3) we present the numerical results and in section (4) the paper is concluded.

II. THE G-CORRECTED HDE MODEL IN A FRW COSMOLOGY

The Hilbert-Einstein action with time varying gravitational constant, $G(t) = G_0\phi(t)$, is

$$S = \frac{1}{16\pi G_0} \int \sqrt{-g} [\frac{R}{\phi(t)} + L_m] d^4x \quad (3)$$

Here we assume the scalar function $\phi(t)$ for time dependency of $G(t)$. Also G_0 is usual gravitational constant and L_m is the lagrangian of matter field. By variation of above action with respect to metric $g_{\mu\nu}$ the first corrected Friedmann equation for zero-zero component of field equation in flat geometry can be obtained as follows

$$H^2 = \frac{8\pi G(t)}{3} (\rho_m + \rho_d) + H \frac{\dot{G}}{G} \quad (4)$$

Since the value of \dot{G}/G is small particularly in the late time accelerated universe, therefore we have ignored the higher time derivative of G (i.e., \ddot{G}/G) and also larger powers than one (i.e., $(\dot{G}/G)^2, \dots$).



The equation (4) for standard model with time varying gravitational constant can also be obtained from Brans-Dicke gravity by assuming ($w = 0$ and $\psi = 1/\phi(t)$) in equation (2) of [46]. Here w is the Brans-Dicke parameter and ψ is Brans-Dicke scalar field.

If we consider the derivative of G according to $\ln a$ the above G -corrected Friedman equation can be re-written as:

$$H^2(1 - \frac{\dot{G}}{G}) = \frac{8\pi G(t)}{3}(\rho_m + \rho_d), \quad (5)$$

where prime is derivative with respect to $x = \ln a$.

Assuming the event horizon as an IR cut-off as

$$R_h = a \int \frac{dt}{a} = a \int \frac{H}{\dot{a}} d\ln a, \quad (6)$$

The energy density of HDE model in Eq.(1) is written as

$$\rho_d = \frac{3c^2}{8\pi G(t)R_h^2} \quad (7)$$

In terms of dimensionless energy densities

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c} \quad ; \quad \Omega_d = \frac{\rho_d}{\rho_c}, \quad (8)$$

where the $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G(t)}$ is the critical energy density, the corrected Friedman equation(5) can be written as

$$\Omega_m + \Omega_d = 1 - \frac{\dot{G}}{G} \quad (9)$$

this equation is look like to the Friedman equation in the non-flat universe : $\Omega_m + \Omega_d = 1 - \Omega_k$. Based on observational data described in introduction we consider the negative values for $\frac{\dot{G}}{G}$. Therefore the added term \dot{G}/G in right hand side of (9) can be interpreted as non-flatness parameter Ω_k in non-flat universe.

In addition the evolution of Hubble parameter in terms of scale factor in G -corrected flat universe including dark matter and dark energy can be calculated from Eq.(4) as follows

$$H^2(1 - \frac{\dot{G}}{G}) = H_0^2[\Omega_m a^{-3} + \Omega_d a^{-3(1+w_d)}], \quad (10)$$

where H_0 is the present value of Hubble parameter.

The conservation equations for dark matter and dark energy are given by:

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = 0 \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_d + 3H(1+w_d)\rho_d = 0 \quad (12)$$

Taking the time derivative of (7) by using $\dot{R}_h = 1 + HR_h$ and (7) in relation (12) we obtain the equation of state for G -corrected HDE model as follows

$$w_d = -\frac{1}{3} - \frac{2}{3}\frac{\sqrt{\Omega_d}}{c} + \frac{1}{3}\frac{\dot{G}}{G} \quad (13)$$

Also, taking the derivative of (13) with respect to $x = \ln a$, we obtain

$$\dot{w}_d(1 - \frac{1}{2}\frac{\dot{G}}{G}) = \frac{-1}{3} \times \left(\frac{\dot{\Omega}_d}{c\sqrt{\Omega_d}}(1 - \frac{\dot{G}}{2G}) - \frac{3}{2}(1 + w_d\Omega_d)\frac{\dot{G}}{G} \right) \quad (14)$$

Here we have ignored the terms including $(\dot{G}/G)^2$ and $(\dot{G}/G)^3$ and also \dot{G}/G . In what follows which we derive and calculate, we keep only the first- order correction of G (i.e., \dot{G}/G).

Now, derivative of $\Omega_d = \frac{\rho_d}{\rho_c} = \frac{c^2}{H^2 R_h^2}$ yields the evolutionary equation for dark energy density for G -corrected HDE model as follows

$$\dot{\Omega}_d = -2\Omega_d[\frac{c}{HR} + \frac{\dot{H}}{H^2} + 1] \quad (15)$$

In addition taking the time derivative of corrected Friedman equation (4) obtains

$$\frac{\dot{H}}{H^2}(1 - \frac{1}{2}\frac{\dot{G}}{G}) = -\frac{3}{2}(1 + w_d\Omega_d) + 2\frac{\dot{G}}{G} \quad (16)$$

Therefore the equation of motion for energy density of G -corrected HDE, i.e., Eq.(15) is written as

$$\dot{\Omega}_d(1 - \frac{\dot{G}}{2G}) = \Omega_d \times \left(3(1 + w_d\Omega_d) + \frac{\sqrt{\Omega_d}}{c}(2 - \frac{\dot{G}}{G}) - 3\frac{\dot{G}}{G} - 2 \right) \quad (17)$$

The deceleration parameter $q = -1 - \dot{H}/H^2$ which represents the decelerated or accelerated phase of the expansion of the universe, by using (13)and (16), is written for G -corrected HDE model as

$$q(1 - \frac{1}{2}\frac{\dot{G}}{G}) = \frac{1}{2}(1 + 3w_d\Omega_d) - \frac{3}{2}\frac{\dot{G}}{G} \quad (18)$$

For completeness, we now derive the statefinder pair $\{s, r\}$ in G -corrected HDE model. For this aim, by time derivative of (16), we first obtain

$$\begin{aligned} \ddot{\frac{H}{H^3}}(1 - \frac{3}{2}\frac{\dot{G}}{G}) &= \\ \frac{9}{2}(1 + w_d\Omega_d)\left(w_d\Omega_d(1 - \frac{3}{4}\frac{\dot{G}}{G}) - \frac{11}{4}\frac{\dot{G}}{G} + 1\right) \\ - \frac{3}{2}(1 - \frac{\dot{G}}{G})(\dot{w}_d\Omega_d + \dot{\Omega}_d w_d) \end{aligned} \quad (19)$$

Inserting (16) and (19) in $r = \frac{\ddot{H}}{H^3} + 3\frac{\dot{H}}{H^2} + 1$ we obtain the following equation for the parameter r of statefinder pair



$$\begin{aligned}
 r(1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{G}}{G}) = & \\
 \frac{9}{2}(1 + w_d \Omega_d) \left(w_d \Omega_d (1 - \frac{3}{4} \frac{\dot{G}}{G}) - \frac{7}{4} \frac{\dot{G}}{G} \right) \\
 - \frac{3}{2}(1 - \frac{\dot{G}}{G})(w_d \Omega_d + \dot{\Omega}_d w_d) + \frac{9}{2} \frac{\dot{G}}{G} + 1
 \end{aligned} \tag{20}$$

From (2), by using (18) and (20) we also obtained the parameter s in G-corrected HDE model as follows

$$\begin{aligned}
 s = & \left[\frac{3}{2}(1 + w_d \Omega_d) \left(w_d \Omega_d (1 - \frac{5}{4} \frac{\dot{G}}{G}) - \frac{7}{4} \frac{\dot{G}}{G} \right) \right. \\
 & \left. - \frac{1}{2}(1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{G}}{G})(w_d \Omega_d + \dot{\Omega}_d w_d) + 2 \frac{\dot{G}}{G} \right] / \\
 & \left[\frac{3}{2} w_d \Omega_d (1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{G}}{G}) - \frac{5}{4} \frac{\dot{G}}{G} \right]
 \end{aligned} \tag{21}$$

In the limiting case of time-independent gravitational constant G (i.e., $\dot{G} = 0$) all the above relations reduce to those obtained for original holographic dark energy (OHDE) model in [47].

III. NUMERICAL RESULT

There are many astronomical observations which show the time dependency of Newtonian gravitational constant. All these data are in agreement with Dyson idea who pointed out that G varies in the length of cosmic age H^{-1} . Based on the observational data from WMAP five-year observations the present value of Hubble parameter is $H_0 = 6.64 \times 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$ [2,48]. Moreover the astronomical observations are in the line of Dirac's theory in which $G(t) \propto t^{-1}$ as follows [49]

$$G(t) = k_1 H(t) = k_2 [H(t)]^{\frac{2}{3}} \rho(t)^{-\frac{1}{2}} \tag{22}$$

where k_1 and k_2 are constant. The data gathered from SNeIA data yields the best range for variation of G as: $-10^{-11} \text{ yr}^{-1} \leq \frac{\dot{G}}{G} \leq 0$ [21] and the data obtained from Binary Pulsar PSR1913 determines the range of variation of $\frac{\dot{G}}{G}$ as: $-(1.10 \pm 1.07) \times 10^{-11} \text{ yr}^{-1} < \frac{\dot{G}}{G} < 0$ [22]. The data obtained from Helio-seismological determines the best range $-1.6 \times 10^{-12} \text{ yr}^{-1} < \frac{\dot{G}}{G} < 0$ [25].

Another estimation for $\frac{\dot{G}}{G}$ has been done through astro-seismological data obtained from pulsating white dwarf star which yields the best range of variation as: $-2.5 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1} \leq \frac{\dot{G}}{G} \leq +4.5 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$ [23]. In [24], the range of $\frac{\dot{G}}{G}$ was determined as $\frac{\dot{G}}{G} \leq +4.1 \times 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$. It should be noted that all the above range of $\frac{\dot{G}}{G}$ are calculated for $z \leq 3.5$. Finally from the observational data of Big Bang nuclei-synthesis, we have $-4.0 \times 10^{-13} \text{ yr}^{-1} < \frac{\dot{G}}{G} < +3 \times 10^{-13} \text{ yr}^{-1}$ [26]. More details for the variation of G with cosmic time can be seen in [50]. In previous section we calculated the effect of variation of

G on the HDE model in terms of $\frac{\dot{G}}{G}$. Therefore, we change the time derivative to derivative with respect to $x = \ln a$ as $\frac{\dot{G}}{G} = H \frac{\dot{G}}{G}$ where $\frac{\dot{G}}{G}$ is a dimensionless numerical value, because the dimensions of Hubble Parameter is same as $\frac{\dot{G}}{G}$. Here we call this numerical value as $\alpha = \frac{\dot{G}}{G}$. In this work we use the SNeIa observational data $-10^{-11} \text{ yr}^{-1} \leq \frac{\dot{G}}{G} \leq 0$ which covers the other observational range of $\frac{\dot{G}}{G}$. We also use the present value $H_0 = 6.64 \times 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$ based on observational data from WMAP five-year observations [2,48]. The parameter α , using by these observational data can be obtained as $|\alpha| \sim 0.10$. Therefore we choose the illustrative values $\alpha = -0.1, 0, 0.1$ which are in the order of the observational value. At follows we calculate the evolution of cosmological quantities: EoS parameter, energy density, deceleration parameter and statfinder pair of G-corrected HDE model and obtain the effect of parameter α on the evolution of these cosmological quantities.

A. EoS parameter

By solving (13), we show the evolution of EoS parameter of G-corrected HDE as a function of redshift in Fig.(1). Here we fix the holographic parameter $c = 0.87$. Note that for this value the original HDE model without G correction can not enter the phantom regime. The black solid curve relates to original HDE model without G correction. The red-dashed curve is indicated for $\alpha = 0.1$ and blue-dotted-dashed line represents $\alpha = 0.1$. Here we see that the G-corrected HDE model can enter to phantom regime when $\alpha < 0$, i.e. blue-dashed line. Hence one can conclude that the G-corrected HDE model can cross the phantom divide without a need of interaction between dark matter and dark energy. Also, the G-corrected HDE model crosses that phantom line ($w_d = -1$) from up ($w_d > -1$) to below ($w_d < -1$). This behavior of G-corrected HDE model is in agreement with recent observations in which the universe transits from quintessence regime ($w_d > -1$) to the phantom regime ($w_d < -1$) at the near past [51].

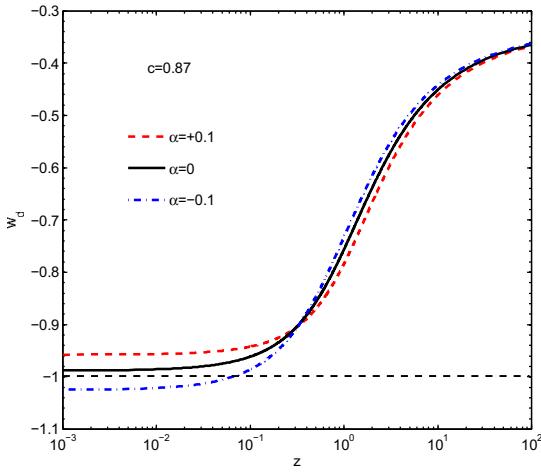


FIG. 1. The evolution of EoS parameter of G-corrected HDE model versus redshift parameter z for different illustrative values of α as indicated in legend.

B. energy density

Here we calculate the evolution of energy density of G-corrected HDE model as a function of redshift parameter from the early time up to late time by solving equation (15). In Fig.(2), we plot the evolution of energy density Ω_d versus of redshift for different illustrative values of α . We see that at the early times $\Omega_d \rightarrow 0$ and at the late times $\Omega_d \rightarrow 1$, meaning the dark energy dominated universe at the late time. In this figure by fixing $c = 0.87$ the parameter α is varied as illustrative values $-0.1, 0.0, +0.1$ corresponding to dotted-dashed -blue, solid -black and dashed -red curves , respectively. We see that in the past times the dark energy becomes more dominant for positive values of α and at the late times the dark energy dominated universe can be achieved sooner for negative values.

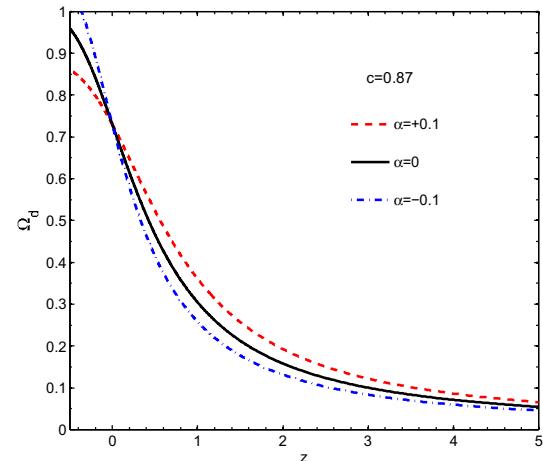


FIG. 2. The evolution of density parameter of Dark energy of G-corrected HDE model(Ω_d) versus redshift parameter z for different illustrative values of α .we can see the different value of α resulted different evolutionary trajectory with redshift.

C. deceleration parameter

Here we study the expansion phase of the universe by calculating the evolution of deceleration parameter q in G-corrected HDE model. By solving equation (18) and using (15), we plot the evolution of q versus redshift parameter z in Fig.(3). We see that the parameter q start from $q = 0.50$, representing the CDM model at the early time. Then the parameter q becomes negative, representing the accelerated expansion phase of the universe at recent epochs. Therefore the G-corrected HDE model can interpret the decelerated phase of the expansion of the universe at the early times and accelerated phase later. we fix the parameter $c = 0.8$ and for the different illustrative value of the $\alpha = -0.1, 0.0, +0.1$ corresponding to dotted-dashed -blue, solid -black and dashed -red curves , respectively. We see for negative value of α , the accelerated expansion can be achieved sooner than the original HDE model($\alpha = 0.0$) and also positive value of α .

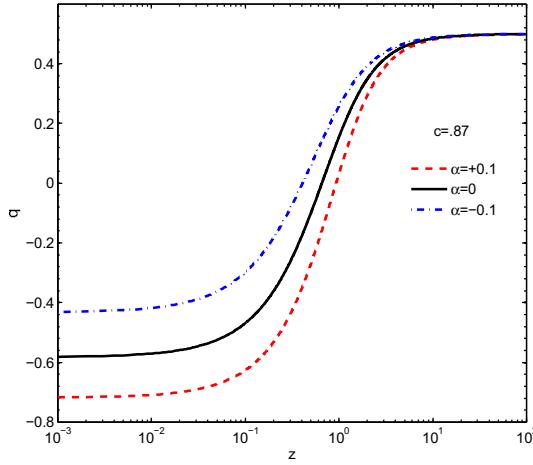


FIG. 3. The evolution of deceleration parameter (q) of G-corrected HDE model as a function of redshift parameter z for different illustrative values of α . we can see accelerated expansion can be achieved sooner for $\alpha = +0.1$.

D. statefinder diagnosis

The statefinder pair $\{s, r\}$ for G-corrected HDE model is given by relations (20) and (21). In statefinder plane, the horizontal axis is defined by the parameter s and vertical axis by the parameter r . In Fig.(4), by putting (13),(14)and (15)in (20) and (21) and solving them ,we obtain the evolutionary trajectories of G-corrected HDE model in $s - r$ plane for different values of parameter α . By expanding the universe, the evolutionary trajectories evolve from right to left. The parameter r decreases then increases, while the parameter s decreases forever. The trajectories cross the $\Lambda - CDM$ fixed point $\{s = 0, r = 1\}$ at the near past. In the other words, the G-corrected HDE model has mimicking the ΛCDM model at the near past. The present values of the cosmographic parameters, introduced in introduction, have been observationally constrained using the Markov Chain Monte Carlo method in [52] as follows: $H_0 = 0.718$, $q_0 = -0.64$, $r_0 = 1.02$, $k_0 = 0.39$, $l = 4.05$. Using $q_0 = -0.64$ and $r_0 = 1.02$, we calculate the present value of statefinder parameter s as $s_0 = -0.006$. Hence the observational point $s_0 = -0.006, r_0 = 1.02$ in s-r diagram is very close to ΛCDM fixed point $s_0 = 0, r_0 = 1$. The observational point is indicated by green star in Fig. (4). Here we fix the holographic parameter $c = 0.87$ and vary α as $\alpha = -0.1, 0.0, +0.1$ corresponding to dotted-dashed -blue, solid -black and dashed -red curves, respectively. We see that different values of α result different trajectories in $s - r$ plane. Therefore the G-corrected HDE model in $s - r$ plane is discriminated for different values of α . The colored circles on the curves represent the today's value of statefinder parameters $\{s_0, r_0\}$ of the model. We also see that for positive values of

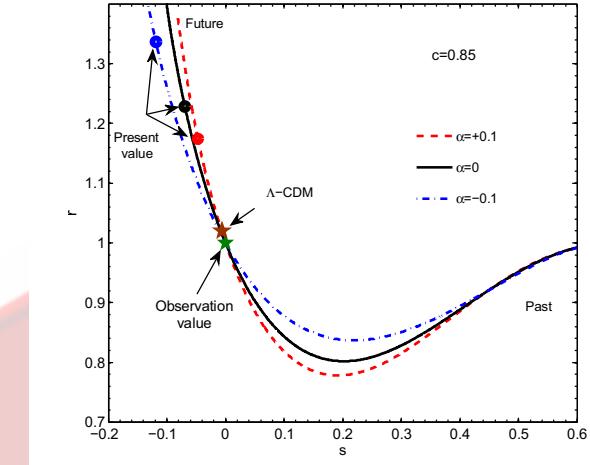


FIG. 4. The he evolutionary trajectories of G-corrected HDE model in $s - r$ plane for different values of α .we can see the different value of α result different evolutionary trajectories. also we can see for the $\alpha = +0.1$ the distance of present value from $\Lambda - CDM$ fixed point and $\{s_{obs}, r_{obs}\}$ (present value) are shorter.

α , the distance of $\{s_0, r_0\}$ from the observational point $\{s_{obs} = -0.006, r_{obs} = 1.02\}$ is shorter and for negative values of α and longer for positive values of α compare with original HDE model.

IV. CONCLUSION

In summary, we extended the holographic dark energy (HDE) model by assuming the time dependency of Newtonian gravitational constant, G , in standard FRW cosmology. Regarding, the astronomical data from type Ia Supernova [21],Hulse-Taylor Binary [22], astro-seismological data from pulsating white dwarf stars [23,24], helio-seismological data [25] and the Big Bang Nuclei-synthesis data [26], we obtained the parameter $|\alpha| = \frac{G'}{G} = 0.10$. The evolution of EoS parameter, deceleration parameter and energy density parameter of HDE model in the presence of G correction have been calculated. We showed that the G correction can affect the evolution of above parameters at the present time up to near past and is negligible at the early times. It was shown that for an illustrative value of holographic parameter c in which the original HDE model can not cross the phantom line, the G - corrected HDE model can achieve the phantom regime and cross the phantom line from up ($w_d > -1$) to below ($w_c < -1$) in agreement with recent observations [51]. The parameter α can also influence on the transition from decelerated expansion to the accelerated expansion. We showed that for $\alpha > 0$ the transition from $q > 0$ to $q < 0$ earlier and for $\alpha < 0$ later compare with original HDE model. Finally we performed



the statefinder diagnosis analysis for G -corrected HDE model and showed that the G correction can affect on the evolutionary trajectories of the model in $s - r$ plane. We concluded that for $\alpha > 0$, the distance of present value $\{s_0, r_0\}$ from the observational point is shorter and for $\alpha < 0$ is longer compare with original HDE model.

- [1] S. Perlmutter et al., *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999); A. G. Riess et al, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998)
- [2] C. L. Bennett et al., *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 1 (2003); G. Hinshaw et al., (2009), arxiv:0901.4804
- [3] M. Tegmark et al., *Phys. Rev. D* **69**, 103501 (2004).
- [4] S. W. Allen, et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **353**, 457 (2004).
- [5] V. Sahni and A. Starobinsky, *Int. J. Mod. Phys. D* **9**, 373 (2000); P. J. Peebles and B. Ratra, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 559 (2003).
- [6] C. Wetterich, *Nucl. Phys. B* **302**, 668 (1988);
B. Ratra, J. Peebles, *Phys. Rev. D* **37**, 321 (1988).
- [7] R. R. Caldwell, *Phys. Lett. B* **545**, 23 (2002);
S. Nojiri, S.D. Odintsov, *Phys. Lett. B* **562**, 147 (2003);
S. Nojiri, S.D. Odintsov, *Phys. Lett. B* **565**, 1 (2003).
- [8] E. Elizalde, S. Nojiri, S.D. Odinstov, *Phys. Rev. D* **70**, 043539 (2004);
S. Nojiri, S.D. Odintsov, S. Tsujikawa, *Phys. Rev. D* **71**, 063004 (2005);
A. Anisimov, E. Babichev, A. Vikman, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **06**, 006 (2005).
- [9] E. Witten, arXiv:hep-ph/0002297, 2002.
- [10] P. Horava, D. Minic, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1610 (2000);
P. Horava, D. Minic, *Phys. Rev. Lett.* **509**, 138 (2001);
S. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 081301 (2002);
M. R. Setare, *Phys. Lett. B* **644**, 99, 2007;
M. R. Setare, *Phys. Lett. B* **654**, 1, 2007;
M. R. Setare, *Phys. Lett. B* **642**, 1, 2006;
M. R. Setare, *Eur. Phys. J. C* **50**, 991, 2007;
M. R. Setare, *Phys. Lett. B* **648**, 329, 2007;
M. R. Setare, *Phys. Lett. B* **653**, 116, 2007.
- [11] D. Pavon, W. Zimdahl, *Phys. Lett. B* **628** (2005) 206; W. Zimdahl and D. Pavon, *Class. Quantum Grav.* **24** (2007) 5461.
- [12] J. Zhou, B. Wang, Y. Gong, E. Abdalla, *Phys. Lett. B* **652** (2007) 86; A. Sheykhi, *Class. Quantum Grav.* **27** (2010) 025007.
- [13] Huang, Q. G., & Gong, Y. G., *JCAP* **0408**, 006 (2004).
- [14] Zhang X., & Wu, F. Q., *Phys. Rev. D* **72**, 043524 (2005).
- [15] Wu, Q., Gong, Y., Wang, A., & Alcaniz, J. S., *Phys. Lett. B* **659**, 34 (2008); Ma, Y. Z., & Gong, Y., *Eur. Phys. J. C* **60**, 303 (2009).
- [16] Enqvist, K., Hannestad, S., & Sloth, M. S., *JCAP* **0502** 004 (2005); Shen, J., Wang, B., Abdalla, E., & Su, R. K., *Phys. Lett. B* **609** 200 (2005); Kao, H. C., Lee, W. L., & Lin, F. L., *Phys. Rev. D* **71** 123518 (2005).
- [17] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **165** (1938) 199.
- [18] Dyson F. J., 1972, in *Aspects of quantum theory*, eds Salam A., Wigner E. P. (Cambridge Univ. Press, p. 213-216); Dyson F. J., 1978, in *Current trends in the theory of fields*, eds Lannutti, Williams P. K. (American Institute of Physics, New York, p. 163-167)
- [19] C. H. Brans and R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **124** (1961) 925.
- [20] T. Kaluza, *Sitz. d. Preuss. Akad. d. Wiss. Physik-Mat. Klasse* (1921), 966. P. G. O. Freund, *Nuc. Phys. B* **209**, 146 (1982); K. Maeda, *Class. Quant. Grav.* **3**, 233 (1986); E. W. Kolb, M. J. Perry and T. P. Walker, *Phys. Rev. D* **33**, 869 (1986); P. Lore-Aguilar, E. Garci-Berro, J. Isern, and Yu. A. Kubyshin, *Class. Quant. Grav.* **20**, 3885 (2003).
- [21] E. Gaztanaga, E. Garcia-Berro, J. Isern, E. Bravo and I. Dominguez, *Phys. Rev. D* **65**, 023506 (2002).
- [22] Damour T., et al., 1988, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1151
- [23] Benvenuto O. G. et al., 2004, *Phys. Rev. D*, **69**, 082002
- [24] Biesiada M. and Malec B., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350**, 644 (2004).
- [25] D.B. Guenther, *Phys. Lett. B* **498**, 871 (1998).
- [26] Copi C. J., Davies A. N., Krauss L. M., 2004, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 171301
- [27] Jiano,
Lu., et al., arxiv:0912.0923, 2009; Jamil, Mubasher., et al., arxiv:0906.2847, 2009.
- [28] Sahni, V., Saini, T.D., Starobinsky, A.A., Alam, U.: *JETP Lett.* **77**, 201 (2003).
- [29] Alam, U., Sahni, V., Saini, T.D., Starobinsky, A.A.: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344**, 1057 (2003b)
- [30] M. Malekjani;A. Khodam-Mohammadi, arxiv:1202.4154
- [31] Zimdahl, W., Pavon, D.: *Gen. Relativ. Gravit.* **36**, 1483 (2004).
- [32] Zhang, X.: *Phys. Lett. B* **611**, 1 (2005a).
- [33] Zhang, X.: *Int. J. Mod. Phys. D* **14**, 1597 (2005b).
- [34] Zhang, J., Zhang, X., Liu, H.: arXiv:0705.4145 [astro-ph] (2007).
- [35] Setare, M.R., Zhang, J., Zhang, X.: *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **0703**, 007 (2007).
- [36] Chang, B.R., Liu, H.Y., Xu, L.X., Zhang, C.W., Ping, Y.L.: *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **0701**, 016 (2007).
- [37] Shao, Y., Gui, Y.: gr-qc/0703111, 2007.
- [38] Malekjani, M., Khodam-Mohammadi, A. and N. Nazari-Pooya, *Astrophys Space Sci.* **334**:193201, 2011.
- [39] Zhang, L., Cui, J., Zhang, J., Zhang, X.: *Int. J. Mod. Phys. D* **19**, 21 (2010)
- [40] Khodam-Mohammadi, A., Malekjani, M.: *Astrophys. Space Sci.* **331**, 265 (2010).
- [41] Wei, H., Cai, R.G.: *Phys. Lett. B* **655**, 1 (2007)
- [42] Malekjani, M., Khodam-Mohammadi, A.: *Int. J. Mod. Phys. D* **19**, 1 (2010).
- [43] Malekjani, M., Khodam-Mohammadi, A., Nazari-Pooya, N., *Astrophys Space Sci* (2011) **332**: 515524.
- [44] Malekjani, M., Khodam-Mohammadi, A., *Int. J. Theor. Phys.* **51**:31413151 (2012).
- [45] M. Malekjani, A. Khodam-Mohammadi, *Astrophys Space Sci* (2013) **343**, 451-461.
- [46] N. Banerjee and D. Pavon, *Phys. Lett. B* **647**:477-481, 2007
- [47] X. Zhang, arXiv:astro-ph/0504586, 2005.
- [48] Q. J. Zhang and Y. L. Wu, arxiv:0905.1234, 2009.
- [49] Cetto A., Pena L de la., Santos E., 1986, *Astron. Astrophys.*, **164**, 1
- [50] S. Ray and U. Mukhopadhyay, *Int. J. Mod. Phys. D* **16**,



1791 (2007).

- [51] U. Alam, V. Sahni, A.A. Starobinsky, J. Cosmol. Astrophys. Phys. 06, 008 (2004); D. Huterer, A. Cooray, Phys. Rev. D 71, 023506 (2005); Y. Wang, M. Tegmark, Phys. Rev. D 71, 103513 (2005).
- [52] Capozziello, S., Cardone, V.F., Farajollahi, H., Ravanpak, A.: arXiv: 1108.2789 (2011); K. Bamba, S. Capozziello, S. Nojiri and S. D. Odintsov, Astrophys. Space Sci. 342 (2012) 155-228).
- [53] Gorini, V., Kamenshchik, A., Moschella, U., arxiv:astro-ph/0209395, 2002.
- [54] Li, M., Phys. Lett. B **603**, 1 (2004).
- [55] Malekjani,M.,Zarei,R.,Honari-Jafarpour,M., Astrophys Space Sci (2013) 343, 799-806.
- [56] S. Nojiri, S. D. Odintsov, Gen.Rel.Grav.38, 1285-1304, 2006
- [57] Zhao, W., arxiv:0711.2319, 2007.



UW BOOTIS a semidetached eclipsing binary

Davood Manzoori,¹ Sogand Deljoo¹

¹*Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P. O.Box. 179, Ardabil, Iran*

In this research the wide band (400-700 nm) light curve analysis, along with spot modeling of the UW Boo system, was carried out using the PHOEBE program. Then absolute dimensions of the system were determined. In addition times of minima data ("O-C curve") were analyzed. Apart from an almost parabolic variation in the general trend of O-C data, indicative of a secular decrease in the orbital period with rate 0.0195 sec/yr, which was attributed to a mass transfer with the rate $\Delta m_2 = -2.10 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$; a sinusoidal variation with a period of 22.56 ± 1.32 yr, modulating the orbital period, were found, which was attributed to a third body orbiting around the system. It is notable that this is the first comprehensive study of the system.

I. INTRODUCTION

UW Bootis=BD+472134, period=1.00471 primary's spectral type F0 and that of secondary is not known, Variability of the system was discovered by Ceraski(1929), . Guthnick and Prager (1936) reported that the light curve to be of W UMa type and Gaposchkin (1939) gave a period of 1.0047152 based on photographic minima. This system was classified as semidetached eclipsing binary of spectral type F0 by khopolv (1985). Srivastava & Kandpal (1987) reported the observations primary minimum (only) in U, B, and V filters and showed that that the primary is symmetrical and its depth is $0^m.66$ in all the three filters. They also studied the period variations of the system and concluded that the period of the system is costant. No other information is found about this system.

II. LIGHT CURVE SOLUTION AND SPOT ANALYSIS

Over 5190 photometric data points of UW Boo system were selected from Super WASP (Wide Angle Search for Planets) project, which were collected between the years 2006-2008 in a broadband filter with a passband of 400 to 700 nm (for details see Butters et al. 2010). The present work utilizes the PHOEBE (Physics Of Eclipsing BinariEs) version 0.3a code (prsa and Zwitter 2005; Prsa et al.2008), which is a photometric program based on the Wilson-Devinney code (see Wilson-devviny 1971, Van Ham and Wilson 2003)and produces corresponding parameters, as well as absolute dimensions. The following ephemeris given by the Srivastava & Kandpal (1987)

$$T_{minI} = 2442540.3525 + 1d.00471E \quad (1)$$

was used to convert all the data to phase-magnitude system. The PHOEBE version 0.3a program, was used to obtain the solutions of the LC in semidetached mode.

The limb darkening coefficients X_1 and X_2 were taken from Van Hamme limb darkening tables. The gravity

darkening coefficients $g1$ & $g2$ and bolometric albedos $A1$ & $A2$, are set to the following constant values $g1=1$ (appropriate for radiative atmosphere), $g2=0.32$ (appropriate for convective envelope) and also $A1=1$ and $A2=0.5$ (the subscript 1, is used for primary, hotter and more massive component and 2 for cooler and less massive component).

Since no radial velocity data was available, a q search was preformed in order to obtain an initial value for the mass ratio. This search which consists of running the program in semidetached mode by varying q for a set of q values starting from 0.1 (e.g. 0.1, 0.2, 0.3 and so on) and choosing the minimum residuals as initial value for LC analysis. The best case (for q range) was between 0.30 - 0.4. After this, q value is treated as free parameter for deriving the LC solutions.

Apart from the q, the mass ratio, the other parameters Ω_1 , and Ω_2 , the linear functions of the surface potential of primary and secondary , respectively, i, the orbital inclination, e, the orbital eccentricity, T_1 , T_2 , temperatures of primary and secondary components respectively, and L_1 , luminosity of the primary component, g_1 were set as free. The free parameters were adjusted sequentially by trial and error method. The calculated parameters along with the mean absolute dimensions are listed in Table 1 and 3, respectively. While the normal points and synthetic LC are illustrated in Fig. 1. All the parameters with subscription "○" refer to the relevant quantities of the sun. The errors of parameters listed in Table 1, are mean statistical errors. It was observed that the synthetic LC could be best fitted to the observed data points by assuming a rather large dark spots on the secondary, the details of which are given in Table 2. The positions of the spots on the component stars were specified and denoted in Fig. 2.

III. ORBITAL PERIOD VARIATIONS OF UW BOO

The O-C data points were collected from different sources, i.e.,



TABLE III. Spot parameters obtained through PHOEBE Programme for UW Boo components

Star	Colat (Deg)	Long (Deg)	size(Deg)	Temp. factor	Sol Mode
2	38.50	137.50	14.45	0.70	Semidetached

TABLE I. The results obtained through light curve analysis using PHOEBE program

Param	Values for semidetached sol.
i (Deg)	78.2 ± 0.03
$T_1(K)$	7980 ± 8
$T_2(K)$	4638 ± 5
Ω_1	$3.300 \pm .003$
Ω_2	2.556 ± 0.255
q	$0.0.340 \pm 0.001$
$(\frac{L_1}{L_1+L_2})$	0.939 ± 0.02
$(\frac{L_2}{L_1+L_2})$	0.061
$r_1(\text{point})$	0.3561
$r_1(\text{pole})$	0.3358
$r_1(\text{side})$	0.3450
$r_1(\text{back})$	0.3513
$r_2(\text{point})$	0.3747
$r_2(\text{pole})$	0.2697
$r_2(\text{side})$	0.3132
$r_2(\text{back})$	0.3132
e	0.010 ± 0.006
$X_1 = X_2$	0.712
Data size	Chi2 1.23
5497	

TABLE II. Absolute physical and orbital parameters, of the UW Boo system obtained through LC analysis

Param	Semidetached sol.
Period	1.00471(adopted)
$A(R_\odot)$	5.61(adopted)
M_1/M_\odot	1.757 ± 0.012
M_2/M_\odot	0.597 ± 0.020
R_1/R_\odot	1.945 ± 0.042
R_2/R_\odot	1.612 ± 0.053
L_1/L_\odot	6.646 ± 1.50
L_2/L_\odot	2.395 ± 0.04
$M_{1,bol}$	4.703
$M_{2,bol}$	1.939

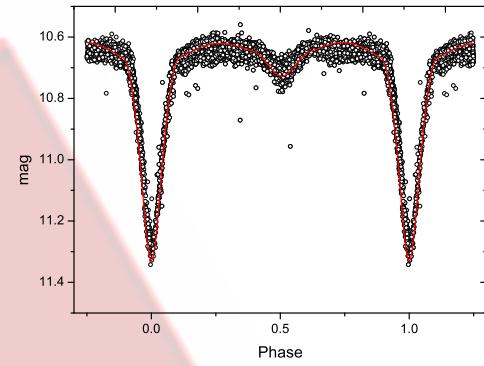


FIG. 1. Synthetic light curve, (continuous curve) using double contact mode of the PHOEBE program, and observed light curve (filled squares) in V filter, fitted based on the calculated parameters in Table 1 and spot parameters of Table 2 for UW Boo.

Web sites of AAVSO; Cracow Eclipsing Binaries Minima Database (i.e. <http://www.as.up.Krakow.pl/o-c/>) mainly from (the updated) website of Czech Astronomical Society, O-C webpage. Then using the ephemeris given by equation 1 these O-C data were converted to a common epoch, and plotted against the Epoch cycles (E) in Fig. 3. The general trend of O-C values displayed in Fig. 3 may be roughly fitted by an downward curved parabola. The coefficients of which along with correlation coefficients and statistical errors are given just in upper portion of the Fig. Also the residues between the fitted parabola and O-C normal points are displayed in the upper portion of the Fig. 4. Since the general trend of residues indicate a wave like character, to carry on further analysis, we plot them separately in Fig. 4, and best described by the following Eq.

$$y = y_0 + A \sin(\pi \frac{x - x_c}{w}) \quad \text{for } A > 0 \quad (2)$$

where, $y_0 = -0.4.41E - 4$ d, $A=0.0051$ d, $x_c = 2497$ cycle, and $w = 4065$ cycle, the period of $P_1 = 22.56 \pm 1.32$ yr cycle.

Furthermore the residues between the fitted sin curve and the plotted points are quite scattered and display no additional systematic (significant) variations.

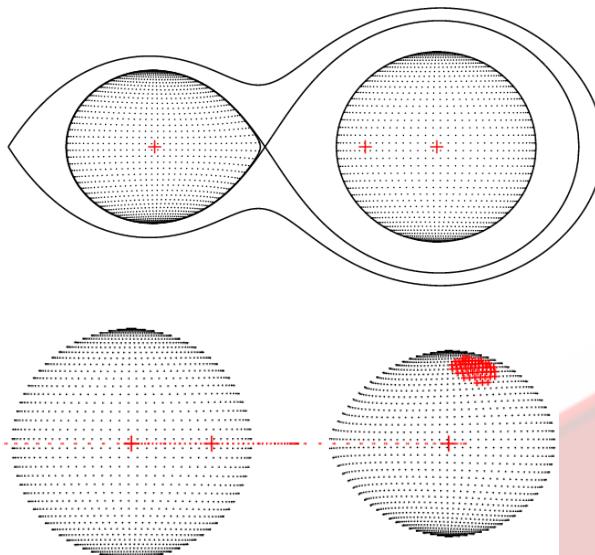


FIG. 2. Representation Roche geometry (upper panel) and spotted regions (darker areas) on the surface of the secondary component of UW Boo.

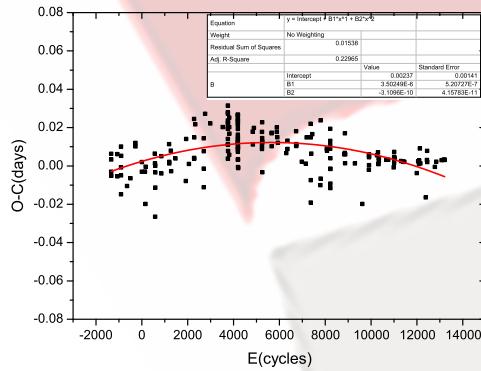


FIG. 3. Representation of the (O-C) residual values (filled squares) and its description by an downward curved parabola (continuous curve) for UW Boo.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

Since the UW Boo system was defined as a semidetached type star by Kholpove (1985) and the appearance of experimental points also displayed a typical Algol-like LC, therefore, the attempt was made to obtain LC solution and fit in the semi detached mode of the PHOEBE program. Visual inspections of the Fig. 1 reveal a rather broad primary eclipse implying, a total eclipse, and the orbital plane inclination close to 90° . The depth difference between the primary and secondary eclipses indicates a significant temperature difference between the two components i.e. $\Delta T = T_1 - T_2 = 3342K$. Moreover the configuration of the system obtained based on the values of Table 1, by using the Binary Maker (BM3) software, displayed in Fig. 2 shows that the primary is completely inside its Roche lobe while the secondary

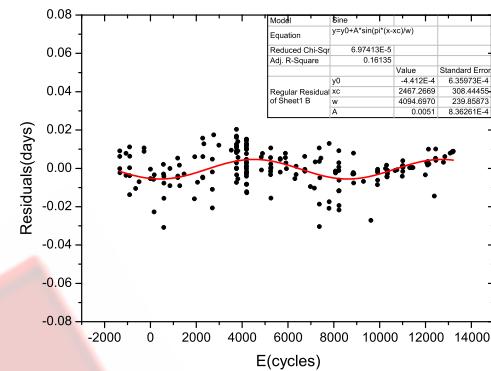


FIG. 4. The residuals between the observed (O-C) differences and the fitted parabola and their description by a sin curve

is very near to its contact position.

One of the main characteristics of semidetached (Algol type) binaries is mass transfer due to Roche lobe filling of late secondary component. Visual inspections of the O-C data points plotted in Fig. 3, reveal that the general trend of plotted points in the Fig. can be approximated by a rough downward parabola (i.e., the continuous curve), which indicates a secular increase in the period with the rate ($dP/dt = 0.0195 \pm 0.0026 \text{ sec/yr}$), estimated in this work. This secular period increase can be explained in terms of mass transfer from the less massive to the more massive hotter star with the rate of $-2.10 \times 10^{-9} m_\odot/\text{yr}$. According to Biermann & Hall (1973), the dynamical instabilities initiate a sudden transfer of mass from cooler star and decrease the period, as angular momentum is temporarily stored as faster than synchronous rotation in or around the hotter star. Then the angular momentum is returned to the orbit on a friction time scale and the period increases.

A. Causes of Cyclic Change In The Period

As stated in section 3, the quasi-periodic behavior of the residuals between the observed O-C data and fitted parabola (Fig. 3), suggests three possible causes for period change, i.e., I)- Light time effect. and II)- Apsidal motion. III)- Magnetic activity cycle.

I)- Light time effect- Despite detection of cyclic changes in the period with modulation period of $P_2 = 22.56 \pm 1.32 \text{ yr}$. As pointed out in section 3, the presence of a third body, is less probably because of the scattered O-C residual graph (see Figs. 3 & 4). II) Apsidal motion: Tough apsidal motion can not be ruled out in this system, but findings of this paper do not support its presence, for apsidal motion, not only a strictly periodic and eccentric orbit is required (which is not the case



in this system), but also O-C residuals points for the primary and secondary should be in complete antiphase (see Manzoori & Ghozaliasl 2007). The eccentricity calculated from the observed data is rather low, i.e., 0.01. However, unfortunately due to lack of secondary eclipse observations i.e. (O-C)2 residuals, the second test could not be performed. III)Magnetic Activity Cycle Effect: Considering just preceded discussion, the period 22.56 yr cycle, modulating the orbital period Therefore may be attributed to magnetic activity cycle operating in this system.

V. CONCLUSION

In conclusion we may accept the UW Boo as a semidetached binary, in which the secondary has filled its Roche lobe and transferring mass to the more massive primary with rate -2.10×10^{-9} . Moreover a magnetic activity cycle of 22.56 yr duration is affecting the orbital period of the system.

Acknowledgements We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research.

- [1] Srivastava, J.B. Kandpal,J. B., ApSS, 1987 133, no. 2, 291-296
- [2] Kholopov, 1985, GCVS, fourth edition
- [3] Manzoori, D., & Ghozaliasl, Gh., 2007, AJ, 133, 1302
- [4] Prsa, A., and Zwitter, T., 2005, APJ, 628, 426
- [5] Prsa, A., Guinan, E. F., Devinney, E. J., De George, M., Bradstreet, D. H. Giamarco, J.M., Alcock, C.R., Engle, S. G., 2008, APJ, 687, 542.
- [6] Van Hamme, W. 1993, AJ, 106, 2096.
- [7] Van Hamme, W., & Wilson, R. E., 2003, ASP Conf. Ser. 298, GAIA.
- [8] Wilson, R.E., APJ, 1979, 234, 1054
- [9] Wilson, R.E., & Devinney, E.J., 1971, ApJ, 166, 605.
- [10] Wilson, R.E., Van Hamme, W., and Petter, L.A, 1983, APJ, 289, 748



مطالعه‌ی قرصهای اطراف سیاهچاله‌های چرخان با وشکسانی الگوی بتا

معین مقدس، محبویه^۱ قنبری، جمشید^۲ قدسی، احمد^۳

^۱دانشگاه کوثر، بجنورد

^۲گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

^۳گروه فیزیک دانشگاه خیام، مشهد

چکیده

در این مقاله ما به بررسی قرصهای اطراف سیاهچاله‌های چرخان با وشکسانی الگوی بتا می‌پردازیم. سپس با استفاده از مولفه‌های تانسور لغزنده‌گی معادلات قرص را به صورت تحلیلی حل می‌کنیم. همچنین چگالی و مولفه‌های چهار بردار سرعت را در دستگاه بویر-لیندکویست به دست می‌آوریم. در انتها به مقایسه‌ی جوابهای الگوی آلفا و بتا می‌پردازیم.

مقدمه

در این مقاله قرصهای اطراف سیاهچاله‌های چرخان به صورت نسبیت عامی مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای وشکسانی از الگوی بتا استفاده می‌کنیم. سپس با استفاده از مولفه‌های تانسور لغزنده‌گی معادلات قرص را به صورت تحلیلی حل می‌کنیم و مولفه‌های چهار بردار سرعت را به دست می‌آوریم. اگر جرم سیاهچله از حدود 10^5 تا 10^9 برابر جرم خورشید و شعاع آن در حدود ۱۰۰۰ تا حداکثر ۱۰ واحد نجومی باشد این نوع سیاهچاله را سیاهچاله‌ی کلان جرم یا ابرسیاهچاله گویند. مشاهدات وجود قرصهایی برافراشی‌شی در اطراف این سیاهچاله‌ها را تایید می‌کنند. بنا بر نظریه‌ی نسبیت عام، به علت میدان گرانشی شدید این سیاهچاله‌ها، قرصهای اطراف آنها باید به صورت نسبیت عامی بررسی شوند. چون سیاهچاله چرخان و فاقد بار الکتریکی است، از متريک گراستفاده می‌کنیم. بسیاری از نویسندها، قرصهای اطراف سیاهچاله‌ها را با متريک کر ویا کر شيلد بررسی کردن (آبرامویچ و همکارانش ۱۹۹۶ و ۱۹۹۷)، گامی و پافم (۱۹۹۸)، مانماتو (۲۰۰۰) و تاکاهاشی (۲۰۰۷ a,b) و...). اما در تمام این بررسی‌ها تنها مولفه‌ی $\Omega - r$ تانسور لغزنده‌گی در دستگاه متصل به شاره غیر صفر فرض شده و برای وشکسانی از الگوی آلفا استفاده شده است. در سال ۲۰۰۰ داشل و همکارانش الگویی کلی برای وشکسانی با استفاده از عدد رینولد موثر در قرص ارائه دادند. سپس، آنها ثابت کردند که الگوی آلفا یک حالت خاص از الگوی بتا در قرص‌های غیر خود گرانش است. همچنین آزمایش‌های ریچارد و زاهن (۱۹۹۹) و هیوره و همکارانش (۲۰۰۱) مناسب‌تر بودن الگو بتا را نشان می‌داد. بنابراین برخلاف کارهای گذشته ما از الگوی بتا برای وشکسانی استفاده می‌کنیم. همچنین به جای فرض کردن مولفه $\Omega - r$ تانسور لغزنده‌گی به عنوان تنها مولفه‌ی غیر صفر، ما از مولفه‌های تانسور لغزنده‌گی که با استفاده از سرعت‌های تقریبی، محاسبه می‌شوند، استفاده می‌کنیم.

در کارهای گذشته معمولاً معادلات به صورت عددی با استفاده از شرایط مرزی فرضی حل می‌شد. اما؛ ما با ارائه‌ی حلی تحلیلی، بدون نیاز به این شرایط مرزی معادلات را حل کرده و چگالی و مولفه‌های چهار بردار سرعت را محاسبه می‌کنیم و در انتها جوابهای الگوی آلفا و بتا را مقایسه می‌کنیم.



متريک کر

قرص بر افزایشی در اطراف سیاهچاله ای چرخان قرار گرفته است بنابراین از متريک کر استفاده می کنیم که در دستگاه بoyer-Lindکویست عبارت است از:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - \alpha^2 dt^2 + \gamma_{ij}(dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt) \quad (1)$$

كه $A = \sum \Delta + 2mr(r^2 + a^2)$ و $\Delta = r^2 - 2Mr + a^2$ ، $\sum = r^2$ ، $m = GM/c^2$ داریم؛ $i, j = r, \theta, \phi$

$$\gamma_{\phi\phi} = g_{\phi\phi} = \frac{A}{\sum}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{\sum \Delta}{A}}, \quad \gamma_{rr} = g_{rr} = \frac{\sum}{\Delta}, \quad \gamma_{\theta\theta} = g_{\theta\theta} = \sum, \quad \beta^\phi = g_{t\phi} = -\frac{2ma}{r}, \quad g_{tt} = -(1 - \frac{2mr}{\sum}). \quad (2)$$

كه جرم سیاهچاله، G ثابت گرانش و c تندي نور است. مشابه گامی و پافوم (۱۹۹۸)، $M = G = c = 1$ قرار می دهیم. سرعت چرخش سیاهچاله ای $a = \frac{Jc}{GM^2}$ است، J تکانه زاویه ای سیاهچاله می باشد ($-1 < a < 1$).

معادلات اصلی قرص

معادله‌ی پایستگی جرم و معادله‌ی پایستگی تانسور تکانه-انرژی به ترتیب عبارت هستند از :

$$(\rho u^\mu)_{;\mu} = 0 \quad (3)$$

$$T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0, (T^{\mu\nu} = \rho \eta u^\mu u^\nu + pg^{\mu\nu} + t^{\mu\nu}) \quad (4)$$

كه ρ ، $T^{\mu\nu}$ و p به ترتیب چگالی جرم سکون، تانسور تکانه-انرژی، فشار و آنتالپی نسبیتی هستند. $t^{\mu\nu} = -2\lambda\sigma^{\mu\nu} - \zeta\Theta h^{\mu\nu}$ شکل نسبیتی تانسور انرژی-استرس-وشکسانی (تانسور استرس-لغزندگی) است که $\lambda = \rho\eta\nu$ ضریب وشکسانی دینامیکی (ν ضریب وشکسانی است)، ζ ضریب وشکسانی که ای $h^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} + u^\mu u^\nu$ تانسور پروجکشن و $u^\mu_{;\mu} = \Theta$ هستند. تانسور لغزندگی عبارت است از :

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(u_{\mu;\nu} + u_{\nu;\mu} + u_{\mu;\lambda}u^\lambda u_\nu + u_{\nu;\lambda}u^\lambda u_\mu) - \frac{1}{3}\Theta h_{\mu\nu} \quad (5)$$

قرص پایا و دارای تقارن محوری است و در اطراف صفحه‌ی استوایی بررسی می شود لذا $u_\theta = 0$ فرض می شود. با میانگین گیری در راستایی عمودی معادله‌ی پایستگی قرص به شکل زیر به دست می آید.

$$-4\pi H_\theta r^2 \rho u^r = \dot{M} \quad (6)$$

كه H_θ نیم ضخامت قرص است و برای بهنجارش، جرم سکون $\dot{M} = 1$ قرار می دهیم. با استفاده از بردارهای کیلینگ (Killing vectors) و تاثیر آن بر معادله‌ی تانسور انرژی-تکانه وهمچنین با میانگین گیری عمودی داریم:

$$\dot{M}\eta l - 4\pi H_\theta r^2 t^r_\phi = \dot{M}j \quad (7)$$

$$4\pi r^2 H_\theta (-\rho \eta u_r u^r + t^r_\phi) = \dot{E} \quad (8)$$

كه $l = u_\phi$ و \dot{E} آهنگ تغییر جرم سیاهچاله است.



تانسور انرژی-استرس-وشکسانی(تانسور استرس-لغزندگی)

در بررسی ما وشکسانی کپه ای (ی) صفر فرض می شود و وشکسانی بر اساس الگوی بتا به صورت زیر تعریف میشود.

$$\nu = \frac{1}{\text{Re}_{crit}} \Omega r^2 = \beta \Omega r^2 \quad (9)$$

که $\frac{1}{\text{Re}_{crit}} = \beta = 10^{-5} - 10^{-2}$ است.

با استفاده از سرعتهای تقریبی در دستگاه موضعی غیر چرخان و با استفاده از رابطه (۵) دو مولفه ای غیر صفر تانسور

$$\text{لغزندگی به ازای } \Omega = \Omega_{k+} = \frac{1}{r^{3/2} + a} \text{ عبارت است از} \quad (\text{Moeen et al 2012})$$

$$\begin{aligned} \sigma^{r\phi} = \sigma^{\phi r} &= \frac{1}{4r^{15/2}} (-12r^2a^3 - 9r^5a + 3ra^5 - 2r^3a^3 + 18r^4a + 2a^5 + 4r^{9/2}a^2 - 20r^{7/2}a^2 \\ &+ 18r^{5/2}a^2 + 3r^{5/2}a^4 - 2a^4\sqrt{r} - 4r^{3/2}a^4 + r^{13/2})(1 + \frac{3}{2r^7}(3r^6 - 2r^{11/2} + r^4a^2 + 6r^3a^2 - r^5a^2 \\ &- 2r^{7/2}a^3 - 4a^3r^{5/2}) + \frac{15}{8r^{14}}(3r^6 - 2r^{11/2} + r^4a^2 + 6r^3a^2 - r^5a^2 - 2r^{7/2}a^3 - 4a^3r^{5/2})^2) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{rr} = \sigma^{rr} &= \frac{1}{4r^8\sqrt{r^2 - 2r + a^2}} (36r^2a^3 - 12r^5a - 12ra^5 - 24r^3a^3 + 18r^4a - 6a^5 + 5r^{9/2}a^2 + 10r^{7/2}a^2 \\ &- 36r^{5/2}a^2 + 7r^{5/2}a^4 + 4a^4\sqrt{r} + 3a^6\sqrt{r} + 2a^6r^{-1/2} - 4r^{3/2}a^4 + r^{13/2})(1 + \frac{3}{2r^7}(3r^6 - 2r^{11/2} + r^4a^2 + 6r^3a^2 \\ &- r^5a^2 - 2r^{7/2}a^3 - 4a^3r^{5/2}) + \frac{15}{8r^{14}}(3r^6 - 2r^{11/2} + r^4a^2 + 6r^3a^2 - r^5a^2 - 2r^{7/2}a^3 - 4a^3r^{5/2})^2) \end{aligned} \quad (11)$$

بنابراین با قرار دادن $\rho\eta\nu = -2\lambda\sigma^{\mu\nu} - t^{\mu\nu}$ در رابطه ای $\lambda = \eta$ تانسور انرژی-استرس-وشکسانی قابل محاسبه است.

محاسبه ای چهار بردار سرعت و چگالی در الگوی بتا

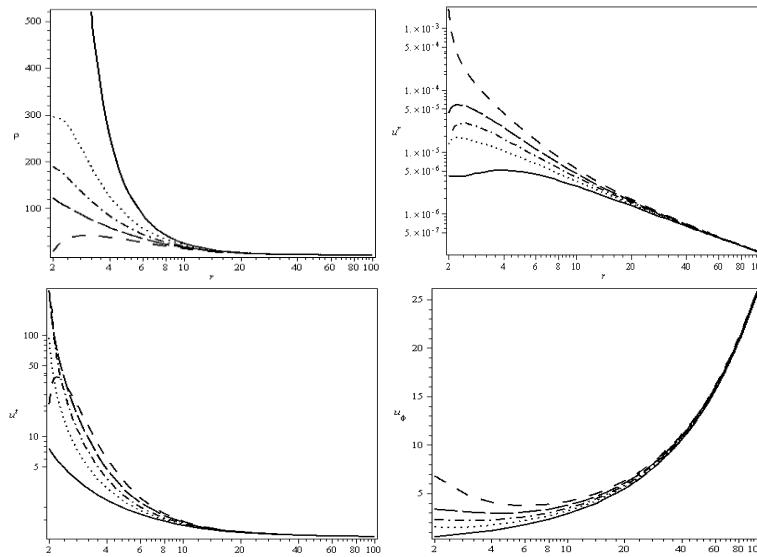
با استفاده از رابطه ای $t_{r\phi}$ در مقاله ای تاکاهاشی (۲۰۰۷a) روشی تحلیلی برای به دست آوردن چگالی و مولفه های چهار بردار ارائه می کنیم.

$$t_{r\phi} = -\nu\rho r^2 \frac{d\Omega}{dr} \quad (12)$$

بنابراین Ω با انتگرال گیری قابل محاسبه است و با فرض $\dot{E} = 1$ داریم:

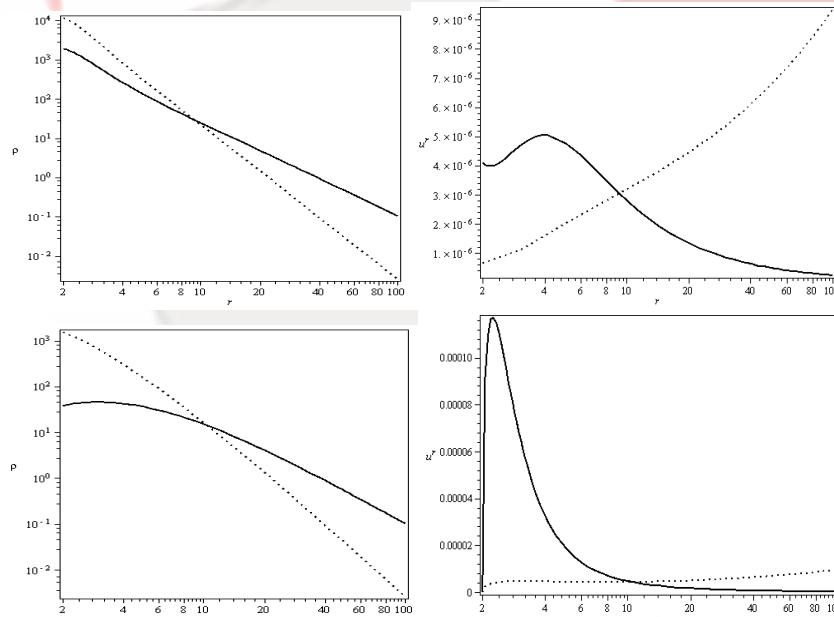
$$\rho = \frac{l-j}{8\pi H_\theta r^4 \beta \Omega \sigma^r_\phi}, \quad l = u_\phi = \Omega r^2, \quad u^r = \frac{-1}{4\pi H_\theta r^2 \rho}, \quad u_t = -1 + (l-j) \frac{\sigma^r_t}{\sigma^r_\phi}, \quad (13)$$

با قرار دادن مولفه های تانسور لغزندگی از روابط (۱۰) و (۱۱)، چگالی و چهار بردار سرعت در دستگاه موضعی غیر چرخان و (با استفاده از ماتریسها تبدیل) در دستگاه بویر-لیندویست به دست می آیند. نمودار چگالی و سه مولفه ای غیر صفر چهار بردار سرعت در دستگاه مختصات بویر-لیندویست در شکل (۱) به ازای $\beta = 0.001$ و $j = 3$ رسم شده است.



شکل ۱: چگالی و چهار بردار سرعت در دستگاه بویر-لیندکویست. خط پیوسته $a = 0$ ، خط نقطه $a = 0.4$ ، خط کشیده $a = -0.4$ و خط فاصله برای $a = -0.9$ هستند.

در شکل (۲) نمودارهای و شکسانی الگوی بتا و آلفا دیده می شوند. چنان که در شکل دیده می شود تنها چگالی و مولفه شعاعی چهار بردار سرعت این دو الگو متفاوت است و مولفه هایی سمتی و زمانی چهار بردار سرعت یکسان هستند. زیرا مولفه هایی سمتی و زمانی چهار بردار سرعت چنان که در روابط (۱۲) و (۱۳) دیده می شوند، تنها به مولفه های تانسور لغزندگی بستگی دارند و به ضریب و شکسانی بستگی ندارند.



شکل ۲: مقایسه چگالی و مولفه شعاعی چهار بردار سرعت در الگوهای آلفا و بتا. خط پر با الگوی بتا و نقطه با الگوی آلفا سمت شده، در نمودارهای بالا $a = 0.9$ و پایین $a = 0$ است.



نتیجه گیری

انتظار می رود که جواب های حاصل از الگوی بتا در نقاطی که خود گرانشی اهمیت ندارد، مشابه جواب های الگوی آلفا باشد. اما؛ مقایسه‌ی نمودارهای الگوهای آلفا و بتا نشان می دهد که چگالی و مولفه‌ی شعاعی چهار بردار سرعت دو الگو در تمام نقاط متفاوت هستند. بنا براین خود گرانشی در تمام نقاط این قرص‌ها، مهم می باشد. در نقاط درونی اهمیت خود گرانشی به علت زیاد بودن چگالی و در نقاط بیرونی اهمیت خود گرانشی به علت دوری از سیاه-چاله است.

مرجع‌ها

1. Abramowicz, M. A., Chen, X., Granath, M., Lasota, J.-P., 1997, ApJ, 471, 762
2. Abramowicz, M. A., Lanza, A., Percival, M. J., 1997, ApJ, 479, 179
2. Bardeen, J.M., 1973, in Black Holes, ed. C. DeWitt and B. DeWitt (Gordon and Breach, New York)
3. Bardeen, J. M., Press, W. H., Teukolsky, S. A., 1972, ApJ, 178, 347
4. Duschl,W., Strittmatter,P.A.,&Biermann P.L.2000,A&A,357,1123
5. Frolov, V. P., Novikov, I. D., 1998, Black Hole Physics: Basic Concepts and New Developments, Kluwer Academic
6. Gammie, C.,Popham, R., 1998, ApJ, 498, 313
7. Hure,J.M., Richard,D., & Zahn,J.P.2001,A\&A,367,1087
8. Manmoto, T., 2000, ApJ, 534, 734
9. Moeen, M., Ghanbari, J., Ghodsi, A.2012,PASJ,64,137
10. Novikov, I. D.,Thorne, K. S., 1973, in Black Holes, ed. C. DeWitt and B. DeWitt (Gordon and Breach, New York)
11. Richard,D., & Zahn,J.P.,1999,A&A,347,734
12. Takahashi, R., 2007a, A & A, 461, 393
13. Takahashi R., 2007b, MNRAS, 382, 567



مقایسه زمان واپاشی خوشه های کروی در کدهای برخوردي و غیر برخوردي

نادر مقدم، محمدحسن حقی، حسین

دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

عوامل زیادی در تحول و واپاشی خوشه های کروی و به طور کلی سیستم های ستاره ای دخیل اند. واهلش دوجسمی و تحول ستاره ای دو تا از این عامل های مهم می باشند. در این مقاله قصد داریم با استفاده از یک کد غیربرخوردي (*NMODY*) که تحول ستاره ای و واهلش را شامل نمی شود، یک سیستم ستاره ای مانند خوشه کروی را تحت پتانسیل کشنیدی که کشان شیوه سازی کنیم. در انتها نتایجی که از این کد غیربرخوردي به دست آمده است را با نتایج کدهای برخوردي (*Nbody6*) مقایسه می کنیم.

مقدمه

ستارگان در خوشه های کروی تقریبا همسن (اختلاف ۳ تا ۴ میلیون سال) هستند، که باعث می شود آزمایشگاه های یکتایی برای مطالعه تحول ستاره ای باشند. عمر این خوشه ها از مرتبه عمر خود که کشان میزبان بوده که تنها چند صد میلیون سال از سن عالم کمتر است. با توجه به فاصله نسبتا کم ستاره ها در خوشه های کروی و همچنین تعریف زمان واهلش، این سیستم ها، از نوع برخوردي به شمار می آیند. کدهای برخوردي که تا کنون برای شیوه سازی خوشه های کروی نوشته شده اند، بر عکس کدهای غیربرخوردي، معمولاً زمان زیادی را برای اجرا صرف می کنند. از این جهت، یک بررسی مقایسه ای بین زمان واپاشی (طول عمر) خوشه های کروی در کدهای برخوردي و غیر برخوردي و یافتن هرگونه رابطه یا نتیجه مشترک می تواند جالب توجه باشد. بدین ترتیب، در این مقاله، ابتدا عوامل یا مکانیزم های موثر بر تحول خوشه های کروی توضیح داده می شود. سپس کدهای مورد استفاده، از لحظه اینکه کدامیک از مکانیزم های تحولی در آنها تعییه شده است، مقایسه می شوند. در ادامه نتایج به دست آمده از حدود ۱۰۰ شبیه سازی که با استفاده از کد غیربرخوردي *NMODY* [۲] به دست آورده ایم، ارائه خواهد شد و با نتایج کد برخوردي *Nbody6* که قبل توسط خانم خرمی [۱] به دست آمده است مقایسه شده و مورد بررسی و تجزیه و تحلیل قرار می گیرند.

عوامل موثر بر تحول خوشه های کروی

خوشه های ستاره ای تحت تاثیر مکانیزم های واپاشی مختلفی تحول می یابند. اهمیت فرایندهای مختلف با افزایش سن خوشه تغییر می کنند و همچنین به موقعیت مکانی خوشه در کهکشان میزبان نیز بستگی دارند. ترکیب تاثیر همه مکانیزم های واپاشی می تواند به طور عجیبی خواص سیستم های خوشه ای ستاره ای عوض کنند، بنابراین درک آنها بسیار مهم است. مهمترین این مکانیزم ها عبارتند از [۳] :

- از دست دادن گازهای اولیه: سهم تشکیل ستاره نوعا تا حدود کمتر از ۴۰ درصد از کل گاز است و گازهایی که به ستاره تبدیل نشده اند در کمتر از 10^5 تا 10^7 سال به دلیل بادهای ستاره ای ناشی از ستاره های پر جرم و انفجارات ابرناوختی از دست می روند. شبیه سازی های بس ذره ای نشان داده اند که از دست دادن گازهای اولیه می تواند به سادگی باعث شود که خوشه های ستاره ای کسر بزرگی از ستاره هایشان را از دست بدهند یا کاملاً نامقید شوند و نیز دستخوش انساط قابل توجهی شوند. درنتیجه تعداد زیادی از خوشه ها در ۱۰ میلیون سال اول نابود می شوند.



۲- تحول ستاره ای: برای خوشه هایی که مرحله قبلی را پشت سر می گذارند، مکانیزم بعدی واپاشی تحول ستاره ای می باشد. در حدود ۳۰ درصد جرم خوشه های ستاره ای به دلیل تحول ستاره ای ستاره هایشان در چند میلیارد سال از بین می رود و این کسر برای خوشه های ستاره ای با تابع جرم اولیه بسیار سنگین، می تواند بسیار بزرگتر باشد. جرم از دست رفته ناشی از تحول ستاره ای باعث می شود خوشه های ستاره ای در حالی که شعاع کشنیدی شان کاهش می یابد، منبسط شوند.

۳- واهلش: واهلش از برخوردهای متقابل بین ستاره ها در خوشه های کروی ناشی می شود. فرایندهای دینامیکی مانند تفکیک ستاره های پر جرم در مرکز خوشه یا رمبش خوشه های ستاره ای توسط واهلش هدایت می شوند. واهلش دو جسمی نقش مهمی در تحول خوشها و ساختار فعلی شان دارد. برخوردهای دور و نزدیک بین یک ستاره با ستاره دیگر یا با دوتایی های موجود در سیستم باعث مبادله انرژی بین شان می شود. به دلیل برخوردهای متقابل بین ستاره های خوش، ستاره ها می توانند انرژی کافی برای ترک کامل خوش نیز به دست آورند، که باعث تبخیر آرام کل خوش می شود.

۴- تاثیرات کشنیدی خارجی: خوشه های ستاره ای معمولاً نه تنها منزوی نیستند، بلکه در میدان گرانشی کهکشان میزبانشان حرکت می کنند. کهکشان میزبان می تواند بر تحول یک خوشه ستاره ای تاثیر بگذارد. برای خوشه هایی که در مدارهای دایروی درون پتانسیلی با تقارن محوری حرکت کنند، میدان کشنیدی ستاره های خوش را در حجم معینی حول مرکز خوش مقید می کند که بیرون از آن ستاره ها نسبت به خوش نامقید هستند. این میدان، به فرار ستاره ها سرعت می بخشد چون انرژی لازم برای فرار از خوش کم می شود.

شبیه سازی خوشه های کروی

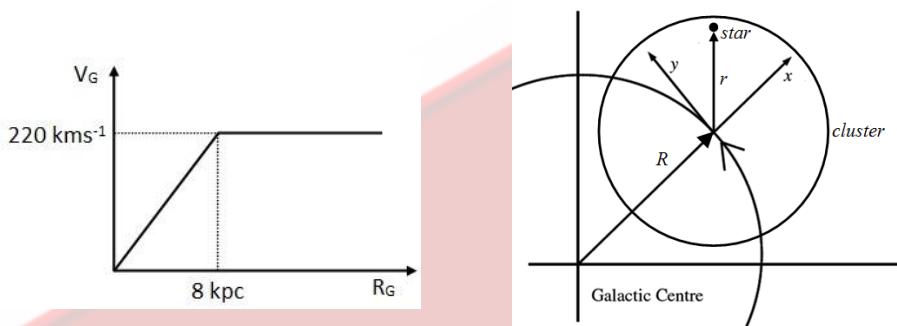
یک مقایسه ساده بین کدهای برخوردي و غير برخوردي در مورد مولفه های موثر بر تحول در جدول ۱ آمده است. برای شبیه سازی خوشه های کروی با استفاده از کد (NMODY)، دستگاه مختصات چرخانی مانند شکل ۱ (راست) در نظر گرفتیم که در مرکز خوشه حول کهکشان برابر با سرعت چرخش خوش به دور کهکشان دایروی است. سرعت زوایه چرخش مرکز جرم خوشه حول کهکشان برابر با سرعت چرخش خوش به دور خودش است به طوری که محور x در شکل ۱ همیشه در راستای R است [۴]. برای فواصل بیشتر از ۵ کیلو پارسک می توان کهکشان را به صورت جرم نقطه ای در نظر گرفت [۵]. به این ترتیب، معادلات حرکت ستاره ها در خوش کروی با در نظر گرفتن میدان کشنیدی کهکشان میزبان به صورت زیر به دست می آید. با یک تخمین زبر از منحنی دوران کهکشان مانند شکل ۱ (چپ)، مقادیر امگا به دست آمده و به کد داده شده است.

$$\begin{aligned}
 \ddot{x} - 2\omega\dot{y} - 3\omega^2x &= \frac{d\phi_c}{dx} \\
 \ddot{y} + 2\omega\dot{x} &= \frac{d\phi_c}{dy} \\
 \ddot{z} &+ \omega^2z = \frac{d\phi_c}{dz}
 \end{aligned} \tag{1}$$

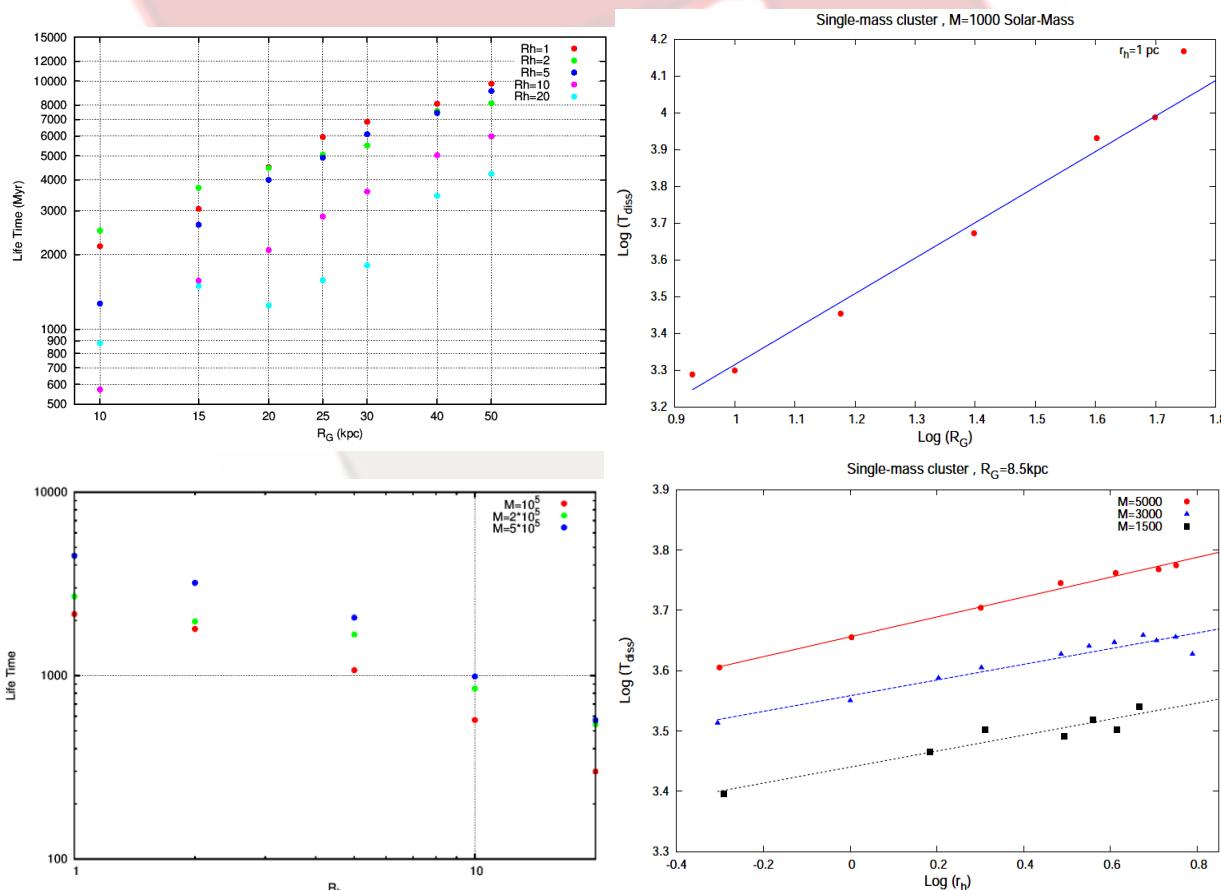


جدول ۱ : مقایسه کدهای برخوردي و غير برخوردي

NMODY	Nbody6	عوامل موثر بر تحول
ندارد	دارد	از دست دادن گازهای اولیه
ندارد	دارد	تحول ستاره ای
ندارد	دارد	واهلهش دو جسمی
اضافه کرده ايم	دارد	میدان کشندي خارجي



شکل ۱ : (راست) دستگاه مختصاتی که خوشه در آن حرکت می کند.



شکل ۲ : دو شکل سمت راست مریوط به زمان واپاشی در کد برخوردي Nbody6 و سمت چپ کد غیر برخوردي NMODY است. در دو شکل بالا زمان واپاشی بر حسب فاصله خوشه از مرکز کهکشان و دو شکل پایین بر حسب شعاع نیمه جرم می باشد.



نتایج شبیه سازی

بعد از انجام شبیه سازی خوشها بر حسب فاصله خوشها از مرکز کهکشان و همچنین بر حسب شعاع نیمه جرم آن در مقیاس لگاریتمی رسم شده است که نمودارهای آن در شکل ۲ آمده است. یک رابطه خطی بین مقادیر لگاریتمی زمان واپاشی و فاصله خوشها از مرکز کهکشان و همچنین شعاع نیمه جرم خوشها به صورت زیر برقرار است:

$$\text{Log}(T_{diss}) = A \text{ Log}(R_G) \quad (2)$$

$$\text{Log}(T_{diss}) = B \text{ Log}(r_h) \quad (3)$$

با برآش خطی نمودارهای شکل ۲، مقادیر زیر به دست برای ضرایب بالا به دست می آیند:

$$\begin{array}{ll} A_{\text{NMODY}} > 1.5 & A_{\text{Nbody6}} = 1 \\ B_{\text{NMODY}} = -0.75 & B_{\text{Nbody6}} = 0.15 \end{array}$$

نتیجه گیری

همان طور که از شکل ۲ مشخص است، در سیستم‌های برخورده و غیربرخورده، زمان واپاشی با افزایش فاصله از مرکز کهکشان افزایش می‌یابد که دلیل آن کاهش اثر میدان کشنده روی خوشها مورد نظر است. اما شبیه نمودار زمان واپاشی در سیستم‌های غیر برخورده نسبت به برخورده، بیشتر است که دلیل آن عدم حضور واهلش دو جسمی در این سیستم‌های غیر برخورده است. مشخص است که عدم حضور واهلش باعث می‌شود، اگر ستاره‌ای به انرژی لازم برای فرار از خوشها دست یافت، احتمال فرار آن برابر یک باشد چون انرژی خود را به هیچ ستاره دیگری نخواهد داد.

بنابر شکل ۲، زمان واپاشی با افزایش شعاع نیمه جرم در سیستم‌های برخورده افزایش آرامی دارد، در حالیکه در سیستم‌های غیربرخورده روند کاهشی بسیار سریعی مشاهده می‌شود. در سیستم‌های برخورده، با افزایش شعاع نیمه جرم، تعداد برخوردهای دو جسمی کاهش یافته یعنی زمان واهلش دو جسمی افزایش می‌یابد که باعث کاهش سرعت تحول خوشها می‌شود. اما در سیستم‌های غیر برخورده، با افزایش شعاع نیمه جرم، ستاره‌ها سرعت مداری بیشتری برای حرکت در خوشها و همچنین موقعیت مکان دورتری نسبت به مرکز خوشها خواهند داشت، که با توجه به معادلات رابطه ۱، اثرات کشنده روی این ستاره‌ها بسیار قوی تر خواهند بود و زمان واپاشی با سرعت کم خواهد شد.

مرجع‌ها

- پایان‌نامه کارشناسی ارشد "بررسی طول عمر سیستم‌های ستاره‌ای و تحول تابع جرم آنها با استفاده از شبیه سازی بس‌ذره‌ای"، زینب خرمی، دکترحسین حقی.
- "NMODY", Ciotti L., Londrillo P., and Nipoti C., *ApJ*, **640**:741, 2006.
- Baumgardt H., arXiv:astro-ph/**0605125v1**, 2006
- Heggie D., Hut P., "A Multidisciplinary Approach to Star Cluster Dynamics", Cambridge University Press, p **110**, 2003.
- Gareth F. Kennedy, arXiv:**1108.5241v1**, 2011.



بررسی مولفه‌های تعیین‌کننده در شبیه‌سازی و محاسبه فرایندهای اخترفیزیک هسته‌ای

مهدى نصري نصرآبادی^۱، محمد سپيانى

^۱دانشگاه اصفهان، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، گروه مهندسی هسته‌ای

چکیده

مهمترین مولفه ورودی در شبیه‌سازی‌ها و پیش‌بینی‌های نظری شبکه فرایندهای هسته‌زایی در محیط‌های اخترفیزیک و انفجارهای ابرنواختری که از طریق مدل‌های آماری واکنش هسته‌ای انجام می‌شود، مربوط به چگالی تراز هسته‌ای (NLD) می‌باشد، بنابراین روش‌های مختلف میکروسکوپی و ماکروسکوپی را که عمدتاً در کله‌های واکنش و تغییر هسته‌ای استفاده می‌شوند، برای بکارگیری در چنین شرایطی آزمایش می‌کنیم.

مقدمه

اخترفیزیک هسته‌ای یک حوزه مطالعاتی گسترده و متنوع از پدیده‌ها است که در آن می‌توان بوضوح تاثیر فرایندهای میکروسکوپی را روی تغییر و تحولات رخدادهای ماکروسکوپیک مشاهده کرد. یکی از اهداف بنیادی در این حوزه، درک و شبیه‌سازی فرایندهای هسته‌زایی (Nucleosynthesis) است که در سوختن‌های ستاره‌ای و سوختن‌های انفجاری ابرنواخترها (سوپرنواها) اتفاق می‌افتد و جهان ما، بواسطه آنها شکل گرفته است [۱, ۲, ۳]. در شبکه فرایندهای هسته‌زایی کند (s- & p-process) و فرایندهای سریع (r- & rp-process)، تعداد بسیار زیادی هسته پایدار و ناپایدار از تمامی نقاط نمودار هسته‌ای (از خط دریپ نوترونی تا خط دریپ پروتونی) وارد می‌شوند که دسترسی آزمایشگاهی به بسیاری از آنها وجود ندارد و بنابراین داده‌های آزمایشگاهی برای آنها موجود نمی‌باشد. در چنین شرایطی، شبیه‌سازی‌ها و پیش‌بینی‌های نظری برای سرعت‌های واکنش در شبکه‌های بزرگ، سطح مقطع واکنش‌ها و فراوانی محصولات از طریق مدل آماری هاوزر - فشباخ [۴, ۵] محاسبه می‌شوند. دقت و اعتبار این مدل‌ها عمدتاً توسط ورودی‌هایی که مربوط به ساختار هسته‌ای می‌باشند تعیین می‌شود که این مولفه‌های ورودی عبارتند از: چگالی تراز های هسته‌ای مربوط به هسته‌های واردشده در فرایند، توابع قدرت گاما (Gama Strenght function) و پتانسیل‌های مدل اپتیکی.

در میان این مولفه‌های ورودی، مهمترین مولفه تعیین‌کننده با بیشترین عدم قطعیت، چگالی تراز هسته‌ای (NLD) است که مکانیسم غالب در واکنش‌های هسته‌ای (از میان مکانیسم‌های مستقیم، مرکب و پیش تعادلی)، اعتبار استفاده از مدل‌های آماری، تمام توابع تحریکی و ترمودینامیکی هسته (آنتروپی، دما و تابع پارش)، نحوه مشارکت هسته در فرایندهای فیزیکی، احتمال وقوع کانال‌های واپاشی مختلف، نسبت‌های شاخه‌ای و در نتیجه فراوانی عناصر و ایزوتوب‌های محصولات تولیدی را تعیین می‌کند [۶]. با توجه به اینکه این کمیت از ساختار داخلی هسته (مانند برهم‌کنش‌های هسته‌ای و باقی‌مانده، ساختار پوسته‌ای و تغییر شکل‌های هسته) تعیین می‌کند، تعیین روابط دقیق و عمومی برای آن مشکل می‌باشد. بنابراین تلاش‌های گسترده‌ای، بصورت آزمایشگاهی و نظری برای محاسبه و استخراج آن انجام گرفته است و مدل‌ها و روش‌های متعددی برای محاسبه NLD ارائه شده است.

در این بررسی، محاسبات را برای واکنش $^{187}\text{Os}(n,\gamma)$ که در مرجع [۸] برای تعیین سن کهکشان مطالعه شده است، توسط کد واکنش هسته‌ای [۷] انجام می‌دهیم و مدل‌های مختلف چگالی تراز هسته‌ای را برای هسته تحریک‌شده ^{188}Os آزمایش می‌کنیم و تاثیر این مدل‌ها را در پیش‌بینی نتایج بدست می‌آوریم.



تئوری چگالی ترازهای هسته‌ای

بطور کلی روش‌ها و مدل‌های محاسبه چگالی تراز هسته‌ای در کدهای واکنش هسته‌ای و کدهای مونت کارلوی تبخیر هسته‌ای، به دو دسته پدیده‌شناختی (ماکروسکوپیک) و میکروسکوپیک تقسیم‌بندی می‌شوند. روش‌های پدیده‌شناختی که شامل مدل‌های گیلبرت – کامرون یا دما ثابت (CTM)، گاز فرمی جابجاشده به عقب (BSFG) و ابرشاره تعمیم‌یافته پدیده‌شناختی (GSFM) می‌شوند [۲] در انرژی‌های بالاتر از ۴-۲ MeV از رهیافت آماری گاز فرمیونی و رابطه معروف بت [۹] استفاده می‌کنند:

$$\rho_{Bethe}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi}}{12\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\exp[2\sqrt{a(E_x - \Delta)}]}{a^{1/4}(E_x - \Delta)^{5/4}} \quad (1)$$

که در آن، a و Δ به ترتیب پارامتر چگالی تراز (NLDP) و پارامتر گاف برهم‌کنش جفت شدگی هستند. تمام این مدل‌های پدیده‌شناختی تنها در انرژی‌های پایین تفاوت دارند. در این ناحیه انرژی، NLD بوسیله چندین اثر ساختاری مانند اثر پوسته‌ای، همبستگی جفت شدگی، اثرات تغییر شکل و غیره متاثر می‌شود. مدل CTM، از یک رابطه کاملاً تجربی که بر اساس داده‌های آزمایشگاهی ترازهای سطح پایین بدست آمده است استفاده می‌کند:

$$\rho_{CTM}(E_x) = \frac{1}{T} \exp\left[\frac{E_x - E_0}{T}\right] \quad (2)$$

مدل GSFM یک گذار فاز از حالت ابرشارگی در انرژی‌های پایین، که در آن همبستگی جفت شدگی به شدت چگالی تراز را متاثر می‌کند، به حالت نرمال در انرژی‌های بالا را پیش‌بینی می‌کند. این گذار فاز توسط نظریه BCS در ابررسانایی توصیف می‌شود. مدل BSFG در انرژی‌های پایین نیز از رابطه بت با جابجاشی انرژی Δ استفاده می‌کند. روش‌های میکروسکوپی با بحساب آوردن ساختار گستته طیف ترازهای تک‌ذره‌ای (SPL) حاصل از پتانسیل‌های واقع بینانه، چگالی تراز هسته‌ای را محاسبه می‌کنند. این روش‌ها شامل مدل ترکیبی یا چینیشی (COM) و مدل آماری ابرشاره تعمیم‌یافته میکروسکوپی یا مدل فرمیون‌های برهم‌کنشی (MGSFM) می‌شود که در سال‌های اخیر آن را توسعه و بهبود داده‌ایم [۱۰]. مدل میکروسکوپی ترکیبی نگرشی است که در آن به یافتن تعداد راههای ممکن برای توزیع نوکلئون‌ها در ترازهای تک ذره‌ای در دسترس به ازای یک انرژی معین می‌پردازد. مدل MGSFM نسخه میکروسکوپی از مدل GSFM می‌باشد و از رابطه میانتابع پارش و چگالی تراز استفاده می‌کند و با استفاده از طیف ترازهای تک ذره‌ای رابطه معروف روش آماری تابع پارش تعمیم‌یافته، چگالی تراز محاسبه می‌شود [۱۰, ۲, ۱]:

$$\rho(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{e^{S(E_x)}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\det D}} \quad (3)$$

$\det D$ یک دترمینان از مشتق‌های جزئی مرتبه دوم لگاریتم تابع پارش $\ln Z(\alpha_{i0}, \beta_0)$ در نقطه زینی است. آنتروپی سیستم $S(E) = \ln Z(\beta_0, \alpha_{i0}) + \beta_0 E - \alpha_{p0} Z - \alpha_{n0} N$ و

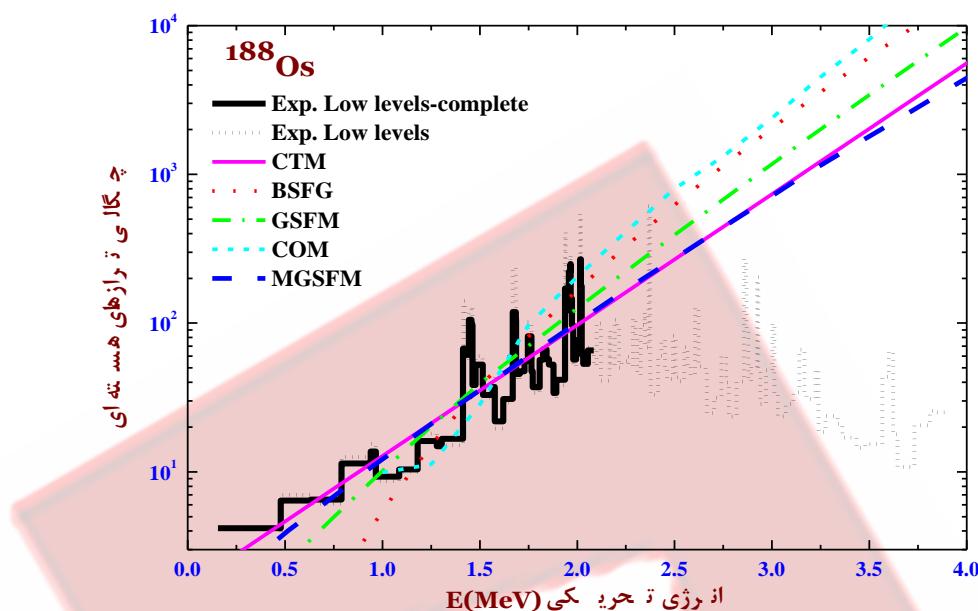
$$\ln Z(\beta, \alpha_i) = \sum_{q=n,p} \left\{ -\beta \sum_k (\varepsilon_q^k - \lambda_q - E_q^k) + \sum_k \ln \left(1 + e^{-\beta E_q^k} \right) - \beta \frac{\Delta_q^2}{G_q} \right\} \quad (4)$$

که در آن، $G_q, \Delta_q, \varepsilon_q^k, \lambda_q, E_q^k$ به ترتیب انرژی شبه ذره‌ای، پتانسیل شیمیایی، انرژی ترازهای تک ذره‌ای، پارامتر جفت شدگی و پارامتر قدرت جفت شدگی برای هر نوع از ذرات ($q = p, n$) می‌باشند.

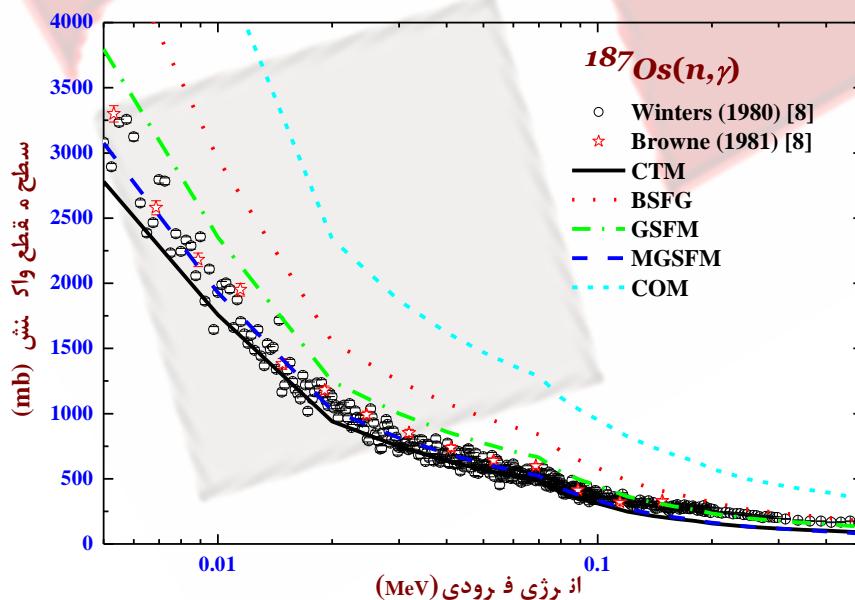


بررسی مدل‌های چگالی تراز در محاسبات واکنش

اعتبار هر یک مدل‌های پدیده‌شناسنختری و میکروسکوپی در مورد هسته‌های سبک و میانی پایدار آزموده شده است و برای هر کدام پارامترهای قابل تنظیم در نظر گرفته می‌شود. حال این مدل‌ها را برای واکنش $^{187}\text{Os}(n,\gamma)$ بکار می‌بریم.



شکل ۱: مقایسه مدل‌های مختلف چگالی تراز هسته‌ای ^{188}Os با داده‌های آزمایشگاهی ترازهای سطح پایین.



شکل ۲: مقایسه نتایج پیش‌بینی شده حاصل از بکار بردن مدل‌های مختلف چگالی تراز در کد واکنش Talys.



نتایج مربوط به مقایسه مدل‌های مختلف چگالی تراز با داده‌های آزمایشگاهی ترازهای سطح پایین در شکل (۱) نشان داده می‌شوند، این ترازهای سطح پایین فقط تا یک انرژی معین، کامل هستند زیرا پس از آن درهم رفتگی و ادغام ترازها رخ می‌دهد. پیش‌بینی این واکنش نیز بر اساس هریک از این مدل‌ها در شکل (۲) نشان داده می‌شود.

نتیجه گیری

همانطور که از نتایج این بررسی مشاهده می‌شود مدل CTM، تا زمانی که داده‌های آزمایشگاهی برای تنظیم پارامترهای آن موجود باشند می‌تواند توصیف قابل قبولی داشته باشد ولی برای مدل‌های GSFM، BSFG و COM که در انرژی‌های پایین انطباق مناسبی با داده‌های آزمایشگاهی نشان نمی‌دهند و چگالی تراز را بیشتر برآورد می‌کنند، نتایج واکنش سطح مقطع‌های بزرگتری را نشان می‌دهد. با این وجود، بهترین پیش‌بینی نتایج از مدل میکروسکوپی فرمیون‌های برهمکشی حاصل می‌شود، زیرا در انرژی‌های تحریکی پایین برهمکنش جفت شدگی بیشترین تاثیر را روی چگالی تراز دارد و اثرات ساختاری ناشی از طیف ترازهای تک ذره‌ای و اثرات پوسته‌ای نیز بصورت میکروسکوپیک در نظر گرفته می‌شوند. همچنین از آنجایی که هسته‌های سنگین اغلب دارای تغییرشکل ایستا می‌باشند، در این مدل اثرات تغییرشکل و ترازهای تجمعی چرخشی و ارتعاشی توسط روشی که به تازگی توسعه داده شده است وارد می‌شوند [۱۰]، هر چند این اثرات در انرژی‌های بالا به تدریج محو می‌شوند.

مرجع‌ها

۱. نصرآبادی مهدی، سپیانی محمد، مجله پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۲، شماره ۱، بهار ۱۳۹۱.
2. M. Sepiani, "Extraction of Nuclear Level Densities for Exotic Nuclei", *M.Sc. thesis, Kashan University*, (2011).
3. A. Aprahamiana, K.Langankeb, M.Wiesche, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 54 (2005) 535–613
4. W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.* 87, 366 (1952).
5. J.A. Holmes, S.E. Woosley, W.A. Fowler, B.A. Zimmerman, *At. Data Nucl. Data Tables* 18, 306 (1976).
6. T. Rauscher, K-L. Kratz and F-K. Thielemann *Phys. Rev. C* 55 1613 (1997).
7. A J Koning, and S Hilaire, et al., in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, 22-27 April (2007), Nice, France, edited by F. Gunsing, E. Bauge, et al., (EDP Sciences, 211-214 (2008)).
8. M. Segawa, T. Masaki, Y.Nagai, Y.Temma, T.Shima, K. Mishima, M.Igashira, S. Goriely, A. Koning, and S. Hilaire, "Neutron capture cross sections of ^{186}Os , ^{187}Os , and ^{189}Os for the Re-Oschronolog", *Phys. Rev. C* 76, 022802 (2007.)
9. H A Bethe, *Phys. Rev.* 50 (1936) 332.
10. M N Nasrabadi, *Journal of Physics: Conference Series* 295 (2011) 012124.



بررسی منحنی نوری، تغییرات دوره تناوب و پارامترهای

متغیر دوتایی گرفتی EG Cephei

نیلفروشان، محمد^۱ اسدی شاد، ظناز^{۲,۱} حسن زاده، امیر^{۳,۲}

^۱ دانشگاه زنجان، دانشکده علوم، گروه فیزیک، کیلومتر ۶ جاده زنجان - میانه، زنجان

^۲ قسمت خاورمیانه ای جمیعت جهانی زمان سنجی اختفاهای نجومی

^۳ دانشگاه تهران، مؤسسه ژئوفیزیک، امیر آباد، تهران

چکیده

با استفاده از تلسکوپ "Meade 16" و آشکارساز CCD رصدخانه اپتیکی سازمان فضایی و روش های نورسنجی تصویری روی ۱۶۳۱ تصویر ثبت شده از دوتایی نیمه تماسی Cep EG در فیلترهای استاندارد مورگان - جانسون UBVRI و کمینه سنجی منحنی های نوری با الگوریتم Kwee - van Voerden (۱۹۵۶) همراه با جمیعت اطلاعات ۱۰۱۱ کمینه دیگر از سال ۱۹۰۰ میلادی، ضمن ارائه جدیدترین افرمی برای کمینه های نوری، به علت تغییرات دوره ای ۲۱۶ ثانیه ای در رخداد کمینه ها نسبت به پیش بینی ها، وجود جرم سومی با دوره تناوب مداری $12,420,01 \pm 0,01$ سال پیشنهاد شده است. پس از آن با روش پیشنهادی توسط Kalimeris et al. (۱۹۹۴) و برآش نقاط کمینه با یک معادله چند جمله ای از درجه ۶، تغییرات دوره تناوب در یک قرن گذشته ارائه شده، و سرانجام نیز با استفاده از نرم افزار Binary Maker ۳,۰ (۲۰۰۴) منحنی نوری این متغیر گرفتی بررسی شده است.

کلمات کلیدی : ستاره دوتایی گرفتی - نورسنجی - افرمی - دوره تناوب.

مقدمه

ستاره دوتایی و متغیر گرفتی [HD194089 - BD+۷۶°۷۹] با رده طیف A³V و تغییرات قدر +۹,۳۱^۱ تا +۱۰,۲۱ در فیلتر مرئی [۸] و در فاصله ۱۲۰ پارسک از ما، با جدایی مؤلفه های حدود R_{\odot} از گونه بتا - شلیاقی ها بوده [۱] و برای اولین بار توسط Strohmeier در سال ۱۹۵۸ میلادی به عنوان یک دوتایی گرفتی با دوره تناوب ۵۴,۰ روز شناخته شد، پس از آن Geyer (۱۹۶۱) و در دهه های اخیر نیز Semeniuk/Kaluzny (۱۹۸۴) و Erdem et al. (۱۹۹۳) و Chochol et al. (۱۹۹۸) و اخیراً Zhu et al. (۲۰۰۸) و Rucinski et al. (۲۰۰۹) بررسی های مختلفی روی آن انجام داده اند. [۳] برای نمونه با استفاده از خط ۴۴۸,۱ نانومتر فلز منیزیم سرعت مداری مؤلفه اول $V, Sini = (146 \pm 20) \text{ km/sec}$ و جرم این ستاره نیز حدود $1,8M_{\odot}$ بدست آمده است [۱] که جرم مؤلفه دوم با مقدار $dM/dt = 3,0 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ dM/dt} = (1 \pm 0,1) \text{ AU}$ در هر سال بر روی آن می ریزد. همچنین در مقاله اخیر، با توجه به نوسانات 319 ± 18 ثانیه ای دوره تناوب، جرم سومی با دوره تناوب $(1,0 \pm 0,1)$ سال و شعاع مداری حدود 14 AU به جرم $11M_{\odot}$ پیشنهاد شده است که سبب رشد تغییرات دوره تناوب به مقدار $dP/dt = 3,4 \times 10^{-8} \text{ AU}$ روز در هر سال شده است. [۳] به تازگی ستاره پر جرم مرکزی این دوتایی، به عنوان نامزدی دارای نوسانات ستاره ای مدل دلتا - سپری (شاخه ناپایداری قیفاووسی ها در نمودار رنگ - قدر) شناخته شده است. [۷]

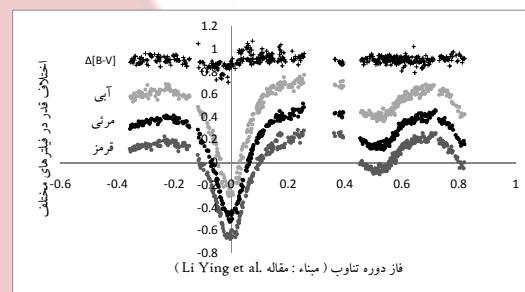


روش‌های رصدی

برای رصدہا از تلسکوپ "۱۶ با نسبت کانونی ۱۰ نصب شده بر پایه استوایی Paramount استفاده شده است و آشکارساز مناسب SBIG STL11000 M با اندازه پیکسل 9×9 میکرومتر، امکان نوردهی کوتاه مدت تنها ۴ را داد. برای نورسنجی کلیه تصاویر، پس از بررسی های مختلف از لحاظ نحوه ثبت و کاهش تصاویر نوفه دار، از شیوه متداول دوایر نورسنجی استفاده شده و ستارگان مقایسه/چک به ترتیب HD194400 و HD194130 انتخاب شده اند. برای کمینه سنجی ها نیز از روش مرسوم استفاده کرده ایم.^[۴] در تصویر ۱ منحنی نوری حاصله از کلیه داده گیری، پردازش ها و نورسنجی ها مشاهده می شود؛ که در شب های رصدی ۴ کمینه آنگونه که در جدول ۱ آمده است ثبت شده و پس از محاسبه در هر فیلتر، جهت بکارگیری در کنار داده های گزارش شده گذشته متوسط گیری شده اند.

جدول ۱ : اطلاعات کلیه کمینه های ثبت شده از رصد

زمان های کمینه نوری (HJD ۲۴۰۰۰۰ +)	مقدار خطأ (روز)	گونه کمینه	گونه فیلتر	O-C (روز)
۵۶۱۷۷,۴۵۹۰۱۳	۰,۰۰۰۱۴	I	BVR	-۰,۱۱۵۱۸
۵۶۱۹۱,۴۲۲۶۹۸	۰,۰۰۰۲۴	I	BVR	-۰,۱۱۳۳۶
۵۶۱۹۲,۲۰۲۵۳۰	۰,۰۰۰۵۱	II	BVR	-۰,۰۲۵۷۸۹
۵۶۱۹۳,۳۵۰۲۰۸۳	۰,۰۰۱۷۰	II	BVR	-۰,۰۳۴۷۹۹



تصویر ۱ : منحنی نوری متغیر در یک فاز تمام فیلترها

در ادامه با جماعتی اطلاعات کمینه های ثبت شده از مقالات و آرشیوهای گذشته، از ابتدای رصد و ثبت این دو تابع در تاریخچه نجومی آن از ابتدای سال ۱۹۰۰ میلادی - که تاکنون حدود ۷۵۲۰۰ دوره تناوب مختلف برای آن سپری شده است - به ۱۰۱۱ داده قابل استناد رسیدیم؛ که با توجه به انجام نورسنجی با روش های رصدی دقیق تر از سال ۱۹۶۰ میلادی تاکنون، برای داده های حاصله از رصد مستقیم یا عکسبرداری، و برای داده های فتووالکترونیک یا CCD به ترتیب ضرایب ۱ و ۲ در نظر گرفته ایم. بررسی کلیه آنها در کنار یکدیگر برای فهم رفتار دوتایی از لحاظ پیشنهاد یک افرمی جدید و تغییرات دوره تناوب، در بخش های بعدی مورد استفاده قرار گرفته است.

تغییرات دوره تناوب

برای مشاهده فازبندی و تغییرات دوره تناوب، از رسم اختلاف کمینه های رصد شده با پیش بینی ها در نمودار O-C استفاده شده؛ ابتدا با استفاده از مبدأ شمارش بیان شده^[۵] و جدیدترین دوره تناوب پیشنهاد شده در جدول ۲ که رابطه افرمی (۱) را می دهد،^[۸] اختلاف زمان کمینه های رصدی خود را با کارهای گذشته مقایسه کرده ایم.

$$\text{Min. I} = \text{HJD } 2440050,4551 + 0,54462168 E \quad (1)$$

که برای ۴ کمینه ثبت شده در جدول ۱ از این رابطه استفاده شده است. سپس همراه با این نقاط جدید، از برازش معادلات خطی و سه‌می به ترتیب بر روی داده های کمینه نوری کوتاه مدت اخیر (از سال ۱۹۶۰ میلادی) و نیز بلند مدت (از ابتدای سال ۱۹۰۰ میلادی) که در تصویر ۲ مشاهده می شود، معادلات افرمی (۲) و (۳) بدست آمده اند.

$$\text{Min. I} = \text{HJD } 2442594,3825 + 0,54462228 E \quad (2)$$

$$\text{Min. I} = \text{HJD } 2442594,3825 + 0,54462173 \times 10^{-8} E + (2,26 \pm 0,12) \times 10^{-11} E^3 \quad (3)$$

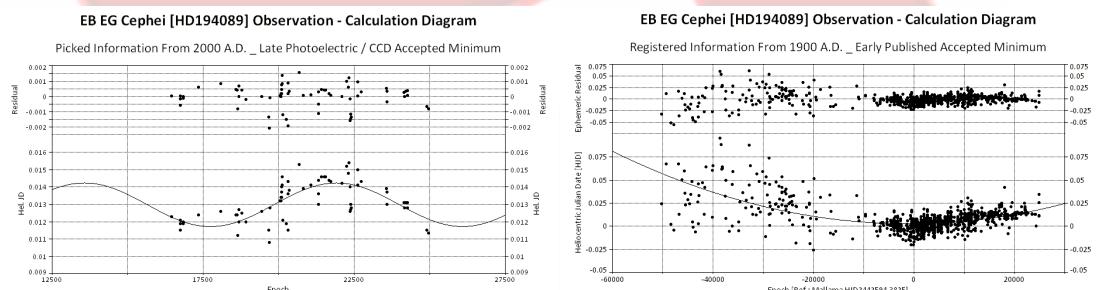


جدول ۲: اطلاعات کلیه دوره تناوب های اندازه گیری شده و چاپ شده تاکنون در برآشن های خطی و سهمی نمودار O-C متغير

نویسنده مقاله / سال چاپ مقاله	زمان مبدأ شمارش (HJD)	دوره تناوب (روز)
Kukarkin (۱۹۸۶)	۲۴۲۶۹۲۹,۴۵۸۰	۰,۵۴۴۶۲۰۲۰
Mallama (۱۹۸۰)	۲۴۴۲۵۹۴,۳۸۲۵	۰,۵۴۴۶۲۱۸۳
Kaluzny / Semeniuk (۱۹۸۴)	۲۴۴۵۵۸۰,۰۴۸۴	۰,۵۴۴۶۲۲۹۶
Wolf / Diethelm (۱۹۹۲)	۲۴۴۵۵۸۰,۰۴۷۴	۰,۵۴۴۶۲۲۸۱
Chochol et al. (۱۹۹۷)	۲۴۲۶۹۲۹,۴۵۷۵	۰,۵۴۴۶۱۹۴۳
Erdem et al. (۲۰۰۵)	۲۴۴۰۰۵۰,۴۵۵۱	۰,۵۴۴۶۲۱۶۰
Rucinski / Pribulla et al (۲۰۰۸)	۲۴۵۴۳۰۴,۳۱۱۴	۰,۵۴۴۶۲۲۲۸
Li Ying Zhu et al. (۲۰۰۹)	۲۴۴۰۰۵۰,۴۵۵۱	۰,۵۴۴۶۲۱۶۸

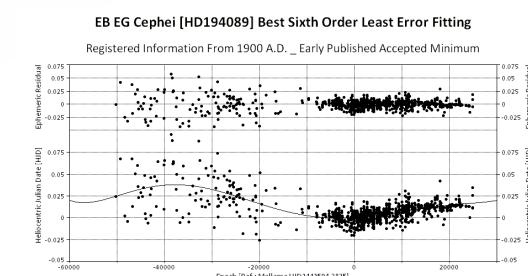
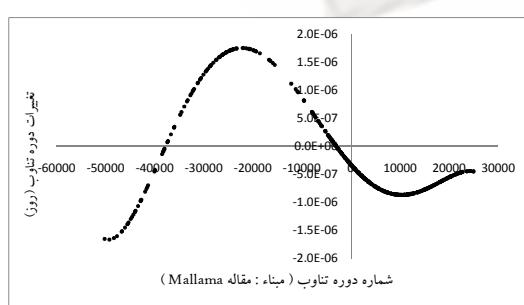
تصویر ۲: نمودارهای O-C برای کل بازه رصدی در یک قرن گذشته (بالا) و بازه رصد های دقیق (پایین) دوایر توخالی و توبر به ترتیب داده های با ضرایب ۱ و ۲ را نشان می دهد.

همچنین برای بررسی وجود جرم سوم در این دو تابی، از داده های بسیار با دقت یک دهه اخیر - که در نمودارهای گذشته همگی ضریب ۲ داشتند - برای برآشن معادله متناوب سینوسی استفاده شده که در تصویر ۳ مشاهده می شود.



تصویر ۳: نمودارهای O-C همراه با اختلاف برآشنی و مشاهده دوره تناوب جرم سوم احتمالی از رصد های دقیق دهه اخیر

اما برای مشاهده تغییرات دوره تناوب در یک قرن اخیر، ابتدا مانند تصویر ۴ معادله ای چند جمله ای با درجه بالای ۶ که دارای کمترین انحراف از مجموعه داده های کمینه ای باشد، بر روی آنها برآشن داده و سپس با بکارگیری روشی مناسب، [۲] تغییرات بلند مدت دوره تناوب را بدست آورده ایم؛ که در مقایسه با گذشته متفاوت و کندر شده است.

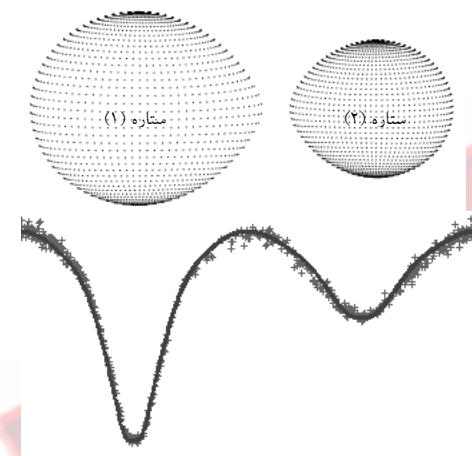


تصویر ۴: برآشن نمودار O-C متغیر گرفتی با یک چندجمله ای درجه ۶ و رسم تغییرات دوره تناوب به روش Kalimeris et al.



بررسی پارامترهای ستاره‌ای

در بررسی منحنی نوری بدست آمده، از نرم افزار نمایش دهنده Binary Maker استفاده شده است. این نرم افزار پارامترهای بسیاری از دوتایی از خود ذخیره دارد؛^[۸] اما در اینجا از رصدهای خود برای بررسی پارامترهای هر کدام از مؤلفه‌ها استفاده کرده ایم که برای داده‌های فیلتر مرئی ۵۴۵ نانومتر، زاویه انحراف مداری 86.8° و نسبت جرم ستاره ای $10^{-2} = 4.6 \pm 0$ خروجی‌های آن در تصویر ۵ و نیز جدول ۳ نمایش داده شده است.



تصویر ۵: نمایی از وضعیت مؤلفه‌های ستاره دوتایی (بالا) و انطباق منحنی نوری رسم شده با پارامترهای ارائه شده، با نقاط نورسنجی شده از رصدها (پایین)

پارامترهای ستاره (۱)	پارامترهای ستاره (۲)	پارامترهای ستاره ای
۰,۷۶۹	۱,۶۵۸	(M(M _۰))
۱,۱۶۵	۱,۶۴۰	(R(R _۰))
۵۱۱۰	۷۷۴۰	(T(K))
۱,۱۲۲	۸,۶۵۲	(L(L _۰))
۲,۸۲۲	۲,۸۶۰	(Ω)
۲۳۸,۷۲	۱۱۰,۷۷	(K(km/s))
۰,۳۱	۱,۰۰	ضریب تاریکی گرانشی (G)
۰,۸	۰,۶	ضریب تاریکی لبه‌ای (X)
۰,۶	۱,۰	ضریب بازتاب (A)
۱,۰۰	۱,۰۰	نسبت سرعت زاویه‌ای (F)

جدول ۳: پارامترهای ستاره ای مؤلفه‌های ستاره دوتایی.
فاصله دو مؤلفه از یکدیگر $2,62 \times 10^7$ کیلومتر و مجموعه با سرعت $35,61$ کیلومتر در ثانیه به سمت ما می‌آید.^[۶]

بحث و نتیجه‌گیری

این دوتایی با ستارگان نسبتاً گرم و جوان رشته اصلی خود، دارای شاخص رنگ $B-V=+0,23 \pm 0,23$ است. با ارائه افرمی جدید برای کمینه‌ها و بررسی نمودارهای بلند مدت ارائه شده، احتمال دارد جرم دیگری با دوره تناوب $12,42 \pm 0,01$ سال بدور مجموعه در حال گردش باشد؛ نیز از بررسی تغییرات دوره تناوب از سال ۱۹۹۰ میلادی تاکنون، روند تغییرات $2,36 \times 10^{-8}$ روز در سال مشاهده شده است. نکته جالب اینکه ستاره کوچکتر سرددتر و بزرگتر از خورشید است، در حالی که نمی‌تواند غول قرمز باشد چراکه جرمش کمتر و باید بعد از ستاره بزرگتر متحول شود.

سپاسگزاری

این فعالیت با همراهی قسمت خاورمیانه ای جمعیت جهانی زمان سنجی اختفاهای نجومی IOTA-ME و با حمایت مالی سازمان فضایی ایران و مرکز فضایی البرز که از زیر مجموعه‌های آن سازمان است انجام شده؛ که جا دارد از همکاری کلیه آنها سپاسگزاری نماییم.

مرجع‌ها

- Chochol, D., Pribulla, T., et al. ۱۹۹۸, CoSka, ۲۸, ۵۱-۶۲
- Kalimeris, A., et al. ۱۹۹۴, A&A, ۲۹۱, ۷۶۵-۷۷۴
- Kaluzny, J., Semeniuk, I., ۱۹۸۴, AcA, ۳۴, ۴۳۵-۴۴۴
- Kwee, K. K., van Woerden, H., ۱۹۵۶, BAIN, ۱۲, ۳۲۷
- Mallama, A. D., ۱۹۸۰, ApJS, ۴۴, ۲۴۱-۲۷۲
- Rucinski, S. M., et al. ۲۰۰۸, AJ, ۱۳۶, ۵۸۶-۵۹۳
- Soydugan, E., et al. ۲۰۰۶, MNRAS, ۳۷۰, ۲۰۱۳-۲۰۲۴
- Zhu, L. Y., et al. ۲۰۰۹, PASJ, ۶۱, ۵۲۹-۵۳۳



بررسی نقش میدان مغناطیسی و تابش در ناپایداری رایله-تیلور

یعقوبی، آسیه^۱ شادمهری، محسن^۲ خواجهی، مهدی^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

^۲ گروه فیزیک، دانشگاه گلستان، گرگان

چکیده

برای بررسی ناپایداری رایله-تیلور معمولاً از شبیه سازیهای عددی و یا اختلالات خطی استفاده می‌کنند. زمانی که دامنه‌ی اختلالات کم است می‌توان از تحلیل خطی سود جست. در این تحقیق، به دنبال تحلیل خطی ناپایداری رایله-تیلور در حضور تابش و میدان مغناطیسی هستیم. شاره‌ی پلاسمایی را بونیه‌ای فرض می‌کنیم، ولی از تاثیرات چندشاره‌ای صرفنظر می‌کنیم. معادله‌ی پاشندگی را در حالتی که تابش سیستم از نظر نوری نازک باشد محاسبه می‌کنیم. سپس آهنگ رشد اختلالات را به دست می‌آوریم. از آنجا که می‌دانیم در سامانه‌ای که تابش حضور دارد، آهنگ رشد ناپایداری در طول موج های بزرگ اختلال کاهش می‌یابد، نشان خواهیم داد که میدان مغناطیسی آهنگ رشد این سامانه را در طول موج های کوچک شدیداً کاهش می‌دهد. نتایج این تحقیق علاوه بر آن که زمینه را برای انجام شبیه سازیهای عددی فراهم می‌کند، به شناخت ما از محیط و سیستمهای اختوفیزیکی که چنین ناپایداری نقش دارد، کمک می‌کند.

مقدمه

یکی از مباحث مهم در اختوفیزیک، شناخت نحوه‌ی شکل گیری ساختارهای مختلفی است که رصد می‌شوند. به همین دلیل، اخترشناسان ناپایداری‌های مختلفی را در یک محیط پلاسمایی مطالعه و بررسی می‌کنند [۱]. یکی از این این ناپایداری‌ها زمانی اتفاق می‌افتد که دو محیط با چگالی‌ها ای مختلف تحت تاثیر یک نیروی عمودی در تماس با یکدیگر قرار گیرند که به آن ناپایداری رایله-تیلور (RT) می‌گویند [۱]. نقش این ناپایداری در سیستمهای مختلف اختوفیزیکی، نظیر انساط بقایای ابرنواختنی، اعماق غولهای سرخ، ابرهای گازی محیط میان ستاره‌ای بر فراز صفحه‌ی کهکشانی و حباب اطراف قرص‌های برازیلیستی ستاره‌های سنگین همواره مورد بررسی قرار گرفته است [۲،۳،۴،۵]. از آن جا که عوامل مختلفی در سامانه‌ها وجود دارد که می‌تواند در آهنگ رشد سامانه تاثیر بگذارد، اخترشناسان آن‌ها را در ناپایداری‌ها مورد بررسی قرار می‌دهند. تابش و میدان مغناطیسی نمونه‌هایی از این هاست. به عنوان مثال در جریان تشکیل ستاره‌های سنگین، فشار تابشی بر گرانش فائق می‌آید و باعث تشکیل حباب‌های تابشی در اطراف ستاره‌ی مرکزی شود. این حباب مستعد رشد ناپایداری RT در حضور تابش است. [۷] مرز بین ناحیه‌ی HII و پوسته‌ی خشی اش و همچنین ابرهای اطراف اختروش‌ها موارد دیگری هستند که ناپایداری RT تابشی در آن‌ها بررسی شده است [۶،۷]. اما با توجه به این که سیستمهایی مورد نظر، عموماً پلاسمایی هستند؛ میدان مغناطیسی نیز می‌تواند نقش مهمی در آن‌ها ایفا می‌کند. می‌دانیم که حضور میدان باعث کاهش آهنگ رشد سامانه‌ی کلاسیک در طول موج های کوچک می‌شود [۱۰]. از طرفی اثر تراکم پذیری در این ناپایداری موجب کاهش آهنگ رشد در طول موج های بزرگ می‌شود [۹]. دیاز^۱ اثرات تراکم پذیری و میدان مغناطیسی را با این هدف که آستانه‌ی ناپایداری RT را پیدا کند، به ناپایداری افزود و به این نتیجه رسید که آهنگ رشد شدیداً کاهش می‌یابد ولی آستانه‌ی ناپایداری تعییری نمی‌کند [۸]. در این مطالعه ما به بررسی نقش میدان مغناطیسی در ناپایداری RT، وقتی که محیط

^۱ Diaz



تحت تاثیر تابش (که از نظر نوری نازک) است، می پردازیم. در قسمت دوم این مقاله، تحلیل خطی ناپایداری RT کلاسیک (تراکم پذیر) را در حضور میدان مغناطیسی انجام می دهیم و در قسمت سوم تابش را وارد این سامانه می کنیم و در نهایت در قسمت چهارم به ذکر نتایج می پردازیم.

تحلیل خطی ناپایداری RT مغناطیدۀ تراکم پذیر

برای در نظر گرفتن اثر تابش در ناپایداری RT باید شاره را تراکم پذیر در نظر گرفت در این قسمت آن را با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی به طور کامل برای یک مرز تحلیل می کنیم. معادلات پایه‌ی مورد نیاز برای این حالت عبارت است:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}, \quad (2)$$

$$p = c_s^2 \rho, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u}_i \times \vec{B}). \quad (4)$$

که در اینجا c_s سرعت صوت است. فرض می کنیم میدان گرانش در جهت $-z$ و دمای دو طرف مرز متفاوت باشد. همچنین میدان مغناطیسی را ثابت و موازی با سطح فرض می کنیم. با در نظر گرفتن شرایط اولیه‌ی مناسب، معادلات حالت تعادلی را مختال می کنیم، سپس اختلال را به صورت $\chi(z, x, t) = \chi'(z) \exp(i\omega t + k_x x)$ در نظر می گیریم و دسته معادلات اختلالی را به دست می آوریم. سپس شرایط مرزی زیر را اعمال می کنیم:

الف) سرعت باید در همه‌ی قسمت‌های شاره‌ی بالا و پایین مرز محدود باشد، حتی در بینهایت.

ب) مقدار جابجایی در مرز برای دو شاره باید برابر باشد.

ج) فشار کل باید روی مرز پیوسته باشد.

پس از اعمال شرایط مرزی، به معادله‌ی پاشندگی بدون بعد زیر می‌رسیم:

$$\frac{1}{x^2 + \mu^2 y^2} (\alpha S_2 x^2 + \alpha \mu^2 y^2) - \frac{1}{x^2 + y^2} (S_1 x^2 + y^2) + \beta_2^2 \alpha S_2 - \beta_1^2 S_1 = 0 \quad (5)$$

که در آن:

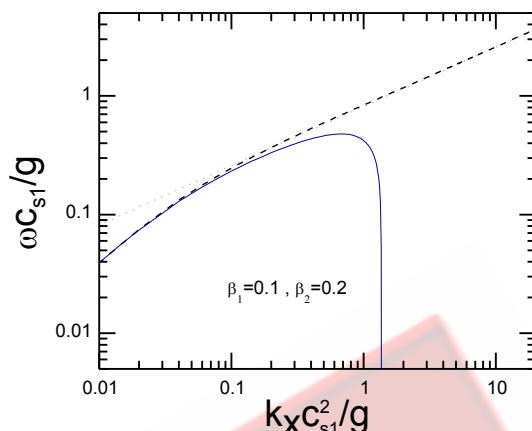
$$S_2 = \frac{x^2}{2(x^2 + \beta_2^2 x^2 + \beta_2^2 \mu^2 y^2)} - \sqrt{\left(\frac{x^2}{2(x^2 + \beta_2^2 x^2 + \beta_2^2 \mu^2 y^2)}\right)^2 + (\mu^2 x^2 + \mu^4 y^2)(1 - \beta_2^2)}$$

$$S_1 = \frac{x^2}{2(x^2 + \beta_1^2 x^2 + \beta_1^2 y^2)} - \sqrt{\left(\frac{x^2}{2(x^2 + \beta_1^2 x^2 + \beta_1^2 y^2)}\right)^2 + (x^2 + y^2)(1 - \beta_1^2)}$$

که از اندیس ۲ برای شاره‌ی بالایی و از اندیس ۱ برای شاره‌ی پایینی کرده‌ایم. همچنین در آن از پارامترهای بدون بعد زیر استفاده شده است.

$$x = \frac{\omega}{g} c_s, y = \frac{k_x}{g} c_s^2, \mu = \frac{c_{s2}^2}{c_{s1}^2}, \alpha = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \beta_2 = \frac{V_{A2}}{c_{s2}}, \beta_1 = \frac{V_{A2}}{c_{s1}}. \quad (6)$$

که در اینجا V_A سرعت آلفن است. معادله‌ی پاشندگی مشابه معادله‌ی پاشندگی دیاز است [۸]. اگر در این معادله مقدارهای β را صفر قرار بدیم به معادله‌ی پاشندگی حالت تراکم پذیر می‌رسیم [۹] و اگر در معادله‌ی بالا سرعت های صوت را قبل از بدون بعد سازی به بینهایت میل بدیم معادله‌ی پاشندگی حالت مغناطیدۀ تراکم ناپذیر به دست می‌آید [۱۰]. بنابراین حل عددی معادله‌ی بالا را برای پارامترهای مختلف انجام می‌دهیم. نتایج آن در شکل (۱) رسم شده است. از این شکل نتیجه می‌گیریم که میدان مغناطیسی آهنگ رشد طول موج‌های کوتاه اختلال را شدیداً کاهش می‌دهد، از طرفی آهنگ رشد ماکزیممی ظاهر می‌شود که می‌تواند زمان رشد سامانه را تعیین کند.



شکل ۱: نمودار آهنگ رشد برحسب عددموچ (در حالت بدون بعد) که از حل عددی معادله (۵) به ازای $\mu = 2, \alpha = 5$ به دست آمده است.

حال زمینه آمده است که تابش را وارد سامانه کنیم.

تحلیل خطی ناپایداری RT در حضور میدان تابشی و میدان مغناطیسی

در این قسمت پایداری یک مرز را در محیطی که تابش آن از نظر نوری نازک است، بررسی می کنیم. معادلات پایه‌ی لازم که تابش را وارد سامانه می کند مانند معادلات قسمت قبل است، با این تفاوت که گرادیان فشار تابشی در معادله‌ی پایستگی تکانه وارد می شود. داریم:

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla}p_g - \vec{\nabla}p_r + \rho\vec{g} + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}, \quad (V)$$

در این معادله پارامتر گرانش موثر را به صورت زیر تعریف می کنیم.

$$\rho\vec{g}_{eff} = \rho\vec{g} - \vec{\nabla}p_r = -g\rho(1 + \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p_r}{\partial z})\hat{z} = -g\rho(1+E)\hat{z} \quad (8)$$

که در آن E حد ادینگتون است. حال کمیت‌های زمینه را کاملاً توصیف می کنیم. سپس با وارد کردن اختلال به معادلات پایه، معادلات اختلالی را به دست می آوریم و پس از اعمال شرایط مرزی، در نهایت به معادله‌ی پاشندگی بدون بعد زیر می‌رسیم.

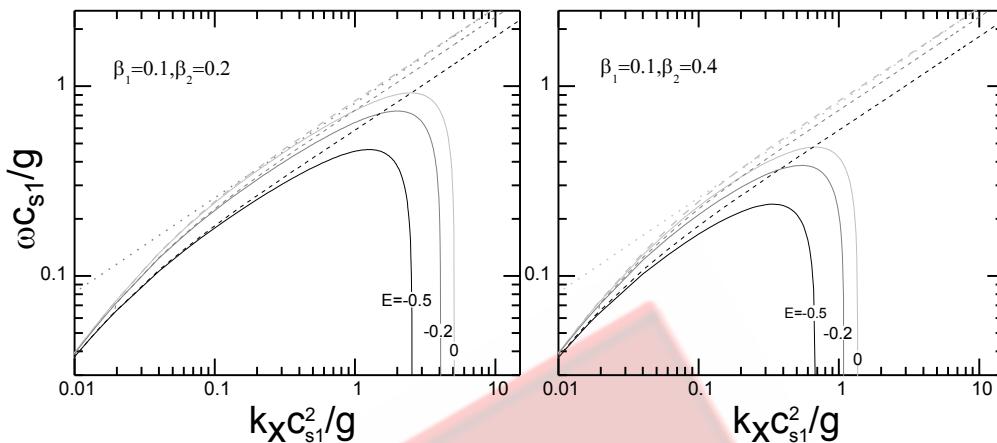
$$\frac{1}{x^2 + \mu^2 y^2} (\alpha S_2 x^2 + \alpha \mu^2 (1+E) y^2) - \frac{1}{x^2 + y^2} (x^2 S_1 + (1+E) y^2) + \beta_2^2 \alpha S_2 - \beta_1^2 S_1 = 0 \quad (9)$$

که در آن:

$$S_2 = \frac{(1+E)x^2}{2(x^2 + \beta_2^2 x^2 + \beta_2^2 \mu^2 y^2)} - \sqrt{\left(\frac{(1+E)x^2}{2(x^2 + \beta_2^2 x^2 + \beta_2^2 \mu^2 y^2)}\right)^2 + (\mu^2 x^2 + \mu^4 y^2)(1-\beta_2^2)}$$

$$S_1 = \frac{(1+E)x^2}{2(x^2 + \beta_1^2 x^2 + \beta_1^2 y^2)} - \sqrt{\left(\frac{(1+E)x^2}{2(x^2 + \beta_1^2 x^2 + \beta_1^2 y^2)}\right)^2 + (x^2 + y^2)(1-\beta_1^2)}$$

در شکل ۲، خطوط آهنگ رشد ناپایداری RT تابشی را در حضور میدان مغناطیسی برای مقادیر مختلف E نشان می‌دهند. این خطوط در مقایسه با خط چین‌هایی قرار گرفته‌اند که آهنگ رشد ناپایداری RT تابشی را بدون میدان نشان می‌دهند. در این نمودار خط و خط چین‌هایی که تابش یکسانی دارند با رنگ مشابه رسم شده‌اند. نمودار سمت راست میدان مغناطیسی بیشتری نسبت به نمودار سمت چپ دارد. همانطور که دیده می‌شود، میدان مغناطیسی آهنگ رشد سامانه را شدیداً کاهش می‌دهد. همچنین آهنگ رشد ماکزیممی برای آن پیدا می‌شود که اندازه‌ی آن به تابش و میدان مغناطیسی وابسته است.



شکل ۲: آهنگ رشد ناپایداری RT تابشی در حضور میدان مغناطیسی، بر حسب عدد موج (بدون بعد) که از حل عددی معادله (۹) به ازای $\mu = 2, \alpha = 5$ و مقادیر مختلفی برای E و β به دست آمده است.

نتیجه گیری

در قسمت اول این مقاله، ناپایداری رایله-تیلور مغناطیسی را در حالت تراکم پذیر بررسی و تحلیل کردیم و دیدیم که در مقایسه با حالت کلاسیک شدیداً کاهش می‌یابد و هرچقدر میدان بیشتر باشد، این روند شدید تر می‌شود. در قسمت بعد تابشی که از نظر نوری نازک بود را به سامانه اضافه کردیم. نتایج نشان می‌دهند که علاوه بر نتیجه‌ی قبل اگر تابش و میدان گرانش در یک جهت نباشند، گرانش موثر سامانه کمتر می‌شود و آهنگ رشد کاهش می‌یابد. هرچقدر میدان مغناطیسی قوی‌تر باشد کاهش آهنگ رشد بیشتر است.

مرجع‌ها

- [۱] Taylor G, ۱۹۵۰, *Proc. Roy. Soc.*, ۲۰۱, ۱۹۲.
- [۲] Ribeyre X., Tikhonchuk V. T., Bouquet S., ۲۰۰۴, *Physics of Fluids*, ۱۶, ۴۶۶۱-۴۶۷۰.
- [۳] Charbonnel C, Lagarde N, ۲۰۱۰, *AAP*, ۵۲۲, A۱۰.
- [۴] Pizzolato F., Soker N., Egger R., ۲۰۰۶, *MNRAS*, ۳۷۱, ۱۸۳۵-۱۸۴۸.
- [۵] Krumholz M. R., Matzner C. D., ۲۰۰۹, *ApJ*, ۷۰۳, ۱۳۵۲.
- [۶] Mathews W., Blumenthal G., ۱۹۷۶, *ApJ*, ۲۱۴, ۱۰-۲۰.
- [۷] Jacquet E., Krumholz M., ۲۰۱۱, *ApJ*, ۳۲۳, ۷۵۴.
- [۸] Diaz A. J., Soler R., Ballester J. L., ۲۰۱۲, *ApJ*, 754, 41
- [۹] یعقوبی آسیه، شادمهری محسن، خواجهی مهدی، " نقش تابش در ناپایداری رایله-تیلور" ، مقاله نامه‌ی شانزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران، ۱۳۹۱، ۱۰-۱۳.
- [۱۰] یعقوبی آسیه، شادمهری محسن، خواجهی مهدی، " ناپایداری رایله تیلور در یک محیط مغناطیسی دو شاره‌ای" ، مقاله نامه‌ی پنجمین همایش ملی نجوم و انحرافیزیک، ۱۳۹۰، ۱۲۸-۱۳۲.