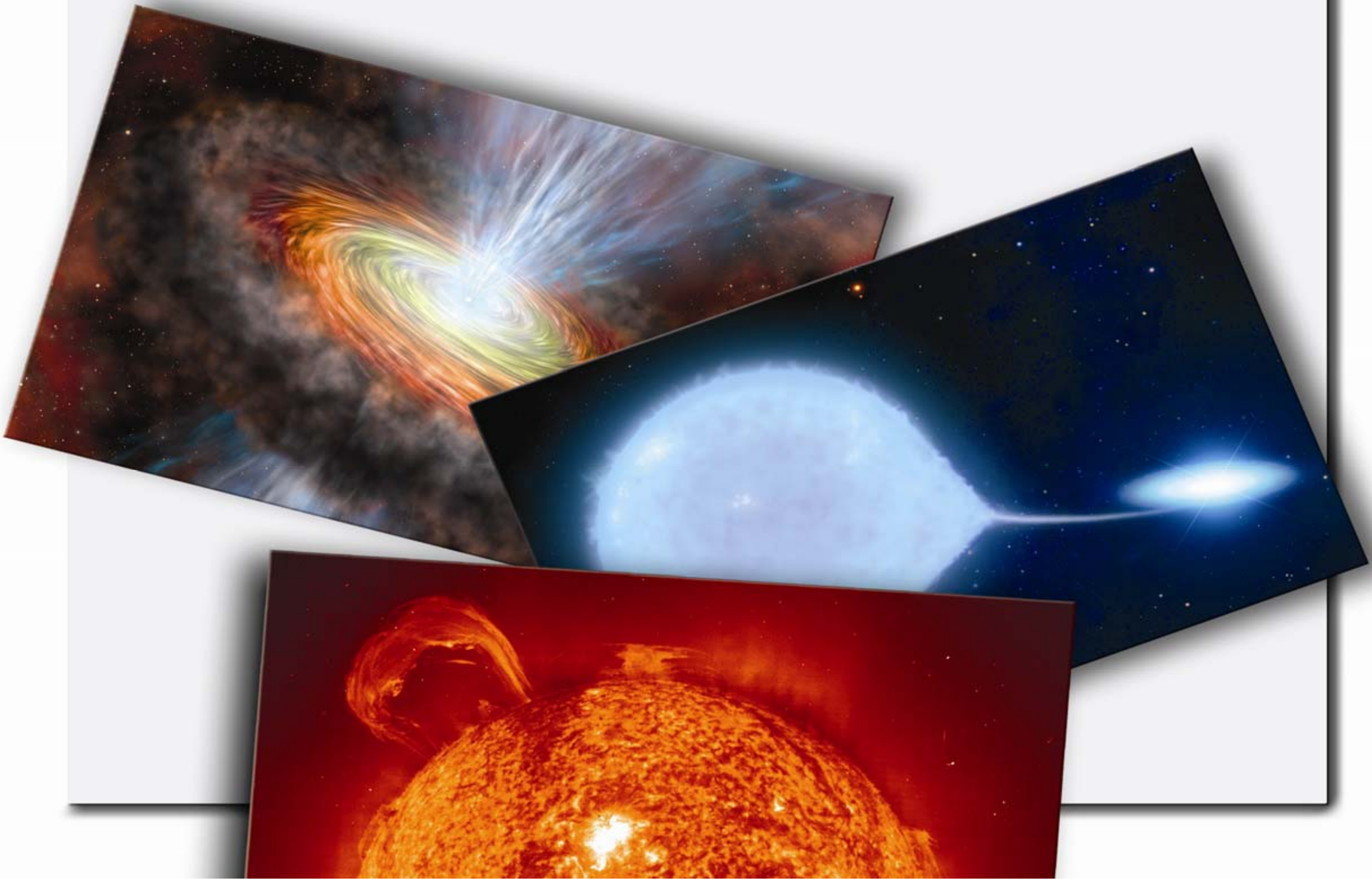
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ _ دانشگاه دامغان

انجمن نجوم ایران

وزارت علوم تحقیقات و فناوری

دانشگاه دامغان

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک



به نام امین اندیشه ها

سلام بی حد و درود بی عدد به شما اساتید, دانشجویان و میهمانان گرانمایه که با شرکت در پنجمین همایش ملی نجوم, اختر فیزیک و کیهان شناسی ایران, بر ما منت گذاشتید و با تشریف فرمایی به دانشگاه دامغان,حالیا قدم بر دیدگان مشتاق ما نهادید.دامغان شهر کهنی است که اهالی میهمان نواز آن به سبب همسایگی با کویر از دیر باز با شب و اختر و آسمان و ستاره بیگانه نبوده اند. بنده به نمایندگی از مردم این شهر کهنسال, و نیز به وکالت از دست اند کاران دانشگاه جوان آن به شما خوبان خوشامد میگویم.روزگارتان خوش, بختتان رام و مقدمتان گلباران باد.

قطعاً بر شما که خود از زمره دانشمندان و دانشپژوهان هستید, پوشیده نیست که علوم پایه, چنانکه از نام ایشان بر می آید, پایه‌های تفکر علمی هر تمدنی را تشکیل داده و زمینه‌های لازم را برای تکاپوی علوم کاربردی و در نتیجه تعالی کلی یک جامعه فراهم میکنند. اما در این میانه, فیزیک از جایگاه بسیار ویژه ای برخوردار بوده و فی الواقع داستان دیگری دارد. فیزیک از یک‌سو همپای ژرفترین اندیشه‌های بشری, مرزهای رسمی علم را پشت سر گذاشته و دوشادوش فلسفه و حتی عرفان دست در دست متافیزیک میگذارد, و از سوی دیگر در مقام یک علم سراپا کاربردی, روزآمدترین و کارآمدترین فن آوریهای مدرن و شگفت انگیز امروزی را در دامان خود پرورش میدهد.حقا که غافل شدن از علمی چنین بنیادین, موجب خسرانی میگردد که جبران آن, مستلزم صرف اوقات و هزینه‌های هنگفتی خواهد بود.

نجوم یکی از شاخه‌های تناور و شعبه های معتبر علم فیزیک است که بویژه در میان ما ایرانیان از محبوبیت فراوان و سابقه قابل توجهی برخوردار میباشد.حتی امروز که مرزهای فی مابین علوم در حال رنگ باختن و از بین رفتن هستند، نجوم به دلیل در دسترس بودن اصلی‌ترین ماده اولیه, یعنی آسمان و نیز فرام بودن داده‌های خام فراوان, در میان گرایشهای مختلف فیزیک از جایگاه خاص و ویژه ای برخوردار است.طبیعی است که این جایگاه خاص, توجه خاص و تلاش فزاینده ای را نیز طلب میکند که برگزاری سالانه همایش ملی نجوم بخشی از این تلاش و توجه محسوب میشود.بدون شک برگزاری همایش هایی از این دست, میتواند با هم افزایی داشته ها و دانسته‌های حاضرین, به ارائه پاسخها, و مهمتر از آن خلق پرسشهای جدیدی منجر شده و زمینه‌های پیدایش وا یجاد یک حرکت بزرگ و مثمر و مستمر علمی را فراهم کند.

ما به عنوان بخش کوچکی از جامعه نجوم و اختر فیزیک ایران امیدواریم که با برگزاری همایش امسال بتوانیم نقش کوچک, اما مثمری در این حرکت بزرگ داشته باشیم. خوشبختانه مفتخریم که همایش امسال با دریافت حدود 95 مقاله, یکی ازبزرگترین همایشهای سالهای اخیر به شمار می آید.ما تمام تلاشمان را کرده و میکنیم که به حد توش و توان, و حتی فرآتر از آن میزبان شایسته و خوبی برای شما بزرگواران باشیم, اما در همین ابتدا به فاصله بعیدی که در میان توان اقل ما و شان اجل شما عزیزان وجود دارد اعتراف کرده و عذر تقصیر را از زبان خواجه شیراز طلب میکنیم, خواجه خوش سخنی که به گواه این ابیات, گویی خود از اصحاب آسمان و اختر بوده است:

ز دست کوته خود زیر بارم   که از بالا بلندان شرمسارم

ز چشم من بپرس اوضاع گردون   که شب تا صبح اختر میشمارم

دکتر شهرام عباسی
دبیر علمی همایش

ردیف	عنوان مقاله	صفحه
۱	رصد پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی به کمک دوربین تصویربرداری شانسی صدیقه سجادیان، سهراب راهوار	۱
۲	تأثیر معادله همدما، لگاتروپ و پلی‌تروپ برناپایداری گرانشی ابرهای مولکولی لایه‌ای و رشته‌ای غلامحسن یداله پور بالف، محسن نژاداصغر	۶
۳	اندازه گیری جدایی زاویه‌ای ستاره‌ی دوتایی 48 Cassiopeia به کمک روش تداخل سنجی مایکلسون کاظم نفیسی، سمیه آخوندزاده، زینب رضاییان، شکراله محمدی	۱۰
۴	نظریه نرده ای تانسوری برانز دیکی و گرانش کوانتومی بوهمی فرشته ساده، حسین غفارنژاد	۱۴
۵	تعامل بین رویدادهای"ژئوافکتیوی" و ساختارها در سال ۲۰۱۱ (چرخه ۲۴ فعالیت خورشیدی) آرمین نبی زاده، وحید عباس وند، علی عجب شیری زاده	۱۷
۶	حل منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی YY SGR کاظم نفیسی، مریم سعیدی، اشرف ایوبی‌نیا	۲۲
۷	منحنی چرخشی یک کهکشان در چهارچوب نسبیت عام ومساله جرم های شبه موضعی محمد حسین رازبین، جواد تقی زاده، رضا منصوری	۲۶
۸	همگرایی گرانشی در متریک LTB مجاهد پارسی مود ، جواد تقی زاده فیروزجایی، رضا منصوری	۳۱
۹	تحلیل آماری توزیع مکانی کراترهای سطح ماه سید ناصر هاشمی	۳۶
۱۰	ناپایداری کلوین هلمهولتز مغناطیده در حضور میدان تابشی زهرا عنایتی ، محسن شادمهری، مهدی خواجوی	۴۰
۱۱	جهان خود بازآفریننده درحضورتورم آشوبناک بنت الهدی حسینی، حسین غفارنژاد	۴۴
۱۲	اثرات کوانتومی گرانش و تونل زنی از افق رویداد سیاه چاله های مقیاس TeV سارا ثقفی ، کوروش نوذری	۴۸
۱۳	تاثیرگردوغباربرساختاردینامیکی وفوتویونیدگی سحابی سیاره نمای **BD + 303639** جمشید قنبری، مریم صیامی	۵۴

۱۴ ماده تاریک آینه ای و توجیه توزیع ماده تاریک در کهکشان های مارپیچی ۵۹
رضا پژوهش، کاظم یوسفی روبیات

۱۵ معادله حالت ستاره نوترونی ۶۳
آمینه رضایی، سعیده زریونی، محمد ملک جانی

۱۶ رابطه بین ابعاد عالم و وجود ضریب تصحیح لگاریتمی در رابطه آنتروپی- سطح افق رویداد سیاهچاله ها ۶۸
پگاه شاهینی، کوروش نوذری

۱۷ بررسی رمبش گرانشی، به عنوان گزینه‌ای برای ایجاد فوران گاما ۷۴
محمد عرب، مسعود جعفری، صمد خاکشورنیا

۱۸ محاسبه خصوصیات ساختاری ستاره کوارکی مغناطیده در دمای صفر مطلق با استفاده از ثابت کیسه وابسته به چگالی ۷۹
غلامحسین بردبار ، هاجر بحری

۱۹ محاسبه ساختار ستاره نوترونی در حضور میدان مغناطیسی قوی ۸۳
غلامحسین بردبار، زینب رضایی

۲۰ بررسی گرمایش تولید شده توسط سرعت سوق ذرات باردار موجود در ابر مولکولی استوانه‌ای جمع شونده ۸۷
فهیمه علی حسینی، محسن نژاد اصغر

۲۱ آنالیز میکروتغییرات نوری بلازار Mrk 180 در صافی‌های V و R ۹۱
منصوره سبزی سروستانی، علیرضا آقائی

۲۲ ارایه‌ی مدلی برای ساختار سحابی حلقوی NGC 6888 با حضور میدان مغناطیسی ۹۶
جمشید قنبری، الهه آرشیان

۲۳ محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی ۱۰۰
غلامحسین بردبار ، فاطمه کیانی خو

۲۴ شناسایی ستاره ها با استفاده از الگوریتم زوایای داخلی مثلث کروی ۱۰۵
میثم صالح آبادی، مهدی خاکیان

۲۵ ارائه‌ی الگویی برای ساختار یونیدگی و دینامیکی سحابی سیاره نمای (IC1454(ABELL81 ۱۰۹
جمشید قنبری، عفت ندایی

۲۶ خواص گروه های فسیل در شبیه سازی میلنیوم ۱۱۴
مجتبی رئوف، حبیب خسروشاهی، علی داریوش، مهدی خاکیان

۲۷ اولین تحلیل منحنی های نوری دوتایی گرفتی EROS 1026 در کهکشان ابر ماژلانی بزرگ (LMC) ۱۱۹
مهناز محمدی، عباس عابدی

۲۸ ناپایداری همرفتی در خوشه های کهکشانی ۱۲۴
مریم خالصی، محسن شادمهری، مهدی خواجوی

۲۹ ناپایداری همرفتی در خوشه های کهکشانی ۱۲۸
مریم خالصی، محسن شادمهری، مهدی خواجوی

۳۰ فراوانی ذرات در ماده‌ی ستاره‌ی نوترونی با در نظر گرفتن چگالش کائون ۱۳۳
محسن بیگدلی، مینا زمانی

۳۱ ترکیب ماده‌ی ستاره‌ی نوترونی در حالت کاملاً قطبیده‌ی فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس ۱۳۸
محسن بیگدلی، نریمان روحی

۳۲ مشاهده اثر میدان مغناطیسی زمین بر روی بهمن‌های گسترده هوایی شبیه‌سازی شده با کد CORSIKA ۱۴۳
مائده فضل‌علی‌زاده، مهدی خاکیان قمی

۳۳ شرایط پایداری ستاره های باردار بوزونی ۱۴۸
لیلا پوربابا، حسین غفارنژاد

۳۴ مطالعه ی دینامیک قرصهای برافزایشی اطراف سیاهچاله های چرخان ۱۵۱
محبوبه معین مقدس، جمشید قنبری، احمد قدسی

۳۵ چگونگی طراحی و کاربرد استرلاب مسطری ۱۵۶
صفایی اسداله

۳۶ شکل‌گیری قرص برافزایشی از فروریزش کپه‌های کوچک در یک هسته‌ی ابر مولکولی ۱۶۱
محسن نژاداصغر

۳۷ نیروی اصطکاک دینامیکی در یک محیط گازی هم آنتروپی ۱۶۶
فاضله خواجه نبی

۳۸ بررسی تحول تابع درخشندگی کهکشانها در گروههای کهکشانی فسیلی در شبیه سازی کیهانی میلنیوم یک ۱۷۱
قاسم گوزلی اصل، حبیب خسروشاهی ،داود محمد زاده جسور، علی اکبر داریوش، مجتبی رئوف، علیرضا مولایی

۳۹ روابط مقیاسی کهکشان‌های کوتوله در خوشه‌ی کهکشانی گیسو ۱۷۶
احسان کورک چی، حبیب خسروشاهی، دیوید کارتر و گروه همکاریهای خوشه‌ی گیسو

۴۰	تعیین پارامترهای دوتای گرفتی EROS 1065 درکهکشان ابرماژلانی بزرگ برای اولین بار زهره السادات سادات حسینیان، عباس عابدی	۱۸۱
۴۱	بررسی دوره تناوب و نوسانات شعاعی و غیر شعاعی در ستارگان متغیر جدید GSC 3202-0370 و GSC 4433-0827 رضا پژوهش ، بهمن حسین زاده	۱۸۶
۴۲	بررسی میکرو تغییرات اپتیکی و تحلیل منحنی‌های نوری کوازارهای رادیویی آرام مریم خادمی، علیرضا آقائی	۱۹۰
۴۳	ناپایداری حرارتی در ابرهای مولکولی با درنظر گرفتن ذرات گرد و غبار باردار، اثر هال و پخش دوقطبه سیده معصومه قریشی، علیرضا خصالی، محسن نژاداصغر	۱۹۶
۴۴	اثر بادهای گرمایی رانده شده از قرص برافزایشی با تابش غیر موثر در آهنگ برافزایش علی‌رضا خصالی، شهرام عباسی، هاجر یزدانی	۲۰۱
۴۵	ناپایداری موضعی قرص های برافزایشی با بررسی تابع سرمایش و ویسکوزیته علی رضا خصالی، آذر خسروی	۲۰۶
۴۶	بررسی تغییرات شدت نور ستاره‌ی متغیر DM CYG با داده های فتومتری معصومه قنبرزاده ، وحید برجی ، حسین صفری	۲۱۱
۴۷	گرانش القا شده و پایداری پارامتر معادله حالت فاطمه رجبی، کوثر اسدی، کوروش نوذری	۲۱۲
۴۸	روش شناسایی خودکار نقاط درخشان خورشیدی حسین صفری، محسن جواهریان	۲۱۸
۴۹	گذر سیاره زهره از مقابل خورشید در تاریخ ۱۹ خرداد ۱۳۸۳ محمد مهدی مطیعی، مهرداد دهرآزما	۲۱۹
۵۰	اندازه گیری روشنایی آسمان در رصدخانه دکتر مجتهدی بیرجند با روش فوتومتری و با فیلترهایB,V کاظم نفیسی، زینب رضاییان ، حمیدرضا غلام حسین پور، سمیه آخوند زاده	۲۲۴
۵۱	مکانیزم گولدریش - وارد در تشکیل ریز سیارات و شرایط ناپایداری در یک دیسک نازک دوران کننده رضا پژوهش، فهیمه حبیبی	۲۲۹
۵۲	اثر میدان مغناطیسی چنبره‌ای روی ساختار عمودی قرص‌های برافزایشی پهن‌رفت غالب امین مصلی‌نژاد، شهرام عباسی	۲۳۴

۵۳ آنسامبل آماری سیاه چاله فرینه کلاسیکی ۲۳۹
راضیه مسرور باب اناری، حسین غفارنژاد

۵۴ ارزیابی منحنی‌های دوران کهکشانی در حضور میدان خارجی و مقایسه آن با SPS مدل‌ها ۲۴۵
حامد قاسمی، حسین حقی

۵۵ حل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی V1425 Cyg ۲۵۳
بهرام خالصه، محمد حسین پورعباس

۵۶ میدان اسکالر خود بر همکنش کننده و هاله کهکشانها ۲۵۸
محمد رحیم بردبار، نعمت الله ریاضی

۵۷ مدل مغناطو هیدرودینامیکی چنبره پلاسمایی در سحابیهای سیاره نما ۲۶۴
علیرضا خصالی ، خدیجه روشناس

۵۸ وابستگی گسترش طولی میون های ثانویه به اولین نقطه بر هم کنش هادرونی پرتو های کیهانی ۲۶۹
سمانه ارباب ، گوهر رستگارزاده

۵۹ مطالعه خصوصیات بهمن های هوایی مایل ۲۷۳
زهرا عظیمی، گوهر رستگارزاده

۶۰ آنالیز منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی جدید نوع جدا SAVS ۲۲۳۹۴۹+۵۸۳۲۵۴ ۲۷۸
رضا پژوهش، بتول خزاعی

۶۱ شبیه سازی اثر سوسوزنی باریون های پنهان ۲۸۲
فرهنگ حبیبی، مارک مونییه، رضا انصاری، سهراب راهوار

۶۲ مدل r-mode در یک لایه کروی چرخان مغناطیسی ۲۸۶
شهرام عباسی، میشل ریتورد ، وحید رضانیا

۶۳ بررسی اثر باد برشاره های برافزایشی با پهن رفت غالب در حضور میدان مغناطیسی با سه مولفه (r, φ, z) ۲۹۲
جمشید قنبری، آرزو تاج محمدی

۶۴ تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی جدید نوع تماسی SAVS 225630+335311 ۲۹۷
رضا پژوهش، وحید راغب

۶۵ تورم ناکمینه و مسئله فریم‌هادر نسبیت عام ۳۰۱
مهدی شکری ،کوروش نوذری

۶۶ پیش‌بینی طیف‌پیوسته‌ی کوازارهای تابان SDSS-DR7 با z~3 در جنگل لیمان‌آلفا ۳۰۷
علیرضا آقائی، زینب کیامهر، الیزابت پاریس، پاتریک پتیتجان

۶۷ مشاهده رصدی و داده کاهی طیف کوازار خط جذب پهن SDSS2347-1037 ۳۱۱
سارا رضائی دارستانی، عزیزه زندی سراب سوره، فاطمه جعفری، لیلا دادبود، علیرضا آقائی، راگونتان سری-آنند، پاتریک پتیتجان، حبیب قره خسروشاهی

۶۸ مطالعه رصدی و شبیه‌سازی گروه‌های فسیل کم جرم ۳۱۵
سعید توسلی، حبیب خسروشاهی

۶۹ اثر میدان خارجی بر دینامیک خوشه های کروی دور دست کهکشان دردینامیک نیوتنی تعدیل یافته (MOND) ۳۲۰
کامران درخشانی ،حسین حقی

۷۰ بررسی آماری ساختارهای بزرگ مقیاس در مساحی های انتقال به سرخ با استفاده از برنامه خودکار VExtractor ۳۲۵
کاوه واسعی زاده، سعید توسلی، سپهر اربابی بیدگلی، حبیب خسروشاهی

۷۱ طراحی و ساخت یک تلسکوپ رادیویی در ناحیه VLF ۳۳۰
مرجان مربوطی، مهدی خاکیان قمی ، محمود شاه آبادی, اشکان زند و امین رشیدی زاده

۷۲ تاثیر ثابت کیهان شناسی بر لنزینگ (عدسی گرانشی) ناشی از ریسمان های کیهانی ۳۳۵
سید یحیی رکنی، حبیب الله رزمی ، محمد رحیم بردبار

۷۳ روشی جدید برای محاسبه دقیق‌تر هسته آبشارهای هوایی (EASs) ۳۴۰
سلیمان فتح اله زاده، مهدی خاکیان، محمود بهمن آبادی ، هادی هدایت و فاطمه رجایی

۷۴ بررسی اثر میدان زمین مغناطیسی بر توزیع عرضی بهمن‌های گسترده‌ی هوایی با استفاده از کد کورسیکا ۳۴۵
فاطمه السادات رجایی، مهدی خاکیان. مائده فضل علیزاده، سلیمان فتح اله زاده

۷۵ طراحی مفهومی ابزار رصدی تلسکوپ ۳/۴ متری ۳۵۰
حبیب خسروشاهی

۷۶ Making a 1M☉ Model Star by CESAM Code
Naficy, K. Shirzad, M.T.

۷۷ تحلیل نورسنجی دورنگی خالهای سایهای با استفاده از تصاویر هینوده: مقایسه مساحت و تباین شدت
هاشم حامد یوفا، سولماز امیربیگلو

۷۸ سیاهچال ریسنر- نوردستروم و گذار فاز ترمودینامیکی نوع دوم
زهرا بهمنی، حسین غفارنژاد

۷۹ مدل سازی خوشه کروی M15 با سیاهچاله مرکزی
مرضیه بهمنی، نعمت اله ریاضی

۸۰ کیهان شناخت میدان اسکالر در مدل جهان شامه ای DGP
کوثر اسدی، فاطمه رجبی، کوروش نوذری

۸۱ بررسی علل فرو رفتگی غیر منتظره (چاهک) در تابع درخشندگی گروههای کهکشانی
علیرضا مولایی نژاد، حبیب قرار خسروشاهی، علی اکبر داریوش، انوشیروان روزرخ

۸۲ بررسی دوره تناوب و نوسانات شعاعی و غیر شعاعی در ستارگان متغیر جدید GSC 3202-0370 و GSC 4433-0827
رضا پژوهش، بهمن حسین زاده

The velocity dispersion and mass function of the outer halo globular cluster Palomar 4 ۸۳
Matthias J. Frank, Michael Hilker, Holger Baumgardt, Patrick Cote, Eva K. Grebel,Hosein Haghi, Andreas H. W. K upper, and Stanislav G. Djorgovski

Cyclic Changes in the Orbital Period of XZ Anderomedae ۸۴
Davood Manzoori

XZ And A Semidetached Asychronous Binary ۸۵
Davood Manzoori

۸۶ تحلیل منحنی نوری و وضعیت تحولی سیستم دوتایی تماسی EP Andermedae
داود منظوری

۸۷ استخراج چگالی عددی کهکشانها از داده های GaBoDs به روش KSB
سارا فضل الله پور، طهورث تولیت کاشانی، سپهر اربابی بیدگلی

رصد پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی به کمک دوربین تصویربرداری شانسی

صدیقه سجادیان[۱]، سهراب راهوار[۲و۳]

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

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

[۳] مؤسسه پریمیتر ، واترلو ، کانادا

چکیده

در این کار ما به بررسی جنبه‌های های مختلف آشکارسازی پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی به کمک دوربین تصویربرداری شانسی جهت کاهش اثر تلاطم جو پرداخته‌ایم و یک راه‌برد مناسب جهت رصد پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی به کمک این دوربین معرفی می‌کنیم. در این راستا پیشنهاد می کنیم میزان فاکتور بهبود در پهنای تابع توزیع شدت تصویر در یک منحنی نوری ثابت نگه داشته شود در این صورت میزان اثر آمیختگی برروی همه داده‌ها یکسان خواهد بود. براساس این راهبرد یک پدیده ریزهمگرایی گرانشی نوعی را شبیه سازی کرده ایم و در نهایت قرار است که جهت تعیین میزان بازده رصد برای هر مقدار فاکتور بهبود شبیه سازی مونت کارلو انجام بدهیم.

Detecting gravitational microlensing events by lucky imaging camera

S.Sajadian [1], S. Rahvar[2,3]
[1] School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran
[2] Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran
[3] Perimeter Institute for Theoretical Physics, 31 Caroline Street North, Waterloo, Canada

Abstract

In this work we investigated the different accepts of detecting gravitational microlensing events via lucky imaging camera for decreasing atmospheric turbulence. We introduced a new strategy for detecting microlensing events by lucky imaging method. In this way we proposed that the improvement factor for FWHM during a microlensing event should be fixed, so that the blending effect becomes constant during light curve. Using this strategy a typical microlensing light curve was simulated and finally we are supposed to do Monte-Carlo simulation for indicating detection efficiency for different amounts of improvement factor.

مقدمه

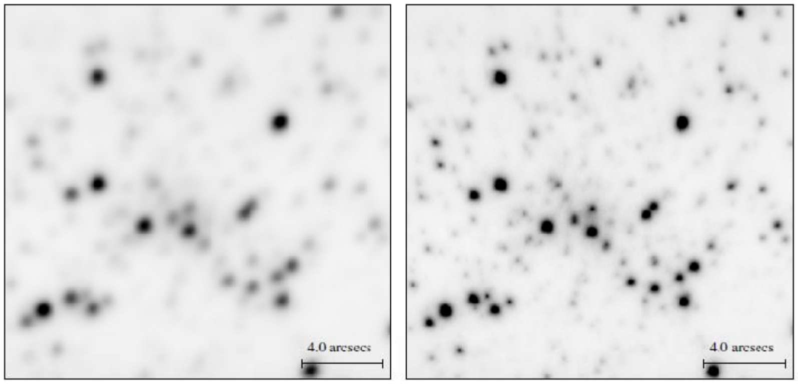
کشف سیارات فراخورشیدی ازجنبه‌های زیادی قابل توجه است. برای مثال آشکارسازی سیارات فراخورشیدی که در ناحیه قابل زیست قرار دارند کمک می‌کند تا به وجود و یا عدم وجود محیط قابل زیست در جای دیگری در کیهان پی ببریم. اما برای آشکارسازی این سیارات به دقت مشاهداتی بیشتری از آنچه در حال حاضر وجود دارد، نیاز داریم که لازمه آن کاهش نوفه[۱] در اندازه‌گیری و نیز کاهش اثر تلاطم جو است. یک روش استاندارد برای کاهش اثر تلاطم جو استفاده از تلسکوپ‌های فضایی است که البته این روش هزینه زیادی را می‌طلبد. یک راه کم هزینه‌تر برای کم کردن اثر تلاطم جو کاهش زمان نورگیری است. در صورتی که

[1] noise

زمان نورگیری از زمان مشخصه افت و خیز در جو زمین کمتر باشد، اثر تلاطم جو در بعضی از تصاویر کمینه می‌شود. با انتخاب این تصاویر و جابجا کردن مراکز روشنایی آنها به سمت مرکز روشن‌ترین تصویر، تصویر نهایی دارای تابع توزیع درخشندگی تیزتری خواهد بود. در این صورت نوفه درون تابع پخش نقطه‌ای تصویر نهایی، کاهش می‌یابد. به این روش تصویربرداری شانسی[۲] می‌گویند[1]. انتخاب تصاویر خوب براساس نسبت قله شدت تصویر مشاهده شده از یک چشمه نقطه‌ای به قله شدت تصویر مورد انتظار از همان چشمه در حد پراش، است. این کسر را میزان Strehl می‌نامند و نشان‌دهنده کیفیت اپتیکی تلسکوپ و دیگر وسایل تصویری است[2]. با این روش می‌توان به دقت فوتومتری بیشتری در جستجوی سیارات فراخورشیدی به کمک ریزهمگرایی گرانشی رسید. زمانی که ستاره‌ی چشمه متعلق به یک ناحیه شلوغ آسمان است به کمک این روش می‌توان اثر آمیختگی را بسیار کم کرد. رصد پدیده‌های ریزهمگرایی گرانشی با این دوربین قرار است در فصل جدید رصد تلسکوپ ۱.۵٤ متری دانمارکی[۳] در سال ۲۰۱۲ آغاز شود. در این مقاله می‌خواهیم بهترین راهبرد برای رصد ریزهمگرایی گرانشی با این دوربین را بررسی کنیم.

اثر تلاطم جو

اثر تلاطم جو یک اثر محدود کننده در نجوم با دقت بالا است. یک تلسکوپ باقطر دهانه ۲۵ سانتی متر به طور ذاتی دارای دقت حدود ۰.۵ ثانیه قوسی در طول موج ۵۰۰ نانومتر است که از پراش نور در کانون ناشی می‌شود. ولی در واقعیت به دلیل تلاطم جو هیچگاه نمی‌توان به این دقت رسید. در واقع بین سیال درون جو اختلاف دمای کمی وجود دارد که این اختلاف دما باعث اختلاف ضریب پراش ذرات نزدیک به هم می‌شود و وقتی که این محیط از جلوی دهانه تلسکوپ عبور می‌کنند، شبیه یک صفحه با فاز تصادفی، وضوح تصویر را از بین می‌برند. بنابراین یک تلسکوپ در بیرون جو زمین یک جبهه‌ی موج از یک چشمه بسیار دور را تخت می‌بیند در حالی که با تلسکوپ از سطح زمین جبهه‌ی موج اعوجاج پیدا می‌کند. دو روش برای کاهش اثر تلاطم جو اپتیک تطبیقی و روش تصویر برداری شانسی می باشد. شکل (۱) تصویر مرکز خوشه‌ی کروی M15 با دوربین تصویربرداری شانسی (سمت راست) و بدون استفاده از آن (سمت چپ) را نشان می‌دهد. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌کنید در تصویر سمت راست به دلیل افزایش دقت، اجرام کم نور هم قابل مشاهده هستند. زمان نورگیری در هر دو تصویر با هم برابر است[3].



شکل (۱): تصویر خوشه کروی M15 با استفاده از دوربین تصویربرداری شانسی (سمت راست) و بدون کمک آن (سمت چپ). در شکل سمت راست تنها ۱۰ درصد تصاویر انتخاب شده است[3].

---

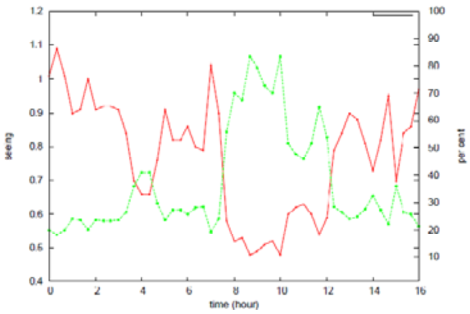
[2] Lucky imaging method
[3] Danish Telescope

ریزهمگرایی گرانشی با دوربین تصویربرداری شانسی

وقتی به یک ناحیه شلوغ از آسمان برای مثال هسته‌ی کهکشان راه‌شیری با یک تلسکوپ زمینی نگاه می‌کنیم، به دلیل اثر تلاطم جو نور بسیاری از ستاره‌ها در هم آمیخته شده‌اند. حال اگر یک رویداد ریزهمگرایی گرانشی برای یکی از این ستاره‌ها اتفاق بیفتد، از آنجایی که نمی‌توان شار ذاتی ستاره‌ی چشمه را تشخیص داد، یک تبهگنی اضافی در تعیین پارامترهای این رویداد وجود دارد. از طرف دیگر آمیخته شدن نور ستاره‌ی چشمه با ستاره‌های مجاور باعث می‌شود نوفه ناشی از افت وخیز پواسونی فوتون‌های وارد شده به PSF ستاره‌ی چشمه بالا رود. در این صورت سیگنال‌های ضعیف ممکن است در زمینه بالا تشخیص داده نشوند که این سیگنال‌ها می‌توانند ناشی از وجود یک سیاره کم جرم باشد. بنابراین کاهش اثر تلاطم جو و به تبع آن کاهش نوفه، در آشکارسازی سیارات فراخورشیدی به کمک ریزهمگرایی گرانشی فاکتور مهمی است. همان‌طور که در بخش قبل بیان شد، روش تصویربرداری شانسی در جهت کاهش اثر تلاطم جو بسیار مؤثر است.

میزان آمیختگی به اندازه PSF ستاره‌ی چشمه بستگی دارد. هرچه نور ستاره برروی تلسکوپ پخش تر باشد، مقدار بیشتری از نور زمینه وارد PSF ستاره‌ی چشمه می‌شود و در این صورت نوفه بالا می‌رود. با روش تصویربرداری شانسی می‌توان اندازه PSF ستاره‌ی چشمه را کاهش داد. یک حد بهینه برای اندازه PSF ستاره‌ی چشمه با فرض اینکه به کمک روش تصویربرداری شانسی رصد می‌شود، وجود دارد. اندازه PSF با پهنای تابع توزیع شدت تصویر در شدت برابر با نصف قله شدت مرکزی[4] تعیین می شود. میزان کم شدن این کمیت را با فاکتور بهبود[5] (IF) نشان می‌دهیم.

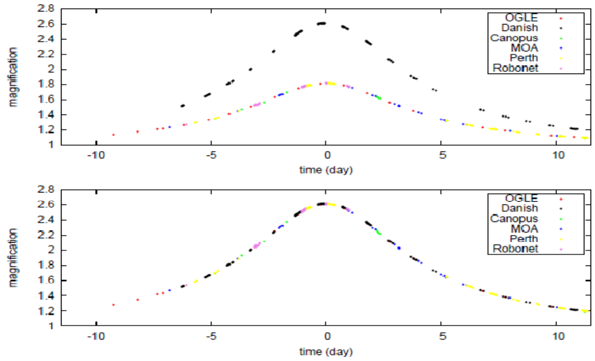
به ازای هر مقدار IF درصدی از تصاویر که باید انتخاب شوند متفاوت است که این مقدار به پارامتر دید نیز بستگی دارد.رابطه بین فاکتور بهبود و درصد تصاویر انتخاب شده باید نزولی باشد. در این کار از رابطه تجربی به‌دست آمده در مرجع [4] استفاده شده است. در واقعیت پارامتر دید همیشه در حال تغییر است و نمی‌توان یک مقدار ثابت برای این کمیت در طول زمان مشاهده یک رویداد ریزهمگرایی گرانشی در نظر گرفت. از مقادیر پارامتر دید گزارش شده در آدرس سایت مرکز مشاهده اروپایی‌ها[6] برای شبیه‌سازی تغییرات پارامتر دید استفاده می‌کنیم. بنابراین در هرلحظه از زمان با داشتن مقدار پارامتر دید و نیز فاکتور بهبود درصد انتخاب تصاویر را تعیین می‌کنیم. هر چه فاکتور بهبود بیشتر می‌شود، درصد کمتری از تصاویر باید انتخاب شوند. در شکل (۲) تغییرات پارامتر دید و درصد انتخاب تصاویر برای رسیدن به یک مقدار ثابت فاکتور بهبود نمایش داده شده است.



شکل (۲):تغییرات پارامتر دید در هر ۲۰ دقیقه (خط پر قرمز) و تغییرات درصد انتخاب تصاویر برای رسیدن به یک مقدار ثابت فاکتور بهبور حدود ۲.۱

[4] Full Wide at Half Maximum
[5] Improvement Factor
[6] the European Southern Observatory (ESO)

همانطور که در شکل مشاهده می کنید, هرچه پارامتر دید بدتر باشد مجبور به انتخاب در صد کمتری از تصاویر جهت رسیدن به یک مقدار ثابت فاکتور بهبود هستیم. در مرحله بعد باید زمان نورگیری مؤثر۷ را براساس میزان سیگنال به نوفه برای هر داده تعیین کنیم. یک نمونه پدیده ریزهمگرایی گرانشی شبیه‌سازی شده با فرض رصد به کمک دوربین تصویر برداری شانسی و به کمک چندین دوربین معمولی دیگر در شکل (۳) (قسمت بالا) نمایش داده شده است. همانطور که در این شکل مشاهده می کنید میزان اثر آمیختگی بروی داده‌های مشاهده شده به کمک تصویر برداری شانسی برروی تلسکوپ دانمارکی کاهش یافته است. در مرحله بعد سعی کردیم به محاسبه کای۲ و کمینه کردن آن و با استفاده از روابط تئوری اثر آمیختگی را حذف کنیم. نتایج حذف این اثر در شکل (۳) (قسمت پایین) نمایش داده شده است. همانطور که در این شکل مشاهده می کنید تقویت نور با کاهش اثر آمیختگی افزایش می یابد که این می تواند جهت مشاهده سیگنالهای سیاره ای ضعیف تر مناسب باشد.



شکل (۳): یک پدیده ریزهمگرایی گرانشی ساده به کمک دوربین تصویر برداری شانسی و چندین دوربین دیگر (نمودار بالا), کاهش اثر آمیختگی به کمک داده‌های بدست آمده به کمک دوربین تصویر برداری شانسی (نمودار پایین).

نتیجه گیری

از آنجایی که گروه MindStep قرار است در فصل جدید رصدی خود از این دوربین در آشکارسازی سیارات فراخورشیدی استفاده کند، سعی کردیم یک راه‌برد مناسب برای استفاده از این دوربین در آشکارسازی سیارات فراخورشیدی ارائه دهیم. لازم به ذکر است که در این روش با انتخاب تنها درصدی از تصاویر با اثر تلاطم کمتر، می‌توان به تصویری با تابع توزیع شدت باریک‌تری رسید ولی به ناچار باید برای هر نقطه زمان نورگیری بیشتری صرف کنیم. با کاهش پهنای تابع توزیع شدت تصویر برروی تلسکوپ، نوفه کاهش می‌یابد. پس می‌توانیم سیگنال‌های ضعیف‌تر ناشی از وجود سیارات کم جرم‌تر را نیز تشخیص بدهیم. ولی به دلیل نیاز به زمان نورگیری بیشتری برای هر تصویر سیگنال‌های کوتاه مدت را از دست می‌دهیم و از طرف دیگر کاهش نقاط مشاهده، باعث می‌شود که نتوانیم بهترین پارامترها را با برازش منحنی نوری استاندارد بدست آوریم. بنابراین کار کردن با این روش نیاز به کمی احتیاط درمورد تعیین دقت نهایی دارد. با در نظر گرفتن مقدارثابتی از فاکتور بهبود، منحنی نوری یک پدیده ریزهمگرایی گرانشی را رسم کرده و درنهایت با کاهش اثر آمیختگی یک منحنی نوری بدست آوردیم.

---

[۷] Effective exposure time

مراجع

[1] C. Mackay at al.,; "High resolution imaging in the visible from the ground without adaptive optics:New techniques and results*", SPIE,* **5492**, 128 (2004)

[2] K. Strehl; "Aplanatische und fehlerhafte Abbildung im Fernroh*"; Zeitschrift für Instrumentenkunde* 15(Oct.), **362** (1895).

[3] N.M. Law et al., "Lucky imaging: high angular resolution imaging in the visible from the ground"; *Astron. Astrophys***., 446**, 739 (2006).

[4] N.M. Law et al., "Getting Lucky image with adaptive optics: fast AO image selection in the visible with a large telescope"; ApJ, 692, 924 (2008).

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

تأثیر معادله همدما، لگاتروپ و پلی‌تروپ برناپایداری گرانشی ابرهای مولکولی لایه‌ای و رشته‌ای

غلامحسن یداله پور بالف، محسن نژاداصغر

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشگاه مازندران

چکیده

با بکارگیری اختلال در ابرهای لایه‌ای و رشته‌ای، شرایط لازم برای ناپایداری گرانشی آن‌ها را مورد بررسی قرار می‌دهیم. بدین منظور، ابتدا یک ابر لایه‌ای و رشته‌ای را که در تعادل هیدروستاتیک است در نظر گرفته و تغییرات چگالی آن را با معادله حالت‌های همدما، لگاتروپ و پلی‌تروپ تعیین می‌کنیم. با اعمال اختلال، مشاهده می‌شود که در ابرهای لایه‌ای و رشته‌ای، در طول موج‌های بلندتر ناپایداری بیشتر بوده و در طول موج‌های کوتاهتر ناپایداری کمتر است. همچنین در یک طول موج خاص، مقدار ناپایداری گرانشی به بیشترین مقدار خود می‌رسد. مقدار ناپایداری گرانشی در حالت لگاتروپ نسبت به حالت همدما، در طول موج‌های بلندتر بیشتر بوده در حالیکه در طول موج‌های کوتاهتر پایداری ابر بیشتر می‌گردد. در حالت پلی تروپ، برای نواحی داخلی ابر ناپایداری بیشتر بوده و برای نواحی بیرونی آن ناپایداری کمتر است. بنابراین، بکارگیری معادله پلی‌تروپ، رمبش درون به بیرون را برای ابرها به خوبی نشان می‌دهد.

Effect of isothermal, logatropic and polytropic equation of state on gravitational instability in molecular cloud layers and filaments

G.H. Yadollahpour, M. Nejad-Asghar

Department of atomic and molecular Physics, University of Mazandaran

Abstract

We have studied the conditions for gravitational instability in layer and filamentary clouds using the perturbation method. For this purpose, a cloud in hydrostatic equilibrium is considered and its density profile is determined with isothermal, logatrope and polytrope equations of state. Using the perturbations show that in the layers and filaments, the gravitational instability is more important in the long-wavelengths. Als, at a certain wavelength, the amount of gravitational instability reaches to its highest value. At longer wavelengths, the amount of instability in the logarope case is more important than the isothermal case. The results show that in the polytrope case, gravitational instability in the internal regions of the cloud is more chanceful than the external areas. Thus, using the polytropic equation of state can justify the inside-out collapse of molecular clouds.

مقدمه

امروزه شکل‌گیری ستارگان در ابرهای مولکولی مورد قبول اکثر دانشمندان اختر فیزیک می‌باشد[۱]. خوشه‌ها و هسته‌هایی که موقعیت‌هایی را برای تشکیل ستاره فراهم می‌کنند، اغلب در طول لایه‌ها یافت می‌شوند. بنابراین مطالعه‌ی تحول ابرهای مولکولی و ساختار آن‌ها برای درک فرایندهای تشکیل ستاره بسیار مهم است[۲]. در این مقاله تأثیر معادله حالت همدما، لگاتروپ و پلی‌تروپ را بر ناپایداری گرانشی ابرهای مولکولی لایه‌ای و رشته‌ای مورد بررسی قرار داده و نتایج آنها را با یکدیگر مقایسه می‌کنیم.

فرمولبندی مساله

معادلات حاکم برناپایداری گرانشی که برای توصیف شاره خود- گرانشی بدون حضور میدان مغناطیسی استفاده می‌شوند عبارتند از: معادله پیوستگی- معادله اندازه حرکت- معادله پواسن. در حالت کلی، فشار تابعی از چگالی بوده و به معادله حالت معروف است [۳]. در اینجا برای ابرهای مولکولی لایه‌ای و رشته‌ای از معادلات حالت ترکیبی و پلی‌تروپ استفاده شده است که به صورت

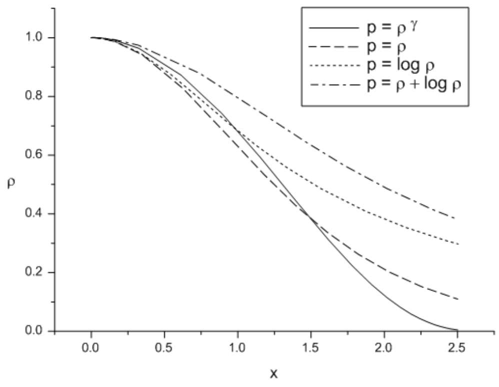
$$P = a_T^{2}\rho + \varkappa l_n(\rho/\rho_\circ) \rightarrow P = P(\rho) = \rho + K\ln\rho \qquad (۱)$$

$$P = \rho^{\gamma} \qquad (۲)$$

می‌باشند[٤] که در آن K پارامتر تلاطم نام دارد. در ابتدا سیستم را در حالت تعادل هیدروستاتیک در نظر می‌گیریم. در ابر لایه‌ای معادله توزیع چگالی در مختصات دکارتی به صورت

$$\frac{\partial^{2}\rho_\circ}{\partial x^{2}} + \left(\frac{\partial\rho_\circ}{\partial x}\right)^{2}\left[\frac{P''(\rho_\circ)}{P'(\rho_\circ)} - \frac{1}{\rho}\right] + \frac{\rho_\circ^{2}}{P'(\rho_\circ)} = 0 \qquad (۳)$$

می‌باشد که نمودار آن را شکل۱ رسم شده است.

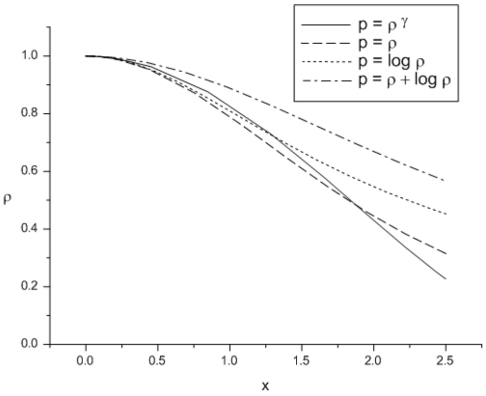


شکل۱: نمودار توزیع چگالی در ابر مولکولی لایه‌ای متعادل

مشاهده می‌کنیم که در حالت همدما نمودار چگالی تعادلی برحسب فاصله سریعاً به صورت نمائی افت می‌کند و در حالت دیگر، چگالی به نسبتی که پارامتر تلاطم افزایش می‌یابد بازتر و وسیع‌تر می‌شود. در ابر رشته‌ای معادله توزیع چگالی در مختصات استوانه‌ای به صورت

$$\frac{\partial^{2}\rho_\circ}{\partial r^{2}} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho_\circ}{\partial r} + \left[\frac{P''(\rho_\circ)}{P'(\rho_\circ)} - \frac{1}{\rho_\circ}\right]\left[\frac{\partial\rho_\circ}{\partial r}\right]^{2} + \frac{\rho_\circ^{2}}{P'(\rho_\circ)} = 0 \qquad (٤)$$

می‌باشد که نمودار آن را شکل۲ رسم شده است. در ابرهای مولکولی رشته‌ای هم مشاهده کردیم که هر چه تلاطم افزایش می‌یابد ابررشته‌ای پهن‌تر می‌شود و می‌توان نتیجه گرفت که فشار زیاد می‌تواند جرم بیشتری را تحت تأثیر قرار دهد.



شکل۲: نمودار توزیع چگالی در ابر مولکولی رشته‌ای متعادل

حال برای اینکه اثر معادله حالت را روی ناپایداری گرانشی ابرهای لایه‌ای و رشته‌ای بررسی کنیم، یک اختلال کوچک به حالت تعادلی ابرها وارد می‌کنیم. در نهایت معادلات اختلالی ابرهای لایه‌ای و رشته‌ای به صورت

$$-\frac{\partial^2\rho_1}{\partial t^2}+\nabla^2P_1-\frac{1}{\rho_0}\nabla\rho_1.\nabla P_0+\nabla\rho_0+\nabla\psi_1+2\rho_0\rho_1=0 \qquad (5)$$

در می‌آید که در آن اندیس ۰ برای حالت تعادلی و اندیس ۱ برای حالت اختلالی است. در ابرهای رشته‌ای و لایه‌ای جهت انتشار موج را در جهت Z فرض کرده و ρ_1 و ψ_1 را به صورت زیر جداسازی می‌کنیم.

$$\begin{aligned}\rho_1(\varpi,z,t)&=f(\varpi)g(z)h(t)\\ \psi_1(\varpi,z,t)&=\phi(\varpi)g(z)h(t)\end{aligned} \qquad (6)$$

که ϖ بیان کننده مختصه عمودی بوده و با توجه به مختصات مورد بررسی می‌تواند r یا x باشد. پس از جایگذاری، معادله در ابر لایه‌ای به صورت

$$\begin{aligned}&\frac{d^2f}{dx^2}+\left(\left[\frac{2P''(\rho_0)}{P'(\rho_0}-\frac{1}{\rho_0}\right]\frac{d\rho_0}{dx}\right)\frac{dF}{dx}+\left(\left[P'(\rho_0)\right]^{-1}\frac{d\rho_0}{dx}\right)\frac{d\phi}{dx}+\\ &\left[P'(\rho_0)\right]^{-1}\left[\omega^2+2\rho_0+P'''(\rho_0)\left[\frac{d\rho_0}{dx}\right]^2+P''(\rho_0)\nabla_\perp^2\rho_0\right]F^2=k^2f\end{aligned} \qquad (7)$$

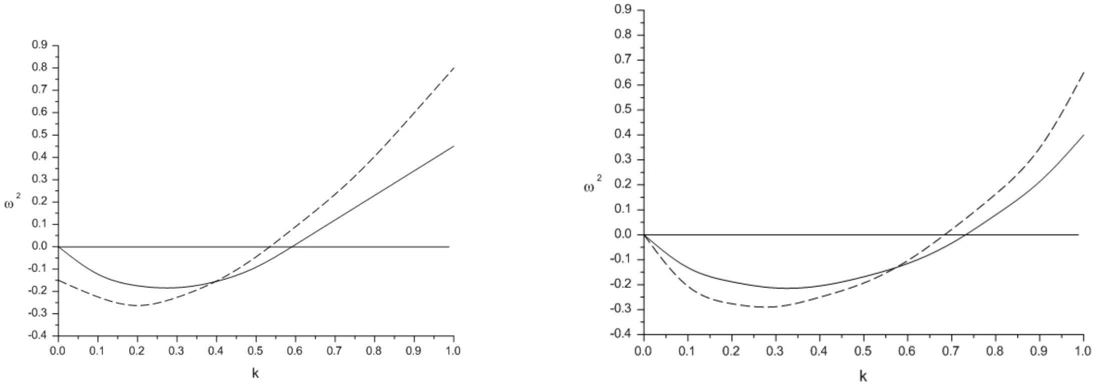
$$\frac{d^2\phi}{dx^2}-f=k^2\phi \qquad (8)$$

بوده و در ابر رشته‌ای به صورت

$$\frac{d^2f}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{df}{df}+\left[g_1\right]\frac{df}{dr}+\left[g_2\right]\frac{d\phi}{dr}+vf=k^2f \qquad (9)$$

$$\frac{d^2\phi}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\phi}{dr}-f=k^2\phi \qquad (10)$$

در می‌آید که نمودارهای آنها را شکل۳ رسم شده اند.



شکل۳: نمودار ω^2 برحسب عدد موج برای ابر لایه‌ای (راست) و ابر رشته‌ای (چپ) در حالت همدما (خط پر) و لگاتروپ (خط چین)

نتیجه گیری

با توجه به نمودارها نتیجه می‌گیریم که در حالت لگاتروپ نسبت به حالت همدما با افزایش عدد موج حالت ناپایداری کمتر بوده و وقتی که طول موج بلندتر می‌شود ناپایداری به بیشترین مقدار خود می رسد که نسبت به حالت همدما بیشتر می‌باشد (یعنی مقدار مینیمم کمتر است). همچنین، نتیجه می‌گیریم که در حالت پلی تروپ برای نواحی داخلی ابر ناپایداری بیشتر و برای نواحی بیرونی ابر ناپایداری کمتر است. بنابراین بکارگیری معادله پلی‌تروپ، رمبش درون به بیرون را برای ابرها به خوبی نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] Williams, J.P.; Myers, P.C; Astrophys.J. 2000, 537, 891.
[2] Visser, A. E; Richer, J.S.; chandler, C. J., Astron. J. 2002, 1242, 756.
[3] Thompson, M.J., An introduction to Astrophysical Fluid Dynamics, 2006.
[4] Clarke. C., Carswell. R., Principles of Astrophysical fluid dynamics, Cambridge University Press, 2007.

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک

۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان

اندازه گیری جدایی زاویه‌ای ستاره‌ی دوتایی 48 Cassiopeia به کمک روش تداخل سنجی مایکلسون

کاظم نفیسی، سمیه آخوندزاده، زینب رضاییان، شکراله محمدی

گروه فیزیک،دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

اساس تداخل سنجی نوری در نجوم، ترکیب دو پرتوی یک ستاره، جمع شده توسط دو تلسکوپ (یا دو دهانه مصنوعی بر روی تلسکوپ) و تشکیل و بررسی فریزهای تداخلی است. با تغییر فاصله دو دهانه مصنوعی روی تلسکوپ، و توجه به تغییرات نمایانی این فریزهای تداخلی، جدایی زاویه‌ای ستاره‌ی دوتایی را می توان حساب کرد. در این مقاله به کمک این روش جدایی زاویه‌ای ستاره‌ی دوتایی 48 Cassiopeia به دست آمده است.

Measurement of Angular Separation of 48 Cassiopeia Binary Star Using Michelson's Interferometer Method

K. Naficy, S. Akhondzadeh, Z. Rezaian, Sh. Mohammadi

Department of Physics, University of Birjand, Birjand, Iran

Abstract

The base of astronomical interferometry, is the composition of two beams of one star, gathering by two telescopes (or two artificial gates on a telescope) and creation and study of interference fringes. One can calculate angular separation of binary star by changing space of two slits and noting to obvious changes of interference fringes. In this paper, we measure angular separation of 48 Cassiopeia binary star by means of this method.

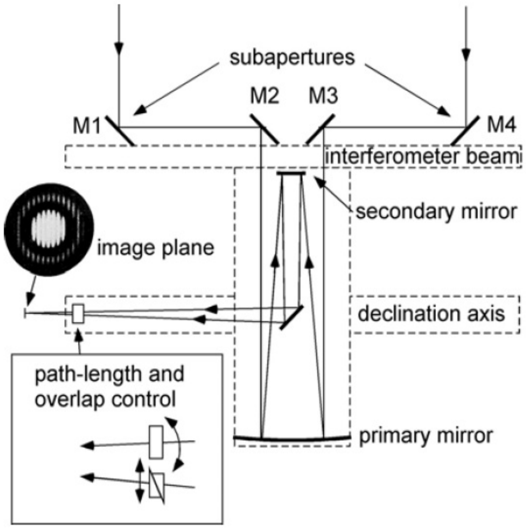
مقدمه

چون فاصله ستارگان از زمین زیاد است، قطر ظاهری آن ها خیلی کم است و از یک صدم ثانیه کمانی هم تجاوز نمی کند. یکی از روش های تعیین جدایی زاویه‌ای یک ستاره‌ی دوتایی و همچنین قطر زاویه ای یک چشمه دور و در نتیجه قطر خطی آن، استفاده از یک آرایه تداخلی دو شکافی است که در آن بتوان فاصله دو شکاف را تغییر داد[1]. در حدود سال های ۱۸۶۸ فیزو برای اولین بار استفاده از روش تداخل سنجی برای تعیین قطر ستارگان را پیشنهاد کرد. در این روش دهانه ی تلسکوپ با پوششی که دو دهانه ی متقارن داشت پوشیده می شد. دو پرتوی عبوری از دهانه در نقطه ی کانونی آینه ی اولیه (عدسی شیئی) با یکدیگر تداخل می کردند و یک نقش تداخلی تشکیل می دادند. نمایانی فریزهای تداخلی حاصل، به طول موج نور، جدایی دو دهانه و طول همدوسی عرضی نور ستاره (قطر زاویه ای ستاره) بستگی داشت. فیزو خود موفق به انجام کار عملی نشد[2]. بعد از او مایکلسون اولین کسی بود که برای تعیین قطر ستاره ها از روش تداخل سنجی استفاده کرد. مایکلسون با به کاربردن روش تداخل سنجی، که برای اندازه گیری اجرامی مثل اقمار مشتری (قمرهای گالیله ای) ارائه کرد، در دهه ی ۱۹۲۰ میلادی اولین اندازه گیری مستقیم قطر چندین ستاره را

انجام داد. یکی از بزرگترین ستارگانی که قطر زاویه ای آن به این روش اندازه گیری شد، ابط الجوزا بود و برای آن ۰/۰۴۷ ثانیه ی کمانی به دست آورد[1].

تداخل‌سنج مایکلسون

در تداخل سنج مایکلسون، روش کار مبتنی بر این اصل است که برای چشمه ای با گستردگی فضایی مشخص، با افزایش فاصله ی بین شکاف هایی (روزنه هایی) که بر روی دهانه ی تلسکوپ به طریقی تعبیه می شوند، تمایز فریزها (که در صفحه ی کانونی عدسی تشکیل می شوند) ضعیفتر می شود، و سرانجام فریز ها ناپدید می شوند. مایکلسون روشی موسوم به تداخل سنج ستاره ای مایکلسون ابداع کرد (شکل ۱)، که در این روش با بکارگیری دو آینه ی m_1 و m_4 در فاصله ی قابل تغییری از یکدیگر، می توان عملا مقدار بزرگی برای **D** (فاصله ی بین دو آینه ی m_1 و m_4) به دست آورد.



شکل ۱: تداخل سنج ستاره ای مایکلسون[3]

در یک آزمایش نوعی برای تعیین قطر زاویه ای یک ستاره، اولین ناپدیدی وقتی اتفاق افتاد که فاصله ی m_1m_4 حدود ۷/۲ متر بود، که برای قطر زاویه ای ستاره مقدار ۰/۰۲ ثانیه ی قوسی را به دست داد. در واقع با توجه به شکل ۱، این تداخل سنج از دو دهانه ی جمع کننده که توسط یک میله به طول ۸ متر به یکدیگر متصل شده اند، تشکیل شده است که میزان جدایی آن ها را می توان تنظیم کرد. با سوار کردن این سیستم بر روی تلسکوپ ۲/۵ متری مونت ویلسون، سکوی کاملا محکم و ثابتی به دست می آید [5,4].

اصول این تداخل سنج با اصل آزمایش نوری دو شکاف یانگ مشابه است. تداخل سنجی مبتنی بر قضیه ی وان سیتر- زرنیک است. در روش مایکلسون، همدوسی فضایی در نقاط مختلف (خط مبناهای مختلف) با توجه به تغییرات نمایانی فریزهای تشکیل شده در کانون آینه ی تلسکوپ اندازه گیری می شود. مایکلسون در روشی که ارائه داد فاصله ای از دو شکاف را در نظر گرفت که در آن فاصله، فریزهای تداخلی ناپدید می شدند یعنی نمایانی فریزها برابر صفر می شد. در این حالت، اگر یک ستاره‌ی دوتایی مد نظرمان باشد و بخواهیم جدایی زاویه‌ای آن را حساب کنیم در اینصورت باید حالتی را در نظر بگیریم که نمایانی فریزهای تداخلی در آن

حالت برابر صفر باشد، در این حالت نمایانی فریزهای تداخلی به صورت رابطه‌ی (۱) تعریف می‌شود.

$$v(s) = [P_0 + (1-P_0)COS^2(\rho)]^{\frac{1}{2}} \quad (۱)$$

که در آن

$$P_0 = (\frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2})^{\frac{1}{2}}$$

و B_1 و B_2 به ترتیب روشنایی ستاره‌ی ۱ و ۲ هستند. درحالتی که فریزهای تداخلی ناپدید شوند، داریم

$$v(s) = 0$$

با توجه به رابطه‌ی (۱) با فرض $B_1=B_2$ داریم:

$$V(S) = |COS\,\rho| \quad (۲)$$

$$V(S) = 0 \Rightarrow \sin\theta \cong \theta = \frac{\lambda}{2D} \quad (۳)$$

رابطه‌ی (۳) جدایی زاویه‌ای یک ستاره‌ی دوتایی را به دست می‌دهد. در روابط فوق $\rho = ka\sin\theta$ و p شدت نور آشکار شده و θ جدایی زاویه‌ای ستاره‌ی دوتایی، D طول خط مبنا (فاصله‌ی دوشکاف یا دو روزنه از هم) در روش مایکلسون است. [4, 5]

داده برداری و نتایج

در این تحقیق جدایی زاویه‌ای ستاره‌ی دوتایی Cassiopeia 48 به روش فوق اندازه‌گیری شده است. این کار با استفاده از تلسکوپ ۱٤ اینچ موجود در رصدخانه‌ی دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند در طی شب ۱۸ مهرماه ۱۳۹۰ انجام شد. داده‌های بدست آمده از مشاهدات و اندازه‌گیری‌های ستاره‌ی دوتایی Cassiopeia 48 در جدول ۱ ارائه شده است. در این جدول، ستون درصد خطای نسبی با توجه به اندازه‌ی واقعی جسم محاسبه شده است.

جدول ۱ : داده‌ها واندازه‌های به دست آمده مربوط به ستاره‌ی دوتایی Cassiopeia 48

قطر روزنه‌ها یا پهنای شکاف‌ها	تعداددفعات اندازه-گیری	میانگین فاصله‌ی دو روزنه یا شکاف از هم(cm)	جدایی‌زاویه‌ای تجربی(ثانیه‌ی قوسی)	درصد خطای نسبی
شکاف ۱ cm	3	11.4	0.497	10
شکاف ۲ cm	3	11.5	0.493	9.6
روزنه ۱.۸ cm	3	12.4	0.455	1.3
روزنه ۲ cm	3	11.53	0.49	9
روزنه ۲.۵ cm	3	12.1	0.468	4.1
روزنه ۳ cm	4	11.57	0.488	8.7
روزنه ۳.۵ cm	3	11.43	0.495	10
روزنه ٤ cm	4	11.45	0.495	10
روزنه ٤.۵ cm	3	11.13	0.5	13.3

نتیجه‌گیری

مشاهدات رصدی نشان می دهند که با افزایش فاصله ی شکاف های تعبیه شده بر روی دهانه‌ی تلسکوپ، تفکیک پذیری بهتر صورت می گیرد. خطاهای نسبی به دست آمده از این آزمایشات نشان می دهند که این روش به دلیل اتکا به حس بینایی، از دقت مطلوبی برخوردار نیست. استفاده از فتومتر یا CCD می تواند دقت نتایج را افزایش دهد. در این روش چنانچه روزنه ها بزرگ انتخاب شوند، نمی توان آنها را در فاصله مطلوب قرار داد، و با کوچک شدن روزنه ها، نور ورودی به تلسکوپ بسیار کم و تشخیص فریزها مشکل می شود. روش تداخل سنج مایکلسون دارای محدودیتی است و از آن فقط در مورد تعداد محدودی ستاره که به حد کافی نزدیک و روشن هستند و سیاراتی که قطر زاویه ای خیلی بزرگی نداشته باشند، می توان استفاده کرد.

سپاسگزاری

در پایان لازم است از آقای مهندس حمیدرضا غلامحسین پور کارشناس محترم رصدخانه به خاطر راهنمایی های ارزنده و کمک موثرشان در انجام کارهای رصدی و آقای مجید ناجی به خاطر راهنماییهای ارزشمندشان تشکر و قدردانی گردد.

مرجع‌ها

۱- کلارک، ا.ای ری ودی، *ستاره شناسی اصول و عمل*، ترجمه ی سید احمد سیدی نوقابی، انتشارات آستان قدس رضوی، ۱۳۶۶.

۲- ناجی، مجید، تداخل سنجی در نجوم، مقاله ارائه شده در نهمین همایش سالانه فوتونیک انجمن فیزیک ایران.

[3] Labeykie , a, Lipson , S.G , Nisenson , p , *An Introduction to optical stellar interferometry*, Cambridge university press, 2006.

[4] Kitchin, C.R, *Astrophysical techniques*, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984.

[5] Lawson, Peter R, *Principles of long baseline stellar interferometry*, **JPL**, 1999.

نظریه نرده ای تانسوری برانز دیکی و گرانش کوانتومی بوهمی

فرشته ساده،حسین غفارنژاد
دانشگاه سمنان،دانشکده فیزیک

چکیده

ابتدا تبدیل همدیس نظریه نرده ای تانسوری گرانشی برانز-دیکی را در حضور یک پتانسیل متناسب با میدان برانز-دیکی بدست می آوریم. سپس یک تبدیل همدیس بین زوج میدان های برانز-دیکی و میدان همدیس با دامنه و فاز یک میدان کلاین گوردون چنان پیدا می کنیم که کنش برانزدیکی در حضور پتانسیل خطی مستقیما به کنش میدان کلاین گوردون تبدیل گردد. بدین صورت در نمایش هامیلتون ژاکوبی معادلات میدان را بدست می اوریم و سپس اثر پتانسیل کوانتومی دوبروی-بوهم را بدست می آوریم. تبدلات دوگان بدست آمده در این جا نشان می دهد که نظریه برانز-دیکی در نمایش هامیلتون ژاکوبی از یک کنش کلاین گوردون معرف یک ذره نسبیتی است. این تصویر ذره ای دوبروی بوهم برای نظریه گرانشی برانزدیکی را بدست می دهد که یک رهیافت دترمینیستیک (تعینی) از گرانش کوانتومی بوهمی است.

مقدمه

مطالعه پدیده ها درنسبیت عام با معادله اینشتین ویا با نظریه دقیقتر برانز- دیکی صورت می گیرد. یکی از رهیافت های گرانش کوانتومی برای مطالعه ساختار های گرانشی واقع در مقیاس های ریز کوانتومی نظریه تعینی دوبروی- بوهم است. نظریه دوبروی- بوهم درسطح آماری رفتاری مانند مکانیک کوانتومی کپنهاگی دارند. مزیت دیگر این نظریه گرانش کوانتومی آن است که اثرات هندسی یاگرانشی و کوانتومی تصاویر متقابل از همدیگر دردو چارچوب متفاوت هستند. ما در این مقاله بابه کاربردن تبدیلات مناسب بین میدان های دینامیکی(میدان نرده ای برانز- دیکی و میدان تبدیل همدیس متریک) با موج راهبرکلاین- گوردون (دامنه و فاز)، کنش برانز- دیکی را به همراه ثابت کیهانشناسی مثبت Λ، به کنش کلاین- گوردون تبدیل می کنیم. این تبدیلات را برای مجموعه متریک های همدیس-تخت بدست می اوریم هرچند که این ساختار کلی است و انتخاب این دسته متریک ها به پشتوانه اصل هم ارزی ضعیف تنها شکل معادلات دینامیکی راساده تر می کند. باکاربرد تبدیلات کانونیکی از معادلات هامیلتون ژاکوبی موج راهبر دوبروی را برای نظریه همدیس تخت برانز- دیکی بدست می آوریم. سپس تاثیرپتانسیل کوانتومی را در متریک مختل شده بررسی می کنیم.

فرمول بندی هامیلتون- ژاکوبی نظریه همدیس تخت برانز- دیکی

کنش نظریه نرده ای تانسوری گرانشی برانز-دیکی با حضور یک ثابت کیهانشناسی معین و مثبت Λ راچنین درنظر می گیریم [1]

$$I\left[g_{\mu\nu},\phi\right]=\frac{1}{16\pi}\int d^4x\sqrt{g}\left(R\phi-\omega\phi^{-1}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi-\Lambda\phi\right) \qquad (۱)$$

که میدان نرده ای برانز- دیکی ϕ نقش وارون ثابت گرانشی متغیر را دارد. Λ و ϕ با $C=\hbar=1$ بعد $^{-2}$(طول) دارند. با کمک تبدیل همدیس متریک $g_{\mu\nu}=\Omega^2\eta_{\mu\nu}$ که در آن $\Omega\left(x^\mu\right)$ به عنوان یک تابع تبدیل همدیس تخت متریک است، کنش (1) می شود:

$$\bar{I}[\Omega,\phi]=\frac{1}{16\pi}\int d^4x[(6+4\omega)\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\ln\Omega$$

$$-(6+4\omega)\phi\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\ln\Omega\partial_\nu\ln\Omega-\omega\phi^{-1}\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi-\Lambda\phi]. \quad (۲)$$

می توان آن را به عنوان یک کنش گرانش کوانتومی درنظرگرفت. ϕ عامل گرانشی و Ω را می توان درارتباط با یک پتانسیل کوانتومی دانست.ازطرفی با اعمال تبدیلات $\phi=\frac{8\pi\rho}{3m}$ و $\Lambda=6m^2$ و $\Omega=\sqrt{\rho/m^3}e^{S/\sqrt{-(1+2\omega/3)}}$ کنش(2) به کنش میدان کلاین-گوردون تبدیل می شود که درنمایش هامیلتون ژاکوبی خواهد شد:

$$\bar{I}[\rho,S]=\frac{1}{m}\int d^4x\left(\rho\eta^{\mu\nu}\partial_\mu S\partial_\nu S+\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\sqrt{\rho}\partial_\nu\sqrt{\rho}-m^2\rho\right) \quad (۳)$$

وردش کنش(3) برحسب S و ρ به ترتیب منجر به شرط پیوستگی جرم $\partial_\mu\left(\rho\eta^{\mu\nu}\partial_\nu S\right)=0$ ومعادله هامیلتون- ژاکوبی ذره کوانتومی برانز- دیکی $\eta^{\mu\nu}\partial_\mu S\partial_\nu S=\bar{m}^2$ می شود که بااستفاده ازروش های جداسازی متغیرها حل می شوند. $P_\mu=\partial_\mu S$ چهاربردارتکانه ذره کوانتومی برانز- دیکی متحرک برروی فضازمان تخت مینوفسکی می باشد. دراین جا $\Box_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}$ + $\bar{m}^2=m^2$ جرم اصلاح شده ذره کوانتومی برانز- دیکی نسبت به جرم سکون m است. عملگردیفرانسیلی $\Box_\eta=\partial_\mu\eta^{\mu\nu}\partial_\nu$ نیزروی فضازمان زمینه تخت مینکوفسکی تعریف شده است. $Q=\frac{1}{2m}\Box_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}$ پتانسیل کوانتومی برای ذره کوانتومی برانز- دیکی نامیده می شود. معادله هامیلتون ژاکوبی نشان می دهد که حرکت ذره کوانتومی برانز- دیکی توسط پتانسیل کوانتومی (یا همان موج راهبر دوبروی) کنترل می شود. اثرپتانسیل کوانتومی از مرتبه $\hbar^2=1$ است که ممکن است درفرمول بندی کلاسیکی هامیلتون- ژاکوبی حذف شده باشد[2و3]. تاکید می کنیم که حل های تاخیونیک ($\bar{m}^2\prec 0$) نظریه دراین مقاله حذف شده اند.

اصلاح نظریه همدیس تخت برانز- دیکی وپتانسیل کوانتومی

مطابق ایده دوبروی[3]، معادله هامیلتون- ژاکوبی $\eta^{\mu\nu}\partial_\mu S\partial_\nu S=\bar{m}^2$ می تواند بصورت $\left(\frac{m}{\bar{m}}\right)^2\eta^{\mu\nu}\partial_\mu S\partial_\nu S=m^2$ نوشته شود.بااستفاده ازپتانسیل کوانتومی $Q=\frac{1}{2m}\Box_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}$ و باتعریف یک متریک فیزیکی به صورت $g_{\mu\nu}=\Omega^2\eta_{\mu\nu}$ فاکتورهمدیس فضا زمان رامی توان برحسب پتانسیل کوانتومی بصورت $\Omega(x^\mu)=\frac{\bar{m}}{m}=\sqrt{1+\frac{2}{m}Q\Box_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}}$ تعریف کرد.حالاتصویرهامیلوتن ژاکوبی نظریه برانز-دیکی بارعایت پتانسیل کوانتومی رامی توان چنین اصلاح نمود:

$$I_{\text{موثر}}=\frac{1}{m}\int d^4x\left(\rho\eta^{\mu\nu}\partial_\mu S\partial_\nu S+\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\sqrt{\rho}\partial_\nu\sqrt{\rho}-m^2\rho\right)$$

$$+\int dx^4\lambda[\frac{\rho}{m^3}e^{\frac{2S}{\sqrt{-(1+2\omega/3)}}}-(1+\frac{1}{m^2}\Box)]_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho} \quad (٤)$$

دراینجا λ ضریب نامعین لاگرانژاست. وردش از کنش موثر(4) به ترتیب برحسب S و $\sqrt{\rho}$ و λ منجر به تصحیح شرط بقای جرمی می شوند. معادله هامیلتون- ژاکوبی وشرایط سازگاری این چنین بدست می آیند:

$$\partial_\mu\left(\eta^{\mu\nu}\rho\partial_\nu S\right)=\frac{\lambda\rho e^{2S/\sqrt{-(1+2\omega/3)}}}{m^2\sqrt{-(1+2\omega/3)}}, \qquad (۵)$$

$$\eta^{\mu\nu}\partial_\mu S\partial_\nu S=m^2+\Box-\frac{1}{2m}+\frac{2\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\sqrt{\rho}\partial_\nu\lambda}{m\left(\sqrt{\rho}\right)^3}\ {}_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}\ \Box_\eta\lambda/\left(\sqrt{\rho}\right)^2 \qquad (٦)$$

$$+\frac{\lambda}{m}[\Box_\eta\sqrt{\rho}/\left(\sqrt{\rho}\right)^3-\frac{1}{m}e^{2S/\sqrt{-(1+2\omega/3)}}-3\frac{\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\sqrt{\rho}\partial_\nu\sqrt{\rho}}{\left(\sqrt{\rho}\right)^4}]$$

$$\frac{\rho}{m^3}e^{2S/\sqrt{-(12\omega/3)}}=1+\frac{1}{m^2}\Box_\eta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho} \qquad (۷)$$

درحد $\Lambda\equiv m^2\to\infty$ معادلات فوق به معادلات هامیلتون ژاکوبی کلاسیکی که دربخش قبل بدست آوردیم نائل می شوند.همچنین اثرات پس زنی پتانسیل کوانتومی در $m^2\to 0$ غیرقابل چشم پوشی می شوند. آنها بطورکامل تنهابا موج راهبردوبروی(ρ ,S) نظریه همدیس تخت برانز- دیکی درحضوراثرات پتانسیل کوانتومی تعیین می شوند. معادلات دیفرانسیل غیرخطی فوق باروش های عددی ویانظریه اختلال قابل حل هستندکه به عنوان مثال برای متریک کیهان شناسی روبرتسون–والکر تخت جزئیات درمرجع [4]آمده است.

نتیجه گیری

ماابتدا یک دسته تبدیلات مناسب بین میدان های نرده ای برانز- دیکی، عامل همدیس متریک وموج (دامنه و فاز) کلاین- گوردون را به دست آوردیم،بطوریکه تحت تبدیل تخت همدیس، کنش برانز- دیکی باثابت کیهانشناسی Λ تبدیل به کنش کلاین- گوردون شده است. رابطه $m=\sqrt{\Lambda/6}$ ثابت کیهان شناسی را به عنوان جرم سکون ذره خلاء آزاد نسبیتی کلاین- گوردون توصیف می کندکه ماآن راذره کوانتومی بوهمی نامیدیم که در نظریه برانز-دیکی عامل تولید گرانش است. بنابراین تبدیلات یادشده دراین مقاله پیشگویی می کنندکه ذره توصیف شده بانظریه برانز- دیکی درگرانش (یاانحنای فضازمان) ممکن است تصویری دیگرازاثرات کوانتومی ماده (پتانسیل کوانتومی) باشند.

مراجع

[1] C.Brans, and R. Dicke, Phys. Rev. 124, 925 (1961).
[2] H.Goldstein, **Classical Mechanics** (2nd edn.), Addison- Wesley (1980).
[3] P.R.Holland,**The Quantum Theory of Motion**,Cambridge University Press,Cambridge (1993).
[4] Hosein Ghafarnejad, Astrophysics and Space Science, 301, 145 (2006).

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان

تعامل بین رویدادهای "ژئوافکتیوی" و ساختارها در سال ۲۰۱۱ (چرخه ۲۴ فعالیت خورشیدی)

آرمین نبی زاده[۱و۲]، وحید عباس وند[۱و۲]، علی عجب شیری زاده[۱و۲]

۱ گروه فیزیک نظری و اختر فیزیک، دانشکده فیزیک،دانشگاه تبریز، تبریز

۲ مرکز تحقیقات نجوم و اختر فیزیک مراغه، مراغه

چکیده

بسیاری از دانشمندان دریافته اند که یک همبستگی مثبت بین پارامترهای مختلف اقلیمی و فعالیت های خورشیدی وجود دارد ، که اثرات آن در سیستم خورشیدی و فاصله متوسط بین سیاره ای مهم به نظر می رسد . در این مقاله ما رویدادهای ژئوافکتیوی که در فاز چرخه ۲۴ خورشیدی و در سال ۲۰۱۱ میلادی به وقوع پیوسته اند را مورد مطالعه قرار داده ایم.در این مقاله رویدادها با آشفتگی در اندیس DST انتخاب و سپس در زمان رو به عقب از زمین تا خورشید بررسی شده اند تا ویژگی های مشترک برای اندرکنش های بین ساختارها که می توانند اثرات ژئوافکتیوی راه بیاندازند، مورد مطالعه قرار گیرد . از ماهواره های ACE و WIND برای داده های مربوط به ویژگی های طوفانهای بین سیاره ای و از STEREO, SOHO و SDO برای تعیین منابع رویدادها استفاده شده است.

Interaction Between Geo-effective Events and Structures In 2011 (Solar Cycle 24)

A. Nabizadeh [1,2], V. Abbasvand [1,2] , A. Ajabshirizadeh [1,2]

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

[2] Research Institute for Astronomy & Astrophysics of Maragha, Maragha

Abstract

Most of the scientists have found a positive correlation between different parameters of climatology and solar activity which their effect into the solar system and interplanetary medium appears important. In this article we present a study of geo-effective events that took place during solar cycle 24 in 2011. We select the events by disturbance of DST index and then track the events backwards from earth to sun characterizing common features for the interaction between structures that could trigger their geoeffectiveness and at last we look at the Sun for the sources . Data from ACE and WIND for the interplanetary medium properties are used as well as data from STEREO, SOHO and SDO for the sources of the event.

مقدمه

اولین منبع موثر در ایجاد Geoffectiveness ، توده های پس زده کرونایی (CME) هستند .اولین توده پس زده شده ،توسط کرونوگراف در ماهواره OSO7 در ١٤ دسامبر ۱۹۷۱ آشکار سازی شد . [1] اتمسفر بیرونی خورشید (کرونا) توسط میدان های قوی مغناطیسی ساخته شده است که به صورت میدان های بسته ، در بالای گروه های لکه های خورشیدی هستند. اتمسفر محدود شده ی خورشیدی می تواند به طور ناگهانی و خشونت آمیز حباب هایی از گاز ومیدان های مغناطیسی را آزاد کند که به توده های پس زده شده کرونایی (CME) معروف هستند. CME ها اغلب رابطه نزدیکی با مشعل های خورشیدی دارند ، اما می توانند به طور مستقل

نیز اتفاق بیافتند. اصطلاح "توده های پس زده شده کرونایی " بیانگر مقدار زیادی جرم در حدود (Kg 10^{12}– 10^{13}) که خورشید را ترک می کنند .[2]

منبع مهم دیگری که روی Geoffectiveness تاثیر می گذارد، حفره های کرونایی هستند. حفره های کرونایی یکی از مشخصه های متغیر خورشیدی هستند که برای چند هفته تا ماه دوام دارند. آنها مناطق تاریک بزرگی با چگالی پایین در تاج هستند . بزرگی آن ها تا جایی است که وقتی خورشید را در طول موج پرتو X میبینیم گاهی اوقات حتی تا یک چهارم از سطح خورشید را نیز در بر می گیرد . این حفره ها ریشه در سلول های بزرگی از میدان های تک قطبی مغناطیسی در روی سطح خورشید دارند و خطوط میدانی شان تا نقاط دوری از منظومه خورشیدی گسترش پیدا می کنند . این خطوط باز اجازه خروج مداوم بادهای خورشیدی سریع را فراهم می کنند . کرونال حول ها در سال های ماکزیمم فعالیت خورشیدی به حداکثر تعداد خود می رسند.[3] CME ها را، بعد از ترک خورشید CME های بین سیاره ای « Interplanetary CME » یا به اختصار ICME می نامند. یک ICME که با سرعت مافوق صوت در حال حرکت اند با باد خورشیدی پشت سرخود ، یک شوک را در جلوی خود ایجاد می کنند.[4] و[5]

شوک ها در رابطه زمین– خورشید دوگانه عمل می کنند : اول ، شوک ها شتاب دهنده ی کار امدی برای پروتون ها و هسته های هلیم هستند. افزایش سطوح یون های پرانرژی که به دلیل شعله های خورشیدی و CMEهای منتقل کننده شوک ها ، ناحیه خطرناکی را نه تنها برای محیط اطراف زمین بلکه برای تمام منظومه شمسی فراهم می کنند. دوم، از نظر مگنتوسفری مهمترین مشخصه ICME ها و شوک ها، قابلیت آن ها در لرزاندن تمام مگنتوسفر است. این همچنین می تواند برای سفینه هایی که در نزدیکی مگنتوسفر هستند، نیز می تواند خطر جدی داشته باشد . به همین منظور مطالعه ساختاری عوامل به وجود آورنده این آشوب ها حائز اهمیت است.

رابطه طوفان های خورشیدی با اندیس های ژئومغناطیسی

قدرت آشفتگی مگنتوسفریک معمولا با استفاده از برخی اندیس های فعالیت مغناطیسی توضیح داده می شود .[6] اندیس های مختلف نشانگر بخشی از فعالیت مغناطیسی هستند. ما در اینجا از دو اندیس مشهور Dst و Kp استفاده کرده ایم. اندیس Dst یک میانگین وزنی از انحراف سطح آرام مولفه ی افقی میدان مغناطیسی (H) است که در در چهار عرض جغرافیایی کم در سراسر زمین اندازه گیری می شود. حلقه جریان جاری اطراف زمین ،در فاصله حدودی $3\text{–}4R_E$ منبع اصلی Dst است. در مدت طوفان مگنتوسفری حلقه ی جریان افزایش می یابد که این امر باعث بوجود آمدن یک انحراف منفی در H می شود. در نتیجه هر چه Dst منفی تر باشد نشان می دهد که قدرت طوفان بیشتر است. در این مقاله ماطوفان هایی با $Dst<-50$ را مورد مطالعه قرار داده ایم. لازم به ذکر است به طوفان هایی که در محدوده $-100\ nT < Dst < -50\ nT$ قرار دارند، طوفان های متوسط و طوفان هایی که در محدوده ی $Dst < -100nT$ را طوفان های شدید می نامند. اندیس Dst به صورت ۱ساعته محاسبه می شود . اندیسی مشابه به نام SYM-H وجود دارد که به طور ۱دقیقه ای از ایستگاه هایی با عرض جغرافیایی کم اندازه گیری می شود نیز مورد استفاده قرار می گیرد.

شاخص دیگری که به طور گسترده ای مورد استفاده قرار میگیرد ، اندیس K است . هر رصد خانه مغناطیسی آشفتگی اندیس K خود را دارد که طیف وسیعی از آشفتگی را در طول یک بازه زمانی ۳ساعته نشان می دهد . Kp یک میانگین از اندیس های K از ۱۳ ایستگاه با عرض جغرافیایی متوسط است. Kp در یک مقیاس یک سوم بیان می شود : $0, 0_+, 1_-, 1, 1_+, \ldots, 8_+, 9_-, 9$. با اینکه Kp بر پایه رصد هایی با عرض جغرافیایی متوسط است با این حال بسیار حساس تر از اندیس Dst است .

ما در این مقاله با استفاده از آشفتگی Dst و Kp به جمع آوری رویداد های خورشیدی تاثیر گذار در این آشوب ها در سال ۲۰۱۱ پرداخته ایم . لیست این رویدادها در جدول زیر آمده است .

جدول۱ : رویداد های آشفته کننده Dst در سال ۲۰۱۱ .

Dst	تاریخ	شماره	Dst	تاریخ	شماره
-٦٤	September 10	٨	-٥٦	February 4	١
-٦٣	September 17	٩	-٦١	March 1	٢
-١٠٣	September 26	١٠	-٨٠	March 11	٣
-٦٠	September 28	١١	-٦٣	April 6	٤
-١٣٥	October 25	١٢	-٨٠	May 28	٥
-٥٦	November 1	١٣	-٥٧	July 5	٦
			-١١٣	August 6	٧

تعیین منابع ایجاد کننده آشوب های ژئو مغناطیسی

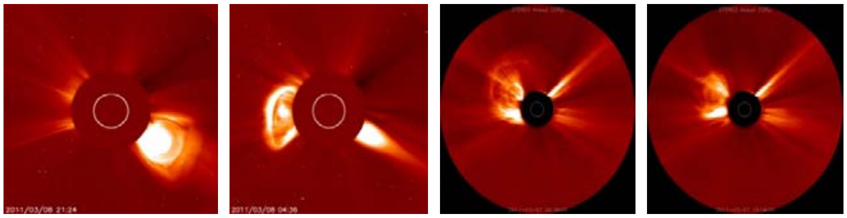
هدف از جمع آوری این رویدادها مطالعه ی منابع ایجاد آشفتگی و میزان تاثیر هر کدام بر روی اثرات ژئومغناطیسی است . همانطور که در مقدمه ذکر شد دو منبع مهم تاثیر گذار بر روی آشفتگی های ژئومغناطیسی توده های پس زده شده کرونایی و حفره های تاجی هستند . برای تعیین منبع های آشفتگی در هر رویداد باید از داده های رصدی استفاده کنیم .

یکی از مهمترین ماهواره های رصد خورشیدی سوهو نام دارد . هدف ماموریت «سوهو»، مطالعه ی قسمتهای مختلف خورشید ، از هسته ی داخلی تا تاج بیرونی و نیز بررسی بادهای خورشیدی و پیش بینی زمان برخورد ذرات باردار خورشیدی با جو زمین است . تاج نگار نصب شده بر روی فضاپیمای «سوهو»، موسوم به «لاسکو»، با پوشاندن قرص خورشید، امکان دیدن فورانهای گازی منتشر شده از جو بیرونی یا همان «تاج» خورشید را فراهم می کند؛ دقیقا همان کاری که ماه در هنگام خورشید گرفتگی کامل انجام می دهد و ساکنان زمین را قادر به دیدن تاج خورشید می کند .

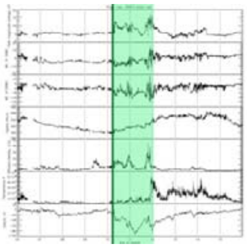
ماهواره های رصدی STEREO با نام های Ahead و Behind جلو و پشت خورشید را پوشش می دهند که ماموریت آنها عکس برداری از پدیده های خورشیدی مانند توده های پس زده شده کرونایی است . این دو ماهواره برای تعیین CME ها به عنوان منبع رویداد ها مورد استفاده قرار می گیرند. ما از کروناگراف C2 در LASCO و کروناگراف COR2 در STEREO برای تشخیص CME ها و از تصاویر EIT برای یافتن نواحی فعال در روی قرص خورشید استفاده کرده ایم . همچنین برای تشخیص حفره های کرونایی از ماهواره SDO بهره می گیریم ، که در سال ۲۰۱۰ جهت مطالعه تغییرات خورشیدی و اثرات آن روی زمین با گرفتن عکس های کیفیت بالا از خورشید ، به فضا پرتاب شد .

برای نمونه رویداد روز ۱۱ مارس را بررسی میکنیم :

در این رویداد Dst ،(-۸۰) است که با بررسی عکس های LASCO وSTEREO به٤ CME می رسیم که عکسهای زیر نشان دهنده آنهاست.(به علت وجود محدودیت در تعداد صفحات ۱ مورد از ۱۳ رویداد موجود در سال ۲۰۱۱ به طور نمونه مطرح گردید)



شکل ۱: CME٤ رخ داده در روزهای ۷ و ۸ مارس ۲۰۱۱



شکل ۲ : نمودار آشوب شارپروتون مربوط به رویداد روز ۱۱ مارس

نتیجه گیری

در سال ۲۰۱۱ از ۱ ژوئن تا ۱۵ نوامبر ، ۱۳ رویداد با Dst < -50 رخ داده است . از این ۱۳ رویداد ، ۱۰ رویداد در ناحیه طوفان های متوسط و ۳ رویداد در ناحیه طوفان های شدید قرار دارند که اطلاعات مربوط به Dst جدول شماره ۱ گزارش شده است . از نظر منبع بوجود آورنده این طوفان ها ، رویداد ها به ۲ گروه تقسیم می شوند ؛ گروه اول رویداد هایی با منبع تک ساختاری یعنی رویداد هایی که عامل بوجود آورنده آنها تنها CME و یا تنها CH باشند . گروه دوم رویداد هایی هستند که منبع آنها ۲ الی چند ساختاری است که در سال ۲۰۱۱ رویدادهایی با منابع CME +CME و CH + CME وحتی 2CME+2CME+CH وجود دارد . از مطالعه این رویدادها چند نتیجه بسیار مهم می توان گرفت که شرح آن در زیر آمده است:

۱- در آشوب های ناشی از منبع چند ساختاری انحراف اندیس های ژئومغناطیسی بسیار محسوس تر از آشوب با منابع تک ساختاری است.

۲- در رویدادهایی که CH جزئی از منبع های تشکیل دهنده آنهاست طوفان هایی با سرعت بسیار بالایا HSS (High Speed Stream)

دیده می شود که خود می تواند تصدیقی بر منشا سریع بادهای خورشیدی باشد.

۳- با توجه به اینکه از ۷ رویداد رخ داده در سال ۲۰۱۰ هیچ یک در ناحیه طوفانهای شدید قرار نداشتند [7] و این رقم در سال ۲۰۱۱ به عدد ۳ رسیده است می توان نتیجه گرفت که خورشید در حال نزدیک شدن به ماکسیمم فعالیت خود است.

سپاسگزاری

از همکاری آقای Antonio Ortega به خاطر بحث های مکرر و تبادل اطلاعات ، و نیز از استادان گرامی جناب آقای دکتر عبادی و جناب آقای دکتر حسین پور جهت راهنمایی های ارزنده شان صمیمانه تشکر می‌کنیم .

مراجع

[1] Tousey, R.: 1973, *Space Res.* **XIII**, 713
[2] M. Stixand " The Sun "; Springer, (1991), 430-440
[3]P.A.Sturrock, T.E. Holzer, D.M. Mihalas, R.K. Ulrich, (1986)
[4] Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., and Schwenn, R.: (1981), *J. Geophys. Res.* **86**, 6673
[5]Reiner, M. J., and Kaiser, M. L.: 1999, *J. Geophys. Res.* **104**(A8), 16979.
[6] Mayaud, P. N.: 1980, *Geophys. Monogr, 22*, AGU, Washington, D.C.

[7]A. Guerrero, C.Cid, E.Saiz, Y.Cerrato and J. Aguado,Poster, *Geo-effective multi-structure events of the current solar cycle,* The 10th International School/Symposium For Space Simulations (ISSS-10), P14, (July 24-31, 2011)

حل منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی YY SGR

کاظم نفیسی، مریم سعیدی، اشرف ایوبی‌نیا
گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده
سیستم YY SGR دوتایی گرفتی طیف‌سنجی دوخطی از نوع الغول است. مؤلفه‌های آن جدا و متعلق به رشته‌ی اصلی می‌باشد. رده ی طیفی مؤلفه‌ها $B٥$ و $B٦$ در نظر گرفته شده است. داده‌های نوری این سیستم در صافی‌های V و B برای اولین بار توسط برنامه‌ی ویلسون-دوینی مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد.

Analysis of Light Curve of Eclipsing Binary YY SGR

K. Naifcy, M. Saeedi, A. Ayubinia
Department of Physics, Birjand University, Birjand

Abstract
YY SGR system is an eclipsing, double-line spectroscopic binary of Algol type. Its components are detached and belong to main sequence stars. Spectral type of components is considered to be B_0 and B_5.Photometric data of the system for the first time are analyzed in V and B filters by Wilson-Deviny code.

مقدمه

سیستم YY SGR (HD=۱۷۳۱٤۰ , P=۲^{d}/٦۲) در صورت فلکی قوس و در مرکز کهکشان راه شیری واقع است. متغیر بودن این سیستم توسط کانن کشف شد و جزو اولین دوتایی‌هایی است که حرکت اوج و حضیضی از خود نشان دادند. اولین مشاهدات مرئی توسط زینر به دست آمد. اولین منحنی نوری فتوالکتریکی بدون صافی آن به همراه تخمینی از دوره‌ی تناوب حرکت اوج و حضیضی، توسط کلر و لیمبر (۱۹۵۱م.) به دست آمد[۱]. بررسی‌های اولیه نشان داد که سیستم دارای گرفت‌هایی با عمق یکسان هستند[۲]. چرخش اوج و حضیضی می‌تواند علت کلاسیکی (واپیچش کشندی و چرخش ستاره‌ها) یا نسبیت عامی داشته باشد. با فرض اینکه خط اوج و حضیض در صفحه‌ی اوج و حضیضی با نرخ ثابتی پیشروی کند طول حضیض از رابطه‌ی زیر به دست خواهد آمد.

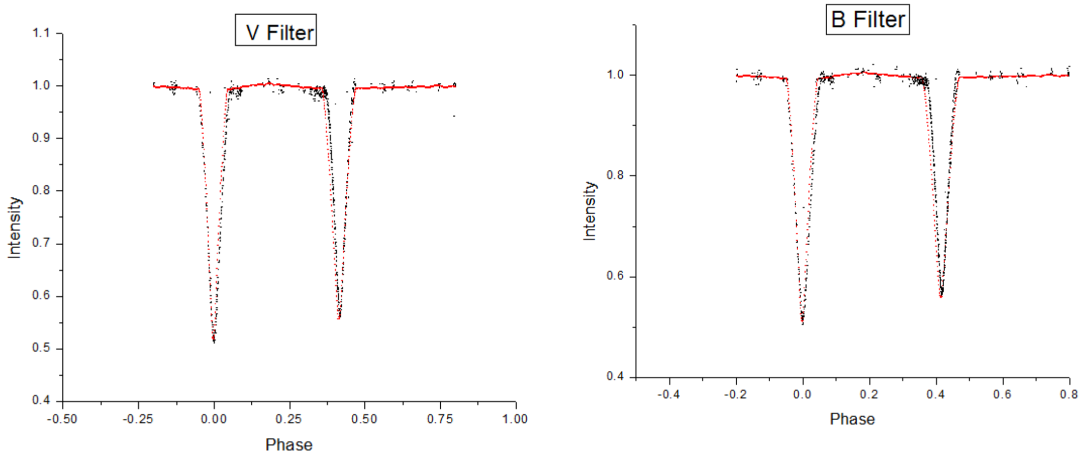
$$\omega(t) = \omega_o + \omega^{\bullet}\varepsilon \qquad (1)$$

ε تعداد دوری است که ستاره‌ی ثانویه به دور مؤلفه‌ی اولیه می‌زند[۳].

با توجه به تفاوت دو اندیس رنگ (مقادیر V، B-V و U-B به ترتیب ۰/۰۳±۱۰/۰٦، ۰/۰۲±۰/۱۸ و ۰/۰٤±۰/۲۵−) وودوارد و کوچ نتیجه گرفتند که سیستم در پناه یک پوسته‌ی گسیلی است و این پوسته منجر به افزایش نور ماوراء بنفش (UV) می‌گردد و یا اینکه یک ستاره‌ی بسیار داغ به عنوان عضو سوم وجود دارد[۲]. داده‌های طیف‌سنجی و نورسنجی لسی (۱۹۹۲م.) پیشنهادهای وودوارد و کوچ را رد می‌کند[۱].

تجزیه و تحلیل منحنی نوری سیستم YY SGR

برای حل منحنی نوری YY SGR، از داده‌های نورسنجی لسی در دو صافی V و B استفاده کرده‌ایم. ما برای تحلیل این سیستم از برنامه‌ی رایانه‌ای ویلسون–دوینی (نسخه‌ی ۹۸) که بر اساس مدل روش است، استفاده کرده‌ایم. تحلیل با این کد برای این سیستم تاکنون انجام نشده است. بنا به جدا بودن مؤلفه‌ها از مد ۲ استفاده کرده‌ایم. برای اجرای LC از ضرایب تاریکی لبه و درخشندگی گرانشی که توسط لسی به دست آمده است و همچنین از قانون لگاریتمی تاریکی لبه استفاده نمودیم. به دلیل در دست نبودن پتانسیل مؤلفه‌ها فرآیند تحلیل کمی طولانی و مشکل می‌شود. کمیت‌های به دست آمده و همچنین مقادیر لسی در جدول (۱) آورده شده است. در شکل‌های (۱) و (۲) منحنی‌های نوری نظری و رصدی سیستم آورده شده است.



شکل۱ : نمودار نظری و رصدی YY SGR در صافی V و B.

جدول۱ : کمیت‌های به دست آمده از تحلیل منحنی نوری دوتایی YY SGR و مقادیر لسی.

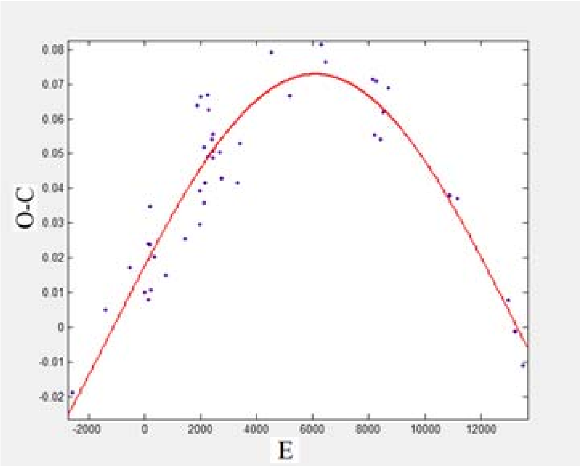
کار لسی(۱۹۹۲)			کار حاضر		کار لسی(۱۹۹۲)			کار حاضر	
B	V	صافی B	صافی V	کمیت	B	V	صافی B	صافی V	کمیت
		۰/۱۷±۰/۰۲۹	۰/۱۵۹±۰/۰۲۵	rpole1	۸۸/۸۹		۸۸/۷۸	۸۹/۰۰	i(deg)
		۰/۱۵٤±۰/۰۲٦	۰/۱۵۵±۰/۰۲۷	rpole2	۰/۹۵		۰/۸۹	۰/۸۹۳۵	q
		۰/۱۷۳±۰/۰۳۱	۰/۱٦۲±۰/۰۲۷	rpoint1	۰/۱۵۷۵		۰/۱۵۷۵	۰/۱۵۷۵	e
		۰/۱۵۵±۰/۰۲٦	۰/۱۵۷±۰/۰۲۸	rpoint2			۱۲۳٤۱	۱۲٤۱۵	T1(ok)
		۰/۱۷±۰/۰۲۹	۰/۱٦±۰/۰۲٦	rside1			۱۱۷۵۵	۱۱۷۵۰	T2(ok)
		۰/۱۵۵±۰/۰۲٦	۰/۱۵۵±۰/۰۲۷	rside2			٦/۹۲۸	۷/۳۱۷	Ω1
		۰/۱۷۲±۰/۰۳	۰/۱٦۱±۰/۰۲٦	rback1			۷/۰۰۰	۷/۰۰۰	Ω2
		۰/۱۵٦±۰/۰۲۸	۰/۱۵۷±۰/۰۲۸	rback2	۰/۵۷۵	۰/۵۷۲	۰/۵۸۳	۰/۵٤۸	L1/L1+L2
		۱	۱	F1			۰/٤۱٦	۰/٤۵۲	L2/L1+L2
		۱	۱	F2	۰/۳۸	۰/۳۱	۰/۳۸	۰/۳۱	x1
۰/٦۲	۰/۵۳	۰/٦۲	۰/۵۳	g1	۰/۳۹	۰/۳۲	۰/۳۹	۰/۳۲	x2
۰/٦۲	۰/۵۳	۰/٦۲	۰/۵۳	g2			۱/۰	۱/۰	A1
		۰/۰۲۲	۰/۰۲۹	Σw(o-c)2			۱/۰	۱/۰	A2

در کار لسی رقمی برای دما ذکر نشده است، دمایی که برای دو مؤلفه به دست آوردەایم تقریبا نزدیک به هم است و این همان چیزی است که با توجه به عمق‌های گرفت نسبتا برابر مورد انتظار است.

مطالعه‌ی نمودار O-C سیستم YY SGR

داده‌های O-C این سیستم را از سایت O-C gateway گرفته‌ایم و بر آن‌ها با استفاده از نرم‌افزار Matlab منحنی مناسبی به شکل زیر برازش داده‌ایم. مقادیر پارامترهای رابطه در جدول (۲) آمده است.

$$y = a\,Sin(bx + c) \qquad (۲)$$

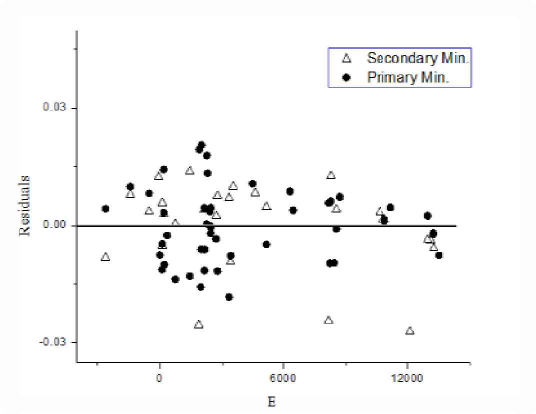


شکل۳ : منحنی برازش شده به داده‌های O-C کمینه‌ی اول YY SGR با برنامه‌ی Matlab.

جدول۲ : پارامترهای مربوط به تابع سینوسی برازش شده

پارامتر	مقدار	محدوده پارامتر
a	۰/۰۷۲۸۷	(۰/۰۷۷۹۱و۰/۰۶۷۸۴)
b	۰/۰۰۰۲۱۷۸	(۰/۰۰۰۲۲۸۵و۰/۰۰۰۲۰۷۱)
c	۰/۲۴۵	(۰/۳۱۷۲و۰/۱۷۲۹)

مقدار R-square این برازش ۰/۸۶۳۴ است. بر داده‌های O-C کمینه‌ی ثانویه به روش مشابه تابع سینوسی برازش داده می‌شود. منحنی باقیمانده‌ها را مطابق شکل (٤) به دست آورده‌ایم. دوره‌ی تناوب حرکت اوج و حضیضی سیستم YY SGR را ۷۹/۰۳٤ سال نتیجه گرفته‌ایم ضمن اینکه به دلیل عدم مشاهده‌ی هیچ اثر تناوبی در منحنی باقیمانده‌ها، حضور جسم سوم را منتفی می‌دانیم.



شکل٤ : منحنی باقیمانده‌ها.

نتیجه گیری

YY SGR یک سیستم دوتایی گرفتی جدا و از نوع الگول به حساب می‌آید که هیچکدام از مؤلفه‌ها لالک روش خود را پر نکرده‌اند. گرفت‌ها جزئی می‌باشند. کمیت‌های نورسنجی سیستم در دو صافی V و B به دست آمده‌اند. خروج از مرکز با مقدار لسی متفاوت است. گرفت‌های با عمق تقریبا برابر نشان‌دهنده‌ی برابری تقریبی دماهای سطحی دو ستاره است گرچه دو ستاره اندازه‌های یکسان ندارند. مقادیر پتانسیل دو مؤلفه که در کارهای قبلی ذکر تشده است به دست آمده‌اند. دوره‌ی تناوب حرکت اوج و حضیضی به دست آمده و وجود جسم سوم منتفی اعلام شده است.

مرجع‌ها

[1] CH. Lacy; “The Photometric Orbitand Apsidal Motion of YY SGR”; *Astron. J.*, Vol. 105 (1993) 63۷-645

[2] E. J. Woodward and R. H. Koch; “Analyses of Photometric Light Curves of YY Sagittarii”; *Astronomical. J.* **104**, No. 2 (1992) 796-800.

[3] CH. Lacy; “An Exact Solution of the Ephemeris-Curve Problem”; *Astron. J.* **104**, No. 6 (1992b) 2213-2216

منحنی چرخشی یک کهکشان در چهارچوب نسبیت عام ومساله جرم های شبه موضعی

محمد حسین رازبین[۱]، جواد تقی زاده[۱]، رضا منصوری [۱و۲]

۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

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

چکیده

در این مقاله منحنی چرخشی یک کهکشان در قالب دو مدل نسبیت عامی ارائه شده است.فضا-زمان در این دو مدل توسط متریک LTB توصیف می شود.از روی منحنی چرخشی یک ساختار، جرم کلاسیک آن قابل محاسبه است. از انجا که این مدل ها در چهارچوب نسبیت عام ساخته شده اند، جرم های شبه موضعی متفاوتی به ساختار به ساختار نسبت داده می شود. از روی منحنی چرخشی مقایسه ی هر یک از جرم های شبه موضعی با جرم کلاسیک برآورد شده است. این نمودار نشان می دهد که جرم میسنر-شارپ و جرم هاوکینگ با جرم کلاسیک برآورد شده از روی منحنی چرخشی تطابق دارد.

Relativistic rotation curve diagram for the spherical structures in the FRW background

M.Razbin[1], J.firouzjayee[1], R. Mnsouri[1, 2]

[1] Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran

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

Abstract

Using the general relativistic model for structures in a cosmological background, we calculated the test particle geodesics within a structure such as a galaxy or a cluster of galaxies in order to obtain the velocity profile of stars or galaxies. We show that if there is a preferred quasil-local mass in the general relativity, the Misner-Sharp quasil-local mass rotation curve is matched with the Newtonian rotation curve.

مقدمه

تلاش های زیادی برای ساخت مدل های نسبیت عامی در حال فروریزش انجام شده است. در اینجا به ساختارهای کیهانی که در آن ها متریک فضا-زمان به صورت مجانبی به FRW میل می کند علاقه داریم. مدلی که از آن برای توصیف این ساختاراستفاده شده است مدلی است که اساس آن مدل LTB برای یک ساختار ناهمگن است [1]. هدف نهایی ما از بررسی چنین ساختاری درک تفاوت جرم های شبه موضعی نسبیت عامی با مفهوم جرم کلاسیکی است که اخترشناسان در محدوده های اخترفیزیکی استفاده می کنند.

در نسبیت عام تعریف یکتایی از جرم نداریم البته این امر درفضا- زمان های مجانبی تخت و در بینهایت متفاوت است. در فضا- زمان های کلی تربحث درباره ی ارائه ی تعریف مناسب ازجرم همچنان ادامه دارد. هاوکینگ [13] تعریفی شبه موضعی از جرم ارائه کرده است که خواص به نظر مناسبی دارد: برای هرحجم کروی در درفضا- زمان تخت مقدارصفر می دهد، برای متریک شوارتزشیلد مقدار معقول جرم شوارتزشیلد را می دهد و در بینهاییت فضاگونه و زمان گونه ی فضا- زمان های مجانبی تخت به ترتیب به جرم

های ADM و Bondi میل می کند. تعریف دیگر جرم مربوط میسنر و شارپ [4] است که با توجه حد نیوتنی معقول است. براون یورک [5] با توجه به فرمولبندی هامیلتونی نسبیت عام تعریف موضعی دیگری از جرم ارائه دادند هر چند این جرم به انتخاب پیمانه در ابرسطح های فضا-گونه سه بعدی وابسته است و در همه جا مثبت نیست اما جزو تعریف های پراستقبال است.لیو-یا [8]وایپ [7] با ملاحظاتی هندسی توانستند تعریف های مستقل از انتخاب پیمانه که همیشه مثبت هستند ارائه دهند. تفاوت این جرم ها برای یک سیاه چاله ی کیهانی در [9] آمده است.از طرفی طبق نظریه گرانش نیوتنی، مشاهدات مربوط به منحنی چرخشی کهکشان های تخت که اولین بار توسط و.روبین ارائه شد، منجر به یک نتیجه می رسند و آن این است که کهکشانها توسط هاله ای از ماده تاریک با جرمی برابر چندین مرتبه بزرگی جرم روشن کهکشانی احاطه شده اند. ما ژئودزیک های زمانگونه را در داخل ساختاری کیهانی که در قالب مدل نسبیت عامی توصیف می شود، بررسی کرده ایم تا منحنی چرخشی ساختار را که اهمیت تجربی دارد بدست آوریم. با استفاده از منحنی چرخشی ساختار و با توجه به دینامیک نیوتنی می توانیم جرم نیوتنی ساختار را محاسبه کنیم.با داشتن جرم نیوتنی نیز قادر خواهیم بود بین مقدار جرم های شبه موضعی نسبیت عامی و مقدار جرم نیوتنی مقایسه ای داشته باشیم.

متریک LTB

متریک LTB را در مختصات همراه به صورت زیر می توان نشان داد:

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{R'^2}{1+f(r)}dr^2 + R^2.d\Omega^2$$

متریک مذکور برای توصیف سیال ایده آل مناسب است، که معادلات میدان اینشتین برای آن شرط های $\dot{R} = f + \frac{2M(r)}{R(t,r)}$, و $\rho(t,r) = \frac{2M'(r)}{R^2R'}$, زیر را اعمال می کند. که در آن علامت نقطه و پریم به ترتیب به معنی مشتق جزئی نسبت به متغیرهای t و r است. معادله ی مذکور بسته به سه مقدار مختلف f<0 و f=0 و f>0 جواب مختلفی دارد. شعاع فیزیکی Rبه ازای f<0 به صورت زیر می شود:

$$R = -\frac{M}{f}[1-\cos(\Gamma(t,r))], \qquad \Gamma - \sin(\Gamma) = \frac{(-f)^{\frac{3}{2}}}{M}[t - t_b(r)],$$

به ازای f=0 نیز شعاع فیزیکی به صورت $R = (\frac{9}{4}M)^{\frac{1}{3}}(t-t_b)^{\frac{2}{3}}$ زیر می شود و در نهایت به ازای f>0 شعاع فیزیکی به صورت زیر می شود:

$$R = \frac{M}{f}[\cosh(\Gamma(t,r))-1], \qquad \sinh(\Gamma) - \Gamma = \frac{(f)^{\frac{3}{2}}}{M}[t - t_b(r)],$$

با تعیین سه تابع $t_b(r), f(r), M(r)$ متریک LTB مشخص می شود.

جرم نیوتنی وجرم های شبه موضعی در مدل LTB

در این قسمت روش بدست آوردن منحنی چرخشی در قالب مدلی نسبیت عامی برای یک ساختار کیهانی را ارئه می کنیم. به همین دلیل در مدل های ما برای توصیف ساختار متریک فضا-زمان به صورت مجانبی FRW است. متوان با تعیین کردن سه تابع

$t_b(r), f(r), M(r)$ متریک LTB به صورتی سازگار با معادلات میدان اینشتین مدل LTB برای فضا-زمان مجانبی FRW ساخت، با این کار متریک در مدل ما حل تحلیلی معادلات میدان اینشتین خواهد بود .با استفاده از معادلات ژئودزیکی و با توجه به شرط زمان گونه بودن ژئودزیک می توان دینامیک یک ذره ی آزاد جرم دار در داخل ساختار را بدست آورد که منحنی چرخشی ساختار از این راه قابل محاسبه است.از طرفی طبق نظریه گرانش نیوتنی، جرمی که به منحنی چرخشی یک ساختار با تقارن کروی نسبت داده می شود، با عبارت $M_c(R) = R^2[R(\frac{d\varphi}{dt})^2 - \frac{d^2R}{dt^2}]$ قابل بیان است. در منحنی چرخشی شرط مدار دایره ای یعنی $\frac{d^2R}{dt^2} = 0$ برقرار است.در عبارت بالا کمیت های $t, M_c(r), R$ به ترتیب شعاع فیزیکی در مختصات کروی، جرم نیوتنی و زمان است.ما نیز، سرعت زاویه ای ذره ی آزاد متحرک در داخل ساختار را به کمک معادلات ژئودزیک زمان گونه ی متریک LTB و با شرط $\frac{d^2R}{dt^2} = 0$ بدست می آوریم. با این روش می توان مطمئن بود که مدار ذره ی آزاد متحرک در داخل ساختار مداری که به صورت موضعی دایره ایست و در نتیجه می توان با تکرار محاسبه برای ذره های آزاد متحرک در مکان های مختلف به منحنی چرخشی ساختار دست یافت. عبارت مدار دایره ای موضعی را به این دلیل استفاده می کنیم که ساختار در مدل LTB تحول سریعی دارد و مدار دایره ای با گذشت زمان از دایره ای بودن خارج می شود، این امر در محاسبات ما اشکالی وارد نمی کند زیرا در معادلات به کار رفته فقط شرط موضعی مدار دایره ای یعنی $\frac{d^2R}{dt^2} = 0$ مهم است که این امر در محاسبات در نظر گرفته شده است.

برای متریک LTB جرم های هاوکینگ و میسنر-شارپ برابر M(r) هستند و جرم براون-یورک مربوط به کره ی r=constant و t=constant به صورت $M_{BYI} = -R[(1+f)^{\frac{1}{2}} - [(1+f)^{\frac{1}{2}}]_{FRW}]$ می شودجرم براون-یورک مربوط به کره ی R=constant و t=constantنیز به صورت $M_{BYII} = -R[(1-\frac{2M}{R})^{\frac{1}{2}} - [(1-\frac{2M}{R})^{\frac{1}{2}}]_{FRW}]$ می شود. جرم های ایپ و لیو-یا نبز با عبارت $M_{LY} = M_{Epp} = -R[(1-\frac{2M}{R})^{\frac{1}{2}} - [(1-\frac{2M}{R})^{\frac{1}{2}}]_{FRW}]$ برابر هستند. دسته ی اول را که مربوط به جرم های هاوکینگ و میسنر-شارپ است، با نماد *MSh-H* ودسته ی دوم را که مربوط به جرم های ایپ و لیو-یا و جرم براون-یورک مربوط به کره ی R=constant و t=constantاست با نماد *EPP-BYII-LY* و دسته ی سوم را که مربوط به جرم براون-یورک مربوط به کره ی r=constant و t=constantبا نماد *BYI* نشان می دهیم.

منحنی چرخشی در مدل NFW

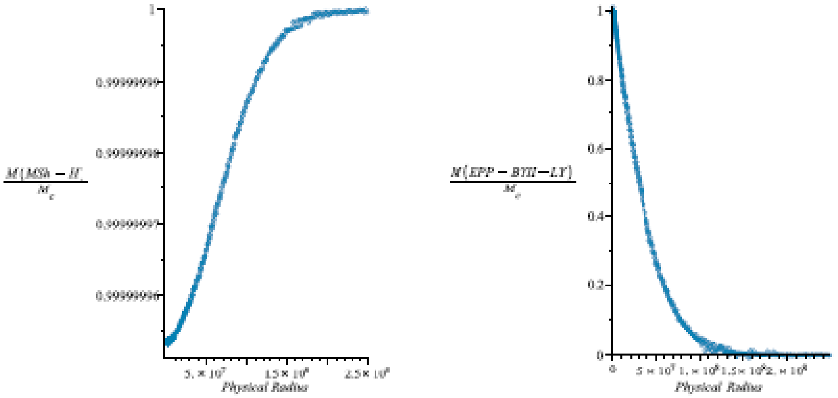
در این بخش مدل ساختار را با تعیین سه تابع متریک LTB بر اساس منحنی چگالی واقعی تر بدست آورده و منحنی چرخشی ساختار را محاسبه می کنیم و مانند بخش قبل جرم های شبه موضعی و نیوتنی را در آن مقایسه می کنیم. ابتدا روش تعیین سه تابع متریک LTB را در مدل NFW به اختصار توضیح می دهیم. همان طور که در بخش 2 گفته شد یکی از توابع را می توان به صورت اختیاری تعیین کرد در اینجا $M(r) = r$ را تعیین می کنیم.با توجه به ، توزیع گاوسی منحنی تغییرات چگالی عالم در آخرین سطح پراکندگی و توزیع چگالی NFW برای یک ساختار در Z= 0.5 دو توزیع چگالی را برای ساختار در مدل LTB را به صورت زیر انتخاب می کنیم:

$$\rho_i(r) = \rho_{crit}(t_f)[(\frac{\delta_c}{(\frac{r}{r_s})(1+\frac{r}{r_s})^2 - b_2})e^{-(\frac{r}{R_{i2}})^2} + 1],$$

$$\rho_i(r) = \rho_{crit}(t_i)[(\delta_{CMB}e^{-(\frac{r}{R_{i1}})^2} - b_1)e^{-(\frac{r}{R_{i2}})^2} + 1], \cdot$$

توزیع های چگالی طوری تعیین شده اند که در حد $r \longrightarrow \infty$ به چگالی $\rho_{crit}(t) = \frac{1}{6\pi t^2}$ که چگالی بحرانی در فضا–زمان FRW و در حالت ماده غالباست میل کند . به همین دلیل فضا – زمان در این مدل مجانبی FRW است.تعیین این دو منحنی چگالی که در دو زمان مختلف است مدل LTB برای یک ساختار مهیا می کند. با داشتن این مدل می توان جرم نیوتنی ساختار را با توجه به منحنی چرخشی محاسبه کرد و با محاسبه ی جرم های شبه موضعی آن این جرم ها را با جرم نیوتنی مقا یسه کرد. در شکل 1نسبت جرم های شبه موضعی *MSh-H*، *EPP-BYII-LY* و*BYI* به جرم نیوتنی بر حسب شعاع فیزیکی برای ساختار آمده است.

نسبت دسته جرم *MSh-H* به جرم نیوتنی با تغریب بسیار خوبی مساوی یک است و انحرافی که برای این نسبت در دو دسته جرم دیگر از عدد یک وجود دارد، کم نیست.



شکل۱ : نسبت جرم های شبه موضعی به جرم نیوتنی در مدل NFW.

نتیجه گیری

در این تحقیق دینامیک ذره ی آزاد در داخل ساختار در حال رمبش در یک جهان FRW را بررسی کردیم .منحنی چرخشی ساختار را در بدست آوردیم و از روی آن جرم نیوتنی ساختار را بر حسب شعاع ساختار به دست آوردیم. مقا یسه ی جرم های شبه موضعی با این جرم نیوتنی تفاوت ها و شباهت های این جرم ها در ساختار مورد مطالعه معلوم شد. هرچند که مفهوم جرم در نسبیت عام وضعیتی مبهم دارد و حتی معلوم نیست در نسبیت عام نیازی به مفهوم شبه موضعی جرم وجود دارد یا نه ما نشان دادیم که جرم میسنر–شارپ و جرم هاوکینگ با جرم نیوتنی مطابقت دارد و جرم لیو–یا و ایپ و براون یورک مقدار کمتری از جرم نیوتنی را برای یک ساختار نسبت می دهند.

سپاسگزاری

از پارسی مود به خاطر تبادل نظرهای مفید نهایت تشکر و قدردانی را داریم.

مرجع‌ها

[1] J. T. Firouzjaee, Reza Mansouri, Gen. Rel. Grav. 10, 2431 (2010) [gr-qc/0812.5108].

[2] Arnowitt R, Deser S and Misner C W 1962 in Gravitation, *An Introduction to Current Research ed:* Witten L (New York: Wiley)
[3] Bondi H, van der Burg M G J and Metzner A W K 1962 Proc. Roy. Soc. Lond. A269 21; Sachs R K 1962 Proc. Roy. Soc. Lond. A270 103
[4] Misner C W and Sharp D H 1964 Phys. Rev. 136 B571.
[5] J.D. Brown and J.W. York, Jr., Phys. Rev. D 47, 1407- 1419 (1993).
[6] Hawking S W 1968 J. Math. Phys. 9 598.
[7] R.J. Epp, Phys. Rev. D 62, 124018 (2000)
[8] C-C.M. Liu and S-T. Yau, Phys. Rev. Lett. 90, 231102 (2003).
[9] J.~T.~Firouzjaee, M.~P.~Mood and R.~Mansouri, Gen. Rel. Grav. arXiv:1010.3971 [gr-qc].
[10] J.~D.~Carrick, F.~I.~Cooperstock, [arXiv:1101.3224 [Unknown]].
[11] F.~I.~Cooperstock, S.~Tieu, Mod.\ Phys.\ Lett.\ {\bf A23}, 1745-1755 (2008). [arXiv:0712.0019 [astro-ph]].
[12] *Classical Dynamics of Particles and Systems*, Stephen T. Thornton & Jerry B. Marion, Third Edition,1988
[13] Hawking S W 1968 J. Math. Phys. 9 598.

همگرایی گرانشی در متریک LTB

مجاهد پارسی مود [۱]، جواد تقی زاده فیروزجایی[۱،۲]، رضا منصوری [۱،۲]

[۱] *دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف، تهران*

[۲] *پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی، تهران*

چکیده

با مدل کردن یک عدسی گرانشی با توزیع جرم گسترده توسط متریک LTB، همگرایی گرانشی در زمینه کیهانی را بصورت دقیق در چارچوب نسبیت عام بررسی می کنیم. این مدل را به گونه ای می سازیم که در فواصل دور از عدسی توزیع چگالی به سمت توزیع همگن FRW میل میکند. در مرکز نیز یک ساختار کیهانی مانند یک کهکشان یا خوشه کهکشانی که میتواند در مرکزش یک سیاهچاله شکل بگیرد، خواهیم داشت. سپس نتایج این محاسبات را با روشهای مرسوم که استفاده از تقریب لنز نازک است، مقایسه می نماییم.

Gravitational Lensing in LTB metric

Parsi Mood, Mojahed [1]; Taghizadeh Firouzjaee, Javad [1,2] ; Mansouri, Reza [1,2]

[1] *Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran*
[2] *School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Science (IPM), Tehran*

Abstract

We present an exact model for a gravitational lens within a FRW universe using an LTB inhomogeneous cosmological model which tends to FRWat distances far from the lens. Therefore, the full dynamics of the cosmic structure is implemented within the model.The structure is taken to be of the order of a galaxy or a cluster of galaxies with a central black hole. The results are compared with the with the conventional procedures uaing the thin lens approximation in a FRW univesre.

PACS No: 95.30.Sf, 98.62.Sb, 04.20.-q

مقدمه

همگرایی گرانشی پدیده‌ای است اخترفیزیکی که بر پایه نسبیت عام پیش‌بینی و سپس رصد شد. امروزه این پدیده به یکی از قویترین ابزارهای نجوم وکیهانشناسی تبدیل شده است، از آشکارسازی سیارات فراخورشیدی تا اندازه‌گیری پارامتر هابل. یکی از مهمترین کاربردهای آن تخمین جرم ساختارهای کیهانی مانند کهکشانها و خوشه‌های کهکشانی است که به صورت لنز عمل می‌کنند. به علت پیچیدگی‌های محاسباتی در نسبیت عام همواره در بررسی این پدیده متوسل به تقریب‌هایی مانند غوطه‌وری متریک شوارتس‌شیلد در متریک کیهانی [۱] و یا تقریب پسانیوتنی [۲] می‌شویم که هرچند معقول به نظر می آیند اما از آنجا که معادلات میدان نسبیت عام غیرخطی هستند، استفاده از این روش‌ها ممکن است همراه با خطاهای پیش‌بینی نشده باشد. تا کنون کارهای زیادی در زمینهٔ بررسی اعتبار استفاده از این تقریب‌ها انجام شده است [۳،۴،۵]. این تقریب‌ها معمولاً بر این فرض ساده استوارند که همگرایی گرانشی پدیده‌ای موضعی است، یعنی انحراف نور فقط در نزدیکی عدسی رخ می دهد و در فواصل دورتر نور در مسیر

ژئودزی متریک زمینه که معمولاً متریک کیهانی همگن، همسانگرد در نظر گرفته می شود؛ حرکت می‌کند. بدین ترتیب از تقریب موسوم به لنز نازک استفاده می‌شود که با تعریف چگالی سطحی تمام جرم عدسی را در صفحه عدسی تصویر می‌کنند، علاوه بر این با صرف‌نظر از جملات غیرخطی، برای یک توزیع جرم گسترده از برهمنهی پتانسیل همگرایی استفاده می شود.

در این کار ما سعی داریم همگرایی گرانشی قوی را در چارچوب نسبیت عام بطور دقیق بررسی کنیم. بدین منظور برای مدل کردن عدسی از متریک LTB [٦] استفاده میکنیم که توصیف کننده فضازمانی با تقارن کروی اما ناهمگن است، البته این مدل را بصورتی می‌سازیم که در فواصل دور از مرکز این متریک به سمت متریک FRW میل کند تا در واقع همگرایی گرانشی را در زمینه کیهانی مدل کرده باشیم. سپس با حل معادلات ژئودزی در این متریک و مقایسه آن با متریک کیهانی میزان انحراف نور را بدست می‌آوریم.

متریک LTB

متریک LTB متریکی همسانگرد ولی ناهمگن است که ماده درون آن از نوع غبار است و در دستگاه مختصات همراه بصورت زیر است:

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

که با قرار دادن آن در معادلات میدان خواهیم داشت $(c = G = 1, \Lambda = 0)$:

$$X(r,t) = \frac{R'(r,t)}{\sqrt{1+E(r)}} \quad (۲) \qquad \dot{R}^2(r,t) = E(r) + \frac{2M(r)}{R(r,t)} \quad (۳) \qquad \rho(r,t) = \frac{M'}{4\pi R' R^2} \quad (۴)$$

که پریم یعنی $\frac{\partial}{\partial r}$ و دات یعنی $\frac{\partial}{\partial t}$. دو تابع M, E که توابع r هستند به ترتیب نشان‌دهنده انحنای موضعی و جرم داخل کره‌ای به شعاع r می باشند. بسته به علامت E معادله **Error! Reference source not found.** دارای سه جواب بسته، تخت و باز است:

$$E < 0 : R = -\frac{M}{E}(1-\cos\eta)\ ;\ \eta - \sin\eta = \frac{(-E)^{3/2}}{M}(t - t_n(r)) \tag{۵}$$

$$E = 0 :\ R = \left(\frac{9}{2}M(t - t_n(r))^2\right)^{(1/3)} \tag{۶}$$

$$E > 0 :\ R = \frac{M}{E}(\cosh\eta - 1)\ ;\ \sinh\eta - \eta = \frac{E^{3/2}}{M}(t - t_n(r)) \tag{۷}$$

که توابع $t_n(r)$ و $E(r)$ تعیین‌کننده ناهمگنی در فواصل مختلف‌اند. معادلات ژئودزی در این متریک در صفحه $\theta = \frac{\pi}{2}$ عبارتند از:

$$\frac{d^2t}{d\lambda^2} + X\dot{X}\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + R\dot{R}\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 = 0 \tag{۸}$$

$$\frac{d^2r}{d\lambda^2} + 2\frac{\dot{X}}{X}\left(\frac{dt}{d\lambda}\right)\left(\frac{dr}{d\lambda}\right) + \frac{X'}{X}\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 - \frac{RR'}{X^2}\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 = 0 \tag{۹}$$

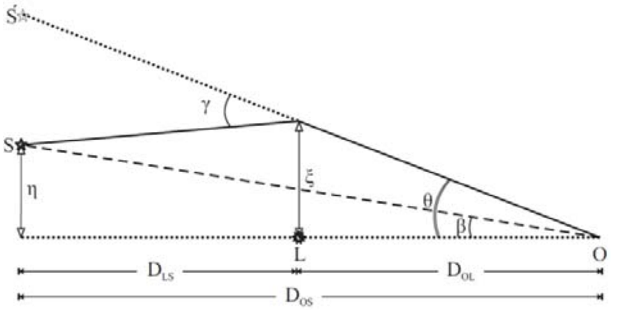
$$\frac{d^2\phi}{d\lambda^2} + 2\frac{\dot{R}}{R}\left(\frac{dt}{d\lambda}\right)\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right) + 2\frac{R'}{R}\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right) = 0 \tag{۱۰}$$

معادله **Error! Reference source not found.** در واقع بیانگر بقای تکانه زاویه‌ای است و به معادله‌ای درجه یک تقلیل می‌یابد. درکنار این معادلات شرط نورگونه بودن را نیز خواهیم داشت:

$$\left(\frac{dt}{d\lambda}\right)^2 = X^2\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + R^2\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 \quad (۱۲) \qquad\qquad L = R^2\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right) = Const. \quad (۱۱)$$

معادله همگرایی

از آنجا که معادلات ژئودزی به صورت تحلیلی قابل حل نمی‌باشند، برای حل آنها به روشهای حل عددی معادلات دیفرانسیل با شرایط اولیه متوسل میشویم. ابتدا با انتخاب مناسبی از توابع t_n, E, M عدسی مورد نظر را مدل میکنیم و سپس با فرض شرایط اولیه مناسب مثل زاویه‌ای که ناظر تصویر همگرایی شده را مشاهده میکند θ، از مکان ناظر O تا چشمه S از معادلات ژئودزی انتگرال میگیریم، حال با فرض اینکه متریک زمینه در غیاب عدسی، متریک FRW تخت است، مسیرSO بصورت تحلیلی قابل محاسبه خواهد بود. پس زاویه β می‌شود:



شکل ۱ : هندسه همگرایی گرانشی. O ناظر، S چشمه و 'S تصویر چشمه از نظر ناظر را نشان می دهند.

$$\tan\beta = \frac{\sin\phi}{\frac{r_O}{r_S} - \cos\phi} \qquad (۱۳)$$

که ϕ زاویه $\hat{O}LS$ و r_O, r_S شعاع همراه ناظر و چشمه است. حال با داشتن دو زاویه β, θ و فواصل عدسی تا چشمه و ناظر تا چشمه (فرض میکنیم در فواصل دور متریک FRW صادق است و فاصله ناظر تا چشمه را از آن طریق حساب می کنیم)، میتوان زاویه انحراف نور را بدست آورد، با توجه به شکل ۱ :

$$\gamma = (\theta - \beta)\frac{D_{OS}}{D_{LS}} \qquad (۱۴)$$

سپس میتوان این زاویه را با مقادیر بدست آمده از متریک شوارتزشیلد و یا تقریب لنز نازک مقایسه کرد [۲]:

$$\gamma_{Sch} = \frac{4M(r<\xi)}{\xi} \qquad (۱۵)$$

$$\Sigma(\vec{\xi}) = \int_0^{D_{OS}} \rho(\vec{r})dz \;\; ; \;\; \vec{\gamma}_{thl}(\vec{\xi}) = 4\int \frac{(\vec{\xi}-\vec{\xi}')\Sigma(\vec{\xi}')}{\left|\vec{\xi}-\vec{\xi}'\right|^2} d^2\xi' \qquad (۱۶)$$

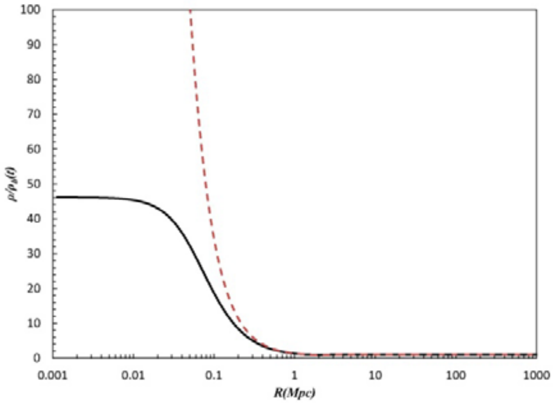
مدل سازی و نتایج حل معادلات ژئودزی

مدلی که بررسی میکنیم مدلی ساده است که در آن توابع متریک LTB بصورت زیر است [۷]:

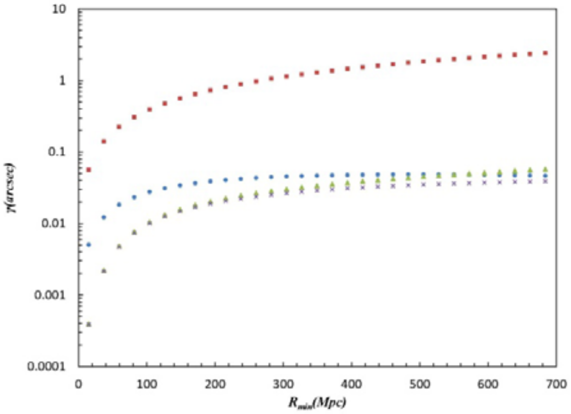
$$M(r) = a\left(\frac{r}{r_0}\right)^{3/2}\left(1+\left(\frac{r}{r_0}\right)^{3/2}\right) \quad (۱۷)$$

$$E(r) = -b^{2/3}\left(\frac{r}{r_0}\right)e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)} \quad (۱۸)$$

و $t_n(r)=0$. در این مدل پروفایل چگالی ساختار تا قبل از تشکیل تکینگی در مرکز بصورت کلاه شاپویی و پس از آن تقریباً متناسب با $R^{-3/2}$ است (شکل ۲) ، البته در فواصل دور که E به سمت صفر میل میکند، پروفایل چگالی هم به سمت چگالی یکنواخت FRW ماده غالب تخت میل میکند. البته بین قسمت فرا چگال ساختار و زمینه همگن کیهانی یک ناحیه فروچگال نیز وجود دارد. نتایج محاسبات زاویه انحراف در حالتی که تکینگی رخ نداده است در **Error! Reference source not found.** نمایش داده شده است.



شکل ۲. پروفایل چگالی مدل قبل و بعد از تکینگی. چگالی بر حسب



شکل ۳. زاویه انحراف برحسب نزدیکترین فاصله‌ای که نور از لنز دارد. نقاط مربع شکل تقریب لنز نازک است است. نقاط گرد از حل معادلات ژئودزی است. نقاط مثلثی و ضربدر به ترتیب زاویه انحراف شوارتس‌شیلدی با جرم میسنر-شارپ و براون-یورک [۷] است.

نتیجه گیری

همانطور که از **Error! Reference source not found.** مشخص است زاویه انحرافی که از تقریب لنز نازک به دست می‌آید حدود یک مرتبه بیشتر از مقدار حاصل از حل معادلات ژئودزی است. به این ترتیب میزان جرمی که برای ساختارها از

همگرایی گرانشی به دست می‌آید ممکن است کمتر از مقدار واقعی آنها باشد (اگر بپذیریم مقدار واقعی همان مقدار انتگرال‌گیری شده است). هر چند پروفایل چگالی کلاه شاپویی نمی تواند نمونه خوبی برای مدل کردن عدسی های گرانشی واقعی باشد، اما این محاسبات نشان می دهد که اثرات فضازمان زمینه، ناحیه فروچگال و نیز اثرات غیرخطی نسبیت عامی یک توزیع جرم گسترده می تواند اثرات قابل توجهی دربر داشته باشد. در آینده نزدیک این محاسبات را برای پروفایل‌های واقعی‌تر انجام خواهیم داد. آنچه بیش از تخمین جرم اهمیت دارد استفاده از تقریب لنز نازک در تعیین فواصل کیهانی در متریک‌های ناهمگن است که متکی بر اعتبار تقریب پسانیوتنی است. شاید خطایی اندک هم در این تقریب بتواند مساله مثبت بودن شتاب انبساط عالم را توضیح دهد.

مرجع‌ها

[1] A. Einstein and E.G. Straus, Rev. Mod. Phys. 17, 120 (1945).
[2] Schneider, P., Ehlers, J., Falco, E. E., *Gravitational Lensing*. Berlin: Springer-Verlag (1992).
[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] G. Lemaitre, *Annales Soc. Sci. Brux. Ser. I Sci. Math. Astron. Phys. A* **53**, 51 (1933); R. C. Tolman, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **20**, 169 (1934); H. Bondi, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **107,** 410 (1947).
[7] Firouzjaee, J. T. and Mood, M. Parsi and Mansouri, R.,*arXiv:gr-qc/1010.3971*

تحلیل آماری توزیع مکانی کراترهای سطح ماه

سید ناصر هاشمی

دانشکده علوم زمین، دانشگاه دامغان، دامغان

چکیده

در این تحقیق، کراترهای با قطر بیش از ۲۰ کیلومتر سطح ماه، مورد تحلیل آماری قرار گرفته و به بررسی توزیع مکانی این کراترها پرداخته شده است. به منظور مطالعه تغییرات فراوانی مکانی کراترهای سطح ماه، از نرم افزار ArcGis (version 9.3) استفاده شد و نقشه تراکم کراترها در این کره تهیه گردید. علاوه براین، ارتباط بین فراوانی کراترها و موقعیت مکانی طول و عرض جغرافیایی مرکز آنها نیز بررسی شده است. نتایج حاصل از این تحقیق نشان می دهد جانب رو به زمین ماه از تراکم کراتری بیشتری نسبت به جانب دور آن برخوردار است. همچنین بیشتر کراترهای بزرگ سطح ماه در بخش رو به زمین این کره واقع اند. تمرکز کراترها در نواحی استوایی سطح ماه بیشتر از نواحی قطبی این کره بوده و بطور نسبی نیمکره شمالی ماه کراترهای بیشتری را در خود جای داده است. بعلاوه، دشت های وسیع ماه با ترکیب تقریبی بازالتی، که ارتفاع کمی داشته و از نظر سنی جوانتر از نواحی مرتفع می باشند، تمرکز کمتری از کراترها را دارا بوده اما بیشتر کراترهای بزرگ سطح ماه به این نواحی تعلق دارد.

Statistical analysis of the spatial distribution of the Moon’s craters

S.N. Hashemi
School of Earth Sciences, Damghan University, Damghan

Abstract

In this research, the statistical characteristics of the Moon’s craters (with more than 20 kilometers), extracted based on the analysis of Lunar Orbiter Laser Altimeter data (LOLA), were assessed and the spatial distribution of these craters was studied. For this purpose, the extracted data set was analyzed using ArcGis package (version 9.3) and the crater density map of the Moon was prepared. Additionally, the frequency of the craters in relation to the latitude and longitude of the craters was studied. The results obtained indicate that the major craters of the Moon are located at its near side but the crater density in this side is significantly less than the far side. Furthermore, the most of the Moon’s craters are located at the equatorial regions of the Moon and towards the poles a decrease in crater density is observed. The northern hemisphere of the Moon shows higher crater density than the southern hemisphere. In addition, the low-elevated basaltic plains of the Moon, which include younger rocks, can be meaningfully correlated with the low crater density regions, whereas most of the major caters of the Moon are located in these regions.

مقدمه

کراترهای سطح ماه از جمله مهمترین سیماهای ساختاری سطح این کره هستند که در اولین نگاه نظر محققان را به سوی خود جلب می نمایند. این کراترها از نظر اندازه بسیار متنوع بوده و از اندازه های بسیار کوچک در حد میلیمتر تا قطر بیش از ۲۰۰۰ کیلومتر را شامل می شوند. بر اساس تحقیقات به عمل آمده کراترهای سطح ماه در اثر فرایندهای مختلفی ممکن است بوجود آمده باشند[1]. بخش عمده ای از این کراترها حاصل برخورد مستقیم شهابسنگ ها بوده و به نام کراترهای برخوردی اولیه معروف اند. گروه دیگری از این کراترها که از نظر اندازه کوچکتر از کراترهای دسته اول هستند، نتیجه ثانویه برخورد بوده به این معنا که مواد

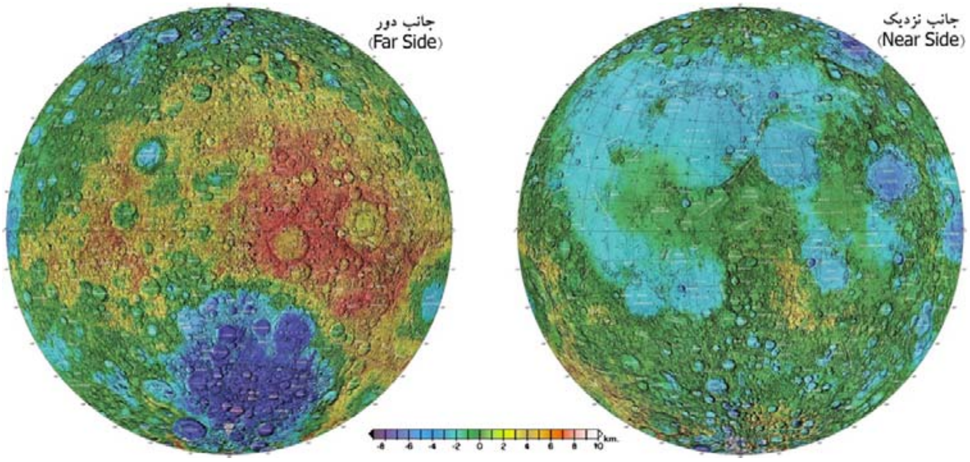
پرتاب شده از سطح ماه در اثر برخورد، مجدداً با سطح ماه برخورد نموده و این دسته از کراترها را ایجاد می نماید. دسته سوم کراترها نیز منشأ آتشفشانی دارند.

فرایند شکل گیری کراترهای سطح ماه از نظر آماری می تواند یک فرایند نقطه ای تصادفی با ماهیت مکانی و زمانی محسوب شود. تحلیل دقیق این فرایند مستلزم داشتن اطلاعات کاملی از تاریخچه زمانی شکل گیری این کراترهاست. با توجه به اینکه اطلاعات ما از زمان شکل گیری این کراترها بسیار ناقص است، در این تحقیق روابط زمانی این رخدادها مد نظر قرار نگرفته است و تنها به تحلیل مکانی توزیع این کراترها اکتفا شده است. آنچه واضح است این است که روند شکل گیری کراترهای سطح ماه در طول تاریخ نسبتاً طولانی این کره کاملاً متفاوت بوده و در مجموع روندی نزولی داشته است. در این مقاله کوشش شده است توزیع مکانی این کراترها بررسی شده و الگوی پراکندگی آنها شرح داده شود.

در طی دهه های اخیر و بویژه پس از آن که بشر توانست تصاویر بسیار دقیقی از سطح ماه بدست آورد، محققان زیادی به مطالعه الگوی کراترهای سطح ماه، تقسیم بندی آنها و حتی مقایسه آنها با کراترهای موجود در سطح سایر سیارات منظومه شمسی و اقمار آنها پرداخته اند ([5] ,[4] ,[3] ,[2]). بررسی و شناخت ویژگی های کراترهای سطح ماه می تواند شناخت ما را از تاریخچه اولیه زمین و سایر اجرام منظومه شمسی کامل تر نماید. به دلیل نبود فرایندهای تغییر دهنده قابل ملاحظه در ماه، برسطح این کره آثاری مشاهده می شود که می تواند به ما کمک نماید آنچه در زمان های دور بر کره زمین گذشته و اکنون آثاری از آنها به جای نمانده است را بهتر درک نماییم.

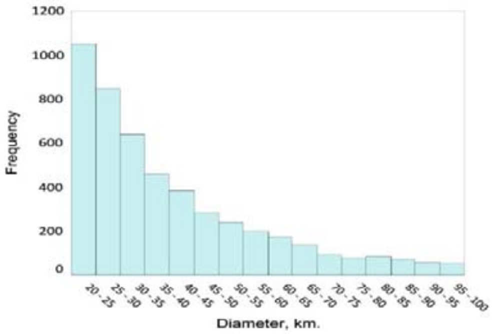
روش تحقیق و بحث

داده های مورد استفاده در این تحقیق شامل کراترهای با قطر بیش از ۲۰ کیلومتر سطح ماه می باشد که حاصل برداشتهای دقیق ارتفاع سنجی لیزری پروژه گردشگر ماه (Lunar Orbiter Laser Altimeter, LOLA) بوده و بر اساس تحلیل های اولیه به عمل آمده توسط [6] در قالب یک کاتالوگ رقومی قابلیت مطالعه آماری یافته است. در شکل ۱ نقشه توپوگرافی سطح ماه در دو جانب نزدیک (رو به زمین) و دور (دور از زمین) این کره نمایش داده شده است. آنگونه که از این شکل پیداست اختلاف قابل توجهی در وضعیت توپوگرافی دو جانب ماه دیده می شود و در جانب دور این کره تغییرات توپوگرافی شدیدتری دیده می شود.



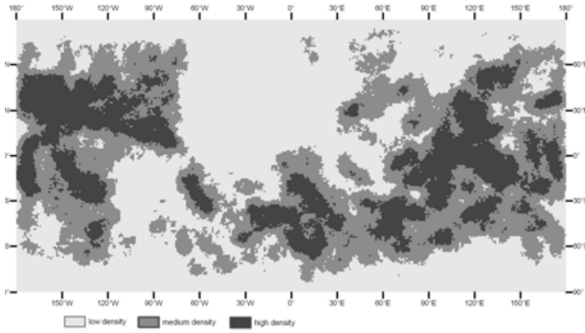
شکل۱ : نقشه توپوگرافی سطح ماه در دو جانب نزدیک (Near Side) و دور (Far Side) که بر اساس داده های دقیق ارتفاع سنجی ماه تهیه شده است. تفاوت وضعیت توپوگرافی در این دو جانب قابل توجه است. (برگرفته همراه با تغییرات از: [6])

کراترهای سطح ماه از نظر مورفولوژی و اندازه تنوع بسیار زیادی دارند. تخمین زده می شود که بیش از ۳ هزار میلیارد کراتر با قطر بیش از ۱ متر در سطح ماه وجود داشته باشد [7]. در شکل ۲ نمودار فراوانی کراترهای سطح ماه بر حسب قطر آنها (در محدوده قطر۲۰ تا ۱۰۰ کیلومتری) نشان داده شده است. این نمودار به وضوح نشان می دهد با افزایش قطر کراترها به شدت فراوانی آنها کاهش می یابد.

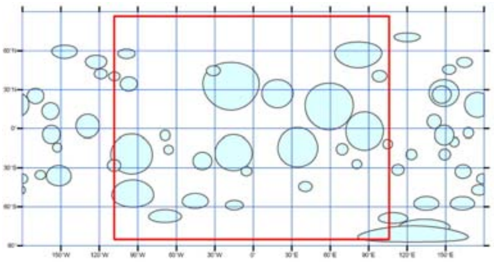


شکل۲ : نمودار فراوانی کراترهای ماه بر حسب قطر (از ۲۰ تا ۱۰۰ کیلومتر)

به منظور بررسی تغییرات تراکم کراترهای سطح ماه، از نرم افزار ArcGis (version 9.3) استفاده شد و نقشه تراکم کراترهای ماه تهیه گردیده که در شکل ۳ نمایش داده شده است. علاوه بر این، در شکل ٤ موقعیت مکانی کراترهای با قطر بیش از ۲۰۰ کیلومتر ماه نمایش داده شده است. مقایسه کلی این دو نقشه و توجه به وضعیت سنگ شناسی کره ماه حکایت از آن دارد که بخش هایی از کره ماه که تراکم کراتری بیشتری دارند از نظر سنگ شناسی قدیمی تر بوده و بخش های مرتفع ماه را تشکیل می دهد. در حالیکه نواحی با تراکم کراتری کمتر جوانتر بوده و عمدتاً ترکیب بازالتی دارند. نکته قابل توجه دیگر در این مقایسه آن است که تراکم کراتری در نواحی با کراترهای بزرگ بسیار کمتر است. دلیل این واقعیت می تواند آن باشد که رخداد کراترهای بزرگ و جدید می تواند باعث ناپدید شدن آثار کراترهای کوچکتر قدیمی تر گردد.

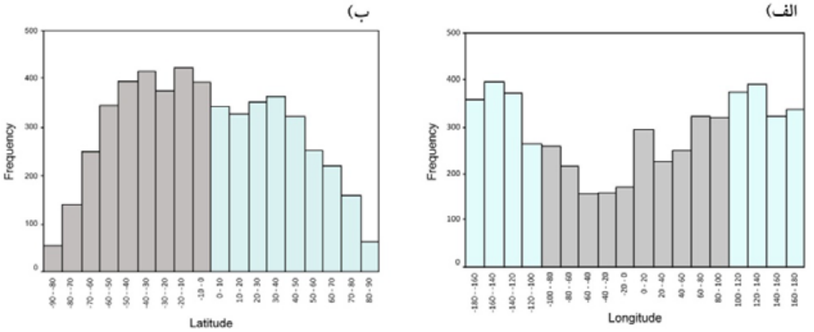


شکل۳ : نقشه تغییرات تراکم کراترهای با قطر بیش از ۲۰ کیلومتر سطح ماه


شکل٤ : نقشه موقعیت مکانی کراترهای با قطر بیش از ۲۰۰ کیلومتر سطح ماه. ناحیه مشخص شده در کادر مربع شکل جانب نزدیک ماه را نشان می دهد.

در این تحقیق همچنین به بررسی ارتباط بین فراوانی کراترها و موقعیت تقریبی طول و عرض جغرافیایی مرکز آنها پرداخته شد. هدف از این بررسی آن است که مشخص گردد آیا توزیع مکانی کراترها ارتباط معناداری با طول و عرض جغرافیایی آنها دارد یا خیر؟ شکل ٥ (الف و ب) نمودار فراوانی کراتر ها بر حسب طول و عرض جغرافیایی مرکز این کراتر ها را نشان می دهد. آنگونه که در نمودار ارائه شده در شکل ٥ الف پیداست، جانب نزدیک و دور ماه تفاوت قابل ملاحظه ای در فراوانی کراترها دارند، بطوری که جانب نزدیک ماه فراوانی کراتری کمتری دارد. البته آنگونه که از شکل ٤ پیداست، در مجموع کراترهای واقع در جانب نزدیک ماه

قطر بیشتری دارند. علاوه بر این، در شکل ۵ ب دیده می شود که نواحی استوایی ماه (نواحی با عرض جغرافیایی کمتر) فراوانی کراتری بالاتری دارند و به سمت قطبین فراوانی کراترها کاهش می یابد. همچنین، نیمکره شمالی ماه کراترهای بیشتری را نسبت به نیمکره جنوبی در خود جای داده است.



شکل۵: الف) نمودارفراوانی کراترهای با قطر بیش از ۲۰ کیلومتر سطح ماه برحسب طول جغرافیایی مرکز کراتر(بخش تیره تر جانب نزدیک ماه را نشان می‌دهد)، ب) نمودارفراوانی کراترهای با قطر بیش از ۲۰ کیلومتر سطح ماه برحسب عرض جغرافیایی مرکز کراتر (بخش تیره تر نیمکره شمالی ماه را نشان می‌دهد).

نتیجه گیری

در این تحقیق، بر اساس داده های دقیق ارتفاع سنجی کره ماه، توزیع مکانی کراترهای سطح ماه مورد بررسی و تحلیل آماری قرار گرفت. به این منظور، نقشه تراکم کراترها در سطح ماه تهیه گردید. علاوه بر این، تغییرات تراکم کراترها نسبت به طول و عرض جغرافیایی مرکز کراترها نیز بررسی شد. بر این اساس مهمترین نتایج حاصل از این تحقیق عبارتند از:

- جانب نزدیک (رو به زمین) ماه از تراکم کراتری بیشتری نسبت به جانب دور آن برخوردار است. همچنین بیشتر کراترهای بزرگ سطح ماه در جانب نزدیک این کره واقع اند.
- تمرکز کراترها در نواحی استوایی سطح ماه بیشتر از نواحی قطبی این کره است. بطور نسبی نیمکره شمالی ماه کراترهای بیشتری را در خود جای داده است.
- دشت های وسیع ماه که ترکیبی تقریباً بازالتی داشته و از نظر سنی جوانتر از نواحی مرتفع می باشند، تمرکز کمتری از کراترها را دارند و بیشتر کراترهای بزرگ سطح ماه به این نواحی تعلق دارند.

مرجع‌ها

[1] S. R. Taylor; "*The Moon"*, In: L. McFadden, P.R. Weissman, and T.V. Johnson, (eds.) *Encyclopedia of the Solar System* 2nd edition, Academic Press, (2007), 227-250

[2] L.B. Ronca; "On the Distribution of Large Lunar Craters", *ICARUS*, **9**, (1968), 197-211

[3] R. J. Pike; "Craters on Earth, Moon, and Mars: multivariate classification and mode of origin", *Earth and Planetary Science Letters,* **22** (1974) 245-255

[4] Y. Sawabe, T. Matsunaga and S. Rokugawa; "Automated detection and classification of lunar craters using multiple approaches", *Advances in Space Research*, **37** (2006) 21–27

[5] J.W. Head, C.I. Fassett, S.J. Kadish, D.E. Smith, M.T. Zuber, G.A. Neumann, and E. Mazarico; "Global distribution of large lunar craters: Implications for resurfacing and impactor populations", *Science*, **329**, (2010), 1504-1507

[6] D.E. Smith, M.T. Zuber, G.A. Neumann, F.G. Lemoine, E. Mazarico, M.H. Torrence, J.F. McGarry, D.D. Rowlands, J.W. Head, T.H. Duxbury, O. Aharonson, P.G. Lucey, M.S. Robinson, O.S. Barnouin, J.F. Cavanaugh, X. Sun, P. Liiva, D. Mao, J.C. Smith, and A.E. Bartels; "Initial observations from the Lunar Orbiter Laser Altimeter (LOLA)", *Geophys. Res. Lett.*, **37**, (2010), L18204, doi:10.1029/2010GL043751

[7] P. Grego; "*The Moon and How to Observe It"* Kindle Books, (2005), New York.

ناپایداری کلوین هلمهولتز مغناطیده در حضور میدان تابشی

زهرا عنایتی[۱۸] ، محسن شادمهری[۲]،مهدی خواجوی[۱]

۱ گروه فیزیک،دانشکده علوم،دانشگاه فردوسی،مشهد

۲ گروه فیزیک، دانشکده‌ی علوم، دانشگاه گلستان، گرگان

چکیده

هدف این تحقیق بررسی نقش دینامیکی میدان تابشی در آهنگ رشد ناپایداری کلوین-هلمهولتز (KH) است. به عنوان گام نخست تحلیل را در حالت کلی، بدون توجه به سامانه‌ی اخترفیزیکی مورد نظر، انجام خواهیم داد. همچنین از لایه ای بودن ناحیه گذار بین دو شاره صرفنظر می‌کنیم. فرض می‌کنیم میدان تابشی و شاره‌ی گازی در تعادل گرمایی باشند، یعنی برای توصیف این دو مولفه سامانه از یک دمای یکسان استفاده می‌کنیم. سپس، به عنوان گام نخست، تحلیل خطی انجام خواهیم داد و با اعمال شرایط مرزی مناسب و در نظر گرفتن میدان تابشی؛ رابطه‌ی پاشندگی را به دست می آوریم. مدهای ناپایداری را با حل عددی رابطه‌ی پاشندگی به دست آمده تحلیل می کنیم و براین اساس؛ آهنگ رشد آنها به دست می‌آید.با تحلیل معادله پاشندگی برای مجموعه‌ی گسترده ای از پارامترهای ورودی، نشان می‌دهیم که میدان تابشی در ناپایداری KH نقش ناپایدار کننده خواهد داشت. در فورانهای ناشی از کهکشانها یا فورانهای ناشی از ستاره های بسیار پرجرم؛ بویژه، میدان تابشی اهمیت دارد و به علت این‌که میدان تابشی آهنگ رشد KH را سرعت می بخشد، این فورانها می‌توانند در تزریق تکانه و انرژی به محیط اطرافشان و ایجاد تلاطم بیشتر نقش مهمتری داشته باشند.

Magnetized Kelvin-Helmholtz instability in the presence of the radiation field

Z.Enayati[1] , M.Shadmehri[2], M.khajavi[1]

[1] *School of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University, Mashhad, Iran*

[2] *School of Physics, Faculty of Science, Golestan University, Gorgan, Iran*

Abstract

The purpose of this study is to analyze the dynamical role of the radiation field on the growth rate of unstable Kelvin – Helmholtz (KH) perturbations. As a first step toward this purpose, the analyze is done in a general way, irrespective of applying the model to a specific astronomical system. The transition zone between the two layers of the fluid is ignored. Then, we will perform a linear analysis and by imposing the appropriate boundary conditions and considering the radiation field, we obtain the dispersion relation. Unstable modes are studied by solving the dispersion equation numerically, and then growth rates of them are obtained. By analyzing our dispersion relation, we show that for a wide range of the input parameters, the radiation field has a destabilizing effect on KH instability. In eruptions of the galaxies or supermassive stars, the radiation field is dynamically important and because of the enhanced KH growth rates in the presence of the radiation; these eruptions can inject more momentum and energy into their environment and excite more turbulent motions.

مقدمه

ناپایداری کلوین هلمهولتز(KH) زمانی اتفاق می‌افتد که لایه‌های مختلف یک شاره نسبت به هم در حال حرکت هستند. این ناپایداری در سامانه‌های اخترفیزیکی مختلفی اتفاق می‌افتد. از جمله سامانه‌هایی که در آن‌ها می‌شود این حرکت نسبی را که به

---

[8] Enayati65@gmail.com

ناپایداری کلوین–هلمهولتز می‌انجامد، مشاهده کرد می‌توان به بادهای ستاره‌ای[1]، بادهای تپ‌اخترها [2]، قرصهای پیش سیاره‌ای[3] و فورانها و جت‌ها[4] اشاره کرد.

عواملی فیزیکی مختلفی می‌توانند در ایجاد این ناپایداری و آهنگ رشد آن نقش داشته باشند، مثل میدان مغناطیسی، وشکسانی و کشش سطحی. از سوی دیگر، در برخی از سامانه‌های اخترفیزیکی، با این‌که فشار تابشی می‌تواند دارای نقش دینامیکی باشد و همین‌طور ناپایداری کلوین–هلمهولتز هم می‌تواند رخ دهد؛ از نقش دینامیکی ناپایداری برای سادگی صرفنظر شده است. (برای مثال در تشکیل ستاره های سنگین، قرصهای برافزایشی[6]، هسته‌های فعال کهکشانی[7].) به نسبت فشار تابشی به فشار گاز در چند سیستم در جدول ۱ اشاره می‌کنیم.

جدول۱ : نسبت فشار تابشی به فشار گاز[8]

نام سیستم	R(pc)	$p_g(M_\odot$ km/s)	$p_r(M_\odot$ km/s)	p_r/p_g
Milky way G298.4-0.3(GMC)	35	$3.5*10^6$	10^6	3.5
Milky way W49(GMC)	5.3	$3.5*10^6$	$1.8*10^6$	1.95
M82(galaxy)	16	$1.3*10^8$	$1.3*10^7$	10
Q2346-BX482(galaxy)	120	$5.9*10^{10}$	10^9	59

اخترشناسان ناپایداری KH را به طور عددی نیز شبیه‌سازی کرده اند اما کاری که ما انجام می‌دهیم تحلیل ناپایداری با در نظر گرفتن نقش دینامیکی تابش و میدان مغناطیسی در محدوده خطی است؛ یعنی زمانی که دامنه اغتشاشات ایجاده شده در مقایسه با کمیتهای زمینه کوچک است. براین اساس، شرایط و مقیاس زمانی رشد این ناپایداری را بررسی می‌کنیم. آهنگ رشد ناپایداری را برای مجموعه‌ای از پارامترها ورودی مختلف مطالعه می‌کنیم تا نقش دینامیکی میدان تابشی مشخص شود.

معادلات پایه

معادلات استاندارد MHD را در حضور میدان تابشی با در نظر گرفتن فشار و انرژی تابشی می‌نویسیم[9,10]

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla.(\rho\vec{u})=0\,, \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+\vec{u}.\nabla\vec{u}=-\frac{1}{\rho}\nabla\left(p_g+p_r\right)+\frac{1}{4\pi}\left(\vec{J}\times\vec{B}\right), \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=\nabla\times\left(\vec{u}\times\vec{B}\right), \qquad (۳)$$

$$\nabla.\vec{B}=0\,, \qquad (٤)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t}+\vec{u}.\nabla E+(E+P)\nabla.\vec{u}=-\nabla.\vec{F}\,, \qquad (۵)$$

$$F=-\frac{c}{3k\rho}\nabla e_r\,, \qquad (٦)$$

$$p_g=\rho c_s^2\,, \qquad (۷)$$

در اینجا زیروند r و g به ترتیب به مولفه‌های تابش و گاز اشاره می‌کنند.ρ چگالی و u سرعت شاره است $\vec{B}$ میدان مغناطیسی $J=\nabla\times\vec{B}$ چگالی جریان و Eانرژی کل و برابر با e_r+e_g است؛P فشار کل و برابر با p_r+p_g است که درآن $e_r=3p_r$ و $e_g=p_g/\gamma-1$. F شار تابشی و κ کدری است. κ را ثابت در نظر می‌گیریم و برای سادگی از تقریب آدیاپاتیک استفاده می‌کنیم.

فرض می‌کنیم که چگالی محیط ۱ برابر ρ_1 ،سرعت صوت c_{s1} ؛ و برای محیط ۲ ، چگالی برابرρ_2 ،سرعت صوت برابر c_{s2} باشد.میدان مغناطیسی را در هر دو محیط B_0 و در راستای جریانها در نظر می‌گیریم.

اختلال خطی

برای تحلیل خطی ابتدا باید ویژگی‌های سیستم غیر اختلالی را مشخص کنیم.سرعت را در راستای x در نظر می‌گیریم و به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$U(z) = \begin{cases} -U_0, & z < 0 \\ U_0, & z > 0 \end{cases}, \qquad (۸)$$

که U_0 ثابت است و مرز سیستم را در صفحه‌ی $z=0$ در نظر می‌گیریم، کمیت‌های فیزیکی را به صورت $\zeta(x, z, t) = \zeta_0 + \zeta'(x, z, t)$ اختلالی می‌کنیم که در آن ζ_0 کمیت غیر اختلالی و $\zeta' \ll \zeta_0$ و ζ' را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\zeta' = \zeta_0 e^{i(\omega t + k_x x)}, \qquad (۹)$$

که ω آهنگ رشد و k_x عدد موج است. سپس معادلات را خطی می‌کنیم و پس از کمی عملیات جبری به معادله دیفرانسیل زیر میرسیم.

$$\frac{d^2 u'(z)}{dz^2} - q^2 u'(z) = 0, \qquad (۱۰)$$

که در آن $q^2 = 1 - \frac{k_x^2 v_A^2}{\varphi^2} \Big/ \{k_x^2 - \frac{\varphi^2}{c_s^2}(\frac{1}{1+\xi})\}^{-1} - \frac{v_A^2}{\varphi^2}$ وبرای سرعت آلفن از تعریف $v_A^2 = B_0^2/4\pi\rho_0$ استفاده کرده‌ایم. در اینجا، ξ پارامتری است که از آن برای نشان دادن اثر تابش استفاده می‌کنیم و به صورت $\xi = 1/3\,(1+\beta)$ تعریف می‌کنیم(β نسبت p_{0r}/p_{0g} است). معادله دیفرانسیل بالا جوابهایی به صورت $e^{\pm qz}$ دارد. با اعمال شرایط مرزی زیر معادله پاشندگی به دست می آید.

۱) u'_z باید در ∞± متناهی باشد. ۲) مقدار جابجایی در راستای z از هر دو شاره باید یکسان باشد. ۳) فشار کل در مرز پیوسته باشد.

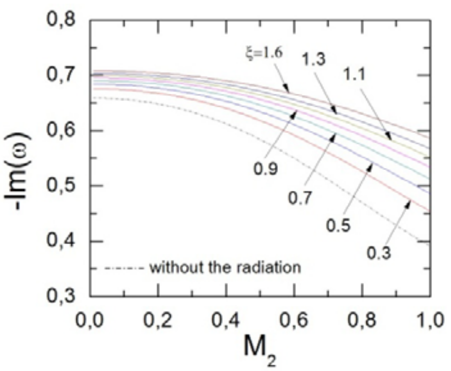
در نتیجه، رابطه‌ی پاشندگی به صورت زیر به دست می آید

$$-\alpha(x+1)^2\left(1 - \frac{1}{M_{1B}^2(x+1)^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\frac{1}{1 - M_1^2(x+1)^2/1+\xi} - \frac{1}{M_{1B}^2(x+1)^2}\right]^{\frac{1}{2}} = (x-1)^2\left(1 - \frac{1}{M_{2B}^2(x-1)^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\frac{1}{1 - M_2^2(x-1)^2/1+\xi} - \frac{1}{M_{2B}^2(x-1)^2}\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (۱۱)$$

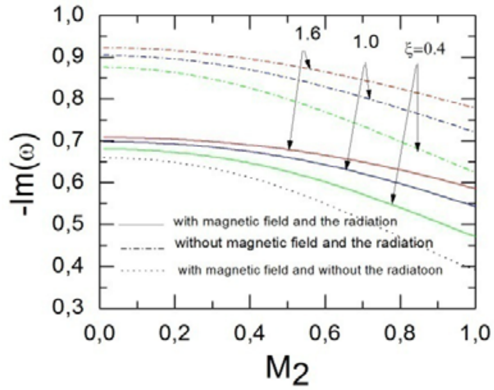
در معادله‌ی بالا داریم $\alpha = \rho_1/\rho_2$ وعدد ماخ در محیط اول تعریف می شود $M_1 = U_0/c_{s1}$ وعدد ماخ مغناطیسی نیز چنین است $M_{1B} = U_0/v_{1A}$. همچنین برای محیط ۲ داریم $M_2 = U_0/c_{s2}$ و $M_{2B} = U_0/v_{2A}$.

تحلیل

برای داشتن مدهای ناپایدار نیاز داریم به اینکه ω های موهومی و منفی داشته باشیم. پس در نمودارهای رسم شده از $-Im(\omega)$ برای نشان دادن آهنگ رشد استفاده می‌کنیم. در شکل ۱ آهنگ رشد ناپایداری را بر حسب عدد ماخ در محیط ۲ رسم می‌کنیم. ملاحظه می‌کنیم که تابش سیستم را ناپایدارتر و آهنگ رشد ناپایداری را افزایش می‌دهد. در شکل ۲ آهنگ رشد ناپایداری با عدد ماخ مغناطیسی M_{2B} در تابش‌های متفاوت بررسی می‌کنیم.



شکل۱ : نمودار آهنگ رشد ناپایداری با ξ های متفاوت



شکل۲ : نمودار آهنگ رشد ناپایداری با وجود میدان مغناطیسی و بدون وجود میدان مغناطیسی.

نتیجه گیری

نقش دینامیکی تابش در سامانه‌های بحث شده باعث ناپایداری بیشتر می‌شود، پس می‌توان گفت که آهنگ رشد ناپایداری کلوین- هلمهولتز افزایش می‌یابد. در سامانه‌هایی مثل بادهای ستاره‌ای، بادهای تپ‌اخترها و فوران‌های ناشی از ستاره‌های پرجرم با افزایش آهنگ رشد ناپایداریKH با سرعت بیشتری تکانه و انرژی به محیط میان ستاره‌ای اطراف منتقل می‌شود پس می‌توان اینگونه نتیجه گرفت وجود تابش به فرآیندهایی نظیر تشکیل ستارگان سرعت می‌بخشد.

مرجع‌ها

[1] H. Hasegawa and M. Fujimoto and T.-D.Phan and H.Rème and A.Balogh and M.W.Dunlop and C.Hashimoto and R.TanDokoro; *“Transport of solar wind into Earth's magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices”* 2004Natur.**430**..755H

[2] N. Bucciantini and L. Del Zanna; *“Local Kelvin-Helmholtz instability and synchrotron modulation in Pulsar Wind Nebulae*” **A&A** 454**, 393–400 (2006)**

[3] Sh. Michikoshi and Shu-ichiro Inutsuka; *“A two-fluid analaysis of the Kelvin-Helmholtz Instability in the dusty layer of a protoplanetary disk: a possible path toward planetsimal formation through gravitation instability”* The Astrophysical Journal, **641**:1131–1147, 2006 April 20

[4] E. H.Phlip and M.S.James;*“The stability of radiativly cooling jets.I.Linear analaysis”* THE Astrophysical journal, **483**:121È135, 1997 July 1

[5] M. Perucho and A. P. Lobanov and J.-M. Martí and P. E. Hardee; *“The role of Kelvin-Helmholtz instability in the internal structure of relativistic outflows. The case of the jet in 3C 273”* A&A **456**, 493–504 (2006)

[6] J.Goodman;”*Self-gravity and quasi-stellar object discs”* Mon. Not. R. Astron. Soc. **339**, 937–948 (2003)

[7] T.A. Thompson and E.Quataert and N.Murray; “*Radiation pressure–supported starburst disks and active galactic nucleus fueling”* The Astrophysical Journal, **630**:167–185, 2005 September 1

[8] N.Murray and E.Quataert, and T.A. Thompson; *“The disruption of giant molecular clouds by radiation pressure & the efficiency of star formation in galaxies”* The Astrophysical Journal, **709**:191–209, 2010 January 20

[9] Mihalas and Mihalas 1983

[10] M.Shadmehri and T.P. Downes;*“Kelvin-Helmholtz instability in a weakly ionized layer”* arXiv:**0707**.0947v2 [astro-ph] 22 Aug 2007

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

جهان خود بازآفریننده درحضورتورم آشوبناک

بنت الهدی حسینی، حسین غفارنژاد

دانشگاه سمنان، دانشکده فیزیک

چکیده

با استفاده از یک میدان نرده ای دینامیکی تورم زا بعلاوه یک پتانسیل نرده ای ما معادله اینشتین را برای حالت تخت متریک روبرتسون-والکر حل می کنیم. ما یک جواب نمایی بر حسب زمان برای فاکتور مقیاس متریک فضا زمان بدست می آوریم. رعایت افت و خیزهای کوانتومی میدان های دینامیکی در مدل تورم آشوبناک که لازمه سازگاری گرمایی مدل های تورمی است منجر می شود که جهان بصورت فراکتالی عظیم هم ارز های خود را بازآفرینی می کنند

Self-Reproducing Inflationary Universe In The Presence Of Chaotic Inflation

Bentolhoda Hosseini and Hossein Ghaffarnejad
Department of physics, Semnan University

Abstract

Using a dynamical scalar field named as inflaton, together with a scalar potential field, we solve Einstein field equation described in a flat Robertson-Walker metric. We obtain an exponentially time dependent solution for space-time scale factor of space time. Also regarding quantum fluctuations of dynamical fields in chaotic inflationary universe which is required for thermal constraints of the inflation, we obtain that it predicts an inflationary universe which creates some self reproducing equivalent universes so that all of them grow as hug fractal.

مقدمه

هرچند پس ازکشف تابش پس زمینه کیهانی نظریه مهبانگ استاندارد مورد پذیرش عموم فیزیکدانان شد اماتا پایان سال۷۰ میلادی دانشمندان دانستندکه این مدل کیهانی درتطابق پدیده هایی چون مسئله تک قطبی مغناطیسی، تخت بودن جهان، مشکل افق، همگنی وهمسانگردی جهان ناکام می ماند.سناریوقدیمی جهان تورمی توانست این مشکلات راتاحدودی حل کند[1,2].اولین نسخه های تقریباواقعی ازکیهان شناسی تورمی توسط استاروبینسکی[3]وگوته[٤]پیشنهاد شد.اما هر یک از آنها دارای مشکلاتی بودند. درمدل استاروبینسکی حالت اولیه جهان معلوم نبود ودرمدل گوته،اگرسرعت فروپاشی خلاء کوچک باشد،جهان پس ازگذارفاز،تقریباناهمگن می شود.ازاینروسناریوی جدیدجهان تورمی باارائه مدل تورمی آشوبناک [٥و٦] ابقاء شد.اولین قدم به سوی آزادی ازاین قیودوقتی برداشته شدکه ایجاد جهان کوانتومی از"هیچ" پیشنهادشد[٧].درتورم آشوبناک هرکس باید فرض کند که برای جهان تمام شرایط اولیه ممکن وجود داردو تاکیدبراین نداشته باشد که جهان ازهمان ابتدادرحالت تعادل حرارتی بوده ومیدانϕدرکمینه پتانسیل موثرواقع بوده است.یکی ازامتیازات بسیارمهم مدل تورم آشوبناک نسبت به نظریه مهبانگ استاندارد فرایند خود بازافرینی جهان است. یعنی درمدل تورمی آشوبناک جهان یک توپ آتشین منظور نمی شودکه درمدل مهبانگ استانداردتصورمی شدبلکه بصورت فراکتال بزرگ تلقی می شود که ازتوپ های بادشده بسیاری تشکیل شده وهمواره همانند سازی می کند وتوپ های

جدیدتری را می سازد. امتیازعمده مدل تورم آشوبناک نسبت مدل های قدیمی تر نه به خاطر انتخاب نوع پتانسیل تورم زا است بلکه رها کردن این ایده بود که گذار فاز در دمای بالا باید یک پیش شرط لازم برای تورم باشد.

جهان خود بازآفرین

برای تحلیل تورم آشوبناک جهان فرض می کنیم که میدان نرده ای دینامیکی تورم زای ϕ باگرانش برهم کنش کمینه داردوگرانش بامدل نسبیت عام توصیف می شود.دراین صورت چگالی لاگرانژی درآحاد G=c=1 با $L=\frac{1}{16\pi}R+\frac{1}{2}\partial_{\mu}\phi\partial^{\mu}\phi-V(\phi)$ داده می شود.دراینجا R نرده ای ریچی و $V(\phi)$ پتانسیل مؤثرمیدان نرده ای تورم زا می باشد. برای حوزه های به اندازه کافی همگن ازجهان، میدان کلاسیکی تورم زای ϕ درمعادلات $\ddot{\phi}+3H\dot{\phi}=-\frac{dV}{d\phi}$ و $H^2+\frac{k}{a^2}=\frac{8\pi}{3}\left(\frac{1}{2}\dot{\phi}^2+V(\phi)\right)$ صدق می کند. دراینجا $H=\dot{a}/a$ پارامترهابل و a(t) فاکتورمقیاس جهان است. k=-1 برای جهان بازو k=0 برای جهان مسطح و k=+1 برای جهان بسته است.مااینجافرض می کنیم پتانسیل موثر $V(\phi)=\frac{1}{2}m^2\phi^2$ است ودرآن m جرم میدان نرده ای تورم زا ϕ وبه فرض m<<1 می باشد.اگرازابتدامیدان ϕ به اندازه کافی بزرگ باشد و $\phi\gg1$،می توان نشان داد $\phi(t)=\phi_0-\frac{m}{2(3\pi)^{\frac{1}{2}}}t$ و $a(t)=a_0\exp\left(2\pi\left(\phi_0^2-\phi^2(t)\right)\right)$. دراین حل ازمشتق دوم میدان نرده ای تورم زاوازجمله $\frac{k}{a^2}$ درمعادلات دینامیکی صرف نظرکردیم.یعنی این که جهان به طور محلی تخت است.ازاین پاسخ ها می توان فهمیدکه درمدت زمان $\tau\sim\frac{\phi}{m}$ تغییرنسبی میدان تورم زا ϕ کوچک باقی می ماند،پتانسیل موثر $V(\phi)$ بسیارآرام تغییرمی کندوجهان برای مدت زمان $\Delta t\leq\tau=\phi/m$ به صورت شبه نمایی $a(t+\Delta t)\sim a(t)\exp(H\Delta t)$ گسترش می‌یابد. همچنین، $H=2\sqrt{\frac{\pi}{3}}m\phi$. باید توجه نمودکه برای $\phi\gg1$ داریم $\tau\gg H^{-1}$. بالاخره این رژیم تورمی جهان دروضعیت $\phi\sim\phi_e$ به پایان می رسد که درآن $\phi_e\sim0.2$ است.در $\phi\leq\phi_e$ میدان ϕ به سرعت افت وخیزمی کندواگراین میدان با میدان های مادی دیگر(که دراین مقاله لحاظ نشده) تعامل کندانرژی پتانسیل $V(\phi)\sim\frac{m^2\phi_e^2}{2}\sim\frac{m^2}{50}$ به گرما تبدیل می شود.درجه حرارت بازگرمایش آن T_R، بسته به قدرت برهم کنش میدان ϕ بامیدان های دیگرممکن است ازمرتبه $m^{1/2}$ ویا کوچکترباشد.مهم است که T_R به مقداراولیه میدان ϕ ،یعنی ϕ_0 بستگی ندارد.تنهاپارامتری که به ϕ_0 بستگی داردعامل مقیاس a(t) است که به صورت $e^{2\pi\phi_0^2}$ درطول تورم رشدمی کند.همانطورکه برای اولین باردر[۸] اشاره شده است، تورم آشوبناک به خوبی درنظریه های باپتانسیل موثرنمایی $V(\phi)=V_0e^{\alpha\phi}$ آرام تغییررخ می دهد.

ازدیدنظریه میدان کوانتومی، فضای خالی به طورکامل خالی نیست وانباشته ازافت وخیزهای کوانتومی ازانواع میدان های فیزیکی است.این نوسانات می تواندبه عنوان امواج میدان های فیزیکی باتمام طول موج های ممکن، درحال حرکت درتمام جهات ممکن درنظرگرفته شود.اگرمقدارمیانگین این میدان ها،وقتی که برروی یک زمان بسیاربزرگ میانگین گرفته شود، صفرباشد،آنگاه فضای پرشده ازاین میدان ها به نظرماخالی می رسد ومی تواند خلاء نامیده شود.درجهانی که به صورت نمایی گسترش یافته است ساختارخلاء جهان بسیارپیچیده تراست. طول موج همه نوسان های خلاء میدان نرده ای ϕ به صورت نمایی درجهان درحال گسترش، رشد می کنند. هنگامی که طول موج هرنوسان خاص بیشتراز H^{-1} می شود،نوسانات متوقف می شودودامنه آن دربرخی مقادیرغیرصفر $\delta\phi(x)$ ،به دلیل اثرمیرایی بزرگ سهم $3H\dot{\phi}$ درمعادله حرکت میدان ϕ، یخ می زند. دامنه این نوسانات کوانتومی برای مدت بسیارطولانی تقریباً بدون تغییرباقی می ماند،درحالی که طول موج آن به صورت نمایی افزایش می یابد.بنابراین،ظاهراچنین

نوسان یخ زده ای معادل با ظهوریک میدان کلاسیکی $\delta\phi(x)$ است که پس ازمیانگین گیری برروی فواصل بزرگ مقیاس ازفضاوزمان ازبین نمی رود. ازآنجایی که خلاء شامل نوساناتی ازهمه طول موج ها است، تورم منجربه خلق بیشترآشفتگی های جدید میدان کلاسیک باطول موج های بیشتراز H^{-1} می شود.دامنه متوسط این آشفتگی ها که درطول فاصله زمانی H^{-1} تولیدشده به صورت $|\delta\phi(x)| \approx \frac{H}{2\pi}$ نشان داده می شود.افت وخیزهای میدان ϕ منجربه اختلال چگالی بی دررومی شود که پس ازتورم رشد می کند.درنظریه میدان های جرم دارنده ای با $V(\phi) = \frac{m^2}{2}\phi^2$ افت وخیز نسبی چگالی بصورت $\frac{\delta_\rho}{\rho} = \frac{24}{5}\sqrt{\frac{\pi}{3}}m\phi^2$ بدست می آید. مثلاوقتی انبساط جهان درحدود 10^{30} بارپس ازپایان تورم باشد، می توان نتیجه گرفت که اختلالات چگالی باطول موج ۱ سانتی مترشروع به رشد می کنند وروند شکل گیری کهکشان آغازمی شود.افت وخیزنسبی چگالی حدودا $10^{-5} \sim \frac{\delta_\rho}{\rho}$ را درمقیاس کهکشانی یعنی برای طول های $l_g \sim 10^{22}$ سانتی متروبرای انرژی های $10^{13}\,\mathrm{Gev}$ درآحاد پلانک بدست می دهند.این نشان می دهد که خواص عمومی جهان ناشی از تورم با اثرات کوانتومی تعیین می شود ونه اثرات کلاسیکی ماده.

یکی ازویژگی های جهان تورمی آشوبناک این است که فرایندهای جدا شده با فواصل l بزرگتراز H^{-1} به طورمستقل ازیکدیگرادامه می یابند.زیراکه درطول انبساط نمایی فاصله بین هردوجسم ازهم جداشده با بیش از H^{-1} بایک سرعت v بیش ازسرعت نوردرحال رشداست. درنتیجه، یک ناظردرجهان تورمی تنها می تواندفرایندهای رخ داده درداخل افق به شعاع H^{-1} رابببیند.بنابراین روندتورم درهردامنه فضایی ازشعاع H^{-1} به طورمستقل ازهرگونه حوادث خارج ازآن رخ می دهد. دراین مفهوم هردامنه تورم ازشعاع اولیه ی بیش از H^{-1} می تواند به عنوان یک جهانک (جهان کوچک)جداگانه منظورشودکه به طورمستقل ازآنچه خارج ازآن رخ می دهد،درحال گسترش است.

برای بررسی رفتارچنین جهانکی،بادرنظرگرفتن افت وخیزهای کوانتومی،یک حوزه ی تورمی باشعاع اولیه H^{-1} حاوی میدان همگن بامقداراولیه $\phi \gg 1$ وبا پتانسیل $V(\phi) = \frac{m^2}{2}\phi^2$ رادرنظرمی گیریم.معادله $\phi(t) = \phi_0 - \frac{m}{2(3\pi)^{\frac{1}{2}}}t$ به ما می گویدکه درطول زمان $\Delta t = H^{-1}$ میدان داخل این حوزه بانرخ $\Delta\phi = \frac{1}{4\pi\phi}$ کاهش می یابد که مقایسه آن با $|\delta\phi(x)| \approx \frac{H}{2\pi}$ به راحتی نشان می دهدکه اگر ϕ بسیارکمتراز $\phi^* \sim \frac{1}{2\sqrt{m}}$ باشد، آنگاه کاهش میدان ϕ به دلیل حرکت کلاسیک آن بسیاربزرگترازدامنه متوسط افت وخیزهای کوانتومی $\delta\phi$ تولید شده درطول همان زمان است.امابرای ϕ بزرگتراز 10^7،مقدار $\delta\phi(x)$ از $\Delta\phi$ تجاوزخواهدکرد.یعنی حرکت براونی میدان ϕ بسیارسریع ترازحرکت کلاسیک آن خواهد شد.چون طول موج نوسانات بوجود آمده درطول این زمان H^{-1} است،تمام حوزه بعداز Δt به شکل مؤثری به e^3 حوزه ی جداگانه(جهانک)باشعاع H^{-1} تقسیم می شودکه هریک حاوی میدان تقریبا همگن $\phi - \Delta\phi + \delta\phi$ است.این حوزه هارا"نواحی h" می نامیم [۹]. تقریبا درنیمی ازاین حوزه هامیدان ϕ به جای کاهش،رشد می کند.درطول زمان بعدی $\phi - \Delta\phi + \delta\phi$ میدان دوباره درنیمی ازنواحی h جدید رشد می کند. به این ترتیب، تعداد کل نواحی h حاوی میدان درحال رشد ϕ چنان می شود که تا زمانی که نوسانات میدان ϕ به اندازه کافی بزرگ شد، مجموع حجم فیزیکی اشغال شده توسط میدان دائماً درحال رشد ϕ باگذشت زمان با نرخ $\exp[(3-\ln 2)Ht]$ افزایش می یابدوحتی درمراحل بعدرشدحجم کل جهان سریعترهم می شود.دراین فرایندحوزه های بسیاری به صورت نمایی بااندازه ی کمتری از ϕ وجود دارد،که درنهایت به اندازه کافی کوچک می شوندوموجب تولیدجهانک هایی ازنوع جهان *ما* می شوند.درچنین حوزه هایی، ϕ درنهایت به کمینه $V(\phi)$ متمایل می شودواین جهانک هامتعاقباً بانظریه مهبانگ معمولی قابل توصیف هستند. بااین حال بخش قابل توجهی ازحجم فیزیکی کل جهان برای همیشه درفازتورمی باقی مانده است.

نتیجه گیری

مادراین مقاله جوابهای ایستابرای معادلات اینشتین تعریف شده درمتریک تخت روبرتسون-والکر درحضورچشمه میدان نرده ای تورم زابدست آوردیم.بارعایت افت وخیزهای کوانتومی برای میدان های کلاسیکی نتیجه می گیریم که این مدل،جهانک های هم ارزی را پیشگویی می کند که هرچند هر یک با نظریه مهبانگ استاندارد توصیف می شوند.اما آنهابصورت فراکتالی همانندهای خود را می سازندومجموعه آنهاکه جهان کل راتشکیل می دهدهمواره درفازتورم آشوبناک به سرمی برند.این وضعیت که ازافت وخیزهای کوانتومی میدانها حاصل می شوددرتطابق بانظریه کوانتومی هارتل –هاوکینگ برای تابع موج جهان است که احتمال وجود جهان های هم ارزباجهان ماراپیشگویی می کند.

مراجع

[1] E.B.Gliner, Sov. Phys.JETP 22, 378 (1965); I.E.Gurevich, Astrophys, Space Sci.38, 67 (1975);D.La and P.J. Steinhardt, Phys.Rev.Lett.62, 376 (1989).
[2] A.D.Linde, Inflation and Quantum Cosmology, Academic press, Boston (1990).
[3] A.A. Starobisky, JETP Lett,30, 682 (1979);A.A. Starobisky, Phys.Lett.91B, 90 (1980).
[4] A.H.Guth, Phys.Pev.D23, 347 (1981).
[5] A.D.Linde, Phys.Lett.108B, 389 (1982).
[5] A.D.Linde, Phys.Lett, 129B, 177 (1983).
[6] A. Vilenkin, Phys.Rev.D30, 549 (1984).
[7] A.D.Linde, Phys.Lett.162B, 281 (1985).
[8] J.Halliwell, Phys.Lett.185B, 341 (1987);A.Vilenkin and L . Ford, Phys.Rev.D26, 1231 (1982).

اثرات کوانتومی گرانش و تونل زنی از افق رویداد سیاه چاله های مقیاس TeV

سارا ثقفی ، کوروش نوذری

دانشگاه مازندران دانشکده علوم پایه گروه فیزیک

چکیده

وجود کمینه طول مشاهده پذیر یکی از پیامدهای تمامی رهیافتها به مسئله گرانش کوانتومی است. همچنین در نظریه نسبیت خاص دوگان نشان داده شده می شود که تکانه یک ذره نمی تواند هر مقدار بزرگ دلخواهی را بپذیرد و مقدار آن محدود به یک تکانه بیشینه از مرتبه تکانه پلانک است. این برشهای طبیعی قیدهای مشخصی بر گسیل تابش هاوکینگ توسط سیاهچاله های مقیاس TeV می گذارند. در این مقاله فرمولبندی پاریخ - ویلچک برای تونل زنی از افق رویداد سیاهچاله ها را در حضور اثرات کوانتومی گرانش به صورت وجود کمینه طول و بیشینه تکانه مورد بازنگری قرار می دهیم. نشان می دهیم همبستگیهای جدیدی بین مدهای گسیل شده به وجود می آیند که بخشی از اطلاعات گمشده را می توان در آنها جستجو کرد. به علاوه نقش بیشینه تکانه میزان این همبستگی ها را محدودتر از وقتی می کند که فقط کمینه طول را در نظر می گیریم.

Quantum Gravity Effects and Tunneling from Event Horizon of TeV Black Holes

S.Saghafi, K.Nozari

Abstract

Existence of a minimal measurable length is a common feature of all promising quantum gravity approaches. Also, based on the Doubly Special Relativity, a test particle's momentum uncertainty cannot be arbitrary imprecise and there is a maximal momentum accessible for test particle. These natural cutoffs affect the thermodynamics properties of TeV scale black holes considerably. In this paper we reformulate the Parikh-Wilczek quantum tunneling formalism for Hawking radiation of TeV black holes in the presence of the mentioned natural cutoffs. We show that there are new correlations between emitted particles carrying a part of information hidden inside the horizon.

مقدمه

رهیافتهای مختلف به گرانش کوانتومی و نیزنظریه نسبیت خاص دوگان امکان وجود یک طول کمینه از مرتبه طول پلانک و یک بیشینه تکانه از مرتبه تکانه پلانک را پیش بینی می کنند. این طول کمینه و نیز بیشینه تکانه باعث اصلاح رابطه عدم قطعیت بین مکان و تکانه می شوند به گونه ای که

$$\Delta x.\Delta p \geq \hbar(1-\alpha L_p \Delta p + \hat{\alpha}^2 L_p{}^2 \Delta p^2) \qquad (1)$$

که α یک ثابت بدون بعد از مرتبه واحد است که بستگی به جزئیات رهیافت گرانش کوانتومی مورد استفاده در استخراج رابطه فوق دارد. این اصل عدم قطعیت تعمیم یافته(GUP) از نظریه ریسمان،نظریه هندسه نا جابه جایی (هندسه کوانتومی) و نسبت خاص دوگان به دست می‌آید. درحد استاندارد وقتی که $\Delta x >> L_p$،رابطه فوق منجر به رابطه عدم قطعیت معمولی میشود:

$$\Delta x.\Delta P \geq 1$$

اصل عدم قطعیت تعمیم یافته زمانی مهم می شود که مقیاس های تکانه و مکان نزدیک به مقیاس پلانک باشند. برای یک سیاه چاله با تقارن کروی کمیت های ترمودینامیکی می توانند با استفاده از اصل عدم قطعیت معمولی بدست آیند. کاربرد GUP در ترمودینامیک سیاه چاله ها، با اضافه کردن اثرات کوانتومی گرانش (به شکل وجود کمینه طول و بیشینه تکانه) در مراحل نهایی تبخیر سیاه چاله ها، نتایج حاصل را اصلاح می کند.

پاریخ و ویلچک برای توصیف تابش هاوکینگ ازافق رویداد یک سیاه چاله شوارتزشیلد آن را به عنوان یک فرآیند تونل زنی ذرات بی جرم از افق رویداد فرمولبندی کردند [1]. این روش منجر به اصلاحاتی در نرخ گسیل ذرات از افق رویداد سیاه چاله می شود. وقتی سیاهچاله کوانتومی با انرژی E گسیل می کند جرم آن کاهش می یابد. با این وجود، فرمولبندی پاریخ–ویلچک نمی تواند هم بستگی بین مدهای تابشی را توضیح دهد، و بنابراین این فرم ازاصلاحات به تنهایی برای بازیابی اطلاعات کافی نمی باشند. دراینجا ما روش تونل زنی پاریخ–ولیچک را با در نظر گرفتن اثرات گرانش کوآنتومی گرانش به گونه ای تعمیم می دهیم که در آن حضور کمینه طول مشاهده پذیر و هم چنین بیشینه تکانه، ظهور پیدا کند. در این حالت ما موفق به یافتن هم بستگی هایی بین مدهای مختلف تابش می شویم که گویای این واقعیت است که اطلاعات به طور پیوسته در طی روند تبخیر در گستره گرانش کوآنتومی ظهور می یابد. هم چنین ما با اضافه کردن بیشینه تکانه در محاسباتمان مشاهده می کنیم که نرخ تراگسیل محدودتر می شود و تا توان دوم E به طول پلانک وابسته است.

تونل‌زنی پاریخ – ولیچک در حضور کمینه طول وبیشینه تکانه

گام اول برای بحث درباره تونل زنی کوانتومی از افق رویداد سیاه چاله پیدا کردن یک دستگاه مختصات مناسب برای متریک سیاه چاله است به گونه ای که برش های فضا- زمان تخت باشند و مسیرتونل زنی عاری از هرگونه تکنیگی باشد. برای این منظور، مختصات پنلیو انتخاب مناسبی می باشند و در این مختصات متریک فضازمان اطراف سیاهچاله به صورت زیر داده می شود

$$ds^2 = -(1-\frac{2m}{r})dt^2 + 2\sqrt{\frac{2m}{r}}drdt + dr^2 + r^2 d\Omega^2 \qquad (2)$$

در این حالت متریک ناایستا، پایا و غیر تکین است. در این متریک، ژئودزیک‌های نورگونه شعاعی به صورت زیر داده می شوند

$$\dot{r} = \pm 1 - \sqrt{\frac{2m}{r}} \qquad (3)$$

علامت مثبت (منفی) متناظر با ژئودزیکهای بیرون سو(درون سو) می باشد. حال باید سهم کمینه طول و بیشینه تکانه ناشی از اثرات کوانتومی گرانش را توسط اصل عدم قطعیت تعمیم‌یافته (GUP) که نمادی از اصلاح رابطه پاشندگی استاندارد است وارد کنیم. در چارچوب GUP رابطه دوبروی به صورت زیر بیان می شود

$$\lambda \approx \frac{1}{p}(1-\alpha L_p \Delta p + \alpha^2 L_p{}^2 (\Delta p)^2) \qquad (4)$$

$$\varepsilon = E(1-\alpha L_p E + \alpha^2 L_p{}^2 E^2) \qquad (5)$$

حال گسیل هر ذره بی جرم از افق رویداد سیاهچاله را به شکل گسیل یک پوسته ی کروی در نظر می گیریم. پاسخ هندسه زمینه به این ذره بی جرم تابش شده با انرژی E را با تصحیح GUP به شکل ε در نظر می گیریم که با رابطه (5) داده می شود. ذره در این فضا روی ژئودزیک های نورگونه شعاعی جسمی به جرم $M-\varepsilon$ (به جای M) حرکت می کند. در این حال، متریک باید به

خاطر اثرات پس زنی اصلاح شود. فرض می شود t (زمان) در امتداد آینده رو به افزایش است. جرم کل فضا (جرم ADM) را ثابت فرض می کنیم. اما اجازه می دهیم تا جرم سیاه چاله تغییر کند. پس $M-\varepsilon$ را به جای M هم در متریک پنلیو و هم در معادله ژئودزیک جایگذاری می کنیم. از آن جا که طول موج مشخصه تابش به خاطر انتقال به آبی بی نهایت در نزدیک افق همیشه بسیار کوچک است، پس عدد موج به بی نهایت میل می کند و در نتیجه تقریب WKB نزدیک افق معتبر خواهد بود. در تقریب WKB احتمال تونل زنی برای ناحیه ممنوع کلاسیکی به صورت تابعی از بخش موهومی کنش ذره در فاز پایا و به شکل زیر است

$$\Gamma = \exp(-2\,\mathrm{Im}\,I) \approx \exp(-\beta E) \qquad (6)$$

در ادامه خواهیم دید که تا مرتبه اول E درسمت راست عبارت بالا عامل بولتزمن در انسامل کانونیک جانشین می شود. در تصویر s- موج ، ذرات به شکل پوسته های کروی بدون جرم روی ژئودزیک های نور گونه شعاعی حرکت می کنند و از افق رویداد با انرژی مثبت به سمت خارج گسیل می شوند. اکنون بخش موهومی کنش عبارتست از

$$\mathrm{Im}\,I = \mathrm{Im}\int_{r_{in}}^{r_{out}} P_r\,dr = \mathrm{Im}\int_{r_{in}}^{r_{out}}\int_0^{p} dp'\;dr \qquad (7)$$

رابطه جابه جا گری بین مختصه شعاعی و اندازه حرکت طبق GUP داده شده با رابطه (1) به گونه زیر اصلاح می شود

$$[r, p_r] = i(1-\alpha L_p p + \alpha^2 L_p^2 p^2) \qquad (8)$$

در حد کلاسیکی این رابطه با براکت پوآسون داده می شود

$$\{r, p_r\} = 1-\alpha L_p p + \alpha^2 L_p^2 p^2$$

اکنون معادله حرکت هامیلتونی تغییر یافته به شکل زیر داده می شود

$$\dot r = \{r, H\} = \{r, p_r\}\frac{dH}{dp_r} = (1-\alpha L_p p + \alpha^2 {L_p}^2 p^2)\frac{dH}{dp_r}\Big|_r$$

در این حال هامیلتونی سیستم با $H = M-\varepsilon'$ داده می شود. با فرض $p \approx \varepsilon', p^2 \approx \varepsilon'^2$ به عنوان یک تغییر متغیر از تکانه به انرژی نتیجه می دهد

$$\mathrm{Im}\,I = \mathrm{Im}\int_M^{M-\varepsilon}\int_{r_{in}}^{out}\frac{(1-\alpha L_p\varepsilon' + \alpha^2 {L_p}^2\varepsilon'^2)}{\dot r}\,dr dH$$
$$= \mathrm{Im}\int_0^{\varepsilon}\int_{r_{in}}^{r_{out}}\frac{(1-\alpha L_p\varepsilon' + \alpha^2 L_p\varepsilon'^2)}{1-\sqrt{\dfrac{2(M-\varepsilon')}{r}}}dr(-d\varepsilon')$$

انتگرال روی r را می توان از روش تغییر متغیر مسیر محاطی پیرامون قطب انتگرال ده که روی افق رویداد قرار دارد با ضرب مانده در ضریب $(-i\pi)$ به دست آورد

$$\mathrm{Im}\,I = \mathrm{Im}\int 4(-\pi i)(1-\alpha L_p\varepsilon' + \alpha^2 {L_p}^2\varepsilon'^2)\times (M-\varepsilon')(-d\varepsilon')$$

جواب انتگرال بالا را تا مرتبه دوم از طول پلانک در نظر می گیریم . در این حال داریم

$$\mathrm{Im}\,I = 4\pi ME - 2\pi E^2(3M\alpha L_p + 1) + 4\pi E^3\left(\frac{7}{3}M\alpha^2 {L_p}^2 + \frac{4}{3}\alpha L_p\right) - 10\pi\alpha^2 {L_p}^2 E^4$$

بنابراین نرخ تونل زنی به صورت زیر به دست می آید

$$\Gamma = \exp\{-8\pi ME + 4\pi E^2(3M\alpha L_p + 1) - 8\pi E^3 \times$$

$$(\frac{7}{3}M\alpha^2 {L_p}^2 + \frac{4}{3}\alpha L_p) + 20\pi\alpha^2 {L_p}^2 E^4\}$$

$$+ 0(\alpha^2 {L_p}^4) = \exp(\Delta s) \qquad (9)$$

که (Δs) اختلاف آنتروپی سیاه چاله قبل و بعد از گسیل ذره است. همان طور که در نظریه ریسمان پیش بینی شده است، نرخ تراگسیل در مقیاس انرژی های بالا متناظر با تفاوت بین شمارش حالت ها در آنسامبل کانونیک و میکروکانونیک است. در حقیقت نرخ تراگسیل تا مرتبه اول E نقش عامل بولتزمن در آنسامبل کانونیک یعنی $(\Gamma \approx \exp(-\beta E))$ را بازی می کند که در آن β توصیف کننده معکوس دما می باشد. همانطور که می بینیم در حضور اثرات کوانتومی گرانش تابش از حالت گرمایی خالص منحرف می شود.

یادآوری می شود که نرخ تراگسیل برای حالتی که در رابطه GUP فقط کمینه طول در نظر گرفته شده باشد به صورت زیر است[2]

$$\Gamma = \exp\{-8\pi ME + 4\pi E^2 - 2\pi\alpha\, {L_p}^2 {L_p}^2 E^3(\frac{16}{3}M - 5E)\}$$
$$+ 0(\alpha^2 {L_p}^4)$$

مقایسه ی بین این نرخ تراگسیل و نرخ تراگسیل به دست آمده در این مقاله یعنی رابطه (9)، نشان می دهد که وقتی جمله مربوط به بیشینه تکانه را در رابطه GUP در نظر بگیریم در جملات تا مرتبه دوم E تصحیح جدیدی وارد می شود که به پارامتر GUP یعنی L_p بستگی دارد. این به معنای محدود شدن نرخ تراگسیل ذرات در حضور بیشینه تکانه می باشد. در این حال نرخ تراگسیل به دست آمده شامل جمله متناسب با $3M\alpha L_p$ است که چنین جمله ای در روش تونل زنی پاریخ - ویلچک وجود ندارد. چون ذراتی که گسیل می شوند نمی توانند هر مقدار دلخواهی از تکانه را داشته باشند (با توجه به نسبیت خاص دوگان که بیشینه تکانه را پیش بینی می کند) حداکثر انرژی ذره گسیلی باید در حد انرژی پلانک باشد. هم چنین می بینیم که نرخ تراگسیل جدید به دست آمده در این مقاله دارای یک سری جملات از مرتبه $\alpha^2 {L_p}^2$ می باشد و زمانی که جرم سیاه چاله قابل مقایسه با جرم پلانک باشد نمی توان از این جملات صرف نظر کرد. بنابراین نرخ گسیل ذرات در حضور بیشینه تکانه به طور کلی محدودتر می شود.

حال می توان نشان داد که ارتباط متقابلی از نقطه نظر آماری بین نرخ های تراگسیل مدهای مختلف تابش در طی تبخیر سیاه چاله وجود دارد. به عبارت دیگر، تابع همبستگی آماری در این حال غیر صفر است. این بدین معنی است که مجموع احتمالات تونل زنی ۲ ذره با انرژی E_1 و E_2 مشابه با احتمال تونل زنی یک ذره با انرژیی برابر با مجموع $E_1 + E_2$ نیست، بلکه هم بستگی هایی بین آن ها وجود دارد:

$(\chi(E_1 + E_2; E_1, E_2) = Ln\Gamma(E_1 + E_2) - Ln(\Gamma_{(E_1)}\Gamma_{(E_2)})$ نرخ تراگسیل برای کوانتای اول تابش شده یعنی E_1 برابر است با:

$$Ln\Gamma_{E_1} = -8\pi ME_1 + 4\pi E_1^2(3M\alpha L_p + 1) - 8\pi E_1^3 \times$$
$$(\frac{7}{3}M\alpha^2 {L_p}^2 + \frac{4}{3}\alpha L_p)$$

به طور مشابه نرخ تراگسیل برای کوآنتای دوم تابش E_2 برابر می شود با

$$Ln\Gamma_{E_2} = -8\pi(M-E_1)E_2 + 4\pi E_2^2[3(M-E_1)\alpha L_p + 1]$$
$$-8\pi E_2^3[\frac{7}{3}(M-E_1)\alpha^2 {L_p}^2 + \frac{4}{3}\alpha L_p]$$

اما نرخ تراگسیل برای یک کوانتای تابش مجرد با انرژی کل $E_1 + E_2$ در حضور کمینه طول و بیشینه تکانه چنین است

$$Ln\Gamma_{(E_1+E_2)} = -8\pi M(E_1+E_2) + 4\pi(E_1+E_2)^2$$
$$(3M\alpha L_p + 1) - 8\pi(E_1+E_2)^3(\frac{7}{3}M\alpha^2 {L_p}^2 + \frac{4}{3}\alpha L_p)$$

می بینیم که تابع همبستگی آماری دارای جملاتی وابسته به M و L_p می باشد و در مقایسه با نرخ تراگسیل به دست آمده در مرجع [2] محدود تر شده است که البته این محدودیت به دلیل وجود بیشینه تکانه ذرات گسیل شده است. در واقع جملات همبستگی در این حال به صورت زیر ظاهر می شوند

$$\chi(E_1+E_2; E_1, E_2) = 8\pi E_1 E_2(1 + 12M\alpha L_p)$$
$$-8\pi E_1 {E_2}^2(10\alpha L_p - 7M\alpha^2 {L_p}^2 - \frac{7}{3}E_2.\alpha^2 {L_p}^2)$$
$$-8\pi {E_1}^2 E_2(7M\alpha^2 L_p^2 + 4\alpha L_p)$$

در واقع ، هر گاه یک کوانتا از سطح افق رویداد سیاه چاله گسیل می شود افت و خیزهایی در مقیاس پلانک خلق می شود که گسیل کوانتای دوم را تحت تاثیر قرار می دهد. این افت و خیزها زمانی که جرم سیاه چاله در حد جرم پلانک است قابل اغماض نمی باشند. در این روش، شکل اصلاحات انجام شده با در نظر گرفتن رابطه جدید GUP با بیشینه تکانه، منجر به بازیافت بخشی از اطلاعات به شکل همبستگی ها شده اند. یعنی اطلاعات به شکل هم بستگی های غیرگرمایی ناشی از GUP در تابش هاوکینگ به طور پیوسته از سیاه چاله به بیرون نشر می یابد.

خلاصه

وارد کردن اثرات کوانتومی گرانش به صورت اصلاح رابطه دوبروی با در نظر گرفتن کمینه طول و بیشینه تکانه و هم چنین اصلاح روابط جابه جاگری متناظر با آن در چارچوب فرمولبندی تونل زنی پاریخ – ویلچک منجر به تولید هم بستگی هایی بین مدهای مختلف گسیل در طی تبخیر سیاهچاله ها می شود. هم چنین مشاهده می شود که هم نرخ تراگسیل و هم جملات هم بستگی تحت تاثیر وجود بیشینه تکانه ذره قرار می گیرند. در واقع در چارچوب نظریه نسبیت خاص دوگان نمی توان به ذره آزمون هر مقدار بزرگی از تکانه نسبت داد و بیشینه تکانه ای از مرتبه تکانه پلانک وجود دارد و این موجب محدودتر شدن نرخ تراگسیل نسبت به حالتی که تنها طول کمینه را در نظر می گیریم، می شود[3,4].

مراجع

[1] M. K. Parikh and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5042
[2] K. Nozari and S. H. Mehdipour, Europhysics Lett. **84** (2008) 20008

[3] K. Nozari and S. H. Mehdipour, Class. Quant.Grav. **25** (2008) 175015
[4] K. Nozari and S. H. Mehdipour, JHEP **0903** (2009) 061.

تاثیرگردوغباربرساختاردینامیکی وفوتویونیدگی سحابی سیاره نمای $BD + 303639$

جمشید قنبری ۱و۲ ، مریم صیامی ۲

۱دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی ، مشهد

۲بخش فیزیک،موسسه آموزش عالی خیام ، مشهد

چکیده

ذرات گرد و غبار یکی از مولفه های محیط میان ستاره ای هستند که بر ساختار دینامیکی و یونیدگی سحابی های سیاره نما اثر گذار می باشند.از این رو قصد داریم اثر این بررسی کنیم. سپس با بدست آوردن کسر یونیدگی هیدروژن و هلیوم برای این سحابی ، طیف مربوط به ذرات را بر ساختار یونیدگی سحابی سیاره نمای$BD + 303639$این عناصر را اندازه گیری کرده و با نتایج مشاهده ای مقایسه نماییم.

The Effect of Dust on the Dynamical and Photoionization Structures of Planetary Nebula $BD + 303639$

J.Ghanbari[1,2], M.Siami[2]

[1]*Faculty of science, Ferdowsi University of Mashad*

[2]*Department of Physics, Khayyam Higher education institude, Mashad*

Abstract

Dust particles are one of the important parts of interstellar medium that affect the dynamical and photoionization structures of planetary nebulae.Therefor we attempt to study the effects of dust on the structure of $BD + 303639$. Then viacalculating the photoionization frraction of hydrogen and helium for the nebula, we can calculate the spectra of these elements and then compare them with observational results.

مقدمه

سحابی های سیاره نما پوسته هایی از مواد گازی هستند که بوسیله ستاره مرکزی خود دفع شده اند. ستارگان مرکزی پیر آنها داغ تر از ستارگان هستند.پوسته‌های در حال انبساط سرعت نمونه‌ای حدود ۲۵− $(5 \times 10^4$ و دارای قدر کمتر $M_V = -3\ to\ 5$ $3 \times 10^5 k)$ O نوع کیلومتربر ثانیه دارند و ستاره مرکزی آنها به سرعت به سوی مرحله کوتوله سفید تحول می‌یابد.توزیع فضایی سحابی‌های سیاره‌نما نشان می دهد که آن ها در امتداد صفحه کهکشان و به سوی مرکز آن متمرکز شده اند. سحابی‌های سیاره نمای مشاهده شده دارای جرم های نمونه ای از مرتبه $0.1 - 1 M_\odot$ وچگالی هایی در حدود $5 \times 10^2 - 10^4\ cm^{-3}$ می باشند.

یکی از مهم ترین فرآیندهای درون سحابی ها فرآیند فوتویونیدگی است که از اندرکنش فوتون های پرانرژی ستاره مرکزی با ذرات درون سحابی رخ می دهد. از دست دادن الکترون توسط یک اتم، یون یا مولکول در اثر جذب یک فوتون را فرآیند فوتویونیدگی گویند. برای الکترونی در حالت پایه، یک فوتون در صورتی می تواند یک الکترون را جابجا کند که انرژی فوتون برابر با پتانسیل یونیدگی اتم یا مولکول باشد.از سوی دیگر الکترون های آزاد شده در فرآیند فوتویونیدگی می توانند در میدان ناشی از یونهای مثبت قرار گرفته و جذب آنها شوند و فرآیندی دیگر به نام باز ترکیب را در درون سحابی بوجود آورند.

گرد و غبار میان ستاره ای نیز می توانند توسط خاموشی، قطبش، **قرمز شدگی بین ستاره ای و**... که ایجاد می کنند، شناخته شوند. یکی از ویژگی های سحابی های سیاره نما تابش فروسرخی حرارتی قوی است که وجود مقادیر زیاد غبار را نشان می دهد. از سوی دیگر، این ایده که ذرات غبار درون و اطراف سحابی های سیاره نما وجود دارند، به وسیله ی مشاهدات تایید شده است.این ذرات از نظر اندازه کوچک هستند و ابعادی از مرتبه $۱۰^{-۴}$ تا $۱۰^{-۵}$ سانتی متر دارند. با فرض اینکه میدان تابشی بین ستاره ای باعث گرم شدن دانه های غبار می شود، دمای آن ها از ۵ تا ۱۰ کلوین تغییر می کند.همچنین گردوغبار می تواند روی پارامترهای اندازه گیری شده ستاره مرکزی، ترکیبات شیمیایی، تابندگی و دمای موثر آن تاثیر بگذارد. بنابر این لازم است این اثر را بررسی نماییم.

بیان الگو

از آنجایی که $\tau_D(\nu,r)$ برای اینکه اثر جذب غبار را در معادلات سحابی وارد کنیم، لازم است که عمق اپتیکی این ذرات را محاسبه کنیم.

فراوان ترین عناصر درون سحابی ها هیدروژن و هلیوم است،می توان نوشت

$$M_g = M_H + M_{He} = N_H \overline{m}_H V + N_{He} \overline{m}_{He} V \quad (۱)$$

با قراردادن $N_{He} = 0.044 N_H$ [۱] و $\overline{m}_{He} = 6.6 \times 10^{-24} g$ رابطه فوق به صورت زیر خواهد بود

$$M_g = (1.67 \times 10^{-24} + 0.29 \times 10^{-24}) N_H V = 1.96 \times 10^{-24} N_H V \quad (۲)$$

$\overline{m}_H$ و $\overline{m}_{He}$ جرم متوسط اتم های هیدروژن و هلیوم و N_H و N_{He}به ترتیب تعداد اتم های هیدروژن و هلیوم بر واحد حجم سحابی که N_D را به عنوان تعداد ذرات غبار بر واحد حجم سحابی و $\sigma_D(\nu)$ را سطح مقطع خاموشی متوسط در فرکانس ν تعریف می کنیم.اگر

$$N_D = 2.47 \times 10^{-25} \frac{N_H}{a^3} \frac{M_D}{M_g} \quad (۳)$$

$$\tau_D(\nu,r) = 7.11 \times 10^{-20} \frac{M_D}{M_g} \frac{\sigma_D(\nu)}{\sigma_D(\nu_{H^\circ})} \int_{R_*}^{r} N_H(\acute{r})\, d\acute{r} \quad (۴)$$

به ترتیب نسبت جرم غبار به گاز و شعاع ذرات غبار می باشند.نویسندگان مختلف وابستگی سطح مقطع جذب غبار به فرکانس $\frac{M_D}{M_g}$ و a را به صورت های گوناگونی بیان کرده اند. در اینجا ما آنچه توسط بالیک [۲] داده شده را مورد استفاده قرار می دهیم که در جدول ۱ $\frac{\sigma_D(\nu)}{\sigma_D(\nu_{H^\circ})}$ نشان داده شده است.

جدول۱: تابع سطح مقطع جذب غبار

$\frac{\sigma_D(\nu > \nu_{H^\circ})}{\sigma_D(\nu_{H^\circ})}$	توضیحات
$1:k$	$\sigma_D(\nu < \nu_{He^\circ}) = \sigma_D(\nu_{H^\circ})$ $\sigma_D(\nu \geq \nu_{He^\circ}) = k\sigma_D(\nu_{H^\circ})$

عمق اپتیکی هیدروژن و هلیوم نیز به صورت زیر محاسبه می شود

$$(r) \int_0^r n\,(H^\circ, \acute{r}) \sigma_H(\nu) dr' \quad \text{و} \quad \tau_{He}(r) \int_0^r n\,(He^\circ, \tau_H \acute{r}) \sigma_{He}(\nu) dr' \quad (۱)$$

در فرآیند فوتویونیدگی دو پدیده دارای اهمیت هستند که در معادلات ایفای نقش می کنند: اولا فوتون هایی که در باز ترکیب به تراز پایه هلیوم تابش شده اند، می توانند هم هیدروژن و هم هلیوم را یونیده کنند، چون این فوتون ها با انرژی هایی بالاتر از ۲٤.٦ ev تابش می شوند.کسری از این فوتون ها که بوسیله هیدروژن جذب می شوند را y می نامیم[۳]

که کسر باقیمانده (1-y) بوسیله هلیوم جذب خواهد شد. دوما اینکه باز ترکیب به تراز های تحریکی هلیوم، فوتون های مختلفی تابش می کند که هیدروژن را یونیده می کنند و نه هلیوم را و این عبارات می توانند در معادله یونیدگی هیدروژن به صورت یک کسر P اضافه شوند. پس معادلات کلی فوتویونیدگی سحابی هیدروژنی و هلیومی با تصحیح گردوغبار به صورت زیر حاصل می شوند. طرف راست روابط ۷ و ۹ میزان انرژی خروجی از سحابی به دلیل بازترکیب و طرف چپ میزان انرژی های ورودی به علت فرآیند فوتویونیدگی و... را نشان می دهد.

$$\tau_{tot} = \tau_H + \tau_D \qquad \nu_{H^0} < \nu < \nu_{He^0} \tag{۸}$$

$$n(He^{\circ})(\frac{R_*}{r})^2 \int_{\vartheta_{He^0}}^{\infty} \frac{2\nu^2}{C^2}\left(e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1\right)^{-1} \sigma_{He^0}(\nu) e^{-\tau(\nu,r)} d\nu + (1-y) n(He^+) n_e \gamma_{He^0}^{n=1}(T_e)$$
$$= n_e n(He^+) \gamma_{He^0}^{alln}(T_e) \tag{۹}$$

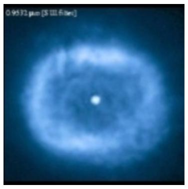
$$\tau_{tot} = \tau_H + \tau_{He} + \tau_D \quad \nu_{He^0} < \vartheta \tag{۱۰}$$

معادلات فوق جفت شده اند و باید با یکدیگر حل شوند تا عمق اپتیکی و کسر یونیدگی هیدروژن و هلیوم بر حسب فواصل مختلف از ستاره مرکزی محاسبه گردند.

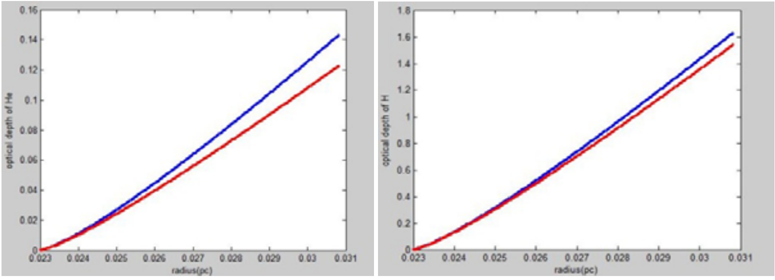
بررسی ساختار $BD + 303639$

طبق طبقه بندی بالیک یک سحابی گرد می باشد.این سحابی در صورت$BD + 303639$ سحابی سیاره نما با تحریک کم، جوان وگرد وغباری فلکی دجاجه واقع است و دارای مختصات استوایی $\alpha(19h\ 34m\ 45.25)$ و $\delta(+30^{\circ}\ 30\ \ 59.10)$ **می باشد.** ستاره مرکزی این سحابی، یک ستاره ولف- رایت کربنی با دمای ۳۵۰۰۰ کلوین است. این سحابی متراکم دارای چگالی الکترونی درحدود ۱۰٤اتم درسانتی مترمکعب و دمای استفاده می‌کنیم[۵]. $T_e{\sim}8800k$ **می باشد** [٤]. به دلیل تقارن کروی از تابع چگالی $\rho(r) = \frac{\dot{m}_{sw}}{4\pi v_{sw} r^2}$ و حل معادلات ۷ تا ۱۰ به کمک نرم افزارمطلب می توان نمودار۲ را برای عمق $R_{in} = 0.023\,pc$ با به دست آوردن شعاع داخلی سحابی اپتیکی هلیوم و هیدروژن برحسب فاصله از ستاره مرکزی رسم نمود. بامقایسه این نمودارها

مشاهده می شود که عمق اپتیکی این عناصر با دور شدن ازستاره مرکزی افزایش یافته و همچنین مقادیر عمق اپتیکی با در نظر گرفتن اثر غبار بیشتر از حالت بدون غبار می باشد.



شکل۱:تصویری از سحابی سیاره نما $BD + 303639$



شکل۲: عمق اپتیکی هیدروژن(شکل سمت چپ) و هلیوم(راست) بر حسب فاصله از ستاره مرکزی(رنگ قرمز بدون در نظر گرفتن غبار و رنگ آبی با در نظر گرفتن غبار)

شدت خطوط طیفی عناصر مختلف را می توان با انتگرال گیری تعداد بازترکیبها بر روی کل حجم سحابی اندازه گیری کرد.

$$\mathrm{I}(H\beta) = h\nu_{H\beta} \int N_e N_{H^+} \gamma_{H\beta}^{eff}(T_e) dV \qquad \mathrm{I}(HeI) = h\nu_{(\lambda=4471,5876A^\circ)} \int N_e N_{He^+} \gamma_{(\lambda=4471,5876A^\circ)}^{eff}(T_e) dV \qquad (۱۱)$$

ضریب بازترکیب موثر می باشد. قنبری [۵] با تطبیق داده های تجربی به یک تابع، روابط زیر را جهت محاسبه ضریب $\gamma_{H\beta}^{eff}$ در روابط بالا ارائه نمود.$H\beta$ بازترکیب خطوط

$$\gamma_{H\beta}^{eff}(T_e) = 2.96 \times 10^{-14} T_4^{\ -0.878} \qquad (۱۲)$$

هلیوم نیز با توجه به دمای الکترونی سحابی $\lambda = 5876A^\circ$ و $\lambda = 4471A^\circ$ از سوی دیگر می توان ضریب بازترکیب موثررا برای طول موج های به دست آورد [۳].

$$\gamma_{(\lambda=4471A^\circ)}^{eff}(T_e) = 1.47 \times 10^{-14}\ cm^3 s^{-1} \text{ و } \gamma_{(\lambda=5876A^\circ)}^{eff}(T_e) = 5.6 \times 10^{-14}\ cm^3 s^{-1} \qquad (۱۳)$$

جدول ۲: مقایسه مشاهدات با نتایج بدست آمده

کمیت مورد نظر	مقدار مشاهده ای	مقدار محاسبه شده در الگو
$t_{dyn}(yr)$	۱۲۰۰	۲۰۰۰
$t_s(pc)$	-	۰.۰۰۷۶
$M_{neb}(M_{sun})$	-	۰.۰۰۳٤

$I_{\mathrm{H\beta}}$	۱۰۰	۱۰۰
$\frac{I_{\mathrm{HeI}}(\lambda = 4471\mathring{A})}{I_{\mathrm{H\beta}}}$	۲.٦	۲.۱
$\frac{I_{\mathrm{HeI}}(\lambda = 5876\mathring{A})}{I_{\mathrm{H\beta}}}$	٦.۳۰	٦.۱۸
$(\frac{\mathrm{km}}{\mathrm{s}})(V_{\mathrm{exp}}(H\beta)$	-	۱۰
$V_{\mathrm{exp}}(HeI_{\lambda=4471\mathring{A}})\ (\frac{\mathrm{km}}{\mathrm{s}})$	-	۱۱

نتیجه گیری

ذرات گردوغبار مجموع عمق اپتیکی محیط را افزایش می دهند و در نتیجه با وجود گردوغبار تعداد فوتون های یونیده کننده که به سحابی می رسند، کاهش یافته و در هر نقطه کسر یونیدگی در مقایسه با حالت بدون گردوغبار کمتر خواهد شد.

مرجع‌ها

[1] J.H.Cahn, J.B.Kaler, L.Stanghellini;"*A catalogue of absolute fluxes and distances of planetary nebulae*"; Astron. Astrophys, **94**, (1992), 399-452
[2] B.Balick;"*Observable effects of dust on the ionization of nebulae*"; Astrophys.J., **201**, (1975) 705-718
[3] D.E.Osterbrock and G.J.Ferland;"*Astrophysics of Gaseous Nebulae*"; University Science book, (2006) 17-36
[4] Lawrence H.Aller and Seik Hyung;"*The nebular spectrum of BD* + 303639*, 0.36-1.05 µm*"; Astron. So, **276**, (1995)1101-1108
[5] J. Ghanbari;" *Structure of wind Nebulae*", Ph.D Thesis, (1989)

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

ماده تاریک آینه ای و توجیه توزیع ماده تاریک در کهکشان های مارپیچی

رضا پژوهش[۱]، کاظم یوسفی روبیات[۲]

۱ استادیار نجوم و اخترفیزیک گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

۲ دانشجوی کارشناسی ارشد نجوم و اخترفیزیک گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

ماده تاریک آینه ای به عنوان یکی از نامزدهای ماده تاریک پیشنهاد شده و توانسته است پهنه وسیعی از خصوصیات ماده تاریک سرد را توجیه کرده و توافق زیادی نیز با نتایج آزمایشات مختلف آشکارسازی ماده تاریک داشته باشد. امروزه براساس شواهد زیادی از جمله منحنی سرعت چرخش کهکشان های مارپیچی، ناپایداری دیسک کهکشان و ... می دانیم که ماده تاریک در کهکشان های مارپیچی باید به صورت یک هاله کروی در اطراف دیسک کهکشان وجود داشته باشد. در این مقاله سعی خواهد شد که این مدل توزیع ماده تاریک در کهکشان های مارپیچی با در نظر گرفتن ماده تاریک آینه ای توجیه و تفسیر شود.

مقدمه

در سال ۱۹۶۶م. Okun et. all فرضیه وجود ماده آینه ای را مطرح و برای هر ذره یا پادذره، یک جفت آینه ای در نظر گرفتند که تنها در پاریته با ذره معمولی متفاوت بود. ماده آینه ای دقیقا خصوصیات ماده معمولی را داشته و تنها از طریق نیروی گرانشی با ماده معمولی برهمکنش دارد. در این مقاله علامت پریم، □ ، نشان دهنده ماده آینه ای خواهد بود (با این فرض □e ، □p ، □γ ، ... جفت های آینه ای e ، p ، γ ،... خواهند بود). بنابراین این مواد به عنوان نامزدی برای ماده تاریک مطرح شدند. در انفجار اولیه کیهانی، ماده معمولی و ماده آینه ای هردو در کنار هم و به طور همزمان تولید شدند (البته نه به یک مقدار) و انتظار ما این است که توزیع فعلی این مواد مشابه هم باشد، در صورتی که مشاهدات ما از کیهان خلاف این مطلب را نشان می دهد. به عنوان مثال ماده معمولی در کهکشان های مارپیچی در دیسک کهکشان متراکم شده در صورتی که ماده تاریک آینه ای در هاله کروی اطراف دیسک کهکشان توزیع شده است و این موضوعی است که باید توجیه و تفسیر شود. ماده تاریک آینه ای می تواند به صورت های متراکم (سیاره، ستاره، ابرنواختر، ...) هم وجود داشته باشد که بر اساس نتایج مشاهدات میکرولنزینگ برای کهکشان M31 نسبت ماده تاریک متراکم به کل ماده تاریک هاله اطراف کهکشان، f، در محدوده ۰/۱>f>۰/۰۸ بوده و بنابراین اکثر ماده تاریک در هاله کهکشانی به صورت گازی شکل خواهد بود. نکته دیگری که باید به آن اشاره کرد این است که نتایج بررسی ها و شبیه سازی های کیهان اولیه نشان می دهد اکثر ماده تاریک تولید شده به صورت □He بوده است نه □H.

منبع گرمایش هاله آینه ای

ابتدا زمان لازم برای سرد شدن هاله آینه ای گازی شکل اطراف کهکشان، در غیاب هرگونه منبع گرمایی را محاسبه می کنیم و هم چنین گاز تشکیل دهنده این هاله را □He یونیده در نظر می گیریم که یونیده بودن آن در ادامه توجیه خواهد شد. تحول ابر گازی اولیه را در شرایط تعادل استاتیکی فرض کرده و لذا براساس قضیه ویریال خواهیم داشت:

$$2K + U = 0 \qquad (۱)$$

که در رابطه بالا U انرژی پتانسیل گرانشی و K انرژی جنبشی کل ابر است. انرژی پتانسیل یک توزیع کروی با چگالی ثابت از ذرات گازی که تنها توسط نیروی گرانش به یکدیگر مقید هستند از رابطه زیر بدست می آید:

$$U=-\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \qquad (۲)$$

که M جرم کل سحابی اولیه و R شعاع آن است. با فرض این که گاز مورد نظر از N ذره با جرم متوسط μm_p ، تشکیل شده باشد، قضیه ویریال را می توان به شکل زیر باز نویسی کرد:

$$-2N\left(\frac{1}{2}\mu m_p\langle v^2\rangle\right)=-\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \qquad (۳)$$

که $\langle v^2\rangle$ ریشه میانگین مربعی سرعت ذرات گاز است. همچنین می توان دمای ویریال گاز را به صورت زیر تعریف کرد:

$$\frac{3}{2}KT_{virial}=\frac{1}{2}\mu m_p\langle v^2\rangle \qquad (٤)$$

با ترکیب روابط ۳ و ٤ خواهیم داشت:

$$KT_{virial}=\frac{\mu m_p GM}{5R} \qquad (٥)$$

اگر در رابطه ٥ پارامتر های عددی مربوط به کهکشان راه شیری را قرار دهیم[1] ، خواهیم داشت: $KT_{virial}\cong 100eV$ که دمایی بالاتر از دمای یونیزاسیون دومین الکترون He است، بنابراین فرض یونیده بودن گاز فرض درستی بوده است.

چگالی عددی الکترون های آینه ای موجود در ابر اولیه از رابطه زیر بدست می آید:

$$n_{e'}=\frac{3M}{4\pi R^3}\frac{2}{3\mu m_p} \qquad (٦)$$

الکترون ها و یون های آینه ای توسط فرایند تابش ترمزی یا فرایند های مجاز دیگر می توانند با یکدیگر برهمکنش داشته و فوتون های آینه ای تولید کنند. با محاسبه ساده ای می توان نشان داد که طول میانگین پویش آزاد برای فوتون های آینه ای بزرگتر از ابعاد کهکشان بوده و بنابراین اکثر این فوتون ها به راحتی هاله کهکشان را ترک کرده و باعث اتلاف انرژی و سرد شدن آن خواهند شد[5]. نرخ اتلاف انرژی در واحد حجم، Γ_{cool}، متناسب با $n_{e'}^2$ خواهد بود . بنابراین:

$$\Gamma_{cool}=n_{e'}^2\Lambda \qquad (۷)$$

که در آن Λ ، ثابت تناسب، به عوامل مختلفی از جمله سطح مقطع برخورد، دمای محیط، ... بستگی خواهد داشت. برای دمای ویریال حدود 100eV مقدار Λ از مرتبه 10^{-23} خواهد بود[1]. با استفاده از چگالی انرژی در واحد حجم ($n_{e'}\frac{3}{2}KT_{virial}$) و هم چنین نرخ اتلاف انرژی می توان مدت زمان لازم برای سرمایش سحابی اولیه به صورت زیر بدست آورد:

$$t_{cool}=\frac{n_{e'}\frac{3}{2}KT_{virial}}{\Gamma_{cool}}=\frac{3}{2}\frac{KT_{virial}}{n_{e'}\Lambda} \qquad (۸)$$

با جایگذاری پارامتر های عددی کهکشان راه شیری، زمان سرمایش حدود ۳ میلیون سال بدست می آید که بسیار کمتر از عمر کهکشان راه شیری است[5]. بنابراین در حال حاظر نبایستی این مواد به صورت یک هاله در اطراف کهکشان مشاهده شوند، بلکه باید مانند مواد معمولی در مرکز کهکشان متراکم باشند.

حال اگر یک منبع گرمایی برای سحابی اولیه در نظر بگیریم تا بتواند اتلاف انرژی را جبران کند، مشکل توزیع ماده آینه ای قابل توجیه خواهد بود. از شرط تعادل هیدرواستاتیک داریم:

$$\frac{dP(r)}{dr}=-\rho(r)g(r) \qquad (۹)$$

در رابطه بالا $P(r)$ فشار و $g(r)$ شتاب گرانشی در هر شعاع r است. چون گازهای هاله کهکشانی رقیق اند، می توان از معادله حالت گاز کامل، $P=\frac{\rho KT}{\mu m_p}$، استفاده کرد. اگر سحابی اولیه همدما در نظر گرفته شود (دما تابعی از مکان نخواهد بود)، شتاب گرانشی در فاصله r نیز به راحتی برحسب تابعی از ρ به صورت زیر خواهد بود:

$$g(r)=\frac{4\pi G}{r^2}\int_0^r \rho(r')r'^2\,dr' \qquad (۱۰)$$

که G ثابت جهانی نیوتون است.با ترکیب روابط ۹ و ۱۰ می توان ρ را بر حسب r بدست آورد:

$$\rho(r)=\frac{\lambda}{r^2} \quad \text{و} \quad \lambda=\frac{KT}{2\pi G\mu m_p} \qquad (۱۱)$$

هم چنین سرعت دورانی ذرات در فاصله r حول مرکز سحابی را می توان از رابطه زیر بدست آورد:

$$v_{rot}^2(r)=\frac{4\pi G}{r}\int_0^r \rho(r')r'^2 dr'=4\pi G\lambda \qquad (۱۲)$$

که مقدار ثابتی است. با ترکیب روابط ۱۱ و ۱۲ خواهیم داشت:

$$\rho(r)=\frac{v_{rot}^2}{4\pi G}\frac{1}{r^2} \qquad (۱۳)$$

همان طور که می دانیم بر اساس مشاهدات رصدی v_{rot} برای راه شیری مقدار تقریبی $220\frac{Km}{s}$ را دارد[1]. از طرفی چون هاله را متشکل از گاز He در نظر گرفتیم لذا $n_{e'}=2n_{He'}=\frac{2\rho}{m_{He'}}$ بنابراین به سادگی می توان نشان داد $n_{e'}\propto\frac{1}{r^2}$. درخشندگی کل هاله کهکشان از رابطه زیر بدست می آید:

$$L_{halo}=\int \Gamma_{cool}d\Omega r'^2 dr'=4\pi\Lambda\int_{r_{min}}^{\infty} n_{e'}^2 r'^2 dr' \qquad (۱۴)$$

با توجه به آن که انتگرال بالا در حد $r_{min}\to 0$ تکینه است، بنابر این برای حد پایین انتگرال مقدار حداقلی را در نظر گرفته و حد بالای آن را نیز با تقریب خوبی مقدار 100Kpc قرار می دهیم[3]. با محاسبه L_{halo} برای کهکشان راه شیری، شار تابشی هاله مقدار $10^{43}\frac{erg}{s}$ بدستخواهد آمد[5]. بنابراین باید یک منبع گرمایی با حداقل توان تابشی $10^{43}\frac{erg}{s}$ برای ایجاد گرمایش هاله در نظر بگیریم.

منابع گرمایی مختلفی را می توان برای این منظور پیشنهاد کرد که محتمل ترین آن ها ابرنواخترها (چه از نوع معمولی و چه از نوع آینه ای) می باشند. انرژی پس زنی مواد در هر انفجار ابرنواختری آینه ای از مرتبه $10^{51}erg$ است بنابراین بایستی در هر سال یک انفجار ابرنواختری آینه ای در داخل کهکشان داشته باشیم، که ظاهرا نرخ بالایی است، مخصوصا با علم به این موضوع که نسبت مواد آینه ای متراکم به گازی شکل، نسبت کوچکی است. اما در مورد ابرنواخترهای معمولی در هر انفجار حدود $3\times10^{53}erg$ انرژی آزاد می شود که بیشتر آن به صورت فوتون ها و نوترینوهای پر انرژی است و تنها $10^{51}erg$ انرژی پس زنی مواد خواهد بود. اما در صورت وجود اختلاط و تبدیل فوتون های معمولی و فوتون های آینه ای، تعدادی از فوتون های پرانرژی معمولی می توانند تبدیل به e' و $e^{+\prime}$ شوند که این ذرات نیز به دلیل دارا بودن بار الکتریکی شانس فرار از میدان مغناطیسی مواد آینه ای را نداشته و بنابراین انرژی خود را به هاله آینه ای داده و باعث گرم شدن آن شوند. این واکنش (تبدیل فوتون به e' و $e^{+\prime}$) توسط لاگرانژین زیر توصیف می شود:

$$\mathcal{L}=\frac{\varepsilon}{2}F^{\mu\nu}F'_{\mu\nu} \qquad (۱۵)$$

که در رابطه بالا $F^{\mu\nu}$ و $F'^{\mu\nu}$ تانسور شدت میدان مغناطیسی برای میدان های الکترومغناطیسی معمولی و آینه ای هستند و ε فاکتوری است که شدت این واکنش را تعیین می کند. نتایج آزمایشات و تحقیقات پروژه DAMA نشان داده است که مقدار

$\varepsilon \sim 5 \times 10^{-9}$ است[6],[7]. بر این اساس می توان نشان داد که نسبت انرژی آزاد شده به صورت e' و $e^{+\prime}$ به انرژی کل آزاد شده در انفجار ابرنواختر، f'، از مرتبه ۰/۱ خواهد بود که می تواند توان لازم برای گرمایش هاله را تامین کند.

نتیجه گیری

براساس مشاهدات و شواهد موجود ماده تاریک در کهکشان ها باید در هاله ای کروی اطراف دیسک کهکشان باشد، اما با فرض قبول ماده آینه ای به عنوان ماده تاریک نشان دادیم که بایستی حتما یک منبع گرمایش برای جبران اتلاف انرژی هاله کهکشان تشکیل شده از مواد آینه ای با حداقل توان تابشی $10^{34}\frac{erg}{s}$ وجود داشته باشد. ابرنواخترهای آینه ای در صورتی که با نرخ یک انفجار در سال وجود داشته باشند، می توانند این توان تابشی را ایجاد کنند. این میزان حدود ۱۰۰ برابر تعداد انفجارهای ابرنواختری در مواد معمولی است! اما ابرنواخترهای معمولی در صورت وجود اختلاط و تبدیل فوتون های معمولی و فوتون های آینه ای، با فاکتور شدت $\varepsilon \sim 10^{-9}$ می توانند این توان تابشی را تامین کنند. بر اثر واکنش تبدیل فوتون به الکترون و پوزیترون آینه ای، e' و $e^{+\prime}$ ، با فاکتور شدت فوق، هر ابرنواختر معمولی ۱۰ درصد انرژی خود را به صورت e' و $e^{+\prime}$ آزاد کرده و برای رسیدن به توان $10^{34}\frac{erg}{s}$ برای گرم کردن هاله آینه ای باید هر ۱۰۰ سال یک انفجار ابرنواختری در مواد معمولی داخل کهکشان داشته باشیم که با مشاهدات کاملا در توافق است. این منبع گرمایی مانع متراکم شدن هاله آینه ای در مرکز کهکشان شده و توزیع کنونی ماده تاریک و ماده معمولی در یک کهکشان را توجیه می کند.

مرجع‌ها

[1] J. Binney and S.Tremaine; "*Galactic Dynamics* " ; 1th edition, Princeton University Press. (1987)
[2] B. W. Carrol and D. A. Ostlie; "*An Introduction to Modern Astrophysics*"; 2th edition, Addison-Wesley. (2007)
[3] P. Salucci and A. Borriello; "The Dark Matter Distribution in Disk Galaxies " ; *MNRAS* (2000)
[4] P. Salucci and A. Borriello; "Cold Dark Matter Halos Must Burn"; *astro-ph/0106251* (2001)
[5] R. Foot and R. R. Volkas; "Spherodial Galactic Halos and Mirror Dark Matter"; *phy.Rev.D70, 123508* (2004)
[6] R. Foot; "Implication of the DAMA and CRESST Experiments of Mirror Matter-Type Dark Matter"; *phy.Rev.D69, 036001* (2004)
[7] R. Foot; "Reconciling the Positive DAMA Ann

معادله حالت ستاره نوترونی

آمینه رضایی ، سعیده زریونی ، محمد ملک جانی
دانشگاه بوعلی سینای همدان

چکیده

معادله حالت ستاره‌ی نوترونی را با استفاده از پتانسیل‌های حقیقی دو نوکلئونی که از برازش با خواص دوترون وداده‌های پراکندگی نوکلئون–نوکلئون به طریق نسبیتی و غیر نسبیتی به دست می آیند و نیز با استفاده از پتانسیل‌های پدیده شناختی همچون برهمکنش اسکرم به دست آورده‌ایم. سپس با حل معادله‌ی تولمن– اوپن هیمر–ولکوف، جرم و شعاع این ستاره را محاسبه کرده‌ایم. این مقادیر با نتایج به دست آمده از سایر روش‌ها و پتانسیل‌هاو نیز مشاهدات رصدی سازگاری خوبی را نشان می‌دهند.

The Equation of State Of Neutron Star

Amineh Rezaee , Saeedeh Zaryouni , Mohammad Malekjani
Department of Physics, Bu-Ali Sina Universityz, Hamedan

Abstract

We have obtained the equation of state of neutron star by using realistic two-nucleon potentials which are obtained by fitting deuterons properties and scattering nucleon-nucleon data in relativistic and non-relativistic formalism and also phenomenological potentials like Skyrme. Then, we have calculated mass and radios of this star by solving Tolman- Oppenheimer and Volkoff equation. These results show a good agreement to other methods and potentials.

مقدمه

امروزه بررسی معادله حالت ستاره‌ی نوترونی و تعیین جرم و شعاع آن از اهمیت فوق العاده ای برخورداراست. ستاره‌ی نوترونی که از انفجار ابرنواختر به وجود می‌آید و قسمت اعظم هسته‌ی آن از نوترون‌ها تشکیل شده است را می توان به طور ساده به صورت یک سیستم نامحدود از بینهایت نوترون برهمکنش کننده در نظر گرفت [1]. در دهه‌های اخیر جرم و شعاع ستاره نوترونی با استفاده از پتانسیل‌های حقیقی دو نوکلئونی مانند AV_{14}، و غیره که از برازش با داده‌های پراکندگی نوکلئون–نوکلئون و خواص دوترون به دست می‌آیند و نیز با استفاده از پتانسیل‌های پدیده شناختی همچون پتانسیل‌های اسکرم، پاریس و به روش های مختلف نسبیتی و غیرنسبیتی مورد مطالعه قرار گرفته است [2,3]. جرم و شعاع ستاره نوترونی با استفاده از نحوه‌ی تغییرات فشار در مجاورت چگالی تعادل ماده‌ی هسته‌ای تعیین می شود.تراکم ناپذیری و پارامتر عدم تقارن،کمیت‌های دیگری هستند که در تعیین جرم و شعاع ستاره تاثیر دارند[4]. مقادیر جرم و شعاع ستاره نوترونی را می‌توان با استفاده از مشاهدات رصدی نیز به دست آورد.

در این متن ابتدا با استفاده از روش وردشی پایین‌ترین مرتبه‌ی قید معادله حالت ستاره نوترونی بااستفاده از تعدادی پتانسیل برهمکنش نوکلئون–نوکلئون مانند پتانسیل اسکرم، V_8، و به دست آورده‌ایم. سپس با حل معادله‌ی تولمن- اوپن هیمر- ولکوف (TOV) جرم و شعاع ستاره‌ی نوترونی را محاسبه نموده‌ایم.

معادله‌ی تولمن- اوپن هیمر- ولکوف

مطالعات اختر فیزیکی نشان داده است که گاز داخل ستاره‌ها در تعادل هیدروستاتیکی قرار دارد. منظور از تعادل هیدروستاتیکی آن است که، نیروی گرانش ستاره (به سمت داخل ستاره) با نیروی گرادیان فشار (به سمت خارج ستاره) در تعادل است. به عنوان مثال در یک ستاره نوترونی، نیروی فشار، از نوترون های داخل ستاره سرچشمه می‌گیرد و هنگامی که دما به سمت صفر می‌رود نوترون-های تبهگن تمام حالت‌های ممکن انرژی پایین‌تر از سطح انرژی فرمی را پر می‌کنند، بطوریکه اصل طرد پاولی مانع اشغال شدن دو نوترون با حالت کوانتومی یکسان می‌شود. از سوی دیگر نیروی گرانش باعث متراکم شدن نوترون‌ها می‌شود و نوترون‌ها را تا حد ممکن نزدیک می‌سازد. به این ترتیب فشار نوترون‌های تبهگن به سمت خارج از یک سو و انقباض نوترون‌های تبهگن به علت نیـروی گرانش از سوی دیگر باعث می‌شود اندازه‌ی سیستم به مقدار تعادل ثابتی برسد [5].

اولین بار درسال 1939 تولمن، اوپن هیمر و ولکوف با در نظر گرفتن تصحیحات مربوط به نسبیت عام برای ستاره‌ای با چگالی بسیار بالا که در تعادل هیدروستاتیکی است، معادله‌ای را به دست آوردند که به معادله‌ی TOV معروف شد [6,7]. این معادله به صورت زیر داده می‌شود:

$$\frac{dp}{dr}=-\frac{GM(r)\varepsilon(r)}{c^2r^2}[1+\frac{p(r)}{\varepsilon(r)}][1+\frac{4\pi r^3p(r)}{M(r)c^2}][1-\frac{2GM(r)}{c^2r}]^{-1} \qquad (۱)$$

در این رابطه $p(r)$ فشار داخلی ستاره در هر شعاع r، $M(r)$ جرم ستاره در هر شعاع r ، ε چگالی انرژی و c سرعت نور است. این رابطه آهنگ کاهش فشار ازمرکز به سمت بیرون را نشان می‌دهد. همچنین آهنگ افزایش جرم ستاره از مرکز به سمت بیرون به صورت زیر است:

$$\frac{dM(r)}{dr}=\frac{4\pi r^2\varepsilon(r)}{c^2} \qquad (۲)$$

معادلات فوق معادلات جفت شده‌ی غیرخطی، با تصحیحات مربوط به نسبیت عام هستند. از حل انتگرال عددی این دو معادله می-توان جرم و شعاع ستاره را محاسبه کرد. به علاوه از آنجا که فشار گاز داخل ستاره‌ها مستقل از دما وانتقال گرما در آنها بسیار سریع است ستاره‌ها را می‌توان به صورت گاز پلی تروپ در نظر گرفت. معادله حالت گاز پلی تروپ به صورت زیر است:

$$p=k\rho^{\gamma} \qquad (۳)$$

که در آن γو k به ترتیب درجه و ثابت پلی تروپ هستند. بنابراین معادلات جفت شده(1و2)برای گاز پلی تروپ بصورت زیر درمی‌آیند[5]:

$$\frac{d\tilde{p}(r)}{dr}=-[\frac{\alpha\tilde{p}(r)^{1/\gamma}\tilde{M}(r)}{r^2}][1+\tilde{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\tilde{k}^{\frac{1}{\gamma}}][1+\frac{\beta\tilde{k}^{1/\gamma}r^3\tilde{p}(r)}{\tilde{M}(r)}][1-\frac{2\alpha\tilde{M}(r)}{r}]^{-1} \qquad (٤)$$

$$\frac{d\tilde{M}(r)}{dr}=\beta r^2\tilde{p}^{1/\gamma} \qquad (۵)$$

به طوری‌که $\tilde{M}(r)=M(r)/M_0$ ، $\tilde{p}(r)=p/\varepsilon_0$ ، $\tilde{k}=k\varepsilon_0^{\gamma-1}$ ، $\alpha=R_0/\tilde{k}^{1/\gamma}$ ، $\beta=\frac{4\pi\varepsilon_0}{M_0c^2\tilde{k}^{1/\gamma}}$ ، R_0 نصف شعاع شوارتزشیلد و برابر با $R_0=GM_0/c^2$ و مقدار آن $1.473km$ و M_0 جرم خورشید و برابر با $1.989\times10^{33}gr$ است.

معادلات (4و5) به ترتیب آهنگ کاهش فشار و جرم ستاره را برحسب فاصله از مرکز آن نشان می‌دهند. برای محاسبه‌ی جرم و شعاع ستاره، باید معادلات جفت شده را حل کرد.

معادله حالت ستاره‌ی نوترونی

ستاره‌ی نوترونی را می‌توان به‌صورت یک سیستم متشکل از A نوترون درنظر گرفت. هامیلتونی این سیستم به صورت مجموع انرژی جنبشی تک ذرات و انرژی پتانسیل برهمکنش جفت نوکلئون‌ها نوشته می‌شود:

$$H=\sum_{i=1}^{A}T(i)+\sum_{i<j}V(i,j) \tag{٦}$$

با استفاده از پتانسیل‌های مختلف اسکرم (SKI3, SKI4 SIY6) وانجام پاره ای محاسبات جبری، مقدار چشمداشتی انرژی،و به تبع آن چگالی انرژی ستاره به صورت زیر به‌دست می‌آید[8]:

$$\varepsilon=n(m_Nc^2+an+bn^{2/3}+cn^{5/3}+dn^{\alpha+1}) \tag{٧}$$

که در آن، n به ترتیب جرم و چگالی نوترون‌ها وضرایب d ,c ,b ,a عبارتند از:

$$a=\frac{t_0}{4}(1-x_0) \tag{٨}$$

$$b=\frac{3}{5}\frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2)^{2/3} \tag{٩}$$

$$c=\frac{3}{40}[t_1(1-x_1)+3t_2(1-x_2)](3\pi^2)^{2/3} \tag{١٠}$$

$$d=\frac{t_3}{24}(1-x_3) \tag{١١}$$

و پارامترهای t و x پارامترهای مختلف اسکرم هستند[9] . با استفاده از رابطه

$$p=n^2\frac{d(\varepsilon/n)}{dn} \tag{١٢}$$

فشار برحسب چگالی نوترونها به صورت زیر به دست می‌آید:

$$p=an^2+\frac{2}{3}bn^{5/3}+\frac{5}{3}cn^{8/3}+d(\alpha+1)n^{\alpha+2} \tag{١٣}$$

نتیجه گیری

در این مرحله با رسم نمودارهای چگالی انرژی و فشار برحسب چگالی نوترون‌ها، نمودار فشار را برحسب چگالی انرژی رسم کرده‌ایم و ضرایب مورد نیاز $\tilde{k},\gamma,\varepsilon_0,\beta,\alpha$ را از برازش با نمودار مربوط به معادله حالت گاز پلی تروپ (رابطه‌ی *3*) به دست آورده‌ایم. سپس جرم و شعاع ستاره‌ی نوترونی را با استفاده از معادلات جفت شده (*4*و*5*) محاسبه نموده‌ایم. نتایج به دست آمده در جدول *1* داده شده است. سپس بااستفاده‌از پتانسیل‌های حقیقی دونوکلئونی AV_{14} و که از برازش با خواص دوترون و داده‌های پراکندگی نوکلئون-نوکلئون به ترتیب به طریق غیرنسبیتی و نسبیتی به دست می‌آیند، مقدار چشمداشتی انرژی را در چارچوب روش وردشی پایین ترین مرتبه قید محاسبه کرده‌ایم [10]. در این روش، با کمینه کردن مقدار چشمداشتی انرژی، و حل معادلات اویلر-لاگرانژ، توابع همبستگی و به تبع آن انرژی خوشه های دو ذره‌ای را به دست آورده‌ایم. در مورد پتانسیل که از برازش با داده‌های پراکندگی نسبیتی به دست می‌آید تصحیحات مربوط به برهمکن به این ترتیب نمودار چگالی انرژی را برحسب چگالی نوترونها رسم نموده،و به طور مشابه با آنچه در مورد پتانسیل اسکرم بیان شد، جرم و شعاع ستاره‌ی نوترونی را از برازش با معادله حالت گاز پلی تروپ و حل معادلات جفت شده تولمن-اوپن هیمر- ولکوف محاسبه کرده‌ایم. نتایج به دست آمده سازگاری خوبی با دیگر روش ها[11] و مشاهدات رصدی دارد.

جدول1 :مقادیر جرم و شعاع ستاره نوترونی با پتانسیل های مختلف

پتانسیل/ روش	شعاع(km)	جرم(M_0)
SKI3	90/17	87/1
SKI4	90/15	52/1
SIY6	30/14	24/1
AV_{14}	39/8	12/1
$\tilde{v}_{14}$	89/8	22/1
DBHF [2]	7/8	65/1
TFA[11]	13	4/1
مشاهدات رسدی	9	9/1-3/1

مرجع‌ها

[1] J. Schaffner-Bielich, *Nucl .Phys. A*. **804** (2007) 309.
[2] L. Engvik, G. Bao, M. Hjorth-Jensen, E. Osnes, E. Østgaard, *Astr. Phys. J* **469**(1995) 794.
[3] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, K. Sumiyoshi, *Nucl. Phys. A*. **637** (1998) 435.
[4] V. P. Psonis, Ch. C. Moustakidis, S. E. Massen, *Mod. Phys. Lett. A* **22**(2007) 1233.
[5] R. S. Richard, R. Sanja, *Am. J. Phys* **72**(2004) 7.
[6] R. C. Tolman, *Phys. Rev* **55** (1939) 364.
[7] J. R. Oppenheimer,G. M. Volkoff, *Phys. Rev* **55** (1939) 374.
[8] پایان نامه صادق مسعودی، راهنمایی سعیده زریونی، دانشگاه بوعلی سینای همدان، 1386
[9] J. R. Stone, P. G. Reinhard, Progr. Part. Nucl. Phys. 58(2007) 587.

[10] H. R. Moshfegh, S. Zaryouni, *Eur. Phys. J. A* **43** (2010) 283.
[11] A. L. Espindola and D. P. Menezes*, Phys. Rev C* **65**(2002) 045803.

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

رابطه بین ابعاد عالم و وجود ضریب تصحیح لگاریتمی در رابطه آنتروپی- سطح افق رویداد سیاهچاله ها

پگاه شاهینی، کوروش نوذری
دانشگاه مازندران دانشکده علوم پایه گروه فیزیک

چکیده

رابطه بین ضریب جمله لگاریتمی و بعد فضا زمان رادر آنتروپی سیاهچاله های در مقیاس TeV بررسی می کنیم. در مدل ابعاد اضافی بـزرگ و در چـارچوب اصل عدم قطعیت تعمیم یافته (GUP) ، نشان می دهیم که احتمال تولید سیاهچاله در برخورددهنده بزرگ هارونی (LHC) برای مقادیر به اندازه کافی بـزرگ پارامتر GUP کاهش می یابد. با در نظر گرفتن این مسئله، به نظر می رسد که مشاهده میکروسیاهچاله ها در مقیاس TeV امکان پذیر نیست. همچنـین پـارامتر GUP را در سناریو ابعاد اضافی با مقایسه آنتروپی محاسبه شده سیاهچاله در چارچوب GUP و گرانش کوانتومی حلقه تعیین می کنیم.

The Connection between Dimensionality of the Universe and Existence of Logarithmic Prefactor in Black Hole Entropy-Area Relation

Pegah Shahini, Kourosh Nozari
Department of physics, University of Mazandaran,
Babolsar

Abstract

We study the relation between logarithmic prefactor in black hole entropy-area relation and the spacetime dimensionality by a detailed study of TeV-Scale black hole entropy. In a model universe with large extra dimensions and within the GUP framework, we show that the probability of black hole production in the Large Hadronic Collidor (LHC) decreases for sufficiently large values of the GUP parameter. In this regard, even observation of micro-black hole will be suppressed at TeV energy Scale at the LHC. We determine also the GUP parameter in extra dimensional scenario by comparing the black hole entropy calculated within the GUP and loop quantum gravity frameworks.

مقدمه

همه کاندیداهای پیشنهاد شده برای گرانش کوانتومی با در نظر گرفتن ویژگی های بنیادی فضا زمان اصلاحاتی در ترمودینامیک سیاهچاله ها را پیشنهاد می کنند. اصل عدم قطعیت تعمیم یافته (GUP)، به عنوان آدرس مشترک تمامی رهیافتهای موجود به مسئله گرانش کوانتومی منجر به اصلاحات مهمی در ویژگی های ترمودینامیکی سیاهچاله می شود. اگرچه وابستگی جمله اصلاحی به ΔP در رابطه عدم قطعیت تعمیم یافته هایزنبرگ، با در نظر گرفتن ملاحضات نظریه ریسمان واضح است ولی هنوز نمی توان مقدار عددی ضریب جمله لگاریتمی را دقیقاً تعیین کرد و نیاز به تحقیقات بیشتری دارد. تحقیقات در دو دهه اخیر نشان داده است که مقیاس بنیادی پلانک در جهان با ابعاد اضافی بزرگ فشرده شده در حدود TeV است . در نتیجه احتمال تولید و آشکار سازی سیاهچاله ها

در مقیاس TeV در برخورد دهنده‌هایی مانند LHC وجود دارد. در گرانش، ابعاد اضافی در مقیاس TeV ، منجر به جمله ای در بسط رابطه اصلاح شده آنتروپی – سطح سیاهچاله می شود که تغییرات مهمی در تولید و آشکارسازی سیاهچاله های TeV در آزمایشگاه‌هایی مانند LHC ایجاد می کند. در این مقاله ما رابطه بین ضریب جمله لگاریتمی در رابطه آنتروپی- سطح افق رویداد و بعد فضازمان را در ترمودینامیک سیاهچاله های مقیاس TeV بررسی می کنیم . نشان می دهیم در جهانی با ابعاد اضافی بزرگ و در چارچوب GUP احتمال تولید سیاهچاله ها در LHC با مقادیر پارامتر GUP به اندازه کافی بزرگ، کاهش می یابد. با در نظرگرفتن این موضوع به نظر می رسد که مشاهده سیاهچاله‌ها در LHC امکان پذیر نباشد. همچنین پارامتر GUP را در سناریو ابعاد اضافی با مقایسه آنتروپی محاسبه شده سیاهچاله در GUP و گرانش کوانتومی حلقه تعیین می‌کنیم. در یک مثال سودمند، مقدار عددی α را با مقایسه مستقیم دو نتیجه بدست آمده از GUP و گرانش کوانتومی حلقه برای ضریب لگاریتمی در بسط رابطه آنتروپی سطح سیاهچاله به دست می آوریم.

GUP و ترمودینامیک سیاهچاله های مقیاس TeV

ایده ی اصلی همه روش ها در گرانش کوانتومی این است که یک مقیاس طول بنیادی وجود دارد که در زمان محدود نمی‌توان به آن رسید. مثلاً در نظریه ریسمان، رسیدن به طولی کوچکتر از طول ریسمان امکان پذیر نیست. این کمینه طول قابل مشاهده می تواند به وسیله GUP ، بعنوان تعمیم رابطه عدم قطعیت هایزنبرگ استاندارد، در حضور اثرات کوانتومی گرانشی درک شود. در واقع، با واردکردن اثرات متقابل گرانشی الکترون و فوتون در آزمایش ذهنی میکروسکوپ الکترونی هایزنبرگ می توان به GUP رسید[1]. بنابراین GUP جایگزین اصل عدم قطعیت استاندارد می شود که در واقع بیانی از طبیعت کوانتومی گرانش در فواصل بسیار کوتاه است و به شکل زیر نوشته می شود

$$\Delta x_i \geq \frac{1}{2\Delta p_i} + \alpha L_p^2 \frac{\Delta p_i}{2} \qquad (۱)$$

که $L_p = G_d^{\frac{1}{d-2}}$ طول بنیادی پلانک و G_d ثابت گرانشی در فضا زمان d بعدی در سناریو ADD است[2-4] که $G_d = G_4 R^{d-4}$ (R سایز بعد اضافی است) و α یک ثابت بدون بعد مثبت می باشد. در این مقاله $\hbar = c = k_B = 1$ را در نظر می گیریم. در حد $\Delta x >> L_p$ ، رابطه فوق عدم قطعیت استاندارد $\Delta x \Delta p \geq \frac{1}{2}$ را به دست می دهد. پس جمله اصلاحی در فرمول GUP زمانی که طول و تکانه نزدیک مقیاس پلانک باشند، قابل ملاحظه می شود. از رابطه (۱) داریم:

$$\Delta p_i \sim \frac{\Delta x_i}{\alpha L_p^2}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\alpha L_p^2}{\Delta x_i^2}}\right) \qquad (۲)$$

با یک روش ابتکاری بر اساس رابطه عدم قطعیت هایزنبرگ، معادله زیر را برای دمای هاوکینگ سیاهچاله در غیاب اثرات کوانتومی گرانش به دست می آوریم

$$T = \frac{d-3}{2\pi}\Delta p_i \qquad (۳)$$

که $\frac{(d-۳)}{۲\pi}$ ضریب کالیبراسیون در مدل های d بعدی است. بنابراین دمای اصلاح شده برای سیاهچاله در چـارچوب GUP چنـین است

$$T=\left(\frac{d-3}{2\pi}\right)\frac{\Delta x_i}{\alpha L_p^2}\left[1-\sqrt{1-\frac{\alpha L_p^2}{\Delta x_i^2}}\right] \qquad (٤)$$

در نزدیکی سطح افق رویداد سیاهچاله های TeV ، عدم قطعیت در مکان ذره برابر شعاع شوارتزشیلد است

$$\Delta x_i \approx r_s = w_d L_p m^{\frac{1}{d-3}} \qquad (۵)$$

که طبق تعریف

$$w_d=\left(\frac{8\pi^{\frac{3-d}{2}}\Gamma\left(\frac{d-1}{2}\right)}{d-2}\right)^{\frac{1}{d-3}},\ m=\frac{M}{M_p}$$

و $\frac{۱}{L_p}=M_p=G_d^{-\frac{۱}{d-۲}}$ ، جرم بنیادی پلانک است. با قراردادن معادله (5) در معادله (4)، داریم

$$T=\frac{d-3}{2\pi}\frac{w_d m^{\frac{1}{d-3}}}{\alpha L_p}\left[1-\sqrt{1-\frac{\alpha}{w_d^2 m^{\frac{2}{d-3}}}}\right] \qquad (٦)$$

با بسط تیلور رابطه (6) حول $\alpha=۰$ داریم

$$T=\frac{d-3}{2\pi}\frac{w_d m^{\frac{1}{d-3}}}{\alpha L_p}\left[1-\left(1-\frac{\alpha}{2w_d^2 m^{\frac{2}{d-3}}}-\frac{\alpha^2}{8w_d^4 m^{\frac{4}{d-3}}}+O(\alpha^3)\right)\right] \qquad (۷)$$

که به صورت زیر در می آید

$$T=\frac{d-3}{16\pi L_p}\left[\frac{4}{w_d m^{\frac{1}{d-3}}}+\frac{\alpha}{w_d^3 m^{\frac{3}{d-3}}}\right] \qquad (۸)$$

با استفاده از قانون اول ترمودینامیک سیاهچاله، $dS=\frac{dM}{T}$ ، داریم

$$S=\int_{M_{\min}}^{M} dM \frac{16\pi L_p}{d-3}\left[\frac{4}{w_d m^{\frac{1}{d-3}}}+\frac{\alpha}{w_d^3 m^{\frac{3}{d-3}}}\right]^{-1} \qquad (۹)$$

با یک انتخاب فیزیکی، فرض می کنیم وقتی جرم سیاهچاله به $M_{\min}$ رسید آنتروپی صفر شود. در نتیجه سیاهچاله هایی با جرم کوچکتر از $M_{\min}$ وجود ندارند و دما برای آنها تعیین نمی شود. این جرم کمینه که به آن جرم باقیمانده سیاهچاله می گوییم چنین است

$$M_{\min}=\left(\frac{\alpha}{w_d}\right)^{d-3} M_p \qquad (۱۰)$$

بنابراین، تبخیر هاوکینگ وقتی جرم سیاهچاله به باقیمانده ای در مقیاس پلانک رسید متوقف می شود که در این هنگام دمای سیاهچاله به بیشینه مقدار خود می‌رسد. در نتیجه داریم

$$S=\frac{8\pi {w_d}^3}{\alpha} m^{\frac{d}{d-3}} L(-\frac{4{w_d}^2}{\alpha} m^{\frac{2}{d-3}},\ 1\ \ \frac{d}{2}) \qquad (۱۱)$$

که تابع $L(z,a,v)$ به صورت زیر تعریف می شود.

$$L(z,a,v)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{z^n}{(v+n)^a}$$

وقتی d فرد باشد در بسط اصلاحی آنتروپی تابعی از نوع arctan و وقتی d زوج باشد فرم لگاریتمی داریم.
اکنون ظرفیت گرمایی سیاهچاله با عبارت زیر بدست می آید.

$$C=\frac{dM}{dT_H}=\frac{2\alpha}{w_d} m^{\frac{d-4}{d-3}} \frac{\sqrt{1-\frac{\alpha}{w_d^2 m^{\frac{2}{d-3}}}}}{\sqrt{1-\frac{\alpha}{w_d^2 m^{\frac{2}{d-3}}}}-1} \qquad (۱۲)$$

این خواص ترمودینامیکی، کاملاً از ایده باقیمانده پایدار در مراحل نهایی تبخیر سیاهچاله حمایت می‌کنند.

در چارچوب GUP ، فرایند تبخیر برای سیاهچاله شوارتزشیلد در دو مرحله انجام می شود: در مرحله نخست، دمای سیاهچاله با تبخیرش افزایش می یابد این فاز به نام فاز هاوکینگ شناخته می شود. بعد از مدتی دما به مقدار بیشینه خود می رسد که به آن فاز توقف می گوییم. در این مرحله، دما به یک مقدار غیرصفر می رسد که در نتیجه آن به یک جرم غیر صفر محدود (که به نام باقیمانده پلانکی شناخته می شود) می رسد. بنابراین فرایند تبخیر در چارچوب GUP، منتهی به رسیدن به یک جرم بنیادی می شود. اصلاح رابطه عدم قطعیت هایزنبرگ در اصل می تواند در آینده در آزمایشاتی، با پیش بینی که برای باقیمانده پایدار سیاهچاله ها وجود دارد، آزموده شود. این باقیمانده پایدار یک کاندیدا برای حفظ اطلاعاتی است که از سیاهچاله خارج می شود و پاسخی برای مشکل

اطلاعات گمشده به دست می دهد. نکته ای که باید به آن توجه کرد، این است که ، رفتار ترمودینامیکی سیاهچاله ها وابسته به مقدار α است. با زیاد شدن α ، $M_{\min}$ افزایش می یابد و بیشینه دما به سمت دماهای پایین تر می رود.

گرانش کوانتومی حلقه مقدار $-\frac{1}{2}$ را برای ضریب جمله لگاریتمی پیش بینی می کند. با استفاده از این مقدار می‌توانیم مقدار عددی پارامتر GUP را بدست آوریم با فرض اینکه پارامتر GUP روی شامه با هر تعداد ابعاد اضافی ثابت در نظر گرفته شود، با مقایسه ضریب جمله لگاریتمی بدست آمده درگرانش کوانتومی حلقه با کمیت متناظر در چارچوب GUP به مقدار $\alpha = \frac{۲}{\pi}$ می‌رسیم.

اثر ابعاد اضافی و ضریب جمله لگاریتمی بر خواص ترمودینامیک

همچنانکه نشان داده ایم، آنتروپی سیاهچاله ها با افزایش تعداد ابعاد اضافه کاهش می یابد. پس آنتروپی سیاهچاله ها در مدلهای ابعاد اضافی، کوچکتر از آنتروپی سیاهچاله های ٤- بعدی است. ظرفیت گرمایی سیاهچاله ها در این چارچوب منفی است چون $\left(1-\frac{\alpha}{w_d^2 m^{\frac{2}{d-3}}}\right)^{1/2} -1>0$ که می توان نشان داد با افزایش d تا $d=۸$ مقدار ظرفیت گرمایی کاهش می یابد.

حال وابستگی $M_{\min}$ و $T_{\max}$ (بیشینه دما) را به مقدار ضریب α و تعداد ابعاد فضا زمان بررسی می کنیم. جدول ۱ ، $M_{\min}$ و $T_{\max}$ را برای $d=۴$ تا $d=۱۱$ برای α های مختلف نشان داده است. با افزایش α از چپ به راست برای یک d ثابت، $T_{\max}$ کاهش می‌یابد و $M_{\min}$ افزایش می یابد. در حالی که با افزایش d از بالا به پایین برای یک α ثابت، $T_{\max}$ افزایش می‌یابد ولی $M_{\min}$ رفتار متفاوتی را نشان می دهد. اگر $\alpha = \frac{۲}{\pi}$ باشد با افزایش d تا $d=۸$ ، $M_{\min}$ نیز افزایش می یابد ولی برای $d \geq ۹$ با افزایش d ، $M_{\min}$ کاهش می یابد. این مسئله بسیار مهم است، چون سیاهچاله در مدلهای ابعاد اضافی با αی ثابت، در شرایطی که $E_{cm} > M_{\min}$ باشد می تواند در LHC تولید شود (E_{cm} ، انرژی مرکز جرم پارتون- پارتون است که برابر ١٤ TeV است). ولی اگر جرم باقیمانده سیاهچاله بزرگتر از مقیاس انرژی های دسترس پذیر در LHC باشد، نمی توانیم هیچ سیاهچاله ای در LHC مشاهده کنیم.

	$M_{min}^{\alpha=2/\pi}(TeV)$	$T_{max}^{\alpha=2/\pi}(TeV)$	$M_{min}^{\alpha=1}(TeV)$	$T_{max}^{\alpha=1}(TeV)$	$M_{min}^{\alpha=2}(TeV)$	$T_{max}^{\alpha=2}(TeV)$
$d=4$	0.39	0.18	0.5	0.15	0.63	0.11
$d=5$	0.75	0.37	1.18	0.31	2.26	0.22
$d=6$	1.06	0.57	2.1	0.46	5.82	0.33
$d=7$	1.25	0.77	3.07	0.63	12.35	0.44
$d=8$	1.27	0.97	3.94	0.78	22.29	0.55
$d=9$	1.15	1.19	4.53	0.94	36.09	0.66
$d=10$	0.97	1.35	4.72	1.1	53.44	0.79
$d=11$	0.75	1.58	4.58	1.25	72.88	0.89

جدول ۱. وابستگی $M_{\min}$ و $T_{\max}$ (بیشینه دما) را به مقدار ضریب α و تعداد ابعاد فضا زمان

خلاصه

اصل عدم قطعیت تعمیم یافته و مدل ابعاد اضافی عالم هر دو بر پایه ایده نظریه ریسمان استوارند که بر اساس آن مقیاس بنیادی طولی وجود دارد که دسترسی به طول های کوچکتر از آن ممکن نیست. این مقیاس، از مرتبه TeV است که اگر $M_{\min}$ باقیمانده سیاهچاله ها از مرتبه TeV باشد امکان تولید و آشکار سازی آنها در LHC وجود دارد. با مقایسه نتایج گرانش کوانتومی حلقه برای ضریب جمله لگاریتمی در رابطه آنتروپی-سطح افق رویداد سیاهچاله و مقایسه آن با نتایج بدست آمده از GUP به $\alpha = \frac{2}{\pi}$ می‌رسیم. با توجه به رابطه $M_{\min} = \left(\frac{\alpha}{w_d}\right)^{d-3} M_p$، می بینیم که $M_{\min}$ به طور موثر به پارامتر GUP (α) و بعد فضازمان (d) وابسته است. بنابراین ، در نظریه های با ابعاد اضافه، اگر تعداد ابعاد فضازمان به اندازه کافی زیاد باشد با پارامتر GUP به اندازه کافی کوچک، احتمال تولید و آشکارسازی میکروسیاهچاله ها در LHC بیشتر می شود. ولی برای پارامترهای GUP به اندازه کافی بزرگ با افزایش d (بدون در نظرگرفتن هیچ حدی برای d)، $M_{\min}$ نیز افزایش می یابد پس اگر در مدل های GUP، α به اندازه کافی بزرگ باشد، نمی توانیم در LHC سیاهچاله تولید کنیم.

مراجع

[1] M. K. Parikh and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett*. **85** (2000) 5042
[2] K. Nozari and S. H. Mehdipour, *Europhysics Lett*. 84 (2008) 20008
[3] K. Nozari and S. H. Mehdipour, *Class. Quant.Grav*. **25** (2008) 175015
[4] K. Nozari and S. H. Mehdipour, *JHEP* **0903** (2009) 061.

بررسی رمبش گرانشی، به عنوان گزینه‌ای برای ایجاد فوران گاما

محمد عرب[۱]، مسعود جعفری[۱]، صمد خاکشورنیا[۲]

۱ دانشگاه دامغان

۲ پژوهشکده‌ی علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی تهران

چکیده

در این مقاله به بررسی رمبش گرانشی یک ستاره باردار و تابشی با تقارن کروی پرداخته و با استفاده از ترکیب و حل معادلات دیفرانسیل میدان و شرایط اتصال در نسبیت عام، تأثیر همزمان میدان الکترومغناطیسی، ثابت کیهان‌شناسی و شار حرارتی بر معادلات رمبش را بررسی کرده و با حل عددی معادلات دیفرانسیل بدست آمده، سازگاری این حل را با نتایج رصدی فوران گاما نشان می‌دهیم.

مقدمه

برای اولین بار فوران گاما در سال ۱۹۷۳ کشف شد[۱] و بعد از آن صدها مورد از این پدیده توسط رصدگران مشاهده گشت[۲]. در این پدیده تابشی به اندازه 10^{51} تا 10^{52} در طول زمان ۳۰ میلی ثانیه تا ۵۰۰ میلی ثانیه رصد شد. تا کنون نظریات متفاوتی در مورد چگونگی تولید این مقدار عظیم از پرتوی گاما پیشنهاد شده است.رمبش گرانشی یکی از این نظریه‌ها می‌باشد[۳]. می‌توان همزمان تاثیر میدان الکترومغناطیسی، ثابت کیهان‌شناسی و شار حرارتی درون ستاره را در نظر گرفت و با استفاده از اتصال متریک‌های درون و بیرون ستاره‌ی تابشی و باردار به معادلات عام‌تر رمبش گرانشی یک ستاره نزدیک‌تر شد. حال با حل معادلات دیفرانسیل بدست آمده می‌توان سازگاری فوران گاما را با رمبش گرانشی ستاره تحقیق کرد.

معادلات میدان اینشتین-ماکسول

بررسی ما بر روی یک ستاره‌ی ناهمگن با تقارن کروی در یک دستگاه مختصات همسانگرد می‌باشد. متریک مناسب برای درون این ستاره متریک شبه‌فریدمان است که یک متریک همراه ذره می‌باشد[۳].

$$ds_-^2 = dt^2 - a^2(t)(A^2(r,t)dr^2 + r^2 d\Omega^2) \qquad d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\varphi^2 \quad (۱)$$

$$A(r,t) = \frac{1}{\sqrt{1-k(t)r^2}} \quad \text{و} \quad k = k(t) \quad (۲)$$

تانسور انرژی-تکانه‌ی کل به صورت زیر بیان می‌شود،

$$T_{\mu\upsilon} = (p+\rho)u_\mu u_\upsilon - pg_{\mu\nu} + q_\mu u_\upsilon + u_\mu q_\upsilon + E_{\mu\upsilon} \quad (۳)$$

که در آن $p = p(r,t)$ و $\rho = \rho(r,t)$ به ترتیب فشار و چگالی و $u_\mu = \delta_\mu^0$ چهارسرعت در دستگاه مختصات همراه ذره و $q_\mu = q(r,t)\delta_\mu^1$ چهاربردار شار حرارتی است (δ_β^α تابع دلتای کرونکر است). $E_{\mu\nu}$ تانسور انرژی-تکانه‌ی ماکسول است.

اگر σ چگالی بار باشد؛از حل معادلات ماکسول خواهیم داشت:

$$-\frac{1}{aA}\frac{\partial\phi}{\partial r} = \frac{-s(r)}{a^2r^2} = E \quad (٤)$$

بطوری که $a = a(t)$، $A = A(r,t)$ و $E = E(r,t)$. با فرض $\beta = ar$، تابع $s(r)$ به شکل زیر بدست می‌آید.

$$s(r) = 4\pi \int \sigma a A \beta^2 \mathrm{d}r \tag{۵}$$

معادلات میدان اینشتین ماکسول بدین صورت بیان می‌شوند .

$$G_{\mu\upsilon} = -8\pi T_{\mu\upsilon} - \Lambda g_{\mu\upsilon} \tag{۶}$$

که $G_{\mu\upsilon}$ تانسور اینشتین است. در ادامه از حل معادلات میدان با استفاده‌ی (۱)، (۳)، و (٤) در معادله‌ی (٦) خواهیم داشت (نقطه در بالای هر کمیت نشان دهنده‌ی مشتق زمانی از آن کمیت است):

$$-8\pi p + \Lambda + E^2 = \frac{\dot{a} + 2a\ddot{a} + k}{a^2} \tag{۷}$$

$$-8\pi p + \Lambda - E^2 = \frac{\dot{a} + 2a\ddot{a} + k}{a^2} + \frac{3a\dot{a}A\dot{A} + a^2 A\ddot{A}}{a^2 A^2} \tag{۸}$$

$$8\pi\rho + \Lambda + E^2 = \frac{3\dot{a}^2 + 3k}{a^2} + \frac{2a\dot{a}A\dot{A}}{a^2 A^2} \tag{۹}$$

$$-\frac{2\dot{A}}{rA} = 8\pi a^2 A^2 q(r,t) \tag{۱۰}$$

با توجه به اینکه k و a تنها تابعی از زمان t هستند از معادلات (۲) و (۱۰) داریم:

$$\dot{k} = -8\pi a^2 \frac{q(r,t)}{r} \quad \text{و} \quad \tilde{q} = \tilde{q}(t) = \frac{q(r,t)}{r} \tag{۱۱}$$

با انتگرال‌گیری از معادله‌ی (۷) و با استفاده از (۱۱) خواهیم داشت:

$$\dot{a}^2 + k = \frac{\Lambda}{3}a^2 - E^2 a^2 - \frac{8\pi}{a}\int_0^t (\tilde{q}a^3 + pa^2\dot{a})\mathrm{d}t + \frac{2\alpha(r)}{a} \tag{۱۲}$$

که در آن $2\alpha(r)$ ثابت انتگرال‌گیری است. اکنون تابع $m = m(r,t)$ زیر را تعریف می‌کنیم (جرم میسنر وشارپ).

$$m(r,t) = \widetilde{M}(r,t) + \frac{s^2(r)}{2ra} - \frac{\Lambda}{6}a^3 r^3 \quad \text{و} \quad \widetilde{M}(r,t) = \frac{ar^3}{2}(\dot{a}^2 + k) \tag{۱۳}$$

پس از جایگذاری معادله‌ی (۱۲) در (۱۳) و استفاده از معادله‌ی (۹)، (۱۰) و (۱۱)، معادلات زیر بدست می‌آید.

$$m(r,t) = \alpha(r)r^3 - 4\pi r^3 \int (\tilde{q}a^3 + pa^2\dot{a})\mathrm{d}t \tag{۱٤}$$

$$m(r,t) = \frac{4\pi}{3}\rho\beta^3 + \frac{2}{3}E^2\beta^3 + \frac{4\pi}{3}\beta^3(\beta\dot{\beta}A^2\tilde{q}) \tag{۱۵}$$

در نتیجه این تابع، تابع انرژی است و نشان دهنده‌ی انرژی کل معادل باجرم درون شعاع فیزیکی β می‌باشد.

شرایط اتصال

به طور کلی در فراروند اتصال خمینه‌های فضازمانِ دو طرف ابرسطح غیرنورگونه‌ی Σ، از شرایط اتصال دارموا–ایسراییل استفاده می‌شود. در صورت تکین نبودن ابر سطح، این شرایط، به شرایط اتصـال خوش تعریف و یا دارموا شناخته می‌شود؛ پس اگر برای هر

کمیت دلخواه Ψ، $[\Psi] = \Psi^{+}|_{\Sigma} - \Psi^{-}|_{\Sigma}$، نمایانگر پرش از روی Σ باشد؛ داریم:

$$[g_{ij}] = 0 \qquad [K_{ij}] = 0 \tag{۱۶}$$

$$[T_{\mu\upsilon} n^{\mu} n^{\upsilon}] = 0 \qquad [T_{\mu\upsilon} n^{\mu} u^{\upsilon}] = 0 \tag{۱۷}$$

در معادلات بالا K_{ij} تانسور انحنای عرضی ابرسطح و g_{ij} تانسور انحنای ذاتی آن است؛ در واقع نبود لایه‌ی نازک (ابرسطح تکین) بر روی سطح ستاره، پیوستگی این تانسورها را موجب می‌شود. اندیس‌های i,j از ۰ تا ۲ تغییر می‌کنند و n_{μ} بردار عمود بر سطح می‌باشد.

برای بیرون ستاره از متریک رایزنر-نوردستروم- دوسیته- وایدیا استفاده می‌شود؛ زیرا علاوه بر تابشی بودن ستاره بار و ثابت کیهان‌شناسی نیز در این متریک لحاظ شده است.

$$ds_{+}^{2} = (1-f)dv^{2} + 2dRdv - R^{2}d\Omega^{2} \qquad f = 1 - \frac{M(v)}{R} + \frac{Q^{2}}{R^{2}} - \frac{\Lambda}{3}R \tag{۱۸}$$

متریک ابرسطح کروی از دید ناظر همراه سطح با ویژه زمان τ (در دستگاه همراه ذره، $\tau = t$) به صورت زیر است.

$$ds_{\Sigma}^{2} = d\tau^{2} - a^{2}r^{2}d\Omega^{2} \tag{۱۹}$$

از معادلات (۱۶) و با توجه به (۱۹)، تساوی‌های زیر بر روی ابرسطح Σ نتیجه می‌شوند.

$$R \overset{\Sigma}{=} R(\tau) \overset{\Sigma}{=} ar \qquad f\dot{v}^{2} + 2\dot{R}\dot{v} \overset{\Sigma}{=} 1 \tag{۲۰}$$

$$M(v) \overset{\Sigma}{=} \frac{ar^{3}}{2}(\dot{a}^{2} + k) + \frac{Q}{2ar} - \frac{\Lambda}{6}a^{3}r^{2} \tag{۲۱}$$

با توجه به شرایط اتصال، توابع انرژی اندازه گیری شده بر روی سطح ستاره، توسط ناظرهای درون و بیرون ستاره همسان هستند: $M(v) \overset{\Sigma}{=} m(r,t)$ ؛ پس با مقایسه‌ی معادلات (۱۳) و (۲۱) خواهیم داشت:

$$s(r) \overset{\Sigma}{=} Q \tag{۲۲}$$

برای بدست آوردن فشار بر روی سطح، معادلات (۲۰) را با یکدیگر ترکیب کرده و از (۲۲) استفاده می‌کنیم.

$$p \overset{\Sigma}{=} aA \ q(r,t) \tag{۲۳}$$

این معادله بیانگر این است که فشار روی سطح ستاره برابر صفر نمی‌باشد و مستقل از ثابت کیهان‌شناسی و میدان الکترومغناطیسی بوده وتنها وابسته به شار حرارتی است.

حل عددی:

جهت حل عددی معادلات رمبش به معادله‌ی حالت در مرکز ستاره نیز، نیاز داریم معادله‌ی حالت در نظر گرفته شده در مرکز به صورت زیر است:

$$p = \frac{\rho}{3} \tag{۲۴}$$

همچنین از معادلات (۱۰) تا (۱۳) و با درنظر گرفتن معادله‌ی (۲)، روابط زیر برای مرکز ستاره برقرار است:

$$A = 1 \quad \text{و} \quad \dot{A} = \ddot{A} = 0 \quad , \quad E^2 = q = 0$$

$$8\pi\rho + \Lambda = \frac{3\dot{a}^2 + 3k}{a^2} \qquad -8\pi p + \Lambda = \frac{\dot{a} + 2a\ddot{a} + k}{a^2}$$

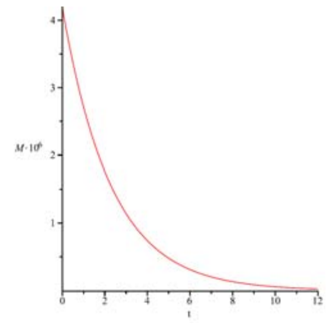
با بکار بردن معادلات بالا در معادله‌ی حالت(۲۷) و ترکیب آنها داریم:

$$\ddot{a} = -\frac{\dot{a}^2}{a} - \frac{k}{a} + \frac{2\Lambda}{3}a \tag{۲۵}$$

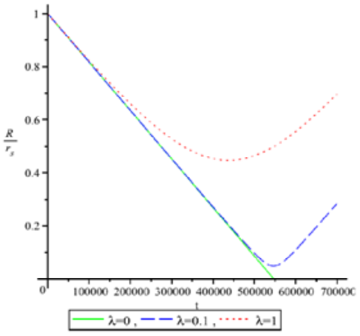
$$\dot{k} = \frac{\dot{a} + 2a\ddot{a} + k}{raA} - \frac{Q^2}{r^5 a^3 A} - \frac{\Lambda a}{rA} \tag{۲۶}$$

فرض براین است که ستاره از حالت ایستا شروع به رمبش کرده است؛ از این رو شرایط اولیه در زمان صفر در ابتدای رمبش به صورت $a = 1$ و $\dot{a} = 0$ خواهد بود.

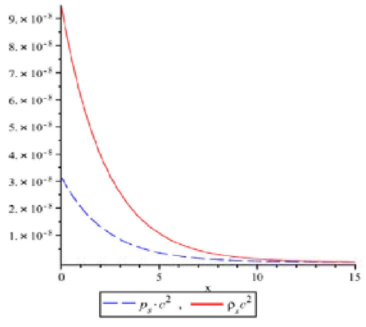
برای حل عددی ستاره‌ای با جرم و ابعاد خورشید در نظر گرفته شده است. تغییرات جرم ستاره نسبت به زمان در واحد ثانیه در نمودار (۱) نمایش داده شده است. همانطور که مشخص است جرم ستاره به صورت ناگهانی در زمان حدود ۸ تا ۹ ثانیه تقریبا به صفر رسیده، در نتیجه انرژی‌ای معادل با جرم ستاره ($۱/۸\times۱۰^{۵٤}$) در این مدت به صورت تابش خارج شده و این با نتایج رصدی فوران گاما کاملا سازگار است. در حالت واقعی ثابت کیهان شناسی به علت بسیار کوچک بودن بر دینامیک این ستاره تاثیری نداشته ولی منجر به ایجاد افق کیهانشناختی از دید ناظر درون ستاره می‌شود. در این مدل مقدار بار الکتریکی بر فوران گاما چندان موثر نبوده ولی منجر به انبساط ستاره بعد از تابش جرم عظیمی از آن می‌شود. در نمودار(۲) تغییرات شعاع نسبت به زمان در واحد ثانیه برای $\lambda = 0, 0.1, 1$ در $Q = \lambda M$ نشان داده شده است.



۱)تغییرات جرم ستاره نسبت به زمان در ثانیه



۲)تغییرات شعاع ستاره نسبت به زمان در ثانیه



۳) تغییرات فشار وچگالی ستاره نسبت به زمان در ثانیه

تغییرات چگالی و فشار سطح ستاره در نمودار (۳) نمایش داده شده است در این حالت نیز در ۸ ثانیه‌ی اول چگالی ستاره تقریبا به صفر خواهد رسید.

نتیجه گیری:

از نتایج اتصال فضا زمانهای بیرون و درون ستاره این بود که فشار بر روی سطح برابر صفر نشده و تنها وابسته به شار حرارتی سطح ستاره است از این رو بیرون ستاره خلاء نبوده، همچنین باز از شرایط اتصال ثابت انتگرالگیری $s(r)$ نمایانگر بار کل درون

شعاع r بود و در کل این موارد با انتخاب متریک بیرون یک ستاره‌ی تابشی و باردار-رایزنر نوردستروم دوسیته وایدیا- کاملا سازگاری داشت. این مدل یک مدل نسبتا ساده برای رمبش گرانشی یک ستاره‌ی ناهمگن، باردار و تابشی بود که سرعت خاصه در آن در نظر گرفته نشده بود. و نتایج آن، از لحاظ مقدار انرژی در واحد زمان با نتایج رصدی برای فوران گاما همخوانی داشت. پس در یک حالت ساده بار دیگر رمبش گرانشی می تواند به عنوان یک گزینه‌ی مناسب برای توجیه ایجاد فوران گاما در نظر گرفته شود، پیشنهاد می شود این معادلات، با در نظر گرفتن سرعت خاصه نیز مورد بررسی قرار داده شود در این صورت میدان مغناطیسی نیز در معادلات منظور شده و انتظار می‌رود جرم بعد از رمبش به صفر نرسد.

مرجع‌ها

[1] R. W. Klebesadel, I. B. Strong, and R. A. Olson, Astrophys. J. Lett. 182, L85 (1973).
[2] C. Kouveliotou, C. A. Meegan, G. J. Fishman, N. P.Bhat, M. S. Briggs, T. M. Koshut, W. S. Paciesas, and G. N. Pendleton, Astrophys. J. Lett. 413, L101 (1993); G. J. Fishman and C. A. Meegan, Annu. Rev. Astron. Astrophys33 415 (1995).
[3] Zhe.Chang, Cheng-Bo.Guan,Chao-Guang.Huang,and.XinLi,arXiv:0803.3661v1[grqc]26

محاسبه خصوصیات ساختاری ستاره کوارکی مغناطیده در دمای صفر مطلق با استفاده از ثابت کیسه وابسته به چگالی

غلامحسین بردبار[۱و۲]، هاجر بحری[۱]

۱ بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

۲ مرکز تحقیقات نجوم و اختر فیزیک مراغه

چکیده

در این مقاله، خصوصیات ساختاری ستاره کوارکی در حضور میدان مغناطیسی قوی در دمای صفر مطلق مورد مطالعه قرار داده ایم. برخی از ویژگی های این سیستم نظیر انرژی و معادله حالت را محاسبه نموده ایم. برای این کار مدل کیسه ای MIT با استفاده از ثابت کیسه وابسته به چگالی بکار برده شده است. با محاسبه معادله حالت ماده کوارکی قطبیده نشان داده ایم که فشار این سیستم با افزایش چگالی و میدان مغناطیسی افزایش می یابد. سرانجام اثر وابستگی به چگالی ثابت کیسه روی خصوصیات ساختاری ستاره کوارکی را بررسی نموده ایم.

Calculation of the Structure Properties of Magnetized Strange Quark Star At Zero Temperature Using a Density Dependent Bag Constant

G. H. Bordbar [1,2], H. Bahri[1]

[1]Department of Physics, University of Shiraz

[2]Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha

Abstract

In this paper, we have studied the structure properties of a strange quark star (SQS) in presence of magnetic field at zero temperature. We have calculated some of the bulk properties of this system such as the energy and the equation of state. In this work, we have used the MIT bag model by a density dependent bag constant. By calculating the equation of state of strange quark matter, we have shown that the pressure of this system increases by increasing both density and magnetic field. Finally, we have investigated the effect of density dependence of bag constant on the structure properties of strange quark star.

مقدمه

مشاهدات اخترفیزیکی حاکی از آن است که ستاره هایی چگالتر از ستاره های نوترونی وجود دارند، یعنی ستاره هایی ساخته شده از ماده ای چگالتر از ماده هسته ای [۱]. تبدیل ماده هسته ای به ماده کوارکی فقط در هسته ستاره های نوترونی رخ می دهد. به تعبیر دیگر می توان گفت تنها مکانی که چگالی به حد کافی برای تولید ماده کوارکی وجود دارد هسته ستاره های نوترونی است. بنابراین طبقه جدیدی از ستارگان فشرده وجود دارند که از رمبش ستاره های نوترونی پدید می آیند و پایدارتر از ستاره های نوترونی هستند [۲]. نتیجه رمبش ستاره های نوترونی ممکن است ستاره های کوارکی و یا ستاره های هیبرید باشد. ستاره های کوارکی، از مرکز تا سطح خود از ماده کوارکی شگفتی تشکیل شده اند و یک هسته کوارکی تشکیل می دهند و تنها ممکن است یک لایه هسته ای روی سطح آنها وجود داشته باشد [۳]. مشاهدات فیزیکی این مورد را تأیید می کنند که اجرام فشرده مانند ستاره های نوترونی،

تپ اخترها، مغناط اخترها و ستاره های کوارکی با میدان های مغناطیسی قوی، که نوعاً مقادیری در حدود 10^{15} تا 10^{19} گاوس دارند در بر گرفته شده اند [۵,۴]. بنابراین، مطالعه اثر میدان مغناطیسی روی ماده کوارکی، با استفاده از مدل های پدیده شناختی فیزیک ذرات، یکی از موضوعات جالب در زمینه اخترفیزیکی خواهد بود. در کارهای اخیر، ساختار ستاره کوارکی در دمای صفر [۶] و در دمای معین [۷] و محاسبه خصوصیات ماده کوارکی در حضور میدان مغناطیسی قوی [۸] انجام شده است. محاسبات انجام شده در کار اخیر [۸] مربوط به در نظر گرفتن ثابت کیسه بدون وابستگی به چگالی (با چگالی ثابت) بود. در این مقاله اثر وابستگی به چگالی در ثابت کیسه را نیز وارد کرده ایم.

نتایج معادله حالت ماده کوارکی قطبیده در حضور میدان مغناطیسی با ثابت کیسه (B_{bag}) وابسته به چگالی

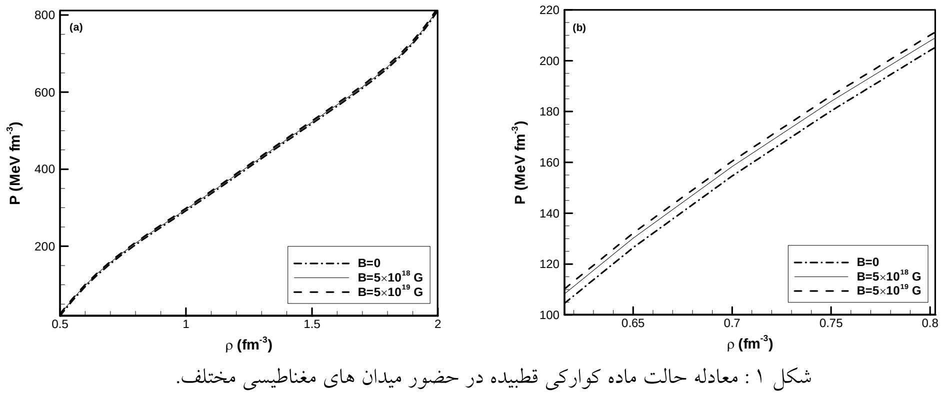
در مقاله اخیر [9]، انرژی ماده کوارکی قطبیده در حضور میدان مغناطیسی در دمای صفر مطلق با استفاده از ثابت کیسه وابسته به چگالی را محاسبه نموده ایم. در این مقاله به نتایج مربوط به محاسبه معادله حالت این سیستم و خصوصیات ساختاری ستاره، با شرایط ذکر شده می پردازیم.

به طور کلی معادله حالت ماده کوارکی را می توان با استفاده از رابطه زیر محاسبه نمود:

$$P(\rho) = \rho \frac{\partial \varepsilon_{tot}}{\partial \rho} - \varepsilon_{tot} \qquad (۱)$$

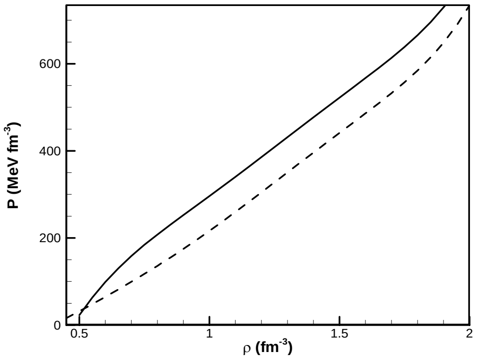
که در آن P، فشار بر حسب $\frac{dyne}{cm^2}$ و ε_{tot}، چگالی انرژی کل در حضور میدان مغناطیسی بر حسب $\frac{gr}{cm^3}$ می باشد.

در نمودار (۱)، معادله حالت ماده کوارکی قطبیده در حضور چند میدان مغناطیسی مختلف را رسم نمو ده ایم. همانطور که مشاهده می کنیم در همه حالت ها با افزایش چگالی، فشار، روند افزایشی خود را حفظ می کند. همچنین می بینیم که با افزایش میدان مغناطیسی، فشار نیز افزایش می یابد.



شکل ۱ : معادله حالت ماده کوارکی قطبیده در حضور میدان های مغناطیسی مختلف.

در نمودار(۲)، معادله حالت ماده کوارکی قطبیده با ثابت کیسه وابسته به چگالی در حضور میدان مغناطیسی $B = 5\times10^{18}G$ را رسم نموده ایم. همچنین برای مقایسه، نتایج مربوط به حالت ثابت کیسه بدون وابستگی به چگالی $B_{bag} = 90\frac{MeV}{fm^3}$ در حضور میدان مغناطیسی $B = 5\times10^{18}G$ را آورده ایم [8]. این نمودار نشان می دهد که برای ρ بالاتر از حدود $0.52fm^{-3}$، وقتی ثابت کیسه وابسته به چگالی است، فشار ماده کوارکی بالاتر از حالت بدون وابستگی به چگالی می باشد.



شکل ۲ : معادله حالت ماده کوارکی قطبیده با ثابت کیسه وابسته به چگالی (خط پر) در مقایسه با حالت غیر وابسته (خط چین) در $B = 5\times10^{18}G$.

نتایج ساختار ستاره کوارکی قطبیده در حضور میدان مغناطیسی با ثابت کیسه وابسته به چگالی

می توان گفت مهمترین پارامترهای ماکروسکوپیک یک ستاره که در تعیین ساختار آن نقش اساسی دارند، جرم و شعاع آن ستاره هستند. برای بدست آوردن ساختار ستاره از معادلات تعادل هیدرواستاتیکی (Tolmann-Oppenheimer-Volkoff) TOV بصورت عددی انتگرال گرفته می شود [10] :

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\left(\frac{\varepsilon(r)m(r)}{r^2}\right)\left(1+\frac{P(r)}{c^2\varepsilon(r)}\right)\left(1+\frac{4\pi r^2 P(r)}{m(r)c^2}\right)}{\left(1-\frac{2Gm(r)}{c^2}\right)} \qquad (۲)$$

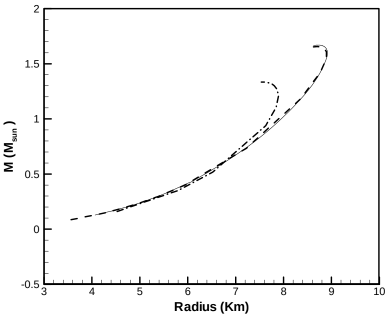
$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r)$$

در این معادلات P فشار، ε چگالی انرژی، G ثابت گرانشی نیوتون و $m(r)$، جرم داخل شعاع r از ستاره است که به صورت زیر محاسبه می شود :

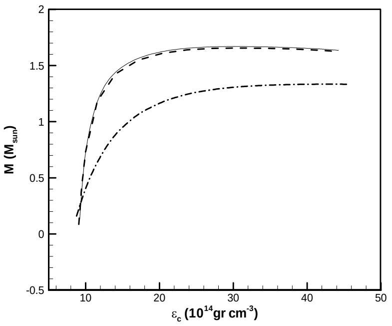
$$m(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \varepsilon(r') dr' \qquad (۳)$$

در نمودار (۳) ، جرم گرانشی بر حسب چگالی انرژی مرکز (ε_c) ستاره کوارکی قطبیده در حضور میدان های مغناطیسی $B = 0$ و $B = 5\times10^{18}G$ رسم نموده ایم. می بینیم که با افزایش چگالی انرژی مرکز ستاره کوارکی، جرم گرانشی نیز افزایش می یابد و سرانجام به یک مقدار حدی که جرم ماکزیمم نامیده می شود، می رسد. این نمودار همچنین نشان می دهد که با افزایش میدان مغناطیسی، جرم گرانشی کاهش می یابد. در این نمودار نتایج مربوط به $B_{bag} = 90\frac{MeV}{fm^3}$ در حضور $B = 5\times10^{18}G$ را نیز برای مقایسه آورده ایم [8]. همانطور که مشاهده می شود هنگامی که ثابت کیسه، وابسته به چگالی است، جرم گرانشی ستاره کوارکی قطبیده مقدار بالاتری دارد. با در نظر گرفتن ثابت کیسه به صورت شکل وابسته به چگالی، مقدار جرم ماکزیمم ستاره کوارکی قطبیده را حدود $1.62M_{sun}$ و در حالت غیر وابسته، حدود $1.33M_{sun}$ بدست آورده ایم.

در نمودار (۴)، جرم گرانشی ستاره کوارکی قطبیده را به عنوان تابعی از شعاع (رابطه جرم–شعاع) در حضور میدان های مغناطیسی $B=0$ و $B=5\times10^{18}G$ رسم نموده ایم. همچنین نتایج مربوط به ثابت کیسه غیر وابسته به چگالی را نیز برای مقایسه آورده ایم. همانطور که مشاهده می کنید در همه موارد با افزایش شعاع، جرم گرانشی ستاره کوارکی قطبیده افزایش یافته است. همچنین می توانیم ببینیم که موقعی که ثابت کیسه، ثابت است روند افزایشی جرم گرانشی بر حسب شعاع بالاتر از موقعی است که ثابت کیسه وابسته به چگالی می باشد.



شکل 4: جرم گرانشی بر حسب شعاع در $B=0$ (خط پر) و $B=5\times10^{18}G$ (خط چین) با ثابت کیسه وابسته به چگالی در مقایسه با حالت غیر وابسته در $B=5\times10^{18}G$ (نقطه خط)



شکل 3: جرم گرانشی بر حسب چگالی انرژی مرکز در $B=0$ (خط پر) و $B=5\times10^{18}G$ (خط چین) با ثابت کیسه وابسته به چگالی در مقایسه با حالت غیر وابسته در $B=5\times10^{18}G$ (نقطه خط)

مرجع‌ها

[1] M. Prakash and J. M. Lattimer, astro-ph, /0405262v1
[2] E. Farhi and R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D 30** (1984) 2379
[3] N. K. Glendenning and F. Weber, Astrophys. J. **400** (1992) 679
[4] P. Haensel, A. Y. Potekhin and D. G.Yekovlev, "*Neutron Stars 1*" (Springer, 2007)
[5] N. K. Glengenning Compact Stars: "*Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity*" (Springer, 2000)
[6] G. H. Bordbar, M. Nurafshan and B. Khosropour, Iranain J. Phys. Res. **9** (2009) 237
[7] G. H. Bordbar, A. Pustforush and A. Zamani, Astrophysics **54** (2011) 277
[8] G. H. Bordbar and A. Peyvand, Res. Astron. Astrophys. **11** (2011) 851
[9] G. H. Bordbar, H. Bahri and F. Kayani khoo, 5th National Payamenour University Conference, Tabriz, Oct. 2011
[10] S. Shapiro and S. Tenkolsky, "*Blak Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*" (Wiley, 1983)

محاسبه ساختار ستاره نوترونی در حضور میدان مغناطیسی قوی

غلامحسین بردبار[۱و۲]، زینب رضایی[۱]
۱ بخش فیزیک دانشگاه شیراز
۲ مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

چکیده

در این مقاله به بررسی تأثیرات میدان مغناطیسی قوی بر ساختار ستاره نوترونی پرداخته ایم. با استفاده از روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید (LOCV) در دمای صفر و دمای معین، همچنین بهره گیری از پتانسیل بین نوکلئونی AV18 ، تأثیرات میدان مغناطیسی قوی بر جرم گرانشی و شعاع ستاره نوترونی و ستاره پروتونوترونی (ستاره نوترونی با دمای بالا در مراحل اولیه تولد) مورد تحقیق قرار داده ایم. در اینجا نشان داده شده است که سخت شدن معادله حالت ناشی از وجود میدان مغناطیسی و دمای معین، منجر به افزایش جرم بیشینه و شعاع ستاره نوترونی می شود.

Calculation of Neutron Star Structure in the Presence of Strong Magnetic Field

G.H. Bordbar [1,2], Zeinab Rezaei[1]
[1] *Department of Physics, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran*
[2] *Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha, P.O. Box 55134-441, Maragha, Iran*

Abstract

In this paper, we have interested in the strong magnetic field effects on the structure properties of neutron stars at different stages. Using the lowest order constrained variational approach, at zero and finite temperature, and employing AV_{18} inter-nucleon potential, we have studied the effects of the strong magnetic field on the gravitational mass and radius of the neutron stars and proto-neutron stars. We have shown that the stiffening of the equation of state, which exists at strong magnetic fields and high temperatures, leads to the larger values of maximum mass and radius for the neutron stars.

مقدمه

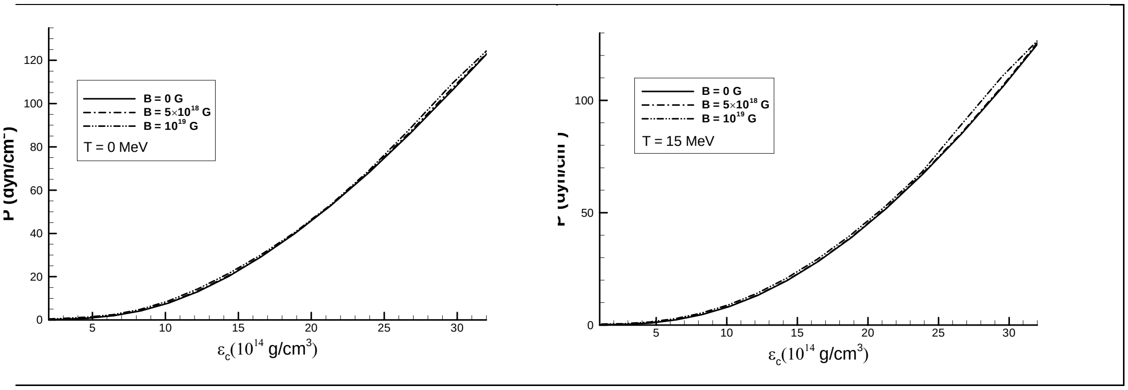
مشاهدات بدست آمده نشان دهنده وجود میدانهای مغناطیسی بسیار قوی در ستاره نوترونی می باشد. میدان مغناطیسی ستاره نوترونی که به احتمال قوی از تراکم شار مغناطیسی ستاره رشته اصلی پدر ایجاد می گردد، می تواند دارای مقادیری تا حدود $10^{19}G$ باشد [۱]. از سوی دیگر نسبیت عام مقدار ماکزیمم مجاز میدان مغناطیسی ستاره نوترونی را $10^{18}-10^{20}G$ پیش بینی می نماید [۲]. میدان مغناطیسی ستاره نوترونی می تواند تأثیرات مهمی بر ساختار این ستاره داشته باشد. باکیوت نشان داد که برای میدان مغناطیسی $10^{18}G$، جرم بیشینه ستاره نوترونی نسبت به مورد غیر مغناطیسی تا حدود 29% افزایش می یابد [۳]. همچنین ماو پی برد که میدانهای مغناطیسی قوی باعث افزایش جرم بیشینه و شعاع ستاره نوترونی می گردد [٤]. از سوی دیگر چاکرابارتی [۵] و یوان [٦] دریافتند که با افزایش میدان مغناطیسی، جرم بیشینه و شعاع ستاره نوترونی کاهش می یابد.

در بررسی های گذشته توسط ما، خواص ستاره نوترونی و ستاره پروتونوترونی در غیاب میدان مغناطیسی مورد تحقیق قرار گرفته است [۷-۱۰]. همچنین اخیرا" خواص ماده نوترونی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی قوی را در دمای صفر [۱۱-۱۲] و دمای معین

[۱۳] با استفاده از روش LOCV و بهره گیری از پتانسیل هسته ای AV_{18} بررسی نموده ایم. در این مقاله با استفاده از معادله حالت ماده نوترونی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی [۱۱-۱۳] به تحقیق در مورد تأثیرات میدان مغناطیسی بر خواص ستاره نوترونی و ستاره پروتونوترونی می پردازیم.

ساختار ستاره نوترونی در حضور میدان مغناطیسی

در این مطالعه با استفاده از پتانسیل بین نوکلئونی AV_{18} و روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید، انرژی حالت پایه سیستم را به دست می آوریم. مراحل این محاسبات در مراجع [۱۱-۱۳] آورده شده است. نتایج حاصل برای معادله حالت ماده نوترونی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی در شکل۱ آورده شده است. این شکل نشان می دهد که در هر دما با افزایش میدان مغناطیسی معادله حالت سخت تر می شود. این سخت شدن معادله حالت به علت در نظر گرفتن گشتاور مغناطیسی نوترون می باشد. این شکل همچنین نشان می دهد که با افزایش دما معادله حالت سخت تر می شود.



شکل۱ : فشار بر حسب چگالی انرژی در میدان های مغناطیسی و دماهای مختلف.

معادله حالت به عنوان ورودی معادلات تعادل هیدرواستاتیک به دست آمده از نسبیت عام به نام معادلات تولمن-اوپنهایمر-ولکف (TOV) [۲] استفاده می شود،

(۱)

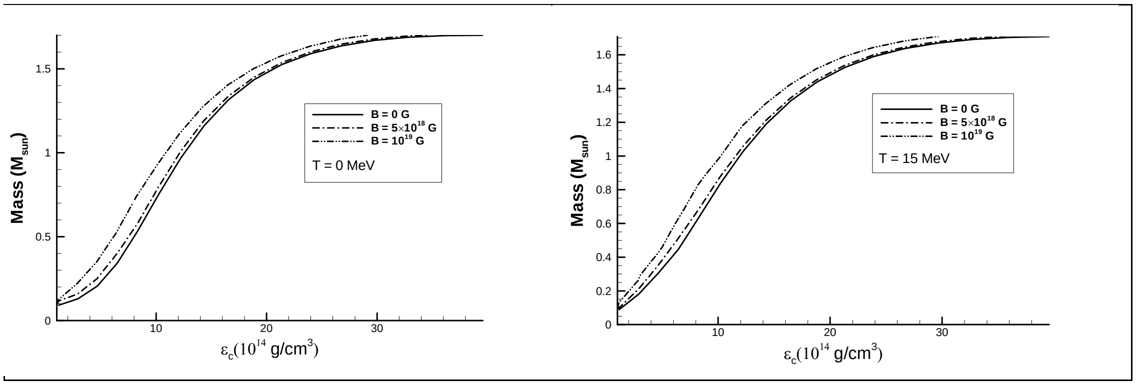
که در آن $\varepsilon(r)$ چگالی انرژی و G ثابت گرانشی است و

(۲)

مقدار جرم گرانشی درون کره ای به شعاع r را به دست می دهد. با انتخاب یک چگالی انرژی مرکزی ε_c، و با شرایط مرزی $P(0)=P_c$ و $m(0)=0$، از معادله TOV تا شعاعی که در آن، فشار مقدار صفر را دارد انتگرال می گیریم. بدین ترتیب شعاع R و جرم $M=m(R)$ به دست می آیند. در این محاسبات، برای چگالی های بزرگتر از $0.05 fm^{-3}$، از معادله حالت نمایش داده

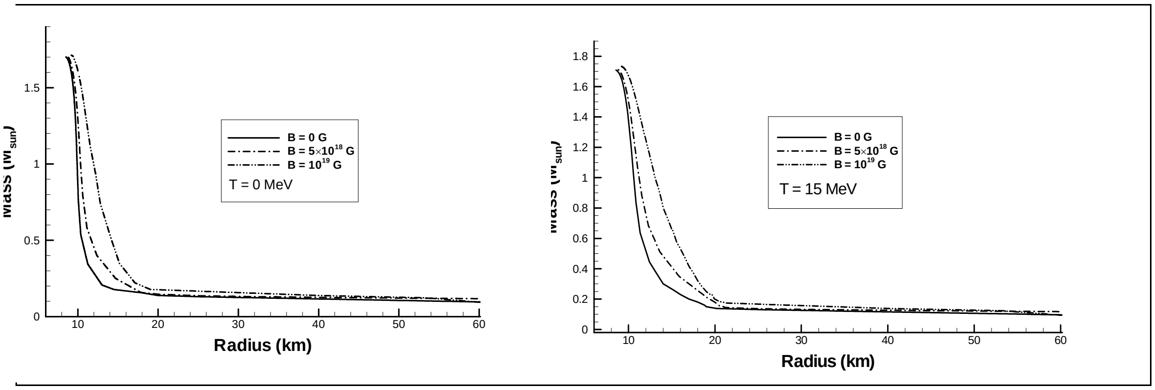
شده در شکل۱ استفاده می کنیم؛ اما برای چگالی های کمتر از $0.05fm^{-3}$، از معادله حالت محاسبه شده به وسیله بایم و همکاران [۱٤] استفاده می شود.

تأثیر میدان مغناطیسی بر جرم گرانشی ستاره های نوترونی و ستاره های پروتونوترونی با چگالی های مرکزی مختلف در شکل۲ نمایش داده شده است. می توان مشاهده نمود که در چگالی های مرکزی پایین، جرم ستاره مستقل از معادله حالت است؛ اما در چگالی های بالاتر، جرم ستاره با افزایش میدان مغناطیسی و دما افزایش می یابد. نتایج حاصل نشان می دهند که جرم بیشینه ستاره، در میدانهای مغناطیسی قوی تر و دماهای بالاتر، مقدار بیشتری را داراست. برای یک ستاره نوترونی سرد با $B=10^{19}G$، جرم بیشینه حدود 1.17% بیشتر از مقدار این کمیت برای یک ستاره نوترونی سرد در غیاب میدان مغناطیسی است. همچنین جرم بیشینه یک ستاره پروتونوترونی با $T=15MeV$ و $B=10^{19}G$، حدود 2.36% بیشتر از جرم بیشینه یک ستاره نوترونی سرد در غیاب میدان مغناطیسی است. این نتایج، از سخت شدن معادله حالت نشأت می گیرند (شکل۱). شکل۳ جرم گرانشی را به صورت تابعی از شعاع (نمودار $M-R$) برای میدان های مغناطیسی مختلف در دمای صفر و معین نمایش می دهد.



شکل۲ : جرم گرانشی ستاره نوترونی (در واحد جرم خورشید) بر حسب چگالی انرژی مرکزی در میدان های مغناطیسی و دماهای مختلف.

جدول۱ خلاصه ای از نتایج حاصل برای جرم بیشینه و شعاع متناظر آن را برای ستاره های نوترونی مختلف ارائه می کند. از بررسی های انجام شده دریافته ایم که تأثیر میدان های مغناطیسی $B \leq 10^{18}G$ تقریبا" قابل چشم پوشی است. از نتایج حاصل آشکار است که در هر دو مورد ستاره نوترونی سرد و ستاره پروتونوترونی، جرم بیشینه و شعاع متناظر با آن با افزایش میدان مغناطیسی افزایش می یابد. از جدول۱ پیداست که در
هر میدان مغناطیسی، جرم بیشینه و شعاع متناظر با آن، برای ستاره پروتونوترونی بزرگتر از ستاره نوترونی سرد است. بنابراین می توان گفت معادله حالت سخت تر منجر به جرم بیشینه و شعاع بزرگتری برای ستاره نوترونی می شود. برطبق نتایج به دست آمده در این مقاله، جرم بیشینه یک ستاره نوترونی سرد با توجه به بزرگی میدان مغناطیسی داخلی ستاره نوترونی، می تواند بین $1.69M_{sun}$ تا $1.71M_{sun}$ تغییر کند، اما برای یک ستاره پروتونوترونی با $T=15MeV$، این تغییرات بین $1.70M_{sun}$ تا $1.73M_{sun}$ قرار می گیرد.



شکل۳ : رابطه جرم-شعاع در میدان های مغناطیسی و دماهای مختلف.

جدول۱ : جرم بیشینه و شعاع متناظر آن برای میدان های مغناطیسی و دماهای مختلف.

	$T=0MeV$		$T=15MeV$	
$B(G)$	$M_{\max}(M_{sun})$	$R_{M_{\max}}(km)$	$M_{\max}(M_{sun})$	$R_{M_{\max}}(km)$
0	1.69	8.59	1.70	8.70
5×10^{18}	1.70	8.73	1.71	8.83
10^{19}	1.71	9.16	1.73	9.22

نتیجه گیری

در این مقاله ساختار ستاره نوترونی در حضور میدان مغناطیسی قوی با استفاده از روش LOCV و پتانسیل هسته ای AV_{18} مورد تحقیق قرار گرفته است. نتایج حاصل بیانگر آن است که معادله سخت تر در میدان مغناطیسی و دمای بالا، منجر به مقدار بزرگتری برای جرم بیشینه و شعاع ستاره نوترونی می گردد. برای بیشترین مقدار میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده در این مقاله، یعنی $10^{19}G$، جرم بیشینه ستاره نوترونی سرد و ستاره پروتونوترونی با $T=15MeV$، به ترتیب $1.71M_{sun}$ و $1.73M_{sun}$ می باشد. مقادیر شعاع متناظر با این جرمها نیز برابر با 9.16 و 9.22 کیلومتر می باشد.

مرجع‌ها

[1] Y. F. Yuan and J. L. Zhang, *Astron. Astrophys.* **335**, 969 (1998).
[2] S. Shapiro and S. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars,* (Wiley-New York, 1983).
[3] M. Bocquet, S. Bonazzola, E. Gourgoulhon and J. Novak, *Astron. Astrophys.* **301**, 757 (1995).
[4] G. Mao, A. Iwamoto and Z. Li, *Chin. J. Astron. Astrophys.* **3**, 359 (2003).
[5] S. Chakrabarty, D. Bandyopadhyay and S. Pal, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2898 (1997).
[6] Y. F. Yuan and J. L. Zhang, *Astrophys. J.* **525**, 950 (1999).
[7] G.H. Bordbar, M. Bigdeli and T. Yazdizadeh, *Int. J. Mod. Phys. A* **21**, 5991 (2006).
[8] G. H. Bordbar and M. Hayati, *Int. J. Mod. Phys. A* **21**, 1555 (2006).
[9] G. H. Bordbar, S. M. Zebarjad and R. Zahedinia, *Int. J. Theor. Phys.* **48**, 61 (2009).
[10] T. Yazdizadeh and G. H. Bordbar, *Res. Astron. Asrtophys.* **11**, 471 (2011).
[11] G. H. Bordbar, Z. Rezaei and A. Montakhab, *Phys. Rev. C* **83**, 044310 (2011).
[12] G. H. Bordbar and Z. Rezaei, 15th Meeting on Research Astronomy, Zanjan, May 2011.
[13] G. H. Bordbar and Z. Rezaei (2011) submitted for publication.
[14] G. Baym, C. Pethick and P. Sutherland, *Astrophys. J.* **170**, 299 (1971).

بررسی گرمایش تولید شده توسط سرعت سوق ذرات باردار موجود در ابر مولکولی استوانه‌ای جمع شونده

فهیمه علی حسینی [۱]، محسن نژاد اصغر [۲]

[۱] دانشکده فیزیک ،دانشگاه دامغان، دامغان

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

فرایند های گرمایشی وسرمایشی، یکی از عوامل مؤثر در تحول ابرهای مولکولی می باشد. یک فرایند مهم در گرمایش ابرهـای مولکـولی، گرمـایش ناشـی از پخش دو قطبه (یعنی حرکت سوق الکترون ها و یون ها نسبت به ذرات خنثی) است که مورد بررسی قرار می دهیم. در ایـن تحقیـق، ابـر مولکـولی اسـتوانه ای جمع شونده ای که به طور جزئی یونیده می باشد را در نظر گرفته و مورد بررسی قرار دادیم. نتایج نشان می دهند که هر چه از مرکز ابر به سمت لبه ها دور می شویم سرعت سوق و آهنگ گرمایش ناشی از پخش دو قطبه نسبت به گرمایش ناشی از پرتوهای کیهانی افـزایش مـی یابـد. همچنـین، در ابـر اسـتوانه ای جمـع شونده، آهنگ گرمایش ناشی از پخش دو قطبه نه تنها دارای اهمیت است ،بلکه با گذشت زمان،افزایش می یابد .

Investigating the heating generated by the drift velocity of charged particles in contracting cylindrical molecular cloud

F. Ali-Hosseini[1], M. Nejad-Asghar[2]

[1] Department of Physics, Damghan University, Damghan
[2] Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract

Heating and cooling processes are effective mechanisms in the evolution of molecular clouds. One of the important heating mechanisms in the molecular clouds is the heating due to the ambipolar diffusion (i.e., the drift of ion relative to the neutral particles) which we investigate. In this research, we consider a self–gravitating magnetized contracting cylindrical molecular cloud, which is partially ionized. The results show that not only the drift velocity and the ratio of ambipolar diffusion heating to cosmic rays heating are important in the edge of the cloud, but also increase by the time.

مقدمه

تشکیل ستارگان کهکشان در ابرهای مولکولی اتفاق می افتد. بنابراین ابرهای مولکولی را می توان به عنوان بستر شکل گیری ستارگان معرفی کرد [۱]. برای شناخت دقیق تر ابرهای مولکولی، باید عوامل گرمایش و سرمایش را در آنها مورد بررسی قرار داد.
یکی از منابع مهم گرمایش ابرهای میان ستاره ای ،گرمایش ناشی از پر تو های کیهانی می باشد. عامل دیگر گرمایش در ابرهای مولکولی، گرمایش ناشی از سرعت سوق ذرات باردار نسبت به ذرات خنثی است که در اثر گرادیان میدان مغناطیسی و وابستگی صریح ذرات باردار موجود در ابر به میدان مغناطیسی به وجود می آید، وبه گرمایش ناشی ازپخش دو قطبه معروف است [۲ و ۳]. به

منظور بررسی گرمایش پخش دوقطبه در ابرهای مولکولی، یک ابر مولکولی خود گرانش، مغناطیده و یونیده جزئی را به صورت استوانه ای در نظر گرفته و معادلات اساسی آن را فرمول بندی می کنیم.

گرمایش پخش دو قطبه در ابر استوانه ای جمع شونده

در ابر استوانه ای جمع شونده معادلات اساسی عبارتند از [٤ و ٥]:

$$\mathbf{V}_d \approx \frac{1}{\mu_o \gamma_{AD} \varepsilon \rho^{3/2}} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{V}.\nabla \rho + \rho \nabla.\mathbf{V} = 0 \qquad (2)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V}.\nabla)\mathbf{V} + \nabla \left(P + \frac{B^2}{2\mu_o} \right) - (\mathbf{B}.\nabla) \frac{\mathbf{B}}{2\mu_o} - \rho \mathbf{g} = 0 \qquad (3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{3}{2} \mathbf{V}.\nabla P + \frac{5}{2} P \nabla.\mathbf{V} + \rho \Omega - \nabla.(K \nabla T) = 0 \qquad (4)$$

$$\nabla.\mathbf{g} = -4\pi G \rho \qquad (5)$$

$$P - \frac{R}{\mu} \rho T = 0 \qquad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{V}.\nabla)\mathbf{B} + \mathbf{B}(\nabla.\mathbf{V}) - (\mathbf{B}.\nabla)\mathbf{V} = \nabla \times (\mathbf{V}_d \times \mathbf{B}) \qquad (7)$$

برای حل معادلات، تبدیل مختصات $\mathbf{r} = s(t)\mathbf{x}$ را در نظر می گیریم که در آن $\mathbf{x}$ مختصات لاگرانژی بوده و $s(t)$ پارامتر جمع شوندگی می باشد. در این روش، سرعت با رابطه $\mathbf{V}(\mathbf{r},t) = \frac{ds/dt}{s}\mathbf{r}$ تعریف می شود. برای حل معادله (۲) از روش جدا سازی متغیر ها استفاده می کنیم. بنابراین داریم:

$$\rho(r,t) = \rho_C \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{a-2} \left(\frac{1}{s(t)} \right)^a \qquad (8)$$

که در آن ρ_C چگالی مرکز ابر بوده و ثابت $2 > a > 0$ کاهش چگالی نسبت به شعاع استوانه و افزایش آن با زمان را کنترل می کند.با حل معادله پواسون (۵) در مختصات استوانه ای ، شتاب گرانشی به صورت

$$g(r,t) = -g_C \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{a-1} \left(\frac{1}{s(t)} \right)^a \qquad r > r_{in} \qquad (9)$$

تعیین می گردد.که در آن $g_C \equiv 4\pi G \rho_C \frac{r_{in}}{a}$ شتاب گرانشی در شعاع r_{in} برای یک استوانه همگن می باشد. برای $r < r_{in}$ مقدار ثابت a برابر با 2 است.

فرض می کنیم که دمای ابر به صورت یکنواخت بوده و فقط به زمان t بستگی داشته باشد. بنابراین، فشار به صورت $P(r,t) = \frac{R}{\mu}\rho(r,t)T(t)$ بیان می گردد. معادله انرژی (٤) را با فرض تعادل موضعی در نظر می گیریم که در نتیجه انرژی بدست

آمده و از دست رفته تقریباً برابر است، یعنی $\Omega \approx 0$. با توجه به این مطلب، معادله (٤) را در مختصات استوانه ای می نویسیم واز حل آن $T(r,t)$ را بدست می آوریم که عبارت است از

$$T(r,t) = T_C \left[\frac{۱}{s(t)}\right]^{۴/۳} \qquad (۱۰)$$

که در آن T_C دمای همگن اولیه است. اکنون با جدا سازی متغیر زمان از معادله تکانه(۳) و معادله القای مغناطیسی(۷) ونیز با استفاده از تعریف میدان مغناطیسی به شکل

$$B(r,t) = B_C f\left(\frac{r}{r_{in}}\right)\left[\frac{۱}{s(t)}\right]^{b} \qquad (۱۱)$$

که در آن B_C شدت میدان مغناطیسی مرکزی اولیه می باشد، ثابت های $a = b = \frac{4}{3}$ را بدست آورده و پارامتر جمع شوندگی نیز به صورت زیر بدست می آید:

$$s(t) = \left[۱ - \frac{۲t}{۳t_o}\right]^{۳/۲} \qquad (۱۲)$$

که در آن t_0 پارامتر آزاد مقیاس زمانی می باشد. با جداسازی متغیر $\mathbf{r}$ از معادله تکانه (۳) خواهیم داشت:

$$f\left(\frac{r}{r_{in}}\right) = \left\{ f_o^{\,۲} - \frac{۲\mu_o}{B_C^{\,۲}} \frac{۳\rho_C r_{in}^{\,۲}}{۴t_o^{\,۲}} \left(\frac{r}{r_{in}}\right)^{۲/۳} \left[\frac{۱}{۳}\left(\frac{r}{r_{in}}\right)^{۲/۳} + \frac{۴RT_C t_o^{\,۲}}{۳\mu r_{in}^{\,۲}} \left(\frac{r}{r_{in}}\right)^{-۴/۳} + \frac{۲g_C t_o^{\,۲}}{r_{in}} \right] \right\}^{۱/۲} \qquad (۱۳)$$

به منظور تعیین سرعت سوق، معادله(۵) را در معادله القای مغناطیسی(۷) قرار می دهیم بنابراین داریم

$$\mathbf{V}_d = -\hat{\mathbf{r}}\left[\frac{۱}{s(t)}\right]^{۲/۳} \frac{۱}{t.rf} \int \left(\frac{۲}{۳} f + r\frac{df}{dr}\right) r dr \qquad (۱٤)$$

شکل (۱) نمودارسرعت سوق پخش دو قطبه در مکان های مختلف ابر استوانه ای را در زمان های مختلف نشان می دهد. در این نمودارها محور افقی $x = \frac{r}{r_{in}}$ می باشد.

با توجه به به اینکه آهنگ گرمایش پخش دو قطبه در ابر های مولکولی توسط معادله $\Gamma_{AD} = \gamma C \rho^{\frac{۳}{۲}} \left|V_d\right|^{۲}$ بدست می آیـد.بنـابراین آهنگ گرمایش پخش دو قطبه در ابر استوانه ای جمع شونده برابر است با:

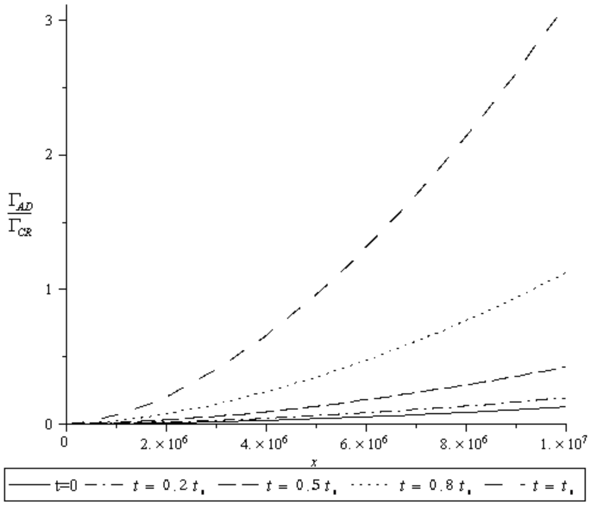
$$\Gamma_{AD} = ۱۰^{\frac{-۴۹}{۲}} \times ۷۴ / ۴۶\, x^{-۱} \left(\frac{۱}{s(t)}\right)^{۲} \left(\frac{V_d}{m.s^{-۱}}\right)^{۲} J.m^{-۳}.s^{-۱} \qquad (۱۵)$$

همچنین آهنگ گرمایش پرتوهای کیهانی برابر است با

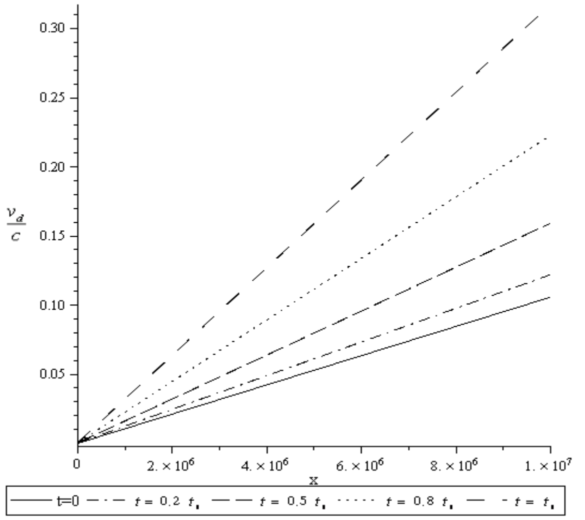
$$\Gamma_{CR} = ۱۴ / ۷۲ \times ۱۰^{-۲۲}\, x^{-\frac{۲}{۳}} \left(\frac{۱}{s(t)}\right)^{\frac{۴}{۳}} J.m^{-۳}.s^{-۱} \qquad (۱۶)$$

با توجه به معادلات (۱۵) و(١٦) نسبت گرمایش پخش دو قطبه به گرمایش پرتوهای کیهانی بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\Gamma_{AD}}{\Gamma_{CR}} \cong ۵ / ۱ \times ۱۰^{\frac{-۵}{۲}}\, x^{-۰/۳} \left(\frac{۱}{s(t)}\right)^{۰/۷} V_d^{\,۲} \qquad (۱۷)$$



شکل۱: سرعت سوق در مکان های مختلف ابر استوانه ای در زمان های مختلف
t = ۰,۰ / ۲,۰ / ۵,۰ / ۸,۱ t_o



شکل۲: گرمایش پخش دو قطبه در مکان های مختلف ابر استوانه ای در زمانهای مختلف
t = ۰,۰ / ۲,۰ / ۵,۰ / ۸,۱ t_o

که در شکل (۲) نشان داده شده است.

نتیجه گیری

با توجه به شکل (۱)، مشاهده می شود که هر چه از مرکز ابر دور می شویم شاهد افزایش سرعت سوق می باشیم. همچنین، سرعت سوق با گذشت زمان افزایش می یابد که علت آن جمع شدگی وانقباض ابر است بطوریکه میدان مغناطیسی خود را حفظ می کند و مانع پخش سریع آن می شود. آخرین نتیجه این تحقیق نیز مربوط به گرمایش ناشی از پخش دو قطبه در ابر استوانه ای جمع شونده می باشد. مطابق شکل (۲)، هر چه از مرکز ابر دور می شویم وهمچنین با گذشت زمان آهنگ گرمایش پخش دو قطبه افزایش می یابد و در مقابل گرمایش پرتوهای کیهانی دارای اهمیت بسزایی می باشد.

مرجع ها

[1] Stahler ,W.S. and Palla, F., *The Formation of Stars*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.
[2] Scalo, J. M. (1977). *"Heating of dense interstellar clouds by magnetic ion slip-Aconstraint on cloud field strengths"*.ApJ, **213,** 705.
[3] Nejad-Asghar, M., Soltani, J. (2009). *"Evolution of Density perturbations in a Cylindrical Molecular Cloud Using Smoothed Particle Hydrodynamics* ". SerAJ, **179**, 61.
[4] Shu, F. H., *The Physics of Astrophysics: Vol II, Gas Dynamics*, University Science Books, Chapter 27
[5] Clarke,C. J. , Carswell,R. F. , *Principles of Astrophysical fluid Dynamics*, Cambridge University Press

آنالیز میکروتغییرات نوری بلازار Mrk 180 در صافی‌های V و R

منصوره سبزی سروستانی [۱]، علیرضا آقائی [۱و۲]

۱ گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان

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

چکیده

در این مقاله به بررسی میکروتغییرات اپتیکی بلازار Mrk 180 در صافی‌های V و R می‌پردازیم. مشاهدات ما از بلازار Mrk 180 با تلسکوپ ۱/۲۰ متری رصدخانه‌ی ملی فرانسه (OHP) و در سه شب رصدی، انجام شده است. پردازش و داده‌کاهی داده‌های خام، با استفاده از سیستم استاندارد رصدخانه‌ی جنوبگان اروپا ESO-MIDAS انجام می‌شود. با انتخاب دو ستاره‌ی مرجع در میدان دید و به دست آوردن قدر آن‌ها و قدر بلازار، منحنی‌های نوری و نمودار شاخص رنگ را رسم کردیم. از روی منحنی‌های نوری میزان تغییرات نوری بلازار مشهود است. بیشینه‌ی اختلاف دامنه‌ی تغییرات به ۰/۱۸۵ قدر، در صافی V، می‌رسد. در حالی که شاخص رنگ تغییرات را نشان نمی‌دهد.

Analysis of the optical microvariability of the blazar Mrk 180 in the V and R filters

M. Sabzi Sarvestani [1], A. Aghaee[1, 2]

[1] Department of Physics, University of Sistan & Baluchestan, zahedan
[2] School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In this paper, we will verify the optical microvariability of blazar Mrk 180 in the V & R filters. Our observations of the blazer Mrk 180 were carried out with the 1.20 meter telescope of the French national observatory (OHP) during three nights. Raw data processing and data reduction is performed using the standard system of Europe Southerner Observatory, ESO-MIDAS. We have considered two reference stars and measured the magnitudes of the reference stars and the blazer Mrk 180 and then we have plotted the light curves and color index diagram. The light curves were shown the optical variations of the blazar. The maximum amplitude value of its variations was 0.185 mag for the V filter while color index don't show variations.

مقدمه

اجسام BL Lac و کوازارهای رادیویی طیف تخت را بلازار می‌نامند. بررسی تغییرپذیری بلازارها وسیله‌ای برای فهم فیزیک ناحیه هسته و ابعاد پیرامون ابرسیاهچاله است. خصوصاً این که هر چه مقیاس زمانی تغییرپذیری کوتاه‌تر باشد می‌توان نتیجه گرفت که این ابعاد کوچکتر است. از طرف دیگر سایر هسته‌های کهکشانی فعال نیز دارای ابرسیاهچاله‌هایی مشابه‌اند اما چنین تغییرپذیری سریعی را نشان نمی‌دهند. به نظر می‌رسد خصوصیت بلازارها، یعنی تغییرپذیری سریع در بازه‌ی زمانی کوتاه، به علت وجود جت نسبیتی است. بنابراین هدف از مطالعه‌ی تغییرپذیری بلازارها، فهم و توجیه فرآیندهای فیزیکی درون جت‌های هسته‌های کهکشانی فعال، مانند ترکیب جت و منشا شوک‌ها در جت، است. میکروتغییرپذیری در بلازارها به عنوان یک تغییر که در مقیاس‌های زمانی یک روز یا کمتر اتفاق می‌افتد، بر طبق تعریف میلر و همکارانش (۱۹۸۹) معرفی شد [۲-۱]. توضیحات نظری برای منشأ میکروتغییرپذیری به

طور گسترده به دو دسته‌ی ذاتی و غیرذاتی تقسیم می‌شوند: مکانیسم غیر ذاتی شامل سوسوزنی بین ستاره‌ای و ریزهمگرایی‌گرانشی است و تغییرپذیری ذاتی، شوک‌های ایجاد شده در جت در حال انتشار و ناپایداری‌ها در دیسک برافزایشی را در بر می‌گیرد. لازم به تذکر است که تاکنون هیچ یک از این مدل‌ها قادر به توضیح طبیعت تغییرپذیری روی تمام گستره‌ی طیف الکترومغناطیسی نبوده است [۳].

بلازار Mrk 180 یک جسم BL Lac است و فاصله‌ی آن از ما به ۱۸۰ مگا پارسک می‌رسد که نور، این فاصله را در مدت زمان ۰/۶ میلیارد سال می‌پیماید. طیف‌سنجی ابر گازی احاطه کننده‌ی Mrk 180 خطوط جذبی یک کهکشان بیضوی را در انتقال به سرخ z =۰/۰۴۶ نشان می‌دهد.

مشاهدات رصدی و داده‌کاهی

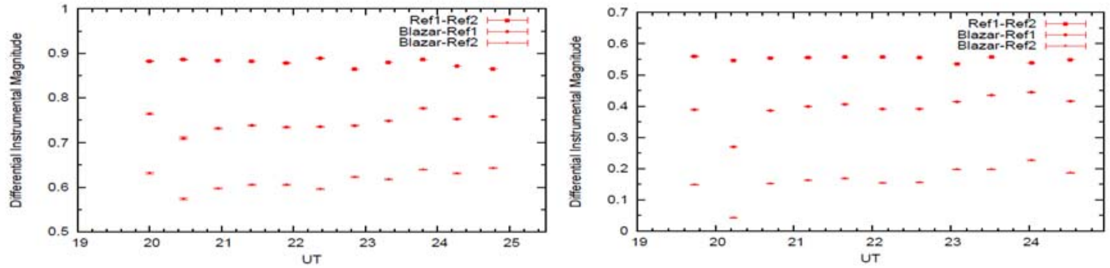
مشاهدات ما از بلازار Mrk 180 با تلسکوپ ۱/۲۰ متری رصدخانه‌ی ملی فرانسه و در صافی‌های V و R انجام شده‌است. تلسکوپ ۱/۲۰ متری، دوربین CCDای با آرایه‌ای ۱۰۲٤×۱۰۲٤ پیکسلی دارد که در bin ۱×۱ کار می‌کند. مشاهدات در سه شب و در تاریخ‌های ۲۳، ۲٤ و ۲۷ آوریل ۲۰۰۹ انجام شد. پردازش و داده‌کاهی داده‌های خام، با استفاده از سیستم استاندارد رصدخانه‌ی جنوبگان اروپا ESO-MIDAS انجام گرفت.

بعد از انجام عمل داده‌کاهی در تصویر کاهش یافته چند ستاره، مثلاً ستاره‌های ۱ و ۲، را به عنوان مرجع مشخص کرده و قدر آن‌ها را به دست می‌آوریم. این قدر، قدر دستگاهی نام دارد. از اختلاف قدرهای بین ستاره مرجع و بلازار Mrk 180 می‌توان منحنی نوری را رسم کرد. در منحنی نوری محور افقی، زمان جهانی و محور قائم، اختلاف قدر دستگاهی است.

تحلیل و نتیجه‌گیری

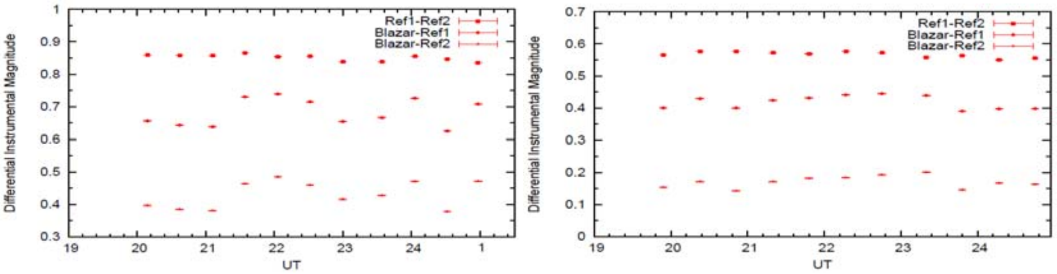
در شکل‌های ۱ تا ۳، منحنی‌های نوری مربوط به صافی‌های Vو R را در سه شب رصدی مشاهده می‌کنید. همان‌طور که در هر شکل دیده می‌شود Ref1-Ref2، مربوط به اختلاف قدر بین ستاره ۱ و ۲، تقریباً یک خط راست است و این یعنی دو ستاره‌ی ۱ و ۲ مرجع خوبی برای کار ما هستند و خودشان تغییرات تابندگی ندارند. میزان خطای اندازه‌گیری قدر مربوط به هر نوردهی کمتر از ۰/۰۰۰۳ قدر است. دو منحنی دیگر در هر شکل، یعنی Blazar-Ref1 و Blazar-Ref2، اختلاف قدر بلازار و ستاره‌های مرجع ۱ و ۲ هستند و تغییرات منبع را نشان می‌دهند.

در ۲۳ آوریل، ۱۱ نوردهی ۱۵ دقیقه‌ای در صافی V و ۱۱ نوردهی ۱۰ دقیقه‌ای در صافی R داریم که در کل بازه‌ای حدود ۵ ساعت را پوشش می‌دهند. دامنه‌ی تغییرات نسبت به دو شب دیگر بیشتر است و ما تغییر ۰/۱۸۵ قدر را، در صافی V، در این شب داریم.



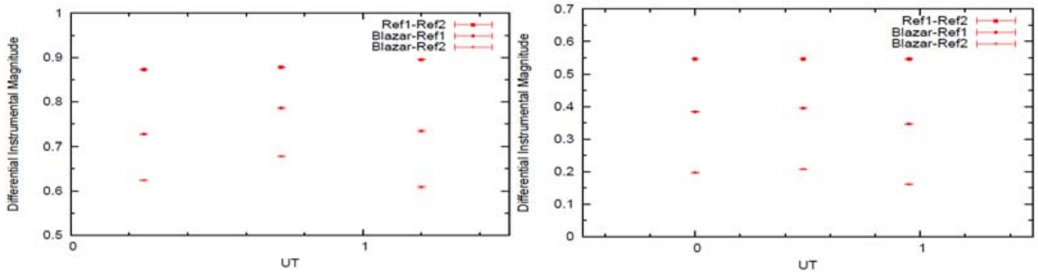
شکل ۱: منحنی نوری بلازار Mrk 180 در صافی‌های V(راست) و R (چپ) در تاریخ ۲۳ آوریل ۲۰۰۹

در ۲٤ آوریل، مانند ۲۳ آوریل، در هر صافی ۱۱ نوردهی داریم. در این شب نوسانات قدر در صافی R بیشتر است و تا ۰/۱۱ قدر تغییر می‌کند، در حالی که در صافی V تغییرات چندانی نداریم.



شکل ۲: منحنی نوری بلازار Mrk 180 در صافی‌های V(راست) و R (چپ) در تاریخ ۲٤ آوریل ۲۰۰۹

در شب ۲۷ آوریل ۳ نوردهی در هر صافی داریم که جمعاً ۱/۱۲ ساعت می‌شود. به علت تعداد کم نوردهی‌ها، نوسانات قدر قابل اعتماد نیستند.



شکل ۳: منحنی نوری بلازار Mrk 180 در صافی‌های V(راست) و R (چپ) در تاریخ ۲۷ آوریل ۲۰۰۹

تغییرپذیری یا عدم تغییرپذیری در هر شب با کمیت آماری سطح اطمینان (C) مشخص می‌شود. سطح اطمینان از رابطه‌ی $C = \frac{\sigma_T}{\sigma}$ به دست می‌آید. در این‌جا σ_T انحراف معیار منبع (بلازار- ستاره) و σ انحراف معیار ستاره‌های مرجع (ستاره- ستاره) در منحنی نوری هستند. یک منبع را با اطمینان ۹۹ درصد متغیر می‌نامیم اگر $C > ۲/۵۷۶$ باشد. دامنه‌ی تغییرپذیری در هر شب با استفاده از رابطه‌ی $\psi = \sqrt{(D_{max} - D_{min})^2 - 2\sigma^2}$ محاسبه می‌شود. در این‌جا D_{max} و D_{min} بیشینه و کمینه‌ی مقادیر قدر در منحنی‌های نوری و σ انحراف معیار ستاره‌های مرجع است [٤]. نتایج بررسی تغییرات بین شب‌های رصدی در جدول ۱، آمده است.

جدول ۱: نتایج محاسبه‌ی متغیر بودن یا نبودن بلازار در شب‌های رصد

تاریخ مشاهده	مدت مشاهده (h)	صافی	C	ψ (قدر)	تغییرات
۲۰۰۹/٤/۲۳	۵/۰۳	V	۵/۸۱۳	۰/۱۸۵	متغیر
۲۰۰۹/٤/۲۳	٤/۹۳	R	۲/۱٦۵	۰/۰۵۷	احتمالاً متغیر
۲۰۰۹/٤/۲٤	۵/۱۰	V	۲/۲۲۲	۰/۰۵۳	احتمالاً متغیر
۲۰۰۹/٤/۲٤	٤/۹۷	R	٤/۱۵	۰/۱۰٦	متغیر
۲۰۰۹/٤/۲۷	۱/۲۰	V	٤۱/٦٦۷	/۰٤۷	متغیر
۲۰۰۹/٤/۲۷	۱/۱۲	R	۳/۰۸۷	۰/۰٦۷	متغیر

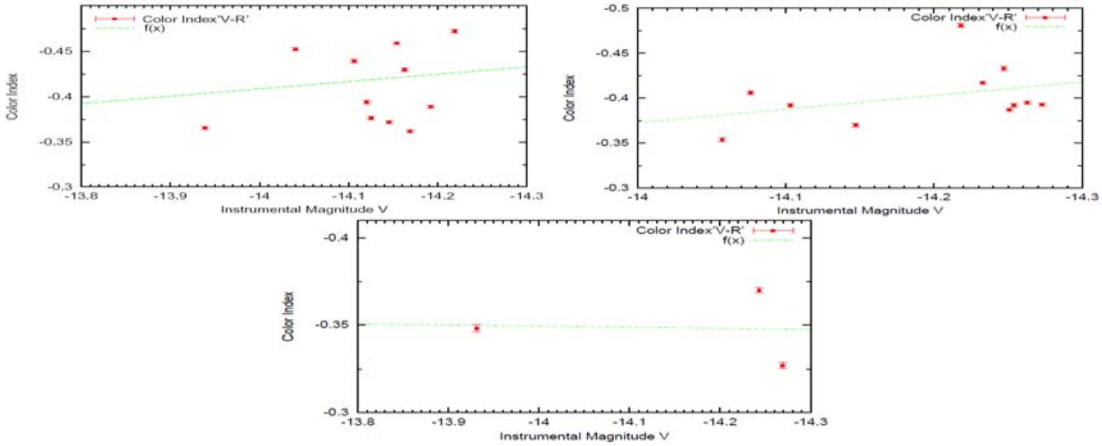
کمیت چرخه‌ی کار (DC) تغییرات درخشندگی منبع را بر حسب درصد و مطابق با رابطه‌ی ۱، نشان می‌دهد.

$$DC = 100 \frac{\sum_{i=1}^{n} N_i \left(\frac{1}{\Delta t_i}\right)}{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{1}{\Delta t_i}\right)} \qquad (۱)$$

در این‌جا $\Delta t_i = \Delta t_{i,obs}(1+z)^{-1}$ که $\Delta t_{i,obs}$، مدت زمان مشاهده و z انتقال به سرخ منبع است. N_i برابر ۱ یا ۰ است که به ترتیب تغییر یا عدم تغییر منبع را نشان می‌دهد. در این رابطه n تعداد نوردهی یا تعداد شب‌های رصد است [٤]. با محاسبه‌ی چرخه‌ی کار مجموع سه شب، ۸٤/۰ درصد تغییر درخشندگی در صافی V و ۸٤/٤ درصد تغییر در صافی R به دست می‌آید که به خوبی قابل مقایسه با مقادیر به دست آمده در سایر مقالات است[۵-٤].

شاخص رنگ

رابطه‌ی بین تغییرات قدر مطابق با تغییرات شاخص رنگ در نمودارهای قدر- رنگ شکل ٤، نشان داده شده است. در این‌جا، محور عمودی اختلاف قدرهای V-R را نشان می‌دهد که شاخص رنگ نام دارد و محور افقی قدر دستگاهی بلازار در صافی V است. در شکل‌های زیر خط راست بهترین برازش خطی را برای تغییرات شاخص رنگ، CI، بر حسب قدر دستگاهی بلازار در صافی V نشان می‌دهد، که تابع برازش شده، CI = mV + c است. شیب نمودار میزان تغییرات شاخص رنگ را با تابندگی بلازار نشان می‌دهد. به علت خطای زیاد مقادیر شیب از روی این نمودارها نمی‌توان قضاوت درستی در مورد شاخص رنگ داشت. محاسبه‌ی سطح اطمینان برای شاخص رنگ، به ترتیب مقادیر۰/۵۹٦، ۰/۳۸ و ۰/۰۷ را به دست می‌دهد که بیانگر عدم تغییر شاخص رنگ است.



شکل ٤: تغییرات شاخص رنگ با قدر دستگاهی بلازار در صافی V در تاریخ ۲۳ آوریل (بالا- سمت راست)، ٢٤ آوریل (بالا- سمت چپ) و ۲۷ آوریل (پایین) ۲۰۰۹

مرجع‌ها

[1] H. R. Miller, M. T. Carini and B. D. Goodrich; " Detection of microvariability for BL Lacertae objects"; *Nature*, (1989) 627-629
[2] R. Poggiani; "Search for Rapid Optical Variability in Three Gamma-Ray Loud Blazars"; *Astrophysics and Space Science*, Issue 1-2, (2006) 17-22

[3] C. S. Stalin, et al; "Multiband optical monitoring of the blazars S5 0716+714 and BL Lacertae"; *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Issue 4, (2006) 1337-1345

[4] Gopal-Krishna, et al; "Clear Evidence for Intranight Optical Variability in Radio-quiet Quasars", *Astrophysical Journal*, Issue 1, (2003) L25-L28

[5] C. S. Stalin, et al; "Intranight optical variability of radio-quiet and radio lobe dominated quasars", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, (2004) 175-188

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک

۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ـ دانشگاه دامغان

دانشگاه دامغان

ارایه‌ی مدلی برای ساختار سحابی حلقوی NGC 6888 با حضور میدان مغناطیسی

جمشید قنبری [۱و۲]، الهه آرشیان [۲]

[۱]بخش فیزیک، دانشگاه فردوسی ، مشهد

[۲]بخش فیزیک، موسسه ی آموزش عالی خیام، مشهد

چکیده

در این مقاله با استفاده از الگوی بر هم کنش بادهای ستاره ای، قوانین پایستگی جرم و تکانه را باحضور میدان مغناطیسی و عدم همگنی برای محیط میان ستاره ای بیان کردیم و اشکال مختلفی از پوسته را با فرض های ذکر شده و تغییر پارامتر های متفاوت ترسیم کردیم. سپس این معادلات را با پارامترهای خاص برای سحابی WR و غیر کروی NGC 6888 حل نمودیم و الگویی برای ساختار دینامیکی و یونیدگی این سحابی ارایه دادیم. در این الگو سحابی کاملا یونیده و سرعت انبساط خطوط در راستای دید برای HeI و $H\beta$ به ترتیب ۲۲km/s و ۲۳ km/s به دست آمد. همچنین شدت خطوط طیفی $I(H\alpha)$ و $I(HeI)$ نسبت به $I(H\beta)=۱۰۰$ مقادیر ۲۹۸ و ۷ و عمر دینامیکی سحابی حدود ۲×۱۰^{۵} سال محاسبه شد که با داده های رصدی تطابق خوبی دارد.

A Model for TheWind Blown Bubble NGC 6888 with the Effect of Magnetic Field

J. Ghanbari [1,2], E. Arashiyan[2]

[1]Department of Physics, Ferdowsi University, Mashhad

[2]Department of Physics, Khayyam Institute of Higher Education, Mashhad

Abstract

In this paper, we have calculated the different structures for the wind blown bubble nebulae and we found a model for a non-spherical WR nebula, NGC 6888. The interaction of the stellar winds and the equations of conservation of mass and momentum with the effect of magnetic field and the inhomogeneous ambient materials are used. By choosing the optional parameters and solving the equations, we could present a model for dynamical and ionization structures of NGC 6888. In this model we obtained that the nebula is totally ionized and the expansion velocities for Hβ and HeI are 22 and 23 km/s. Also the ratio of the intensity of $H\alpha$ and HeI lines to Hβ line are 2.98 and 0.07 and the dynamical age for this nebula is computed $2 \times 10^5 yr$.It seems that the calculated quantities are corresponding with the observational data.

مقدمه

پرداختن به ساختار و معادلات شکل گیری سحابی های حلقوی با معرفی بادهای ستاره ای و برهم کنش آن ها توسط Shoklovski(1956) انجام شد. این معادلات در مورد ستارگان کم جرم ($M_S < 4M_{\odot}$) با خصوصیات فیزیکی این ستارگان نوشته و به صورت مدلی برای سحابی های سیاره نمای کروی بیان شد. بر این اساس پس از وزش باد سریع، برخورد آن به محیط، ٤ ناحیه در اطراف ستاره به وجود می آید. در رصدهای بعدی از سحابی های حلقوی، اشکال مختلف این سحابی ها مشخص و دسته بندی شد(Balick 1987). به طور قطع عوامل دیگری غیر از وزش بادهای ستاره ای در محیط، تقارن کروی را بر هم زده و شکل پوسته را تغییر می دهند. از جمله ی این عوامل ناهمگنی محیط، چرخش ستاره ی مرکزی و میدان مغناطیسی باد ستاره ای است. علاوه بر این معلوم شده است که این حباب ها تنها مربوط به ستارگان کم جرم نبوده بلکه ستارگان پرجرم نوع O در مراحل

متفاوتی از عمر خود سحابی های متعددی را شکل می دهند که دسته ای از آن ها سحابی های حلقوی یا نوعw (wind blown bubble) می باشند(Chu1981). در این مقاله ستاره ی پرجرمی مد نظر بوده که به یک ستاره ی ولف-رایت تبدیل شده است. این ستاره چرخان بوده و بادی سریع و مغناطیده از آن به محیط اطراف می وزد وسپس مواد موجود که دارای چگالی نایکنواخت (وابسته به فاصله از ستاره r و زاویه ی قطبی θ) است را جارو می نماید. میدان مغناطیسی باد چنبره ای فرض می شود. به این ترتیب پوسته ای شکل می گیرد که در آن ضخامت، چگالی سطحی و سرعت انبساط نقاط مختلف متفاوت است. علاوه بر این ستاره ی مرکزی بسیار داغ بوده و تعداد فوتون های پر انرژی تابش شده از آن بالاست. این فوتون ها می توانند قسمت عظیمی از مواد پوسته را یونیده کنند. با شکل گیری فوتون های ثانویه بر اثر بازترکیب الکترون ها، اتم های بیش تری برانگیخته می شوند و طیف سحابی به وجود می آید.

با توجه به مقدمه و فرض های ذکر شدهدر نهایت برآنیم تا پس از به دست آوردن معادلات دینامیکی و ساختار برای پوسته، الگویی برای NGC 6888پیشنهاد نماییم.

بررسی معادلات پایستگی در حضور میدان مغناطیسی

برای ارایه ی معادلات از مختصات کروی بهره می گیریم. در این سیستم از تاثیر گرانش ستاره ی مرکزی چشم پوشی شده و پوسته خود-مشابه است. به دلیل کم بودن ضخامت پوسته در مقابل ابعاد سحابی برای پوسته از تقریب لایه ی نازک استفاده کرده ایم. این سیستم وابسته به زمان است و در معادلات، دو متغیر مستقل زمانی و مکانی از هم جدا شده اند. متغیرهای برداری که خود تابع فاصله و زاویه هستند در هر نقطه به دو راستای موازی با پوسته (با بردار یکه $\overrightarrow{e_\parallel}$)و عمود بر آن (با بردار یکه $\vec{e}_\perp$) تجزیه می شوند.Giuliani(1982)به بیان جزییات رفتار و حرکت مواد در پوسته های نازک با وجود تقارن های محوری پرداخته است و معادلات را در دستگاه قطبی ارایه داده است.در معادلات $r(\theta,t)$: شعاع پوسته ی نازک در مکان θ در زمان t، $\varphi(\theta,t)$ زاویه ی بین بردار شعاعی و بردار عمود بر پوسته در مکان θ در زمانt، $\vec{u}$ بردار سرعت حرکت مرز پوسته، $\vec{v}$سرعت مواد پوسته، $\vec{v}_a$ بردار سرعت مواد در محیط خارجی، ρ چگالی مواد محیط اطراف،μ چگالی سطحی مواد پوسته و n و □ پارامترهای اختیاری هستند.

$$tan\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial r}{\partial \theta} \tag{۱}$$

$$u_\parallel = -\frac{\partial r}{\partial \theta}\sin\varphi \quad , \quad u_\perp = \frac{\partial r}{\partial \theta}cos\varphi \tag{۲}$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \rho(u_\perp - v_{a\perp}) - \frac{2\mu}{r}\frac{\partial r}{\partial t} - \mu tan\varphi\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{cos\varphi}{r^2 sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(rsin\theta\mu(v_\parallel - u_\parallel) \tag{۳}$$

$$\mu\frac{\partial v}{\partial t} = \rho(v - v_a)(u_\perp - v_{a\perp}) + e_\perp(P_i + \frac{B_i^2}{8\pi} - \frac{\mu cos\varphi}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta}(v_\parallel - u_\parallel)) \tag{۴}$$

$$\rho = \frac{\dot{M}_{sw}}{4\pi v_{sw0}}(1 + \epsilon sin\theta^n)\frac{1}{r^2} \tag{۵}$$

در معادلات پایستگی فشار داخلی ظاهر می شود که عامل انبساط و حرکت حباب در فضاست. با وجود جمله ی فشار مغناطیسی برای این کمیت خواهیم داشت:

$$P = P_w + P_B = P_i + \frac{B_i^2}{8\pi} \tag{۶}$$

$$P_w = \frac{\dot{M}_{sw}}{4\pi v_{sw} t^2} \tag{۷}$$

$$P_B = (B_s sin\theta R_s \frac{v_{rot}}{\Delta v_{sw}^2})^2 \frac{1}{8\pi t^2} \tag{۸}$$

با جدا کردن مولفه های مستقل مکانی و زمانی و بی بعدسازی به نتایج زیر می رسیم. ω پارامتری اختیاری است.

$$\mu(\theta,t)=\mu_s(\theta)\frac{t_0}{t} \quad (۹)$$

$$r=\omega v_{sw}(\theta)t \quad (۱۰)$$

$$v_{sw}=v_{sw0}X \quad (۱۱)$$

$$\mu_s=\frac{\dot{M}_{sw}}{4\pi {v_{sw0}}^2\omega^2 t_0}(1+\epsilon sin\theta^n)Y \quad (۱۲)$$

$$v_{\parallel}=v_{sw0}Z \quad (۱۳)$$

اگر λ را نسبت سرعت مواد محیط به سرعت باد کند در راستای قطب تعریف کنیم معادلات ساختار دینامیک پوسته چنین اند:

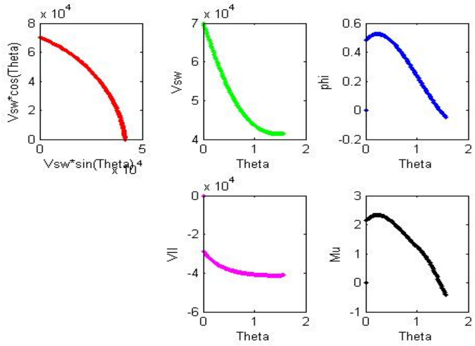
$$-\frac{\partial X}{\partial\theta}=Xtan\varphi \quad (۱۴)$$

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}=1-\frac{\omega^3 Xcos^2\varphi(1-\frac{\lambda}{X\omega})^2-\frac{\omega^3 X}{X(1+\epsilon sin\theta^n)}(\frac{sin^2\theta}{2\dot{M}_{SW}X^3}\left(\frac{B_S v_{rot}R_S}{\omega v_{sw0}^2}\right)^2+1)}{(Z+\omega Xsin\varphi)^2 Ycos\varphi} \quad (۱۵)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial\theta}=-\frac{Y}{Z+\omega Xsin\varphi}\frac{\partial Z}{\partial\theta}-\frac{XY\omega}{Z+\omega Xsin\varphi}cos\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}+\frac{XY(\omega sin^2\varphi-1)}{(Z+\omega Xsin\varphi)cos\varphi}+\frac{X\omega-\lambda}{X(Z+\omega Xsin\varphi)}+ Y(tan\varphi-cot\theta)+\frac{n\epsilon sin^{n-1}\theta}{1+\epsilon sin^n\theta} \quad (۱۶)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial\theta}=\frac{-\omega^3(1-\frac{\lambda}{\omega X})(Z+\lambda sin\varphi)}{(Z+\omega Xsin\varphi)Y}-X\omega cos\varphi(1+\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}) \quad (۱۷)$$

برای نزدیک شدن به شکل NGC 6888 پارامترهای مقابل را اختیار می کنیم. پارامترها $n=10$، $\epsilon=1$، $\omega=0.42$، $\lambda=0.9$ به دست می آیند. با توجه به این پارامترها کمیات فیزیکی و نمودارهای مربوط به آن به شکل زیر است.



شکل ۱: نمودار کمیات فیزیکی *NGC6888*

حال با به دست آوردن کسرهای یونیدگی (X) از معادلات تعادل فتویونیدگی،شدت خطوط طیفی $H\alpha$، $H\beta$ و HeI که به ترتیب طول موج های ۴۸۶۱، ۶۵۶۳ و ۴۴۷۱ آنگستروم دارندبرای دو نقطه نمونه و سرعت انبساط سحابی در راستای دید برای هیدروژن و هلیوم را محاسبه و با داده های رصدی مقایسه می کنیم. در معادلات مقدار فراوانی هلیوم به هیدروژن ۰/۱۵ و γ ضریب بازترکیب برای اتم ها می باشد.

$$n(H^+)=X_H n(H)\ ,n(H^0)=(1-X_H)n(H) \quad (۱۸)$$

$$n(He^0)=(1-X_{He})n(He)\ ,n(He^+)=X_{He}n(He) \quad (۱۹)$$

$$n_e = X_H n_H + X_{He} n_{He}$$ (۲۰)

$$I(H\beta) = h\nu_{H\beta} \int n_e n_{H^+} \gamma_{H\beta} dl$$ (۲۱)

$$I(H\alpha) = h\nu_{H\alpha} \int n_e n_{H^+} \gamma_{H\alpha} dl$$ (۲۲)

$$I(HeI) = h\nu_{HeI} \int n_e n_{He^+} \gamma_{He} dl$$ (۲۳)

$$I(V) \propto \int n_e n_i e^{-\frac{m(\omega v_{sw} sin\theta - V)^2}{2KT}} dl$$ (۲۴)

برای اعمال تمایل به سرخ و اصلاح شدت خطوط طیفی به دست آمده از فرمول زیر بهره می گیریم.C(Hβ) ضریب تمایل به سرخ و f(λ) تابع تصحیح برای هر طول موج λ است.۰/۱=(۴۴۷۱)f و ۰/۳۴-=(۶۵۶۳)f تعیین شده است.

$$(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}})_{true} = (\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}})_{observed} \times 10^{c(H\beta)f(\lambda)}$$ (۲۵)

نتیجه گیری

نتیجه ی حل این معادلات و مقایسه این اعداد با داده های رصدی(Esteban &Vilchez(1992 در جدول۱ درج شده است. به نظر می رسد الگوی در نظر گرفته شده و اعداد انتخاب شده به عنوان پارامترها مطابقت خوبی با جرم مورد نظر دارند.

جدول۱: مقایسه کمیات فیزیکی به دست آمده با مشاهدات.

	نقطه ی ۱		نقطه ی ۲	
	نتایج به دست آمده از مدل	داده های رصدی	نتایج به دست آمده از مدل	داده های رصدی
$I(H\beta)$	۱۰۰	۱۰۰	۱۰۰	۱۰۰
$I(H\alpha)$	۲۹۸	۲۸۷/۶±۱۱/۵	۲۹۸	۲۸۶±۲۰
$I(HeI)$	۶	۹	۷	۸/۲±۱/۲
2VexpHe	۲۲	۱۰۰±۶۰	۲۲	۱۰۰±۶۰
2VexpH	۲۳	۱۰۰±۶۰	۲۳	۱۰۰±۶۰

مرجع‌ها

[1] Balick,B.,*Astr. J.*, **94(3)**(1978) 671.
[2] Chu,Y.H., Treffers, R.R.&KwitterK.B., *ApJS*, **53 (**1983) 937.
[3] Esteban,C., Vilchez,J.M.,*Astrophy. J.*, **390** (1992) 536.
[4]Giuliani,J.L., *Astrophy.*,**256**(1982) 624.
[5] Shklovski,I.S.,*Sov. Astron. J.*, **33**(1956) 315.

محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی

غلامحسین بردبار[۱و۲]، فاطمه کیانی خو[۱]

۱ بخش فیزیک،دانشگاه شیراز

۲ مرکز تحقیقات نجوم و اختر فیزیک مراغه

چکیده

در این مقاله ما به محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی پرداخته ایم. برای انجام محاسبات مربوط به انرژی و معادله حالت، از مدل کیسه ای MIT استفاده نموده ایم. سپس با استفاده از معادلات نسبیت عام TOV، ساختار این ستاره را محاسبه نموده و در نهایت نتایج به دست آمده را در دماهای مختلف و در حضور میدان های مغناطیسی متفاوت با یکدیگر مقایسه کرده ایم.

Calculation of the Structure of Strange Quark Star at Finite Temperature in the Presence of a Strong Magnetic Field

G. H. Bordbar[1,2], F. Kayanikhoo[1]

[1]Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha

[2]Department of Physics, Shiraz University

Abstract

In this paper, we have calculated the structure of spin polarized strange quark star at finite temperature in the presence of a strong magnetic field. For the calculation of energy and structure, we have used the MIT bag model. Then, by using general relativistic TOV equation, we have calculated the structure of this star, and finally we have compared our results at different temperatures and magnetic fields.

مقدمه

بعد از آنکه مفهوم کوارک توسط گلمن و زویگ پیشنهاد شد، این نظریه که ستاره های نوترونی ممکن است به ستاره های کوارکی تحول یابند مطرح شد [1]. ویتن حدس زد که ماده کوارکی شگرف ممکن است حالت پایه ای از برهمکنش قوی باشد و به وسیله این نقطه نظر تعدادی از محققان برجسته مفهوم ستاره کوارکی را مطرح کردند [2]. همانطور که می دانیم هسته ستاره نوترونی از ماده هسته ای تشکیل شده است [3]. وقتی در مرکز ستاره نوترونی چگالی و دما به حد کافی بالا باشد، ماده هسته ای متشکل از باریون ها به اجزای تشکیل دهنده خود، یعنی کوارک ها رمبش پیدا می کنند و در جریان این تبدیل ماده، انرژی بسیار زیادی آزاد می شود. ماده کوارکی حاصل پایدار تر از ماده هسته ای است و بنابراین ستاره ای پایدار تر از ستاره نوترونی متشکل از ماده کوارکی حاصل خواهد شد که ستاره کوارکی نام دارد. ستاره کوارکی به دو صورت ستاره نوترونی با قلب کوارکی و ستاره کوارکی خالص وجود دارد. اگر بلافاصله بعد از انفجار ابرنواختری نوع II و درست چند دقیقه قبل از تشکیل ستاره نوترونی، یعنی در مرحله proto-neutron چگالی هسته به اندازه کافی بالا باشد ($10^{15}gr/cm^3$) مستقیما یک ستاره کوارکی متولد خواهد شد که به این رخداد Quark-Novae گویند.

همانطور که می دانیم ماده هسته ای یعنی پروتون ها و نوترون ها از کوارک های u و d تشکیل شده اند. بعد از اینکه ماده هسته ای در ستاره نوترونی به ماده کوارکی گذار پیدا کرد، طی یک سری واکنش های ضعیف کوارک های u و d به کوارک های دیگری

تبدیل می شوند که از میان آنها فقط کوارک s در چگالی موجود ($10^{15}gr/cm^3$) پایدار است و بقیه کوارک ها سنگین تر و ناپایدار هستند. در این محاسبات ما ستاره کوارکی خالص متشکل از کوارکهای u ، d و s در نظر می گیریم و به محاسبه خصوصیات آن می پردازیم.

روش محاسبات

در این مقاله ما از مدل کیسه ای MIT در محاسبه خصوصیات ماده ستاره کوارکی استفاده کرده ایم. 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 ۵۵ یا ۹۰ (MeV/fm^3) در نظر می گیرند. در این مقاله ما $B=90MeV/fm^3$ در نظر می گیریم و سیستم را در دمای معین و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف بررسی می کنیم.

محاسبه معادله حالت ماده کوارکی قطبیده در دمای معین در حضور میدان مغناطیسی

برای محاسبه انرژی ماده کوارکی در دمای معین نیاز است که چگالی کوارک ها را در چگالی باریونی بدانیم. که این را با استفاده از دو شرط تعادل بتا و خنثایی بار بدست می آوریم . چون در اینجا ماده کوارکی خالص در نظر می گیریم چگالی عددی الکترون $n_e=0$ است، بنابر این:

$$n_u = \frac{1}{2}(n_s + n_d) \qquad (۱)$$

که در آن n_i چگالی ذره i است.

همانطور که گفته شد برای بدست آوردن ساختار ستاره به معادله حالت سیستم احتیاج داریم که از رابطه زیر بدست می آید:

$$p(n_i,T) = \sum_i n_i \frac{\partial F_i}{\partial n_i} - F_i \qquad (۲)$$

که در آن P فشار سیستم و n_i چگالی ذره i و F انرژی آزاد هلمهولتز می باشد.

وقتی ماده را در میدان مغناطیسی قرار می دهیم، ذرات با اسپین های بالا و پایین نسبت به جهت میدان مغناطیسی، جهتگیری می کنند. در این حالت تبهگنی اسپینی از بین رفته و عدد تبهگنی سیستم از ٦ به ۳ کاهش می یابد. چگالی عددی کوارک های با اسپین بالا را با نماد n_i^+ و چگالی ذرات با اسپین پایین را با نماد n_i^- نشان می دهیم، بنابراین پارامتر قطبش ξ به صورت زیر خواهد بود:

$$\xi_i = \frac{n_i^+ - n_i^-}{n_i^+ + n_i^-} \qquad (۳)$$

از آنجا که کوارک ها فرمیون هستند از آمار فرمی- دیراک تبعیت می کنند:

$$n_i = \frac{g}{2\pi^2} \sum_{p=\pm} \int f(n_i, k^{(p)}, T) k^2 dk \qquad (٤)$$

که در آن

$$f(n_i,k,T) = \frac{1}{\exp(\beta(m^2c^4 + \hbar^2 (k^{(p)})^2 c^2)^{\frac{1}{2}} - \mu_i) + 1} \qquad (۵)$$

در معادله بالا $\beta=1/k_BT$ ، g عدد تبهگنی سیستم و علامت جمع روی $p=\pm$ جمع روی ذرات با اسپین بالا و پایین را نشان می دهد.

انرژی آزاد هلمهولتز نیز از رابطه:

$$F=\varepsilon_{tot}-TS_{tot} \tag{٦}$$

به دست می آید که در آن S_{tot} آنتروپی و ε_{tot} چگالی انرژی کل سیستم می باشد. چگالی انرژی کل نیز از رابطه زیر بدست می آید:

$$\varepsilon_{tot}=\varepsilon_u+\varepsilon_d+\varepsilon_s+\varepsilon_M+B \tag{٧}$$

که در آن ε_i چگالی انرژی ذره i است و ε_M چگالی انرژی مغناطیسی است:

$$\varepsilon_M=-\sum_i n_i\mu_i\xi_i B \tag{٨}$$

به طوریکه B میدان مغناطیسی و μ_i گشتاور مغناطیسی ذره i است.

محاسبه ساختار ستاره

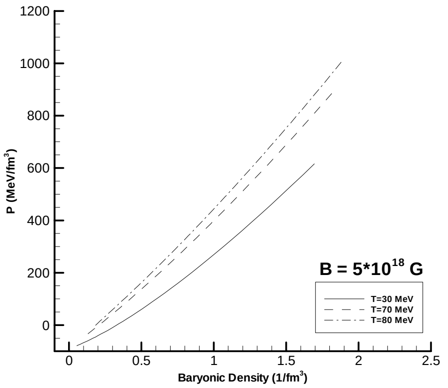
اجرام فشرده مانند کوتوله های سفید، ستاره های نوترونی و ستاره های کوارکی دارای حد جرم (جرم ماکزیمم) می باشند و با جرمی بیشتر از جرم حدی تعادل هیدرواستاتیکی آنها غیر ممکن است. برای بدست آوردن این حد جرم از معادلات TOV بهره می بریم [4]. از آنجا که ستاره کوارکی یک جرم نسبیتی می باشد، باید از فرم نسبیتی این معادلات استفاده نمود:

$$\frac{dp}{dr}=-\frac{G[\varepsilon(r)+\frac{P(r)}{c^2}][m(r)+\frac{4\pi r^3P(r)}{c^2}]}{r^2[1-\frac{2Gm(r)}{rc^2}]} \tag{٩}$$

$$\frac{dm}{dr}=4\pi r^2\varepsilon(r) \tag{١٠}$$

نتایج

در شکل ۱ نمودار معادله حالت سیستم در حضور میدان مغناطیسی $B=۵\times۱۰^{۱۸}$ G بر حسب چگالی باریونی سیستم را در دماهای مختلف ترسیم کرده ایم. همانطور که مشاهده می شود با افزایش چگالی سیستم فشار نیز افزایش می یابد. به علاوه می توان مشاهده کرد که در چگالی ثابت با افزایش دمای سیستم معادله حالت سخت تر می شود.



شکل ۱. معادله حالت برحسب چگالی سیستم.

نمودار جرم گرانشی ستاره کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $B= ۵\times۱۰^{۱۸}$ G، بر حسب چگالی انرژی مرکزی ستاره را در دماهای مختلف در شکل ۲ نشان داده ایم. همانطور که دیده می شود با افزایش چگالی انرژی، جرم گرانشی به سرعت افزایش می یابد تا به مقدار حدی (جرم ماکزیمم) برسد. همین طور از این نمودار می توان فهمید که با افزایش دما جرم ماکزیمم ستاره کاهش می یابد.

در شکل ۳ نیز جرم گرانشی ستاره برحسب شعاع ستاره را در حضور میدان مغناطیسی $B= ۵\times۱۰^{۱۸}$ G و در دماهای مختلف نشان داده ایم. واضح است که جرم ستاره همزمان با افزایش شعاع افزایش می یابد تا جرم و شعاع به مقدار حدی می رسند که همان جرم و شعاع ستاره می باشند. همانطور که مشاهده می شود، با افزایش دمای ستاره جرم و شعاع هر دو کاهش می یابند.

شکل ٤ نمودار جرم گرانشی ستاره برحسب چگالی انرژی و شکل ۵ رابطه جرم- شعاع ستاره را در دمای T=30 MeV در میدان های مغناطیسی مختلف نشان می دهند. همانطور که در این دو نمودار میتوان دید هرچه میدان مغناطیسی ستاره افزایش یابد جرم و شعاع ستاره کاهش می یابند.

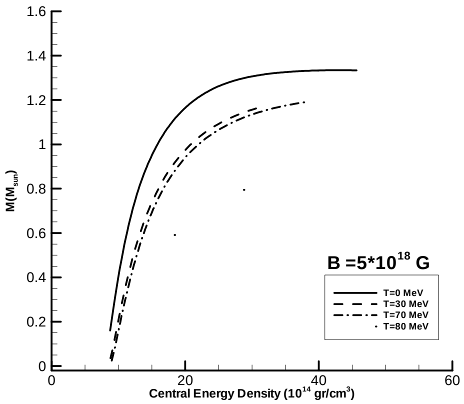
جدول ۱ میزان جرم و شعاع ستاره را در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی $B= ۵\times۱۰^{۱۸}$ G نشان می دهد و جدول ۲ جرم و شعاع ستاره را در دمای T=30 MeV و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف نشان می دهد.

جدول ۱. جرم و شعاع ستاره کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $B= ۵\times۱۰^{۱۸}$ G در دماهای مختلف.

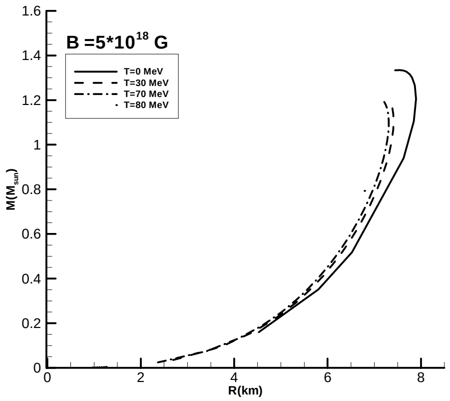
T(MeV)	$M(M_{sun})$	R(km)
0	1/33	7/44
30	1/17	7/37
70	1/19	7/21
80	0/08	6/80

جدول ۲. جرم و شعاع ستاره کوارکی پلاریزه در دمای T=30 MeV و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف.

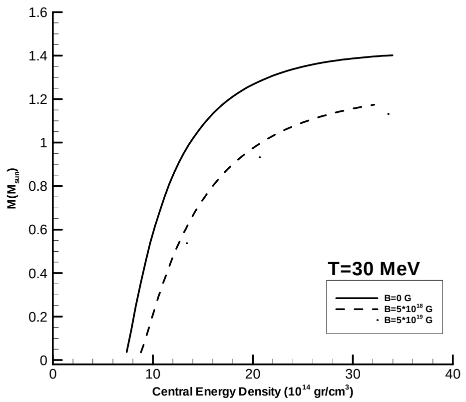
B(G)	$M(M_{sun})$	R(km)
0	1/40	8/08
۵×۱۰^{۱۸}	1/17	7/37
۵×۱۰^{۱۹}	1/16	7/16



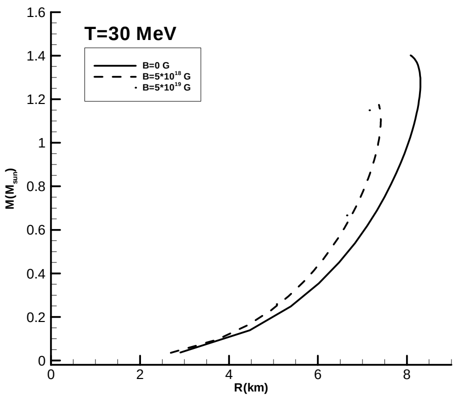
شکل۲. جرم برحسب چگالی انرژی در دماهای مختلف.



شکل۳. جرم برحسب شعاع در دماهای مختلف.



شکل٤. جرم برحسب چگالی انرژی در حضور میدان های مغناطیسی متفاوت.



شکل ٥. جرم بر حسب شعاع در حضور میدان های مغناطیسی متفاوت.

مرجع‌ها

[1] M. Gell-Mann,Phys. Lett. **B8** (1964) 214.
[2] E. Witten, *Phys.Rev*. **D30** (1984) 272.
[3] M. Prakash, J.M. Lattimer, *Astro-Ph*, /0405262 **V1**.
[4] S. L. Shapiro and S. A. Teukolski, *Blach Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*. (wiley ,1983).

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ ـ دانشگاه دامغان

شناسایی ستاره ها با استفاده از الگوریتم زوایای داخلی مثلث کروی

میثم صالح آبادی[۱]، مهدی خاکیان[۲]

۱ دانشکده مهندسی هسته ای و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیر کبیر ،تهران

۲ دانشکده مهندسی هسته ای و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیر کبیر ،تهران

چکیده

در صورت شناسایی حداقل دو ستاره در تصویر می توان راستای دید دوربین را با دقت میلی درجه تعیین کرد. با ترکیب این نتایج با نتایج سایر حسگرها می توان با دقتی در حدود میلی درجه طول و عرض جغرافیایی ناظر را مشخص کرد. از این جهت باید الگوریتمی با دقت و سرعت بالا نیاز است تا در سریع ترین زمان ممکن به دقیق ترین جواب برای شناسایی ستارها رسید. الگوریتم مورد استفاده با توجه به اهمیت وزن و میزان استفاده انرژی در ماهواره ها، باید حداقل پردازش را نیاز داشته باشد. با توجه به تمام این شرایط در ادامه الگوریتمی که حد قابل قبولی از هر شرایط را داشته ارائه می شود.

Stars recognition using internal angles of the spherical triangle algorithm

M. Saleh Abadi[1], M. Khakian[2]

[1] *Nuclear Engineering and Physics Department, Amirkabir University of Technology, Tehran*

[2] *Nuclear Engineering and Physics Department, Amirkabir University of Technology, Tehran*

Abstract

In order to identify at least two stars in the picture, it will be possible to find the camera along with milli degree accuracy. With combining these results with results from other sensors, latitude and longitude of the observer with a precision of milli degrees identified. The algorithm with high accuracy and speed in the fastest possible time is needed to identify the most accurate answer for the stars. Algorithm is used, according to the weight and the amount of energy used in satellites, should require minimal processing. As for all these circumstances the algorithm with an acceptable level of any circumstance will be presented.

مقدمه

با توجه به مکان تقریبا ثابت ستارگان نسبت به یکدیگر و تغییر مکان آنها در آسمان فقط به دلیل چرخش زمین، می توان از آن ها برای تعیین موقعیت و جهت استفاده کرد. تا پیش از رواج تعیین موقعیت با استفاده از GPS، از ستارگان برای تعیین موقعیت استفاده می شد. درحال حاضر برای ماموریت های فضایی در ارتفاع های بالا که امکان استفاده از GPS نیست، از ردیاب ستاره به عنوان سیستم دقیق و تصحیح کننده سایر سیستم‌های تعیین موقعیت استفاده می شود. در ماهواره ها از حسگرهای مغناطیس سنج، خورشید یاب و افق سنج نیز استفاده می شود که در بهترین حالت دقتی در حدود دهم درجه دارند اما ردیاب ستاره دقتی در حدود میلی درجه دارد. ساختار ردیاب ستاره به این ترتیب است که ابتدا یک عکس از آسمان می گیرد سپس با استفاده از پردازش تصویر، ستاره های موجود در تصویر را شناسایی می کند و در انتها با توجه به راستای دوربین به تعیین وضعیت می پردازد.

الگوریتم های شناسایی ستاره ها به دو دسته تقسیم می شوند. دسته اول برای حالتی است که هیچ اطلاعات قبلی از وضعیت فضا پیما موجود نیست این حالت به گمشده در فضا معروف است در این حالت الگوریتم های شناسایی بسیار اهمیت دارند. پس از آنکه

وضعیت اولیه مشخص شود از حالت پایدار استفاده می شود که در آن نیازی به الگوریتم های مقایسه کننده با تمام کاتالوگ نیست و در هر لحظه فقط تغییرات نسبت به حالت قبل بررسی می شود. در حال حاضر برای حالت پایدار روش های سریع و مطمئنی وجود دارد و مشکل در الگوریتم های سریع و دقیق برای حالت گمشده در فضا است. همچنین در صورت وجود شبه ستاره ها (شهاب سنگ، سیاره و ...) الگوریتم باید توانایی جداسازی آنها را از تصویر داشته باشد.

در حالت کلی الگوریتم های گمشده در فضا از سه قسمت ساخته می شوند:

۱. تعیین مرکز ستاره. مرکز هر ستاره با دقت زیر پیکسل تعیین می شود.
۲. شناسایی ستارهای موجود در تصویر. Id متناظر هر ستاره در کاتالوگ مشخص می شود.
۳. مشخص کردن راستای دوربین. راستای دوربین و در نتیجه موقعیت تعیین می شود.

تعیین مرکز ستاره

با توجه به فاصله زیاد ستاره ها از زمین با توجه به اندازه آنها باید به صورت نقطه ای دیده شوند، اما به دلیل شکل عدسی ، پراش نور ستاره از دهانه دوربین تصویر هر ستاره و ناهمگنی جو ، میزان روشنایی ستاره بر روی بیش از یک پیکسل از تصویر می افتد. اگر شدت هر پیکسل را به عنوان جرم آن نقطه در نظر بگیریم، می توان با استفاده از تابع مرکز جرم، نقطه معرف ستاره را با دقت ۰.۱ پیکسل بدست آورد. اگر p روشنایی کل ستاره، x_i و y_i مختصات هر پیکسل، p_{ij} مقدار هر پیکسل باشند، تابع مرکز جرم برای دو بعد به صورت زیر است:

$$\bar{x} = \sum_i \sum_j \frac{x_i p_{ij}}{p} \tag{۱}$$

$$\bar{y} = \sum_i \sum_j \frac{y_i p_{ij}}{p} \tag{۲}$$

این توابع برای تمامی پیکسل های دارای روشنایی یکسان یک ستاره و یک حلقه به دور آن ها اعمال می شود. در نتیجه می توان مرکز پرنورترین ستاره ها را بر روی تصویر بدست آورد.

شناسایی ستارهای موجود در تصویر

در این مرحله داده های استخراج شده از تصویر با کاتالوگ ستاره (پایگاه شامل اطلاعات ستاره ها) مقایسه می شود. اطلاعات موجود در تصویر که امکان شناسایی ستاره را به ما می دهند عبارتند از میزان روشنایی ستاره و فواصل بین ستاره ای. عموما از میزان روشنایی ستاره به دلایل تاثیر پذیری بالا از محیط و نیاز به دوربین با دقت بالا نمی توان استفاده کرد، و فقط برای مقایسه ستاره های درون میدان دید می تواند استفاده شود. روشهای گوناگونی بر پایه فاصله بین ستاره ها وجود دارند، در ادامه برای آشنایی دو مورد از آنها به اختصار توضیح داده می شوند:

۱. روش زاویه: این روش فاصله زاویه ای بین دو ستاره را با فاصله های درون کاتالوگ مقایسه می کند. در صورت وجود بیش از یک جواب فاصله های بین ستاره ای ستاره های دیگر نیز مورد استفاده قرار می گیرند. این روش از سرعت همگرایی پایینی برخوردار است. و برای ۶۰ درصد موارد به جواب صحیح منجر می شود.[۱]

۲. روش زوایای داخلی مثلث تخت: این روش یک مثلث تخت را بین پرنورترین ستاره های تصویر تشکیل می دهد و زوایای داخلی این مثلث را با زوایای داخلی مثلث های موجود در کاتالوگ مقایسه می کند. با توجه به تاثیر پذیری بیشتر اضلاع مثلث به نسبت زوایا از تغییرات دمای محیط دوربین و سرعت ناظر بجای اضلاع از زوایای مثلث که به نسبت دارای دقت بیشتری هستند، استفاده می شود. در صورت وجود بیش از یک جواب ستاره چهارم را اضافه می کند که درنتیجه ۳ مثلث جدید ایجاد می شود و برای جستجو مورد استفاده قرار می گیرند. این روش از همگرایی بسیار بالایی برخوردار است. این روش برای بیش از ۹۵ درصد موارد به جواب صحیح منجر می شود.[۲] مشکل این الگوریتم در این است که فرض می کند تمامی ستاره ها در یک صفحه قرار دارند این فرض برای میدان دید کمتر از ۱۰ درجه فرض قابل قبولی است زیرا ستاره ها بر روی کره سماوی واقع اند و برای زوایای کوچک می توان فرض کرد ستاره‌ها بر روی صفحه مماس بر کره واقع شده اند. با افزایش اندازه میدان دید خطای این روش افزایش می یابد.

روش زوایای داخلی مثلث کروی

این روش همانند روش زوایای داخلی مثلث تخت است با این تفاوت که فرض می شود ستاره ها بر روی کره سماوی واقع اند و در نتیجه مثلث تشکیل شده تخت نیست بلکه مثلث کروی است. این روش وابسته به اندازه میدان دید نیست در نتیجه خطای وابسته به افزایش اندازه میدان دید در این روش وجود ندارد. میزان اختلاف زوایای تشکیل شده در تصویر و کاتالوگ برای هر میدان دیدی، کمتر از ۰.۰۰۱ رادیان است. ابتدا مثلث های کروی با استفاده از اطلاعات بعد و میل ستاره ها برای تمامی ستاره های دارای قدر پایین تر از بیشینه قدری که دوربین می تواند ببیند ساخته می شوند و اطلاعات هر یک از این مثلث‌های کروی در کاتالوگ ذخیره می شود. ساخت کاتالوگ برای هر دوربینی یکبار انجام می شود و پس از آن هر عکس گرفته شده توسط دوربین با این کاتالوگ مقایسه می شود. در هر عکس برای سه تا از پرنورترین ستاره های مشخص شده در تصویر یک مثلث کروی تشکیل می شود. با توجه به اینکه صفحه تصویر در مرکز تصویر بر کره سماوی مماس است اضلاع مثلث کروی و در نتیجه زوایا با توجه به اطلاعات صفحه تصویر محاسبه خواهند شد. این مثلث در کاتالوگ جستجو خواهد شد، اگر جواب یکتا نباشد یک ستاره دیگر را به مجموعه اضافه می کنیم، در نتیجه ۳ مثلث جدید ایجاد می شود که با جستجو در کاتالوگ و باقی ماندن مثلث های دارای دو راس مشترک در کاتالوگ مجموعه جواب ها به سمت یک میل خواهد کرد. این روش در بالای ۹۰ درصد موارد با جستجو حداکثر دو مثلث با توجه به دقت بالای زوایا به جواب یکتا می رسد و برای ۹۸ درصد موارد با جستجوی حداکثر سه مثلث به جواب یکتا می رسد. نمونه ای از نتایج محاسبات و تصویر جستجو شده در ادامه دیده می شود:

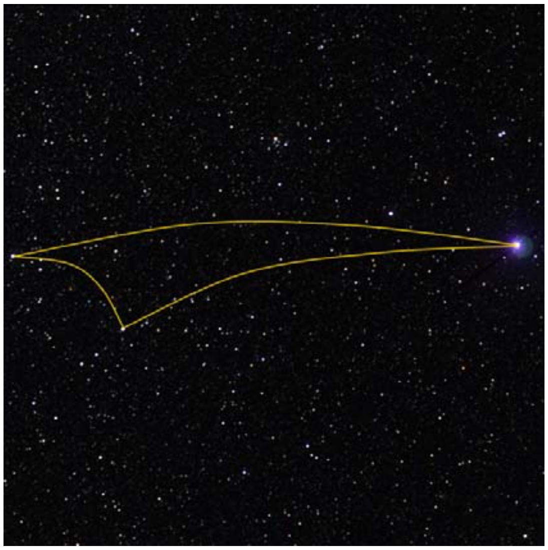
جدول ۱: مثلث کروی ساخته شده در کاتالوگ

زاویه ۳ (برحسب درجه)	زاویه (برحسب درجه)۲	زاویه (برحسب درجه)۱	ستاره ۳	ستاره ۲	ستاره ۱
۱۰.۷۹٤۱	۳٤.۸۲۰۹	۱۳٤.٤۵۹۳	۹۲٤۲۰	۹۳۱۹٤	۹۱۲٦۲

جدول ۲: مثلث کروی ساخته شده در تصویر

زاویه ۳ (برحسب درجه)	زاویه ۲ (برحسب درجه)	زاویه (برحسب درجه)۱	ستاره ۳	ستاره ۲	ستاره ۱
۱۰.۷۹۸۲	۳٤.۸۷۰۷	۱۳٤.۳۹۷٤	۹۲٤۲۰	۹۳۱۹٤	۹۱۲٦۲

با توجه به جداول بالا حداکثر خطای نسبی ۰.۱۴ درصد است. این میزان خطای پایین باعث همگرایی سریع به جواب درست می شود.



شکل۱: تصویر صورت فلکی چنگ و نمونه مثلث کروی تشکیل داده شده بر روی تصویر

نتیجه گیری

از مزایای روش زوایای داخلی مثلث کروی وابسته نبودن به اندازه میدان دید و دقت بالاتر نسبت به روش های مشابه حتی در میدان دید کمتر از ۱۰ درجه است. مشکل این روش نسبت به روش های مشابه قبل، مانند زوایای داخلی مثلث تخت محاسبات بیشتر و پیپیده تر است. دقت زوایای محاسبه برای روش زوایای داخلی مثلث کروی همواره کمتر از ۰.۰۰۱ رادیان می ماند، اما برای زوایای داخلی مثلث تخت برای میدان دید کمتر از ۱۰ درجه هم این مقدار کمتر از ۰.۰۱ رادیان است. زمان هر دو الگوریتم برای ۱۰۰ تصویر مختلف اندازه گیری شد و حاصل میانگین به صورت جدول ۳ است.

جدول ۲: مثلث کروی ساخته شده در تصویر

روش مورد استفاده	زمان متوسط اجرای برنامه (ms)
زوایای داخلی مثلث تخت	۱۱۸۶.۰
زوایای داخلی مثلث کروی	۱۱۸۰.۴

مرجع‌ها

[1] C. L. Cole and J. L. Crassidis, "*Fast Star-Pattern Recognition Using Planar Triangles,*" *Journal of Guidance Control and Dynamics,* vol. **29**, p. 64, 2006
[2] L. A. Rousseau, J. Bostel, and B. Mazari, "*Star recognition algorithm for APS star tracker: oriented triangles*," *Aerospace and Electronic Systems Magazine*, IEEE, vol. **20**, pp. 27-31, 2005.

ارائه‌ی الگویی برای ساختار یونیدگی و دینامیکی سحابی سیاره نمای IC1454(ABELL81)

جمشید قنبری [۱و۲] ، عفت ندایی [۲]

۱دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی ، مشهد

۲بخش فیزیک،موسسه آموزش عالی خیام ، مشهد

چکیده

با استفاده از الگوی بر هم کنش دو باد ستاره ای(ISW) و تابع توزیع چگالی وابسته به عکس مجذور فاصله ، توانستیم ساختار یونیدگی و دینامیکی سحابی سیاره نمای IC1454(ABELL81) را مورد بررسی قرار دهیم. در این الگو ، این سحابی را کاملا یونیده یافتیم. شدت خطوط طیفی هیدروژن(طول موج ٤٨٦١آنگستروم) و هلیوم (طول موج های ٤٤٧١ و ٥٨٧٦ آنگستروم) را نیز محاسبه نمودیم که در توافق خوبی با مشاهدات می باشند.

A Model for Photo ionization And Dynamical Structures of Planetary Nebula IC1454(ABELL81)

J.Ghanbari [1,2], E.Nedaee[2]

[1] Faculty of science, Ferdowsi University of Mashhad

[2] Khayyam Higher Education Institute (KHEI), Mashhad

Abstract

By using the interaction between stellar winds (ISW) and a density function which depends on r^{-2} , we study the photoionization and dynamical structures of planetary nebula IC1454 (ABELL81). In this model, we found that this object is full ionized. Also, we calculated the intensity of H (λ=4861°A) and He (λ=4471°A, 5876°A) spectra that are agree with observations.

مقدمه

ستارگان کم جرم (کمتر از٤ برابر جرم خورشید) هنگامی که به مرحله ی غول قرمز می رسند لایه های بیرونی خود را تحت عنوان باد ستاره ای به بیرون پرتاب می کنند. یکی از موفق ترین الگوهای شکل گیری سحابی سیاره نما از پوش غول قرمز، الگوی برهم کنش بادها ی ستاره ای (ISW) و یا الگوی دو باد نام دارد که اولین بار توسط کوک و همکارانش مطرح گردید[۱]. طبق این الگو، ابر بادی با آهنگ کاهش جرم $10^{-6}-10^{-5}\ \frac{M_{sun}}{yr}$ و سرعت ۱۰–۲۰ $\frac{km}{s}$ حاصل از پوش غول قرمز در دوره ی AGB با یک باد سریع با آهنگ کاهش جرم $10^{-8}-10^{-7}\ \frac{M_{sun}}{yr}$ و سرعت ۱۰۰۰–۲۰۰۰ $\frac{Km}{s}$ ناشی از ستاره ی مرکزی بعد از دوره ی AGB برخورد می کند. نتیجه ی این برخورد ، به وجود آمدن چهار ناحیه ی مجزا اطراف ستاره ی مرکزی خواهد بود. سومین ناحیه، یک پوسته ی تابان است که همان سحابی سیاره نما می باشد. ستارگان مرکزی سحابی های سیاره نما پیر و بسیار داغند و دمایی بین 3×10^{5} – 5×10^{4} کلوین دارند که نشان می دهد داغ تر از ستارگان O کهکشان می باشند.این ستارگان در حال تحول به سمت کوتوله ی سفید بوده و پوسته ها با سرعت هایی در حدود ۲۰کیلومتر بر ثانیه در حال انبساط هستند[۲]. ستاره داغ مرکزی می تواند فوتون های فرابنفش تابش کند و انرژی را به واسطه ی فرایند فوتویونیدگی به سحابی اطرافش انتقال دهد. از آن جا که هیدروژن و پس از آن هلیوم،

فراوانترین عناصر درون سحابی ها می باشند و فوتون های فرابنفش قابلیت یونیده کردن آن ها را دارند، لذا مطالعه ی ساختار یونیدگی این اجرام بسیار حائز اهمیت می باشد.

بیان الگو

یک ستاره به عنوان منبع تولید فوتون را در مرکز یک ابر هیدروژنی همگن ساکن در نظر می گیریم. تنها فوتون هایی می توانند در فرایند فوتویونیدگی هیدروژن از تراز پایه موثر باشند که بسامد آن ها از بسامد آستانه ی هیدروژن مساوی یا بیشتر باشد ($\vartheta \geq \vartheta_{H^0}$). الگوی تابشی ستاره ی مرکزی را جسم سیاه در نظر می گیریم، لذا تابع پلانک $B_\vartheta(T)$ جایگزین میدان تابشی ستاره می شود. برای یک سحابی شامل هیدروژن و هلیوم می توان معادلات فوتویونیدگی را به شکل زیر تعریف کرد[۳]

$$n(H^0)\left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \int_{\vartheta_{H^0}}^{\infty} \frac{2\vartheta^2}{C^2}\left(e^{\frac{h\vartheta}{kT_*}}-1\right)^{-1} a_\vartheta(H^0)\exp(-\tau_\vartheta)\,d\vartheta + yn(He^+)n_e\alpha_1(He^0,T) + Pn(He^+)n_e\alpha_B(He^0,T) = n_p n_e \alpha_B(H^0,T) \quad (۱)$$

$$n(He^0)\left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \int_{\vartheta_{He^0}}^{\infty} \frac{2\vartheta^2}{C^2}\left(e^{\frac{h\vartheta}{kT_*}}-1\right)^{-1} a_\vartheta(He^0)\exp(-\tau_\vartheta)\,d\vartheta + (1-y)n(He^+)n_e\alpha_1(He^0,T) = n(He^+)n_e\alpha_A(He^0,T) \quad (۲)$$

$$\frac{d\tau_\vartheta}{dr} = n(H^0)a_\vartheta(H^0) \qquad \vartheta_{H^0} < \vartheta < \vartheta_{He^0} \quad (۳)$$

$$\frac{d\tau_\vartheta}{dr} = n(H^0)a_\vartheta(H^0) + n(He^0)a_\vartheta \quad (٤)$$

معادلات (۱) تا (٤) باید به طور هم زمان حل شوند تا کسر یونیدگی، چگالی الکترونی و عمق اپتیکی هیدروژن و هلیوم را در هر فاصله بین شعاع داخلی و خارجی سحابی سیاره نما را به ما بدهند. در این مرحله با فرض اینکه پوسته نازک است و همچنین تعادل حرارتی برقرار می باشد با قرار دادن چهارچوب مرجع برروی گاز میان ستاره ای ساکن، و با فرض اینکه ستاره ی مرکزی چرخش ندارد، معادلات پایستگی تکانه، جرم و انرژی را به شکل زیر نوشته و در نهایت با استفاده از تابع توزیع چگالی کروی به معادله ی حرکت پوسته(رابطه ی۹)دست پیدا می کنیم[٤]

$$\frac{d}{dt}\left[(\dot{R}_s - v_{sw})M_s\right] = 4\pi R_s^2 P_w \quad (۵)$$

$$\frac{d}{dt}M_s = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \rho(r)(\dot{R}_s - v_{sw})r^2 \sin\theta\, d\theta\, d\varphi \quad (٦)$$

$$\rho(r) = \frac{\dot{m}_{sw}}{4\pi v_{sw} r^2} \quad (۷)$$

$$L_w = \dot{E}_* = \frac{d}{dt}\left(\frac{3}{2}P_w V\right) + P_w\frac{dV}{dt} \quad (۸)$$

$$\dddot{R}_s R_s(R_s - v_{sw}t) + 3\ddot{R}_s R_s(\dot{R}_s - v_{sw}) + 3\ddot{R}_s \dot{R}_s(R_s - v_{sw}t) + 3\dot{R}_s(\dot{R}_s - v_{sw})^2 = \frac{L_w}{2\pi\rho_0} \quad (۹)$$

برای اینکه بتوانیم شعاع، سرعت، ضخامت و جرم سحابی را در زمان های مختلف به دست آوریم لازم است تا راه حلی جهت حل معادله ی دینامیک (رابطه ی ۹) ارائه دهیم. برای این منظور فرض می کنیم در زمان $t = \tau - t_0$، ابرباد شروع به وزیدن می کند. τ سال بعد به دلیل بروز یک تغییر فیزیکی در ستاره، باد سریع شروع به وزیدن می کند. بر هم کنش میان این دو باد در سال t_0

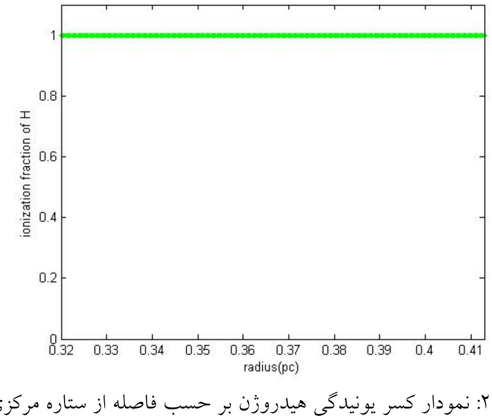
بعد از وزیدن باد سریع، یعنی در زمان $t = 0$ رخ می دهد. فرض ما این است که حرکت پوسته در مراحل اولیه از یک حل همانی با قرار دادن $R_s = R_0 + \lambda v_{sw} t$ و $\dot{R}_s = \lambda v_{sw}$ پیروی می کند، که R_0 شعاع پوسته در $t = 0$ می باشد. λ نیز یک کمیت اختیاری است که سرعت اولیه ی پوسته را تعیین می کند.

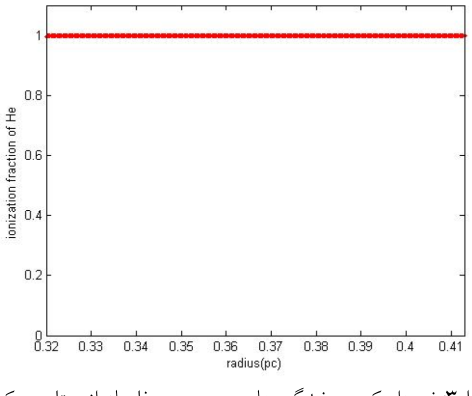
بررسی ساختار سحابی سیاره نمای IC1454(ABELL81)

این سحابی طبق طبقه بندی بالیک از نوع گردمیانه (Middle round) می باشد[۵] که در صورت فلکی قیقاووس (Cepheus) در نیمکره ی شمالی واقع بوده ودارای بعد $RA = 22h\ 42m\ 34s$ و میل $DE = +80^\circ\ 10'\ 48''$ است[۶]. قطر زاویه ای آن "۳۴ [۷]، دمای سطحی موثر ستاره ی مرکزی آن ۹۸۰۰۰ کلوین[۸]، چگالی عددی الکترونی پوسته ی سحابی ۸۶ cm^{-3} و دمای الکترونی سحابی نیز ۱۰۷۰۰ کلوین پیشنهاد شده است[۹].

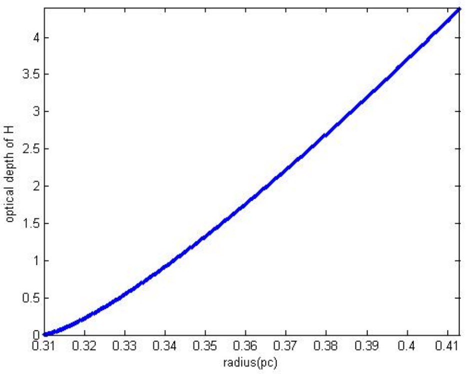
شکل۱: تصویر سحابی سیاره نمای IC1454

باستفاده از برنامه نویسی با نرم افزار MATLAB توانستیم معادلات(۱)تا(۴)را به طور همزمان حل کنیم و برخی از نتایج را در نمودار های زیر آورده ایم. ضرایب بازترکیب از مقادیر عددی استربراک قابل دریافت می باشد[۳].

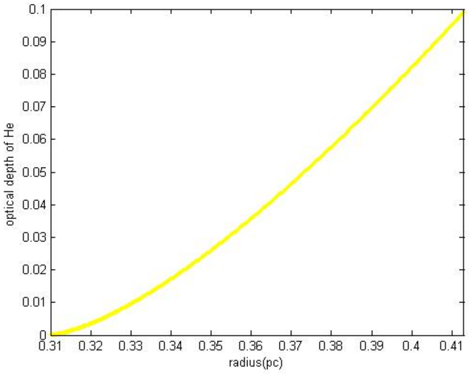




شکل۲: نمودار کسر یونیدگی هیدروژن بر حسب فاصله از ستاره مرکزی شکل۳: نمودار کسر یونیدگی هلیوم بر حسب فاصله از ستاره مرکزی



شکل٤: نمودار عمق اپتیکی هیدروژن بر حسب فاصله از ستاره مرکزی



شکل۵: نمودار عمق اپتیکی هلیوم بر حسب فاصله از ستاره مرکزی

همچنین توانستیم شدت خطوط طیفی هیدروژن و هلیوم را برای طول موج های ذکر شده با استفاده از همین برنامه محاسبه نماییم.

$$I_{H\beta}(\lambda = 4861^{\circ}A) = h\vartheta_{H\beta} \int n_e n_{H^+} \alpha_{H\beta}^{eff}(T_e) dV \qquad (۱۰)$$

$$I_{HeI}(\lambda = 4471^{\circ}A) = h\vartheta_{4471} \int n_e n_{He^+} \alpha_{4471}^{eff}(T_e) dV \qquad (۱۱)$$

$$I_{HeI}(\lambda = 5876^{\circ}A) = h\vartheta_{5876} \int n_e n_{He^+} \alpha_{5876}^{eff}(T_e) dV \qquad (۱۲)$$

با استفاده از شدت خطوط طیفی، توانستیم سرعت انبساط سحابی برای خطوط طیفی مورد نظر را نیز به دست آوریم که در جدول نتایج آورده شده است.معادله ی دینامیک را نیز با استفاده از برنامه نویسی درF0RTRANحل نمودیم و نتایج به دست آمده را با مشاهدات مقایسه کرده ایم (جدول۱).

جدول۱: مقایسه ی نتایج محاسبه ای با مشاهدات

کمیت مورد نظر	مقدار مشاهده ای	مقدار محاسبه شده در الگو
ضخامت(pc)	--------	۰/۱۰۳
$t_{dyn}(yr)$	۲۶۰۰۰	۲۹۰۰۰
$\dot{m}_{sw}(M_{sun}/yr)$	--------	۲×۱۰^{-۵}
$I_{H\beta}(\lambda = 486\mathring{1}A)$	۱۰۰	۹۵/۲
$I_{HeI}(\lambda = 447\mathring{1}A)/I_{H\beta}(\lambda = 486\mathring{1}A)$	---------	۰/۰۵۷
$I_{HeI}(\lambda = 587\mathring{6}A)/I_{H\beta}(\lambda = 486\mathring{1}A)$	۰/۰۶۹±۰/۰۳۵	۰/۱
$2v_{exp}(H\beta)(km/s)$	---------	۲٤/۵
$2v_{exp}(HeI)_{\lambda=4471}(km/s)$	--------	۲۳
$2v_{exp}(HeI)_{\lambda=5876}(km/s)$	--------	۲۳/۵

نتیجه گیری

نتایج محاسبات نشان می دهد که این سحابی کاملا یونیده می باشد. همان طور که از نمودارها پیداست، عمق اپتیکی با افزایش فاصله، زیاد می شود. کمیت های فیزیکی به دست آمده از دینامیک نیز به مقادیر مشاهده ای نزدیک است. شدت خطوط طیفی نیز که یکی از مهم ترین ملاک های ما جهت صحت کارمان می باشد با مشاهدات مطابقت دارد. اما نکته این جاست که با توجه به عمر

دینامیکی بالای این سحابی می توان اثرات سردشوندگی را نیز در معادله ی دینامیک وارد کرد و لذا با یک برنامه ی دقیق تر ، به محاسبه ی کمیات مورد نظر پرداخت. این مستلزم اینست که دیگر شرط تعادل حرارتی برقرار نباشد.

مرجع ها

[1] S. Kwok, C.R.Purton and M.P.Fitzgerald;"On the origin of planetary nebulae";*ApJ*, v. **219**(1978)125-127
[2] J.Ghanbari and A.R.Khesali;"*Dynamical structure of pne in 3D*";*Ap&SS*,v.**278**,Issue4(2001)391-402
[3] D.EOsterbrock and G.J.Ferland;"*Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*"; *University Science Books, 2end ed.*(2005),72-74
[4] J.E.Dyson and D.A.Williams;"*The physics of interstellar medium*"; *British library cataloguing in publication data*, (1980) 145-150
[5] B.Balick;"*The shapes and shaping planetary nebulae*"; *IAUS*, No.**131**(1989)83-92
[6] A.A.Zijlstra, S.R.Pottasch and C.Bingell;"*A catalogue of VLA continuum observations of pne with the very large Array*",*A&AS*,v.**79(**1989)329-357
[7] G.O.Abell;"*Properties of some pne*";*ApJ*, No.**144**(1966)259-279
[8] J.Philips,"*Planetary nebulae distance re-examined: an improved statistical scale*";*Astron. Soc.***353**(2004)589-600
[9] J.H.Chan, J.B.Kaler and L.Stanghellini;"*A catalogue of absolute fluxes and distances of pne*"; *A&AS*, Ser. **94** (1992) 399-452

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

خواص گروه های فسیل در شبیه سازی میلنیوم

مجتبی رئوف[۱و۲]، حبیب خسروشاهی[۲]، علی داریوش[۳] ، مهدی خاکیان[۱]

۱ گروه کیهانشناسی، دانشگاه امیرکبیر، تهران

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

۳ گروه نجوم، کالج سلطنتی، لندن

چکیده

گروه‌ها (یا خوشه‌ها)ی کهکشانی فسیل براساس روشنایی پرتوی ایکس و اختلاف دوقدری بین دو کهکشان روشن درون هر گروه تعریف می‌شوند. در این مقاله ما به بررسی خواص گروه‌های فسیل در سه شبیه‌سازی میلنیوم۱، مینی‌میلنیوم۲ و میلنیوم۲ که دارای تفاوت‌هایی از لحاظ تعداد ذرات، ابعاد جعبه و جرم ذرات می‌باشند پرداخته‌ایم و نشان می‌دهیم که تغییرات به وجود آمده در شبیه‌سازی جدید میلنیوم۲ چه تأثیری در خواص گروه‌های کهکشانی فسیل در مسیر تحولی آنها از انتقال به سرخ Z=1 تا زمان حال دارد. همچنین به بررسی تفاوت بین مدل‌های شبه تحلیلی گوو (۲۰۱۰) و دلوشیا (۲۰۰۶) می‌پردازیم و نشان میدهیم این نتیجه که گروه‌های فسیل زودتر از گروه‌های غیرفسیل ساختار خود را تشکیل می‌دهند برای هر دو مدل شبه تحلیلی قابل مشاهده است. سپس خواص گروه های فسیل را در دو شبیه سازی مینی‌میلنیوم۲ و میلنیوم۲ که از نظر توان تفکیک باهم تفاوت دارند بررسی کردیم و نشان‌داده‌ایم توان تفکیک بالاتر تاثیر چندانی در نشان دادن این گونه خواص ندارد و جدایی به وجود آمده در نمودار تحول جرم بین گروه‌های فسیل و غیر فسیل تحت تاثیر توان تفکیک نیست. در نهایت هیستوگرام تغییرات اختلاف قدر برای سه شبیه‌سازی یاد شده را با حالت‌های رصدی داده‌های SDSS مقایسه کردیم.

Properties of fossil groups of galaxy in Millennium Simulation

M. Raouf [1,2], H.Khosroshahi [2], A.Dariush[3] , M.Khakian[1]

[1] Groups of Cosmology, Amirkabir University, Tehran
[2]School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran
[3]Group of Astronomy, Imperial college, London

Abstract

Galactic groups (or clusters) of fossil defined based on high X-ray brightness and magnitude gap between the two brightest galaxies within each group. In this paper we study the properties of fossil groups of galaxy within three simulations millenniumI (Springel 2005), millenniumII and mini-millenniumII with differences in the number of particles, size of box and mass of particles. we show that changes in the new millenniumII (boylan-kolchin 2009) what effect on the properties of fossil groups of galaxy in study history evolution of mass and magnitude gap from z=1 to present. as well as investigate the differences between Semi-Analytical Models(SAM) Guo(2010) and De Lucia(2006). The result of two SAMs mentioned above, that in comparison of fossil and non-fossil groups within diagrams of evolution mass and luminosity gap, this result that the fossil group earlier comprised its structure than non-fossil can be seen for both SAMs. Then we investigate properties of fossil groups within two simulation MillenniumII and mini-MillenniumII which are different in resolution term and we show that high resolution of MillenniumII does not has little impact to show properties of fossil groups and separation between evolution of mass between fossil and non-fossil groups not be influenced by resolution. Finally compare histogram of luminosity gap for all simulation mentioned above with observation data Sloan Digital Sky Survey data release 4 (yang et al 2007) .

مقدمه

امروزه مطالعات گسترده‌ای بر روی گروه‌های فسیل، بعنوان گروه‌هایی که در زمانهای اولیه تشکیل شده‌اند، به کمک داده‌های رصدی و شبیه‌سازی انجام می‌شود. داده‌های رصدی نشان داده‌اند که گروه‌های فسیل درون هاله‌ای از تابش ایکس که ناشی از گاز بسیار داغ میان گروه است، احاطه شده‌اند. با وجود اینکه گروه‌های‌فسیل در زمانهای اولیه شکل گرفته‌اند اما زمان سرمایش‌گاز میان-گروهی‌در آنها از زمان هابلی بیشتر است [۸]. بنابراین یکی از روشهای یافتن چنین سیستمهایی، رصد چشمه‌های گسترده در ناحیه ایکس است. تاکنون چندین گروه فسیل به کمک داده‌های ناحیه ایکس و مرئی ثبت شده‌است وجزئیات آنها توسط افراد مختلف مورد مطالعه قرار گرفته‌است[۱۲، ۱۰، ۹، ۶، ۲]. براساس نتایج شبیه‌سازی نشان داده شده است که این اختلاف قدر بالا می‌تواند ناشی از ادغام کهکشانهای دارای گاز فراوان با کهکشان مرکزی گروه‌های فسیل باشد. اساس سناریوی تشکیل گروه‌های فسیل بر پایه فرضیه تشکیل آنها در زمانهای اولیه و زمان کافی برای ادغام کهکشان‌های درخشان L_* با کهکشان مرکزی و در نتیجه تشکیل اختلاف قدر بالا $(\Delta m_{12} \geq 2)$ است[۳،۴،۵].

اخیراً در یکی از مطالعات شبیه‌سازی (میلنیوم) انجام گرفته بر روی داده‌های ماده تاریک و فهرست شبه تحلیلی کهکشانها، فرضیه تشکیل گروه‌های فسیل مورد تأیید قرار گرفته و نشان داده شده است که احتمال یافتن سیستمهای قدیمی در گروه‌های با اختلاف قدر بالا، بیشتر است[۱]. تعدادی از فرایندهای فیزیکی وجود دارد که در تحول و تشکیل ساختارها دخالت دارند، اما امکان بررسی آنها به کمک داده‌های رصدی میسر نیست. از جمله این فرآیندها می‌توان به تاریخچه تحولی کهکشانها، تعداد دفعات ادغام کهکشانها در گروه و...نام برد. شبیه‌سازیهای عددی این امکان را فراهم میسازد که این فرایندها را در انتقال بسرخ‌های مختلف مورد مطالعه و بررسی قرار داد.

شبیه سازی میلنیوم

در شبیه سازی میلنیوم ۱ هاله‌های ماده تاریک با توان تفکیک حداقل ۲۰ ذره هستند که کمینه جرم هاله‌ها $1.72 \times 10^{10} M_{\odot} \mathrm{h}^{-1}$ می‌رسد [۱۱]. شبیه‌سازی مینی میلنیوم ۲ نیز مانند شبیه سازی میلنیوم۱ دارای حداقل جرم هاله $1.72 \times 10^{10} M_{\odot} \mathrm{h}^{-1}$ می‌باشد و ابعاد نیز هم اندازه با میلنیوم ۲ می‌باشد اما توان تفکیک مشابه میلنیوم۱ است لذا جهت مقایسه باتوان-تفکیک به وجود آمده است. اما شبیه‌سازی میلنیوم ۲ دارای مینیمم جرم هاله $1.38 \times 10^{8} M_{\odot} \mathrm{h}^{-1}$ بوده و جرم هر ذره نیز $6.89 \times 10^{6} M_{\odot} \mathrm{h}^{-1}$ می‌باشد که کمتر از دو شبیه‌سازی قبلی بوده که نشان از توان تفکیک بالای آن است[۷]. ضمنا مدل های نیمه تحلیلی متفاوتی برای این شبیه سازی جهت نشان دادن توزیع کهکشان ها در گروه ها پیش بینی شده است.

تعریف گروه فسیل

دو معیار رصدی در ناحیه ایکس و مرئی برای انتخاب فسیل توسط جونز (۲۰۰۳) معرفی شده است [۲]: (۱) تابش ایکس گروه‌های فسیل از مقدار $\mathrm{L_{X,bol}} = 0.25 \times 10^{42} \mathrm{h}^{-2} \mathrm{erg\ S}^{-1}$ بیشتر است (۲) میزان اختلاف قدر در گروه‌های فسیل در صافی r، بین اولین و دومین عضو درخشان گروه، در نصف شعاع ویریال گروه $0.5\mathrm{R_{vir}}$ برابر $\Delta m_{12} \geq 2$ است.

انتخاب گروه‌های فسیل در میلنیوم

با درنظر گرفتن کهکشان‌ها در شعاع $0.5\mathrm{R_{vir}}$و اعمال شرط جرمی $\log\left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right) \geq 13$ به جای شرط پرتوی ایکس[۱] برای گروه ها و درخشندگی آن‌ها در فیلتر r، کمیت اختلاف قدر(Δm_{12})را برای تمام هاله‌های دو مدل شبه تحلیلی محاسبه کردیم که تعداد گروه‌های فسیل با شرط$(\Delta m_{12} \geq 2)$وتعداد گروه‌های غیر فسیل (کنترل) با شرط $\Delta m_{12} \leq 0.5$ برای‌سه‌مدل شبه تحلیلی در جدول(۲)آمده‌است. همچنین در جدول(۱)تعدادکل‌هاله‌ها و کهکشان‌ها را می‌توان مشاهده کرد

جدول (۱) تعداد هاله ها و کهکشانها دردو مدل نیمه تحلیلی گوو و دلوشیا

مدل شبه تحلیلی	تعداد هاله	تعداد کهکشان
گوو(۲۰۱۰)	51538	5510165
دلوشیا(۲۰۰۶)	51538	5796866

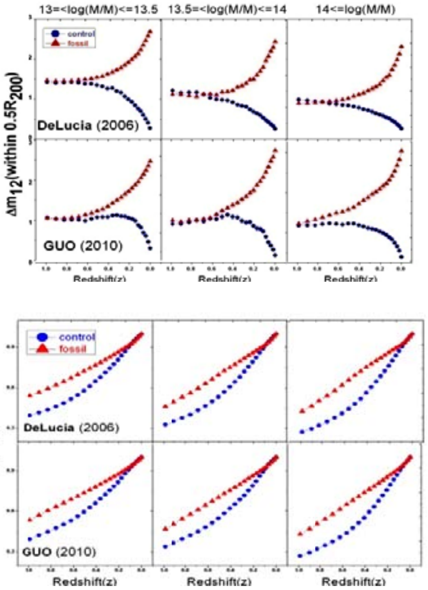
جدول(۲) تعداد گروه های فسیل و کنترل در دو شبیه سازی گوو(۲۰۱۰)و دلوشیا(۲۰۰۶)

مدل‌شبه تحلیلی	تعداد فسیل	تعداد غیرفسیل	13=<Log(M/$M_\odot$)<13.5		13.5=<Log(M/$M_\odot$)<14		14=<Log(M/$M_\odot$)	
			فسیل	کنترل	فسیل	کنترل	فسیل	کنترل
گوو(۲۰۱۰)	6236	2834	4423	777	1420	1448	430	609
دلوشیا(۲۰۰۶)	8179	7701	7248	4385	807	2529	124	787

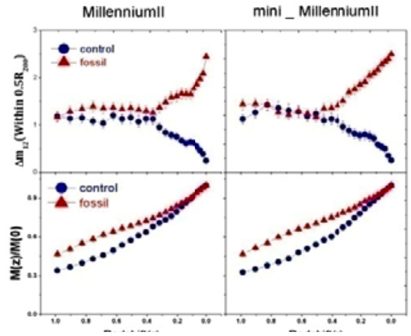
تاریخچه انباشتگی جرم و اختلاف قدر

تعداد زیر هاله‌هایی که در طول تحول با هاله اولیه این گروه‌ها ادغام می‌شوند نسبت به گروه‌های کنترل کمتر است درنتیجه گروه‌های فسیل تحول جرمی کمتری در زمان حال نسبت به گروه های کنترل دارند. برای میلنیوم ۱و۲ جهت مقایسه مدل های نیمه تحلیلی و توان تفکیک داریم:

شکل های (۱)،(۲) مسیر تحول جرم را برای سیستم‌های فسیلی و غیرفسیلی از z=0 تا z=1 دنبال می‌کنند. در هر انتقال به سرخ در شکل‌های (۱)،(۲) میانگین نسبت جرم یک هاله به جرم آن هاله در انتها (z=0) برای تمام هاله‌های واجد شرایط محاسبه شده است. خطا نیز به وسیله خطای استاندارد روی متوسط یعنی $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$است که σ در اینجا انحراف معیار از توزیع اصلی و N اندازه نمونه است. همین کار برای گروه‌های کنترل انجام شده است.



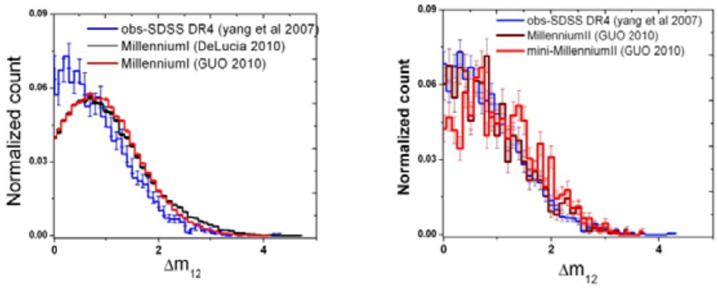
شکل(۱) نمودار تحول جرم و اختلاف قدر در سه بین بندی جرم برای مدل های شبه تحلیلی دلوشیا۲۰۰۶ و گوو۲۰۱۰ از انتقال به سرخ $z=1$ تا زمان حال



شکل(۲) مقایسه توان تفکیک در میانیوم۲ ومینی میلنیوم۲ در نمودار های تحول جرم و اختلاف قدر از انتقال به سرخ $z=1$ تا زمان حال

مقایسه با رصد

با استفاده از داده های رصدی SDSS و اعمال شرط‌های یکسان روی داده‌های شبیه سازی میلنیوم برای مقایسه مدل نیمه تحلیلی و توان تفکیک در نمودار(۳) نشان میدهیم.



شکل(۳)مقایسه حالت های رصدی داده های SDSS DR4 با شبیه سازی از لحاظ توان تفکیک(سمت راست) و مدل نیمه تحلیلی(سمت چپ)

نتایج

به طور گسترده به بررسی تحول جرم و اختلاف قدر در شبیه سازی میلنیوم پرداختیم و نشان داده ایم پارامترهای رصدی استفاده شده برای انتخاب گروه های فسیل میتواند قید مناسبی برای شناسایی این نوع گروه ها باشد.گافی که بین نمودار های تحول جرم برای گروه های فسیل و کنترل وجود داشته حاکی از این است که گروه های فسیل، در زمان های اولیه تشکیل ساختار کیهان شکل گرفته‌اند یعنی برای مدت زمان طولانی تا زمان حال، تحول جرمی کمتری نسبت به گروه‌های کنترل از خود نشان می دهند که این کار را برای اولین بار در شبیه‌سازی میلنیوم۲ که دارای توان تفکیک بهتری نسبت به نمونه های قبلی است، انجام داده‌ایم و مشاهده کردیم گاف ایجاد شده در نمودار تحول جرم بین گروه های فسیل و کنترل ناشی از توان تفکیک پایین میلنیوم۱ نیست و این گاف در میلنیوم۲ نیز مشاهده میشود، لذا توان تفکیک تاثیری در نشان دادن خواص گروه های فسیل ندارد. در نهایت نتیجه گرفتیم مدل شبه تحلیلی گوو (۲۰۱۰) تطابق بهتری با حالت رصدی نسبت به مدل دلوشیا (۲۰۰۶) دارد.

[1] Dariush A., Khosroshahi H. G., Ponman T. J., Pearce F., Raychaudhury S., Hartley W., 2007, MNRAS, 382, 433
[2] Jones, L.R, Ponman, T.J., Horton, A., Babul, A., Ebeling, H. and Burke, D.J., and Forbes, D.A., 2003, MNRAS, 343, 627
[3] Khosroshahi, H.G., Ponman, T.J., Jones, L.R., 2007, MNRAS, 377, 595
[4] Khosroshahi, H.G. et al.: 2004, MNRAS 349, 1240
[5] Khosroshahi, H.G. et al.: 2006, MNRAS 372, 68
[6] Matsushita, K., 2001, ApJ, 547, 693
[7] Michael Boylan Kolchin, Volker Springel, 10.1111/j.13652966.2009.15191.x
[8] Ponman, T.J. & Bertram, D., 1993, Nature, 365, 51
[9] Ponman, T.J. et al.: 1994, Nature 369, 462
[10] Romer A. K. et al., 2000, ApJS, 126, 209
[11] Springel, V. et al., 2005, Nature, 435, 629
[12] Vikhlinin, A.,McNamara, B.R., Hornstrup, A., Quintana, H., Forman, W., Jones, C. Way, M., 1999 , ApJ, 520 , 1

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک

۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ _ دانشگاه دامغان

دانشگاه دامغان

اولین تحلیل منحنی های نوری دوتایی گرفتی EROS 1026 در کهکشان ابر ماژلانی بزرگ (LMC)

مهناز محمدی، عباس عابدی

گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در این مقاله داده های نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی EROSE 1026 که متعلق به کهکشان ابر ماژلانی بزرگ می باشد، از پروژه های EROS و OGEL گرفته شده و با روشی خاص مورد تحلیل قرار گرفته است. پس از تبدیل داده ها در صافی های جانسون و تغییر آنها بر حسب شدت، تخمین هایی برای طبقه ی درخشندگی ستاره ها، رده ی طیفی وپارامتر های فیزیکی آنها انجام شده است. مشخص گردید که طبقه ی هر دو ستاره ی این سیستم از نوع غول می باشند. در مرحله ی آخر نرم افزارphoebe اجرا گردیده و پارامتر های فیزیکی و هندسی ستارگان با توجه به منحنی های نوری این سیستم بدست آمده است.

The First Analyze Light Curves of Eclipsing Binary EROS 1026 in the Large Magellanic Cloud Galaxy (LMC)

M.Mohammadi, A.Abedi

Department of Physics, University of Birjand, Birjand

Abstract

In this essay, the photometric data of eclipsing Binary star EROSE1026 situated in Large Magellan Cloud galaxy,of the EROS project and the OGEL has been analyzed with specific way, after converting the data in the Johnson filters and change them depending on the severity, luminosity class of stars, spectral class and physical parameters has been *estimated. it has been clarified that luminosity class both star in this system are giant stars. finaly, phoebe software has been enforced, physical and geometrical parameters of the stars according to the light curve of this system is obtained.*

مقدمه

در سالهای اخیر از مهمترین پروژه های نجومی، پروژه های EROS وOGEL هستند. این پروژه ها با هدف اصلی جستجوی اجرام متراکم پر جرم در هاله ی کهکشان طراحی شده بودند که در راستای این پروژه ها، نورسنجی تعداد زیادی از ستارگان ابرهای ماژلانی بزرگ و کوچک،از جمله ستارگان دوتایی، برای مدت طولانی انجام پذیرفت. دراین تحقیق داده های نورسنجی دوتایی گرفتی EROS 1026 واقع در ابر ماژلانی بزرگ در دو صافی B_E وR_E از پروژه EROS و داده های صافیI از پروژه OGELانتخاب گردیده اند.این سیستم یک دو تایی گرفتی با دوره تناوب ۱/۷۱۸۵ روز و از نوع دوتایی های جدا از هم می باشد.

تحلیل داده های نورسنجی

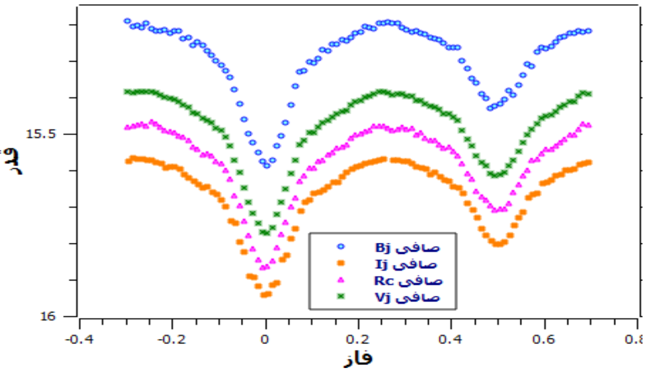
مشاهدات OGEL در دومین فا زنقشه برداری میکرولنزینگ با تلسکوپ ۱/۳ متری وارسا در رصد خانه ی لاس کامپاناس شیلی انجام شده است. اولین مرحله ی پروژه ی OGEL در سال ۱۹۹۲شروع شد و به مدت چهار سال ادامه پیدا کرد. دومین مرحله در

سال ۱۹۹۵با تلسکوپ ۱ متری در رصد خانه ی لاس کامپاناس، شیلی در انستیتوی کارنگی واشنگتن با دوربین F/L CCD ۲۰۴۸ ×۲۰۴۸ انجام شد (میکالسگا وپیگولسکی،۲۰۰۵). مشاهدات EROS با استفاده از تلسکوپ انعکاسی ۰/٤ متری، F/10 که در رصد خانه ی دی هات پرووِنس مستقر می باشد، انجام گرفته است. CCD ها دارای چیپ های ٤۰۰×٥۷۹ پیکسلی از نوع TH×3115 تامسون بودند که تحت سرمایش قرار گرفته اند هرپیکسل $23\mu m^2$ متناظر با ۱/۲۱arcsec روی آسمان بود، و هر CCD برای arcmin ۱۱/٦×۰/۸ طراحی شده بود (گریسن و سایرین ۱۹۹۵).

داده های نورسنجی پروژه OGEL در صافی I جانسون ارائه شده اند [2] اما داده هایی که از پروژه EROS گرفته شده اند [1] در دو صافی B_E و R_E عرضه شده بودند که با استفاده از روابط ۱ آنها را به داده هایی در صافی های R_J , V_J و R_C تبدیل کردیم [3]. همچنین این داده ها به صورت زمان ژولیای خورشید مرکزی بر حسب قدر ارائه شده بودند که به فاز مداری تبدیل شدند.

$$R_C = R_E + 0.07(B_E - R_E) \qquad V_J = B_E - 0.47(B_E - R_E) \qquad B_J = B_E + 0.46(B_E - R_E) \qquad (۱)$$

به منظور کاهش پراکندگی ها و همچنین تبدیل داده ها به داده هایی در صافی استاندارد جانسون، عمل متوسط گیری در بازه های ۰/۰۱ فاز مداری انجام گرفت و تعداد نقاط هر منحنی نوری به ۱۰۰ نقطه کاهش یافت، که در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: منحنی تغییرات قدر بر حسب فازدر چهار صافیBj, Ij, Vj و Rc

برای اجرای نرم افزارphoebe لازم است داده ها از قدر به تابندگی با تابندگی بیشینه نرمال شده به یک تبدیل شوند. این کار با استفاده از رابطه ی۲انجام گرفت که در این رابطه قدر ظاهری m_0 با استفاده از میانگین گیری قدرها بین فازهای۰/۲۳ تا ۰/۲۸ و۰/۷۳ تا ۰/۷۸ به دست آمده است.

$$m - m_0 = -2.5\log\frac{I}{I_0} \qquad (۲)$$

منحنی شدت بهنجار نشده را به منظور بدست آوردن تخمینی از نسبت دمایی دو ستاره رسم می کنیم. با استفاده از نظریه ی تابش جسم سیاه و رابطه ۳ که در آن T_1 وT_2 دمای سطح دو ستاره ی اولیه و ثانویه، I_P و I_S به ترتیب شدت بولومتری گرفت اولیه و ثانویه می باشند، نسبت دمای سطحی دو ستاره را پیش بینی کردیم که با مشخص شدن پارامتر ها معلوم شد، این پیش بینی حدس مناسبی برای دمای ستاره ی اولیه بوده است.

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1 - I_P}{1 - I_S}\right)^{\frac{1}{4}} \qquad (۳)$$

B-V سیستم با استفاده از قدر متوسط آن در فازهای ۰/۲۵ و۰/۷۵ در دو فیلتر B وV محاسبه شد، وهمچنین با استفاده از مدول فاصله ی ابر ماژلانی بزرگ μ_{LMC} =18.515±0.085 (فابریزیو و سایرین ۲۰۰۵) ورابطه ی ٤ قدر مطلق سیستم به دست آمد. با کمک مقدار محاسبه شده ی قدر مطلق M_V سیستم و B-V وبا مراجعه به جداول استاندارد مشخص گردید که این سیستم از طبقه ی غول ها و از رده ی طیفی B می باشد.

$$M_V = m_V - \mu_{LMC} \qquad (٤)$$

تخمین پارامتر های سیستم

برای اجرای نرم افزار phoebe به مجموعه ای از پارامترهای معقول نیاز داریم. برای داشتن حدس هایی نسبتاً دقیق و تعیین یک سری پارامتر های مناسب، در ابتدا فرض شده که تابندگی های دو ستاره یکسان باشند، با توجه به اینکه قدر مطلق سیستم قبلاً محاسبه شده بود و با استفاده از روابط ٥ قدر مطلق ستاره ی اولیه را پیدا می کنیم و با مراجعه به جدول استاندارد استلی [4] در بخش غول ها، تابندگی و دمای آن نیز مشخص می شود. اکنون با داشتن دما ی ستاره ی اولیه و همچنین نسبت دماها، می توان دمای ستاره ی ثانویه را حدس زد.

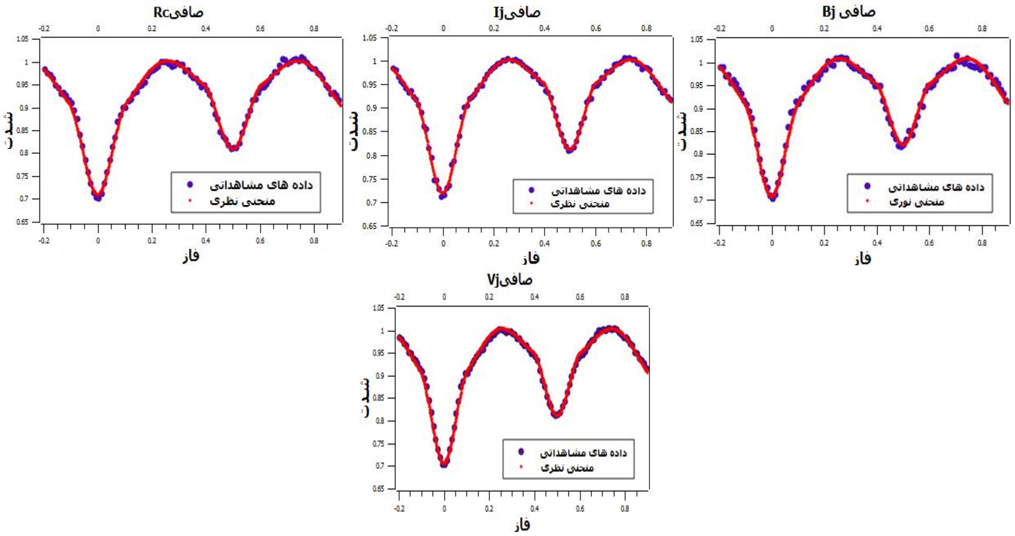
$$M_V - M_{1V} = -2.5\log(\frac{L}{L_1}) \qquad L = L_1 + L_2 \qquad (٥)$$

با مراجعه ی مجدد به جدول استلی و داشتن دمای ستاره ی اولیه می توان تابندگی آن را حدس زد. اما از آن جایی که در مراجعه به جدول استلی مجبور می شدیم نزدیک ترین دما را به دمایی که برای ستاره ی ثانویه بدست می آوردیم انتخاب کنیم، که این خود خطاهایی را در محاسباتمان وارد می کرد، به منظور حل این مشکل، با توجه به مقادیر موجود در جدول نمودارهای قدر بر حسب دما، قدر بر حسب تابندگی، قدر بر حسب جرم و قدر بر حسب شعاع را رسم کرده و با استفاده از نرم افزار OriginPro 8.1 بهترین تابع را بر مقادیر جدول منطبق کردیم و توانستیم توابعی برای نمودارهای ذکر شده بدست آوریم. اکنون می توانستیم همان مقدار دمایی را که برای ستاره ی ثانویه بدست می آید در تابع مربوط به آن قرار دهیم و قدر آن را بدست آوریم، و قدر بدست آمده را در تابعی که برای قدر و تابندگی داشتیم، قرار می دهیم و در نهایت تابندگی ستاره ی ثانویه بدست می آید. با استفاده ی مجدد از رابطه ی (٥) قدر جدیدی برای ستاره ی اولیه بدست می آید.این عمل را آن قدر تکرار نمودیم تا قدر ستاره ی اولیه در شروع یک مرحله با قدر آن در شروع مرحله ی بعد یکسان شود.

در مرحله ی آخر با استفاده از نمودار قدرمطلق بر حسب شعاع و جرم و با داشتن قدر، جرم و شعاع ستاره ی اولیه و ثانویه را بدست آوردیم. با این روش توانستیم تخمین بسیار خوبی برای نسبت جرم بدست آوریم.

با استفاده از نرم افزار binary maker وداشتن نسبت جرم ها و همچنین نسبت شعاع ها توانستیم پتانسیل های اولیه ی مورد نیاز برای اجرای نرم افزار phoebe را پیش بینی کنیم.

با توجه به منحنی نوری این سیستم که نشان می دهد این سیستم از نوع جدا از هم می باشد، اجرای نرم افزار phoebe برای صافی های مختلف را با مد ۲ شروع کردیم وبا اجرای این نرم افزار و ایجاد بهترین انطباق بین داده های مشاهداتی و منحنی نظری پارامتر های فیزیکی و هندسی سیستم در صافی های مختلف بدست آوردیم. مقادیر به دست آمده در جدول ۱ آمده است، همچنین بهترین تطبیق منحنی نظری بر داده های مشاهداتی در شکل ۲ برای هر صافی به صورت جداگانه نشان داده شده است.



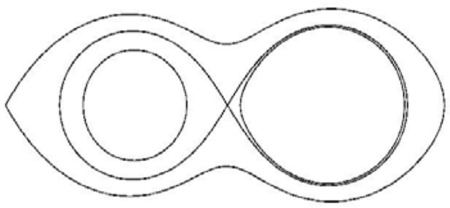
شکل۲ : انطباق منحنی نظری برداده های مشاهداتی

جدول۱ : پارامتر های استخراجی از نرم افزار phoebe

پارامترها	B_J	V_J	I_J	R_C	$B_J+V_J+I_J+R_C$	پارامترها	B_J	V_J	I_J	R_C	$B_J+V_J+I_J+R_C$
i(deg)	۷۱/۱ ±۰/۳۱	۷۱/۲۶ ±۰/۲۳	۷۰/۸۸ ±۰/۱	۷۰/۸۵ ±۰/۲۹	۷۱/۲۶ ±۰/۰۸	$q(M_2/M_1)$	۰/۸٤۸ ±۰/۰۱	۰/۸۵٤ ±۰/۰۱	۰/۸٦ ±۰/۰۲	۰/۸٦۷ ±۰/۰۱	۰/۸۵۵ ±۰/۰۰٦
Ω_1	۳/۵۷ ±۰/۰۲۳	۳/۵۷ ±۰/۲۳	۳/۵۷ ±۰/۰۳	۳/۵۷ ±۰/۰۳	۳/۵۷ ±۰/۰۱	Ω_2	٤/۳۷ ±۰/۰٦	٤/۳٤ ±۰/۰۵	٤/۳٤ ±۰/۰٦	٤/۳۵ ±۰/۰۵	٤/۳٦ ±۰/۰۳
$T_1(k)$	۱٦٤٤۳ ±۳۸۰	۱٦۲٦۰ ±٤۲۰	۱٦۵۰۲ ±۳۹۲	۱٦۳۲۰ ±۵۰۲	۱٦٤٤۰ ±۲٦۳	$T_2(k)$	۱۰٤٤۱ ±۲٤۰	۱۰۲٦۰ ±۲۱۵	۱۰۲۹۷ ±۲۵۳	۱۰۲۹۵ ±۳۵٦	۱۰۲۹۵ ±۱۹۸
L_1/L_1+L_2	۰/۸۳٦	۰/۸۲	۰/۸۰٤	۰/۸۱۵	۰/۸۲٤	L_2/L_1+L_2	۰/۱٦۳	۰/۱۷۸	۰/۱۹۵	۰/۱۸۵	۰/۱۷۵
$x_{2b}=x_{1b}$	۰/۷۷	۰/۷۷	۰/۷۷	۰/۷۷	۰/۷۷	r_1(pole)	۰/۳٦۰	۰/۳٦۱	۰/۳٦۲	۰/۳٦۳	۰/۳٦۲
$y_{2b}=y_{1b}$	۰/۰۸	۰/۰۸	۰/۰۸	۰/۰۸	۰/۰۸	r_1(side)	۰/۳۷۸	۰/۳۷۹	۰/۳۸۰	۰/۳۸۱	۰/۳۷۹
$A_1=A_2$	۱	۱	۱	۱	۱	r_1(back)	۰/٤۰٤	۰/٤۰٦	۰/٤۰۷	۰/٤۰۹	۰/٤۰٦
$g_1=g_2$	۱	۱	۱	۱	۱	r_2(pole)	۰/۲۵۵	۰/۲۵۸	۰/۲۵۹	۰/۲٦۱	۰/۲۵۷
$X_1=X_2$	۰/۵٤	۰/٤٦	۰/۳۱	۰/۳۸	۰/٤٦	r_2(side)	۰/۲۵۹	۰/۲٦۳	۰/۲٦۵	۰/۲٦٦	۰/۲٦۲
Y_1	۰/۲۸٦	۰/۲٤۷	۰/۱۸	۰/۲۱	۰/۲٤٦	r_2(back)	۰/۲٦۷	۰/۲۷۱	۰/۲۷۳	۰/۲۷۵	۰/۲۷۰
Y_2	۰/۲۸۵	۰/۲٤۳	۰/۱۷	۰/۲۰	۰/۲٤۲	$\sum(o-c)^2$	۰/۰۰۷	۰/۰۰۵	۰/۰۰٤	۰/۰۰۵	۰/۰۲۳

نتیجه گیری

با توجه به پارامتر های بدست آمده از نرم افزار phoebe و شکل ۳ مشخص شد که دوتایی EROS 1026 ازنوع دوتایی های جدا از هم می باشد، زیرا هیچ کدام از مولفه ها سطح روچ لبشان را پر نکرده اند. همچنین با توجه به دماهای دو ستاره وقدر مطلق سیستم مشخص شد، طبقه ی تابندگی ستاره ی اولیه، طبقه ی III و رده ی طیفی آن B4 است، و ستاره ی ثانویه نیز دارای طبقه ی تابندگی III و رده ی طیفی B9 می باشد.



شکل ۳ : وضعیت قرارگیری ستارگان نسبت به روچ لب هایشان در فاز مداری ۰/۷۵

مرجع‌ها

[1] *A & AS, Vol. 103, No. 1, 1994*
[2] ftp://ftp.astrouw.edu.pl/ogle/ogle3/OIII-CVS/lmc/ecl
[3] Grison. P. et al. (1995). "*EROS catalogue of eclipsing binary stars in the bar of the large magellanic cloud*."; Astronomy and Astrophysics,vol.109, pp. 447-469.
[4] Ostlie, D.A. and Carroll, B.W., "*An Introduction to Modern stellar Astrophysics*."; New York: Addison- Wesley, Bristol (1996).

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

ناپایداری همرفتی در خوشه های کهکشانی

مریم خالصی[۱]، محسن شادمهری[۲]، مهدی خواجوی[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد،مشهد

[۲] گروه فیزیک ،دانشگاه گلستان، گرگان

چکیده

مطالعات اخیر نشان میدهندکه هسته های فعال کهکشانی و پرتوهای کیهانی، همرفت رادر یک محیط میان کهکشانی تحریک می کنند؛وهمرفت، گاز میان کهکشانی یک خوشه راگرم می کند.در این تحقیق، ناپایداری همرفتی رادر محیط میان کهکشانی یک خوشه کهکشانی بررسی می کنیم. گاز محیط میان کهکشانی کم برخورد است و درنتیجه، گرما فقط در راستای خطوط میدان مغناطیسی هدایت می شود. ما تحلیل های قبلی را با وارد کردن پرتوهای کیهانی وسرمایش سامانه بسط می دهیم. پایداری حالت تعادلی‌ای رابررسی می کنیم که در آن شتاب گرانشی در راستای عمودی ومیدان مغناطیسی عمود بر آن است و فشارمغناطیسی بسیار کمتر ازفشارگرمایی($\beta \gg 1$)است. براین اساس رابطه پاشندگی برای ناپایداری همرفتی در این سامانه ها را به دست می آوریم.

Buoyancy instability in clusters of galaxy

M.Khalesi[1], M. Shadmehri[2], M.khajavi[1]

[1]Department of Physics, Ferdowsi University, Mashhad, Iran
[2]Department of Physics, Golestan University, Gorgan, Iran

Abstract

Recent studies suggest that active galactic nuclei and cosmic rays drive convection in aninteragalactic medium and that convection heats interagalactic gas of a cluster. In this study, we investigate convective instability in the interagalactic mediumof a galaxy cluster. The gas of interagalactic medium is weakly collisional and so heatis directed only along magnetic field lines. We extend earlier analysesby including the cosmic rays and the cooling of the system.We consider an equilibrium in which the gravitational acceleration is in the verticaldirection and the magnetic field perpendicular to it and the magnetic pressure is much less than the thermal pressure($\beta \gg 1$). Accordingly we get the dispersion relationfor the convective instability in these systems.

مقدمه

گروههای پر تعداد از کهکشانها؛ موسوم به خوشه های کهکشانی همواره مورد توجه اخترشناسان بوده اند. بویژه ساختار دینامیکی و گرمایی خوشه های کهکشانی از اهمیت بسزایی برخوردارند. اگر آهنگ سرمایش یک خو.شه ی کهکشانی را محاسبه کنیم، به نظر می رسد از سایر مقیاسهای زمانی مهم؛ کمتر باشد [۱،٤]. این بدان معنی است که باید جریانهای عظیم سرد شونده در یک خوشه ی کهکشانی شکل گیرند. ولی مشاهدات چنین چیزی را نشان نمی دهند [٤]. این مساله که به معمای جریانهای سردشونده در خوشه های کهکشانی

مشهور است، هنوز هم کاملاً حل نشده است و یکی از زمینه های هیجان انگیز تحقیقات معاصر محسوب می شود. سازوکارهای مختلفی برای فرایندهایی که چنین سامانه ای
را گرم می کنند تا از شکل گیری جریانهای عظیم سردشونده جلوگیری شود؛ پیشنهاد شده اند. از جمله می توان به گرمایش ناشی از پرتوهای کیهانی، فورانهای هسته های کهکشانی فعال و یا جریانهای عظیم تلاطمی اشاره کرد. محیط میان کهکشانی، از نظر فیزیک پلاسما، یک شاره ی یونیده برخوردی- ضعیف محسوب می شود [۲]. در چنین شرایطی گرما فقط در راستای خطوط میدان مغناطیسی شارش می یابد. طی چند سال اخیر توجه زیادی به این ناهمسانگردی شارش گرما می شود؛ زیرا می توان نشان داد که در چنین شرایطی سامانه می تواند از نظر همرفتی ناپایدار باشد و جریانهای همرفتی؛ و در نهایت، تلاطم در سامانه شکل گیرد [۲،۳،۷،۸]. این سازوکار نه تنها می تواند بخشی از انرژی یک خوشه را به ناحیه های بیرونی تر منتقل کند، بلکه تلاطم ایجاد شده می تواند به گرمایش سامانه بیانجامد و این موضوع به حل مساله ی جریانهای سردشونده کمک می کند. در حالی که طی سالهای اخیر اخترشناسان به دنبال یافتن معیار درست برای بررسی پایداری همرفتی یک خوشه ی کهکشانی هستند، گروههای دیگر با انجام شبیه سازیهای عددی این مساله را بررسی می کنند [۷،۸]. جالب اینجاست که این شبیه سازیها نیز نتایج بررسی های تحلیلی را تایید می کنند. اما مطالعه ی یک سامانه ی برخوردی-ضعیف پلاسمایی، کار بسیار دشواری است. برای مثال در سالهای ۲۰۱۰ و ۲۰۱۱، نکراسوف و شادمهری [۵،۶] به بررسی ناپایداری همرفتی در چنین سامانه هایی پرداختند منتهی شاره را چند مولفه ای در نظر گرفتند؛ یعنی دینامیک الکترونها و یونها را جداگانه و به کمک معادلاتی جفت شده در نظر گرفتند. همچنین برخی دیگر از محققین، نقش عوامل دیگر؛ نظیر تاثیر دینامیکی پرتوهای کیهانی را در نظر گرفتند [۳]. با این حال هنوز برخی دیگر از جنبه های این مساله بررسی نشده است که در این تحقیق به دنبال چنین تحلیلی هستیم. در این تحقیق، رابطه پاشندگی برای حالتی که سرمایش سامانه و پرتوهای کیهانی را در نظر بگیریم، به دست می آوریم.

معادلات پایه

معادلات اصلی، همان معادلات استاندارد مغناطوهیدرودینامیک است که شارش گرما در راستای خطوط میدان مغناطیسی در نظر گرفته می شود:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\vec{\nabla}\cdot\vec{u} \qquad [1]$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{\vec{\nabla}p_{tot}}{\rho} - \frac{(\vec{B}\cdot\vec{\nabla})\vec{B}}{4\pi\rho} - \vec{g} \qquad [2]$$

$$\frac{D\vec{B}}{Dt} = -\vec{B}(\vec{\nabla}\cdot\vec{u}) + (\vec{B}\cdot\vec{\nabla})\vec{u} \qquad [3]$$

$$\rho T\frac{Ds}{Dt} = \vec{\nabla}\cdot\vec{Q} \qquad [4]$$

$$s = c_v \ln(p\rho^{\frac{-5}{3}}) \qquad [5]$$

$$p_{tot} = p + \frac{B^2}{8\pi} \qquad [6]$$

$$\vec{Q} = -\kappa_{\parallel}\hat{b}(\hat{b}\cdot\vec{\nabla})T \qquad [7]$$

$$\hat{b} = \frac{\vec{B}}{B} \qquad [8]$$

در اینجا ρ چگالی ، $\vec{u}$ سرعت اولیه ،T دما ، $\vec{B}$مغناطیسی میدان ، p_{tot} فشار کل ، s انتروپی ، $\vec{Q}$ شار گرمایی ، $\hat{b}$ بردار یکه در جهت میدان مغناطیسی و $\kappa_{\parallel}$ رسانندگی گرمایی در راستای میدان مغناطیسی است .

اختلال خطی

ماتمام متغییر های فیزیکی در معادلات پایه‌مان را به صورت $e^{(i\vec{k}\cdot\vec{r}-i\omega t)}$ دچار اختلال می کنیم ومعادلات اختلالی‌مان را با در نظر گرفتن شرایط تعادلی بدست می اوریم . با حل معادلات اختلالی می توان به رابطه پاشندگی دست یافت:

$$w^6 - \left[k^2u^2 + (k_y^2 + k^2)V_A^2 - g\frac{d\ln\rho}{dz}\right]w^4 + \left[k^2k_y^2V_A^2(2u^2+V_A^2) - (k_x^2+k_y^2)\left(g^2 + (u^2+V_A^2)g\frac{d\ln\rho}{dz}\right)\right]w^2 + k_y^2V_A^2\left[-k^2k_y^2u^2V_A^2 + (k_x^2+k_y^2)\left(g^2+u^2g\frac{d\ln\rho}{dz}\right)\right] = 0 \qquad [9]$$

با در نظر گرفتن فرض($\beta \gg 1$)و تقریبWKB ($kT \gg 1$)، شکل ساده تر رابطه پاشندگی برای مدهای همرفتیبه این صورت درمی اید:

$$w^4 - k^2u^2(w^2 - w_A^2) - Q = 0 \qquad [10]$$

با استفاده از معیار Routh-Hurwitzثابت می کنیم شرط لازم وکافی برای پایداری همرفتی عبارت است از $\frac{dT}{dz} < 0$

حال اگرعلاوه بر رسانندگی گرمایی، سرمایش را نیز به صورت تابعی از فشار و دما($\Lambda = \Lambda(p,T)$) وارد معادله انرژی کنیم:

$$\rho T\frac{Ds}{Dt} = -[\vec{\nabla}\cdot\vec{Q} + \rho\Lambda] \qquad [11]$$

بعد از وارد کردن اختلال ، معادله انرژی اختلالی را با در نظر گرفتن شرایط تعادلی می نویسیم و در نهایت معادله پاشندگی را در حضور سرمایش و رسانندگی گرمایی به این صورت بدست می اوریم:

$$w^6 - \left[k^2u^2 + (k_y^2 + k^2)V_A^2 - g\frac{d\ln\rho}{dz} - i\alpha^2k_z\frac{d\ln\rho}{dz} + i\chi^2k_z\frac{d\ln p}{dz}\right]w^4 + \left[k^2k_y^2V_A^2(2u^2+V_A^2) - (k_x^2+k_y^2)\left(g^2 + (u^2+V_A^2+\alpha^2)g\frac{d\ln\rho}{dz} + \chi^2g\frac{d\ln p}{dz}\right)\right]w^2 + k_y^2V_A^2\left[-k^2k_y^2u^2V_A^2 + (k_x^2+k_y^2)\left(g^2 + (u^2-\alpha^2)g\frac{d\ln\rho}{dz} + \chi^2g\frac{d\ln p}{dz}\right)\right] = 0$$

[12]

در این حالت تحلیل مساله دشوارتر می شود و در حال بررسی رابطه ی پاشندگی فوق با وجود سرمایش سامانه هستیم.

مرجع‌ها

[1] S.W.Allen; *"The properties of cooling flows in X-ray luminous clusters of galaxies"* Mon. Not. R. Astron. Soc**. 315**, 269±295 (2000)
[2] STEVEN A. BALBUS; "Convective and rotational stability of a dilute plasma" THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, **562**:909-917, 2001 December 1, ApJ, 562, 909
[3] Benjamin D. Chandran and Timothy J. Dennis; "Convective stability of galaxy-cluster plasmas" The Astrophysical Journal, **642**:140–151, 2006May 1
[4]A. C. Fabian; "Cooling flow in clusters of galaxies" Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1994. **32**: 277-318
[5] A. K. Nekrasov and M.Shadmehri; "Multicomponent theory of buoyancy instabilities in astrophysical plasma object: the *case of magnetic field perpendicular to gravity*" The Astrophysical Journal, **724**:1165–1181, 2010December 1
[6] A. K. Nekrasov and M. Shadmehri; "Multicomponent theory of buoyancy instabilities in magnetized plasmas: The case of magnetic field parallel to gravity"Astrophysics and Space Science, **333**: 477-490, 2011
[7]Y. Rasera and B. Chandran; "*Numerical simulations of buoyancy instabilities in galaxy cluster plasmas with cosmicrays and anisotropic the real conduction*"The Astrophysical Journal, **685**:105Y117, 2008 September 2
[8] P.Sharma and B. D. G.Chandran and E. Quataert and I. J. Parrish; "Buoyancy instabilities in galaxy clusters: convection due to adiabatic cosmic rays and anisotropic thermal conduction" Draft version January 30, 2009

ناپایداری رایله تیلور در یک محیط مغناطیده دو شاره ای

آسیه یعقوبی[۱]، محسن شادمهری[۲]، مهدی خواجوی[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

[۲]گروه فیزیک،دانشگاه گلستان،گرگان

چکیده

ما نظریه خطی ناپایداری رایله تیلور (RT) مغناطیسی رادر یک سامانه دو شاره ای مطالعه می کنیم. یونها واتم های خنثی را بعنوان دو شاره ی جدا از هم در نظرمی گیریم که می توانند از طریق برخورد تکانه مبادله کنند. برخلاف یونها ،خنثی ها برهمکنش مستقیمی با میدان ندارند. هردومولفه تحت تاثیر میدان گرانش یکنواخت عمودی قرار دارند. معادلات دوشاره ای را خطی می کنیم و با درنظرگرفتن شرایط مرزی مناسب، یک رابطه ی پاشندگی کلی برای دو شاره(که هردو شامل اتمهای خنثی ویونیده هستند) به دست می آوریم، شاره هاروی هم قرار گرفته اند واز طریق یک مرز افقی جداشده اند.با تحلیل پارامتری دو مد ناپایدار پیدا کردیم که به نظر می رسد یکی از مد های ناپایدار مربوط به یونهاست ودیگری به خنثی ها. به این ترتیب، ثابت می کنیم که اگر طبیعت دو شاره ای در نظر گرفته شود، رشد ناپایداری RTتغییر می کند.

Rayleigh-Taylor instability in atwo-fluid magnetized medium

A.Yaghoobi[1],M.Shadmehri[2], M.khajavi[1]
[1]Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad
[2]Department ofPhysics, Golestan University, Gorgan

Abstract

We study the linear theory of the magnetized Rayleigh –Taylor instability in a two-fluid system. We consider ions and neutrals as two separate fluids where they can exchange momentum through collisions. However, ions have direct interaction with the magnetic field lines but neutrals are not affected by the field directly. But both components are affected by a uniform vertical gravitational field. The equations of our two-fluid model are linearized and by applying the appropriateboundary conditions, a general dispersion relation is derived forour two superposed fluids separated by a horizontal boundary. We found two unstable modes for a range of the wavenumbers. It seemsthat one of the unstable modes corresponds to the ions and the other one is for the neutrals.We show that if the two-fluid nature is considered, the RT instability is suppressed.

مقدمه

ناپایداری رایله- تیلور وقتی که یک شاره ی سنگین در حضور میدان گرانش روی یک شاره ی سبکتر قرار میگیرد،اتفاق میافتد[1]. در حالت کلیترموقعیکه دو شاره با چگالی های متفاوت در میدان نیروی عمودی قرار بگیرند، ناپایداری رایله – تیلور به وجود

میآید.[2]گذشته از اثرات آن درسامانه های زمینی، در سامانه های نجومی نیز این ناپایداری اتفاق میافتد؛ برای مثال در اعماق غول های سرخ[3]،انبساط بقایای ابر نواخترها[4]،ابرهای اطراف اختروش ها[5] و ابر های گازی محیط میان ستاره ای[6] شاهد وقوع این ناپایداری هستیم.اما اثرات مختلفی از جمله وشکسانی[7]،کشش سطحی، [8]میدان مغناطیسی [9]در این ناپایداری مورد بررسی قرار گرفته اند.برای مثال چاندراسکار [11]در سال ۱۹۶۱ نشان داد که هر کدام از عوامل بالا آهنگ رشد ناپایداری را به اشکال متفاوتی کاهش میدهند.امااز آنجایی که یک پلاسمای تاحدی یونیده وجود دارد حالتهایی هستند که در آن برهمکنش بین اتم های یونیزه وخنثی در حضور میدان مغناطیسی مهم میشود،این کاردر مورد ناپایداری کلوین هلهولتزانجام شدهاست[12]،همچنین در مورد رایله تیلوربااین فرض که گرادیان فشار ونیروی گرانش اتم های خنثی در نظرگرفته نشود،انجام شده است.[8]در این مقاله ما ناپایداری رایله تیلور را در حضورمیدان مغناطیسی افقی برای یک شاره ی یونیده بررسی می کنیم واثر برخورد بین یونها واتم های خنثی را به معادلات اضافه میکنیم وسپس از طریق تحلیل پارامتری به بررسی نتایج میپردازیم.

معادلات پایه[12]

معادلات استاندارد MHD رابا اضافه کردن اثر برخورد یونها واتم های خنثی را مینویسیم.

$$\nabla.\vec{u}_{n.i} = 0$$

$$\rho_n\left(\frac{\partial \vec{u}_n}{\partial t} + (\vec{u}_n.\nabla)\vec{u}_n\right) = -\nabla p_n - \gamma_{n.i}\rho_i\rho_n(\vec{u}_n - \vec{u}_i) + \rho\vec{g}$$

$$\rho_i\left(\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i.\nabla)\vec{u}_i\right) = -\nabla p_i - \gamma_{n.i}\rho_i\rho_n(\vec{u}_i - \vec{u}_n) + \frac{1}{4\pi}(\nabla\times\vec{B})\times\vec{B} + \rho\vec{g}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla\times(\vec{u}_i\times\vec{B})$$

در اینجا پسوند n وi به ترتیب کمیت های مربوط به اتم ها ویونها را نشان میدهندو $\nu_{n,i} = \gamma_{n,i}\rho_i$ فرکانس برخورد یون- خنثی است. این فرکانس آهنگ مبادله تکانه بین مولفه های مختلف سامانه را مشخص می کند.

اختلال خطی

شاره ی اولیه را ساکن و چگالی هر دو مولفه را در ناحیه های بالا و پایین مرز یکنواخت فرض میکنیم.همچنین میدان نیرو را نیز یکنواخت و راستای آن را عمود بر مرز،میدان مغناطیسی را ثابت و موازی با سطح در نظر میگیریم. سپس، متغیرها را به صورت زیر مختل میکنیم

$$\chi(z,x,t) = \chi'(z)\exp(\omega t + k_x x)$$

که در اینجا ω آهنگ رشد است،k_x طول موج اختلال است. معادلات اختلالی را بدست آورده وسپس در شرایط مرزی زیر معادلات دیفرانسیل حاصل از معادلات اختلالی را هم برای یونها وهم برای خنثی هاحل میکنیم.

۱) u'_z باید دربینهایت محدود باشد.

۲) مقدار جابجایی در راستای zدر هر دو شاره باید یکسان باشد.

۳) فشار کل بایددر مرز پیوسته باشد

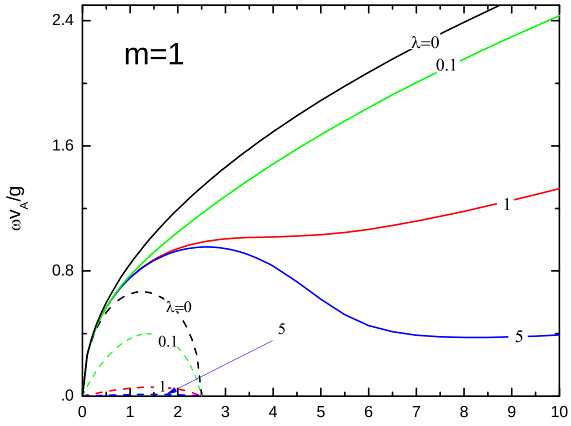
در نهایت به معادله ی پاشندگی زیر می رسیم

$$(\alpha_i+1)(\alpha_n+1)X^4+(\alpha_n\alpha_i+1)(\alpha_i+1+m\alpha_n+m)\lambda X^3-\left[2Y(\alpha_i\alpha_n-1)-2Y^2(\alpha_n+1)\right]X^2+$$
$$+\left[-Y(\alpha_i\alpha_n+1)\lambda(m\alpha_n-m+\alpha_i-1)+2Y^2\lambda(\alpha_i\alpha_n+1)\right]X-2Y^3(\alpha_n-1)+(\alpha_n-1)(\alpha_i-1)Y^2=0$$

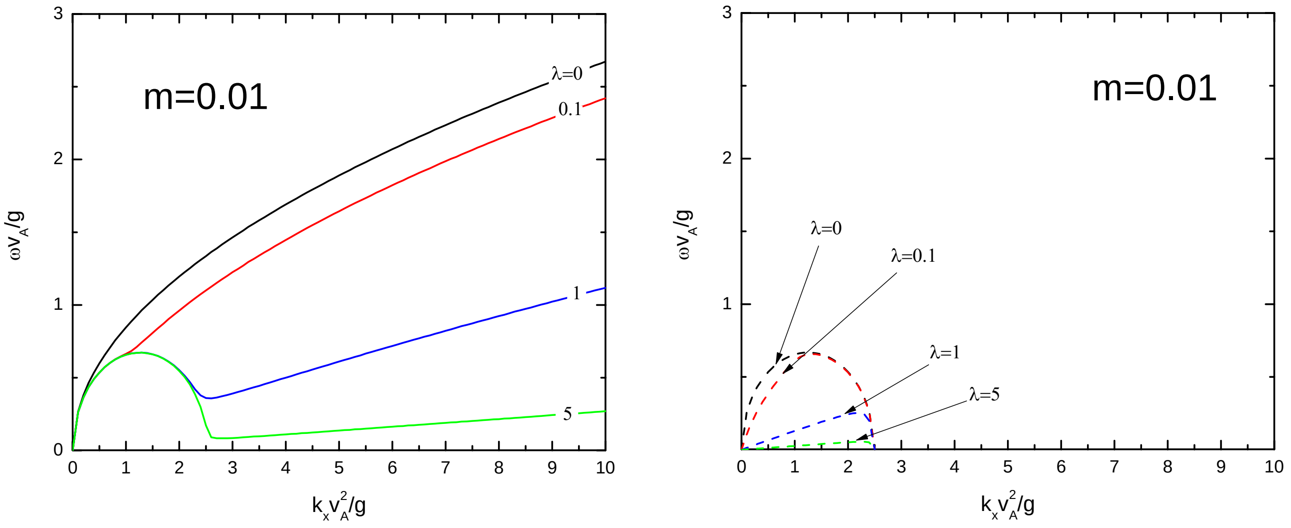
که در آن پارامترهای بدون بعد زیر در نظر گرفته شده اند:

$$\alpha_n=\frac{\rho_{n2}}{\rho_{n1}}\qquad \alpha_i=\frac{\rho_{i2}}{\rho_{i1}}\qquad m=\frac{\rho_{n1}}{\rho_{i1}}\qquad X=\frac{\omega}{g}V_A\qquad Y=\frac{k_x}{g}V_A^2\qquad \lambda=\frac{\nu}{g}V_A\qquad (\nu=\gamma\rho_{i1})$$

برای تحلیل اثر برخورد بین اتم های خنثی ویونها،تحلیل عددی معادله ی پاشندگی را به ازای پارامترهای مختلف انجام می دهیم. در شکل ۱ به ازای m=1 یعنی‌وقتی چگالی ذرات خنثی ویونها برابر باشد، مقدارهای متفاوتی برای γدر نظرمیگیریم وآهنگ رشد را به ازای عددموج های متفاوت به دست میآوریم.همچنان که دیده می‌شود دومد ناپایدار برای هرλ پیدا می شوند که یکی از آنها (که ناپایدارتر است)مربوط به مولفه یونیده است ودیگری مد بخش خنثی است. وقتیλ مقدار صفر میگیرد، همان معادلات، بدون فرض برخورد برای اتم ها وخنثی ها به دست میآید، اما با افزایش مقدارλ هر دومد پایدارتر میشوند.همچنین در شکل دوم برای مقدار m=0.01 رسم شده است. نکته ی قابل توجه در این نمودارها پایدار شدن اتم های یونیده برای مقدار λی بیشتر واثرگذاری غیر مستقیم میدان مغناطیسی روی اتم های خنثی است.



شکل ۱:نمودارآهنگ رشد بدون بعد بر حسب عددموج بدون بعدبرایهای λ های مختلف وقتی m=1 باشد.در این نمودار به ازای هر λ دومد دیده می شود که خطوط نشان دهنده‌ی مدهای خنثی ها هستند وخط چین ها نشان دهنده ی مدهای یونیده ها هستند



شکل ۲: نمودارهای آهنگ رشد بدون بعد بر حسب عدد موج بدون بعد برای m=0.01 باشد. نمودار سمت راست مدهای ناپایدار یونها را نشان میدهد ونمودار سمت چپ برای خنثی ها

نتیجه گیری

درسامانه های اخترفیزیکی وقتی اثر میدان مغناطیسی در ناپایداری رایله تیلور بررسی می شود، اگر این محیط تا حدودی یونیده باشد نمی-توان ازاثراتبرهمکنش بین ذرات خنثی ویونیده صرفنظر کرد چون همانطور که دیده شد با در نظر گرفتن آن ناپایداری سیستم به شدت تغییر میکند.

مرجع ها

[1] L. Rayleigh; “*Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density*”;Proceedings of the London mathematical society Vol.14,(1883)170- 177.

[2] G. Taylor; “*The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes*”; Proceedings of the Royal Society, vol. CCI, (1950) 192-196.

[3]P. P. Eggleton1; “*The Destruction of 3He by Rayleigh-Taylor Instability on the First Giant Branch*”; arXiv: astro-ph/0611609v1 (2006)

[4] C. Y. Wang; “*Rayleigh-Taylor instabilities in type Ia supernova remnants*”; arXiv: 1011.3129v3 [astro-ph.HE] 6Mar (2011)

[5]W. G. Mathews and G. R. Blumenthal; “*Rayleigh Taylor stability of compressible and incompressible radiation-supported surface and slabs: application*”; the astrophysical Journal **214,**(1977)10-20

[6]D. Breitschwerdt and M.J. Freyberg and R. Egger;*“Origin of HI clouds in the Local Bubble”;* Astron. Astrophys**361**,(2000) 303–320

[7] Y. Guoand I. Tice; *“Linear Rayleigh-Taylor instability for viscous, compressible fluids”;* arXiv: 0911.4703v1 [math.AP] (2009)

[8]R. K. Chhajlani and D. S. Vaghela; “*Rayleigh-Taylor instability of ionized viscous fluids with flr-correction and surface-tension*”; Ap&SS.155...257C (1989)

[9]J. M. Stone and Gardiner; “*The magnetic Rayleigh –Taylor instability in dimensions*”;arXiv: 0709.0452v1 [astro-ph] 4 Sep (2007)

[5]W. G. Mathews and G. R. Blumenthal; "*Rayleigh Taylor stability of compressible and incompressible radiation-supported surface and slabs: application*"; the astrophysical Journal **214,**(1977)10-20
[6]D. Breitschwerdt and M.J. Freyberg and R. Egger;*"Origin of HI clouds in the Local Bubble";* Astron. Astrophys**361**,(2000) 303–320
[7] Y. Guoand I. Tice; *"Linear Rayleigh-Taylor instability for viscous, compressible fluids";* arXiv: 0911.4703v1 [math.AP] (2009)
[8]R. K. Chhajlani and D. S. Vaghela; "*Rayleigh-Taylor instability of ionized viscous fluids with flr-correction and surface-tension*"; Ap&SS.155...257C (1989)
[9]J. M. Stone and Gardiner; "*The magnetic Rayleigh –Taylor instability in dimensions*";arXiv: 0709.0452v1 [astro-ph] 4 Sep (2007)
[10]Chandrasekhar; "*Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*"; Clarendon Press, Oxford.chapter10. (1961)
[11]M. Shadmehri and T. p. Downes"Kelvine-Helmholtz instability in weakly ionized layer"; arXiv: 0707.0947v2 [astro-ph] 22 Aug (2007)

فراوانی ذرات در ماده‌ی ستاره‌ی نوترونی با در نظر گرفتن چگالش کائون

محسن بیگدلی[1]، مینا زمانی[2]

[1] *گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان*

چکیده

در این مقاله با در نظر گرفتن پتانسیل دو جسمی AV_{18} برای برهمکنش نوکلئون- نوکلئون، به بررسی تاثیر چگالش کائون در ترکیب ماده ستاره نوترونی می پردازیم. ابتدا به ازای چگالی‌های باریونی مختلف، فراوانی ذرات موجود در ماده ستاره نوترونی را به دست آورده و سپس رفتار پتانسیل شیمیایی ذرات با بار منفی را نسبت به تغییرات چگالی باریونی کل بررسی می کنیم. نتایج محاسبات نشان می دهد که با افزایش چگالی باریونی، کسر پروتونی و کسر کائونی افزایش می یابد، اما کسر لپتونی به محض ظهور کائون، کاهش می یابد.

The Abundance of Particles in Neutron Star Matter by Considering Kaon Condensation

M. Bigdeli[1], M. Zamani[2]

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

Abstract

In this paper we study the kaon condensation effect on the neutron star matter by considering two-body potential AV_{18} for nucleon-nucleon interaction. We obtain the abundance of particles and the chemical potential as a function of total baryon number density. The results of our calculations show that the proton and kaon fractions increase by increasing density, while the lepton fraction decreases as kaons appear in the system.

مقدمه

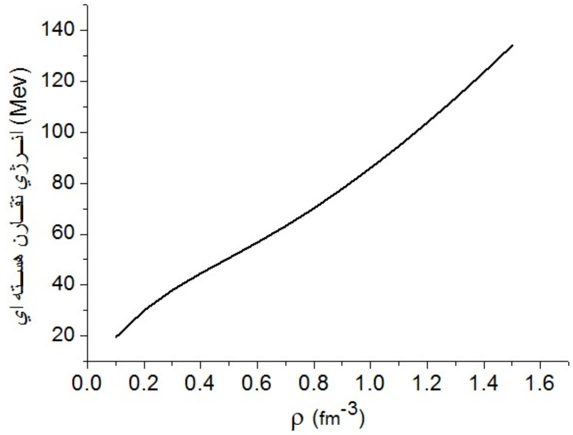
ماده ستاره نوترونی در چگالی‌های حدود چگالی اشباع هسته‌ای $(\rho_0 = 0.16 fm^{-3})$ از نوکلئون ها و لپتون ها (الکترون ها و میوئون ها) تشکیل شده است. با افزایش چگالی، احتمال ظاهر شدن سایر ذرات نظیر هایپرون ها، کوارک ها و چگالش کائون در هسته ستاره نوترونی وجود دارد[1]. در بین موارد ذکر شده، چگالش کائون از اهمیت ویژه ای برخوردار است. چگالش کائون اولین بار توسط کاپلان و نلسون در سال ۱۹۸۶ ارائه شد[2] و پس از آن کارهای بسیاری در این زمینه انجام شده است[3,4,5,6]. کائون ها طی واپاشی های ضعیف زیر در ستاره نوترونی تولید می شوند،

$$n \rightarrow p + K^-$$

$$l \rightarrow \nu_l + K^-$$

وجود چگاله کائون در ماده ستاره نوترونی تاثیر بسزایی در ساختار (ماکزیمم جرم و شعاع) و تحول ستاره نوترونی دارد. چگالش کائون همچنین بر روند سرد شدن، ترکیبات شیمیایی و معادله حالت ماده ستاره نوترونی اثر می گذارد[7]. اندازه گیری‌های انجام شده نشان می دهند که جرم اکثر ستاره های نوترونی حدود ۱.۵ برابر جرم خورشید می باشد [8]. بنابراین از بین معادله حالت‌های تئوری موجود، معادله

حالتی که ماکزیمم جرم ستاره نوترونی را در حدود ۱.۵ برابر جرم خورشید نتیجه دهد، قابل قبول خواهد بود. محاسبات نشان می دهد که معادله حالت مربوط به چگالش کائون، ماکزیمم جرم ستاره نوترونی را کاهش می دهد[8]. چگالش کائون شدیدا به رفتار انرژی تقارن



شکل۱ : انرژی تقارنی برحسب چگالی برای پتانسیل AV_{18}.

هسته‌ای نسبت به چگالی، وابسته است. بنابراین انرژی تقارن هسته‌ای عامل مهمی در تعیین چگالی آستانه چگالش کائون و ترکیبات شیمیایی ماده ستاره نوترونی می‌باشد[7]. از طرفی انرژی تقارن هسته‌ای خود به مدل‌های انتخاب شده برای پتانسیل برهمکنش نوکلئون–نوکلئون و همچنین به روش‌های محاسباتی بستگی دارد.

در این مقاله، با استفاده از روش وردشی پایین ترین مرتبه انرژی LOCV (lowest order constrained variational) و با به کارگیری پتانسیل نوکلئونی AV_{18}، انرژی تقارن هسته‌ای را بدست آورده و فراوانی ذرات را در ماده ستاره نوترونی بررسی می کنیم. سپس در نموداری کسر پروتونی، کسر لپتونی و کسر کائونی را برحسب چگالی باریونی رسم می کنیم. در انتها نیز پتانسیل شیمیایی را به دست می آوریم.

فراوانی ذرات در ماده ستاره نوترونی

در این کار فرض می کنیم که ماده ستاره نوترونی از پروتونها و نوترونها به ترتیب با چگالی های ρ_p و ρ_n، لپتون ها و کائون ها تشکیل شده است. بنابراین چگالی انرژی کل (ε) برای این سیستم از سه قسمت تشکیل شده است: چگالی انرژی نوکلئون ها (ε_{NN})، چگالی انرژی لپتون ها (ε_{lep}) و چگالی انرژی برهمکنش بین کائون ها و نوکلئون ها (ε_{KN})

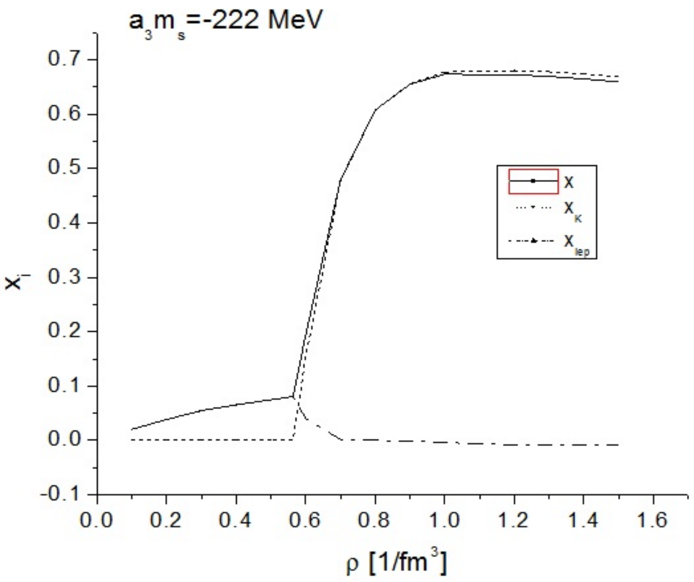
$$\varepsilon = \varepsilon_{NN}(\rho, x) + \varepsilon_{KN}(\rho, x, \theta) + \varepsilon_{lep}(\rho, x). \qquad (۳)$$

در رابطه بالا $x = \rho_p / \rho$ کسر پروتونی، $\rho = \rho_p + \rho_n$ چگالی کل باریونی و θ بزرگی چگالش می باشد. با کمینه کردن چگالی انرژی نسبت به بزرگی چگالش θ، معادله زیر به دست می آید[4]،

$$\cos\theta = \frac{1}{f^2\mu^2}\left(m_K^2 f^2 + \frac{1}{2}\rho(2a_1m_sx + 2a_2m_s + 4a_3m_s) - \frac{1}{2}\rho\mu(1+x)\right) \quad (۲)$$

در این رابطه $a_2m_s = 134MeV, a_1m_s = -67MeV, f = 93MeV$ می باشد. مقدار $a_3m_s = -222MeV$ را اختیار می‌کنیم. از طرفی با استفاده از شرط تعادل بتا معادله زیر را می توان برای پتانسیل شیمیایی کلیه ذرات موجود در سیستم نوشت،

$$\mu = \mu_K = \mu_e = \mu_\mu = \mu_n - \mu_p \quad (۳)$$



شکل۲ : **کسر پروتونی، کسر لپتونی و کسر کائونی برحسب چگالی برای پتانسیل** AV_{18}.

در رابطه بالا μ پتانسیل شیمیایی کلیه ذرات با بار منفی می باشد که از رابطه زیر به دست می آید[4]:

$$\mu = \frac{4(1-2x)S(\rho)}{\cos^2\frac{\theta}{2}} - 2a_1m_s\tan^2\frac{\theta}{2}$$

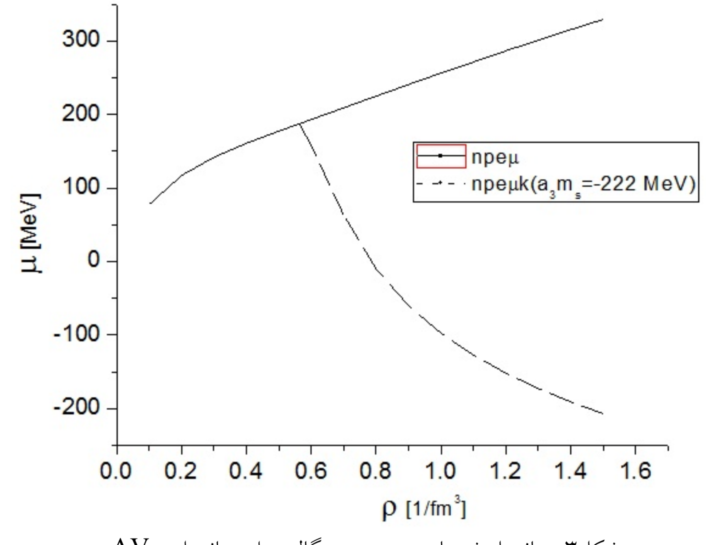
در اینجا $S(\rho)$ انرژی تقارن هسته‌ای می باشد. در انتها با اعمال شرط خنثایی بار به معادله زیر می رسیم،

$$\rho_p - \rho_e - \rho_\mu - \rho_K = 0 \quad (٤)$$

ترکیبات ماده ستاره نوترونی و معادله حالت سیستم را می توان با حل همزمان معادلات جفت شده (2-4) به دست آورد. در بخش بعدی نتایج این محاسبات به صورت نمودارهایی برای پتانسیل AV_{18} نمایش داده خواهد شد.

نتایج و بحث

در شکل ۱، انرژی تقارن هسته ای برحسب چگالی باریونی کل برای پتانسیل نوکلئونی AV_{18} رسم شده است. همان طور که از نمودار مشخص است انرژی تقارنی تابعی افزایشی برحسب چگالی باریونی می باشد.
در شکل ۲، رفتار کسر پروتونی، کسر لپتونی و کسر کائونی برحسب چگالی کل برای پتانسیل AV_{18} رسم شده است. در واقع در این نمودار فراوانی ذرات در ماده ستاره نوترونی نشان داده شده است. همان طور که ملاحظه می شود قبل از چگالی آستانه چگالش کائون، کسر پروتونی و کسر لپتونی $(x_{lep} = x_e + x_\mu)$ **باهم** برابر بوده و با افزایش چگالی کل با شیب ملایمی افزایش می یابند. اما به محض حضور کائون ها بعد از چگالی آستانه $\rho_{th} \approx 0.56(fm)^{-3}$ در ماده ستاره نوترونی، کسر پروتونی و کسر کائونی (x_K) با افزایش چگالی کل به



شکل۳: پتانسیل شیمیایی برحسب چگالی برای پتانسیل AV_{18}.

شدت افزایش یافته ودر چگالی‌های بالاتر از چگالی $\rho \approx 0.9(fm)^{-3}$ تقریبا ثابت می شوند. اما رفتار کسر لپتونی برای چگالی‌های بیشتر از چگالی آستانه به صورت تابع کاهشی از چگالی کل می باشد.

در شکل ۳، پتانسیل شیمیایی برحسب چگالی باریونی کل رسم شده است. مشاهده می شود که قبل از چگالی آستانه، یعنی هنگامی که ماده ستاره نوترونی تنها از نوکلئون ها و لپتون ها تشکیل شده است، پتانسیل شیمیایی تابعی افزایشی برحسب چگالی می باشد. اما بعد از چگالی آستانه یعنی هنگامی که کائون ها پدید می آیند، پتانسیل شیمیایی تابعی کاهشی از چگالی می باشد.

نتیجه گیری

در این مقاله فراوانی ذرات در ماده ستاره نوترونی بررسی شد. از روی نمودار درمی یابیم که بعد از چگالی آستانه، کسر پروتونی و کسر کائونی به سرعت افزایش می‌یابند در حالی که کسر لپتونی کاهش پیدا می‌کند.

مرجع‌ها

[1] M. Prakash, I. Bombaci, M. Prakash, P. J. Ellis, J. M. Lattimer and R. Knorren, *Phys. Rep.280* , No 1 (1997)
[2] D. B. Kaplan and A. E. Nelson, *Phys. Lett.*175 , (1986) 57
[3] A. Li, G. F. Burgio, U. Lombardo and W. Zuo, *Phys. Rev.*.No , 74 055801 (2006)
[4] S. Kubis and M. Kutschera*, Nucl. Phys.*720 **A**, (2003), 189-206
[5] V. Thorsson, M. Prakash and J. M. Lattimer, *Nucl. Phys.572* **A**, (1994) 693-731
[6] V. R. Pandharipande, C. J. Pethic and V. Thorsson, *Phys. Rev. Lett.75* , (1995) 4567-4570
[7] W. Zuo, A. Li, Z. H. Li and U. Lombardo, *Phys. Rev*.No , 70C 055802 (2004)
[8] C. -H. Lee, *Phys. Rep.275* , (1996) 255-341

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰ ـ دانشگاه دامغان

ترکیب ماده‌ی ستاره‌ی نوترونی در حالت کاملاً قطبیده‌ی فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس

محسن بیگدلی[۱]، نریمان روحی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

در این مقاله ما به بررسی ترکیب ذرات تشکیل دهنده ماده ستاره‌ی نوترونی، در حالت کاملا قطبیده فرومغناطیسی و آنتی‌فرومغناطیسی با استفاده از پتانسیل AV_{18} می پردازیم. نتایج کار نشان می دهد که به طور کلی فراوانی ذرات با افزایش چگالی افزایش می‌یابد. همچنین فراوانی پروتون‌ها بیشتر از الکترون‌ها و هر دو بیشتر از میوئون‌ها می‌باشد. دیگر آن که به طور کلی فراوانی ذرات در حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی بیشتر از حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی است و در هر حالت بیشتر از حالت غیر پلاریزه است.

Composition of Neutron Star Matter for Fully Polarized Ferromagnetic and Antiferromagnetic state

M. Bigdeli[1], N.Roohi[2]
Department of Physics, Zanjan University, Zanjan [1]

Abstract

In this paper we investigate the composition of particles for ferromagnetic and antiferromagnetic state using AV_{18} potential. Our results show that the abundance of particles increases by increasing density. Also the proton fraction is bigger than the electron fraction and both are bigger than the muon fraction. In addition, the abundance of particles in fully polarized ferromagnetic state is more than fully polarized antiferromagnetic state and in both is more than unpolarized state.

مقدمه

ستاره های نوترونی از جمله اجرام چگالی هستند که در برخی از آنها مانند پالسارها و مگنتارها، میدان مغناطیسی بسیار قوی و به ترتیب در حدود 10^{13} و 10^{15} گاوس مشاهده شده است [۱,۲]. حتی در هسته‌ی ستاره‌ی نوترونی گاهی میدان مغناطیسی، با توجه به تئوری ویریال به حدود 10^{18} گاوس نیز می رسد. با توجه به این میدان مغناطیسی قوی و همچنین امکان قطبش خود به خودی ذرات، در نظر گرفتن فرض قطبش اسپینی برای واقعی تر شدن مدل بررسی ستاره‌های نوترونی ضروری به نظر می رسد.

قطبش اسپینی ذرات ، تاثیر مسقیمی بر انرژی متوسط سیستم و در نتیجه بر معادله‌ی حالت و ساختار (شعاع و بیشینه‌ی جرم) ستاره ی نوترونی دارد [۳]. قطبیدگی، که نشان دهنده‌ی جهت‌گیری غالب اسپین ذرات است، برای ذره‌ی iام به صورت زیر تعریف می شود،

$$\delta_i = \frac{\rho_i(\uparrow) - \rho_i(\downarrow)}{\rho_i(\uparrow) + \rho_i(\downarrow)} \quad (۱)$$

که در این رابطه δ_i معرف قطبیدگی ذره‌ی iام، $\rho_i(\uparrow)$ معرف چگالی ذره‌ی iام که در حالت اسپین بالا قرار گرفته است و $\rho_i(\downarrow)$ معرف چگالی ذره‌ی iام است که در حالت اسپین پایین قرار گرفته است. شایان ذکر است که ترکیب ذرات ماده‌ی ستاره نوترونی نیز در انرژی کل سیستم، معادله‌ی حالت و در ساختار ستاره تاثیرگذار است.

بررسی ترکیب ذرات

در این مقاله ماده‌ی ستاره‌ی نوترونی شامل نوکلئون‌ها (نوترون و پروتون) و لپتون‌ها (شامل الکترون و میوئون) در نظر گرفته شده‌اند وترکیب این ذرات برای دو حالت فرومغناطیسی و آنتی‌فرومغناطیسی بررسی می شود.

در این سیستم انرژی را می‌توان به صورت زیر بیان کرد،

$$\varepsilon = \varepsilon_N + \varepsilon_l \qquad (۱)$$

که در این رابطه ε معرف چگالی انرژی سیستم، ε_N معرف چگالی انرژی نوکلئون‌های سیستم و ε_l معرف چگالی انرژی لپتون‌های سیستم است که چگالی انرژی نوکلئون‌ها و لپتون‌ها از طریق روابط زیر قابل محاسبه اند[۲,۴,۵].

$$\varepsilon_l = \frac{m_l^4}{8\pi^2}((2t^3+t)\sqrt{1+t^2} - \arcsin ht) \qquad l = e\,,\,\mu \qquad ,t = \frac{\sqrt{\mu_l^2 - m_l^2}}{m_i} \qquad (۲)$$

و

$$\varepsilon_N = E([f]) = \frac{1}{A}\frac{\langle\psi|H|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle} = E_1 + E_2 \qquad (۳)$$

در اینجا ψ تابع موج بس ذره ای، E_1 انرژی تک جسمی و E_2 انرژی دو جسمی می باشد.

در حالت فرومغناطیسی، ما حالتی را بررسی می نماییم که قطبیدگی تمام ذرات برابر ۱ در نظر گرفته شده باشد و در واقع سیستم کاملا قطبیده است. در این حالت واپاشی بتا و عکس بتا به صورت زیر اتفاق می افتد:

$$n(\uparrow) \rightarrow p(\uparrow) + l(\uparrow) + \overline{\nu_l}(\downarrow) \qquad (٤)$$

$$p(\uparrow) + l(\uparrow) \rightarrow +n(\uparrow) + \nu_l(\downarrow) \qquad (٥)$$

در این روابط، ν معرف نوترینوهای لپتونی است که آزادانه از سیستم ستاره‌ی نوترونی می‌گریزند. در حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی فرومغناطیس، همه‌ی ذرات کاملا قطبیده می‌باشند اما جهت قطبش پروتون‌ها و باقی ذرات مخالف یکدیگر است و روابط را این بار به صورت زیر داریم:

$$p(\downarrow) + l(\uparrow) \rightarrow +n(\uparrow) + \nu_l(\uparrow)$$

(۶)

$$n(\uparrow) \rightarrow p(\downarrow) + l(\uparrow) + \overline{\nu_l}(\uparrow) \qquad (۷)$$

در ادامه با توجه به شرط پایداری بتا و خنثایی بار به محاسبه‌ی فراوانی ذرات در هر یک از دو وضعیت چینش اسپینی می پردازیم. این شرایط برای حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی به صورت[۵]،

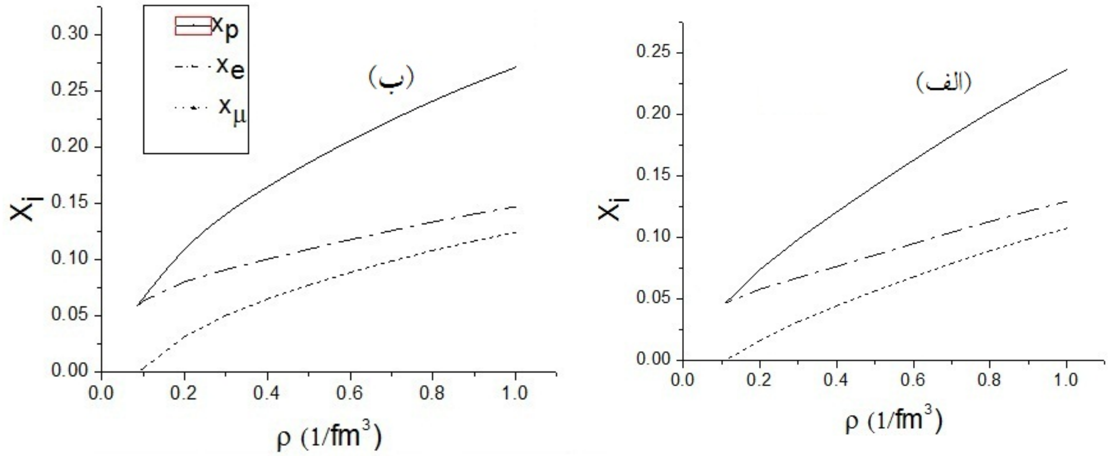
$$\rho_{p(\uparrow)} = \rho_{e(\uparrow)} + \rho_{\mu(\uparrow)} \qquad (۸)$$

$$\mu_n(\uparrow) - \mu_p(\uparrow) = \mu_e(\uparrow) = \mu_\mu(\uparrow) \qquad (۹)$$

و برای حالت کاملاً قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی به صورت،

$$\mu_n(\uparrow) - \mu_p(\downarrow) = \mu_e(\uparrow) = \mu_\mu(\uparrow) \qquad (۱۰)$$

$$\rho_{p(\downarrow)} = \rho_{e(\uparrow)} + \rho_{\mu(\uparrow)} \qquad (۱۱)$$



شکل۱ (الف) فراوانی پروتون(خط پیوسته)، الکترون(خط-نقطه) و میوئون(نقطه) برای حالت کاملا پلاریزه‌ی فرومغناطیسی
(ب) فراوانی پروتون(خط پیوسته)، الکترون(خط-نقطه) و میوئون(نقطه) برای حالت کاملا پلاریزه‌ی آنتی‌فرومغناطیسی

می‌باشد. که در این روابط μ_i پتانسیل شیمیایی ذره‌ی iام و ρ_i چگالی انرژی ذره‌ی iام می‌باشد. رابطه‌ی (۶) شرط تعادل بتا در واپاشی بتا و عکس بتا و رابطه (۷) شرط خنثایی بار در سیستم را تضمین می کند. می توان نشان داد که چگالی لپتون‌ها به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$\rho_i = \frac{1}{6\pi^2}\left(\frac{\sqrt{\mu_i^2 - m_i^2}}{\hbar c}\right)^3, \qquad i = e, \mu \qquad (۱۲)$$

در اینجا $(\hbar c = 197.3(MeV)$ و m_i جرم لپتون مورد نظر $(m_e = 0.511MeV, m_\mu = 105MeV)$ می‌باشد. از حل هم‌زمان معادلات (٦) و (٧) برای حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی و معادلات (٨) و (٩) برای حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی می‌توان کسر پروتونی $(x_p = \frac{\rho_p}{\rho})$، کسر الکترونی $(x_e = \frac{\rho_e}{\rho})$ و کسر میوئونی $(x_\mu = \frac{\rho_\mu}{\rho})$ را بدست آورد.

نتیجه گیری

نتایج محاسبات مربوط به فراوانی ذرات درشکل(١) آمده است. بخش(الف) این شکل برای حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی و بخش (ب) برای حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی فرومغناطیسی رسم شده است. همان طور که در نمودارها مشاهده می شود، به طور کلی فراوانی ذرات با افزایش چگالی افزایش می‌یابد، همچنین فراوانی پروتون‌ها بیشتر از الکترون‌ها و هر دو بیشتر از میوئون‌ها می‌باشد. دیگر آن که به طور کلی فراوانی ذرات در حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی بیشتر از حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی است.
هم‌چنین همان طور که مشاهده می‌شود، در هر دو شکل، فراوانی میوئون در ابتدا صفر و فراوانی پروتون و الکترون برای برقراری شرط خنثایی الکتریکی برابر است. این چگالی در واقع چگالی آستانه‌ی تولید میوئون در هر یک از دو حالت است. مقدار این چگالی برای حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی برابر $\rho = 0.086\ fm^{-3}$ و برای حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی برابر $\rho = 0.11\ fm^{-3}$ می‌باشد.
هم‌چنین آنچنان که از شکل‌ها بر می‌آید، در هر یک از دو حالت، با افزایش چگالی از اختلاف فراوانی الکترون و میوئون کاسته می شود و بنابراین احتمال این امر می‌رود که فراوانی این دو ذره در چگالی‌های بالاتر، حداقل در نقطه‌ای برابر شود.
در ادامه مقادیر فراوانی ذرات برای سه حالت مختلف غیرپلاریزه، کاملا پلاریزه‌ی فرومغناطیسی و کاملا پلاریزه‌ی آنتی‌فرومغناطیسی، برای چگالی دلخواه، $\rho = 0.5(fm^{-3})$، در جدول(١) جهت مقایسه آورده شده است. در حالت غیر پلاریزه قطبش اسپینی نوکلئون‌ها و لپتون‌ها به صورت $\delta_n = \delta_p = \delta_e = \delta_\mu = 0$ می‌باشد. مقادیر این جدول بیانگر آن است که فراوانی ذرات در حالت کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی بیشتر از حالت کاملا قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی و این هر دو بیشتر از حالت غیر پلاریزه است.

جدول(١): فراوانی ذرات برای چگالی $\rho = 0.5\ (1/fm^3)$ در حالت های غیر پلاریزه، پلاریزه‌ی کامل فرومغناطیسی و پلاریزه‌ی کامل فرومغناطیسی

حالت ماده	δ_n, δ_p	x_p	x_e	x_μ
ماده غیر پلاریزه	$\delta_n = \delta_p = 0$	0.075	0.050	0.025
ماده کاملا قطبیده‌ی فرومغناطیسی	$\delta_n = \delta_p = 1$	0.186	0.109	0.077
ماده‌ی کاملا قطبیده‌ی آنتی‌فرومغناطیسی	$\delta_n = -\delta_p = \pm 1$	0.142	0.855	0.564

مرجع‌ها

[1] S.Shapiro and S.Teukolsky, "White Dwarfs and Neutron Stars ,Black Holes"(۱۹۸۳)New York ,Wiley
[2] M. Bigdeli, Phys. Rev. C 82, 054312 (2010)
[3] S. Weinberg, “ Gravitation and Cosmology” Wiley, New York, London, Sydney, Toronto
[4] G.H. Bordbar and M. Modarres, Phys. Rev. C 58, 714 (1998)
[5] G. Burgio, M. Baldo, O. Nicotra and H. Schulze, Astrophysics and space science, 308, (2006) 387-394

مشاهده اثر میدان مغناطیسی زمین بر روی بهمن‌های گسترده هوایی شبیه‌سازی شده با کد CORSIKA

مائده فضل‌علی‌زاده[۱]، مهدی خاکیان قمی[۱]

[۱]دانشکده مهندسی هسته‌ای و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

چکیده

ما در این پروژه به منظور بررسی اثر میدان مغناطیسی زمین بر بهمن‌های گسترده‌ی هوایی، تعداد قابل توجهی بهمن را با در نظر گرفتن شرایطی مشابه با شرایط آزمایش انجام گرفته در رصدخانه‌ی البرز، توسط کد CORSIKA برای دو حالت i) نبود میدان زمین‌مغناطیسی و ii) در حضور این میدان تولید کرده‌ایم. برای حذف اثر رفتار تصادفی ذرات، توزیع مرکز گرانی ذرات مختلف هر بهمن را محاسبه و انحراف زوایای سمتی، سرسویی و زاویه فضایی آن‌ها را مورد بررسی قرار دادیم. نتایج به دست آمده با نتایج مشاهده شده در آزمایش در توافق است و اثر میدان مغناطیسی زمین اندازه و جهت زوایای انحراف به دست آمده را به خوبی توجیه می‌کند.

Observation of Geomagnetic Field effect over Simulated Extensive Air Showers using CORSIKA code

M. Fazlalizadeh[1], M. Khakian Ghomi[1]
[1]Nuclear Engineering & Physics Department, Amir Kabir University of Technology, Tehran

Abstract

In this work we studied the Geomagnetic Field effect over extensive air showers by CORSIKA code. The showers are simulated base on the initial conditions of Alborz observatory in Tehran. We simulated a large amount of air shower events with and without geomagnetic field. For eliminating of the stochastic behavior of the particles we obtained the Center of Gravity of different particles in each shower and calculated the azimuth and zenith angles deviation and the spatial angle deviation of them. The obtained results are agreement with the recorded results of related experiments and they are quite physically explainable by geomagnetic field effect.

مقدمه

بررسی اثر میدان مغناطیسی زمین بر روی پرتوهای کیهانی از سال‌های گذشته مورد توجه قرار گرفته است و می‌توان گفت مطالعه‌ی اثر میدان مغناطیسی زمین بر روی پرتوهای کیهانی به قدمت تاریخچه‌ی خود پرتوهای کیهانی می‌رسد. جی. کِلِی با انجام مطالعات وسیع در این زمینه، نشان داد که این پرتوها ذرات باردارند و یک ناهمسان‌گردی سمتی در توزیع آن‌ها دیده می‌شود [۱].

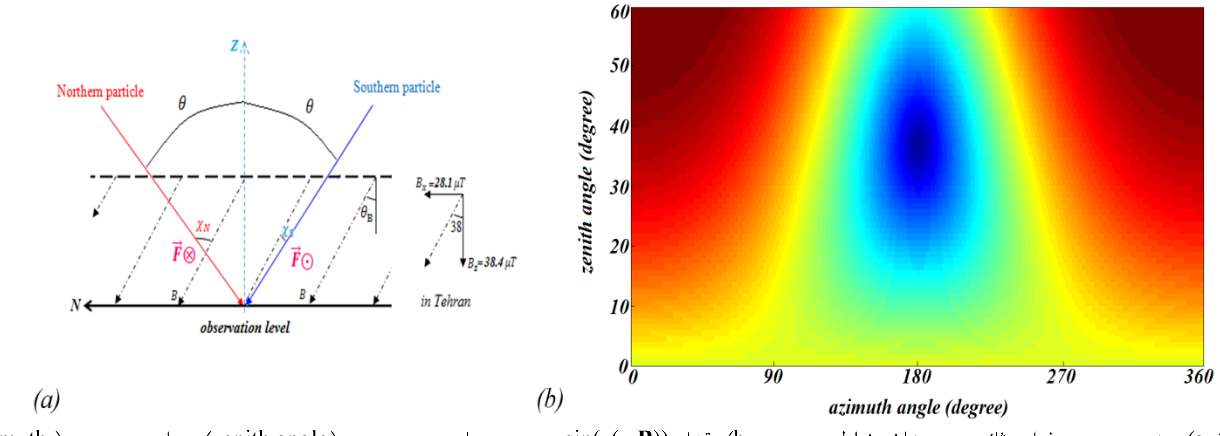
اثر میدان مغناطیسی زمین بر پرتوهای کیهانی پرانرژی بسیار کم است. این دسته از پرتوها بهمن‌های گسترده‌ی هوایی تولید می‌کنند که شامل تعداد بسیار زیادی ذره‌ی ثانویه بوده که به طور هم‌زمان به سطح زمین می‌رسند. ذرات ثانویه‌ی بهمن‌های هوایی در مراحل مختلف

به سطح زمین می‌رسند و در هر مرحله، جهت، انرژی و نوع ذرات تولید شده به فرآیندهای هسته‌ای و الکترومغناطیسی مرتبط می‌شود که بین ذرات پرتابه و هدف رخ می‌دهد [۲]. بنابراین تولید و حرکت ذرات ثانویه یک رفتار تصادفی خواهد داشت و در نتیجه اثر میدان مغناطیسی زمین که یک اثر کوچک روی این ذرات است را نمی‌توان روی تک‌تک ذرات ثانویه مشاهده کرد. پس اگر به دلیل طبیعت تصادفی بودن فرآیندهای فوق، به مجموعه‌ای از آن‌ها نگاه کنیم، به طور متوسط مرکز آن‌ها می‌تواند اثر میدان مغناطیسی را نشان دهد و همچنین توزیع آن‌ها از یک تابع گوسی پیروی خواهد کرد.

برای بررسی چنین پدیده‌ای حدود ۲۶۰،۰۰۰ بهمن هوایی در حضور میدان مغناطیسی تهران (B_x=۲۸٫۱μT و B_z=۳۸٫۴μT) و همچنین ۲۱۰،۰۰۰ بهمن هوایی در غیاب میدان مغناطیسی (B_x= B_z=۰)، با استفاده از کد شبیه‌سازی CORSIKA، تولید کردیم. این شبیه‌سازی به مدت ۱۴ ماه و توسط ۲ دستگاه رایانه‌ی شخصی انجام شده است. جزئیات این بررسی و نتایج کار در بخش‌های بعدی بیان می‌شود.

میدان مغناطیسی زمین و بررسی فیزیکی تأثیر آن بر بهمن‌های هوایی و ایجاد ناهمسانگردی در توزیع ذرات انویه

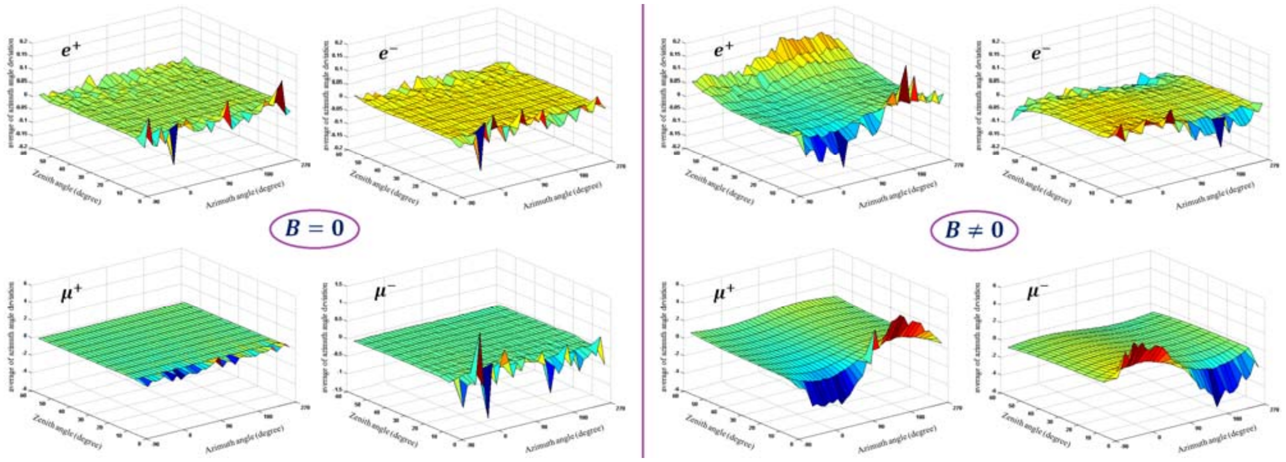
میدان مغناطیسی زمین در تقریب صفرم، میدان حاصل از یک دو قطبی مغناطیسی با ممان مغناطیسی ۸٫۱×۱۰^۲۵ Gscm^۳ است که در فاصله‌ی ۱۴۳ کیلومتری از مرکز زمین قرار دارد [۳]. مقدار این میدان در تهران μT (**B**=۲۸٫۱***i***+۲٫۰***j***+۳۸٫۴(−***k***) است که جهت X به سمت شمال مغناطیسی، Y در جهت شرق و Z نیز در جهت پاسو است [۴]. اگر میدان مغناطیسی را در صفحه‌ی XZ رسم کنیم (شکل ۱,a)، مشاهده می‌شود که یک ناهمسانگردی در جهت شمال و جنوب وجود دارد که ناشی از زاویه‌ی بین جهت ذره‌ی فرودی و جهت میدان مغناطیسی زمین است ((χ(**v**,**B**)). اثر میدان مغناطیسی ناشی از نیروی لورنتس (**F**=q(**P**×**B**)/γm₀) متناسب با sin(χ(**v**,**B**)) است که در شکل ۱,b بر حسب زاویه‌ی سرسویی (θ) و زاویه‌ی سمتی (φ)رسم شده است و وجود یک ناهمسانگردی در نیروی لورنتس وارد بر ذرات را در جهات مختلف نشان می‌دهد. کم‌ترین مقدار sin(χ) در زاویه سرسویی حدود ۳۸ درجه، جایی که راستای ذره‌ی ورودی با راستای بردار میدان مغناطیسی تهران یکسان است و زاویه سمتی ۱۸۰ درجه (سمت جنوب)، رخ می‌دهد.



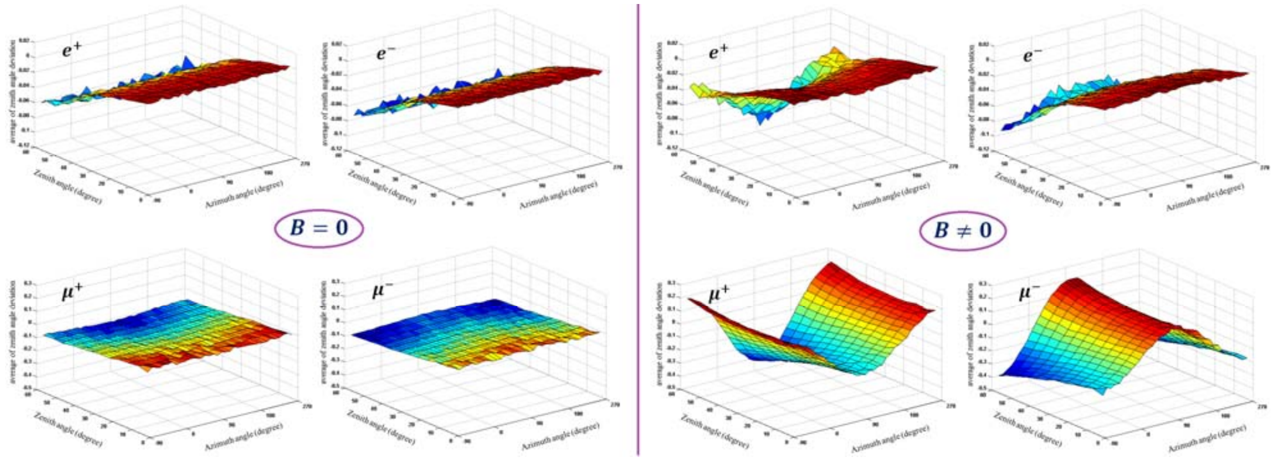
شکل ۱: a) هندسه‌ی ورود ذرات ثانویه به میدان مغناطیسی زمین، b) مقدار sin(χ(**v**,**B**)) بر حسب زاویه‌ی سرسویی (zenith angle) و زاویه‌ی سمتی (azimuth angle).

مطالعه‌ی مرکز گرانی ذرات ثانویه‌ی مختلف و ناهمسان‌گردی ایجاد شده در آن‌ها در حضور میدان مغناطیسی زمین

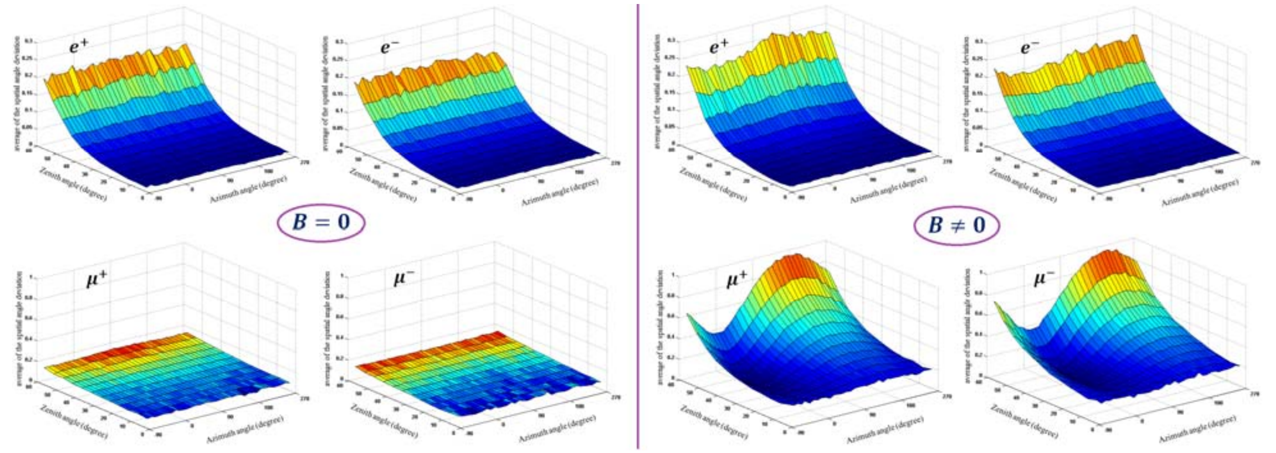
همان طور که پیش‌تر بیان شد، چون ذرات ثانویه‌ی تولید شده از رفتارهای تصادفی پیروی می‌کنند، باید رفتار عمومی آن‌ها مورد بررسی قرار گیرد. برای این منظور مکان مرکز گرانی ذرات مختلف ($e^{\pm}, \mu^{\pm}$) را در جهت‌های X و Y برای هر یک از بهمن‌ها به دست آورده و با استفاده از آن زاویه‌ی نهایی برخورد بهمن به سطح مشاهده محاسبه می‌شود [۵]. در این بررسی بهمن‌ها را با توجه به زوایای اولیه‌ی ورودشان به جو در گروه‌های کوچکتری دسته‌بندی کردیم، به طوری که در هر دسته توزیع X و Y مرکز گرانی ذرات مختلف توزیع گوسی دارد. با محاسبه‌ی تفاوت میان جهت اولیه‌ی بهمن و زاویه‌ی محاسبه شده با استفاده از مختصات مرکز گرانی ذرات، متوسط انحراف زاویه‌ی سمتی و سرسویی و همچنین متوسط انحراف زاویه‌ی فضایی ایجاد شده‌ی ذرات مختلف در هر یک از این دسته از بهمن‌ها محاسبه شد. نتایج به دست آمده در شکل‌های ۲ تا ٤ نشان داده شده است. می‌توان توزیع‌های به دست آمده برای ذرات مختلف را در حضور میدان مغناطیسی تهران و در میدان مغناطیسی صفر با یکدیگر مقایسه کرد.



شکل ۲: توزیع متوسط انحراف زاویه‌ی سمتی ذرات مختلف بر حسب زوایای سمتی و سرسویی اولیه‌ی بهمن در حضور میدان مغناطیسی تهران و در میدان مغناطیسی صفر.



شکل ۳: توزیع متوسط انحراف زاویه‌ی سرسویی ذرات مختلف بر حسب زوایای سمتی و سرسویی اولیه‌ی بهمن در حضور میدان مغناطیسی تهران و در میدان مغناطیسی صفر.



شکل ٤: توزیع متوسط انحراف زاویه‌ی فضایی ذرات مختلف بر حسب زوایای سمتی و سرسویی اولیه‌ی بهمن در حضور میدان مغناطیسی تهران و در میدان مغناطیسی صفر.

نتایج

در نمودارهای به دست آمده *i*) وجود یک ناهمسان‌گردی سمتی در توزیع زوایای انحراف سمتی و سرسویی ذرات مختلف به طور جداگانه و همچنین در توزیع انحراف زاویه‌ی فضایی آن‌ها در حضور میدان مغناطیسی دیده می‌شود و این در حالی است که در میدان مغناطیسی صفر مقدار آن تقریباً صفر است. *ii*) مقدار این ناهمسان‌گردی مشاهده شده در حضور میدان مغناطیسی، با افزایش زاویه‌ی سرسویی بهمن‌ها افزایش می‌یابد. *iii*) در توزیع انحراف سمتی و سرسویی ذرات به خوبی دیده می‌شود که رفتار e^+ و μ^+ با یکدیگر و رفتار e^- و μ^- با هم مشابه است و رفتار ذرات مشابه با بارهای مختلف دقیقاً برعکس یکدیگر است. *iv*) افت خیز در توزیع‌های مربوط به ذرات الکترونی نسبت به میونی بیش‌تر است. *v*) زوایای انحراف میون‌ها نسبت به الکترون‌ها چند برابر بزرگ‌تر است که دلیل آن را

می‌توان طول برهم‌کنش بزرگ‌تر میون‌ها نسبت به الکترون‌ها دانست. *vi*) کمینه و بیشینه‌ی زوایای انحراف برای $\Delta\varphi$، $\Delta\theta$ و γ به ترتیب در زوایای سمتی $\varphi_0(\Delta\varphi_{max})=180^\circ$ و $\varphi_0(\Delta\varphi_{min})=0^\circ$؛ $\varphi_0(\Delta\theta_{max})=90^\circ$ و $\varphi_0(\Delta\theta_{min})=270^\circ$؛ $\varphi_0(\gamma_{max})=180^\circ$ و $\varphi_0(\gamma_{min})=0^\circ$ رخ می‌دهد. نتایج مربوط به انحراف زاویه‌ی فضایی ذرات با توزیع انحراف زاویه‌ی سمتی آن‌ها منطبق است. یک

نتیجه‌ی قابل تأمل دیگر، محل کمینه‌ی انحراف زاویه‌ی فضایی (γ) است که در زاویه‌ی سرسویی ۳۸ درجه و زاویه سمتی صفر (برای بهمن‌های جنوبی) رخ می‌دهد و با مقدار کمینه‌ی $\sin(\chi)$ (شکل ۱,b) برابر است.

نتیجه‌گیری و پیشنهادها

در نتایج به دست آمده اثر میدان مغناطیسی بر ناهمسان‌گردی توزیع ذرات مختلف بهمن‌های گسترده‌ی هوایی به خوبی دیده می‌شود. این نتایج با یافته‌های به دست آمده از تحلیل داده‌های ثبت شده در آزمایش [٦] منطبقند. در ادامه‌ی بررسی هدف ما اعمال شرایط آشکارسازی به کار رفته در آزمایش است تا بتوانیم به نتایج به دست آمده در آزمایش نزدیک‌تر شویم.

مرجع‌ها

[1] J. Clay, *The Earth-magnetic Effect and the Corpuscular Nature of (Cosmic) Ultra-radiation* (1932)
[2] C. Grupen, *Astroparticle Physics*, Springer, 157 (2005)
[3] L.I. Dorman, *Cosmic Rays in Magnetospheres of the Earth and other Planets*, Springer 9 (2008)
[4] Http://www.ngdc.noaa gov/geomag
[5] M. Khakian Ghomi et al., submitted to *Physical Review D* (2011)
[6] M. Bahmanabadi et al., *Experimental Astronomy* **13**, 39-57 (2002)

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

شرایط پایداری ستاره های باردار بوزونی

لیلا پوربابا،حسین غفارنژاد
دانشگاه سمنان، دانشکده فیزیک

چکیده
ما تعادل ستاره های بوزونی باردار را در هردو نظریه نرده ای تانسوری برانز-دیکی و نیز نظریه نسبیت عام بررسی و نتایج را باهم مقایسه می کنیم. معادلات دینامیکی غیرخطی هستند لذا تحلیل جوابها بروش عددی انجام شده است ونتایج بصورت منحنی هایی برای مقادیر اولیه مختلف با حضور ثابت کیهانی و بدون حضور ثابت کیهانی بررسی شده اند.نتیجه کار نشان می دهد که محدوده باربا افزایش مرکزی چگالی بوزون ،افزایش می یابد.

مقدمه

اولین مطالعات روی ستاره بوزونی بدون باروباتقارن کروی بااستفاده ازنظریه نسبیت عام توسط کاپ ودیگران[1,2] انجام شد.آنهادریافتندکه جوابهای آنهاازلحاظ کیفی خیلی شبیه به توصیف ستاره های نوترونی وکوتوله های سفید هستند،هرچند که جرم آنها به نسبت خیلی کمتراست.ستاره های بوزونی باردارنیزاولین باردرنسبیت عام توسط جتزر و واندربیج[3]مطالعه شدند.آنهادریافتندکه حضوربار،جرم ستاره وتعدادذرات ستاره را افزایش می دهد.علاوه براین،آنهایافتندکه یک کرانه ای برروی نسبت باربه جرم بوزون هاوجود داردکه هیچ حل غیرمنحصربه فردی بدست نمی دهد.به بیان بهترستاره های تشکیل شده ازبوزون هایی که بارآنها درفراسوی این محدوده است،یک میدان کولنی دافعه ای تولید میکنند که برجاذبه نسبیتی صرفنظرازتعداد بوزون هایی که ستاره را بوجود می آورند،غلبه می کند.دراین مقاله ما می خواهیم پایداری ستاره های بوزونی باردار را باکمک نظریه نرده ای تانسوری برانز-دیکی تحلیل کنیم ونتایج راباکارهای جتزر و واندربیج مقایسه کنیم. وضعیت رادردوحالت بدون اثر ثابت کیهانی و باحضور ثابت کیهانی بررسی می کنیم. معادلات میدان غیر خطی هستند لذا بروش عددی حل شده اند وبدلیل طویل بودن محاسبات ازنوشتن صریح معادلات میدان وسایر جزئیات صرف نظر شده است و تنها به نتایج و تحلیل آنهااکتفا کردیم.

مدل گرانشی

مانظریه تعمیم یافته نرده ای تانسوری گرانشی برانز-دیکی رابه شرح زیراختیار می کنیم که درآن پارامتربرانز-دیکی بصورت تابعی از میدان برانز-دیکی $\omega(\phi)$ است[4]

$$S=\frac{1}{16\pi}\int d^4x\sqrt{-g}\left[\phi R-\frac{\omega(\phi)}{\phi}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi+16\pi L_m\right].$$

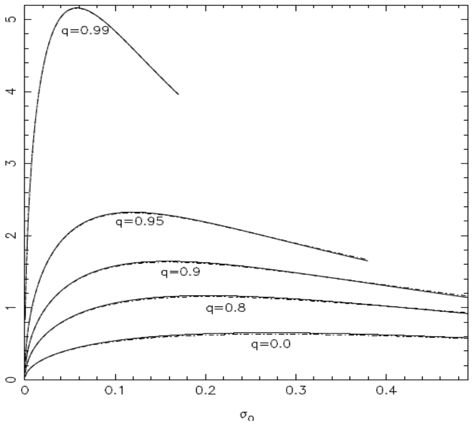
دراینجا R، $g = Det(g_{\mu\nu})$ انحنای اسکالرو L_m چگالی لاگرانژی ماده بوزونی Ψ است بطوری که داریم:

$$L_m = -\frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\overline{D}_\mu \overline{\psi})(D_\nu \psi) - \frac{1}{2} m^2 \psi \overline{\psi} - \frac{1}{4} \lambda (\psi \overline{\psi})^2 - \frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

دراینجا $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ تانسورمیدان الکترومغناطیسی و $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$ مشتق پیمانه ای است.معادلات دینامیکی با وردش گیری ازکنش S برحسب میدان های ψ و $\emptyset$ و A_μ وتانسورمتریک $g_{\mu\nu}$ بدست می آیند.

نتایج حل های عددی

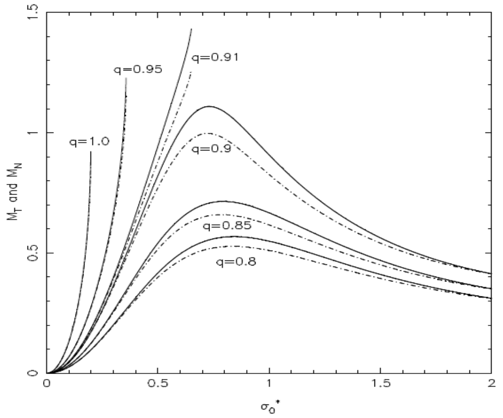
درهریک ازمنحنی های واقع درشکل های ۱ و ۲، M_N و M_T به ترتیب جرم نیوتنی(جرم ستاره منطبق برنسبیت عام)وجرم تانسوری(منطبق برنظریه نرده ای تانسوری برانز-دیکی)است. σ_0 دامنه میدان بوزونی Ψ ستاره است. q بارالکتریکی بهنجارشده ستاره است.



شکل ۱

درشکل۱منحنی های جرم برای $\omega = 500$ نظریه برانز-دیکی بامقداراولیه $\Phi_\infty = 1$ ازمیدان برانز-دیکی ودرغیاب ثابت کیهانی $\Lambda = 0$ ترسیم شده اند.برای هرمقداربار q دومنحنی نشان داده شده است.یعنی جرم تانسوری M_T (منحنی های منفصل)وجرم نیوتنی M_N (منحنی های توپر)درمحورقائم ترسیم شدند. چنان که شکل نشان می دهد هر دو منحنی حاصل از نظریه نسبیت عام (منحنی توپر) و منحنی حاصل از نظریه نرده ای سانسور برانز-دیکی برهم منطبق می شوند و تفاوت چندانی ندارند.هردوجرم هابرحسب واحد M_{pl}^2 / m یعنی نسبت مجذورجرم پلانک برجرم بوزون بیان شده اند.همانطورکه درشکل ۱مشاهده می شودباافزایش بار q،منحنی های جرم به طورمتوالی به مقدارهای بزرگ تغییرمکان می دهند،چون که یک ستاره شامل بوزون هایی با q بزرگ باید یک میدان گرانشی قوی راتولیدکندتابردافعه کولنی آنهاغلبه کند.تازمانی که ω برای این حل هابزرگ باشد،میدان برانز-دیکی Φ بطورتقریبی درسراسرهرستاره همگن وثابت باقی می ماند.برای مثال،از برای ستاره به باربیشینه $q = 0.99$ حل Φ_0 و Φ_∞ یعنی مقدار میدان برانز-دیکی در لحظه

نخست و در زمان های بینهایت تفاوت چندانی ندارند.بنابراین،حل های واقع درشکل۱هیچ تاثیرات گرانشی نرده ای-تانسوری قابل توجهی را نسبت به جرم نیوتنی که از نسبیت عام بدست می ایند نشان نمی دهند. بکار بردن ثابت کیهانی Λ غیر صفردر نظریه برانز-دیکی چنان که شکل ۲ نشان می دهد نه تنها جرم را افزایش می دهد بلکه محدوده ی بارحل هارا نیزاندکی کاهش می دهد.



شکل۲

شکل ۲ منحنی های جرم را برای $\omega = 1$ نظریه برانز-دیکی درمحدوده $\Lambda \to \infty$ نشان می دهد.جرم هادرواحد $\Lambda^{1/2} M_{pl}^2 / m$ اندازه گیری شدند. شرایط پایداری ستاره در هردو شکل های ۱و ۲ محل تغییر جهت منحنی هااست. شکل ۲ نشان می دهد که تاثیرغیر صفر ثابت کیهانی باعث می شود که محل بیشینه منحنی درمقادیر بزرگتر σ_0 ومقادیر کمتر بارالکتریکی درمقایسه باشکل ۱ اتفاق بیافتد. همچنین چهارمنحنی درشکل ۲به ازای بار qبزرگتر ازمقدار بارمرکزی q=0.9 نشان دهنده شرایط ناپایداری ستاره است. درحالی که یکچنین وضعیتی درشکل ۱ یعنی درغیاب ثابت کیهانی اتفاق نمی افتد.

نتیجه گیری

ازطریق مطالعه نظری دریافتیم که نقش بارالکتریکی درپایداری حتی ساده ترین ساختارهای ستاره ای یعنی ستاره های بوزونی ازاهمیت فوق العاده ای برخورداراست وبایددردنیای واقعی وجود داشته باشند. مقایسه پایداری ازدیدگاه دونظریه نسبیت عام و نظریه نرده ای تانسوری برانز-دیکی تفاوت چندانی را نشان نمی دهد. تنها وجود ثابت کیهانی غیرصفرنشان می دهد که آن درشرایط پایداری ستاره بوزونی نقش قابل توجهی راایفا می کند.

مرجع ها

[1] D.J.Kaup, Phys.Rev.172,1331 (1968).
[2] R.Ruffini and S. Bonazzola, Phys. Rev.187,1767 (1969).
[3] P.Jetzer and J.J.vander Bij,Phys.Lett.B227, 341 (1989).
[4] A.W.Whinnett and Diego F. Torres,gr-qc/995017v2,12September (1999).

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک

۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان

دانشگاه دامغان

مطالعه ی دینامیک قرصهای برافزایشی اطراف سیاهچاله های چرخان

محبوبه معین مقدس [۱]، جمشید قنبری [۱و۲] احمد قدسی [۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه خیام، مشهد

چکیده

در این مقاله به بررسی قرصهای برافزایشی اطراف سیاهچاله ای چرخان می پردازیم.در بررسی این قرصها از معادلات نسبیت عامی استفاده می کنیم. ابتدا مولفه های تانسور لغزندگی را به صورت تقریبی محاسبه می کنیم ونشان می دهیم که بر خلاف فرضیات گذشته دو مولفه از این تانسور غیر صفر است. سپس با ارائه ی حلی تحلیلی چهار بردار سرعت و چگالی را برای این قرص ها در دستگاه مختصات موضعا لخت و دستگاه مختصات بویر-لیندکویست به دست می آوریم.

A Study of Dynamics of Accretion Disks around Rotating Black Hole

M. Moin. Moghaddas[1], J. Ghanbari[2,1] and A. Ghodsi[1]

[1] Department of Physics, School of Sciences, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad
[2] Department of Physics, Khayam Institute of Higher Education, Mashhad

Abstract

In this paper we study accretion disks around rotating black holes with fully general relativistic equations. Approximately, we derive the components of shear tensor and we show that there are two nonzero components for this tensor. Then we calculate four velocity and density of the disk in both locally nonrotating and in Boyer-lidquist frames.

مقدمه

قرصهای برافزایشی می توانند در اطراف ستارگان جوان ودر کهکشان راه شیری در اطراف ستارگان فشرده و همچنین در اطراف سیاهچاله ها در هسته ی کهکشانهای فعال وجود داشته باشند.

جرم چنین سیاهچاله هایی از حدود $(10^5 - 10^9)M_\odot$ است. به علت قرار گرفتن این قرصها در اطراف سیاهچاله های چرخان، از معادلات هیدرودینامیکی نسبیتی عامی در پس زمینه ی متریک کر استفاده می کنیم.معادلات نسبیت عامی این قرصها در متریک کر توسط برخی نویسندگان قبلا بررسی شده است(گامی و پافوم(۱۹۹۸)، آبراموویچ و همکارانش (۱۹۹۶و۱۹۹۷)، مانماتو(۲۰۰۰)و تاکاهاشی (a, ۲۰۰۷b) و..). آنها برای تانسور لغزندگی فرض کردند که در دستگاه متصل به شاره تنها مولفه ی $r-\phi$غیر صفر است همچنین آنها این مولفه را بر حسب کمیتهای دیگر قرص در نظر گرفتند. در روشی که در این مقاله ارائه می شود این مولفه ها با تقریب محاسبه می شوند .این محاسبات نشان می دهد که علاوه بر مولفه $r-\phi$ ، مولفه $r-t$ نیز غیر صفر است.همچنین با ارائه
یک روش تحلیلی معادلات قرص را برای به دست آوردن چهار بردار و چگالی، حل می کنیم وتاثیر مولفه ی $r-t$ را برکمیات فیزیکی سیستم می بینیم.

متریک سیاهچاله ی چرخان و دستگاهای مختصات مورد استفاده

به علت قرار گرفتن قرص در اطراف سیاهچاله چرخان از متریک کر استفاده می کنیم که این متریک درمختصات بویر–لیندکویست عبارت از :

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - \alpha^2 dt^2 + \gamma_{ij}(dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt) \quad (۱)$$

که $i,j = r,\theta,\phi$ و با تعریف $m = GM/c^2$ ، $\Sigma = r^2$ ، $\Delta = r^2 - 2Mr + a^2$ و $A = \Sigma\Delta + 2mr(r^2 + a^2)$ داریم:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\Sigma\Delta}{A}} \;,\quad \gamma_{\theta\theta} = g_{\theta\theta} = \Sigma, \quad \beta^\phi = g_{t\phi} = -\frac{2ma}{r}, \quad \gamma_{rr} = g_{rr} = \frac{\Sigma}{\Delta}, \;\; g_{tt} = -(1 - \frac{2mr}{\Sigma}), \;\; \gamma_{\phi\phi} = g_{\phi\phi} = \frac{A}{\Sigma}. \quad (۲)$$

کهM جرم سیاهچاله، G ثابت گرانش و cتندی نور است . مشابه گامی و پافوم (۱۹۹۸)، M=G=c قرار می دهیم. سرعت چرخش سیاهچاله $a = \frac{Jc}{GM^2}$ است که J تکانه زاویه ای سیاهچاله می باشد (-1<a<1).
سه نوع دستگاه مختصات مورد بحث قرار می گیرد، اول دستگاه مختصات بویر –لیندکویست ، دوم دستگاه مختصات موضعا لخت و سوم دستگاه متصل به شاره ، با تانسورهای تبدیل می توان کمیتهای یک دستگاه را به دیگری تبدیل کرد.

به دست آوردن معادلات اصلی قرص

معادله ی پایستگی جرم و معادله ی پایستگی تانسور تکانه- انرژی به ترتیب عبارت هستند از :

$$(\rho u^\mu)_{;\mu} = 0 \quad (۳)$$

$$T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0 \quad (T^{\mu\nu} = \rho\eta u^\mu u^\nu + pg^{\mu\nu} + t^{\mu\nu}) \quad (٤)$$

که ρ، $T^{\mu\nu}$، p و η به ترتیب چگالی جرم سکون، تانسور تکانه انرژی، فشار و آنتالپی نسبیتی هستند. $t^{\mu\nu}=-2\lambda\sigma^{\mu\nu}-\varsigma\Theta h^{\mu\nu}$ شکل نسبیتی تانسور انرژی –استرس –وشکسانی است که $\lambda=\rho\eta\nu$ ضریب وشکسانی دینامیکی (ν ضریب وشکسانی است)، ς ضریب وشکسانی کپه ای ، $h^{\mu\nu}=g^{\mu\nu}+u^{\mu}u^{\nu}$ تانسور پروجکشن و $\Theta=u^{\mu}{}_{;\mu}$ هستند . تانسور لغزندگی عبارت است از :

$$\sigma_{\mu\nu}=\frac{1}{2}(u_{\mu;\nu}+u_{\nu;\mu}+u_{\mu;\lambda}u^{\lambda}u_{\nu}+u_{\nu;\lambda}u^{\lambda}u_{\mu})-\frac{1}{3}\Theta h_{\mu\nu} \qquad (۵)$$

قرص پایا و دارای تقارن محوری است و در اطراف صفحه ی استوایی بررسی می شود لذا $u_\theta=0$ فرض می شود، همچنین $\eta=1$ قرار می دهیم و از اثر وشکسانی کپه ای صرفنظر می کنیم. با میانگین گیری در راستایی عمودی معادله ی پایستگی قرص به شکل زیر می شود.

$$-4\pi H_{\theta}r^{2}\rho u^{r}=\dot{M} \qquad (۶)$$

که H_θ نیم پهنای قرص است و برای بهنجارش ، جرم سکون $\dot{M}=1$ قرار می دهیم.
با استفاده از بردارهای کیلینگ(killing vectors) و تاثیر آن بر معادله ی تانسور انرژی تکانه وهمچنین بامیانگین گیری عمودی داریم:

$$\dot{M}\eta l-4\pi H_{\theta}r^{2}t^{r}{}_{\phi}=\dot{M}j \qquad (۷)$$

$$4\pi r^{2}H_{\theta}(-\rho\eta u_{t}u^{r}+t^{r}{}_{t})=\dot{E} \qquad (۸)$$

که $u_\phi=l$ و $\dot{E}$ آهنگ تغییر جرم سیاهچاله است.

محاسبه تانسور لغزندگی

در مقالات گذشته فرض شده است که در دستگاه متصل به شاره تنها مولفه $r-\phi$ تانسور لغزندگی ،غیر صفر است در این مقاله ، این تانسور را با روشی تقریبی از معادله ی (۵) محاسبه می کنیم. بنا به مقاله مانماتو(۲۰۰۰)سرعت سمتی در دستگاه موضعا لخت عبارت است از:

$$v^{\phi}=\frac{A}{r^{2}\Delta^{1/2}}\tilde{\Omega} \qquad (۹)$$

که $\tilde{\Omega}=\Omega-\frac{2mar}{A}$ $(\Omega=\frac{u^{\phi}}{u^{t}})$ و ما $\Omega=\Omega_k$ فرض می کنیم ($\Omega_{k\pm}=\pm\frac{1}{r^{3/2}\pm a}$). همچنین با فرض $r^2>>a^2$ و با صرفنظر از u^r نسبت به u^ϕ و u^t ، چهار بردارسرعت در دستگاه موضعا لخت به شکل زیر در می آید (برای Ω_{k+})

$$u_{\mu}=(-\sqrt{\frac{r-2}{r-3}}(1+\frac{3a}{r^{3/2}(r-3)}),0,0,-\sqrt{\frac{1}{r-3}}(1+\frac{3a(r-2)}{r^{3/2}(r-3)})) \qquad (۱۰)$$

با قرار دادن u_μ و u^μ به ترتیب در معادلات (۱۰) و (۵)، دو مولفه ی غیر صفر تانسور آهنگ لغزندگی به صورت زیر به دست می آید.

$$\sigma^{r\phi}=\sigma^{\phi r}=\frac{1}{4r^{5/2}(r-3)^{7/2}}(-81ar^2+189ar-6r^{7/2}+9r^{5/2}-162a+12ar^3+r^{9/2}) \quad (۱۱)$$

$$\sigma^{rt}=\sigma^{tr}=\frac{1}{4r^{5/2}(r-3)^{5/2}(r-2)^{1/2}}(15ar^2-54ar+r^{7/2}-r^{5/2}54a) \quad (۱۲)$$

همان طور که دیده می شود، در دستگاه موضعا لخت علاوه بر مولفه ی $r-\phi$ تانسور لغزندگی ،مولفه $r-t$ نیز غیر صفر است. با محاسبه ی این تانسورو با استفاده از تانسورهای تبدیل می توان نشان داد که دردستگاه های متصل به شاره و بویر –لیندکویست نیز تنها این دو مولفه غیر صفرند.

محاسبه چهار بردار و چگالی

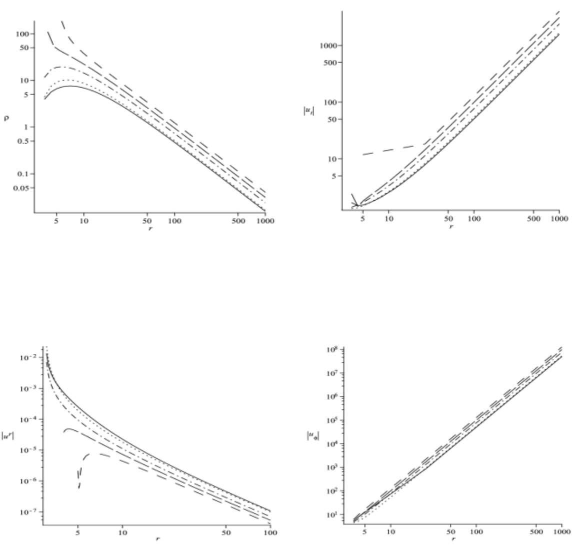
دراین بخش برای حل معادلات قرص روشی تحلیلی ارائه می گردد.با استفاده از رابطه ی $t_{r\phi}$ در مقاله ی تاکاهاشی (۲۰۰۷a)، داریم

$$t_{r\phi}=-\nu\rho r^2\frac{d\Omega}{dr} \quad (۱۳)$$

که ν ضریب وشکسانی می باشد (درالگوی آلفا $\nu=\alpha a_s/\Omega_k$). با قرار دادن $l=\Omega r^2$ (تاکاهاشی (۲۰۰۷a))در $t_{r\phi}$ و فرض $\dot{E}=1$، داریم:

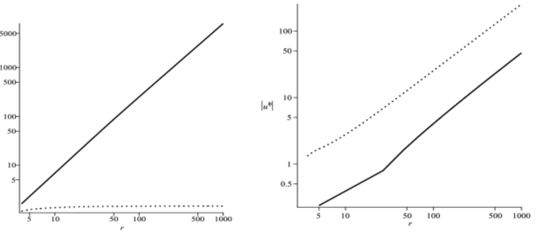
$$\rho=\frac{l-j}{8\pi H_\theta r^2\nu\sigma^r{}_\phi},\qquad u^r=\frac{-1}{4\pi H_\theta r^2\rho},\qquad u_t=-1-\frac{t^r{}_t}{\rho u^r}, \quad (۱٤)$$

باقراردادن مولفه های تانسورلغزندگی ازمعادلات(۱۱)و(۱۲)درمعادله بالا،چهاربردارسرعت دردستگاهای موضعا لختوبویر–لیندکویست به دست می آید(با تانسورهای تبدیل).نمودارچهار بردارسرعت وچگالی درشکل(۱) برای $\alpha=.01$، $j=.1$ و $a_s=.1$ دردستگاه بویر–لیندکویت رسم شده است.



شکل۱ : چگالی و چهار بردارسرعت دردستگاه بویر–لیندکویست.خط پیوسته $a=.9$، نقطه $a=.4$، خط نقطه $a=0$، خط کشیده $a=-.4$ و خط فاصله برای $a=-.9$.

با در نظر نگرفتن مولفه ی $r-t$ تانسور لغزندگی، نتایج مشابه نمودارهای نویسندگان گذشته می باشد. تاثیر مولفه ی $r-t$ تانسور لغزندگی در دستگاه مختصات بویر –لیندکویست در شکل (۲) رسم شده است ($a=.9$، $\alpha=.01$، $j=.1$ و $a_s=.1$). همان طور که در معادله ی (۱٤) دیده می شود این مولفه بیشترین تاثیر را در مولفه ی u_t می گذارد.



شکل۲ : تاثیر مولفه ی $r-t$ تانسور لغزندگی در مولفه ی زمانی و سمتی چهار بردار سرعت در دستگاه بویر –لیندکویست. خط پیوسته با در نظر گرفتن این مولفه و نقطه بدون در نظر گرفتن این مولفه (مانند نمودارهای مقالات گذشته) رسم شده است .

نتیجه گیری

با محاسبه ی تقریبی تانسور لغزندگی نشان داده شد که بر خلاف فرضی که در کارهای قبلی در نظر گرفته می شد علاوه بر مولفه ی $r-\phi$ تانسور لغزندگی مولفه ی $r-t$ آن نیز در تمام دستگاه های مختصات بخصوص دستگاه متصل به شاره غیر صفر است. همچنین روش تحلیلی حل معادلات برای به دست آوردن چهار بردار سرعت و چگالی نشان داد که این مولفه بر مولفه ی زمانی و سمتی چهار بردارسرعت تاثیر قابل ملاحظه ای دارد. بنابراین، هر دو مولفه ی $r-\phi$ و $r-t$ تانسور لغزندگی باید در حل های عددی و یا تحلیلی در نظر گرفته شوند.

مرجع ها

[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
[3] Bardeen, J.M., 1973*, in Black Holes*, ed. C. DeWitt and B. DeWitt (Gordon and Breach, New York)
[4] Bardeen, J. M., Press, W. H., Teukolsky, S. A., 1972, *ApJ*, 178, 347
[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] Lasota, J.-P. 1994, *in Theory of Accretion Disks*-2, ed. W. J. Duschl, J. Frank, F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister, W. M. Tscharnuter
[8] Novikov, I. D.,Thorne, K. S., 1973*, in Black Holes*, ed. C. DeWitt and B. DeWitt (Gordon and Breach, New York)
[9] Manmoto, T., 2000, *ApJ*, 534, 734
[10] Takahashi, R., 2007a, *A& A*, 461, 393
[11] Takahashi R., 2007b, *MNRAS*, 382, 567

چگونگی طراحی و کاربرد استرلاب مسطری

صفایی اسداله [۱ و ۲]

[۱] *رصدخانه دانشگاه کاشان ،کاشان*

[۲] *دانشگاه زنجان ، زنجان*

چکیده

از حدود یک هزار سال قبل بعضی از دانشمندان در ایران به حرکت وضعی زمین معتقد بودند. یکی از این دانشمندان ابوسعید سجزی بوده است. او دو نوع متفاوت از استرلاب به نام استرلاب زورقی و استرلاب مسطری ساخت. این ابزار های نجومی بر اساس حرکت وضعی زمین طراحی شده بود. در این مقاله ساختن یک استرلاب مسطری را که توسط نگارنده طراحی و ساخته شده است شرح میدهم.

Design and construction Mestary astrolabe

A. Safaei[1,2]

[1] *The University of Kashan observatory , Kashan*

[2] *The University of Zanjan , Zanjan*

Abstract

Nearly a thousand years ago some scientists believed the rotation of the earth. One of these scientists was Aboosiyd Sejzy (Al-Sijzi). He made two different type of astrolabe called "Zawraqi astrolabe" and "Mestary astrolabe". The rotation of the Earth based on astronomical instruments was designed. In this article I describe it. I will make an "Mestary astrolabe" was designed by myself.

مقدمه

واژه استرلاب (Astrolabe) ظاهراً از دو واژهٔ (Astro) یا ستاره و (Lab) یعنی ترازو، گرفته شده است. برخی آن را ستاره یاب، مقیاس ستاره، آیینه نجوم، جام جمشید، جام جهان نما و... نیز نامیده اند. [۲] , [٦] اما واژه اِستِر(ester) در ریشه زبانهای هند و اروپایی ازجمله ایران باستان مشترک بوده و با توجه به اینکه" لغت (لابیدن) در زبان پارتی و مانوی و ایرانی قدیم به معنی تابیدن است، می توان نتیجه گرفت که لغت استرلاب به معنی (دستگاهی است که تابیدن و نورافشانی ستارگان را به ما می آموزد)،" می باشد. [۵]

این ابزار شامل بخشی برای اندازه گیری پارامترهای نجومی یا هندسی بوده و در بخش دیگر می توان پارامترهای اندازه گیری شده را پردازش کرد. بخش اندازه گیری این ابزار عموما یک پارامتر یعنی زاویه ارتفاع یک یا چند جرم آسمانی اندازه گیری شده و بقیه پارامترها همچون زمان ، سمت اجرام سماوی ، مختصات استوایی و ... از طریق پردازش بدست می آید. در استرلابها یک دایره به ۳٦۰ درجه تقسیم

شده و در امتداد شاقولی آویخته می شود. یک قطعه مانند خطکش متحرک که به مرکز این دایره متصل می شود. و می تواند حول مرکز دایره دوران کند، که به آن عِضاده می گویند. عضاده را حول مرکز دایره استرلاب دوران می دهند تا در امتداد جرم سماوی قرا گیرد . با تغییر زاویه عضاده نسبت به افق زاویه ارتفاع آن جرم آسمانی اندازه گیری ومقدار آن از روی درجه بندی دایره اطراف استرلاب خوانده می شود. [۱]

در بخش پردازش اطلاعات از انطباق دو دستگاه مختصات کروی استفاده می شود. این دو دستگاه مختصات معمولا بصورت تصویر استریوگراف تسطیح می شوند. دو صفحه تصویر حول یک نقطه مشترک بین دو دستگاه مختصات قابلیت دوران نسبت به یکدیگر را دارا می باشند. از آنجا که اگر دو نقطه از دو صفحه بر هم منطبق گردد، کل نقاط آن دو بر هم منطبق می شوند. از آنجا که نقطه دوران در دو صفحه مشترک بوده و بر قطب شمال سماوی منطبق است. اگر یک نقطه مشترک دیگر پیدا کنیم، کلیه نقاط این دو دستگاه مختصات کروی نسبت به یکدیگر منطبق می شوند. و به سادگی می توان مسائل بین دو دستگاه مختصات را حل کرده و نتایج مورد نظر را به دست آورد.

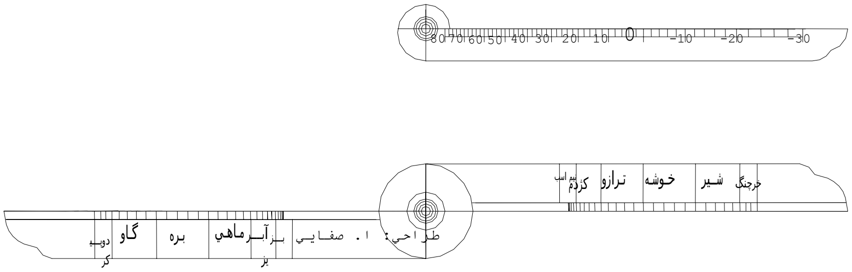
ساختار استرلاب مسطری در مقایسه با استرلاب زورقی و استرلاب مسطح معمولی

در استرلابهای معمولی شبکه ای از دستگاه مختصات سمتی ارتفاعی وابسته به ناظر برای یک عرض جغرافیایی مشخص طراحی می شود. سپس موقعیت تعدادی از ستارگان پرنور در گستره آسمان را نیز بر صفحه ای دیگر درج می کنند. همچنین موقعیت خورشید نسبت به ستارگان را در طول سال (دایره البروج) را بر روی همین صفحه مشخص می کنند. این صفحه را شبکیه یا صفحه عنکبوتی می نامند. چراکه برای انطباق با صفحه عرض جقرافیایی باید قسمتهایی از آن بریده شده و بصورت مشبک همچون لانه عنکبوت شود. این دو تصویر استریوگراف طوری طراحی می شود که نقطه دوران یا همان نقطه مشترک اولیه که در قسمت قبل به آن اشاره شد . در مرکز هر دو صفحه قرار بگیرد. این نقطه مشترک در استرلابهای شمالی، قطب شمال سماوی است. سپس برای کار با استرلاب ، ابتدا زاویه ارتفاع خورشید یا یکی از ستارگان درج شده بر استرلاب را اندازه گیری می کنند. سپس درجه خورشید (یعنی موقعیت خورشید در همان روز سال بر روی دایره البروج) یا موقعیت ستاره مورد نظر را بر دایره ارتفاع اندازه گیری شده بر روی صفحه عرض جغرافیایی قرار می دهند. سپس داده های مورد نظر همچون موقعیت سایر اجرام سماوی و میزان دوران مورد نیاز برای رسیدن آن اجرام به دایره افق، خط وسط السماء (نصف النهار ناظر) و... را بر حسب زمان به دست می آوریم. بنابراین همانطور که ذکر شد. خورشید و ستارگان نسبت به افق ناظر دوران می کنند. به بیان دیگر ناظر و کره زمین ساکن و اجرام سماوی حول آن دوران می کنند.

شرف الدین محمد ابن مسعود مسعودی در کتاب جهان دانش که در سال ٤٤٩ هجری قمری نوشته شده است به نظریه حرکت وضعی زمین اشاره می کند. و به ساخت استرلابی توسط ابو سعید سجزی که بر اساس این نظریه کار می کند اشاره می کند. بنابراین ایرانیان از حدود یک هزار سال قبل به حرکت وضعی زمین اعتقاد داشته اند. و بعضی از دانشمندان همچون ابوریحان بیرونی آن را تایید کرده و یا حداقل این نظریه را محترم می شمرده اند. [۲] , [٤] دکترجلال الدین همایی در حاشیه ای که بر کتاب التفهیم ابوریحان بیرونی نوشته است. به این نکته اشاره می کند که ابوسعید سجزی دو نوع استرلاب ساخته است، که بر اساس حرکت وضعی زمین طراحی شده است. [۲] ابوریحان بیرونی در کتاب استیعاب خود ساختار این دو گونه استرلاب را به اختصار شرح می دهد. [۳]

در استرلاب زورقی دایره البروج و ستارگان نیز بر روی صفحه عرض جغرافیایی مورد نظر درج می شوند. و به جای شبکیه یا صفحه عنکبوتی یک عضاده زورق مانند طراحی می شود که انحنای آن متناسب با دایره افق عرض جغرافیایی مورد نظر است. این عضاده زورقی که همان افق ناظر محسوب می شود. نسبت به اجرام سماوی دوران می کند. [۳]

اما در استرلاب مسطری فقط ستارگان بر روی صفحه عرض جغرافیایی مورد نظر درج می شوند. سپس میزان زاویه میل خورشید در طول سال بر روی یک عضاده به شکل خطکش (در عربی مسطره به معنی خطکش است.) علامت گذاری می شود. و به جای منحنی افق در استرلاب زورقی ، این خطکش یا مسطره دوران می کند. بنابراین این نمونه از استرلاب را مسطری می گویند. [۳]



شکل ۱ – عضاده های طراحی شده برای استرلاب مسطری

چگونگی انجام محاسبات و طراحی استرلاب مسطری

صفحه استرلاب تصویر تسطیح شده (استریوگراف) از شبکه مختصات سمتی – ارتفاعی وابسته به ناظر می باشد. که دایره مدارهای زاویه ارتفاعی ناظر بصورت دوایر غیر هم مرکز بر روی آن رسم می شود. هر یک از این دایره ها را یک مقنطره می نامند. شعاع هریک از مقنطره ها از رابطه زیر محاسبه می گردد:

$$R = \frac{1}{2} r \left[\tan\left(\frac{\varphi - a}{2}\right) + \cot\left(\frac{\varphi - a}{2}\right)\right] \qquad (۱)$$

در معادله فوق R شعاع هر مقنطره ، r شعاع مدار راس الحمل و المیزان ، φ عرض جغرافیایی محلی است که صفحه استرلاب برای آن ساخته می شود ، و a زاویه ارتفاع مقنطره مورد نظر می باشد. همچنین فاصله نقطه تقاطع مقنطره با خط وسط السماء از نقطه مرکزی صفحه استرلاب یا همان تصویر قطب شمال سماوی از رابطه زیر به دست می آید:

$$d = r \tan\left(\frac{\varphi - a}{2}\right) \qquad (۲)$$

در معادله فوق نیز b فاصله نقطه تقاطع مقنطره با خط وسط السماء از نقطه مرکزی صفحه استرلاب بوده همچنین r شعاع مدار راس الحمل و المیزان ، φ عرض جغرافیایی محلی است که صفحه استرلاب برای آن ساخته می شود ، و a زاویه ارتفاع مقنطره مورد نظر می باشد. اما شعاع مدار راس الجدی که مهمترین پارامتر در تعیین شعاع ربع مقنطر می باشد از رابطه زیر به دست می آید:

$$r_1 = r\cot\left(\frac{90-\varepsilon}{2}\right) \qquad (۳)$$

در معادله فوق r شعاع مدار راس الحمل و المیزان ، و ε زاویه میل محوری زمین می باشد. که ما در محاسبات مربوط به ساخت استرلاب مسطری خود برای سال ۱۳۹۰ برابر ۲۳ درجه و ۲۶ دقیقه و ۱۷ ثانیه کمانی در نظر گرفتیم. برای محاسبه شعاع مدار راس السرطان در استرلاب از رابطه زیر استفاده می شود:

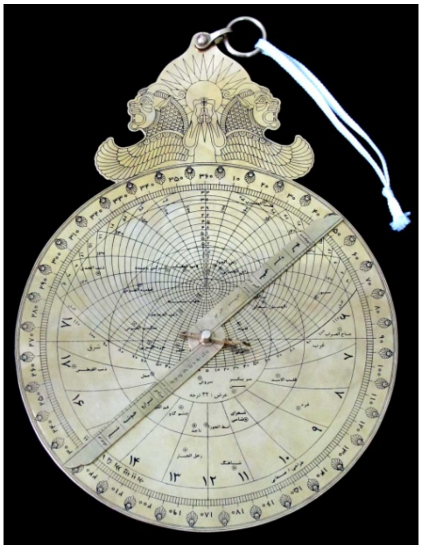
$$r_2 = r\tan\left(\frac{90-\varepsilon}{2}\right) \qquad (٤)$$

در این معادله نیز r شعاع مدار راس الحمل و المیزان ، و ε زاویه میل محوری زمین می باشد. اما چنان که در چهار معادله فوق مشاهده می شود، کلیه معادلات بر حسب پارامتر r یا همان شعاع راس الحمل و المیزان نوشته شده است. بنابراین در ابتدا مقدار r را که تعیین کننده شعاع مدار راس الجدی بوده و به تبع آن تعیین کننده اندازه استرلاب می باشد در نظر گرفته. و سایر پارامتر ها را بر اساس آن محاسبه می نماییم. در بعضی از نمونه های استرلاب دوایر سمت نیز رسم می شود. که این دسته از استرلابها را مسمّت می نامند. در استرلاب ، اگر تمامی ۹۰ مقنطره رسم شود، آن را استرلاب تام می گویند. و اگر با فاصله ۲ درجه ای و در مجموع ٤٥ مقنطره رسم شود، استرلاب نصفی ، اگر مقنطرات با فاصله ۳ درجه رسم شود ثلثی ، اگر مقنطرات با فاصله ٦ درجه رسم شود سدسی و در نهایت اگر مقنطرات با فاصله ۱۰ درجه ای رسم شود و مجموعا شامل ۹ مقنطره باشد، آن را عشری می نامند. بسته به سلیقه سازنده گاه منحنی های ساعات معوجه در زیر دایره افق رسم می شود در لبه خارجی دایره استرلاب درجه بندی زاویه ای از صفر تا سیصد و شصت درجه انجام می شود.

گزارشی از ساخت استرلاب مسطری

از آنجا که نمونه واقعی استرلاب مسطری موجود نمی باشد. لذا بر آن شدیم تا بر اساس ساختار دیگر انواع استرلاب همچنین روش ساخت استرلاب مسطری که در کتاب استیعاب از ابوریحان بیرونی بیان شده است، این ابزار را احیاء نماییم. این استرلاب از جنس فلز برنج و با قطر ۲۸۰ میلیمتر و ارتفاع ۳۹۰ میلیمتر ساخته شده است. سعی شده در طراحی ظاهری و تزیینی آن اصالت ساختار ایرانی آن در نظر گرفته شود. در طراحی تزیینی سعی شده است، تا حد امکان از بن مایه های کاملا ایرانی استفاده شود. تا نسبت به استرلابهای عربی و اروپایی متمایز باشد. برخلاف استرلابهای قدیمی که برای نوشتن اعداد از حروف ابجد استفاده می کردند. برای سهولت در استفاده، از اعداد استفاده نمودیم. و از عدد صفر نیز استفاده شده است. چراکه صفر و اعداد دهگانی از ایران و هند به دنیا معرفی شد. هرچند بسیاری از واژه های نجوم قدیم به زبان عربی است. با این وجود سعی شده تا حد امکان از واژه های فارسی مرسوم بهره گرفته شود. همچنین نوع قلم اعداد و نوشته ها طوری در نظر گرفته شده است. تا ایرانی بودن آن کاملا مشهود باشد. این استرلاب برای عرض جغرافیایی ۳۲ درجه شمالی طراحی شده است. در ترسیم دستگاه مختصات سمتی- ارتفاعی، شبکه ای با خطوط ارتفاع با فاصله سه درجه یا اصطلاحا

ثلثی استفاده کرده. خطوط سمت را نیز با فاصله ده درجه رسم نمودیم. بنابراین استرلاب طراحی شده ثلثی و مسمت می باشد. سپس دایره البروج و موقعیت ۳۲ ستاره را با توجه به مختصات سماوی آنها در سال ۱۳۸۹ بر روی صفحه درج شده است. همچنین خطوط ساعات مستویه و ساعات معوجه را در قسمت زیر افق ناظر در صفحه ترسیم کردیم.در طراحی عضاده مسطری چنان که در شکل (۱) مشاهده می شود، درجه بندی آن با دقت ٦ درجه انجام گرفته است. همچنین برای سهولت در اندازه گیری های مربوط به ستارگان از یک عضاده کوچکتر با درجه بندی میل سماوی استفاده نمودیم. برای پشت استرلاب خطوط غایت ارتفاع خورشید در عضهای جغرافیایی ۲٤ تا ٦٦ درجه را در ربع سمت با فاصله سه درجه رسم کرده و خطوط جیب و جیب تمام (سینوس و کسینوس) و دایره میل کلی را نیز در ربع ارتفاع رسم کردیم. در قسمت پایین ، علاوه بر تقسیمات ظل اقدام و ظل اصابع ، جدول تطبیق تقویمهای گاهشماریهای خورشیدی و ایرانی را لحاظ نمودیم. در شکل (۲) تصویر روی استرلاب مسطری که توسط نگارنده طراحی و ساخته شده است را مشاهده می کنید.



شکل ۲ - تصویر روی استرلاب مسطری ساخته شده

مرجع ها

[۱] خواجه نصیرالدین طوسی، *رساله بیست باب در معرفت اسطرلاب*

[۲] بیرونی، محمد ابن احمد (ابوریحان)، *التفهیم لاوائل صناعته التنجیم* ، تصحیح: دکتر جلال الدین همایی، انتشارات هما چاپ دوم ۱۳٦۷

[۳] بیرونی، محمد ابن احمد (ابوریحان)، *استیعاب الوجوه الممکنه فی صنعه الاصطرلاب*، تصحیح: سید محمد اکبر جوادی حسینی،انتشارات: آستان قدس رضوی ۱۳۸۰

[٤] شرف الدین محمد ابن مسعود مسعودی، *جهان دانش*، تصحیح جلیل اخوان زنجانی، انتشارات: میراث مکتوب ۱۳۸۲

[۵] غزنی سرفراز، *اسطرلاب یا شمارشگر نجوم*، انتشارات: علمی - وزارت علوم و آموزش عالی سابق ۲۵۳٦

[٦] دکتر ابوالفضل نبئی، *هدایت طلاب به دانش اسطرلاب*، انتشارات: آستان قدس رضوی

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

شکل‌گیری قرص برافزایشی از فروریزش کپه‌های کوچک در یک هسته‌ی ابر مولکولی

محسن نژاداصغر
گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشگاه مازندران

چکیده

قرص‌های برافزایشی می‌توانند منشاء شکل گیری پیش‌سیارات در اطراف پیش‌ستاره‌ی مرکزی باشند. بنابراین، انتظار داریم که ساختار این قرص‌ها به صورت کپه‌ای باشد. دراین مقاله، با درنظر گرفتن یک هسته‌ی ابر مولکولی کروی، فروریزش کپه‌های ایجاد شده در پوش را شبیه‌سازی نمودیم. بدین منظور، دو پارامتر آزاد α و β که به ترتیب، بیان کننده‌ی کسر جرم کل که به صورت پیش ستاره در مرکز قرار گرفته است و سرعت دورانی هسته‌ی ابر مولکولی می‌باشند را تعریف کردیم. نتایج شبیه‌سازی‌های کامپیوتری با مقادیر مختلف پارامترهای آزاد نشان می‌دهد که تقریباً در همه‌ی حالت‌ها، قرص برافزایشی به صورت کپه‌ای بوجود می‌آید. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش پارامتر α، کپه‌های بیشتری ظاهر شده و با افزایش پارامتر β، گستردگی کپه‌های بزرگتر از جرم زمین در سراسر قرص برافزایشی بیشتر می‌گردد.

Formation of accretion disk from infalling low-mass condensations in a molecular cloud core

M. Nejad-Asghar
Department of Atomic and Molecular Physics, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract

Accretion disks can cause the formation of proto-planets around the central proto-star. Therefore, we expect that the structure of them is clumpy. In this paper, considering a spherical molecular cloud core, we simulate infalling of the low-mass condensations that are formed in the envelope. For this purpose, we define two free parameter α and β which represent, respectively, the fraction of the total mass of the star is located in the center and the rotational speed of molecular cloud core. Results of computer simulations with different values of free parameters show that in almost all cases, the accretion disk is clumpy. The results show that increasing the parameter α, pile up more and more clumps, and with increasing the parameter β, the extent of clumps larger than earth is extending across the accretion disk.
PACS No. 97.10.Bt, 97.10.Gz

مقدمه

امروزه در مورد هسته‌ی ابرهای مولکولی، به عنوان زادگاه ستاره‌ها، اطلاعات رصدی نسبتاً خوبی در دست داریم[۱]. مثلاً می دانیم که درون همه‌ی هسته‌ها دارای حرکت شعاعی فروصوتی به سمت مرکز خود بوده و همچنین دارای حرکت دورانی با آهنگ تقریبی

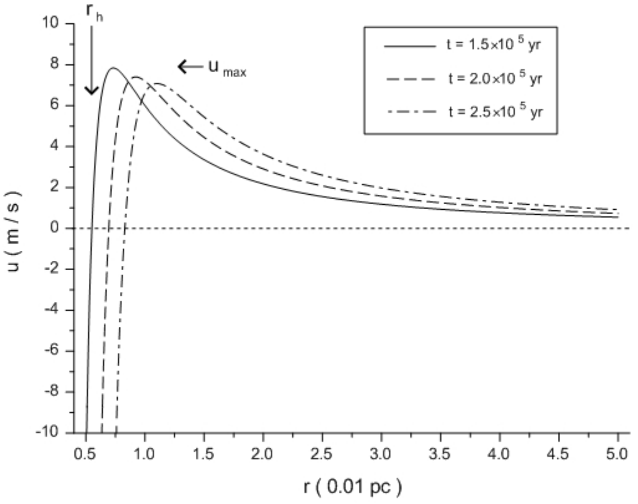
$\Omega \approx 10^{-14} - 10^{-13}$ rad.s^{-1} می‌باشند. علاوه بر این، اخیراً شواهد رصدی نشان می‌دهند که پوش هسته دارای حرکت شعاعی رو به بیرون می‌باشد [۲]. می توان گفت که حرکت های شعاعی نشان‌دهنده‌ی رمبش هسته‌های ابر مولکولی بوده و دوران نیز می‌تواند موجب شکل‌گیری قرص برافزایشی در اطراف پیش‌ستاره گردد. این مشاهدات با نظریه‌ی شکل‌گیری ستاره‌ها که بر مبنای رمبش گرانشی هسته‌های ابر مولکولی تدوین شده‌اند، مطابقت دارند[۳]. از طرفی، رصدها و تحقیقات اخیر نشان داده است که درون هسته‌ی ابرهای مولکولی، زیرساختارهای ریزتری وجود دارند که می‌توانند بر اثر ناپایداری‌هایی، همچون ناپایداری حرارتی، شکل بگیرند [٤]. در این مقاله، فروریزش این ریزساختارها را در رمبش یک هسته‌ی ابر مولکولی مورد مطالعه قرار داده و شکل‌گیری قرص برافزایشی در اطراف پیش-ستاره‌ی حاصل را مورد بررسی قرار می‌دهیم. بدین منظور، در بخش۲، رمبش هسته‌ی ابر مولکولی همراه با انساط پوش را به روش تجزیه‌ی آدومین انجام داده و نتیجه را به عنوان یک هسته‌ی *ابر مولکولی مادر* برای بخش بعد بکار می‌گیریم. در بخش۳، پوش هسته‌ی ابر مولکولی را متشکل از تعداد محدودی زیرساخت ریز درنظر گرفته و روش شبیه‌سازی بیان می‌گردد. در نهایت در بخش٤، نتایج شبیه-سازی‌ها ارائه شده‌اند.

رمبش هسته‌ی ابر مولکولی همراه با انبساط پوش

رمبش، انبساط، امواج ضربه‌ای و تلاطم، مهمترین فرایندهایی هستند که در شکل‌گیری یک ستاره از هسته‌ی ابر مولکولی ظاهر می‌شوند. بعلاوه، شرایط اولیه شامل شکل هسته‌ی ابر مولکولی، وجود میدان مغناطیسی و دوران نیز در اهمیت نسبی هر کدام از این فرایندها مؤثر می‌باشند. در این بخش، یک هسته‌ی ابر کروی متقارن دوار را بدون میدان مغناطیسی در نظر گرفته و با روش تجزیه‌ی آدومین[۵]، سرعت رمبش نواحی داخلی آن که همراه با انبساط پوش خواهد بود را بدست می‌آوریم. بدین منظور، یک هسته‌ی ابر مولکولی کروی متقارن با چگالی اولیه‌ی $\rho(r) = \Lambda r^{-2/(2-\gamma)}$ را در نظر می‌گیریم که در آن γ اندیس پلی‌تروپ بوده و Λ پارامتر فراچگالی می‌باشد که در حالت تعادل هیدروستاتیک، داریم: $\Lambda = \left[2(4-3\gamma)/(2-\gamma)^2\right]^{1/(2-\gamma)}$. بدین ترتیب، در روش تجزیه‌ی آدومین، با بکارگیری نرم‌افزارهای ریاضی (پیوست مرجع [٦])، می توان سرعت شعاعی هسته‌ی ابر مولکولی را تا تقریب مرتبه‌ی اول t/r به صورت

$$u = -\left[\left(\frac{2-\gamma}{4-3\gamma}\Lambda - \frac{2\gamma}{2-\gamma}\Lambda^{\gamma-1}\right) r^{-2\frac{\gamma-1}{2-\gamma}}\right]\left(\frac{t}{r}\right) + O\left(\frac{t}{r}\right)^2 \quad (۱)$$

نوشت که برای مقدار نوعی $\gamma = 1.2$ و $\Lambda = 1.4$ در شکل۱ نشان داده شده است.



شکل۱: سرعت شعاعی یک هسته‌ی ابر مولکولی نوعی با اندیس پلی‌تروپ $\gamma = 1.2$ و پارامتر فراچگالی $\Lambda = 1.4$.

شکل گیری قرص و کپه‌های درون آن

یک هسته‌ی ابر مولکولی هیدروژنی خالص در دمای $10\,\mathrm{K}$ که با فشار محیط خارجی با اندازه‌ی تقریبی $10^5\ \mathrm{cm^{-3}\ K}$ محبوس شده است را در نظر می‌گیریم. شعاع اولیه‌ی این ابر $r_0 = 5u_l$ بوده و جرم آن $\mathrm{M} = 1\,\mathrm{M_{sun}} = 66.7u_m$ می‌باشد که در آن $u_m = 0.015\,\mathrm{M_{sun}}$ واحد جرم است که با انتخاب واحد طول $u_l = 0.01\mathrm{pc}$، واحد زمان $u_t = 10^5\ \mathrm{yr}$ و ثابت گرانش $G = 1$ تعیین شده است. فرض می‌کنیم که کسر α از جرم کل ابر در اثر رمبش اولیه، به صورت پیش ستاره و قرص برافزایشی در اطراف آن، در مرکز ابر قرار داشته و بقیه‌ی جرم در پوش باشد. جرم $(1-\alpha)M$ که در پوش قرار دارد، به اندازه‌ی کافی زمان خواهد داشت تا طی فرایند ناپایداری حرارتی[٤] به کپه‌های کوچک با توزیع جرمی

$$\frac{dN}{dm} = \frac{(1+a)(1-\alpha)M}{m_{\max}^{1+a}} m^{-1+a} \qquad (۲)$$

تبدیل شود که در آن $m_{\max} \approx 1u_m$ ماکزیمم جرم کپه‌ها بوده و همانطور که در مرجع [۷] برای اندیس توان بیان شده است، مقدار $a = -0.2$ مناسب می‌باشد.

بدین ترتیب، اگرهمه‌ی جرم پوش با چگالی اولیه‌ی $\rho = \rho_c \Lambda r^{-2/(2-\gamma)}$ به کپه‌های کوچک تبدیل شود، شعاع داخلی پوش

$$r_e = \left[r_0^{\frac{4-3\gamma}{2-\gamma}} - \frac{4-3\gamma}{2-\gamma} \frac{(1-\alpha)M}{4\pi\Lambda u_l^3 \rho_c} \right]^{\frac{2-\gamma}{4-3\gamma}} \qquad (۳)$$

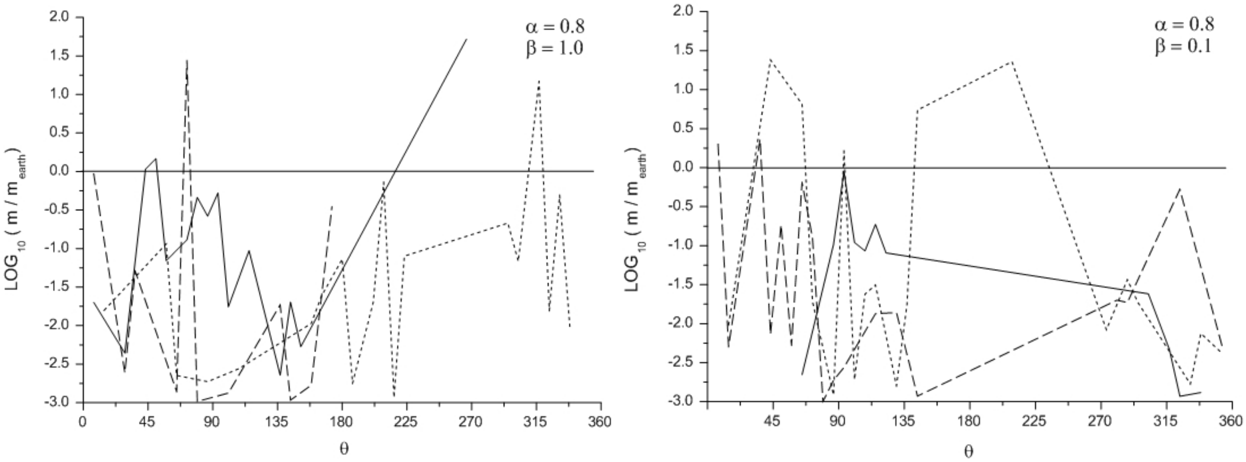
می‌گردد در حالیکه شعاع خارجی آن r_0 است. با انتخاب $\gamma = 1.2$، $\Lambda = 1.4$ و $\rho_c = 1.3\times10^{-16}\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$، داریم: $\alpha = 0.6\sqrt{r_e} - 0.4$. بنابراین، اگر قرار باشدشعاع داخلی توزیع کپه‌ها کوچک در پوش را در فاصله‌ی $1u_l$ تا $4u_l$ در نظر بگیریم، مقدار پارامتر آزاد α بین

0.2 تا 0.8 خواهد بود. علاوه بر پارامتر آزاد α، یک پارامتر آزاد دیگر با عنوان $0.1 < \beta < 1$ نیز بکار می‌گیریم که مربوط به دوران هسته‌ی ابر مولکولی به صورت $\Omega_0 = \beta \times 10^{-13}\ \mathrm{rad\ s^{-1}}$ می‌باشد[۸].

در شبیه‌سازی‌های کامپیوتری، با انتخاب پارامتر آزاد α، جرم 66.7α را در مرکز قرار داده و بقیه‌جرم یعنی $66.7(1-\alpha)$ را بین شعاع $(2+5\alpha)^2/9$ تا 5 به صورت کپه‌هایی با توزیع جرم (۱) توزیع می‌کنیم. همچنین، به هر کپه با جرم m اندازه‌ی $0.28\mathrm{m}\times 10^{-0.015\mathrm{m}}$ را نسبت می‌دهیم[۷]. مطابق شکل۱، کپه‌های موجود در پوش، با سرعت شعاعی انبساطی $u_{\max} = 0.064 + 0.044\exp(-t/1.35)$ حرکت کرده و موج انبساطی نیز با گذشت زمان ($t \geq 1$) به صورت $r_h = 0.12 + 0.29\,t$ می‌باشد. هر گاه موج انبساطی به یک کپه برسد، زیر پای کپه خالی شده و سقوط آزاد خواهد کرد. به خاطر دوران اولیه Ω_0، این کپه به سمت قرص برافزایشی سقوط کرده و در یک شعاع خاصی از پیش‌ستاره به سطح قرص برخورد خواهد کرد. در مرجع [۹] نشان دادیم که امواج ضربه_ای حاصل از این برخورد سریعاً سرد شده و لذا می تواند در همان محل به یک کپه بر روی قرص برافزایشی تبدیل شود. بنابراین، چگونگی تجمع این کپه‌ها بر روی قرص برافزایش را می توان به ازای مقادیر مختلف پارامترهای آزاد α و β تعیین کرد.

نتیجه گیری

نتایج شبیه‌سازی‌های کامپیوتری با مقادیر مختلف پارامترهای آزاد α و β نشان می‌دهد که تقریباً در همه‌ی حالت‌ها، قرص برافزایشی به صورت کپه‌ای بوجود می‌آید. با افزایش پارامتر α کپه‌های کوچک و بیشتری ظاهر شده و با افزایش پارامتر β گستردگی کپه‌ها در سراسر قرص برافزایشی بیشتر می‌گردد. به عنوان نمونه، در شکل۲، نتیجه‌ی شبیه سازی هسته‌ی ابر مولکولی و شکل‌گیری کپه‌ها بر روی قرص برافزایشی اطراف پیش‌ستاره‌ی مرکزی در دو حالت $\beta = 0.1$ و $\beta = 1$ با پارامتر آزاد $\alpha = 0.8$ نشان داده شده است. کپه‌های حاصل بر روی قرص برافزایشی می توانند منشاء شکل گیری پیش‌سیارات در اطراف ستاره‌ی مرکزی باشند.



شکل۲: جرم کپه‌های شکل‌گرفته در قرص برافزایشی بر حسب زاویه‌ی قطبی در سه ناحیه‌ی شعاع نزدیک به قرص (خط پر)، شعاع میانی (خط چین) و شعاع دور از قرص (نقطه چین)، با اندیس پلی‌تروپ $\gamma = 1.2$ و پارامتر فراچگالی $1.4 = ۸$.

سپاسگزاری

این مقاله، مستخرج از طرح تحقیقاتی بوده و جزئیات کامل روابط ریاضی در گزارش پایانی آن ارائه شده است. این طرح تحقیقاتی با استفاده از اعتبارات گرنت دانشگاه مازندران به شماره‌ی ۶۸۹۴/د۳۳/۹۰ انجام شده است.

مرجع‌ها

[1] N.J. Evans; "Low-mass star formation: Observations"; *Proceedings of IAU Symposium 270*, Barcelona, Spain, (2010)
[2] T. Fu, Y. Gao and Y. Lou; "Starless cloud core L1517B in envelope expansion with core collapse"; *ApJ*, 741, (2011) 113
[3] C. F. McKee and E. C. Ostriker; "Theory of Star Formation"; *ARA&A* **45**, (2007) 565
[4] M. Nejad-Asghar; "Formation of low-mass condensations in the molecular cloud cores via thermal instability", *MNRAS*, **414**, (2011) 470
[5] G. Adomian; "Solving frontier problems of physics: The decomposition method"; Kluew Academic Publishers, (1994)
[6] M. Nejad-Asghr; "Non-similar collapse of singular isothermal spherical molecular cloud cores with nonzero initial velocities"; *RAA* **10**, (2010) 1275
[7] M. Nejad-Asghar; "The future of low-mass condensations in the core of a molecular cloud"; *MNRAS*, **406**, (2010) 1253
[8] P. Caselli, P.J. Benson, P.C. Myers, M. Tafalla; "Dense cores in dark clouds"; *ApJ* **572**, (2002) 238
[9] M. Nejad-Asghar; "Relaxation of protostellar accretion shocks using the smoothed particle hydrodynamics"; *AN* **332**, (2011) 631

نیروی اصطکاک دینامیکی در یک محیط گازی هم آنتروپی

فاضله خواجه نبی [۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه گلستان، گرگان

چکیده

زمانی که جسمی پرجرم از میان یک توزیع جرم معلوم عبور کند، اغتشاشاتی در چگالی در پشت سرش ایجاد می کند. در اینجا، تحقیقی تحلیلی درباره ساختار شاره در ناحیه های دور از جرم انجام می دهیم برای حالتی که جرم زیرصوتی حرکت می کند و شاره هم آنتروپی است. با استفاده از نظریه اختلال نشان می دهیم نیروی اصطکاک دینامیکی مهمترین نیروی وارد بر جسم است و چگالی، سرعت و فشار شاره مختل شده را در ناحیه های دور از جرم به دست می آوریم. در می یابیم که نیروی اصطکاک دینامیکی با افزایش ضریب بی دررو، کاهش می یابد. به طور تحلیلی نشان می دهیم که اغتشاشات در حالت هم آنتروپی، در مقایسه با حالت همدما، کم چگال ترند.

Dynamical Friction Force in an Isentropic Gaseous Medium

F. Khajenabi [1]

[1] *Department of Physics, Golestan University, Gorgan*

Abstract

When a massive object moves across a given mass distribution, it creates an overdense wake behind it. Here, we performed an analytical study of the structure of the flow far from object when the flow is isentropic and the object moves subsonically within it. We show that the dynamical friction force is the main drag force on the object and by using a perturbation theory, we obtain the density, velocity and pressure of the perturbed flow far from the mass. We find that the dynamical friction force becomes lower as the adiabatic index increases. We show analytically that the wakes are less dense in our isentropic case in comparison to the isothermal ones.

مقدمه

زمانی یک جرم سماوی در یک محیط گازی و یا یک محیط بی برخورد (نظیر یک خوشه ستاره ای) حرکت می کند، توزیع چگالی سامانه به علت برهمکنش جرم سماوی دچار اختلال می شود و برهمکنش گرانشی بین این اختلالات گرانشی و جرم مورد نظر به ایجاد نیرویی می انجامد که به نیروی اصطکاک دینامیکی مشهور است. اخترشناسان از این نیرو برای توصیف پدیده های مختلف اخترفیزیکی؛ نظیر حرکت سیارات در قرصهای پیش-سیاره ای، حرکت کهکشانها در خوشه های کهکشانی، گرمایش خوشه های کهکشانی استفاده می کنند [۲،۸،۳،٤،۷]. نخستین بار چاندراسکار [۱] رابطه ای تحلیلی برای نیروی اصطکاک دینامیکی در سامانه های بی برخورد (مثل یک خوشه ستاره ای) ارائه کرد. اخترشناسان این تحلیل را به حالتی گسترش دادند که جرم مورد نظر در یک سامانه ی گازی حرکت می کند [٦]. اما اساس بیشتر تحقیقاتی که به بررسی نیروی اصطکاک دینامیکی می پردازند، کم و بیش یکسان است. ابتدا اختلال گرانشی ناشی از حرکت

جرم مورد نظر در محیط را به صورت اغتشاشی کم دامنه در محدوده ی خطی توصیف می شود. سپس نیروی گرانشی بین این اغتشاشات و جرم مورد نظر محاسبه می شود. البته حرکت جرم به صورت فوق-صوتی در نظر گرفته می شود. تحقیقات بعدی این رهیافت را گسترش دادند تا عوامل فیزیکی دیگر در نظر گرفته شود.

نکته مهم در بیشتر تحقیقات انجام شده این است که فرض می شود شعاع برافزایش کمتر از ابعاد جرم متحرک باشد. این در حالی است که در بیشتر سامانه های اخترفیزیکی که نیروی اصطکاک دینامیکی می تواند مهم باشد؛ ابعاد جرم متحرک خیلی از شعاع برافزایش کمتر است. در این صورت، در نیروی اصطکاک دینامیکی دارای بخشی خواهد بود که ناشی از برافزایش نیز هست. بعلاوه بیشتر شبیه سازی های عددی نشان می دهند که تحول دینامیکی چنین سامانه هایی در نهایت به یک وضعیت شبه-ایستا می رسد. با در نظر گرفتن چنین ملاحظاتی، اخیرا لی و استاهلر [۵] موفق شدند الگویی ایستا برای نیروی اصطکاک دینامیکی ارائه کنند که در آن اندازه جرم متحرک بسیار کمتر از شعاع برافزایش است. اگر چه آنها موفق شدند نشان دهند نیروی اصطکاک دینامیکی متناسب با آهنگ برافزایش است، ولی نتایج شان فقط برای حالت همدما کاربرد دارد. این در حالی است که ترمودینامیک سامانه گازی می تواند نقش تعیین کننده ای داشته باشد. از این رو، در این تحقیق؛ رهیافت لی و استاهلر را به حالتی گسترش می دهیم که آنتروپی سامانه گازی تغییر نکند، یعنی معادله انرژی را به طور کامل در غیاب سرمایش-گرمایش در نظر می گیریم. کلیه کمیتهای فیزیکی را برحسب نسبت فاصله شعاعی به شعاع برافزایش بسط می دهیم و به طور نیمه-تحلیلی رفتار شاره در اطراف جرم متحرک را محاسبه می کنیم. براین اساس، نیروی اصطکاک دینامیکی به دست می آید که در مقایسه با حالت همدما کمتر است.

فرمولبندی مساله

برای تعیین نیروی اصطکاک دینامیکی از معادلات استاندارد هیدرودینامیک در حالت ایستا استفاده می کنیم

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0, \qquad (۱)$$

$$\rho\, (\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} = -\nabla P - \rho \frac{GM}{R^2}, \qquad (۲)$$

$$(\mathbf{U} \cdot \nabla)E - \frac{P}{\rho^2}\, (\mathbf{U} \cdot \nabla)\, \rho = 0, \qquad (۳)$$

که ρ، $\mathbf{U}$، P و E به ترتیب عبارتند از چگالی، سرعت، فشار و انرژی $E = \frac{P}{(\gamma-1)\rho}$. بعلاوه M جرم جسم متحرک است که با سرعت V حرکت می کند. دستگاه مختصات کروی معرفی می کنیم که مرکزش چسبیده به جسم است. در نتیجه، در این دستگاه مختصات، شاره در فاصله های دور با همان سرعت جسم به آن نزدیک می شود. همچنین فرض می کنیم کلیه ی کمیتهای فیزیکی در فاصله های دور یکنواخت باشند و آنها را با اندیس ۰ مشخص می کنیم. ثابت می شود که بردار سرعت را می توان از تابع اسکالر ψ به دست آورد. با این فرضها، بسط های اختلالی زیر را معرفی می کنیم

$$\psi(r,\theta) = f_2(\theta)r^2 + f_1(\theta)r + f_0(\theta) + f_{-1}(\theta)r^{-1} + \cdots, \qquad (۴)$$

$$\varrho(r,\theta) = 1 + g_{-1}(\theta)r^{-1} + g_{-2}(\theta)r^{-2} + g_{-3}(\theta)r^{-3} + \cdots, \qquad (۵)$$

$$p(r,\theta) = 1 + h_{-1}(\theta)r^{-1} + h_{-2}(\theta)r^{-2} + h_{-3}(\theta)r^{-3} + \cdots. \qquad (۶)$$

که در اینجا r نسبت فاصله شعاعی به شعاع برافزایش است. کمیتهای معرفی شده به صورت بدون بعد هستند (با مقادیرشان در بینهایت بدون بعد شده اند). اگر β را به عنوان عدد ماخ معرفی کنیم، ثابت می کنیم $f_2(\theta) = \left(\frac{1}{2}\right)\beta \sin^2\theta$. حال اگر بسط های فوق را در معادلات (۱)، (۲) و (۳) قرار دهیم می توان ضرائب زاویه ای را براساس مجموعه ای از معادلات دیفرانسیل (تحت شرایط مرزی مناسب) به دست آورد. البته محاسبات آن بسیار مفصل است. از این رو، در اینجا فقط نتایج را ذکر می کنیم.

تحلیل

خوشبختانه ضرائب تا مرتبه نخست به طور تحلیلی به صورت زیر به دست می آیند

$$f_1(\theta) = \frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta\sqrt{\gamma}}\sqrt{\gamma - \beta^2\sin^2\theta}, \quad (۷)$$

$$g_{-1}(\theta) = \frac{1/\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\gamma - \beta^2\sin^2\theta}}, \quad (۸)$$

$$h_{-1}(\theta) = \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\gamma - \beta^2\sin^2\theta}}. \quad (۹)$$

اما برای محاسبه ضرائب زاویه ای تا مرتبه دوم، که ثابت می کنیم نیروی اصطکاک دینامیکی براساس آنها تعیین می شود؛ ناگزیر از حل معادلات دیفرانسیل زیر هستیم

$$-\beta f_0'' - \beta\cot\theta f_0' + \beta^2\cos\theta\sin\theta g_{-2}' + (2\beta^2\cos^2\theta - 2\gamma)g_{-2} = \frac{\gamma-1}{\beta}\frac{1}{D} + \frac{1}{\sqrt{\gamma}}\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{D} - \frac{3}{\sqrt{D}} + \frac{2}{\sqrt{\gamma}+\sqrt{D}}\right), \quad (۱۰)$$

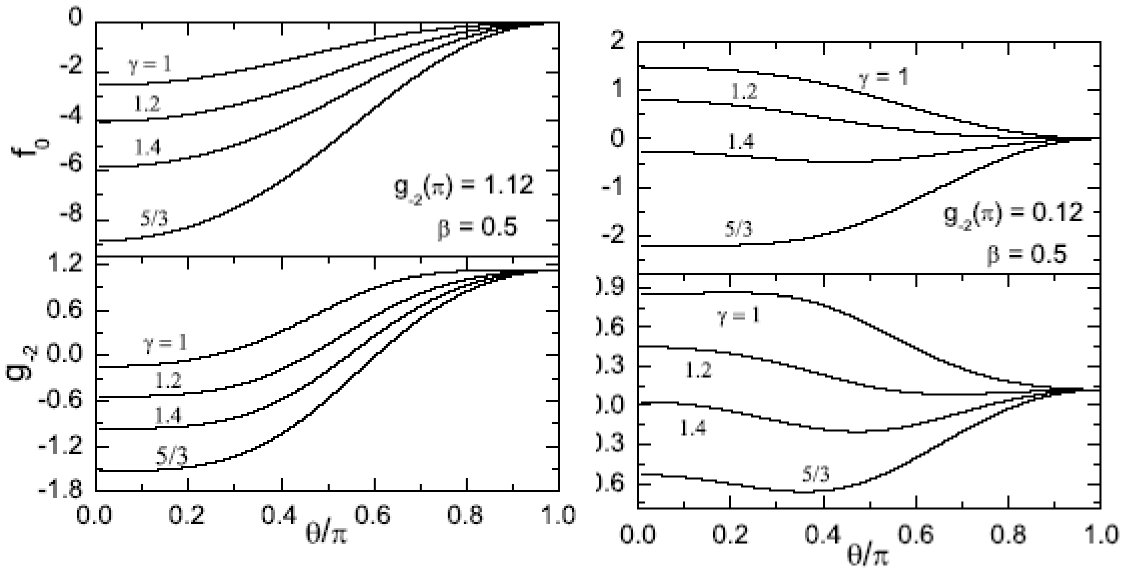
$$-\beta f_0' + (\gamma - \beta^2\sin^2\theta)g_{-2}' - 2\beta^2\cos\theta\sin\theta g_{-2} = \beta^2\sin\theta\cos\theta\left(\frac{1-\gamma}{\beta D^2} - \frac{2}{D^2} + \frac{2}{\sqrt{\gamma}D^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{\gamma D} + \frac{1}{\gamma(\sqrt{\gamma}+\sqrt{D})^2}\right), \quad (۱۱)$$

که و بعلاوه به دست می آوریم

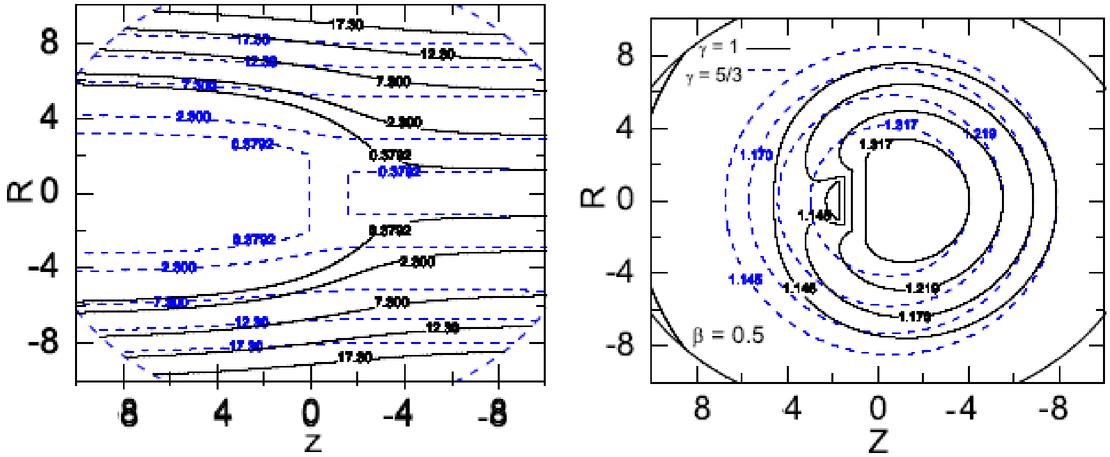
$D = \gamma - \beta^2\sin^2\theta.$

$$h_{-2} - \gamma g_{-2} = \frac{\gamma-1}{2\beta}\frac{1}{(\gamma - \beta^2\sin^2\theta)}. \quad (۱۲)$$

معادلات فوق را به روش عددی حل می کنیم. شکلهای ۱ رفتار ضرائب را به ازای پارامترهای مختلف نشان می دهند.

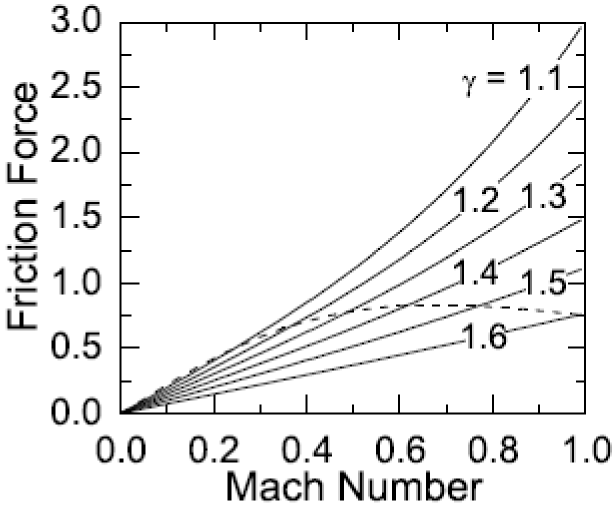


شکل ۱ : رفتار ضرائب به ازای پارامترهای ورودی مختلف که در شکل نشان داده شده اند.



شکل ۲: خطوط هم چگالی (سمت راست) و خطوط سرعت (سمت چپ) به ازای پارامترهای ورودی شکل ۱.

در شکل ۲ خطوط هم چگالی و سرعت نشان داده شده اند. براساس، جوابهای عددی می توان نیروی اصطکاک دینامیکی را محاسبه کرد. شکل ۳ نیز نیروی اصطکاک دینامیکی برحسب عدد ماخ را نشان می دهد. همان طور که دیده می شود با افزایش ضریب بی دررو، نیروی اصطکاک دینامیکی کاهش می یابد.



شکل ۳: نیروی اصطکاک دینامیکی برحسب عدد ماخ به ازای مقادیر مختلف ضریب بی دررو.

نتیجه گیری

در این تحقیق، جوابهای نیمه تحلیلی برای نیروی اصطکاک دینامیکی ارائه کردیم. برخلاف تحقیقات قبلی که معمولا برای سادگی محیط را همدما فرض می کنند؛ در اینجا، معادله انرژی را به طور کامل در نظر گرفتیم و نشان دادیم که ترمودینامیک سامانه می تواند در مقدار نیروی اصطکاک دینامیکی تاثیر بسزایی داشته باشد.

مرجع‌ها

[1] S. Chandrasekhar, 1943, *The Astrophysical Journal,* **97**, 255
[2] A. Del Popolo, 2003, *Astronomy and Astrophysics*, **406**, 1
[3] A. A. El-Zant and W. T. Kim and M. Kamionkowski, 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **354**, 169
[4] H. Kim and W.T. Kim, 2009, *The Astrophysical Journal*, **703**, 1278
[5] A. T. Lee and S. W. Stahler, 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1280
[6] E. C. Ostriker, 1999, *The Astrophysical Journal*, **513**, 252
[7] Y. Rephaeli and E. E. Salpeter, 1980, *The Astrophysical Journal*, **240**, 20
[8] F. J. Sanchez-Salcedo and A. Brandenburg, 1999, *The Astrophysical Journal*, **522**, L35

بررسی تحول تابع درخشندگی کهکشانها در گروههای کهکشانی فسیلی در شبیه سازی کیهانی میلنیوم یک

قاسم گوزلی اصل[۱]، حبیب خسروشاهی[۲]،داود محمد زاده جسور[۱]، علی اکبر داریوش[۳]، مجتبی رئوف[۴]، علیرضا مولایی [۲]

[۱] گروه اختر فیزیک،دانشگاه تبریز،تبریز

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

[۳] ایمپریال کالج لندن،انگلستان

[۴] گروه کیهانشناسی ، دانشگاه امیر کبیر ، تهران

چکیده

در این پروژه با بهره گیری از داده های بزرگترین شبیه سازی انجام شده از کیهان، تحول تابع درخشندگی کهکشانها در گروههای کهکشانی فسیلی از انتقال به سرخ صفر تاانتقال به سرخ یک مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج حاصل از آنالیز نشان می دهند، تحول تابع درخشندگی کهکشانهادر گروههای فسیلی در مقایسه با گروههای کنترل از انتقال به سرخ حدود ۰.۲ تا ۰ محسوس تر است.

مقدمه

گروههای فسیلی، گروه هایی از کهکشانها هستند که به خاطرحضور یک کهکشان غول بیضوی درخشان در مرکزشان خودنمایی می کنند. عموما این گروهها با درخشندگی پرتو ایکس بیشتراز $10^{42}\ ergs^{-1} < L_x$ و با دو قدر (یا بیشتر) اختلاف مابین قدر ظاهری (عموما باند قرمز) دو عضو درخشان اول و دوم در داخل نصف شعاع ویریالی گروه شناخته می شوند. شبیه سازی های عددی سناریویی را تصدیق می کنندکه بنا به آن کهکشان غول بیضوی در مرکز گروه، بواسطه ادغام سایر کهکشانهای پر نور عضو گروه ایجاد شده است. گروههای فسیلی تاریخچه تحولی نسبتا کاملی در مقایسه با سایر انواع گروهها دارند به عبارتی دیگر اینها سیستم های نسبتا تحول یافته ای هستند.[1]

ما می توانیم فرایند های تحولی کهکشانی را به واسطه مطالعه توزیع قدرکهکشانها (در هر باند نورسنجی) یا توزیع تعداد کهکشانها با درخشندگی های متفاوت که در یک حجمی معین از فضا وجود دارند بیاموزیم. تابع درخشندگی نحوه تغییرات تعداد نسبی کهکشانها نسبت به درخشندگی آنها را توصیف می کند. بررسی این توابع اطلاعات خیلی مفیدی را در کیهانشناسی و در ارتباط با افت وخیز چگالی اولیه، فرایند های مربوط به خلق و نابودی کهکشانها، فرایند های مربوط به تبدیل یک نوع کهکشان به سایر انواع آنها وفرایندهایی که تبدیل جرم به انرژی توصیف می کنند فراهم می آورد. شکل توابع درخشندگی در محیط های گوناگون (زمینه، گروه وخوشه کهکشانی) با همدیگر فرق دارند و هر محیطی تابع درخشندگی خاص خود را دارد. سهم انواع کهکشانهای مختلف (کهکشان نوع پیشین وپسین) در ساختار گروهها و خوشه های کهکشانی، می تواند با مطالعه شکل تابع درخشندگی گروهها و خوشه های کهکشانی (در انتقال

به سرخ های متفاوت ومقایسه آنها)معین شود. تابع درخشندگی امکان دارد در اثر وجود پدیده هایی مانند آشفتگی در نیروهای کشندی، از هم پاشیدگی، اصطکاک دینامیکی، وادغام کهکشانها همانطوریکه در محیط گروههای کهکشانی با سرعت پخش کمتر انتظارشان می رود دچار تغییر شود.دراین پروژه تابع درخشندگی کهکشانها در گروههای کهکشانی فسیلی را با آنالیز داده های به دست آمده از بزرگترین شبیه سازی انجام شده از کیهان یعنی شبیه سازی میلنیوم یک (Guo 2010)مورد مطالعه

قرار داده ایم.شبیه سازی در تابستان 2004 در انجمن سوپر کامپیوتر گارچینگ در ماکس پلانک آلمان به اتمام رسیده که بخشی از کارهای کنسرسیوم ویرگو می باشد . این شبیه سازی تعداد10^{10} ذره به جرم $8.6\times10^{8}h^{-1}M_\odot$ در مکعبی به ابعاد $500Mpch^{-1}$ از انتقال به سرخ $z=127$ تا زمان حال ، تحول توزیع ماده تاریک را در این ناحیه دنبال می کند و دارای توان تفکیک $5Kpch^{-1}$می باشد.
این شبیه سازی با استفاده از کد اصلاح شده GADGET-2 (اشپرینگل ۲۰۰۵)انجام شده است.موقعیتها و سرعتهای همه ذرات شبیه سازی شده در۶۳ برابر فاصله تقریبی از $z=20$ تا زمان حال ذخیره شده اند که برای هریک از این حالتها از الگوریتم SUBFINDاشپرینگل ۲۰۰۰ استفاده شده، تا هاله های خود -مقید که دربردارنده حداقل ۲۰ذره بوده و همه زیرهاله های خود-مقید درون این هاله ها را با جرم مشابه شناسایی کند. آنگاه ادغام درختی هریک از این هاله ها و زیرساختارها آن را در زمان نهایی به اجرام در زمان قبلتر که هاله ها از آنها شکل گرفته اند ارتباط می دهد .این درختها در مرحله نهایی پساپردازش ورودی هستند .این کار شکل گیری کهکشانها در همه یا بخشی از حجم را با دنبال کردن رفتارهای ساده شده فیزیک باریونی درون هر درخت که در زمان اولیه شروع شده و تا زمان حال $z=0$ به اتمام میرسد شبیه سازی می کند توضیحات بیشتر از شبیه سازی و این پسا پردازش را میتوان در مقاله اشپرینگل و همکاران در سال ۲۰۰۵ یافت.چندین مدل متفاوت تشکیل ساختار کهکشانها روی این ساختارها توسط گروههای کارچینگ و دوراهام به اتمام رسیده است .[2] و[3]

تابع درخشندگی کهکشانهادر گروه کهکشانی فسیلی و کنترل :

در سال ۱۹۷۶ شکتر تابعی را برای برازش توزیع درخشندگی کهکشانها در خوشه های آبل بکار برد. که نتیجه یک برازش فوق العاده شد که منجر به ارایه تابع زیر به عنوان تابع درخشندگی شکتر گردید: [4]

$$\varphi(L)\,dL = \varphi^{*}\left(\frac{L}{L^{*}}\right)^{\alpha} e^{\left(\frac{L}{L^{*}}\right)} d\left(\frac{L}{L^{*}}\right) \qquad (1)$$

این تابع بر حسب قدر مطلق بصورت زیر نوشته می شود:

$$\varphi(M)dM = \left(0.4\times Ln(10)\right)\times\varphi^{*}\times10^{0.4\times\left(M^{*}-M\right)(1+\alpha)}\times\exp\left(-10^{0.4\times\left(M^{*}-M\right)}dM\right) \qquad (2)$$

در آن رابطه**φ**(L) متناسب با تعداد کهکشانهایی است که دارای درخشندگی در بازه ی (L,L+dL) هستند، همینطور **φ**(M) متناسب با تعداد کهکشانهایی است که دارای قدر مطلق در بازه ی (M,M+dM) می باشند. در تابع شکتر سه پارامتر مهم وجود دارند L^* یا M^*، **φ*** و α.

φ* کمیتی است که تعداد کهکشانهای موجود در هر بازه قدری، نسبت به آن نرمالیزه می شود و از رابطه زیر بدست می آید:

$$\varphi^* = \int_{M_1}^{M_2} \varphi(M)dM \qquad (۳)$$

M^* یا (L^*) قدر مطلق (یا درخشندگی) ناحیه جدایی کهکشانهای درخشان وکهکشانهای کوتوله کم نور است جایی که نمودار تابع درخشندگی خیز برمی دارد. α کمیتی است که شیب منحنی تابع درخشندگی را در نواحی کم نور نشان می دهد. بطور کلی از نظر ریاضی تابع شکتر دو بخش دارد، یک بخش آن مانند یک تابع توانی رفتار می کندودر نواحی با درخشندگی کمتر حاکم است ناحیه ای که $L<L^*$ یعنی:

$$\varphi \propto L^{\alpha} \qquad (٤)$$

در این نواحی منحنی تابع درخشندگی متناسب با α خیز(یا افت) می کند و α معمولا بین[5 .0- تا 5 .1-] تغییر می کند.بخش دیگر تابع فوق، قسمت نمایی آن است یعنی:

$$\varphi \propto e^{-L} \qquad (۵)$$

این بخش از تابع شکتر توزیع کهکشانها با درخشندگی بالا را توصیف می کند و در نواحی برقرار است که $L > L^*$. گروههایی که به عنوان گروههای فسیلی انتخاب شده از تعریف عمومی این گروهها تبعیت می کنند (Jonse et al 2003) [5]. در این آنالیز گروههای فسیلی که از میان گروهها انتخاب شده اند از ویژگیهای زیر برخوردار می باشند: ۱ –جرم همه گروهها از $10^{13}\ h^{-1}M_{sun}$ بیشتر است. ۲– قدر مطلق BCGکمتر ومساوی 22-در نظر گرفته شده است ($M_{BCG}\leq -22$) . ۳– اختلاف قدر عضو درخشان اول ودوم در داخل نصف شعاع ویریالی تصویر شده گروهها برابر و بزرگتر از ۲ در نظر گرفته شده است.($\Delta M_{1,2}\geq 2$) برای گروههایی که به عنوان کنترل انتخاب شده اند شرایط باالا برقرار است با این تفاوت که اختلاف قدر عضو درخشان اول ودوم در داخل نصف شعاع ویریالی تصویر شده گروهها کمتر و مساوی ۰.۵ می باشد. ($\Delta M_{1,2}\leq 0.5$) از آنجا که در هر انتقال به سرخ تعداد کثیری از گروهها ی کهکشانی وجود دارد ونظر به اینکه گروهها دارای BCGهای با درخشندگی مشابه هستند گروههای کهکشانی را بر اساس سه بازه جرمی($M<10^{13.5}h^{-1}M$□, $10^{13.5}h^{-1}M$□$\leq M<10^{14}h^{-1}M$□, $M\leq 10^{14}h^{-1}M$□) که تعریف کردیم مطابق روش (colle1989)[6] با همدیگر انباشته کردیم وتابع درخشندگی را برای گروههای مرکب در سه شعاع (R200,1/2R200و 1/4 R200) محاسبه کردیم. تعداد کهکشانها وگروههای انباشته شده در هر انتقال به سرخ در جدول ۱ آمده است. نتایج حاصل از برازش تابع شکتر به توابع در خشندگی بدست آمده در بین جرمی $M\leq 10^{13.5}Msun$ ویک چهارم شعاع ویریالی گروههای فسیلی به عنوان نمونه در جدول۲ ارایه شده است. تعداد ۱۷ جدول دیگر شامل نتایج برازش تابع شکتر همانند جدول ۲ به دست آمده است.

جدول۲:نتایج حاصل از برازش تابع شکتر بر توابع درخشندگی گروهها ی فسیلی در داخل شعاع 1/4 R200 بین جرمی $M\leq 10^{13.5}Msun$

Snap Shot	Z	α	error α	M*	error M*
41	0.98871	-1.15753	0.00472	-22.6249	0.02239
42	0.905461	-1.15499	0.00484	-22.5364	0.02305
43	0.827699	-1.17095	0.00404	-22.4867	0.02072
44	0.755035	-1.1771	0.00416	-22.4349	0.02213
45	0.687108	-1.17766	0.00414	-22.334	0.0203

46	0.623589	-1.19105	0.00422	-22.4203	0.02323
47	0.564176	-1.18709	0.0042	-22.2245	0.02004
48	0.508591	-1.20352	0.0042	-22.3064	0.02195
49	0.456577	-1.20939	0.00426	-22.2185	0.02148
50	0.407899	-1.2196	0.0043	-22.2288	0.02452
51	0.362341	-1.22913	0.00433	-22.1851	0.02331
52	0.319703	-1.23617	0.00376	-22.148	0.02484
53	0.279802	-1.24609	0.00378	-22.2048	0.02701
54	0.242469	-1.25933	0.00387	-22.0849	0.0271
55	0.207549	-1.27606	0.00391	-22.0908	0.02892
56	0.174898	-1.29457	0.00394	-22.1646	0.0329
57	0.144383	-1.30159	0.00401	-22.1209	0.03448
58	0.115884	-1.31195	0.00418	-22.0048	0.03783
59	0.089288	-1.32714	0.00456	-21.9092	0.04778
60	0.064493	-1.22928	0.00525	-20.5361	0.03483
61	0.041404	-1.2097	0.00546	-20.2515	0.03075
62	0.019932	-1.1842	0.00566	-19.9503	0.02662
63	0	-1.13184	0.00584	-19.4405	0.01896

جدول۱:تعداد گروهها وکهکشانهای انباشته شده در هر انتقال به سرخ

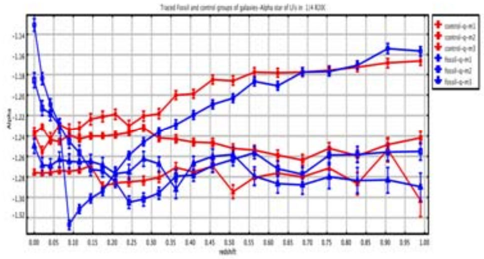
snapshot	Z	fossils	galaxy number	controls	galaxy number
41	0.98870987	3526	197064	3430	262630
42	0.9054607	3733	214331	3543	286261
43	0.82769936	3867	229500	3630	310678
44	0.75503474	3983	241308	3690	332397
45	0.6871079	4067	252571	3731	354338
46	0.62358934	4124	260352	3780	380645
47	0.5641763	4179	268419	3804	409000
48	0.5085907	4220	276862	3811	434540
49	0.45657662	4250	282915	3833	461057
50	0.40789875	4267	287018	3845	488919
51	0.36234066	4276	291489	3873	518644
52	0.31970295	4283	297004	3888	544439
53	0.2798022	4289	300971	3898	570894
54	0.24246943	4296	306165	3908	595107
55	0.20754899	4304	311615	3911	617547
56	0.17489755	4300	315082	3924	637807
57	0.14438309	4303	319650	3919	654220
58	0.11588399	4307	324190	3937	671456
59	0.08928835	4304	327279	3944	686492
60	0.06449311	4306	331176	3968	703581
61	0.041403536	4313	337615	3979	715362
62	0.019932495	4309	341117	3990	727048
63	0.0	4318	348736	4018	751414

نتیجه گیری:

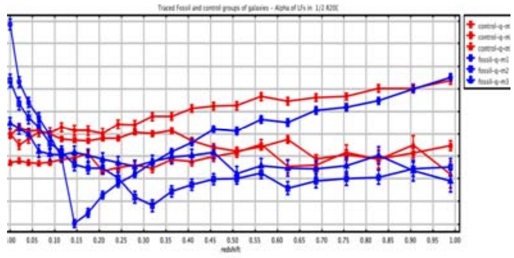
α وM^* گروههای کنترلی بر خلاف گروههای کنترل در تما می شعاعها و بین های جرمی تقریبا بطور تخت نسبت به zمتحول می شوند.آنچه که از همه شکل ها در مورد گروههای فسیلی مشهود است تحول محسوس پارامتر های شکتر از انتقال به سرخ حدود $Z=0.2$ تا $Z=0$می باشد. همچنین تحول α وM^* در داخل $1/4$شعاع ویریالی برای گروههای باجرم کمتر از $10^{13.5}h^{-1}M_{sun}$ در مقایسه با گروههای پر جرم متفاوت ومحسوس است.

شکل ۱ تا ۶ : تحول M^*,α بر حسب Z برای گروههای فسیلی(آبی رنگ) وگروههای کنترل(قرمز رنگ) در بین های متفاوت

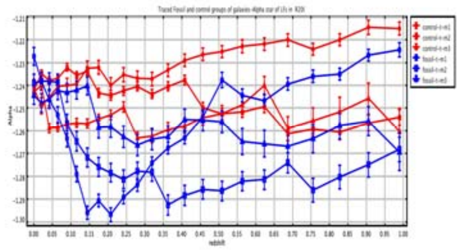
Alpha-1/4 R200-trace



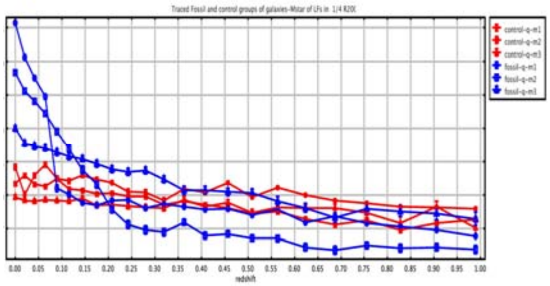
Alpha-1/2 R200-trace



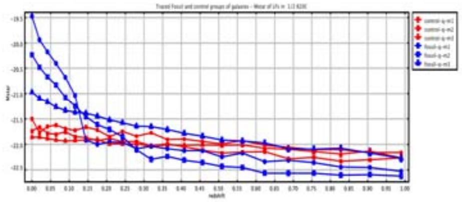
Alpha- R200-trace



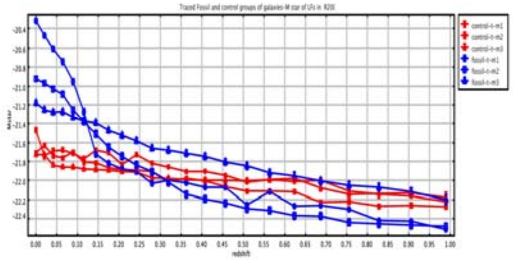
M star- 1/4 R200-trace



M star- 1/2 R200-trace



M star- R200-trace



مرجع ها:

[1] P. Eigenthaler and W. W. Zeilinger, 2009, *Astron . Nachr. /AN330*, No. 9/10, 978 – 987
[2] G. Lemson, the Virgo Consortium 2006astro.ph..8019L
[3] Springel, V. et al., 2005, Nature, 435, 629
[4] Schechter, P. L., 1976, *ApJ*, 203, 297
[5] Jones, L.R, Ponman, T.J., Horton, A., Babul, A., Ebeling, H. and Burke, D.J., and Forbes, D.A., 2003, MNRAS, 343, 627
[6]Colless M., 1989, MNRAS 237, 799

روابط مقیاسی کهکشان‌های کوتوله در خوشه‌ی کهکشانی گیسو

احسان کورک چی[۱]، حبیب خسروشاهی[۱]، دیوید کارتر[۲] و گروه همکاریهای خوشه‌ی گیسو

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

[2]موسسه‌ی تحقیقات نجوم در لیورپول (ARI)

چکیده

مساحی گنجینه‌ای خوشه‌ی کهکشانی گیسو (Coma Treasury Survey) که با تلسکوپ فضایی هابل و با دوربین پیشرفته‌ی مساحی آن (ACS) آغاز شد، در حال حاضر به طول موج‌های مختلف به روش نور سنجی و طیف سنجی گسترش یافته است. مطالعه‌ی کهکشان‌های این خوشه که نزدیک‌ترین خوشه‌ی غنی کهکشانی است، بسیار حائز اهمیت است. با مدل‌سازی توزیع نور در کهکشان‌ها و پردازش داده‌های طیف سنج DEIMOS که یکی از بهترین ابزارهای تلسکوپ 10 متری کِک است، صفحه‌ی اصلی کهکشان‌ها و روابط مقیاسی کهکشان‌ها، نظیر تغییرات سرعت پخشی با درخشندگی در کهکشان‌ها، مطالعه شده است. داده‌هایی با این کیفیت و توان تفکیک تا قبل از این وجود نداشته و از این رو این تحقیق برای نخستین بار امکان اندازه گیری جرم و ماده‌ی تاریک در کهکشان‌های کوتوله در خوشه‌ی غنی گیسو تا قدر M_R=-15 را فراهم کرده است. گستره‌ی طول موج DEIMOS از ۴،۰۰۰ تا ۱۰،۰۰۰ آنگستروم است که با توان تفکیک ۳/۰ آنگستروم بر پیکسل، بهترین ابزار برای مطالعه‌ی پیشنهاد شده است. از طرفی با استفاده از داده‌های با توان تفکیک زیاد تصویر ACS، روابط مقیاسی کهکشان‌های کوتوله را بررسی کرده‌ایم.

Scaling Relations in Dwarf Galaxies of the Coma Cluster of Galaxies

E. Kourkchi[1], H. G. Khosroshahi[1], D. Carter[2] and the Coma collaboration team

[1]School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran
[2] Astrophysics Research Institute (ARI) – Liverpool John Moores University

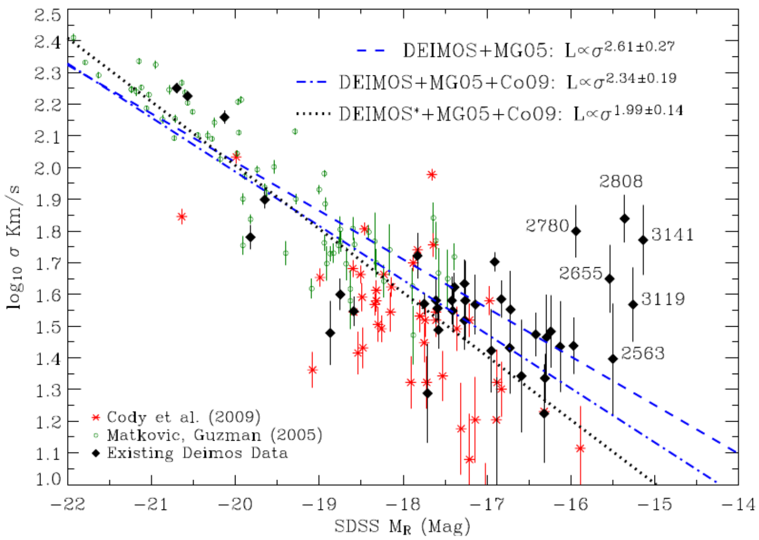
Abstract

We study the fundamental and the photometric plane of a sample of ~50 dwarf galaxies within the core of Coma cluster observed with DEIMOS on Keck II down to R-band luminosity of -15 Magnitudes. The Calcium triplet lines in the wavelength range between 7500 to 10,000 Å allow us to obtain the velocity dispersion for the sample galaxies with high precision. We also performed a comprehensive error analysis to better estimate the uncertainties of this key observable. We also carried out a galaxy structure modeling using the ACS I-band images for a larger sample. We found larger velocity dispersions for fainter dwarfs than what expected from mass-luminosity trends of brighter Coma galaxies. In addition, fainter galaxies do not lie on the fundamental plane of brighter dwarf galaxies and their deviations from the fundamental plane increases as their luminosities, central velocity dispersions and Sérsic indices decrease. We also noticed that those faint galaxies, which are outliers in the fundamental plane relation, have excess light at their central region with respect to their corresponding Sérsic model. The photometric plane for the sample galaxies shows reduced scatter around the plane at the faint-end, in comparison to the same in the fundamental plane.

مقدمه

کهکشان‌های کوتوله، M_R>-18 (mag)، یکی از مهمترین اجزای تشکیل دهنده‌ی جهان هستند. تعداد آنها نسبت به کهکشان‌های معمولی و غول‌پیکر بسیار بیشتر بوده و به عنوان خانواده‌ای مجزا با خصوصیات بنیادین بسیار متفاوت طبقه‌بندی می‌شوند. این کهکشان‌ها با کهکشان‌های مارپیچی و بیضوی تفاوت بسیاری دارند. از سویی دیگر، فهم تابع توزیع جرم کهکشان‌ها در ناحیه‌ی کم جرم آن، یکی از روش‌های تشخیصی مهم برای آزمودن نظریه‌های شکل‌گیری کهکشان‌ها است. بررسی کهکشان‌های کوتوله و فهم ارتباط آنها با نظایر درخشان‌تر و پر جرم‌تر آن‌ها، کمک می‌کند تا مدل‌های تشکیل کهکشان‌ها را بیازماییم. همچنین بررسی کوتوله‌های جهان محلی، کمک می‌کند تا تحول کهکشان‌ها را در انتقال به سرخ‌های بزرگ‌تر بررسی کنیم. از آنجا که این کهکشان‌ها احتمالاً ماده‌ی تاریک زیادی در هاله‌ی خود دارند، هرگونه مطالعه‌ی تحول آنها نیازمند بررسی دینامیک درونی آنها است. در نتایج شبیه سازی‌های ماده‌ی تاریک سرد، تعداد زیادی زیرهاله‌ی ماده‌ی تاریک وجود دارد، در حالی که در داده‌های رصدی همتایی ندارد. مطالعه‌ی کهکشان‌های کوتوله و بررسی مقدار و نحوه‌ی توزیع ماده‌ی تاریک در آنها به حل مسئله‌ی فقدان اجرام قمرگون و زیرهاله‌های ماده‌ی تاریک کمک می‌کند.

روابط صفحه‌ی اصلی (FP) [٥،٦] و فِیبر–جکسون [٧] $L\,\alpha\,\sigma^{\alpha}$، مهمترین ابزار را برای مطالعه‌ی کهکشان‌های کوتوله فراهم می‌کنند. این روابط، سرعت پخشی σ، روشنایی L، و درخشندگی سطحی μ، کهکشان‌ها را مرتبط می‌سازند. مقدار دقیق پارامتر α در رابطه‌ی فِیبر–جکسون به مقید کردن مدل‌های تشکیل کهکشان کمک می‌کند. دِکِل و سیلک [٤] میزانِ از دست دادن گاز از یک سیستم خود گرانشی را با استفاده از پارامتر α سنجیده‌اند. در صورتی‌که دینامیک کهکشان متاثر از هاله‌ی ماده تاریک باشد، پیش بینی می‌کنند که $L\,\alpha\,\sigma^{5.26}$ باشد. از سوی دیگر اگر کهکشان‌ها فقط حاوی ماده‌ی باریونی باشند و نسبت جرم به روشنایی نسبتاً ثابتی داشته باشند،



رابطه‌ی هموارتر $L\,\alpha\,\sigma^{2.7}$ انتظار می‌رود [٤].

شکل ۱: رابطه‌ی فِیبر– جکسون برای سه نمونه از کهکشان‌های کوتوله در خوشه‌ی گیسو [٩]. (راهنما [٣]:Co09 و [11]:MG05)

مشخصات طیف‌های رصد شده

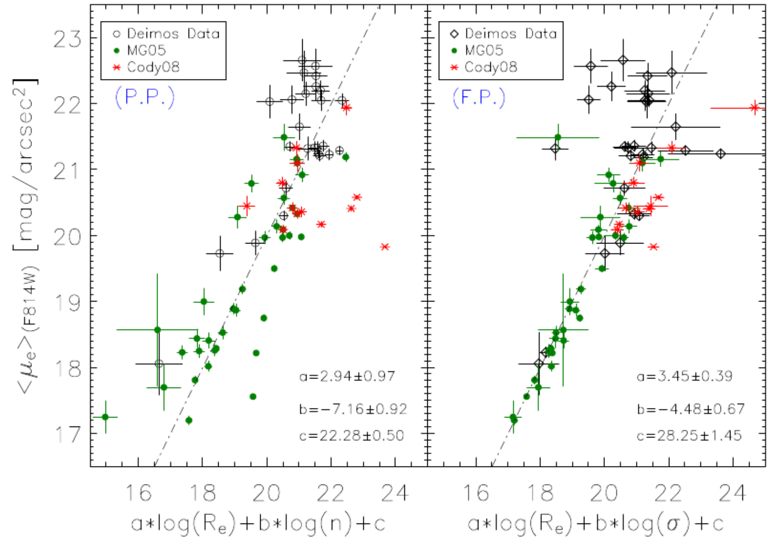
در این مطالعه، نمونه‌ای از کهکشان‌های کوتوله در شب‌های 18اُم و 19اُم مارس 2007 توسط ابزار DEIMOS در تلسکوپ ۱۰ متری کِک در هاوایی رصد شده‌اند. طیف‌های مطالعه شده در این بررسی، بازه‌ی 7500 تا 10.000 آنگستروم را پوشش می‌دهند. این بازه‌ی طول موج شامل سه خط جذبی عمیق کلسیمِ دوبار یونیده در طول موج‌های 8542/09،8498/02 و 8662/14 آنگستروم است. این خطوطِ نزدیک فروسرخ به علت حساسیت کم نسبت به فلزیت کهکشان‌ها، برای اندازه‌گیری مقدار جابه‌جایی و پهن‌شدگی طیف در اثر سرعت در راستای دید و سرعت پخشی داخلی کهکشان، ابزار تشخیصی بسیار قدرتمندی هستند.

برای اندازه‌گیری سرعت شعاعی کهکشان‌ها در راستای دید، V_r، و سرعت پخشی کهکشان‌ها σ، از نرم‌افزار $pPXF$ [۱]، استفاده کرده‌ایم. هر طیف کهکشان با این فرض که تنها از یک نوع ستاره‌ی مشخص تشکیل شده باشد، به راحتی قابل بازسازی است. با در دست داشتن طیف ستاره‌ی مبنا به عنوان طیف الگو و اعمال اثر سرعت پخشی، می‌توان طیف کهکشان در چارچوب سکون را به دست آورد. سرعت پخشی باعث پهن شدگی طیف کهکشان می‌شود و سرعت شعاعی باعث جابه‌جایی آن در راستای طول موج می‌شود.

در این مطالعه سرعت پخشی 41 کهکشان را با استفاده از الگوهای ستاره‌ای متنوعی اندازه‌گیری کرده‌ایم. سرعت پخشی 26 کهکشان از این مجموعه، برای نخستین بار اندازه‌گیری شده است. تحلیل جامعی برای یافتن سرچشمه‌ی خطاهای احتمالی هنگام اندازه‌گیری سرعت پخشی، انجام شده است. مهم‌ترین عامل بروز خطا و عدم قطعیت در نتایج به دست آمده، عدم تطبیق الگوهای طیفی است. هنگام انجام اندازه‌گیری‌ها، اثر عدم تطبیق الگوهای ستاره‌ای را با استفاده از چندین ستاره‌ی الگو به طور همزمان، کاهش داده‌ایم. با استفاده از نتایج به دست آمده برای سرعت‌های پخشی، نمودار فِیبر–جکسون را به صورت $L \alpha \sigma^{1.99\pm 0.14}$ به دست آورده‌ایم (شکل۱) [۹]. نکته قابل توجه آن است که کهکشان‌های کوتوله‌ی کم نورتر، از بهترین رابطه‌ی به دست آمده منحرف شده‌اند. در این کهکشان‌ها، ادغام‌های اخیر کهکشانی با گاز زیاد می‌تواند عاملی برای انحراف این کهکشان‌ها از رابطه‌ی فِیبر– جکسون باشد. گاز ناشی از انفجارات ابرنواخری می‌تواند ماده‌ی روشن را از این کهکشان‌ها خارج کرده و آن‌ها را به انتهای کم‌نورترِ نمودار فِیبر–جکسون براند.

داده‌های نورسنجی

مساحی گنجینه‌ای خوشه کهکشانی گیسو، پیمایشی است که در دو بازه‌ی طول موجی انجام شده است [۲]. این مساحی، 274 $arcmin^2$ از نواحی مرکزی و نواحی برخوردی خوشه‌ی گیسو را پوشش می‌دهد. 25 میدان با استفاده از دوربین میدان گسترده‌ی ACS تلسکوپ فضایی هابل رصد شده‌اند و 19 میدان از این 25 میدان، نواحی مرکزی خوشه‌ی گیسو که در حدود ۳/۰ deg است را پوشش می‌دهند. در این مطالعه از داده‌های مساحی گنجینه‌ای خوشه‌ی گیسو برای اندازه‌گیری خصوصیات ساختاری کهکشان‌ها و اندازه‌گیری پارامتر سرسیک استفاده کرده‌ایم.



شکل ۱: **چپ**. تصویری از صفحه‌ی نوری بر حسب درخشندگی سطحی میانگین. پراکندگی نقاط متناظر با کهکشان‌های کم‌نور حول صفحه‌ی نوری در قیاس با صفحه‌ی اصلی کوچک‌تر است. **راست**. تصویری از صفحه‌ی اصلی. کهکشان‌های کم نور از صفحه‌ی اصلی کهکشان‌های پر نور تبعیت نمی‌کنند. (راهنما [۳]:Co09 و [11]:MG05)

صفحه اصلی 1

رابطه‌ی مشهور صفحه‌ی اصلی [۵،٦]، که بر اساس قضیه‌ی ویریال به دست می‌آید، چنین نوشته می‌شود:

$$log(R_e) = A\,log(\sigma) + B\,\langle\mu\rangle_e + C\,. \qquad (۱)$$

که در آن σ، μ_e و R_e به ترتیب متناظر با سرعت پخشی، درخشندگی سطحی و شعاع مؤثر کهکشان‌های مورد بررسی است. تفاوت ضرایب صفحه اصلی سیستم‌های کروی مختلفی که دارای جرم، اندازه و روشنایی متفاوتی هستند را می‌توان با تحول نسبت جرم به روشنایی آن‌ها، به عنوان تابعی از جمعیت ستاره‌ای (سن، فلزیت یا تابع جرم نخستین و مقدار ماده‌ی تاریک توضیح داد. علاوه بر این، عدم برقراری فرض تجانس (که بر مبنای آن ساختار همه‌ی سیستم‌های کروی صرف‌نظر از اندازه‌ی آن‌ها مقیاس پذیر است) می تواند سرچشمه‌ی دیگری برای تمایل صفحه‌ی اصلی و تفاوت آن با رابطه‌ی پیش‌بینی شده باشد. از سویی دیگر، برخی از مطالعات نقش اتلاف را در توصیف رفتار صفحه‌ی اصلی مهم‌تر از سایر پدیده‌ها دانسته‌اند. جدول ۱ نتایج بهترین برازش صفحه‌ی ا صلی برای بازه‌های مختلف درخشندگی نشان می‌دهد [۱۰].

جدول ۱ : ضرایب به دست آمده برای بهترین صفحه‌ی اصلی برازش شده به ازای بازه‌های متفاوت درخشندگی.

R_e [kpc]	$A\ log(\sigma) + B\ <\mu>_e + C$		
M_{F814W}	A	B	RMS
< -20	1.33±0.02	0.32±0.00	0.031
< -18	0.77±0.11	0.17±0.03	0.116
< -16	0.97±0.16	0.19±0.02	0.150

رابطه‌ی بنیادین دیگری که فقط بر اساس متغیرهای نورسنجی بنا می‌شود، توسط خسروشاهی و همکاران [8] معرفی شده است. این رابطه‌ی مقیاسی، کهکشان‌ها را بر صفحه اصلی دیگری قرار می‌دهد که صفحه‌ی نوری کهکشان‌ها نام‌گذاری شده است. تفاوت صفحه‌ی نوری با صفحه‌ی اصلی در آن است که به جای سرعت پخشی در آن از پارامتر سرسیک استفاده می‌شود. پارامتر سرسیک، اطلاعات مربوط به ساختار داخلی کهکشان و شکل پروفایل نوری آن را در بر می‌گیرد. این پارامتر با مشخصه‌های دینامیکی کهکشان، نظیر جرم کل و سرعت پخشی ستاره‌های تشکیل دهنده‌ی آن همبسته است. هر اندازه پروفایل نوری کهکشان در نواحی مرکزی آن پرشیب‌تر باشد، پارامتر سرسیک بزرگ‌تر بوده، جرم کهکشان و سرعت پخشی داخلی آن بیشتر است. شکل ۲ نتیجه‌ی برازش صفحه‌ی اصلی و صفحه‌ی نوری کهکشان‌های مورد مطالعه را نشان می‌دهد [10].

نتیجه گیری

از محاسبات انجام شده چنین نتیجه می‌گیریم که در قیاس با صفحه‌ی اصلی، کهکشان‌های کم‌نورتر تطابق بهتری با صفحه‌ی نوری دارند، چرا که اثر ساختار کهکشان‌ها که در سرعت پخشی در نظر گرفته نمی‌شود، و بنابراین در رابطه‌ی صفحه‌ی اصلی وارد نمی‌شود، در پارامتر سرسیک و در نتیجه در صفحه‌ی نوری در نظر گرفته می‌شوند. افزون بر این، عدم قطعیت‌های بزرگ‌تری که هنگام تخمین سرعت‌های پخشی کهکشان‌های کوتوله وارد می‌شوند، می‌توانند دلیلی برای پراکندگی زیاد نقاط حول صفحه‌ی اصلی در قیاس با صفحه نوری باشد.

مرجع‌ها

[1] M. Cappellari and E. Emsellem, 2004, *PASP*, **116**, 138
[2] D. Carter, et al., 2008, *ApJS*, **176**, 424
[3] A. M. Cody, D. Carter, T. J. Bridges, B. Mobasher and B. M. Poggianti, 2009, *MNRAS*, **396**, 1647 (Co09)
[4] A. Dekel and J. Silk, 1986, *ApJ*, **303**, 39
[5] S. Djorgovski and M. Davis, 1987, *ApJ*, **313**, 59
[6] A. Dressler, D. Lynden-Bell, D. Burstein, R. L. Davies, S. M. Faber, R. Terlevich and G. Wegner, 1987, *ApJ*, **313**, 42
[7] S. M. Faber and R. E. Jackson,1976, *ApJ*, **204**, 668
[8] H. G. Khosroshahi, Y. Wadadekar, A. Kembhavi and B. Mobasher, 2000, *ApJL*, **531**, 103
[9] E. Kourkchi, H. G. Khosroshahi, D. Carter, E. Marmol-Queralto, K. Chiboucas, R. B. Tully et al., 2011, *MNRAS* (arXiv1110.2649)
[10] E. Kourkchi, H. G. Khosroshahi, D. Carter and B. Mobasher, 2011, *MNRAS* (arXiv1110.2648)
[11] A. Matkovic and R. Guzman, 2005, *MNRAS*, **362**, 289 (MG05)

تعیین پارامترهای دوتای گرفتی EROS 1065 درکهکشان ابرماژلانی بزرگ برای اولین بار

زهره السادات سادات حسینیان، عباس عابدی

گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در این مقاله داده های نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی EROSE 1065 ، در صافی های B و R از پروژه EROS و در صافی I از پروژه OGEL گرفته شده و با روشی خاص مورد تحلیل قرار گرفته است. پس از تبدیل داده ها در طول موج های صافی های جانسون، و تبدیل قدر به شدت، و با استفاده از نظریه تابش جسم سیاه، نسبت دمایی دو ستاره تخمین زده شده است. قدر مطلق سیستم در صافی V با استفاده از قدر متوسط سیستم و مدول فاصله ی ابر ماژلانی بزرگ بدست آمد.B-V سیستم نیز محاسبه گردیده است. طبقه ی ستاره ها و رده ی طیفی آنها با مراجعه به جداول استاندارد پیش بینی شده است. بااستفاده از این نتایج و استفاده از نرم افزار Binary maker ، نرم افزار phoebe اجرا گردیده و پارامتر های فیزیکی و هندسی ستارگان این سیستم بدست آمده است.

Determine the parameters of eclipsing binary EROS 1065 in Large Magellanic Cloud for the first time

Z.Sadat. Sadat Hosseinian, A.Abedi
Department of Physics, University of Briand, Briand

Abstract

In this paper, the photometric data of the eclipsing Binary star EROSE 1065, in B and R filters from the projects EROS, and in I filter from OGEL have been analyzed with a specific way. After transmutation of data into Johnson filters wavelength, and transmutation magnitude into severity, the temperature ratio of two stars has been estimated by using the theory of the blackbody radiation. System absolute magnitude in V filter has been obtained with the use of the average magnitude and large Magellanic distance modulus .B-V of the system has been calculated .Categorizing stars and spectral class has been predicted by referring to standard tables. By using these results and using the binary maker software, the phoebe software has been run and the geometric and physical parameters of this system have been achieved.

مقدمه

پروژه هایEROS وOGEL با هدف اصلی جستجوی اجرام متراکم پرجرم (ماده تاریک) در هاله ی کهکشان طراحی شده اند و بدین منظور، نورسنجی تعداد بسیاری از ستارگان ابر ماژلانی بزرگ و کوچک برای مدت طولانی انجام شده است، در این نورسنجی

ها نورسنجی تعدادی از ستارگان دوتایی نیز انجام پذیرفته است که نورسنجی دوتایی گرفتی EROS 1065 از ابر ماژلانی بزرگ، LMC، در دو صافی R_E و B_E از پروژه EROS و داده های صافی I از پروژه OGLE از جمله ی آنها است. این سیستم یک دوتایی گرفتی با پریود ۵/۰۸۷ روز و در رده ی دوتایی های الغول دسته بندی شده است.

تحلیل داده های نورسنجی:

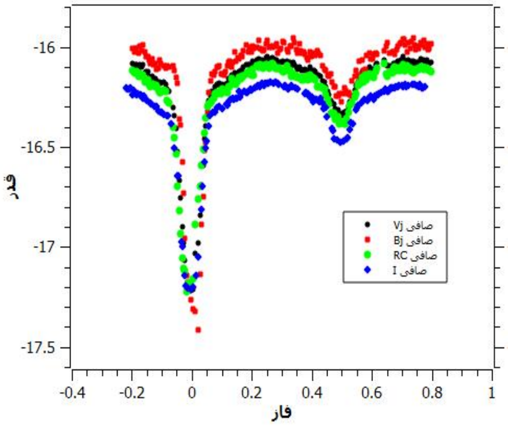
مشاهدات پروژه ی EROS با استفاده از تلسکوپ انعکاسی ۰/۴ متری با f/10 که در رصدخانه ی دی هات پروونس مستقر می باشد انجام گرفته است.CCD های متصل به این تلسکوپ دارای چیپ های 400×579 پیکسلی از نوع $31157\times TH$ تامسون بودند که تحت سرمایش قرارگرفتند. هر پیکسل $23\mu m^2$ متناظربا 1/21 arcsec روی آسمان بوده وهرCCD برای 0.8×11.6 arcmin طراحی شده بود(گریسن و سایرین ۱۹۹۵). در پروژه اوگل کاتالوگ ۲۵۸۰ تایی از ستارگان در سطح ۴/۶ درجه مربعی از بخشهای مرکزی LMC منتشر شده است.مشاهدات آن در دومین فاز نقشه برداری ریزعدسی گرانشی با تلسکوپ ۱/۳ متری وارسا در رصدخانه ی لاس کامپاناس شیلی انجام شده است که در دو مرحله انجام گرفته است.

اولین مرحله در سال ۱۹۹۲ به مدت ٤ سال و دومین مرحله در سال ۱۹۹۵ با یک تلسکوپ ۱ متری در شیلی و در انستیتوی کارنگی واشنگتن با دوربین F/L CCD 2048×2048 انجام شده است (میکالسکا و پیکولسکی،۲۰۰۵).

پس از دریافت داده ها از پایگاه های ذکر شده [۱] و [۲]، باید داده ها را از دو صافی R_E و B_E، با استفاده از روابط (۱) به داده هایی در صافی های استاندارد جانسون تبدیل کنیم [۲]. از طرفی دادهای صافی R_c نیز بدست می آید.

$$B_J = B_E + 0.46(B_E - R_E) \qquad V_J = B_E - 0.47(B_E - R_E) \qquad R_C = R_E + 0.07(B_E - R_E) \tag{1}$$

در ادامه پس از تبدیل زمان به فاز مداری، برای کاهش پراکندگی ها ،عمل متوسط گیری در بازه های ۰/۰۰۵ فاز مداری انجام گرفت و تعداد نقاط هر منحنی نوری به ۲۰۰ نقطه کاهش یافت. در شکل شماره (۱) چهار منحنی نوری سیستم در صافی های V_j، B_j، R_c و I_j بر حسب فاز مداری نمایش داده شده است.



شکل(۱)-منحنی تغییرات قدر بر حسب فاز در ٤ صافی های V_j، B_j، R_c و I_j

به منظور تحلیل منحنی نوری و یافتن پارامترهای سیستم با کمک نـرم افـزار phoebe لازم اسـت حـداقل تعـدادی از پارامترهـای اساسی سیستم را از قبل بدانیم. لذا داده ها را از قدر به تابندگی با تابندگی بیشینه نرمال شده به یـک بـا اسـتفاده از رابطـه (۲) تبـدیل کردیم. قدر ظاهری m_0 در صافی های مختلف با استفاده از میانگین گیری قدر ها بین فازهای ۰/۲۳ تا ۰/۲۸ و ۰/۷۳ تا ۰/۷۸ به دست آمده است.

$$I = I_0 \times 10^{\frac{-(m-m_0)}{2.5}} \qquad (۲)$$

با استفاده از نظریه ی جسم سیاه در رابطه ی (۳) می توانیم تخمینی از نسبت دمایی دو ستاره بدست آوریم. در این رابطه T_1 و T_2 دمای سطح ستاره اولیه و ثانویه ، I_P و I_S به ترتیب شدت بولومتری گرفت اولیه و ثانویه می باشند. برای این مرحله از منحنی شدت غیر بهنجار شده بر حسب فاز استفاده کردیم.

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1-I_P}{1-I_S}\right)^{0.25} \qquad (۳)$$

با استفاده از قدر متوسط سیستم در فازهای ۰/۲۵ و ۰/۷۵ در دو صافی B و V مقدار B-V سیستم را محاسبه کردیم. و قدر مطلق سیستم را با استفاده از رابطه (٤) بدست آوردیم، در این رابطه $\mu_{LMC} = 18.515 \pm 0.085$، مدول فاصله ابر ماژلانی بزرگ (فابریزیو وسایرین۲۰۰۵) می باشد. با استفاده از قدر مطلق وB-V سیستم، با مراجعه به جداول استاندارد [۳] مشخص شد که این سیستم از نوع غول و از رده طیفی B می باشد.

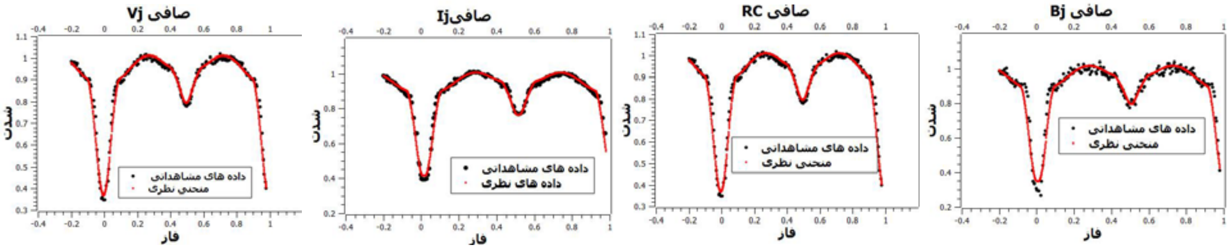
$$M_V = m_V - \mu_{LMC} \qquad (٤)$$

در مرحله ی بعد ابتدا فرض کردیم که درخشندگی دو ستاره با هم برابراند، با استفاده از رابطه (۵)و داشتن قدر مطلق کل سیستم،،قدر مطلق ستاره اولیه را پیدا می کنیم.

$$M_V - M_{1V} = -2.5\log\left(\frac{L}{L_1}\right) \quad \rightarrow \quad M_{1V} = M_V + 0.75 \qquad (۵)$$

با مراجعه مجدد به جدول استاندارد، در بخش غول ها، با داشتن قدر مطلق ستاره اولیه، دما و تابندگی ستاره اولیه را پیدا می کنیم. از طرفی با داشتن نسبت دماها ، دما ودرخشندگی ستاره ثانویه را پیدا می کنیم. بدین منظور با استفاده از جداول استاندارد، نمودارهای قدر بر حسب تابندگی، قدر بر حسب دما، قدر بر حسب شعاع و قدر بر حسب جرم را رسم کردیم و با انطباق بهترین نمودارها بر آنها، توابعی برای نمودارهای ذکر شده بدست آوردیم. حال با دادن دمای ستاره ثانویه به تابع نمودار قدر– دما، قدر ستار ه ثانویه را پیدا نمودیم سپس قدر ستاره ثانویه را در تابع قدر– تابندگی قرار داده و تابندگی ستاره ثانویه را پیدا می کنیم. در مرحله ی بعد با استفاده مجدد از رابطه(۵) قدر جدیدی برای ستاره اولیه بدست می آید. مراحل فوق را تا جایی ادامه می دهیم که قدر ستاره اولیه در شروع یک مرحله با قدر آن در شروع مرحله بعد برابر شود. در نهایت با استفاده از نمودارهای قدرمطلق بر حسب جرم و شعاع، می توانیم جرم و شعاع دو ستاره را پیدا کنیم. در مرحله ی بعد با استفاده از نرم افزار Binary maker و نسبت جرم و نسبت شعاع ها ی دو ستاره می توانیم تخمین اولیه ای از پتانسیل دو ستاره را بدست آوریم. اینک با توجه به پارامترهای حدس زده شده و منحنی نوری این سیستم، و اینکه این سیستم از نوع جدا از هم می باشد برنامه phoebe را با مد ۲ اجرا می کنیم. با اجرای این نرم افزار و ایجاد بهترین انطباق، پارامترهای فیزیکی و هندسی

سیستم در صافی های مختلف اصلاح شد. مقادیر بدست آمده در جدول شماره۱ ارائه شده است. بهترین تطبیق منحنی نظری بر داده های مشاهداتی در شکل (۲) برای هر صافی به صورت جداگانه آمده است.



شکل(۲) : انطباق منحنی نظری بر داده های مشاهداتی

جدول۱ : پارامتر های سیستم دوتایی گرفتی EROS1065 استخراج شده از نرم افزار phoebe

پارامترها	B_J	V_J	I_J	R_C	$B_J+V_J+I_J+R_C$	پارامترها	B_J	V_J	I_J	R_C	$B_J+V_J+I_J+R_C$
i(deg)	۸۳/۰۴۵ ±۰/۶	۸۱/۰۵ ±۰/۳۹	۸۳/۴۲۸ ±۰/۵	۸۲/۴۹۵ ±۰/۳۶	۸۲/۷۰ ±۰/۳	$q(M_2/M_1)$	۰/۶۵۵ ±۰/۰۴	۰/۶۸ ±۰/۰۰۴	۰/۶۶ ±۰/۰۱	۰/۶۵۳ ±۰/۰۲	۰/۶۶ ±۰/۰۱
Ω_1	۵/۵۷ ±۰/۲۰	۵/۱۰ ±۰/۱۱	۵/۶۱ ±۰/۰۹	۵/۶۵ ±۰/۰۷	۵/۸ ±۰/۰۸	Ω_2	۳/۱۴ ±۰/۰۹	۳/۱۶ ±۰/۰۰۴	۳/۱۶ ±۰/۰۱۹	۳/۱۴ ±۰/۰۳	۳/۰۴ ±۰/۰۱
T_1(k)	۱۳۶۳۸ ±۱۲۴۷	۱۳۸۴۰ ±۸۰۷	۱۴۲۰۰ ±۸۱۸	۱۳۵۶۲ ±۶۱۳	۱۴۲۰۰ ±۷۳۹/۸۲	T_2(k)	۷۷۹۳ ±۳۳۰	۷۶۰۵ ±۲۲۹	۷۵۵۰ ±۲۹۶	۷۵۲۰ ±۲۰۵	۷۷۸۰ ±۲۱۰
L_1/L_1+L_2	۰/۵۵	۰/۵۸	۰/۴۹۴	۰/۵۱۹	۰/۵۰	L_2/L_1+L_2	۰/۴۴	۰/۴۱۰	۰/۵۰۵	۰/۴۸۰	۰/۴۹
x_{1b}	۰/۷۲	۰/۷۱۸	۰/۷۲۳	۰/۷۲	۰/۷۲	r_1(pole)	۰/۲۰۲	۰/۲۲۴	۰/۲۰۱	۰/۱۹۹	۰/۱۹۱
x_{2b}	۰/۵	۰/۵	۰/۵۰۰	۰/۵	۰/۵	r_2(pole)	۰/۳۲۴	۰/۳۳۰	۰/۳۲۴	۰/۳۲۴	۰/۳۲۴
y_{1b}	۰/۰۵	۰/۰۵۳	۰/۰۵۴	۰/۰۵۶	۰/۰۵۵	r_1(side)	۰/۲۰۴	۰/۲۲۷	۰/۲۰۳	۰/۲۰۰	۰/۱۹۲
y_{2b}	۰/۵	۰/۵	۰/۵	۰/۵۰۰	۰/۵	r_2(side)	۰/۳۴۰	۰/۳۴۶	۰/۳۳۹	۰/۳۳۹	۰/۳۴۰
$A_1=A_2$	۱	۱	۱	۱	۱	r_1(back)	۰/۲۰۵	۰/۲۲۹	۰/۲۰۴	۰/۲۰۲	۰/۱۹۳
$g_1=g_2$	۱	۱	۱	۱	۱	r_2(back)	۰/۳۷۴	۰/۳۸۱	۰/۳۷۲	۰/۳۷۳	۰/۳۷۳
X_1	۰/۶	۰/۵۳۲	۰/۳۸	۰/۴۵۱	۰/۵۲۲	X_2	۰/۵	۰/۵۰۰	۰/۵	۰/۵۰۰	۰/۵
Y_1	۰/۲۸۳	۰/۲۶۸	۰/۲۲	۰/۲۴۳	۰/۲۶۶	Y_2	۰/۵	۰/۵	۰/۵	۰/۵۰	۰/۵
						$\sum(o-c)^2$	۰/۴	۰/۱۳۰	۰/۰۷	۰/۱	

نتیجه گیری

با توجه به پارامتر های بدست آمده ازنرم افزار phoebe مشخص شد که دوتایی EROS 1065 ازنوع دوتایی های جدا از هم می باشد، زیرا هیچ کدام از مولفه ها سطح روچ لبشان را پر نکرده اند. همچنین طبقه ی تابندگی ستاره ی اولیه، طبقه ی III و رده ی طیفی آن $B5$ است، و ستاره ی ثانویه نیز دارای طبقه ی تابندگی III و رده ی طیفی $A5$ می باشد.

مرجع‌ها

[1] ftp://ftp.astrouw.edu.pl/ogle/ogle3/OIII-CVS/lmc/ecl
[2] Grison. P. et al. (1995).”*EROS catalogue of eclipsing binary stars in the bar of the large magellanic cloud*.”Astronomy and Astrophysics, vol.109, pp. 447-469.
[3] Ostlie, D.A. and Carroll, B.W., “*An Introduction to Modern stellar Astrophysics*.”;New York: Addison- Wesley, Bristol (1996)

پنجمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

بررسی دوره تناوب و نوسانات شعاعی و غیر شعاعی در ستارگان متغیر جدید GSC 3202-0370 و GSC 4433-0827

رضا پژوهش[۱] ، بهمن حسین زاده[۲]

[۱] استادیار گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

[۲] دانشجوی دکترای فیزیک ، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

ستارگان δ Scuti از نوع ستارگان متغیر می باشند که در پایین ترین قسمت نوار ناپایداری در نمودار HR قرار دارند. رده طیفی این ستارگان در محدوده A_0 تا F_2 بوده و دارای دوره تناوبی در محدوده ۱ تا ۸ ساعت می باشند. این متغیر ها متعلق به جمعیت ستاره ای نوع I بوده و نوسانات شعاعی و غیر شعاعی در آنها مشاهده می شود. در این مقاله رفتار نوسانی دو ستاره متغیر از نوع δ Scuti به نامهای GSC 3202-0370 و GSC 4433-0827 را که اخیراً کشف شده اند مورد بررسی قرار داده و با استفاده از نرم افزار Period04 دوره تناوب و همچنین مدهای نوسانات شعاعی و غیرشعاعی آنها را بدست آورده و مورد بررسی قرار می دهیم.

Period and Radial and Non-radial Oscillations Study of the Two New δScuti Variables *GSC 4433-0827 GSC 3202-037 ,*

R. Pazhouhesh[1], B. Hoseinzadeh[2]

Physics Department, University of Birjand, Birjand [1]
Student, Physics Department ,University of Birjand, Birjand Ph.D [2]

Abstract

δ Scuti stars are variable stars located at the lower part of the classical instability strip in the HR diagram. Their spectral types vary from A0 to F2 and their periods of pulsation are between 1 and 8 hours. These variable stars belong to population I and both radial and non-radial oscillations can be observed in them. In this paper we will study pulsation behavior and radial and non-radial oscillations of two newly discovered δ Scuti variables GSC 3202-0370 , GSC 4433-0827 by period04 software .

مقدمه:

ستارگان δ *Scuti* از نوع ستارگان متغیرند که در مرحله هسته یا پوسته هیدروژن سوزی از مرحله تحول ستاره ای می باشند. جرم این متغیرها بین $1.5\ M_\odot$ و $2.5\ M_\odot$ و دارای دوره تناوبی بین ۱ تا ۸ ساعت می باشند. مکانیزم تپش در این ستارگان از نوع مکانیزم K بوده و در منطقه یونیزاسیون $HeII$ قرار دارند. ستاره متغییر GSC 3202-0370 برای اولین بار در ۲۷ جولای ۲۰۱۱ م. توسط G. Monninger و همکارانش کشف شد و پریود نوسانی آن $P = 0/07855\ (day)$ گزارش شده است[1]. با استفاده از داده ها و با استفاده از نرم افزار period04 چندین فرکانس نوسانی برای این ستاره بدست آوردیم که در بخشهای بعد مورد بحث و بررسی قرار

می دهیم. ستاره متغیر GSC 4433-0827 نیز در ٦ جولای ۲۰۱۱م. برای اولین بار توسط G.Y. Yang و همکارانش کشف شد و پریود نوسان آن $P = 0/05875\ (day)$ گزارش شده است. داده های مربوط به این دوسیستم در سایت IBVS در دسترس می باشد[2].

آنالیز فرکانسهای نوسانی

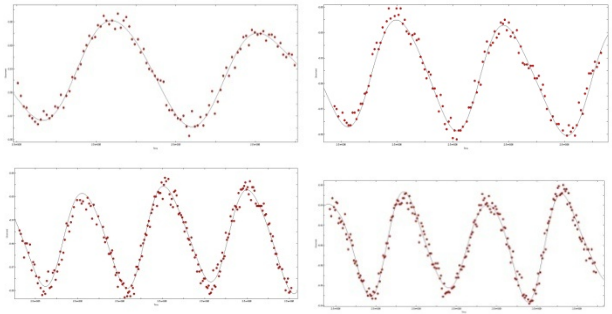
در تحلیل فرکانسهای نوسانی از نرم افزار period04 که بر اساس تبدیلات فوریه و الگوریتم کمترین مربعات بنا شده است استفاده می کنیم[3]. با استفاده از این نرم افزار فرکانس، دامنه نوسانات و فاز مربوط به داده ها را می توان بدست آورد. در تحلیل متغییر های *δ Scuti* برای محاسبه فرکانسها و دامنه های قابل قبول در تپش، معمولاً از شرط بحرانی $\frac{S}{N} > 4$ استفاده می کنیم [8]و[5].

آنالیز فرکانسهای نوسانی ستاره متغیر GSC 3202-0370

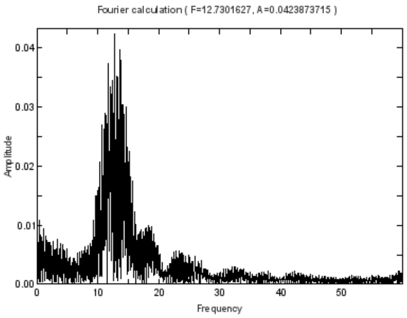
قدر این ستاره متغییر m_v =۱۱/۹۳ است که داده های آن از ٤ شب رصد در فیلتر V به دست آمده است. فرکانسهای نوسانی مربوط به این ستاره بعد از تحلیل در جدول (۱) آورده شده و نمودارهای مربوط به منحنی نوری این متغییر نیز در شکل (۱) رسم شده است. مطابق جدول(۱) فرکانس غالب برابر با $f_1 = 12/7290$ به دست آمده و لذا پریود نوسان این ستاره برابر $p = 0/0785506$ خواهد بود که با مقدار اعلام شده توسط G. Monninger مطابقت دارد. فرکانسهای بدست آمده در جدول (۱) از نوع شعاعی و غیر شعاعی بوده و با توجه به اینکه داده ها تنها از یک صافی گزارش شده اند فعلاً نمی توان اطلاعات بیشتری در مورد نوع تپش به دست آورد. امیدواریم در آینده با در اختیار داشتن داده های بیشتر در صافیهای بیشتر بتوانیم اطلاعات کاملتری را به دست آورد. نمودار مربوط به تغییرات دامنه نوسان بر حسب فرکانس در شکل (۲) نشان داده شده است.

جدول۱ : فرکانسهای نوسانی مشاهده شده در متغییر **GSC 3202-0370**

	Frequency c/d $(\pm 0/0002)$	Amplitude V filter Mag	Detection Significance V Ampl. S/N	phase
f_1	729/12	0429/0	39/79	621048/0
f_2	486/0	٣005/0	68/5	735564/0
f_3	459/25	٦004/0	89/8	785103/0
f_4	٧26/19	٤004/0	87/8	62859/0



شکل۱ : نمودار منحنی نوری ستاره متغیر **GSC 3202-0370**



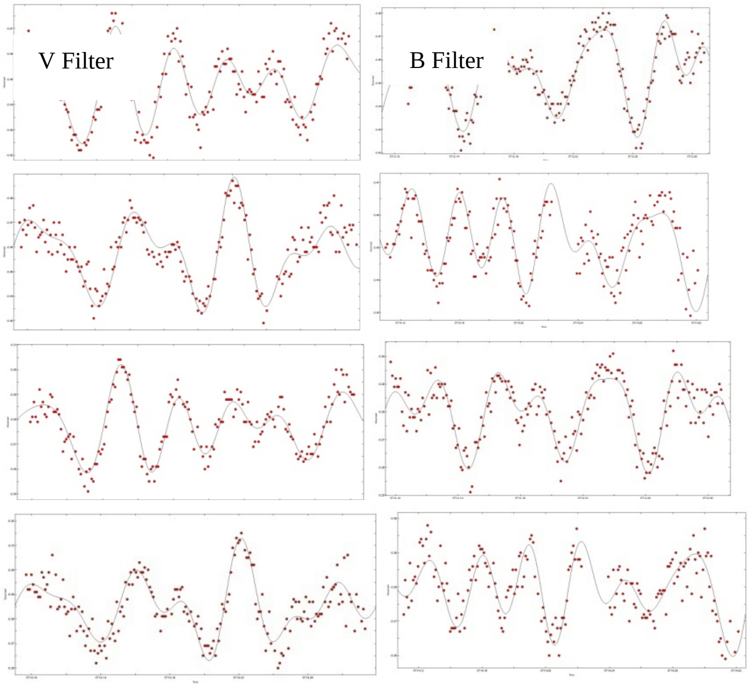
شکل۲: نمودار دامنه نوسانات ستاره متغیر **GSC 3202-0370**

آنالیز فرکانسهای نوسانی ستاره متغیر GSC 4433-0827

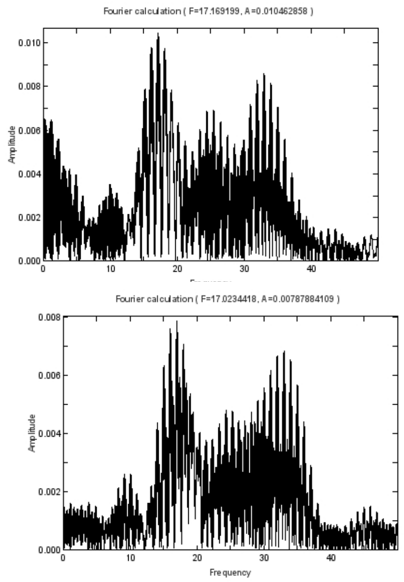
قدر این ستاره متغیر برابر با ۱۰/۸ = m_V می باشد. داده های آن در طول ۶ شب و در دو صافی B و V گزارش شده است[2]. این داده ها را بطور جداگانه مورد تحلیل و بررسی قرار داده و فرکانس، دامنه و فازهای بدست آمده مربوط به هر دو صافی در جدول (۲) نشان داده شده است. علاوه بر این در این جدول مقادیر مربوط به اختلاف فازها و نسبت دامنه ها در دو فیلتر را نیز آورده شده است. با استفاده از اختلاف فازهای بدست آمده در این جدول، مقادیر مثبت نشانگر نوسانات شعاعی و مقادیر منفی نشانگر نوسانات غیر شعاعی خواهند بود. البته با توجه به اینکه نسبت فرکانسهای مجاور، f_1/f_2 ، برابر با 0/51 می باشد، چنین نسبت فرکانسی نمی تواند بیانگر مد شعاعی برای فرکانس f_2 باشد، در نتیجه فرکانس f_2 از نوع نوسانات غیر شعاعی خواهد بود [5]،[6]و[7]. در نتیجه با استفاده از این روش فرکانس f_1 نشانگر نوسانات شعاعی و بقیه فرکانسها نشانگر نوسانات غیر شعاعی خواهند بود. در این ستاره متغیر فرکانس غالب برابر $f_1 = 17/0247$ بدست آمده و پریود نوسانات مقدار $p = 0/058738$ خواهد بود که با مقدار به دست آمده توسط G.Y. Yang در توافق می باشد[2]. نمودارهای منحنی نوری و دامنه نوسانات بر حسب فرکانس این ستاره متغیر به ترتیب در شکلهای (۳) و (۴) نشان داده شده است.

جدول۲: فرکانسهای نوسانی مشاهده شده در متغییر**GSC 4433-0827**

	Frequency B filter c/d $(\pm 0/0005)$	Frequency V filter c/d $(\pm 0/0005)$	Amplitude B filter mag $(\pm 0/0002)$	Amplitude V filter mag $(\pm 0/0002)$	A_B/A_V	Phase $\emptyset_B - \emptyset_V$ degree	Detection Significance B Ampl. S/N	Detection Significance V Ampl. S/N
f_1	17/055	17/024	0/01	0/008	1/001	+0/34	19/96	31/63
f_2	32/020	33/020	0/0079	0/007	1/00	+0/40	11/87	11/42
f_3	18/422	19/45	0/007	0/0047	0/94	-0/17	14/79	11/93
f_4	1/214	27/15	0/005	0/004	0/044	-0/01	9/35	20/22
f_5	24/306	29/61	0/004	0/003	0/82	-0/04	9/08	8/57



شکل۳ : نمودار منحنی نوری **GSC 4433-0827 در دو فیلتر B و V**



شکل٤ : نمودار دامنه نوسانات در دو فیلتر B و V

نتیجه گیری

ستاره متغیر مرحله ای از تحول ستاره ای است که تحقیق و مطالعه در مورد آنها اطلاعات بیشتری در باره مدلهای تحول ستاره ای بدست می دهد. بخشی از بررسی و مطالعه ستارگان متغیر مربوط به تحقیق در مورد انواع نوسانهای شعاعی و غیر شعاعی وهمچنین مدهای مختلف تپشی می باشد. در این مقاله پریود و فرکانس نوسانات شعاعی و غیر شعاعی دو ستاره متغیر که به تازگی کشف شده اند را بررسی کرده و جزئیات فرکانسهای نوسانی آنها را مورد تجزیه و تحلیل قرار داده ایم. نتایج بدست آمده در توافق کامل با نتایج دیگر محققان است و در صورت دسترسی به داده های بیشتر و دقیقتر می توان در آینده اطلاعات دقیقتر و کاملتری در مورد این دو ستاره بدست آورد.

مراجع

[1] Monninger, G. IBVS No. 6100, 0374-0676 (2011)
[2] Yang Y.-G. Zhou, A.-Y. Dai, H.-F. Yang, Y.-J. IBVS No. 5998, 0374-0676 (2011)
[3] Lenz,P., Breger.M, 2005
[4] Breger, M., Stich, J., Garrido, R., et al. 1993
[5] Suarez, J. C., Garrido, R., Goupil, M. J. 2006, A&A, 447, 649
[6] P. Lenz, A. A. Pamyatnykh, M. Breger, and V. Antoci. A&A 478, 855–863 (2008)
[7] Breger.M, Rucinski.S.M, Reegen,P., 2007, AJ, 134, 1994
[8] A.Liakos, P.Niarchos, comm. In Asteroseismology, vol. 160,2009

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

بررسی میکرو تغییرات اپتیکی و تحلیل منحنی‌های نوری کوازارهای رادیویی آرام

خادمی مریم[۱]، آقائی علیرضا[۲و۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه سیستان وبلوچستان،زاهدان

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

چکیده

به منظور بررسی وجود یا عدم وجود میکرو تغییرات اپتیکی ٤ کوازار انتخابی، نمونه‌ی مورد نظر را در فیلتر R و در بازه‌های زمانی ۳۰ دقیقه‌ای مورد مانیتورینگ قراردادیم. این مانیتورینگ در رصدخانه ملی فرانسه و در طول ٤ شب رصدی انجام شد. در این مقاله به داده‌کاهی تصاویر و تحلیل منحنی‌های نوری دیفرانسیلی کوازارهای انتخابی خواهیم پرداخت.

Abstract

In order to verify the presence or absence of optical micro-variability of four selected quasars, we have monitored the selected quasar samples in the R filter and at time intervals of about 30 minutes. This monitoring carried out during four nights in the French national observatory (OHP). In this paper, we will present imaging data reduction and will analyze differential light curves of selected quasars.

مقدمه

هسته های کهکشانی فعال[۱](AGN) دارای منبع انرژی خیلی قوی در مرکز بوده و در سراسر دامنه‌ی وسیعی از طیف الکترومغناطیسی تابش می‌کنند[1]. AGN از یک ابرسیاهچاله‌ی پرجرم[۲](SMBH) در مرکز، که موتور مرکزی‌شان می‌باشد و جت‌های قوی ذرات نسبیتی، تشکیل شده اند[2]. فعالیت AGN، مستقیماً وابسته به فرایند سوخت‌گیری SMBH می‌باشد[3]. دامنه‌ی بزرگی از اجسام تحت نام *AGN* دسته‌بندی می‌شوند که دسته‌های متفاوت اشاره به ظاهر متفاوت *AGN* دارد ولی لزوماً مطابق با طبیعت فیزیکی این منابع نمی‌باشد. ظاهر یک *AGN* وابسته به جهت‌گیری منبع نسبت به خط دید ناظر و نیز عوامل دیگری، از جمله تفاوت سرعت های بر افزایش و اندازه جرم SMBH مرکزی و وجود لب های رادیویی می‌باشد[4]. شناخته‌شده‌ترین نوع AGN، کوازارها می‌باشند که اجسام کم‌عمر و دارای انتقال به‌سرخ بالا و از پرانرژی‌ترین ساختارهای پایدار در کیهان بوده و اکثرشان در کهکشان‌های بیضوی پرجرم اقامت

---

[1] Active galactic nuclei
[2] supermassive black hole

دارند. طیف اپتیکی کوازارها غالباً توسط خطوط تابشی پهن و بسیار قوی مشخص شده که بعضی از این تابش‌ها به گذارهای انرژی در اتم‌های یونیزه شده‌ی با درجه‌ی یونیزاسیون بالا مربوطند[1]. منشا بیشتر تابش اپتیکی این منابع، دیسک برافزایشی حالت پلاسمایی است که با شتاب در سرعت های نسبیتی حول SMBH چرخیده و بر آنها برافزوده می‌شود، در حالیکه تابش رادیویی، غالباً از پلاسمایی که به طرف خارج از سیستم‌های دیسک برافزایشی/ سیاهچاله جریان دارد، می‌باشد. دیسک‌های مؤثر تابش اپتیکی، از نظر هندسی نازک بوده و از نظر اپتیکی ضخیم می‌باشند[5,6,7]. کوازارها به دو طبقه‌ی رادیویی فعال و رادیویی آرام تقسیم می‌شوند. کوازارهای رادیویی آرام[3](RQQ)، دارای تابش رادیویی ضعیف، تابش گاما و ایکس قوی، قطبش ضعیف و هر دو نوع خطوط تابشی باریک و پهن قوی در ناحیه‌ی اپتیکی می‌باشند[1] . AGNها در تمامی مقیاس‌های زمانی و باندهای انرژی، تغییرپذیر می‌باشند. میزان تغییرپذیری، شدیداً وابسته به جرم سیاهچاله می‌باشد. بررسی این تغییرات به فهم ما از فرایند برافزایش کمک می‌نماید. به تغییرات از مرتبه‌ی دهم قدر در مقیاس‌های زمانی ده‌ها دقیقه تا چند ساعت، میکروتغییرات یا تغییرات در طول شب[4](INV) می‌گویند[8]. مطالعات چند طول موجی تغییرات شدت کوازارها، به ویژه در مقیاس‌های زمانی در طول شب، نقشی اساسی در کاوش شرایط فیزیکی اطراف مراکز فعال هسته‌های کهکشانی از جمله فرایندهای مربوط به دیسک برافزایشی و گذاشتن قیدهای مهم روی مدل‌هایشان ایفا می‌کند. برای اجسام رادیویی فعال، تغییرات سریعی در باند اپتیکی وجود دارد. تلاش‌های مستمر در زمینه‌ی مشاهدات اپتیکی RQQها بالاخره وجودی اتفاقی از INV را نشان داد. تغییرپذیری بلازارها که زیر مجموعه‌ای از کوازارهای رادیویی فعال با جت غالب می‌باشند، در تمام باندهای الکترومغناطیسی قوی می‌باشد. INV در این اجسام، می‌تواند ناشی از نوسانات و یا ناپایداری در شار جت‌های رادیویی باشد. به دلیل اینکه، تغییرات اپتیکی در طول شب[5](INOV)، به عنوان مشخصه‌ی عام AGNهای با جت غالب، ثابت شده‌است، در نتیجه تلاش‌های زیادی در جهت جستجوی اثری مشابه از جت نسبیتی در RQQها صورت گرفته‌است. سرانجام در تصاویر رادیویی چندین RQQ، مشخصه‌های رادیویی جت‌گونه و یا ساختارهای رادیویی ضعیف، آشکارسازی شد که این دلیلی بر وجود جت‌های ضعیف، حتی در RQQها می‌باشد. وجود جت‌های ابتدایی در RQQها، پیش از این در سال ۱۹۹۶ توسط Falcke و Sherwood از اندازه‌گیری طیف رادیویی نمونه‌ای از کوازارهای اپتیکی انتخابی، استنتاج شده بود[9,10].

مشاهدات رصدی و داده‌کاهی

مشاهدات مربوط به ٤ کوازار رادیویی آرام انتخابی با تلسکوپ ۱/۲۰ متری رصد خانه‌ی ملی فرانسه OHP[6] واقع در ایالت پراونز[7]، در فیلتر R و در ٤ شب رصدی توسط نویسنده دوم این مقاله در ژانویه‌ی ۲۰۰۷ انجام شده است. این تلسکوپ مجهز به دوربین CCDای با

---

[3] radio-quiet quasar
[4] intra-night variability
[5] intra-night optical variability
[6] Observatoire de Haute-Provence
[7] Provence

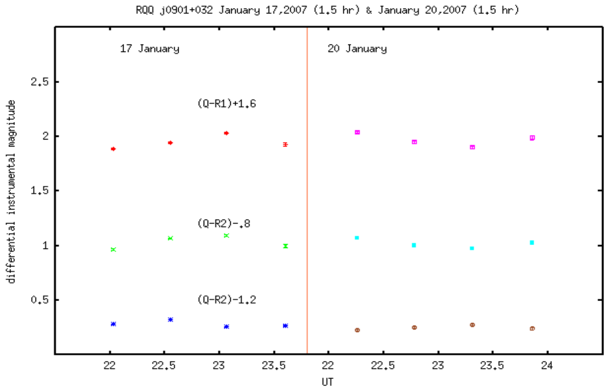
آرایه‌ای ۱۰۲٤× ۱۰۲٤ پیکسلی(اندازه‌ی هر کدام از پیکسل ها ۲٤ میکرون است.) بوده که در bin ۱× ۱ کار می‌کند. و دارای میدان دید '۱۲ × '۱۲ می‌باشد و از آن برای تصویر برداری و فوتومتری در فیلترهای UVBIR استفاده می‌شود. CCD نیم‌هادی از جنس سیلیکون و دارای باند انرژی در گستره‌ی حدود ۱.٤ الکترون- ولت می‌باشد. به منظور داشتن نسبت S/N مناسب، حداقل زمان نوردهی برای هر فرم ۱۸۰۰ ثانیه لحاظ شد. داده‌کاهی داده‌های خام اولیه، با استفاده از سیستم استاندارد رصد خانه جنوبگان اروپا ESO-MIDAS انجام شد. داده‌کاهی شامل پردازش تصاویر، از جمله تبدیل فرمت داده‌ها به فرمت قابل استفاده در نرم‌افزار MIDAS، عمل فیلتر- مدین[۸] به منظور افزایش نسبت S/N و از بین بردن اثر تابش‌های کیهانی، ایجاد مستربایاس و کم‌کردن آن از هر فرم جهت کاستن تابش گرمایی خود سیستم، عمل flat field برای یکنواخت کردن پاسخ پیکسل‌ها که با ساخت مسترفلت نرمالیزه و عمل تقسیم کردن هر تصویر بر آن انجام گرفت.

تحلیل منحنی‌های نوری دیفرانسیلی[۹]

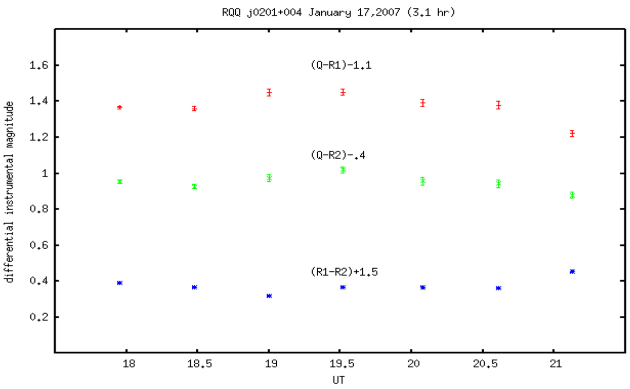
برای بررسی تغییرات تابندگی کوازارها، باید در تصویر کاهش یافته با استفاده از فوتومتری دیفرانسیلی، از حداقل دو ستاره‌ی مقایسه‌ای مرجع موجود در میدان دید تلسکوپ استفاده نمود و قدر دستگاهی کوازار و هر یک از ستاره‌های مرجع را تعیین کرد تا بتوان در خصوص وجود یا عدم وجود میکرو تغییرات اظهار نظر نمود. در شکل ۱ تا ٤ منحنی‌های نوری دیفرانسیلی مربوط به RQQها را رسم کرده‌ایم. با توجه به منحنی‌های نوری به دست آمده، در شکل ۱و۲ می‌بینیم که برای j0201+004 و j0901+032 شکل تغییرات اختلاف قدر دستگاهی این اجسام با هر دوی ستاره‌های مرجع مشابه می‌باشد و با مقایسه‌ی شکل این تغییرات با شکل تغییرات اختلاف قدر دستگاهی ستاره‌های مرجع، به وجود تغییرات اپتیکی از مرتبه‌ی دهم قدر در بازه‌های زمانی کمتر از یک ساعت(میکروتغییرات اپتیکی) پی می‌بریم. در شکل ۳ برای کوازار j0317-079 میکروتغییرات واضحی دیده نمی‌شود و به احتمال زیاد این کوازار، فاقد میکروتغییرات می‌باشد. شکل ٤ نیز نشان می‌دهد که کوازار j1212+536 با اینکه در ۲ شب متوالی و مدت زمان زیادی نورسنجی شده‌است، ولی میکروتغییرات واضحی دیده نمی‌شود.

---

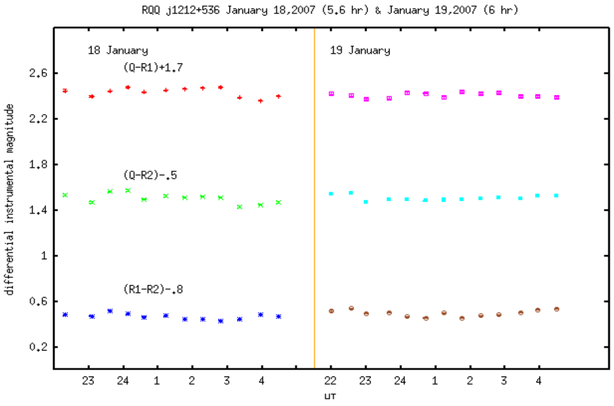
[8] Filter-median
[9] Differential Light Curve(DLC)



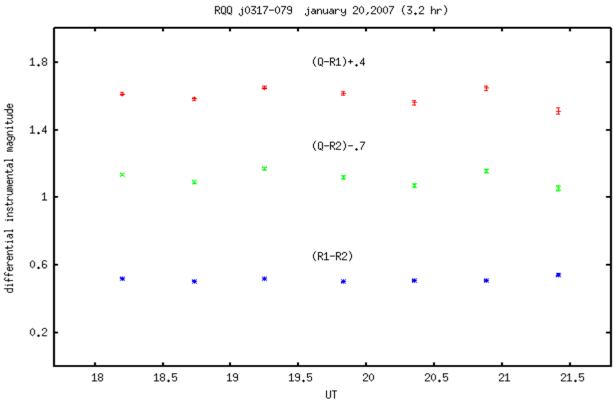
شکل ۱ : منحنی نوری دیفرانسیلی مربوط به کوازار j0201+004



شکل ۲ : منحنی نوری دیفرانسیلی مربوط به کوازار j0901+032



شکل ۳ : منحنی نوری دیفرانسیلی مربوط به کوازار j0317-079



شکل 4 : منحنی نوری دیفرانسیلی مربوط به کوازار j1212+536

با توجه به مقادیر قدر مربوط به N نقطه‌ی مشاهده برای کوازار و دو ستاره‌ی مرجع در هر شب، چگونگی تغییرات برای کوازار در هر شب رصدی را با محاسبه‌ی کمیت آماری میزان اطمینان مؤثر (C_{eff})[10] مشخص می‌کنیم. میزان اطمینان از روابط ۱ به دست می‌آید.

$$C_{eff} = \frac{\sigma}{\sigma_0} \qquad \text{و} \qquad \sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \tag{۱}$$

که در آن σ_1 انحراف معیار (جسم- ستاره۱) و σ_2 انحراف معیار (جسم- ستاره۲) و σ_0 انحراف معیار ستاره‌های مرجع (ستاره۱- ستاره۲) در منحنی نوری دیفرانسیلی هستند. انحراف معیار یک نمونه از رابطه‌ی ۲ به دست می‌آید.

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \frac{\left(m_i - \overline{m}\right)^2}{N-1}} \tag{۲}$$

در این‌جا m_i تفاضل قدرهای iامین نقطه‌ی مشاهده، $\overline{m}$ میانگین تفاضل قدرها روی تمام نقاط مشاهده و N تعداد نقاط مشاهده در یک شب می‌باشد. مقادیر C_{eff} را برای هر کوازار و در هر شب محاسبه کرده و در جدول ۱ وارد کرده‌ایم. یک منبع را با میزان اطمینان ٪۹۹

[10] confidence level

متغیر می‌نامیم اگر C > ۲/۵۷۶ باشد و اگر ۱.۹۵۰ < C_{eff} < ۲.۵۷۶ باشد در آنصورت با میزان اطمینان ۹۵٪ تا ۹۹٪ احتمالاً متغیر است[11,12]. با توجه به مقادیر به دست آمده در جدول، می‌بینیم که نتایج به دست آمده از این روش با نتایج مربوط به تحلیل منحنی‌های نوری، سازگار می‌باشد. بنابراین میکروتغییرات اپتیکی در برخی از کوازارهای رادیویی آرام وجود دارد.

جدول ۱ : جدول مشاهدات و نتایج تغییرات اپتیکی در فیلتر R برای کوازارهای رادیویی انتخابی

میزان اطمینان	میکروتغییرات	C_{eff}	مدت رصد(h)	تعداد نقاط	تاریخ مشاهده	زاویه بعد	زاویه میل	قدر ظاهری	نام کوازار
٪۹۵-٪۹۹	احتمالاً متغیر	2.147	3.1	7	۱۷Jan	$37^s 02^h 01^m$	+00°25’ 35’’	۱۹.۵	j0201+004
٪۹۹	متغیر	2.942	1.5	4	۱۷Jan	$09^h 01^m 33^s$	+03°14’12’’	۱۸.۷	j0901+032
٪۹۹	متغیر	۲.٦۲۸	۱.۵	٤	۲۰Jan	$09^h 01^m 33^s$	+03°14’12’’	۱۸.۷	j0901+032
–	نامتغیر	1.401	5.6	12	۱۸Jan	$12^h 12^m 21^s$	+53°41’28’’	۱۸.٤	j1212+536
–	نامتغیر	1.547	6	13	۱۹ Jan	$12^h 12^m 21^s$	+53°41’28’’	۱۸.٤	j1212+536
–	نامتغیر	1.102	3.2	7	۲۰ Jan	$03^h 17^m 12^s$	-07°58’50’’	۱۸.۸	j0317-079

مراجع

[1] P. Schneide,” Extragalactic Astronomy and Cosmology”; Springer Berlin Heidelberg New York , (2006)
[2] M. Karouzos, S. Britzen, “□-rays in flat-spectrum AGN: Revisiting the fast jet hypothesis with the CJF sample”; arXiv:1010.4882v2 [astro-ph.CO] 2 Feb 2011
[3] A.T. Araudo, V. Bosch-Ramon and G.E. Romero, “Radiation from matter entrainment in astrophysical jets: the AGN case”;Apj,275, 2010
[4] B. W. Carroll, D. A. Ostlie, “An Introduction to Modern Astrophysics”, Pearson Addison Wesley, (2007)
[5] D. M. Capellupo, F. Hamann, J. C. Shields, “Radiation from matter entrainment in astrophysical jets: the AGN case”, arXiv:1012.2336v1 [astro-ph.CO] 10 Dec 2010
[6] G. Risaliti, M. Salvati, A. Marconi, “[O III] Equivalent Width and Orientation Effects in Quasars”; arXiv:1010.2037v1 [astro-ph.CO] 11 Oct 2010
[7] J. Singal, V. Petrosian,” ON THE RADIO AND OPTICAL LUMINOSITY EVOLUTION OF QUASARS” arXiv:1101.2930v2 [astro-ph.CO] 22 Jan 2011
[8] B. Czerny, A. Siemiginowska, A. Janiuk, A.C. Gupta, “The nature of the intranight variability of radio-quiet quasars” arXiv:0802.4396v1 [astro-ph] 29 Feb 2008
[9] C. S. Stalin, Gopal-Krishna, R. Sagar and P. J. Wiita, “Intranight optical variability of radio-quiet and radio lobe dominated quasars”; arXiv:astro-ph/0306394v1 19 Jun 2003
[10] Gopal-Krishna, C. S. Stalin, R. Sagar, P. J. Wiita, “Clear Evidence for Intranight Optical Variability in Radio-quiet Quasars” ; arXiv:astro-ph/0302188v1 10 Feb 2003
[11] A. Goyal, Gopal-Krishna, R. Sagar, G.C. Anupama and D.K. Sahu, “Further evidence for intra-night optical variability of radio-quiet quasars”; arXiv:0705.4621v1 [astro-ph] 31 May 2007
[12] C. S. Stalin1, Gopal-Krishna, R. Sagar and Paul J. Wiita, “Optical Variability Properties of High Luminosity AGN Classes”; J. Astrophys. Astr, 25, 1–55,2004

ناپایداری حرارتی در ابرهای مولکولی با درنظر گرفتن ذرات گرد و غبار باردار، اثر هال و پخش دوقطبه

سیده معصومه قریشی، علیرضا خصالی، محسن نژاداصغر[۱]

[۱] *گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر*

چکیده

ناپایداری حرارتی ابرهای مولکولی را در حضور عوامل گوناگونی مورد بررسی قرار دادیم. در این بررسی، اثرات ذرات گرد و غبار باردار، پخش دوقطبه و اثر هال را بر معادلات حاکم بر یک ابر مولکولی با یونیدگی جزئی اعمال نموده و با وارد نمودن اختلال، پایداری و ناپایداری حرارتی سیستم را بررسی کردیم. نهایتاً به یک معادله مشخصه درجه هفتم رسیدیم و با بررسی عددی این معادله، دریافتیم زمانی که هر دو اثر پخش دوقطبه و هال درنظر گرفته می شوند، ناپایداری حرارتی اجازه تراکم را در امتداد میدان مغناطیسی می دهد. به علاوه، زمانی که اثر پخش هال افزایش می یابد، تراکمی را به ازای زاویه $\theta=\pi/4$ خواهیم داشت، که θ زاویه میان میدان مغناطیسی و بردار موج اختلال است. همچنین، روابط جدیدی را برای طول موج های بحرانی یافتیم که این طول موج ها محدوده پایداری و ناپایداری را از هم جدا می کند.

Thermal Instability in Molecular Clouds Including charged Dust Particles, Hall Effect and Ambipolar Diffusion

S. M. Ghoreyshi, A. R. Khesali, M. Nejad-Asghar[1]

[1] *Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar*

Abstract

We study thermal instability in molecular clouds with different effects. In this work, we insert effects of dust particles, ambipolar and Hall diffusion in the equations of weakly ionized molecular clouds and by using linear perturbations method, we investigate thermal instability of the system. Eventually, we obtain a non-dimensional seventh degree characteristic equation, and with numerical manipulation of this equation we conclude that the thermal instability allows compression along the magnetic field when both effects of ambipolar and Hall diffusion are considered. Moreover, when the effect of Hall diffusion is increased there is a compression at $\theta=\pi/4$, in which θ is angle between the magnetic field and the wave vector of perturbation. Also, we derive some new critical wavelengths which separate the spatial ranges of stability and instability.

مقدمه

ناپایداری حرارتی یکی از مهم ترین عوامل شکل گیری ساختار در ابرهای مولکولی محسوب می گردد و بررسی ها نشان داده که می توان چگالش های حرارتی را به عنوان مراحل اولیه برای ایجاد رمبش های گرانشی در ابرهای مولکولی دانست. به همین دلیل بررسی های بسیاری در زمینه ی ناپایداری حرارتی و عوامل مؤثر بر آن انجام شده است. در ابتدا Field در سال 1965 به بررسی ناپایداری حرارتی در

حالت ایده آل پرداخت و همچنین اثر میدان مغناطیسی را بر این ناپایداری مورد بررسی قرار داد[1]. وی نشان داد که این ناپایداری می تواند منجر به رشد سریع اختلالات چگالی از $\delta\rho$ بسیار کوچک تا دامنه های غیر خطی در یک مقیاس زمانی سرمایشی τ_c گردد، که این مقیاس زمانی در مقایسه با مقیاس زمانی دینامیکی τ_d کوچکتر است. در سال 2000، اثر پخش دوقطبه روی مدهای چگالشی حرارتی یک پلاسمای هیدروژنی یونیده ضعیف توسط Birk مورد بررسی قرار گرفت [2]. Nejad-Asghar et al. (2003) نیز به بررسی این اثر بر روی ناپایداری حرارتی پرداختند. آنان با در نظر گرفتن اثر پخش دوقطبه، به بررسی ناپایداری حرارتی پرداختند و نواحی پایدار و ناپایدار را در چنین حالتی مورد مطالعه قرار دادند و دریافتند که ناپایداری حرارتی سبب تراکم ابر در راستای میدان مغناطیسی می شود[3]. این مقاله توسط Stiele et al. (2006) مورد بازبینی قرار گرفت و طول موج های بحرانی جدیدی را نتیجه گرفتند [4]. Shadmehri et al. (2009) به مطالعه اثرات ذرات گرد و غبار باردار بر ناپایداری حرارتی یک پلاسما مغناطیده به طور جزئی یونیده پرداختند و نشان دادند که ذرات گرد و غبار باردار، ملاک پایداری سیستم را تغییر نمی دهند[5]. همچنین ناپایداری حرارتی پلاسماهای یونیده در حضور اثرات پخش اهمی، دوقطبه و هال توسط Shadmehri et al. (2010) مورد مطالعه قرار گرفت و مدهای چگاشی را در رژیم های مختلف مورد بررسی قرار دادند [6]. آن ها نشان دادند که ضریب رشد مدهای چگالشی در حضور مکانیسم های پخشی، به آهنگ شکل گیری ساختار سرعت می بخشد.

در این مقاله، با درنظر گرفتن ذرات گرد و غبار باردار، پخش دوقطبه و اثر هال، به بررسی ناپایداری حرارتی ابرهای مولکولی می پردازیم و سپس نواحی پایدار و ناپایدار را مورد مطالعه قرار می دهیم. بدین منظور، ابتدا معادلات حاکم بر یک چنین سیستمی را بیان نموده و با وارد نمودن اختلالات کوچکی به این معادلات، آن ها را حل می کنیم و در نهایت، تجزیه و تحلیلی از پاسخ های بدست آمده را ارائه می دهیم.

فرمول بندی

در ابتدا، پلاسمایی با یونیدگی جزئی و صرفاً هیدروژنی در نظر گرفته، که شامل الکترون ها، یون ها، ذرات خنثی و ذرات گرد و غبار باردار می باشد. در چنین حالتی، اثرات ممکن وارده بر این سیستم را درنظر می گیریم. سپس سیستم را از حالت چند شاره ای، به حالت تک شاره ای تبدیل کرده و برای سادگی از تأثیر جملات یونشی و بازترکیبی صرف نظر می کنیم. در نتیجه، معادلات حاکم بر مسئله به صورت

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (۱)$$

$$\rho(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) = -\nabla \mathrm{P} + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (۲)$$

$$\frac{1}{\gamma - 1}(\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathrm{P}) + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\mathrm{P}(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \rho\Omega - \nabla \cdot (\mathrm{K}\nabla \mathrm{T}) \quad (۳)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mathrm{B}^2}\eta_{\mathrm{A}}((\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \eta(\nabla \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\mathrm{B}}\eta_{\mathrm{H}}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] \quad (٤)$$

$$\mathrm{P} - \frac{\mathrm{R}}{\mu}\rho \mathrm{T} = 0 \quad (۵)$$

خواهد بود. در اینجا $\rho \approx \rho_i + \rho_n + \rho_d$ چگالی جرمی شاره، $\mathbf{u} = (\rho_i \mathbf{u}_i + \rho_n \mathbf{u}_n + \rho_d \mathbf{u}_d)/\rho$ سرعت شاره، $\mathrm{T} = \mathrm{T}_i = \mathrm{T}_e$ دمای شاره و $\mathrm{P} = \mathrm{P}_i + \mathrm{P}_e + \mathrm{P}_n + \mathrm{P}_d$ فشار شاره می باشد (اندیس i، e، n و d به ترتیب مربوط به یون ها، الکترون ها، ذرات خنثی و ذرات گرد و غبار باردار است). $\eta = c^2/4\pi\sigma$، $\eta_{\mathrm{H}} = (cB/4\pi en) + (c(1+\zeta)B/4\pi Zen_d)$ و $\eta_{\mathrm{A}} = \rho_n{}^2 B^2/4\pi\rho^2\rho_i\upsilon_{in}$ به ترتیب ضریب پخش اهمی، هال و پخش دوقطبه می باشند، که در آن $\sigma = e^2 n_e / m_e(\upsilon_{en} + \upsilon_{ei})$ رسانندگی الکتریکی، n_e چگالی عددی الکترون ها، υ_{kj} فرکانس برخورد ذره k با ذره j و e بار الکترون می باشد.

حال فرض کنید L طول مشخصه ای باشد که به ازای آن میدان مغناطیسی $\mathbf{B}$ تغییر می کند. اگر کمیت $\sigma \mathrm{L}^2/c^2$ بسیار بزرگ تر از هر مقیاس زمانی دیگری باشد، آنگاه اتلاف اهمی قابل صرف نظر کردن است[7]. چنین حالتی برای بسیاری از ابرهای مولکولی روی می دهد. به عنوان مثال، کپه ای را درون یک ابر مولکولی غول با مشخصات $\mathrm{L} \approx 1\mathrm{pc}$ و $n \approx 10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$ در نظر بگیرید. برای یک چنین چگالی عددی، رابطه ی $\frac{n_e}{n} \approx 4\times10^{-7}$ برقرار است. در این صورت مقدار $\sigma \mathrm{L}^2/c^2$ برابر با 10^{17} سال خواهد بود، که در مقایسه با عمر دینامیکی ابر، زمان بسیار بزرگی است. بنابراین در ابرهای مولکولی مورد نظر، می توان از اتلاف اهمی صرف نظر نمود. در این صورت معادله (۴) برای ابرهای مولکولی به معادله زیر تبدیل می شود

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{u}\times\mathbf{B}) + \frac{1}{\mathrm{B}^2}\eta_{\mathrm{A}}((\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} - \frac{1}{\mathrm{B}}\eta_{\mathrm{H}}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}] \tag{۶}$$

در حالت تعادلی، که به صورت موضعی همگن می باشد، روابط $\rho = \rho_0,\ \mathrm{P} = \mathrm{P}_0,\ \mathrm{T} = \mathrm{T}_0,\ \mathbf{B} = \mathbf{B}_0,\ \Omega(\rho_0, \mathrm{T}_0) = 0,\ \mathbf{u}_0 = 0$ برقرار است. حال اختلالی را به صورت $\varphi = \varphi_1 \exp(\omega t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$ در نظر بگیرید، که در آن φ_1 دامنه اختلال، ω آهنگ رشد اختلال و $\mathbf{k}$ عدد موج اختلال می باشد. بنابراین معادلات اساسی با اعمال این اختلال (تا مرتبه ی نخست اختلال) به صورت زیر خواهند بود

$$\omega\rho_1 + i\rho_0(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1) = 0 \tag{۷}$$

$$\omega\rho_0\mathbf{u}_1 + i\mathbf{k}\mathrm{P}_1 - \frac{i}{4\pi}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)\mathbf{B}_1 + \frac{i}{4\pi}(\mathbf{B}_0\cdot\mathbf{B}_1)\mathbf{k} = 0 \tag{۸}$$

$$\frac{\omega}{\gamma-1}\mathrm{P}_1 + \frac{i\gamma}{\gamma-1}\mathrm{P}_0(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1) + \rho_0(\Omega_\rho\rho_1 + \Omega_{\mathrm{T}}\mathrm{T}_1) + \mathrm{K}_0 k^2 \mathrm{T}_1 = 0 \tag{۹}$$

$$\omega\mathbf{B}_1 + i\mathbf{B}_0(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1) - i\mathbf{u}_1(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0) + \frac{1}{\mathrm{B}_0{}^2}\eta_{\mathrm{A}}\mathbf{k}\times[((\mathbf{k}\times\mathbf{B}_1)\times\mathbf{B}_0)\times\mathbf{B}_0] - \frac{1}{\mathrm{B}_0}\eta_{\mathrm{H}}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)(\mathbf{k}\times\mathbf{B}_1) = 0 \tag{۱۰}$$

$$\frac{\mathrm{P}_1}{\mathrm{P}_0} - \frac{\rho_1}{\rho_0} - \frac{\mathrm{T}_1}{\mathrm{T}_0} = 0 \tag{۱۱}$$

که در آن $\Omega_\rho \equiv (\partial\Omega/\partial\rho)_{\mathrm{T}}$ و $\Omega_{\mathrm{T}} \equiv (\partial\Omega/\partial\mathrm{T})_\rho$ برای حالت تعادل محاسبه شده است. سیستم مختصاتی با بردارهای یکه ای به صورت $\hat{\mathbf{e}}_z \equiv \frac{\mathbf{B}_0}{\mathrm{B}_0},\ \hat{\mathbf{e}}_y \equiv \frac{\mathbf{B}_0\times\mathbf{k}}{|\mathbf{B}_0\times\mathbf{k}|},\ \hat{\mathbf{e}}_x \equiv \hat{\mathbf{e}}_y\times\hat{\mathbf{e}}_z$ درنظر می گیریم. در چنین سیستم مختصاتی و با صفر قرار دادن دترمینان ماتریس ضرایب، معادله ای برای ω بر حسب کمیات تعادلی به صورت

$$\omega^7 + a_1\omega^6 + a_2\omega^5 + a_3\omega^4 + a_4\omega^3 + a_5\omega^2 + a_6\omega + a_7 = 0 \tag{۱۲}$$

بدست می آوریم. با بدون بعد کردن معادله (۱۲) توسط کمیت های بدون بعد زیر

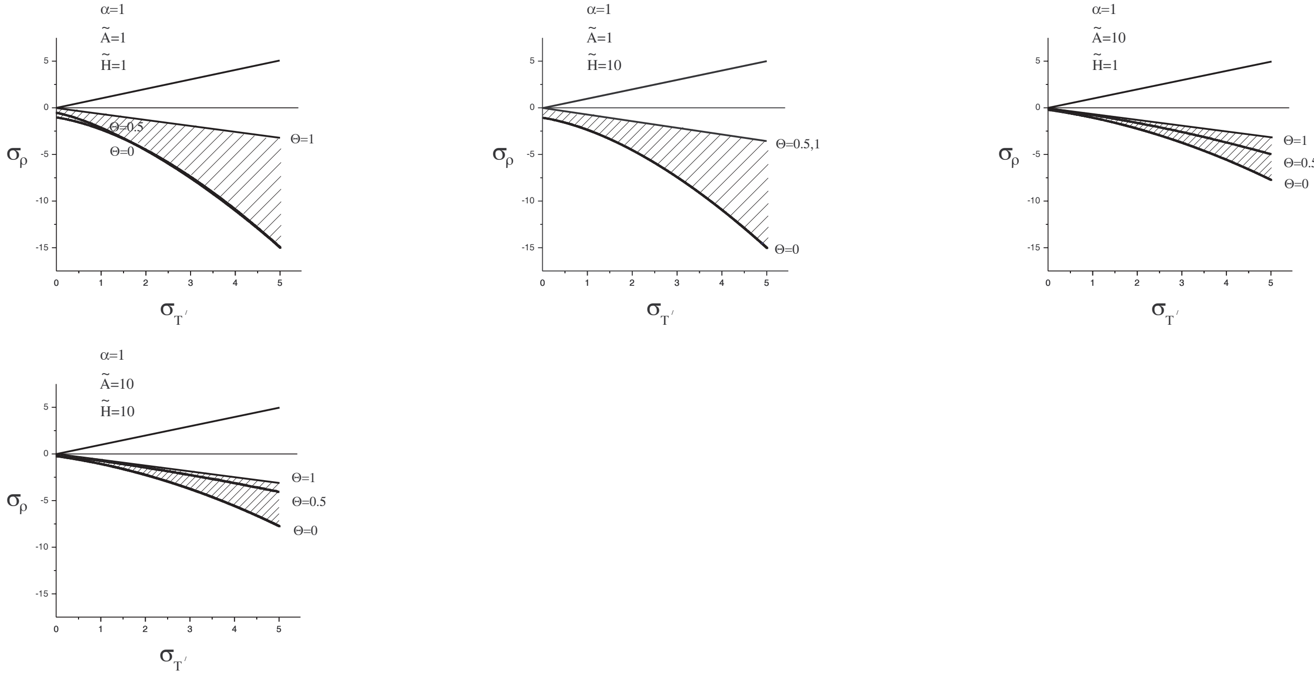
$$\mathrm{Y}=\frac{\omega}{\omega_s},\ \tilde{\mathrm{A}}=\frac{\omega_{\mathrm{AD}}}{\omega_s},\ \tilde{\mathrm{H}}=\frac{\omega_{\mathrm{H}all}}{\omega_s},\ \sigma_\rho=\frac{k_\rho}{k},\ \sigma_{\mathrm{T}}=\frac{k_{\mathrm{T}}}{k},\ \sigma_{\mathrm{K}}=\frac{k}{k_{\mathrm{K}}},\ \alpha=(\frac{\mathrm{u_A}}{c_s})^2,\ \mathrm{u_A}^2=\frac{\mathrm{B_0}^2}{4\pi\rho_0},\ c_s^{\ 2}=\gamma\frac{\mathrm{P_0}}{\rho_0}$$

$$k_\rho=\frac{\mu(\gamma-1)\rho_0\Omega_\rho}{\mathrm{R}c_s\mathrm{T_0}},\ k_{\mathrm{T}}=\frac{\mu(\gamma-1)\Omega_{\mathrm{T}}}{\mathrm{R}c_s},\ k_{\mathrm{K}}=\frac{\mathrm{R}c_s\rho_0}{\mu(\gamma-1)\mathrm{K}},\ \omega_s=kc_s,\ \omega_{\mathrm{AD}}=\eta_{\mathrm{A}}k^2,\ \omega_{\mathrm{H}all}=\eta_{\mathrm{H}}k^2$$

(که در آن $\mathrm{u_A}$ سرعت آلفن، c_s سرعت صوت، k_ρ و k_{T} عدد موج مربوط به موج‌های صوتی و k_{K} وارون مسافت آزاد میانگین ذرات رسانا و ω_{AD} و $\omega_{\mathrm{H}all}$ به‌ترتیب آهنگ رشد پخش دوقطبه و هال بوده و ω_s آهنگ رشد موج صوتی است)، خواهیم داشت

$$\mathrm{Y}^7+b_1\mathrm{Y}^6+b_2\mathrm{Y}^5+b_3\mathrm{Y}^4+b_4\mathrm{Y}^3+b_5\mathrm{Y}^2+b_6\mathrm{Y}+b_7=0 \qquad (۱۳)$$

که در آن ضرایب Y ها برحسب $\Theta=\cos^2\theta$، α، σ_ρ، $\sigma_{\mathrm{T}}'=\sigma_{\mathrm{T}}+\sigma_{\mathrm{K}}$، $\tilde{\mathrm{A}}$ و $\tilde{\mathrm{H}}$ می‌باشند (θ زاویه بین میدان مغناطیسی تعادلی و بردار موج اختلال است). برای تجزیه و تحلیل معادله مشخصه‌ی (۱۳)، از ملاک Routh-Hurwitz استفاده می‌کنیم. با استفاده از این روش و به ازای مقادیر مختلف کمیات Θ، α، σ_ρ، σ_{T}'، $\tilde{\mathrm{A}}$ و $\tilde{\mathrm{H}}$، نمودارهای شکل (۱) را برای نواحی پایدار و ناپایدار بدست می‌آوریم.



شکل۱ : نواحی پایدار و ناپایدار در صفحه $\sigma_{\mathrm{T}}'-\sigma_\rho$ در حضور اثرات پخش دوقطبه و هال.

تابع سرمایش خالص را به صورت $\Omega(\rho,\mathrm{T})=\Gamma-\Lambda(\rho,\mathrm{T})$ تعریف می کنیم. با فرض آنکه تابع گرمایش به صورت $\Lambda(\rho,\mathrm{T})=\Lambda_0\rho^\delta\mathrm{T}^\beta$ (که Λ_0، δ و β مقادیر ثابتی هستند) و تابع سرمایش به صورت $\Gamma=\Gamma_0+\Gamma_{0_{\mathrm{AD}}}\rho^\upsilon+\Gamma_{0_{\mathrm{H1}}}\rho^{-\upsilon}+\Gamma_{0_{\mathrm{H2}}}\rho^{-1}$ (که Γ_0، $\Gamma_{0_{\mathrm{AD}}}$، $\Gamma_{0_{\mathrm{H1}}}$ و $\Gamma_{0_{\mathrm{H2}}}$ مقادیری ثابت و $\upsilon=1/2$ است) بیان گردد، طول موج های بحرانی از روابط زیر تعیین می گردند

$$\sigma_\rho=\sigma_{\mathrm{T}}' \ \Rightarrow\ \lambda_{c1}=\frac{\lambda_0}{\sqrt{((\delta-\upsilon\xi_{\mathrm{AD}}+\upsilon\xi_{\mathrm{H1}}+\xi_{\mathrm{H2}})/\beta)-1}} \qquad (۱٤)$$

$$\sigma_\rho=-\frac{2}{3}\sigma_{\mathrm{T}}' \ \Rightarrow\ \lambda_{c2}=\frac{\lambda_0}{\sqrt{(-3(\delta-\upsilon\xi_{\mathrm{AD}}+\upsilon\xi_{\mathrm{H1}}+\xi_{\mathrm{H2}})/2\beta)-1}} \qquad (۱۵)$$

که در روابط بالا عبارت های $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{(K\,T_0)/(\rho_0\,\beta\,\Lambda(\rho_0, T_0))}$، $\xi_{AD} = [(\Gamma_{0_{AD}}\,\rho_0^{\upsilon})/(\Lambda(\rho_0, T_0))]$، $\xi_{H1} = [(\Gamma_{0_{H1}}\,\rho_0^{-\upsilon})/(\Lambda(\rho_0, T_0))]$ و $\xi_{H2} = [(\Gamma_{0_{H2}}\rho_0^{-1})/(\Lambda(\rho_0, T_0))]$ برقرار است. اگر طول موج اختلال بزرگ تر از این طول موج های بحرانی باشد، ابر مولکولی پایدار خواهد بود؛ در غیر این صورت محیط ناپایدار خواهد شد.

نتیجه گیری

با توجه به نواحی پایدار و ناپایدار در صفحه‌ی $\sigma_T{}' - \sigma_\rho$ شکل (۱)، درمی‌یابیم زمانی که بردار موج با میدان مغناطیسی در یک راستا هستند، همان مد هم‌آنتروپی ایجاد خواهد شد و در حالتی که بردار موج بر میدان مغناطیسی عمود است، اثر هال نسبت به رژیم دوقطبه، بی‌تأثیر خواهد بود. ولی اگر بردار موج با میدان مغناطیسی زاویه $\pi/4$ ایجاد کند، می‌بینیم که افزایش تأثیر اثر هال سبب می‌شود که ناحیه ی پایدار به سمت مد هم‌آنتروپی میل کند. بنابراین در این شرایط و برای حالت اختلالات هم‌آنتروپی، ناپایداری حرارتی اجازه تراکم را در امتداد میدان مغناطیسی می‌دهد و زمانی که تأثیر اثر هال بیشتر گردد، تراکمی را به‌ازای زاویه $\pi/4$ با میدان مغناطیسی خواهیم داشت.

مرجع‌ها

[1] Field, G. F., *ApJ* **142**, (1965), 531.
[2] Birk, G. T., *Physics of Plasma* **7**, (2000), 3811.
[3] Nejad-Asghar, M. and Ghanbari, J., *MNRAS* **345**, (2003), 1323.
[4] Stiele, H., Lesch, H. and Heitsch, F., *MNRAS* **372**, (2006), 862.
[5] Shadmehri, M. and Dib, S. *MNRAS* ***395***, (2009), 985.
[6] Shadmehri, M., Nejad-Asghar, M. and Khesali, A. R, *Ap&SS* **326**, (2010), 83.
[7] Stahler, S. W., and F. Palla, F., "*The Formation of Stars*", (2004), WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA,Weinheim.

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

اثر بادهای گرمایی رانده شده از قرص برافزایشی با تابش غیر موثر در آهنگ برافزایش

علی‌رضا خصالی[۱]، شهرام عباسی[۲]، هاجر یزدانی[۳]
[۱] *دانشگاه مازندران*

چکیده

در این مقاله می خواهیم تاثیر بادهای گرمایی رانده شده از قرص بر افزایشی با تابش غیر موثر را بر آهنگ برافزایش جرم بررسی می‌کنیم. با توجه به این‌که $\dot{M} \propto r^s$ است. با بررسی آهنگ جرم خارج شده توسط باد و آهنگ برافزایش جرم توسط وشکسانی به صورت توامان مقدار s را به روش حل عددی تعیین می‌کنیم.

Effect of Thermally Driven Winds from Radiation Inefficient Accretion Flow on Accretion rate

A.khesali[1] ,SH.abbassi[2] ,H.yazdani[3]
[1] *Department of Physics, University of Mazandaran,Babolsar*

Abstract

*In this article we want to evaluate effect of thermally driven winds from radiation inefficient accretion flow on accretion rate.as regard is $\dot{M} \propto r^s$. We calculate the mass outflow rate by wind and mass accretion rate by viscosity simultaneously and determine **s** by numerical solution.*

مقدمه

قرص‌های برافزایشی که از نظر اپتیکی نازک و دارای آهنگ برافزایش بالای باشند در حالی‌که تابش گسیل شده از آن‌ها خیلی کمتر از آهنگ برافزایش حد ادینگتون باشد، قرص‌های برافزایشی با تابش غیر موثر می‌گویند[1]. RIAFها قرص‌های با تابش پرتوهای با انرژی بالا می‌باشند که در اطراف هسته‌های فعال کهکشانی و سیستم‌های دوتایی با تابش پرتوهای ایکس سخت ایجاد می شوند[2] و به علت پهن رفت انرژی، دارای جریان برافزایشی با دمای بالای می‌باشند که انتظار رانده شدن بادهای گرمایی از آن‌ها می‌رود. به علت کاهش جرم قرص توسط باد و برافزایش، آهنگ برافزایش جرم به صورت $\dot{M} \propto r^s$ می‌گردد[3]. s پارامتری ثابت از مرتبه یک است.

معادلات اساسی در بررسی قرص برافزایشی با تابش غیرموثر

در بررسی قرص‌های برافزایشی با تابش غیرموثر از معادلات ناویر استوکس در مختصات استوانه‌ای (r,θ,φ) استفاده می‌کنیم و قرص را در یک حالت پایا با تقارن محوری و دارای پتانسیل نیوتونی $\psi = \dfrac{-GM}{\sqrt{r^2+z^2}}$ فرض می‌نمایم، M جرم جسم مرکزی است. برای

تانسور وشکسانی، مدل استاندارد α را در نظر می‌گیریم. در راستای شعاعی کمیت‌های فیزیکی را خودمشابه فرض می‌کنیم در نتیجه مشتقات کمیت‌ها فیزیکی در راستای شعاعی از مرتبه $\frac{1}{r}$ می‌گردند [5].

$$\rho \propto r^{s-\frac{1}{2}}, P \propto r^{s-\frac{3}{2}}, v_r, c_s \propto r^{-\frac{1}{2}} \qquad (۱)$$

که P فشار، ρ چگالی گاز، c_s سرعت صوت و v_r سرعت ذرات گاز در راستای شعاع است. با توجه به این‌که کمیت‌ها فیزیکی در راستای شعاع خودمشابه‌اند، می‌توانیم ویژگی‌های جریان را به صورت توابع وابسته به z در یک r مشخص بیان کنیم. سرعت باد گرمایی در نقطه بحرانی z_c (نقطه گذار صوتی) برابر با سرعت صوت فرض می‌کنیم، $v_z \cong c_s$. بدین ترتیب مواد موجود در بالای نقطه بحرانی می‌توانند به بی‌نهایت منتقل شوند. از معادله پایستگی جرم در مختصات استوانه‌ای داریم.

$$\frac{1}{r^2+z^2}\frac{d}{dz}[(r^2+z^2)\rho v_z] + s\frac{\rho v_r}{\sqrt{r^2+z^2}} = 0 \qquad (۲)$$

به علت این‌که در نواحی $z >> r$ قرص، خطوط جریان کروی شده و تاثیر گرادیان فشار در این نواحی افزایش می‌یابد سطح مقطع جریان در راستای عمودی متناسب با $z^2 + r^2$ می‌گردد. در معادله پایستگی جرم این انبساط جریان در راستای عمودی را در نظر می‌گیریم. با توجه به‌این‌که نیروها در راستای شعاع در حال تعادل می‌باشند در نواحی $z >> r$ از تاثیرات ترم‌های درونی صرف نظر کرده بنابراین سرعت زاویه‌ای برابر است با

$$v_\varphi^2 = \frac{GM r^2}{(r^2+z^2)^{\frac{3}{2}}} - (\frac{3}{2}-s)\frac{P}{\rho} \qquad (۳)$$

با افزایش ارتفاع نیروهای درونی تاثیرگذارتر از نیروی گریز از مرکز می‌شوند بنابراین در zها بزرگ سرعت زاویه‌ای به سمت عدد ثابت، $v_\varphi = \varepsilon v_k$. میل می‌کند. ε عدد ثابت و v_k سرعت زاویه‌ای کپلری است.

$$\frac{v_\varphi^2}{v_k^2} = \left([1-\{(\frac{3}{2}-s)\frac{P}{\rho v_k^2}+\varepsilon^2\}^n](1+\frac{z^2}{r^2})^{\frac{-3n}{2}} + \{(\frac{3}{2}-s)\frac{P}{\rho v_k^2}+\varepsilon^2\}^n\right)^{\frac{1}{n}} - (\frac{3}{2}-s)\frac{P}{\rho v_k^2} \qquad (٤)$$

برای این‌که توسط معادله ٤ دو مقدار حدی سرعت زاویه‌ای با شیب ملایم به یکدیگر مرتبط شوند باید $n = 2,6; \varepsilon = .01,.2$ باشد. با انجام همان اصلاحات انجام شده در معادله ۲ برروی قانون پایستگی تکانه زاویه‌ای و با استفاده از معادله ۱، معادله سرعت شعاعی برابراست با:

$$v_r = \frac{-\frac{\partial \ln l}{\partial \ln z}}{\frac{\partial \ln l}{\partial \ln r}}\frac{\sqrt{r^2+z^2}}{z}v_z + \frac{t_{r\varphi}}{\rho v_\varphi}(\frac{s}{\frac{\partial \ln l}{\partial \ln r}}+1) \qquad (۵)$$

$l = r v_\varphi$ تکانه زاویه‌ای گاز است. $t_{r\varphi}$ مولفه $r\varphi$ تانسور وشکسانی است. با توجه به این‌که نیروها در راستای عمودی در حال تعادلند، از تاثیر مولفه‌های درونی صرف نظر می‌کنیم، معادله حرکت در راستای عمودی برابر است با:

$$v_z \frac{d v_z}{dz} = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dz} - \frac{GMz}{(r^2+z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (۶)$$

به علت ناشناخته بودن توزیع دمایی در راستای عمودی، فشار راستای عمودی را از رابطه پلی‌تروپیک بدست می‌آوریم.

$$P \propto \rho^{\Gamma} \quad (۷)$$

در یک جریان یک بعدی بی دررو، Γ همان نسبت گرمایی ویژه، γ است. در نتیجه سرعت صوت برابر است با:

$$c_s^2 = \Gamma \frac{P}{\rho} \quad (۸)$$

به دلیل آن‌که عوامل موثر در تانسور وشکسانی در راستای عمودی کاملاً شناخته شده نمی‌باشد از مدل استاندارد α برای تانسور وشکسانی استفاده می‌کنیم:

$$\nu \approx \alpha c_s H \approx \alpha \frac{c_s^2}{v_k} \rightarrow t_{r\varphi} = -\alpha P \frac{v_\varphi}{v_k} \quad (۹)$$

α پارامتر وشکسانی شاکورا و سانییو [4] است.

ساختار باد پلی‌تروپیک و جریان برافزایشی در یک r مشخص را به طور توامان محاسبه می‌کنیم. با قرار دادن x به جای $\frac{z}{r}$ معادلات به صورت مستقل از شعاع درمی‌آوریم. جهت بی‌بعد نمودن سرعت‌ها آن‌ها بر v_k که $v_k = \sqrt{\frac{GM}{r}}$ است،تقسیم می‌کنیم. سرعت صوت دارای دو مقدار حدی، سرعت صوت در صفحه استوایی و سرعت صوت در نقطه بحرانی، می‌باشد در این سرعت صوت بی‌بعد شده برابر است با:

$$h(x) = \frac{c_s}{v_k}, ho = \frac{c_{x=0}}{v_k}, hc = \frac{c_{x=x_c}}{v_k} \quad (۱۰)$$

از طرفی سرعت شعاعی جریان عبارت است از

$$v_r = \frac{\sqrt{1+x^2}}{x} v_z - \alpha(2s+1)\frac{h(x)^2}{\Gamma} \quad (۱۱)$$

(۱۲) برای بدست آوردن مختصات نقطه بحرانی(x_c)از معادله ٦ در بازه $x = 0$ تا x_c انتگرال می‌گیریم.

$$\frac{\Gamma+1}{2(\Gamma-1)} hc^2 = \frac{1}{\Gamma-1} ho^2 + \frac{1}{\sqrt{1+x_c^2}} - 1 \quad (۱۳)$$

با استفاده از روابط ۲، ٦، ۱۰ و۱۱ معادله باد را محاسبه کرده که برابر است با:

$$(1-\frac{v_z^2}{h(x)^2})\frac{dv_z}{dx}=\frac{xv_z}{(1+x^2)^{\frac{3}{2}}h(x)^2}+\frac{\alpha s(2s+1)h(x)^2}{\Gamma\sqrt{1+x^2}}-\frac{sv_z}{x}-\frac{2xv_z}{1+x^2} \qquad (۱۴)$$

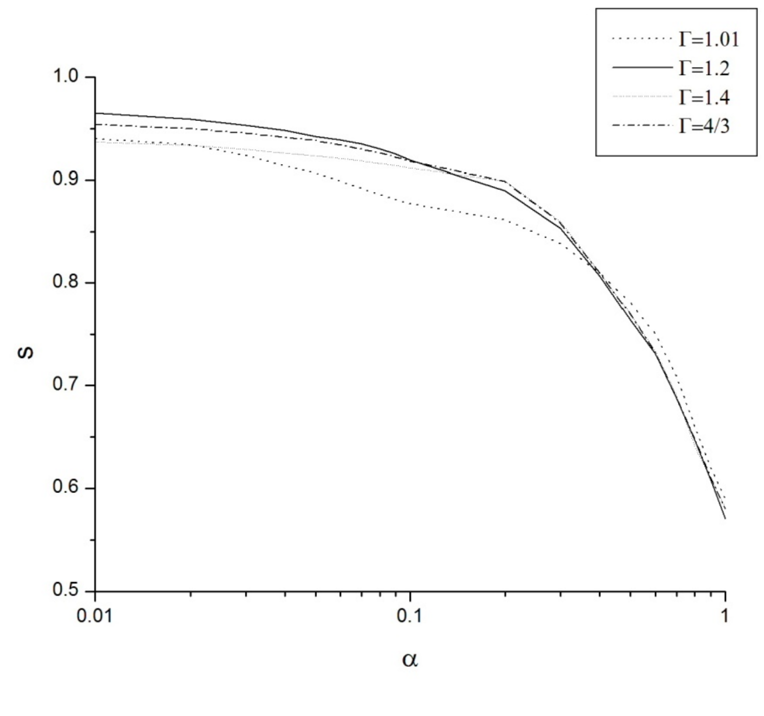
(۱۵) دو طرف رابطه بالا را برابر صفر قرار داده بدین ترتیب رابطه دیگری برای نقطه بحرانی بدست می‌آید که برابراست با:

$$\frac{x_c}{(1+x_c^2)^{\frac{3}{2}}hc^2}+\frac{\alpha s(2s+1)hc}{\Gamma\sqrt{1+x_c^2}}-\frac{s}{x_c}-\frac{2x_c}{1+x_c^2}=0 \qquad (۱۶)$$

معادلات ۴،۱۲ و ۱۴ حل عددی نموده (به روش حل‌های سازگار) وابستگی s را به α بررسی می‌کنیم.

نتیجه گیری

مقدار s با افزایش α کاهش می‌یابد یعنی با افزایش آهنگ برافزایش جرم، آهنگ خروج جریان کاهش می‌یابد. با توجه به نمودار، برای $.1\leq\alpha$ می‌توانیم $s\cong .9$ در نظر بگیریم و در محدوده $.1\leq\alpha$ با تقریب خوبی می‌توان s را مستقل از مقدار Γ در نظر گرفت.



. نمودار s-α به ازای Γ=۱.۰۱، Γ=۱.۲، Γ=۴/۳، Γ=۱.۴، n=۲ و ε=۰/۲

مرجع‌ها

[1] Kato S., Fukue J., Mineshige S., 2008, *Black Hole Accretion Disks*, Kyoto university press, chapter 3&4
[2] Ichimaru, S. 1977, *ApJ*, 214, 840
[3] Meyer F., & Meyer-Hofmeister E., 1981, *Astron. Astrophys.* 104, L10
[4] Shakura N.I., Sunyaev R.V, 1973, *A&A,* **24**, 337
[5] Mineshige S.,Kawabata R.,*Thermally Driven winds from Radiatively Inefficie*nt

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

ناپایداری موضعی قرص های برافزایشی با بررسی تابع سرمایش و ویسکوزیته

علی رضا خصالی[۱]، آذر خسروی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، مازندران

[۲] دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک،دانشگاه مازندران، مازندران

چکیده

در این مقاله سعی می کنیم تا ناپایداری یک قرص بر افزایشی در حالت کلی را با در نظر گرفتن توابع سرمایش و وشکسانی به صورت یک تابعی دلخواه از نیم ضخامت قرص و چگالی سطحی آن مورد بررسی قراردهیم. ما اختلالات موضعی را روی معادلات قرص وارد نموده و تاثیر توابع مختلف سرمایش را روي قرص بررسي مي نماييم.

The local stability of generally accretion disk models with considering the role of arbitrary viscosity and cooling mechanisms

A. Khesali[1], A. Khosravi[2]

[1] Department of Physics, Mazandaran University, Mazandaran
[2] Department of Physics, Mazandaran University, Mazandaran

Abstract

In this paper we try to consider the instability of generally accretion disk model. We choose the arbitrary cooling mechanism and viscosity function. These functions have an arbitrary form of disk height, H, and surface density. We imply the local perturbations on the equations of disks and consider the influence of different cooling mechanism in the disks.

مقدمه

بعد از ارائه مدل قرص برافزایشی آلفا توسط شاکورا و سانیو[1]، بحث ناپایداری نواحی مختلف قرص های از نظر هندسی نازک، به صورت گسترده مورد مطالعه قرار گرفت. بعدها لایتمن و اردلی در یافتند که لبه داخلی قرص های مدل آلفااز لحاظ گرمایی و وشکسان، ناپایدارهستند[2]. از طرفی قرص های از لحاظ اپتیکی ضخیم دارای ناپایداری آکوستیک نیز می باشند.[3] لبه داخلی قرص هایی که در آن پهن رفت غالب است،ADAFها،از لحاظ گرمایی پایدار هستند [5] . هنگامی که تاثیر هدایت گرمایی بر قرص ها مورد بررسی قرار گرفت، معلوم شد که قرص های ضخیم از لحاظ اپتیکی، از لحاظ گرمایی ناپایدار می شوند ولی قرص های از لحاظ اپتیکی نازک، همیشه پایدار هستند[6].

یک تغییر بسیار کوچک در وشکسانی و فرایندهای سرمایش می تواند پایداری و ناپایداری قرص ها را تغییر دهد. با وجود بررسی پایداری قرص های برافزایشی توسط گروه های مختلف، محققان جزئیات ویژگی های پایداری و ناپایداری یک قرص برافزایش را هنوز به طور کامل مورد بررسی قرار نداده اند.

در این مقاله ما ناپایداری یک قرص برافزایشی را همراه با توابع سرمایش و وشکسانی دلخواه، مورد بررسی قرار می دهیم. همچنین پخش گرمایی رانیز در معادلات قرص وارد می نماییم. با انتخاب یک شکل دلخواه برای توابع سرمایش در این مقاله سعی می کنیم اثر مکانیسم های مختلف سرمایش را روی قرص برافزایشی به صورت جزئی تر بررسی نماییم.

معادلات اساسی

یک قرص برافزایشی تقارن محور و بدون خود گرانشی را با پتانسیل شبه نیوتونی $\Psi = -GM/(R - r_g)$ در نظر می گیریم که M جرم شئ مرکزی، $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$، و $r_g = 2GM/c^2$است. در سیستم مختصات استوانه ای معادلات را به صورت زیر داریم:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma V_r) = 0 \qquad (۱)$$

$$\Sigma\frac{\partial V_r}{\partial t} + \Sigma V_r\frac{\partial V_r}{\partial r} - \Sigma(\Omega^2 - \Omega_k^2)r = -2\frac{\partial(Hp)}{\partial r} \qquad (۲)$$

$$\Sigma r^3\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \Sigma r V_r\frac{\partial(r^2\Omega)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r}\left(\Sigma \nu r^3\frac{\partial \Omega}{\partial r}\right) \qquad (۳)$$

$$\Sigma r^3\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \Sigma r V_r\frac{\partial(r^2\Omega)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r}\left(\Sigma \nu r^3\frac{\partial \Omega}{\partial r}\right) \qquad (٤)$$

که V_r، Ω سرعت شعاعی و سرعت زاویه ای هستند p وT، Σ فشار ، دما و چگالی سطحی و $\prod$، H فشار انتگراگیری شده در مسیر عمودی و نیم ضخامت قرص می باشند. p فشار کل گاز، جمع فشار تابشی با فشار گاز، است.وشکسانی، ν ، با رابطه زیر داده می شود،

$$\nu = \alpha\frac{\Omega_k}{\Sigma_0^a H_0^{b-2}}\Sigma^a H^b \qquad (۵)$$

Ω_kسرعت زاویه ای کپلری است. Q^- در سمت راست معادله(٤) تابع سرمایش را نمایش می دهد و ما آن را به صورت زیر بدست آورده ایم:

$$Q^- = \delta\frac{\Omega_k^3}{\Sigma_0^{\,c-1} H_0^{\,d-2}}\Sigma^c H^d \qquad (٦)$$

که در اینجا δ , α ضرایب بدون بعد و a, b, c را ضرایب ثابت در نظر می گیریم. Q_t نیز در سمت راست معادله(٤) پخش گرمایی است که به صورت $Q_t = \nabla.(K\nabla T)$ تعریف می شود که K ضریب هدایت گرمایی است و به صورت $K = \sum C_\nu \nu = \alpha f \Omega_k H^3 p/T$داده می شود که $f = 3(8-7\beta)f_*$ و f_* از درجه واحد است.[6] در تقریب اختلالات موضعی $\lambda < r$ و $kV_r < \Omega_k$ است که k عدد موج تابع اختلالی است. چون داریم $|V_r| \approx \alpha c_s \dfrac{H}{r}$ پس می توانیم بنویسیم:

$$\frac{r}{H} > \frac{\lambda}{H} > 2\pi\alpha\frac{H}{r} \qquad (۷)$$

برای یک قرص هندسی نازک بازه λ/H می تواند از ۱ تا ۱۰۰ تغییر کند اما برای یک قرص برافزایشی که $H/r \le 1$ است اگر وشکسانی به اندازه کافی کوچک باشد λ/H از ۰/۰۶ تا ۱ تغییر می کند وقتی α حدوداً ۰/۰۱ باشد. برای درستی معادلات انتگرال گیری شده در مسیر عمودی لازم است که آهنگ رشد مدهای ناپایدار کمتر از سرعت زاویه ای باشد.

معادلات اختلالی

معادلات تعادلی قرص برافزایشی می تواند با در نظر گرفتن $\partial/\partial t = 0$ وحل عددی معادلات (۱) تا (٤) نوشته شود. حال به بررسی اثر اختلال بر این معادلات می پردازیم. یک اختلال با دامنه کوچک را بر قرص غیر مختل شده وارد می کنیم. اختلالات بر V_r، Ω، $\sum$ و T را به صورت $(V_{r1}, \Omega_1, \sum_1, T_1) \approx e^{i(\omega t - kr)}$ نشان می دهیم. معادلات مختل شده متناظر با معادلات (۱) تا (٤) به صورت زیر در می آید:

$$(\tilde{\sigma} + m\tilde{H})\frac{\sum_1}{\sum} + (1 - i\frac{\varepsilon}{\tilde{H}})\frac{V_{r1}}{\Omega_k r} = 0 \qquad (۸)$$

$$(i\varepsilon\tilde{H}X_1 + (1 - \tilde{\Omega}^2))\frac{\sum_1}{\sum_0} - \tilde{\sigma}\frac{V_{r1}}{r\Omega_k} + 2\frac{\Omega_1}{\Omega_k}\tilde{\Omega} + i\varepsilon\tilde{H}X_2\frac{T_1}{T_0} = 0 \qquad (۹)$$

$$(\frac{\tilde{\chi}^2}{2\tilde{\Omega}}m\tilde{H} + (-3\alpha g\tilde{H}^2 + \alpha i\varepsilon g\tilde{H})X_3)\frac{\sum_1}{\sum_0} + \frac{\tilde{\chi}^2}{2\tilde{\Omega}}\frac{V_{r1}}{r\Omega_k} +$$
$$(\tilde{\sigma} + \alpha\varepsilon^2 + 2m\tilde{H} + 3i\alpha\tilde{H}\varepsilon)\frac{\Omega_1}{\Omega_k} + (-3\alpha g\tilde{H}^2 + i\alpha\varepsilon g\tilde{H})X_4\frac{T_1}{T_0} = 0 \qquad (۱۰)$$

$$(\tilde{\sigma}X_5 - \alpha g^2 X_3 + X_6)\frac{\sum_1}{\sum_0} + \frac{q\alpha g^2}{m\tilde{H}}\frac{V_{r1}}{r\Omega_k} - 2i\frac{\varepsilon g}{\tilde{H}}\frac{\Omega_1}{\Omega_k}$$
$$+ (\tilde{\sigma}X_7 - \alpha g^2 X_4 + X_8 + \alpha f\varepsilon^2)\frac{T_1}{T_0} = 0 \qquad (۱۱)$$

که $\tilde{\sigma} = \sigma/\Omega_k$ و $\sigma = i(\omega - kV_r)$ است. در اینجا $\tilde{\Omega} = \Omega/\Omega_k$، $\tilde{H} = H/r$ و $\varepsilon = kH$ می باشد. m عدد ماخ و q نسبت انرژی پهن رفت به انرژی اتلافی تابشی است. علاوه بر این، $g = (\tilde{\chi}^2/2\tilde{\Omega}) - 2\tilde{\Omega}$ و $\tilde{\chi} = \chi/\Omega_k$ است که $\chi^2 = 2\Omega(2\Omega + r(\partial\Omega/\partial r))$ تعریف می شود. همچنین $X_i (i = 1,...,8)$ ضرایب برحسب β هستند که $\beta \equiv \frac{p_{gaz}}{p}$ است. با تشکیل دترمینان ضرایب و برابر صفر قرار دادن آن داریم:

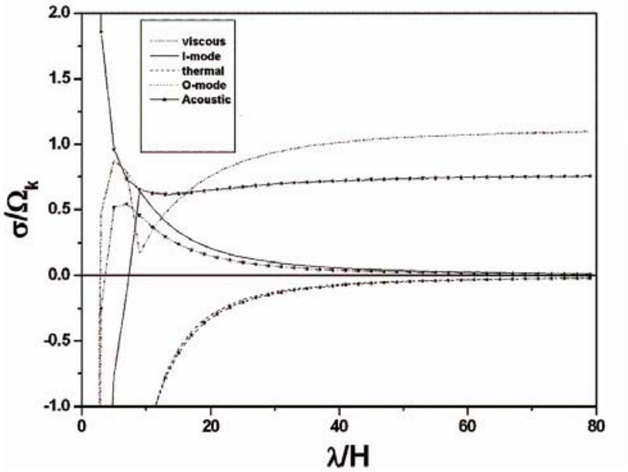
$$a_1\tilde{\sigma}^4 + a_2\tilde{\sigma}^3 + a_3\tilde{\sigma}^2 + a_4\tilde{\sigma} + a_5 = 0 \qquad (۱۲)$$

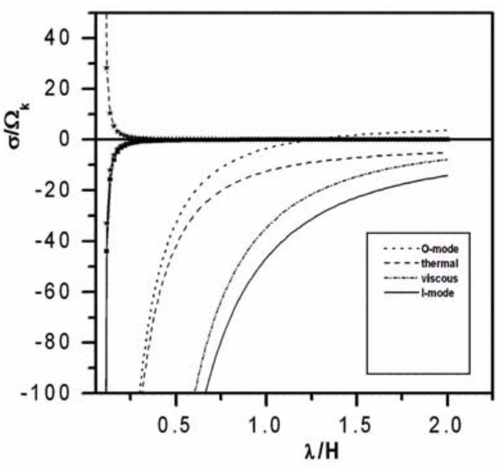
که $a_i (i = 1,...,5)$ ضرایب ایجاد شده توسط حل دترمینان است که وابسته به ε می باشد.

نتیجه گیری

ابتدا یک قرص برافزایشی نازک از نظر هندسی و اپتیکی را مورد بررسی قرار دادیم. فرض نمودیم که $q = 0$ باشد یعنی در قرص، سرمایش توسط پهن رفت صورت نپذیرید. $\widetilde{\Omega} = \widetilde{\chi} = 1$ ، $\alpha = 0.01$ و $m = 0.01$ را درنظر می گیریم.اگر فشار گاز در قرص غالب باشد $Q^- \propto \Sigma^2$ و اگر فشار تابشی در گاز غالب باشد $Q^- \propto \Sigma^{17/8} H^{-7/8}$ است. فرض می کنیم تابع وشکسانی فرم رایج مدل آلفا باشد. بدین ترتیب از حل عددی معادله (۱۲)، شکل (۱) را برای این قرص ها با شرایط بالا به دست می آوریم. نمودارهای ستاره دار با $Q^- \propto \Sigma^{17/8} H^{-7/8}$ و نمودارهای بدون ستاره با $Q^- \propto \Sigma^2$ رسم شده اند.

برای یک قرص برافزایشی نه چندان نازک، که در آن پهن رفت غالب باشد ما $q= 0.99$ و $\alpha = 0.001$ ، $\widetilde{\Omega} = \widetilde{\chi} = 1$ و $m=0.01$در نظر می گیریم. در این قرص ها $H/r = 0.6$ و λ/H در بازه ۰/۰۲ تا ۲ می باشد. در صورتی که فشار گاز غالب باشد $Q^- \propto \Sigma^2$ و اگر فشار تابشی در گاز غالب باشد $Q^- \propto \Sigma^{17/8} H^{-7/8}$ است. نمودارهای این قرص نیز در شکل (۲) نشان داده شده است. همانند شکل(۱) نمودارهای ستاره دار با $Q^- \propto \Sigma^{17/8} H^{-7/8}$ و نمودارهای بدون ستاره با $Q^- \propto \Sigma^2$ رسم شده اند.





شکل۲: قرص پهن رفت،خط پر،خط چین،نقطه چین،و خطچین–نقطه به ترتیب مربوط به مدهای I، گرمایی،O، وشکسان می باشد.این خطوط با ستاره برای موردبا فشارتابشی غالب می باشد.

همانطور که در شکل (۱) می بینید قرص از نظر گرمایی در هر دو نوع فرایند سرمایش پایدار می باشد(نمودارهای خط چین). از نظر وشکسان نیز در هر دو فرایند سرمایش قرص در طول موج های $\lambda / H < 5$ پایدار و در طول موج های بزرگتر ناپایدار می باشد(نمودار خط چین–نقطه).اما رفتار پایداری مد های آکوستیک هنگامی که فشار گاز در قرص غالب باشد با رفتار آنها هنگامی که فشار قرص فشار تابشی است کاملا متفاوت است. هنگامی که فشار تابشی در قرص غالب است قرص برای تمام طول موج ها دارای ناپایداری آکوستیکی است در حالی که وقتی فشار گاز غالب است در طول موج های بسیار کوچک موج از لحاظ آکوستیکی پایدار است.(نمودار خط پر)

همانطور که در شکل (۲) مشخص شده است هرگاه در یک قرص از نظر هندسی و اپتیکی نازک، فشار گاز غالب باشد کلیه مدها پایدار هستند و قرص برافزایشی یک قرص پایدار می باشد. اما با بزرگ شدن طول موج ها مد بیرونی آکوستیک (نمودار نقطه چین) به سمت ناپایداری پیش میرود. اما در همین قرص ها اگر فشار تابشی غالب باشد، قرص از لحاظ گرمایی ناپایدار است در حالی که باقی مد ها مد های پایدار می باشند. بدین ترتیب، پس همانطور که دیده شد ما می توانیم اثر سرمایش را در پایداری و ناپایداری قرص های مختلف مورد تحقیق قرار دهیم.

مرجع‌ها

[1] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev; *Ast.Ap* **21** (1973) 337
[2] A. P. Lightman and D. M. Erdley; ApJ **206** (1974) 297
[3] S. Kato; MNRAS **185** (1987) 629
[4] G.R. Blumenthal and L.T. Yang and D.N.C. Lin; ApJ **287** (1984) 774
[5] R.Narayan and I.Yi; ApJ **452** (1995)710
[6] S.Kato and M.A,.Abramowicz and X.Chen; PASJ **48** (1996) 67
[7] X.B.Wu and Q.B.Li; ApJ**469** (1996) 776

بررسی تغییرات شدت نور ستاره‌ی متغیر DM CYG با داده های فتومتری

قنبرزاده معصومه، برجی وحید، صفری حسین
دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

متغیر های گروه RR شلیاقی عمدتاً دوره‌ی تناوبی کمتر از یک روز دارند. ستاره متغیر DM CYG یکی از ستاره های این گروه با دوره‌ی تناوب ۰/۴۲ روز است که قدر ظاهری آن در گستره‌ی ۱۰/۹۳ تا ۱۱/۹۹ تغییر می کند. در این مقاله به بررسی تغییرات تناوبی شدت نور این ستاره، با داده های فتومتری می پردازیم. رصد این ستاره در رصدخانه‌ی دانشگاه کاشان با تلسکوپ ۱۶ اینچ و فتومتر SSP5 طی ۱۲ شب رصدی انجام گرفته است. در این رصد از پنج فیلتر U, B, V, R, I استفاده شده است. با کمک آنالیز فوریه روی منحنی تغییرات شدت بر حسب زمان ستاره، فرکانس های نوسان ستاره به دست می آید.

Photometric Study on the light curve of DM CYG

M.Ghanbarzadeh V.Borji H.Safari
Department of Physics, Zanjan Univesity, Zanjan, 45195-313, Iran

Abstract

RR-Lyra variable stars period are mostly up to one day. DM CYG is one of this star type group with period of 0.42 day and magnitude range of 10.93-11.99. We are going to study the light curve of DM CYG, based on photometric data. The observation was done in Kashan university observatory, during 12 nights, using 16inch telescope and SSP5 photoelectronic photometer and Also 5 filters ***U, B, V, R, I*** *were used. By Fourier analysis on the light curve of the star, frequencies of this star oscilations are computed.*

گرانش القا شده و پایداری پارامتر معادله حالت

فاطمه رجبی، کوثر اسدی، کوروش نوذری
گروه فیزیک دانشگاه مازندران ، بابلسر

چکیده

یکی از روشهای بررسی پایداری جوابهای کیهانشناختی در مدلهای متعارف انرژی تاریک تحلیل فضای فاز ایجاد شده از معادله حالت انرژی تاریک و مشتق زمانی آن است. در این پژوهش، پایداری جوابهای کیهانشناختی ناشی از حضور میدانهای کانونیک و فانتومی بر روی شامه در یک مدل شامه ای با گرانش القایی در فضای پارامتر معادله حالت و مشتق زمانی آن برای دو حالت کمینه و ناکمینه یک میدان اسکالر بررسی شده است. برای دوری از شبح ذاتی ناشی از گرانش القایی، ما تحلیل خود را به شاخه غیر خودشتاب جوابها محدود کرده ایم.

مقدمه

شواهد رصدی اخیر نشان می دهند که عالم در فاز انبساط شتابدار قرار دارد[1-4]. این شتاب را می توان به مؤلفه ی جدیدی به نام انرژی تاریک نسبت داد که بیشترین سهم از چگالی انرژی عالم با فشار منفی را به خود اختصاص می دهد. یکی از مواردی که اخیراً مورد توجه قرارگرفته است، ماهیت انرژی تاریک می باشد. از جمله مدلهای انرژی تاریک، مدلی شامل یک میدان اسکالر (میدان کانونیک یا فانتوم) است. این میدان می تواند همانند یک سیال کیهانی رفتار کند که در این صورت کمیتی که در تعیین ماهیت آن نقش دارد پارامتر معادله حالت، w ، است

$$w = \frac{p}{\rho}$$

که ρ و p به ترتیب چگالی انرژی و فشار منتسب به میدان اسکالر می باشند. حالت $w = -1$ مربوط به ثابت کیهانشناختی می باشد. در چارچوب نظریه اختلالات خطی، اختلالات انرژی تاریک می توانند توسط معادله حالتشان تعیین شوند. در اختلالات انرژی تاریک، میدانهای کانونیک با $w > -1$ و میدانهای فانتومی با $w < -1$ مشخص می شوند. پارامتر معادله حالت برای مدلهای انرژی تاریک تابعی از زمان است. مقادیر w و مشتق زمانی آن، w' ، اخیراً توسط داده های رصدی به صورت زیر مقید شده اند [5]

$$w'_0 = -1.48 \pm \begin{matrix} 0.90 \\ 0.81 \end{matrix} \qquad\qquad w_0 = 1.31 \pm \begin{matrix} 0.22 \\ 0.28 \end{matrix}$$

سوال مهم این است که با چه دقتی می توان به معادله حالت به دست آمده در شواهد رصدی دست یافت.

هدف ما در این پژوهش تحلیل پایداری جوابهای کیهانشناختی در فضای $w' - w$ است. به عبارت دیگر، زیر فضاهایی از فضای $w' - w$ را مشخص می کنیم که در آن زیر فضاها جوابهای کیهانشناختی زمانهای اخیر در اصل پایدار می باشند. تحول زمانی پارامتر معادله حالت عبارتست از

$$w\square_{\varphi} \equiv \frac{dw_{\varphi}}{dN} = \frac{dw_{\varphi}}{d\rho_{\varphi}}\frac{d\rho_{\varphi}}{dN}$$

که $N = \ln a$ و a فاکتور مقیاس است که نرخ انبساط عالم را تعیین می کند.

تابع c_s را به صورت زیر تعریف می کنیم

$$c_s^2 \equiv \frac{dp_{\varphi}}{d\rho_{\varphi}} \quad \leftrightarrow \quad c_s^2 \equiv \frac{\dot{p}_{\varphi}}{\dot{\rho}_{\varphi}}$$

اگر محتوای انرژی-تکانه میدان اسکالر به فرم سیال کامل باشد، این تابع (c_s^2) همان سرعت صوت آدیاباتیک در سیال است. برای اجتناب از تکینگی، c_s^2 باید مثبت در نظر گرفته شود. با در نظر گرفتن

$$\frac{dw_{\varphi}}{d\rho_{\varphi}} = \frac{1}{\rho_{\varphi}}\frac{dp_{\varphi}}{d\rho_{\varphi}} - \frac{p_{\varphi}}{{\rho_{\varphi}}^2} = \frac{1}{\rho_{\varphi}}\left[\frac{dp_{\varphi}}{d\rho_{\varphi}} - w_{\varphi}\right]$$

و با استفاده از معادله ی پایستگی $(\rho^{\cdot} + 3H(\rho + p) = 0)$ می توان نوشت

$$\frac{d\rho_{\varphi}}{dN} = \frac{\dot{p}_{\varphi}}{H} = -3(1 + w_{\varphi})\rho_{\varphi}$$

فرم نهایی پارامتر معادله حالت برای میدان اسکالر به صورت زیر به دست می آید

$$w\square_{\varphi} = -3(1 + w_{\varphi})(c_s^2 - w_{\varphi})$$

در ادامه، رفتار $w' - w$ برای میدانهای کانونیک و فانتومی را با در نظر گرفتن جفتیدگی کمینه و نا کمینه بین میدان اسکالر و گرانش القا شده بر روی شامه را مورد بررسی قرار می دهیم.

الف) میدان کانونیک با جفتیدگی کمینه

با در نظر گرفتن میدان کانونیک φ به عنوان مؤلفه ی انرژی تاریک که با گرانش اقا شده بر روی شامه جفتیدگی کمینه دارد، فشار، چگالی انرژی و معادله حرکت میدان اسکالر به صورت زیر خواهند بود

$$p_{\varphi} = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi) \qquad \rho_{\varphi} = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V(\varphi) \qquad \ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + v' = 0$$

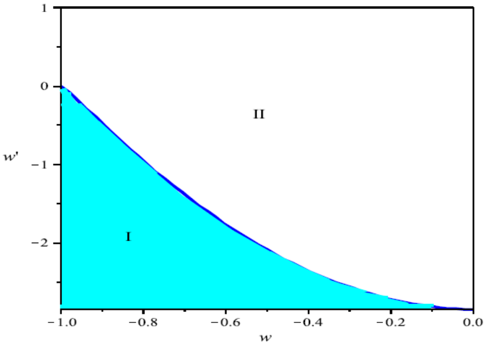
در این حالت برای w' رابطه ی زیر بدست می آید.

$$w\square - -3(1 - w^2) + \lambda\sqrt{3(1 + w)\Omega}\,(1 - w)$$

در نتیجه، نمودار $w' - w$ شامل دو زیر ناحیه خواهد بود که در شکل (1) نشان داده شده اند.

ناحیه (I) $\quad c_s^2 > 0 \quad$ $w > -1$ و $w\square < 3w(1 + w)$

ناحیه (II) $\quad c_s^2 < 0 \quad$ $w > -1$ و $w\square > 3w(1 + w)$



شکل ۱: نمودار w' بر حسب w برای میدانهای کانونیک به ازای $\Omega = 0.8$ و $\lambda = 0.1$.

در ناحیه (I) از شکل ۱، $c_s^2 > 0$ می باشد که ناحیه ی پایدار کلاسیکی در مدل فوق را نشان می دهد. ناحیه (II) ناحیه ای ناپایدار است. در نمودار فوق Ω سهم میدان اسکالر در محتوای انرژی تکانه عالم است.

ب) میدان فانتومی با جفتیدگی کمینه

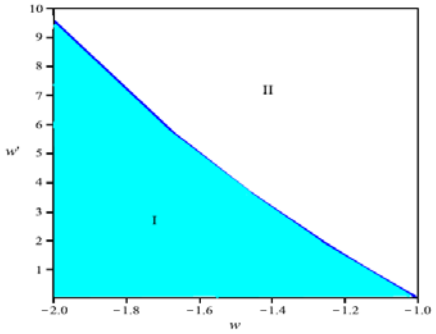
در این بخش میدان فانتومی σ را به عنوان مؤلفه ی انرژی تاریک با جفتیدگی کمینه در نظر می گیریم. فشار، چگالی انرژی و معادله حرکت میدان اسکالر عبارتند از

$$\ddot{\sigma} + 3H\dot{\sigma} - v' = 0 \qquad \rho_\sigma = -\frac{1}{2}\dot{\sigma}^2 + V(\sigma) \qquad p_\sigma = -\frac{1}{2}\dot{\sigma}^2 - V(\sigma)$$

رابطه ی w' بر حسب w در این حال به صورت زیر است $w' = -3(1-w^2) + \lambda\sqrt{-3(1+w)\Omega}\,(1-w)$

با رسم نمودار $w' - w$ دو ناحیه به دست می آید که در شکل (۲) نشان داده شده اند. در این شکل ناحیه ی (I) ، ناحیه ای پایدار می باشد، در حالیکه ناحیه (II) زیر فضای ناپایدار ی جوابها است.

$$\begin{cases} w < -1 \;\text{و}\; w' < 3w(1+w) & c_s^2 > 0 \quad (I)\ \text{ناحیه} \\ w < -1 \;\text{و}\; w' > 3w(1+w) & c_s^2 < 0 \quad (II)\ \text{ناحیه} \end{cases}$$



شکل۲: نمودار w' بر حسب w برای میدانهای فانتومی به ازای $\Omega = 0.8$ و $\lambda = 0.1$.

ج) میدان کانونیک با جفتیدگی ناکمینه

میدان اسکالر می‌تواند جفتیدگی ناکمینه ای با میدان‌های مربوط به بخش گرانشی نظریه داشته باشد. این جفتیدگی بنا به دلایل متعددی از جمله بازبهنجارش پذیری نظریه میدان کوانتومی مربوطه در اصل ضروری است. با در نظر گرفتن این جفتیدگی در معادلات میدان ، خواهیم داشت

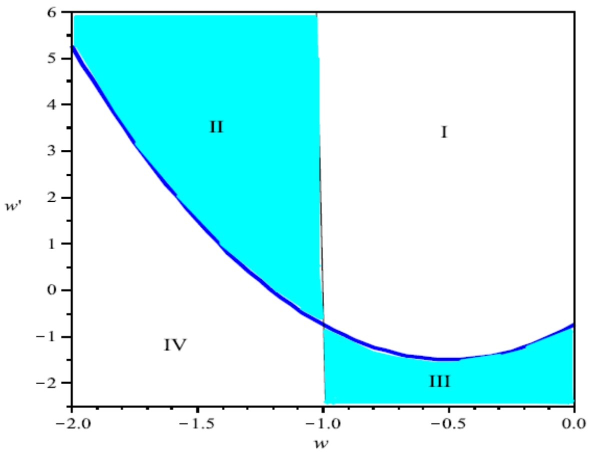
$$\rho_\varphi = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V(\varphi) + 6\xi H\varphi\dot{\varphi} + 3\xi H^2\varphi^2$$

$$P_\varphi = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi) - 2\xi(\varphi\ddot{\varphi} + 2\varphi H\dot{\varphi} + \dot{\varphi}^2) - \xi\varphi^2(2\dot{H} + 3H^2)$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + \xi R\varphi + \frac{dV}{d\varphi} = 0$$

اکنون نمودار $w' - w$ بر خلاف حالتهای پیشین شامل چهار زیرفضا به صورت زیر می باشد، که در آن نواحی (II) و (III) زیر فضاهای پایداری جوابهای کیهانشناختی مدل می باشند

$$\begin{cases} w > -1 \text{ و } w' > 3w(1+w) & c_s^2 < 0 & \text{ناحیه } (I) \\ w < -1 \text{ و } w' > 3w(1+w) & c_s^2 > 0 & \text{ناحیه } (II) \\ w > -1 \text{ و } w' < 3w(1+w) & c_s^2 > 0 & \text{ناحیه } (III) \\ w < -1 \text{ و } w' < 3w(1+w) & c_s^2 < 0 & \text{ناحیه } (IV) \end{cases}$$



شکل۳: نمودار w' بر حسب w برای میدانهای کانونیک با جفتیدگی ناکمینه به ازای $\Omega = 0.8$ و $\lambda = 1$ و $\xi = 1/6$ (جفتیدگی همدیس) .

د) میدان فانتومی با جفتیدگی ناکمینه

اکنون به بررسی میدان فانتومی با جفتیدگی ناکمینه می پردازیم. برای این نوع میدان داریم

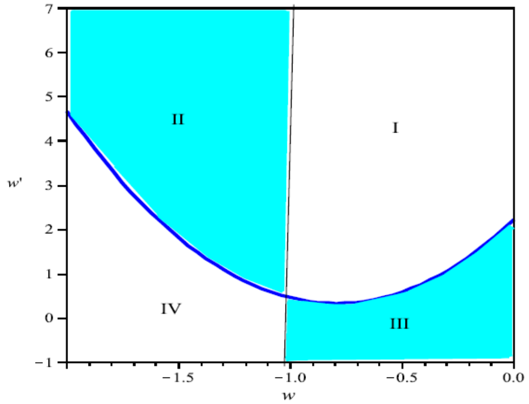
$$\rho_\sigma = -\frac{1}{2}\dot{\sigma}^2 + V(\sigma) + 6\xi H\sigma\dot{\sigma} + 3\xi H^2\sigma^2$$

$$P_\sigma = -\frac{1}{2}\dot{\sigma}^2 - V(\sigma) - 2\xi\left(\sigma\ddot{\sigma} + 2\sigma H\dot{\sigma} + \dot{\sigma}^2\right) - \xi\sigma^2\left(2\dot{H} + 3H^2\right)$$

$$\ddot{\sigma} + 3H\dot{\sigma} - \xi R\sigma - \frac{dV}{d\sigma} = 0$$

در این حال مانند قسمت قبل نمودار $w' - w$ شامل چهار ناحیه ی مجزا است که در آن نواحی (II) و (III) ناحیه های پایداری جوابها می باشند

$$\begin{cases} w > -1 \ \text{و} \ w' > 3w(1+w) & c_s^2 < 0 \quad (I)\ \text{ناحیه} \\ w < -1 \ \text{و} \ w' > 3w(1+w) & c_s^2 > 0 \quad (II)\ \text{ناحیه} \\ w > -1 \ \text{و} \ w' < 3w(1+w) & c_s^2 > 0 \quad (III)\ \text{ناحیه} \\ w < -1 \ \text{و} \ w' < 3w(1+w) & c_s^2 < 0 \quad (IV)\ \text{ناحیه} \end{cases}$$



شکل٤: نمودار w' بر حسب w برای میدانهای فانتومی با جفتیدگی ناکمینه به ازای $\Omega = 0.8$ و $\lambda = 1$ و $\xi = 1/6$.

نتیجه‌گیری

ما زیر فضاهای پایداری جوابها در فضای $w' - w$ را برای میدانهای اسکالر کانونیک و فانتومی به عنوان کاندیداهایی از انرژی تاریک در یک مدل شامه ای با گرانش القا شده بررسی کردیم. جفتیدگی ناکمینه میدانها با گرانش القا شده را در نظر گرفتیم و نشان دادیم این جفتیدگی منجر به تفکیک فضای $w' - w$ به زیرفضاهای پایدار و ناپایدار بیشتری می شود که اکنون پایداری جوابها صراحتا به مقدار جفتیدگی ناکمینه بستگی دارد[6]. در اینجا ما مطالعه خویش را محدود به جفتیدگی همدیس و برای اجتناب از تکینگی شبح ذاتی مدلهای گرانش القایی بر روی شامه فقط شاخه غیر خود شتاب جوابها را در نظر گرفتیم.

مراجع

[1] S. Perlmutter et al, Astrophys. J. **517** (1999) 565
[2] A. G. Riess et al, Astron. J. **116** (1998) 1006
[3] P. Astier et al, Astron. Astrophys. **447** (2006) 31
[4] E. Komatsu et al. [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **180** (2009) 330
[5] R. R. Caldwell and E. V. Linder, Phys. Rev. Let. **95** (2005) 141301; R. J. Scherrer, Phys. Rev. D **73** (2006) 043502; T. Chiba, Phys. Rev. D **73** (2006) 063501
[6] K. Nozari, F. Rajabi and K. Asadi, "Stability analysis of the cosmological solutions with induced gravity and scalar field on the Brane" , Submitted for publication to JCAP, November 2011.

روش شناسایی خودکار نقاط درخشان خورشیدی

حسین صفری، محسن جواهریان

دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان

چکیده

از آنجا که پدیده‌های خورشیدی نقش بسیار حیاتی در زندگی لحظه به لحظه‌ی انسان‌ها بازی می‌کنند، شناسایی و ردیابی خودکار این پدیده‌ها در دنیای امروز بسیار مهم و قابل ملاحظه است؛ زیرا که تعداد زیادی شرایط آب و هوایی زمین تحت تاثیر اتفاقات واقع در خورشید است. بنابراین ما برآن شدیم تا با استفاده از روش‌های پردازش تصویر، یکی از پدیده‌های خورشیدی- نقطه‌ی درخشان(BP) [1]- را بصورت کاملاً خودکار شناسایی و ردیابی کنیم. در این روش ابتدا بصورت کاملاً چشمی، BP ها را در تصاویر متعلق به قسمتی از خورشید مشخص کردیم؛ پس از جدا کردن آن‌ها از تصاویر اصلی با استفاده از خواص ناوردای تصاویر که برخی از آن‌ها عبارتند از چرخش و تبدیل، ممان زرنیک آن‌ها را بدست آوردیم. با استفاده از این خاصیت‌ها، تصاویر اصلی را مورد آزمایش قرار دادیم. خوشبختانه برنامه‌ی ما توانایی مشخص کردن درست BP ها را داشت. پس از این کار نوبت به پیگیری خودکار این پدیده‌ها می‌رسد که ما این کار را با نوشتن برنامه‌ای در نرم‌افزار مطلب [2] انجام دادیم تا این عناصر را بصورت خودکار جمع‌آوری کرده و در فایلی ذخیره نماید. BP ها عناصر مغناطیسی کوچک در شیدسپهر خورشیدی هستند که در راه-باریکه‌های میان دانه‌ای سطحِ قابلِ رویتِ خورشید قرار دارند. وجود این نقاط برای اولین بار در سال ۱۹۷۳ توسط دان و زیکر گزارش شد. آن‌ها به حضور خال‌های درخشانی پی‌بردند که در انشعابات میان دانه‌ای قرار گرفته بودند و در فواصل قابل مقایسه‌ای با شعاع دانه‌ها حرکت می‌کردند. نقاط درخشان در تمامی قرص خورشید اتفاق می‌افتند. آن‌ها در نزدیکی لکه‌های خورشیدی پویاتر، فعال‌تر و فراوان‌تر ظاهر می‌شوند. نقاط در محل ادغام دانه‌ها (حداقل ۳ دانه) تشکیل می‌شوند و زندگی پیچیده‌ای را به نمایش می‌گذارند. بهترین طول‌موج طیفی که می‌توانیم آن‌ها را آشکارسازی کنیم، در بازه‌ی ۲۱۴ تا ۵۲۵ نانومتر قرار دارد که البته در طیف‌های پایین‌تر از ۳۸۸ نانومتر بهتر دیده می‌شوند. شدت روشنایی BP ها تا پنج برابر سطح خورشید هم می‌رسد. معمولاً تصاویری که ما از آن‌ها بهره بردیم، تصاویرِ مربوط به یک روز خوشید بود که توسط بالون "سان رایز" [3] گرفته شده است که متعلق به آلمان می‌باشد. این تصاویر با آنکه توسط بالون گرفته شده‌اند اما کیفیت بالاتری نسبت به برخی ماهواره‌های دارند که در اطراف زمین در حال گردشند و از طرفی دسترسی به باند ۲۱۴ نانومتر بسیار آسان است. به همین دلیل است که ما بیشتر از داده‌های این بالون استفاده کردیم.

---

[1] Bright Point [2]Matlab [3]SUNRISE

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

گذر سیاره زهره از مقابل خورشید در تاریخ ۱۹ خرداد ۱۳۸۳

محمد مهدی مطیعی[۱] و مهرداد دهرآزما[۱]
[۱] گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد ، پردیس دانشگاه فردوسی، میدان آزادی، مشهد

چکیده
گذر سیاره زهره از برابر خورشید پدیده بسیار نادری است که کمتر کسی در طول عمر خود می‌تواند یک جفت آن را بیشتر از یک بار رصد نماید. آخرین گذر زهره در سال ۱۸۸۲م. اتفاق افتاد. گذر بعدی در سال ۲۰۰۴ م. یعنی ۱۲۲ سال بعد از آخرین گذر (۱۸۸۲م.) رخ داد. این پدیده که حدود ۶ ساعت به طول انجامید فرصتی بسیار مناسب بود تا با رصد و محاسبات مربوط به آن یکی از بنیادی‌ترین فواصل مورد استفاده در علم نجوم یعنی فاصله متوسط زمین تا خورشید، مجدداً اندازه گیری شود و میزان خطای اندازه‌گیریها نیز تعیین گردد. علاوه بر آن اندازه‌گیری شعاع مدار سیاره زهره، اندازه‌گیری شعاع کره زمین، اندازه‌گیری شعاع زاویه‌ای خورشید و تعیین مختصات دقیق جغرافیایی محل از دیگر مواردی بودند که با استفاده از رصد، ثبت و اندازه‌گیریهای مرتبط با گذر زهره به آنها پرداخته‌شد.

Venus Transit 2004, June 8

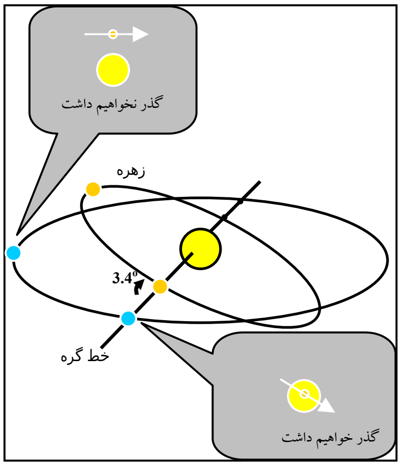
M.M. Motiei[2]; M. Dahrazma[3]
1. Department of Physics, Ferdowsi University, Mashhad

Abstract
The transit or passage of a planet across the face of the Sun is a relatively rare occurrence. As seen from Earth, only transits of Mercury and Venus are possible. In contrast, transits of Venus occur in pairs with more than a century separating each pair. Before 2004, June 8, no living person had seen a transit of Venus because the most recent one occurred in 1882. The Venus transit 2004 which lasted about 6 hours, was the best chance to recalculate one of the most important constants in astronomy, Astronomical Unit (average distance between sun and earth) and determination of errors. In addition, measuring the radius of Venus' orbit, the radius of the Earth and the angular radius of the sun and determining of the own geographical coordinates were possible by observing the transit and related calculations.

مقدمه

موقعیت اجسام آسمانی نسبت به ناظر زمینی، سبب ایجاد پدیده‌هایی در نجوم می‌گردد که هر پدیده با توجه به خصوصیاتش نامگذاری شده است. به عنوان مثال، اگر یکی از سیارات داخلی دقیقاً بین زمین و خورشید قرار گیرند، در اینصورت به دلیل این که اندازه ظاهری (زاویه‌ای) این سیارات، بسیار کوچکتر از اندازه ظاهری خوشید است، این سیاره تنها قسمت بسیار کوچکی از سطح خورشید را می‌پوشاند

و از دید ناظر زمینی مانند یک لکه سیاه کوچک در روی سطح خورشید حرکت می‌کند. این پدیده *گذر* نامیده می‌شود. در واقع، برای ناظر زمینی، گذر فقط برای سیارات داخلی (زهره و عطارد) اتفاق می‌افتد [۱]. برای این که گذر اتفاق افتد دو شرط اصلی لازم است: ۱- سیارهٔ داخلی باید در مقارنه داخلی باشد. ۲- سیاره داخلی روی گره باشد.



شکل ۱. شرایط وقوع پدیدهٔ گذر از دید ناظر زمینی.

گذر سیارهٔ زهره یکی از نادرترین و مهم‌ترین پدیده‌های نجومی است. در حال حاضر هیچ انسان زنده‌ای نیست که ادعا کند بیش از یک بار گذر زهره را دیده است. آخرین گذر زهره در سال ۱۸۸۲ میلادی روی داد. پس از سال ۱۸۸۲ م. زهره برای اولین بار در سال ۲۰۰۴ م. (۱۳۸۳ شمسی) از مقابل خورشید گذشت. زهره در سال ۲۰۱۲ م. (۱۷ خرداد ۱۳۹۱) نیز از مقابل خورشید گذر خواهد کرد ولی بعد از آن برای رصد گذر بعدی باید تا سال ۲۱۱۷م. صبر کرد[۲]. گذرهای زهره در طول سده‌های اخیر به صورت زوج‌هایی با فاصله ۸ سال از هم رخ دادند. فاصله میان هر زوج گذر با بعدی ۱۰۵، ۱۰۸ و یا ۱۲۲ سال است.

پدیده‌ها و پارامترهای گذر

زهره روی قرص درخشان خورشید به صورت یک دایری بسیار کوچک یا نقطه سیاه رنگ دیده می‌شود که به دلیل حرکت مداری خود به دور خورشید به آرامی از مقابل آن عبور می‌کند. از جمله پدیده‌های مهمی که در طی یک گذر رخ می‌دهد، تماسها هستند. تماس اول: لحظه‌ای که لبهٔ سیاره و لبهٔ خورشید با یکدیگر از دید ناظر زمینی مماس می شوند. تماس دوم: هنگامی که کل قرص سیاره در داخل قرص خورشید قرار می‌گیرد و می‌توان تمام قرص سیاره را به صورت دایره‌ای سیاه بر روی قرص خورشید مشاهده کرد. در این صورت سیاره داخل خورشید است و لبه‌های آنها بر یکدیگر مماس می‌باشند. طی چند ساعت بعد از این تماس، سیاره زهره به تدریج از عرض قرص خورشید عبور خواهد کرد. سرعت گذر زهره از برابر خورشید تقریباً ٤ دقیقه قوسی در ساعت است [۲]. تماس سوم: سیاره نسبت به لحظه تماس دوم به لبه مخالف خورشید می‌رسد. در این صورت سیاره هنوز داخل قرص خورشید است و لبه‌های آنها بر یکدیگر مماس هستند. تماس چهارم: این لحظه‌ای است که گذر پایان می‌یابد. در این زمان لبه سیاره با لبه خورشید آخرین تماس را برقرار کرده است و پس از آن دیگر اثری از سیاره مشاهده نخواهد شد. جدول ۱ این زمانها را که برای شهر مشهد محاسبه شده است، نشان می‌دهد:

جدول ۱. زمانهای تماس و اوج گذر برای شهر مشهد

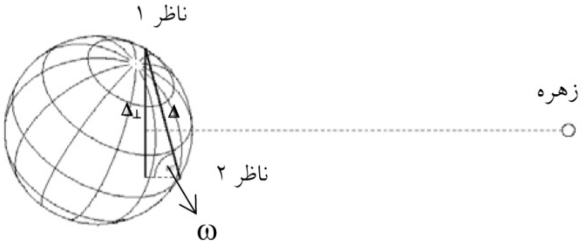
تماس اول	۹:٤۸:۳۲		اوج گذر	۱۲:۵۰:۲۵		تماس چهارم	۱۵:۵۰:٤۹
تماس دوم	۱۰:۰٦:۳۹		تماس سوم	۱۵:۳۱:٤۳			

محاسبهٔ فاصله‌زمین‌وخورشید با استفاده از رصد گذر سیارهٔ زهره

برای اندازه‌گیری واحد نجومی از مقادیر به‌دست آمده برای اختلاف منظر خورشید از رابطهٔ ۱ بهره می‌جوییم [٤]:

$$\pi_s = \left[\frac{R_E}{\Delta} \frac{1}{Sin\,\omega} \left(\frac{r_E}{r_V} - 1 \right) \rho_s \right] f \qquad (۱)$$

در این رابطه، π_s اختلاف منظر خورشید، R_E شعاع زمین، r_E شعاع مداری زمین، r_V شعاع مداری زهره، Δ فاصله دو ناظر، ω با توجه به شکل ۲ تعیین می‌شود، f اثر اختلاف منظر است و قرار می‌دهیم: $\Delta\beta = f\rho_S$ که $\Delta\beta$ را می‌توان از مشاهدات به دست آورد.



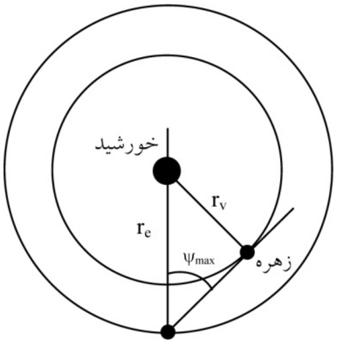
شکل ۲. موقعیت سیاره زهره نسبت به دو ناظر در موقعیتهای مختلف بر روی کره زمین. $\Delta_\perp$ بر امتداد خط واصل مراکز زمین و زهره عمود می‌باشد.

شعاع مدار زهره (r_V) یا به طور دقیقتر، نسبت شعاع مدارهای زمین و زهره (r_E/r_V)، با رصد سیاره زهره و محاسبهٔ جدایی زاویه‌ای آن در تاریخ ۱۰ فروردین ۱۳۸٤ (که سیارهٔ زهره بیشترین زاویه کشیدگی را با خورشید داشت) به دست آمد. با توجه به شکل ۳ خواهیم داشت:

$$Sin\,\psi_{\max} = \frac{r_v}{r_E} \qquad (۲)$$

با توجه به داده‌های رصدی:

$$\psi_{\max} = 46° \quad \text{(حداکثر جدایی زاویه‌ای زهره و خورشید)} \qquad \Rightarrow Sin\,\psi_{\max} = \frac{r_v}{r_E} = 0.719$$



شکل ۳. موقعیت زمین، خورشید و زهره در هنگامی که سیاره زهره بیشترین مقدار کشیدگی خود را دارد.

برای انجام محاسبات از مشاهدات دو ناظر، یکی مستقر در مشهد و دیگری مستقر در اصفهان استفاده شد. با توجه به مختصات جغرافیایی محل‌های رصد، نتایج حاصل عبارتند از:

AB=826.8 km (فاصله مستقیم بین مشهد و اصفهان) (۳)

برای محاسبه شعاع کره زمین (R_E)، با بهره‌گیری از روش اِراتُستِن و شکل ٤، از مشاهدات دو ناظر با طول جغرافیایی یکسان و عرض جغرافیایی متفاوت بهره گرفتیم. برای انجام این کار از مشاهدات دو ناظر در مشهد و بیرجند استفاده شد. ما ارتفاع خورشید در ظهر روز ۲۹ مارس ۲۰۰٤ میلادی مطابق با ۱۰ فروردین ۱۳۸۳ شمسی را محاسبه نمودیم:

$$R_E = 6423.9 \text{ km} \quad (٤)$$

حال باید شعاع زاویه‌ای خورشید را محاسبه کرد. یک روش دقیق برای این کار، استفاده از جابجایی تصویر خورشید در اثر چرخش روزانه زمین است. هنگامی‌که تصویرخورشیدرابه وسیله یک دوربین یا یک تلسکوپ روی کاغذ بیاندازیم، لبه تصویر به راحتی قابل تشخیص است.

با داشتن میل خورشید، می‌توان سرعت زاویه ای خورشید (ω) را حساب کرد [۳]: $\omega = \frac{2\pi}{24*3600s}\cos\delta_s$، به کمک و شیوه رصدی به کار رفته شعاع زاویه ای خورشید (ρ_s) را نیز می‌توان محاسبه کرد. زاویهٔ میل خورشید در تاریخ ۲۳ نوامبر ۲۰۰٤ مطابق با ۳ آذر ۱۳۸۳، برابر با ۲۰/٤ درجه بود. نتیجه محاسبه منجر به $\rho_s = 15.18'$ گردید. (ρ_s شعاع زاویه‌ای خورشید برحسب دقیقه قوس است).

نتیجه گیری

برای تعیین واحد نجومی از روابط (۱) و (۵) سود جستیم:

$$1AU = d_s = \frac{R_E}{\pi_s} \quad (۵)$$

از آنجا که فاصله بین دو ناظر ساکن در مشهد و اصفهان نسبتاً کوچک است، با توجه به شکل ۲ می‌توان نوشت:

$\omega \approx 90° \rightarrow \text{Sin}\,\omega \approx 1$

بااستفاده ازرابطه های (۱) تا (۵) و با توجه به داده‌های حاصل در جدول شماره ۲، عدد به دست آمده برای واحد نجومی عبارت است از:

$$1\ A.U = 105{,}728{,}900\ km$$

جدول ۲. خلاصه‌داده‌های حاصل برای محاسبه یک واحد نجومی.

$1AU = d_s = \frac{R_E}{\pi_s}$	π_s	$\Delta\beta = \rho_s f$	$\frac{r_E}{r_V}$	Sin ω	AB = Δ	R_E
105,728,900 km	$6.0758222061\times10^{-5}$	0.00002 Rad.	1.391	1	826.8 km	6423.9 km

همانگونه که مشاهده می‌شود مقدار محاسبه شده برای r_E یا همان 1AU با مقدار واقعی تفاوت زیادی دارد. عدم یکسان بودن طول جغرافیایی مشهد و اصفهان: از آنجا که امکان مسافرت به بخشهای جنوبی‌تر ایران فراهم نگردید، مجبور شدیم برای این منظور از داده‌های دوستانمان در اصفهان استفاده نماییم. البته قرار بود دوستان دیگری در زنجان نیز داده‌ها را برای ما ارسال دارند، اما متأسفانه در حین ثبت پدیدهٔ گذر در زنجان، قطع برق سبب از دست رفتن داده‌های مناسب شد. ۲) کوتاه بودن فاصلهٔ بین دو ناظر: هرچقدر مقدار AB بیشتر باشد، دقت محاسبات نیز افزایش خواهد یافت. چون فاصلهٔ بین مشهد و اصفهان به اندازهٔ کافی زیاد نیست، داده‌ها با خطای زیاد همراه هستند. با تعیین دقیق منشأ خطاها و بررسی چگونگی به حداقل رساندن آنها می‌توان برای رصد علمی پدیدهٔ گذر زهره از برابر خورشید در سال ۲۰۱۲ میلادی (۱۳۹۱ شمسی) آمادگی بیشتری کسب کرد و برنامهٔ دقیقتری برای تعیین واحد نجومی که یکی از بنیادی‌ترین فواصل در علم نجوم می‌باشد تدوین نمود.

مرجع‌ها

[۱] دیکسون، رابرت؛ «*نجوم دینامیکی*» مرکز نشردانشگاهی؛ صفحه ۱۹۷ تا ۲۲۲

[2] Fred Espenak, Eclipse homepage, webpage, http://sunearth.gsfc.nasa.gov/eclips

[3] European Southern Observatory, Venus Transit 2004, webpage, http://www.vt-2004.org/Education/edu3app1.html

[4] U. Backhaus, “The Transit of Venus 2004, Observation and Measurement of the Sun’s Parallax”, University of Duisburg-Essen, Germany, April, 2004.

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

اندازه گیری روشنایی آسمان در رصدخانه دکتر مجتهدی بیرجند با روش فوتومتری و با فیلترهای B,V

کاظم نفیسی، زینب رضاییان ، حمیدرضا غلام حسین پور، سمیه آخوند زاده
گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

یکی از مهمترین پارامترهای مهم جهت انتخاب سایت مناسب برای تأسیس یک رصدخانه تعیین روشنایی آسمان و آلودگی نوری محل مورد نظر است.با توجه به اینکه بیرجند یکی از سایت های مهم و خوب رصدی کشور می باشد و یکی از چهارمین کاندیدای تأسیس رصد خانه ملی نیز بوده است؛ این مقاله به تعیین دقیق روشنایی آسمان و آلودگی نوری مکان رصد خانه دکتر مجتهدی واقع در دومین قله مرتفع در مزارکاهی، با استفاده از روش فوتومتری و با استفاده از فیلترهای استاندارد B,V می پردازد.آنچه برای انجام این پروژه در اختیار بوده است یک تلسکوپ بازتابی "۱٤ اشمیت –کاسگرین و یک دستگاه فوتومتر SSP5-A می باشد. در این راستا مقدار میانگین روشنایی آسمان در فیلترهای B,V به ترتیب ۱۱/٦٤ و ۱۲/٦۲ قدر بر مجذور ثانیه قوس محاسبه شد.

Measurement of sky Brightness at the Birjand Observatory by Photometry Method in B and V Filters.

K.Naficy, Z. Rezaian, H.R.Gholamhoseinpour, S.Akhoondzade
Department of Physics, University of Birjand

Abstract

One of the most important parameters for positioning observatory is sky brightness and pollution in involved site. Because birjand is one important and good site in Iran and one of four candidates to establish national observatory, in this article we measure the sky brightness and light pollution by photometry method in B and V filters at Dr.Mojtahedy observatory that based on the second high mountaintop of Mazar-Kahy. Observation carried out with the SSP5-A photometer and 14-inch Eshmith-Cassegrain reflector telescope. The average value of sky brightness in B and V are calculated to be 11.64 and 12.62 mag/arcsec^2 respectively.

مقدمه

پارامترهای مهم در مکان یابی رصدخانه ها عبارتند از:

۱- پارامترهای هواشناسی، شامل پوشش ابری، سرعت و جهت باد و تغییرات دما در طول شب.

۲- پارامترهای نجومی، مانند تعداد شبهای مناسب برای نور سنجی، کیفیت دید محل، کدورت، چشمک زنی وروشنایی آسمان.

۳- پارامترهای محلی، مثل ژئوفیزیک عمومی، آلودگی نوری، جنس زمین مورد نظر به لحاظ پوشش گیاهی و ضریب جذب نورو... .

دو تا از مهمترین پارامترهای نجومی و محلی به ترتیب روشنایی آسمان یا به عبارتی تعیین حد قدر پس زمینه آسمان وتعیین آلودگی نوری در محل احداث رصدخانه می باشند. اصطلاح آلودگی نوری به کلیه عواملی اطلاق می شود که نور پس زمینه آسمان را زیادتر کند که این

مسأله رؤیت ستارگان را با مشکل روبرو می‌سازد. مهمترین عامل زیاد شدن نور پس زمینه، نور مصنوعی شهرها و روستاهاست. معمولا برای تعیین آلودگی نوری به بررسی این عامل پرداخته می‌شود.

روش‌ها و اندازه گیری‌ها

الف: یکی از مدل‌سازی هایی که جهت تعیین آلودگی نوری صورت گرفته مدل واکر می باشد[۲]. فرمول اصلاح شده واکر به شکل زیر است:

$$I=cpr^{-n}$$

در این فرمول p جمعیت شهر یا روستا، r فاصله شهر یا روستا از محل رصد بر حسب کیلومتر و I افزایش مرتبه روشنایی آسمان نسبت به پس زمینه آسمان است. در اینجا داریم:

برای شعاع کمتر از ۱۰ کیلومتر $n = ۱/٤۲۸۱$ و $c = ۰/۰۰۰٦۲۳$

برای شعاع ۱۰ تا ۵۰ کیلومتر $n = ۲/۵$ و $c = ۰/۰۱$

مقدار بحرانی مرتبه روشنایی آسمان ۰/۱ می‌باشد که با رسیدن به این مقدار بحرانی در حقیقت آسمان مناسب جهت انجام کارهای رصدی را از دست داده ایم.

بر اساس فرمول واکر، میزان آلودگی نوری در محل رصدخانه دکتر مجتهدی بیرجند را محاسبه کردیم. نتایج در جدول زیر آمده است:

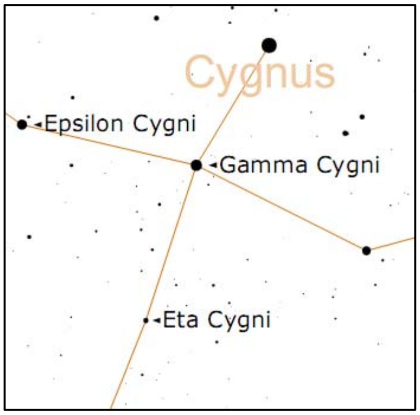
جدول۱ : میزان آلودگی نوری شهرها و آبادیهای اطراف رصدخانه دکتر مجتهدی(تا فاصله ۱۰ کیلومتری از رصدخانه)

نام شهر یا آبادی	فاصله(km)	جمعیت(نفر)	جهت	I	جمعیت بحرانی
مزار	1.775	33	SE	0.009191	359
کاهی	1.779	58	SE	0.016102	360
چنشت	4.779	1009	W	0.067898	1486
شواکند	6.118	143	SE	0.006803	2102
رزق	7.567	191	S	0.006707	2847
بیدمشک	8.595	222	SW	0.006499	3416
مود	10.195	4519	E	0.103677	4359
مختاران	20.465	804	S	0.004244	18947
حاجی آباد	25.734	1821	N	0.005421	33594
بیرجند	32.7	70633	N	0.115515	61146
سربیشه	33.703	20422	E	0.030969	65943

ب: اندازه گیری روشنایی آسمان با دو روش رصدی و آماتوری قابل انجام است:

۱– روش آماتوری: خود این روش به ۲ روش شمارش ستارگان(IMO) و مقیاس جان بورتل تقسیم بندی می گردد. در روش IMO آسمان به ۳۰ منطقه تقسیم بندی می شود که با شمارش ستارگان هر یک از این منطقه ه ص می گردد. از میان این ۳۰ منطقه جدول۲ مناطق مربوط به دجاجه، ثور و اسد از همه شاخص‌تر و در همه فصول قابل دسترس است[۱]. برای تعیین حد قدر با استفاده از روش آماتوری ما از روش شمارش ستارگان در یکی از شبهای آبان ماه ۹۰ استفاده کردیم چون دجاجه (منطقه۱٤) در تابستان و اوایل پاییز بهترین نشانه است، لذا صورت فلکی انتخابی جهت شمارش، دجاجه بود. مطابق شکل ۱ مثلثی از گاما دجاجه در مرکز صلیب، اتا و اپسیلون دجاجه تصور کردیم و تعداد ستاره‌های درون این مثلث با همکاری انجمن نجوم آسمان مهر انجام گرفت. (سه ستاره رأس این مثلث هم به حساب می آیند). میانگین ۱۱ ستاره شمارش شد که مطابق جدول (۲) حد قدری آسمان ۵/۵ محاسبه گردید.

حد قدر	تعداد ستاره ها	حد قدر	تعداد ستاره ها
۶.۳	۱۸	۲.۳	۱
۶.۴	۲۰	۲.۶	۲
۶.۵	۲۴	۴.۰	۳
۶.۶	۲۸	۴.۸	۴
۶.۷	۳۲	۴.۹	۶
۶.۸	۳۴	۵.۰	۷
۶.۹	۳۶	۵.۲	۸
۷.۰	۴۱	۵.۵	۱۱
۷.۱	۴۶	۵.۷	۱۲
۷.۲	۴۹	۵.۹	۱۳
۷.۳	۵۴	۶.۰	۱۴
۷.۴	۶۴	۶.۱	۱۵



شکل ۱

۲– روش رصدی: برای محاسبه روشنایی آسمان با استفاده از روش رصدی، ابتدا ۹ ستاره استاندارد از کاتالوگ جانسون (۱۹۶۳)، لندالت و سیمباد که مکان، زمان و قدر آن متناسب با محل مورد نظر و ابزارهای انتخاب شده بود مشخص گردید. (جدول ۳). از ستاره های انتخاب شده در شهریور، مهر و اوایل آبان ۹۰ در طی شبهای بدون ماه و با تلسکوپ اصلی رصد خانه که بازتابی "۱٤ اشمیت–کاسگرین می‌باشد و با فوتومترSSP5-A نور سنجی به عمل آمد. با استفاده از نرم افزار sspdataq شار ستاره و آسمان و ارتفاع جو محاسبه گردید[٤]. سپس با استفاده از روابط زیر می توان میزان حد قدر آسمان را محاسبه نمود[۳].

$$x = 1/\cos z$$
$$y = m_{cat} + 2.5 \log I_{star}$$

z فاصله سمت الرأسی وm_{cat} قدر ستاره در کاتالوگ های مربوطه است. حال بر طبق معادله y=a+bx نمودار y برحسب x را رسم می کنیم (شکل‌های ۲ و ۳). در این نمودار a فاکتور مقیاس و b– ضریب جذب است. اندازه قدر آسمان در هر یک از فیلترها از رابطه زیر به دست می‌آید.

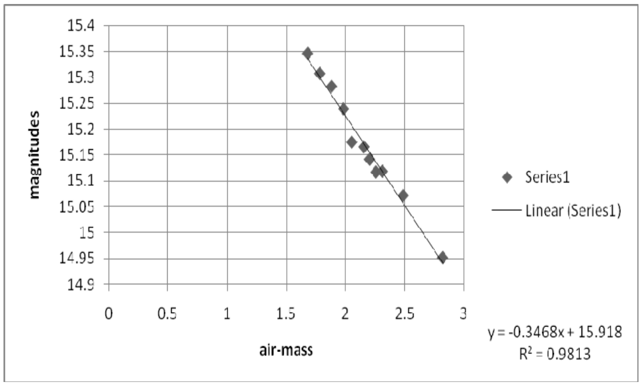
$$m_{sky} = a - 2.5 \log I_{sky}$$

جدول (۳)

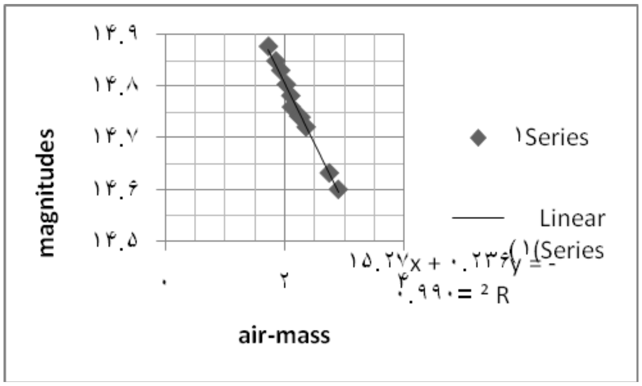
نام ستاره	RA(2000)	DEC(2000)	Mag(B)	Mag(V)
XI Aurigae	5h 54.846m	55^{o} 42.420’	4.99	4.96

Epsilon cygni	20h 46.216m	33° 58.273'	3.48	2.48
HD 215093	22h42.820m	0° 13.911'	7.26	6.98
HD 161817	17h46.974m	25° 42.127'	7.12	6.99
HD 223774	23h52.499m	-14°15.073	7.125	5.851
HIP417	0h5.064	-0° 30.193'	7.403	6.31
HD13476	2h 13.694m	58°33.635'	6.968	6.464
HD18474	2h 59.830m	47°13.246'	6.341	5.497
HD26311	4h 10.984m	33°35.206'	*7.181*	5.745

برای افزایش میزان دقت سعی شد تا مکان ستاره های انتخاب شده در همه جهت ها و در نواحی تحت پوشش بیشتری باشد. مقدار محاسبه شده قدر در هر یک از فیلترها و جهت های مورد نظر در جدول٤ آمده است.



شکل ۳ فیلترB



شکل ۲ فیلترV

جدول(٤)

جهت	B band	V band
NE - NW	12.44	11.95
SE –W	12.78	11.96
NE-NW	12.35	11.25
SE-W	12.92	11.42

نتیجه گیری

مقدار قدر معرفی شده از روش رصدی، قدر ابزاری است؛ یعنی با تغییر و قدرت ابزارها قطعا این میزان نیز تغییر خواهد کرد. آنچه در اینجا به عنوان حد قدری معرفی می شود مقدار کم نورترین ستاره‌ای است که با تلسکوپ موجود قابل دسترسی است. این مقدار با روش آماتوری (برای چشم غیر مسلح)، ۵/۵ بدست آمد که با توجه به شرایط جوی منطقه مقدار معقولی به نظر می‌رسد. همچنین با توجه به

نتایج جدول ۱ به طور بارزی شهرهای بیرجند و مود به مقدار بحرانی روشنایی آسمان رسیده اند که برای داشتن آسمان رصدی مناسب در منطقه بایستی در سیستم های روشنایی این دو شهر اصلاحات جدی صورت گیرد. قابل ذکر است که آبادی های مزار و کاهی که نزدیک ترین مکان را به رصدخانه دارند دارای آلودگی نوری بیش از مقدار محاسبه شده در جدول۱ هستند چرا که این مقادیر از جمعیت مربوط

به این آبادی ها به دست می آید حال آنکه بدلیل زیارتگاه موجود و چراغانی های مربوط به آن مقدار آلودگی واقعی، بیش از مقدار محاسبه شده توسط فرمول تجربی است، و این مقدار تأثیرات قابل ملاحظه ای بر آسمان محل می گذارد.

سپاسگزاری

از کمکهای صمیمانه آقای سعید حجت پناه و همکاری انجمن نجوم آسمان مهر کمال تشکر و قدردانی را داریم.

مرجع‌ها

[۱] افشاری، داوود؛ «اندازه گیری روشنایی آسمان در محل رصدخانه ملی ایران با استفاده از فیلترهای استاندارد UBVRI»؛ سیزدهمین گردهمایی نجوم و اختر فیزیک، مرکز تحصیلات تکمیلی زنجان، ص۱۳۸۷.

[2] M.F.Walker,"The effect of urban light on the brightness of the night sky".,*Pub.A.S.P* **89**,(1977)405-409.

[3] P.Cinzano,"Measuring and Modelling Light Pollution".,*Journal of the Italian Astronomy Society* **71**,No.1(2000)1-280.

[4] H.Bakis,V.Bakis,"Standard UBV observations at the Canacal University Observatory".,*Turky J Phys***29**,(2005),217-222.

مکانیزم گولدریش –وارد در تشکیل ریز سیارات و شرایط ناپایداری در یک دیسک نازک دوران کننده

رضا پژوهش[1]،فهیمه حبیبی[2]

[1] ا ستادیار گروه فیزیک دانشگاه بیرجند

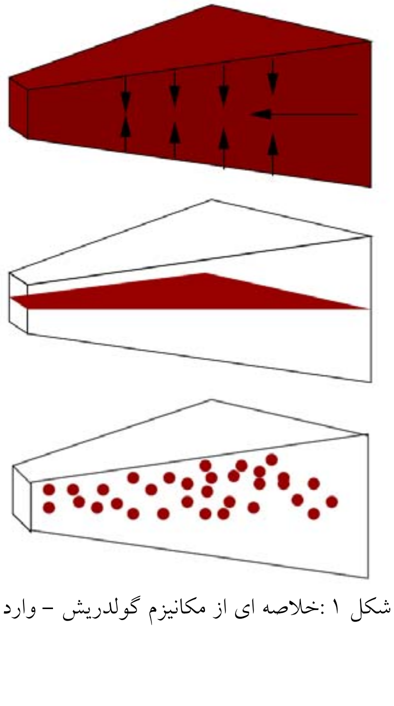
[2] دانشجوی دکتری فیزیک دانشگاه بیرجند

چکیده:

در این تحقیق به بررسی شرایط نا پایداری برای یک المان دوران کننده تحت تاثیر اغتشاش کوچک می پردازیم و نتایج این تحلیل را برای تشکیل ریز سیارات به کار خواهیم برد.

مقدمه:

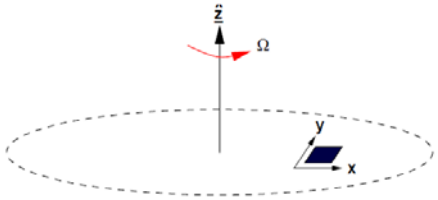
سیارات خاکی و غولهای گازی با قلب یخی در یک دیسک به وسیله ریزش و برافزایش اجسام جامد کوچکی موسوم به ریز سیارات تشکیل می شوند .شواهد قوی نشان می دهد که تشکیل ریز سیارات باید در مقیاس زمانی خیلی کوچکتر در مقایسه با عمر دیسک اتفاق افتد.در این باره یک فرضیه تشکیل ریز سیارات از طریق ناپایداری گرانشی ذرات جامدی است که در صفحه میانی دیسک دایره ای مستقر هستند.این فرضیه اولین بار در ۱۹۷۳م. توسط گولدریش –وارد ارائه گردیده است.طرح واره این فرضیه در شکل ۱رسم شده است.



شکل ۱ :خلاصه ای از مکانیزم گولدریش – وارد

مکانیزم گولدریش– وارد و اثر اغتشاش

برای محاسبات ما یک المان با ضخامت ناچیز را در صفحه $Z=0$ با چگالی سطحی ثابت Σ_0 و سرعت زاویه ای $\Omega = \Omega\hat{z}$ مطابق شکل۲ در نظر می گیریم.هدف محاسبه پایداری در لایه در اثر اغتشاش است.



شکل ۲:هندسه برای محاسبات پایداری لایه دورانی یکنواخت

معادلات حرکت و دوران عبارتند از :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla.(\Sigma \vec{V}) = 0$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V}.\nabla)\vec{V} = -\frac{\nabla P}{\Sigma} - \nabla\Phi - 2\vec{\Omega}\times\vec{V} + \Omega^2(x\vec{X} + y\vec{Y}) \qquad (۱)$$

که در معادلات تکانه، نیروهای کوریولی و گریز از مرکز دریک چارچوب دوار نوشته شده است. در این معادلات $\vec{V} = V_x\hat{X} + V_y\hat{Y}$ سرعت در چارچوب دورانی و Σ چگالی سطحی و $P = P(\Sigma)$ فشار کاملا قائم است این معادلات تنها در صفحه z=0 به کار می روند.پتانسل گرانشی Φ با کمک معادله پواسون و سرعت صوت به صورت زیر تعریف می شود:

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\delta(z)\Sigma \qquad (۲)$$

$$C_s^2 = \frac{dP}{d\Sigma}\Big|_{\Sigma=\Sigma_0} \qquad (۳)$$

در حالت بدون اغتشاش $\Sigma = \Sigma_0 , \Phi = \Phi_0 , V = 0 , P = P_0 = P(\Sigma)$ و با جایگذاری این مقادیر در معادله تکانه داریم:

$$\nabla\Phi_0 = \Omega^2(x\hat{X} + y\hat{Y}) \qquad (۴)$$

با در نظر گرفتن اغتشاش هایی در چگالی سطحی ،سرعت ،فشار و پتانسیل به صورت زیر داریم:

$$\Sigma = \Sigma_0 + \Sigma_1(x,y,t)$$
$$\vec{V} = V_1(x,y,t)$$
$$P = P_0 + P_1(x,y,t) \qquad (۵)$$
$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1(x,y,z,t)$$

با این فرض که عوامل اغتشاش بسیار کوچک اند($\Sigma_1 \prec\prec \Sigma_0$ و غیره)و با جایگذاری این مقادیر در معادلات شاره و با خطی کردن معادلات خواهیم داشت :

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial t} + \Sigma_0 \nabla . V_1 = 0$$
$$\frac{\partial V_1}{\partial t} = -\frac{C_s^2}{\Sigma_0} \nabla \Sigma_1 - \nabla \Phi_1 - 2\Omega \times V_1 \qquad (۶)$$
$$\nabla^2 \Phi_1 = 4\pi G \Sigma_1 \delta(z)$$

و چون P تنها تابعی از Σ است داریم:

$$\nabla P = (\frac{dP}{d\Sigma}) \nabla \Sigma \qquad (۷)$$

این معادلات تنها شامل شامل مشتقات زمان و فضا برای کمیت های اغتشاش است.چون معادلات خطی هستند ،تحول برای اغتشاش مطلق می تواند به مد های فوریه تجزیه شود. با فرض بردار موج $\vec{k}$ که در جهت محور $\hat{x}$ است می توانیم اغتشاش را به فرم زیر بنویسیم:

$$\Sigma_1(x, y, t) = \Sigma_a e^{i(kx - wt)}$$
$$\vec{V}_1 = (V_{ax} \hat{X} + V_{ay} \hat{Y}) e^{i(kx - wt)} \qquad (۸)$$
$$\Phi_1 = \Phi_a e^{i(kx - wt)}$$

در ابتدا ما ساده سازی سیستم را به وسیله توجه به این نکته که اغتشاش در Σ منبع اغتشاش در Φ است انجام می دهیم.بنابراین ما می توانیم Φ_a را برحسب Σ_a بنویسیم و برای فرم کلی Φ_1 (نه فقط در z=0)داریم:

$$\Phi_1 = \Phi_a e^{i(kx - wt)} \times f(z) \qquad (۹)$$

که $f(z)$ تابعی است که باید تعیین شود.از طرفی برای $z \neq 0$ داریم:

$$\nabla^2 \Phi_1 = 0 \quad \rightarrow \frac{d^2 f}{dz^2} = k^2 f \qquad (۱۰)$$

حل کلی معادله برای f عبارت است از:

$$f = Ae^{-kz} + Be^{kz} \qquad (۱۱)$$

چون Φ_1 باید در $z \rightarrow \pm\infty$ محدود باشد فرم کلی Φ_1 عبارت است :

$$\Phi_1 = \Phi_a e^{i(kx - wt) - kz} \qquad (۱۲)$$

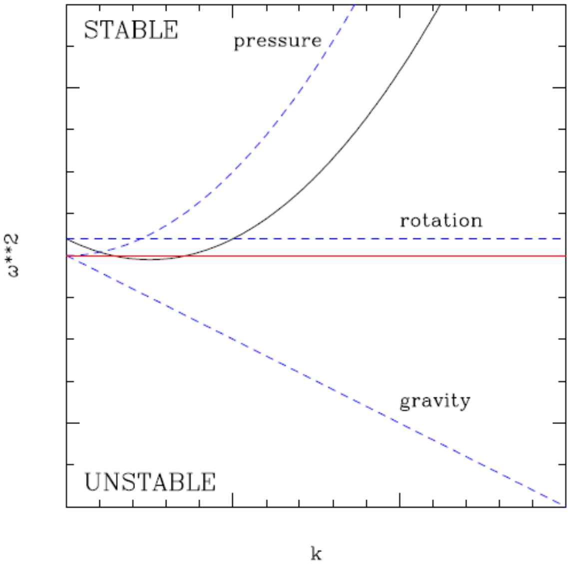
که در همه فضا معتبر است.برای تعیین Φ_a کافی است از معادله پواسون بین $z = -\varepsilon$ و $z = +\varepsilon$ در حد $\varepsilon \rightarrow 0$ انتگرال گیری کنیم و با کمی محاسبات داریم:

$$\Phi_1 = -\frac{2\pi G \Sigma_a}{|k|} e^{i(kx - wt) - |kz|} \qquad (۱۳)$$

با قراردادن مقادیر Φ_1 , V_1 , Σ_1 در معادلات اغتشاش و حذف V_{ax} , V_{ay} برای نسبت رشد($w = f(k)$)برای مدهای مختلف k داریم:

$$w^2 = C_s^2 k^2 - 2\pi G\Sigma_0 |k| + 4\Omega^2 \qquad (۱۴)$$

که در این رابطه $C_s^2 k^2$ عامل فشار و $2\pi G\Sigma_0 |k|$ عامل خود گرانشی و $4\Omega^2$ عامل دورانی است. شکل ۳ نوع وابستگی به هر عامل را نشان می دهد . عامل فشار و دوران مثبت و همواره پایدار هستند در حالی که عامل گرانش باعث ناپایداری خواهد شد وبه طور کلی مجموع این عوامل سبب خواهد شد که اگر $w^2 \geq 0$، حالت پایدار و اغتشاش نوسانی باشد اگر $w^2 \prec 0$ ،حالت ناپایدار و اغتشاش به صورت نمایی رشد کند.



شکل ۳ :رابطه پراکندگی برای یک لایه دوران کننده یکنواخت(خط سیاه پر)وابستگی w^2 به k برای عامل های فشار،دوران و گرانش (خط چین آبی)اگر در هر مقدار k ، w^2 زیر خط قرمز قرار گیرد سیستم ناپایدار است.

بنابراین ناپایداری گرانشی می تواند باعث فروریزش ذرات در یک دیسک نازک دورانی شده و یک ریز سیاره را تشکیل دهد.اگر ناپایداری رخ دهد طول موج ناپایداری پیش بینی شده برابر $\lambda_{crit} = \frac{2\pi}{k_{crit}} \approx 3\times10^8 cm$ که در آن k_{crit} مقدار به ازاء $\frac{dw^2}{dk} = 0$ است.جرم در یک چنین مسیر ناپایداری $m \approx \pi\Sigma_{dust}\lambda_{crit}^2 \approx 3\times10^{18} g$ خواهد بود که می تواند مشخص کننده یک جسم کروی با اندازه

$r = (\frac{3m}{4\pi\rho_d})^{1/3} \approx 6km$ به ازاء چگالی ماده $\rho_d = 3gcm^{-3}$ باشد.مقیاس زمانی فروریزش در فاصله λ_{crit} از جرم m عبارت است از: $t_{ff} = \sqrt{\frac{\lambda_{crit}^3}{2Gm}}$ که خیلی کمتر از یک سال برای پارامتر های بالا است.

نتیجه گیری :

در یک دیسک نازک دوران کننده یکنواخت تنها عامل گرانشی می تواند باعث نا پایداری و فروریزش و تشکیل یک ریز سیاره شود.

مرجع ها:

[1] P.Goldreich ,W.Ward ,AJ ,183,1973
[2] P.Armitage ,Astro –ph ,485 ,2007
[3] A.N.Youdin ,F.H.Shu ,AJ ,580,2002

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان

اثر میدان مغناطیسی چنبره‌ای روی ساختار عمودی قرص‌های برافزایشی پهن‌رفت غالب

امین مصلی‌نژاد[۱]، شهرام عباسی[۱و۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه دامغان، دامغان

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

چکیده

دراین تحقیق، ما به بررسی اثر میدان مغناطیسی بر ساختاردینامیکی قرص‌های برافزایشی پهن‌رفت غالب پرداختیم. با حل معادلات مگنتوهیدرودینامیک در دستگاه مختصات کروی و در نظر گرفتن فرض های موجود، نشان دادیم که میدان مغناطیسی در قرص‌های ADAFs باعث تغییر در ضخامت عمودی این گونه از قرص‌ها می‌شود

Influence of toroidal Magnetic Field on the Vertical Structure of ADAFs

A. Mosallanezhad[1], S. Abbassi[1,2]

[1] *Department of Physics, School of Sciences, Damghan University, Damghan*

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

Abstract

We examine the effect of magnetic field in the dynamical structure of advection dominated accretion flow. We have presented self-similar solution for MHD equations in the spherical framework. Our results show that the vertical thickness of the disk was modified by the magnetic field strength.

مقدمه

در حال حاظر قرص‌های برافزایشی جزء یکی از مهمترین پدیده‌ها در درک فعلی ما در مورد بسیاری سیستم‌های اخترفیزیکی در تمامی مقیاس‌ها می‌باشند. فرایند برافزایش مواد به سمت جرم مرکزی در بسیاری از سیستم‌ها، از قبیل متغیرهای کاتاکلسمی، دوتایی‌های پرتوی ایکس و هسته‌های کهکشانی فعال مشاهده شده است. از نظر تاریخی تئوری قرص‌های برافزایشی مدرن با کارهای صورت گرفته توسط شاکورا- سانیو ارائه شده است Shakura & Sanyev (1973). در این مدل که به الگوی SSD نیز معروف است، قرص به لحاظ هندسی باریک در نظر گرفته می‌شود، اما از نظر اپتیکی ضخیم می‌باشد. بعلاوه این مدل به خوبی ساختار مشاهده شده در هسته‌های کهکشانی فعال و دوتایی‌های پرتوی ایکس را توصیف می‌نماید. یکی از مهمترین فرض‌ها در الگوی SSD، باریک درنظرگرفتن قرص به لحاظ هندسی می‌باشد به طوری که در همه قسمت‌ها، نیم ضخامت قرص، $H(r)$، بسیار کوچکتر از شعاع قرص در صفحه استوایی آن است ($H/r << 1$)، که در نتیجه می‌توان از میانگین حرکت سیال در راستای عمودی در مقایسه با حرکت شعاعی آن صرفنظر کرد. عموماً این فرض را در برخی از شرایط خاص برای منطقه درونی قرص‌ها در نظر می‌گیرند.

زمانی که آهنگ برافزایش جرم، $\dot{M}$، نزدیک به حد بحرانی آن باشد (حد ادینگتون) یا از آن پیشی بگیرد و یا در صورتی که قرص در ناحیه تابش ناکارامد قرار داشته باشد، بخش درونی قرص از نظر هندسی ضخیم خواهد شد، $H/r \approx 1$. بر طبق این مفاهیم، مدل Slim Disk، (Abramowicz et al. 1988) و مدل سیال برافزایشی پهن رفت غالب، ADAFs، (Narayan & Yi 1994, Abramowicz et al. 1995) پیشنهاد شدند. در هر دو مدل(Slim Disk & ADAFs) ، قرص از نظر هندسی، Slim در نظر گرفته می‌شود، بدین معنا که نه بسیار باریک است و نه ضخیم. دلیل این محدودیت ضخامت به تعریف پارامتر پهن‌رفت برمی‌گردد، $f = Q_{adv}/Q_{vis}$، که توسط آبراموویچ و همکارانش مورد بررسی قرار گرفته است، که Q_{adv}، آهنگ سرمایش ناشی از پهن رفت و Q_{vis}، آهنگ گرمایش ناشی از وشکسانی می‌باشند. پارامتر پهن‌رفت با رابطه زیر توصیف می‌شود، (Abramovicz et al. 1995) :

$$f \geq (\frac{H}{R})^2 \quad (۱)$$

از آنجایی که مقدار پارامتر پهن‌رفت، f، نمی‌تواند از یک تجاوز کند، $f \leq 1$، در نتیجه مدل ADAFs، می‌تواند الگوی مناسبی برای قرص‌هایی در نظر گرفته شود که نه باریک اند و نه ضخیم.

روابط اساسی

در این تحقیق ما، قرص برافزایشی را در دستگاه مختصات کروی (r,θ,φ)، حالت پایا و متقارن محور در نظر می‌گیریم $(\frac{\partial}{\partial\varphi} = \frac{\partial}{\partial t} = 0)$. از خودگرانش قرص و همچنین اثرات نسبیتی صرفنظر شده است و از پتانسیل نیوتنی برای گرانش استفاده شده است $(\frac{GM_*}{r})$، که M_* جرم ستاره سیاه‌چاله مرکزی است. همچنین میدان مغناطیسی را چنبره‌ای در نظر می‌گیریم، یعنی میدان مغناطیسی تنها در راستای φ مولفه دارد. معادله پیوستگی و مولفه‌های معادله اندازه حرکت به صورت زیر خواهند بود:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho v_r) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\rho v_\theta) = 0 \quad (۲)$$

$$v_r\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}(\frac{\partial v_r}{\partial\theta} - v_\theta) - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P_g}{\partial r} - \frac{GM_*}{r^2} + \frac{1}{4\pi\rho}(J_\theta B_\varphi - J_\varphi B_\theta) \quad (۳)$$

$$v_r\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}(\frac{\partial v_\theta}{\partial\theta} + v_r) - \frac{v_\varphi^2}{r}\cot\theta = -\frac{1}{\rho r}\frac{\partial P_g}{\partial\theta} + \frac{1}{4\pi\rho}(J_\varphi B_r - J_r B_\varphi) \quad (٤)$$

$$v_r\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_\varphi}{\partial\theta} + \frac{v_\varphi}{r}(v_r + v_\theta\cot\theta) = \frac{1}{4\pi\rho}(J_r B_\theta - J_\theta B_r) + \frac{1}{\rho r^3}\frac{\partial}{\partial r}(r^3 T_{r\varphi}) \quad (۵)$$

که v_r، v_θ و v_φ مولفه‌های سرعت در دستگاه مختصات کروی هستند. همچنین مولفه‌های چگالی جریان، J، به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$J_r = \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(B_\varphi\sin\theta) = 0, \quad J_\theta = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_\varphi), \quad J_\varphi = \frac{1}{r}[\frac{\partial}{\partial r}(rB_\theta) - \frac{\partial B_r}{\partial\theta}] = 0 \quad (٦)$$

در توصیف وشکسانی، فرض بر این است که تنها مولفه $T_{r\varphi}$ تانسور تنش وشکسانی مهم باشد. در نتیجه:

$$T_{r\varphi} = \upsilon\rho r\frac{\partial}{\partial r}(\frac{v_\varphi}{r}), \qquad \upsilon = \frac{\alpha c_s^2}{V_k} \quad (۷)$$

در رابطه بالا، α، ثابت وشکسانی، c_s، سرعت صوت $(c_s^2=\frac{P_g}{\rho})$ وهمچنین $V_k=(\frac{GM_*}{r})^{1/2}$، سرعت کپلری است. از آنجایی که در این کار از فرایندهایی مثل باد و برون‌ریزی مواد درسطح قرص صرفنظر شده است، بنابراین در قرص‌هایی از این دست با تقریب بسیار خوبی می‌توان از سرعت v_θ چشم‌پوشی کرد، $v_\theta=0$، (Xue & Wang 2005). علاوه براین با فرض درنظر گرفتن میدان مغناطیسی چنبره‌ای ، $J_\varphi=0$خواهد شد و معادلات اصلی ما به شکل زیر کاهش خواهند یافت:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho v_r)=0 \tag{۸}$$

$$v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}-\frac{v_\varphi^2}{r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P_g}{\partial r}-\frac{GM_*}{r^2}-\frac{B_\varphi}{4\pi\rho r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_\varphi) \tag{۹}$$

$$v_\varphi^2\cot\theta=\frac{1}{\rho}\frac{\partial P_g}{\partial\theta}+\frac{B_\varphi}{4\pi\rho\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(B_\varphi\sin\theta) \tag{۱۰}$$

$$v_r\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}+\frac{v_r v_\varphi}{r}=\frac{1}{\rho r^3}\frac{\partial}{\partial r}(\upsilon\rho r^4\frac{\partial}{\partial r}(\frac{v_\varphi}{r})) \tag{۱۱}$$

حل‌های خودمشابه:

از آنجایی که رفتار دینامیکی کلی متغیرهای موجود در معادلات، در نزدیکی شرایط مرزی دارای اهمیت است، در نتیجه به تبعیت از Narayan & Yi 1994، حل‌های خود مشابه خود را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$v_r(r,\theta)=r\Omega_k(r)V(\theta),\quad v_\varphi(r,\theta)=r\Omega_k(r)\Omega(\theta),$$

$$c_s(r,\theta)=r\Omega_k(r)C(\theta),\quad \rho(r,\theta)=\rho_0\rho(\theta)(r/r_0)^{-3/2} \tag{۱۲}$$

که $\Omega_k(r)=(GM_*/r^3)^{1/2}$ سرعت دورانی کپلری است. با در نظر گرفتن پارامتر β، به صورت نسبت فشار مغناطیسی به فشار گاز $(\beta=\frac{P_m}{P_g})$ و قرار دادن حل‌های خودمشابه در معادلات، خواهیم داشت:

$$\frac{1}{2}V^2+\frac{5}{2}(1+\beta)C^2+\Omega^2-2\beta C^2-1=0 \tag{۱۳}$$

$$(1+\beta)\frac{C^2}{P}\frac{\partial P}{\partial\theta}=(\Omega^2-2\beta C^2)\cot\theta \tag{۱٤}$$

$$V=-\frac{3}{2}\alpha C^2 \tag{۱۵}$$

از آنجایی که در روابط بالا چهار کمیت مجهول V، Ω، C و P وجود دارد، و از معادله انرژی استفاده نشده است، ما از فرض رابطه پلی تروپیک در راستای عمودی استفاده می‌نماییم $(P=K\rho^\gamma)$. از قرار دادن این رابطه در معادله (۱٤)، رابطه زیر بدست خواهد آمد:

$$\frac{\partial C^2}{\partial\theta}=(\frac{1}{(1+\beta)})(\frac{\gamma-1}{\gamma})(\Omega^2-2\beta C^2)\cot\theta \tag{۱٦}$$

جهت حل معادلات (۱۳)، (۱۵) و (۱٦)، شرط مرزی ما صفر بودن سرعت صوت در سطح قرص برافزایشی خواهد بود $(c_s=0)$، که معادل با شرط $(P=\rho=0)$ است. با در نظر گرفتن این شرط مرزی و حل معادلات، نمودارهای شکل ۱ را خواهیم داشت.

فرض می‌کنیم معادله انرژی در جهت شعاعی به صورت زیر باشد:

$$q_{vis}=q_{adv}+q_{rad} \tag{۱۷}$$

که در رابطه بالا، کمیت های q_{vis}، q_{rad} و q_{adv} به ترتیب، نرخ گرمایش ناشی از وشکسانی ، نرخ سرمایش ناشی از تابش و انرژی پهن-رفتی در حجم ثابت می باشند که به شکل زیر توصیف می‌شوند:

$$q_{adv} = -\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)}\frac{Pv_r}{r} \quad (۱۸)$$

$$q_{vis} = \frac{9}{4}\frac{\alpha P v_\varphi^2}{rV_k} \quad (۱۹)$$

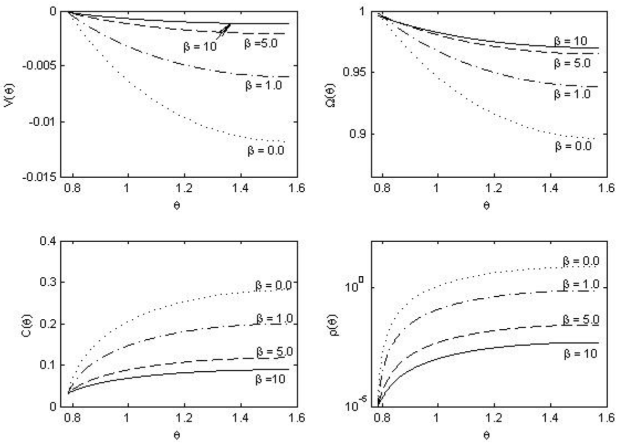
اگر از روابط بالا در راستای عمودی انتگرال‌گیری شود، مقادیر کل انرژیهای ناشی از پهن‌رفت و وشکسانی محاسبه خواهد شد:

$$Q_{adv} = \int_{\frac{\pi}{2}-\Delta\theta}^{\frac{\pi}{2}+\Delta\theta} q_{adv} r\sin\theta d\theta \quad (۱٦)$$

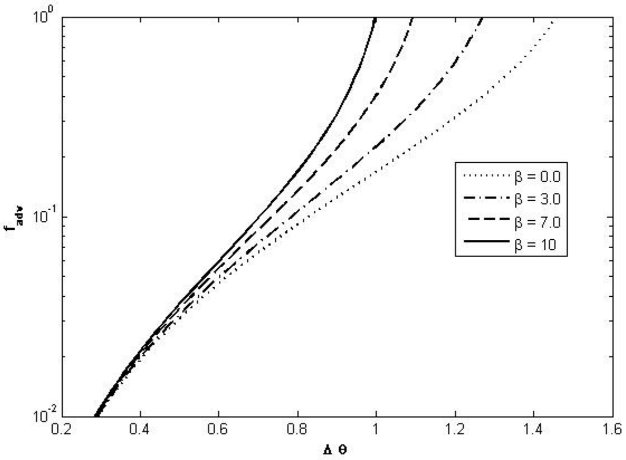
$$Q_{vis} = \int_{\frac{\pi}{2}-\Delta\theta}^{\frac{\pi}{2}+\Delta\theta} q_{vis} r\sin\theta d\theta \quad (۱٦)$$

$\Delta\theta$، زاویه از سطح تا استوای قرص برافزایشی است. در نتیجه با بدست آوردن مقادیر Q_{adv}و Q_{vis}، پارامتر پهن رفت نیز محاسبه خواهد شد $f = Q_{adv}/Q_{vis}$. مشاهده می‌شود که پارامتر پهن رفت انرژی مقدار ثابتی نبوده و ما شاهد تغییرات آن بر حسب زاویه $\Delta\theta$ خواهیم بود (شکل ۲). همچنین با توجه به شکل ۲، افزایش پارامتر میدان مغناطیسی نیز باعث تغییر در پارامتر پهن‌رفت می‌شود و این اثبات می کند که با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی، پهن رفت انرژی در زاویه کوچکتری اتفاق می‌افتد و در نتیجه قرص ما نسبت به حالت عدم وجود میدان باریکتر خواهد شد.

نتیجه گیری



شکل ۱: نمودارکمیت‌های $V(\theta)$، $\Omega(\theta)$، $C(\theta)$ و $\rho(\theta)$ برحسب θ به ازای $\alpha = 0.1$، $\gamma = 4/3$، $\Delta\theta = 0.25\pi$ و $\beta = 0,1,5,10$.



شکل ۲: نمودار تغییرات پارامتر پهن‌رفت، f_{adv} برحسب $\Delta\theta$ به ازای $\alpha = 0.1$، $\gamma = 4/3$ و $\beta = 0,3,7,10$.

مرجع‌ها

[1] Abbassi S., Ghanbari J., Salehi F., 2006, A&A, 460, 357A
[2] Abramowicz M. A., Chen X., Kato S., Lasota J.-P., & Regev O., 1995, ApJ, 438, L37
[3] Abramowicz M. A., Czerny B., Lasota J.-P., & Szuszkiewicz E, 1988, ApJ, 332, 646
[5] Gu W.-M., & Lu J.-F., 2007, ApJ, 660, 541
[6] Gu W.-M., Xue L., Liu T., Lu J.-F., 2009, PASJ, 61, 1313G
[4] Ichimaru S., 1977, APJ, 214, 840
[7] Narayan R., Yi I., 1994, APJL, 428, L13
[8] Shakura N. I., & Sanyev R., 1973, A&A, 24, 337
[1] Shadmehri M., Ghanbari J., 2001, ApJ, 557, 1028S
[1] Xue L., Wang J.-C., 2005, ApJ, 623, 372

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان

آنسامبل آماری سیاه چاله فرینه کلاسیکی

مسرور باب اناری،راضیه[1]؛غفارنژاد،حسین[1]
[1]دانشگاه سمنان-دانشکده فیزیک

چکیده

مادر این مقاله آنسامبل آماری مجموعه ای از سیاه چاله های رایسنر-نوردستروم فرینه آماری را در نظر گرفتیم و با تحلیل کمیتهای فیزیکی چون دما،تانسور انرژی-تکانه،بار الکتریکی کل و چگالی جرمی نتیجه می گیریم که این کمیت ها برای هر دو متریک سیاه چاله غیر آماری ریسنر-نوردستروم ومتریک میانگین سیاه چاله های حاصل از آنسامبلی از سیاه چاله های ریسنر-نوردستروم غیرآماری متفاوت است اما هنوز بقای بار و جرم کل برای هر دو دسته از این متریک های غیر آماری و متریک میانگین آنسامبل آماری حفظ می شود.

Statistical ensembles of classical extreme black holes

Masroor Babanari,Raziye;Ghaffarnejad,Hossein
University of semnan.Department of Physics,P.o.Box:35195-363

Abstract

In this article we studied ensemble of some statistical Rissner-Nordstrom black holes and obtained that there is statisfied the conservation of total matter and electric charge of the mean black hole,however distribution of the mass density and electric charge of the mean black hole are different with respect to the non-statistical Rissner-Nordstrom black hole.

مقدمه

متریک سیاه چال ها به عنوان جواب هایی از معادله اینشتین است.با مطالعه ترمودینامیکی سیاه چال ها محققان به این نتیجه رسیده اند که سیاه چال های ایستا خصوصیات ترمودینامیکی قابل توجهی را نشان داده اند. بعنوان نمونه آنتروپی آنها متناسب با مساحت سطح افق رویداد یا گرانش سطحی است. ما دراین مقاله آنسامبلی از متریک های سیاه چال های ساکن کروی بار دار کلاسیک (ریسنر-نوردستروم) فرینه شده[11] به یک مختصات مختلط را بکار می بریم و نشان می دهیم که متریک میانگین هرآنسامبل آماری از سیاه چال های ریسنر نوردستروم هم ارز واقعا یک سیاه چاله کلاسیکی با دمای معین و غیر صفر را دارند. این رهیافت مطالعه ترمودینامیک سیاه چال ها متفاوت از روشهای معمول استخراج دمای سیاه چال ها است که با مطالعه برهم کنش میدان های مادی کوانتومی با فضا زمان های کلاسیکی

---

[11] extreme

حاصل از معادله اینشتین هستند بدست می آیند و برای اولین باراستفان هاوکینک به سال ۱۹۷٤ میلادی پیشنهاد داد[۱]. در رهیافت آماری که اینجا بررسی می شود فضازمان میانگین نیزبا توزیع جرم و بارمشخص می شود.سیاه چال میانگین با یک میدان الکترومغناطیسی میانگین تحت عنوان ماده ظاهری احاطه می شود. این درحالی که جرم کل و بار کل فضازمان میانگین با روش میانگین گیری آماری روی متریک های هم ارز آنسامبلی از سیاه چال های ریسنر-نوردستروم تغییر نمی کند.

آنسامبل آماری متریک ها

در این جا ω را یک متغیر تصادفی حقیقی در نظر می گیریم و Ω یک فضای احتمال است که در رابطه زیر صدق می کند:

$$\Omega = \{\omega \in \mathbb{R}^3; \omega^2 \leq a^2\} \qquad (1)$$

احتمال اندازه گیری شده روی Ω با چگالی $P(\omega) = \frac{1}{v_a}$ که $v_a = \frac{4}{3}\pi r^3$ حجم در فضای احتمال است تعریف می شود.این چگالی یکنواخت فرض می شود. ما این مسئله را برای هر $\omega \in \Omega$ و $r > a$ بررسی می کنیم.متریک $g(\omega)$ با این رابطه تعیین میشود:

$$ds_\omega^2 = dt^2 - dr^2 - (1 - f(R))\left(dt - \frac{R.dr}{R}\right)^2 \qquad (2)$$

در این جا $R(r,\omega) = r - i\omega$ است. هر چند که ما در این جا متریک را در فضای مختلط به کار بردیم اما از نظری فیزیکی کمییتهای فیزیکی در فضازمان موهومی حقیقی خواهد بود. به بیان بهترمعادلات اینشتین می توانند جواب های متریک موهومی هم داشته باشند. اما تنها آنهایی فیزیکی هستند که کمییتهای فیزیکی حقیقی به دست دهند.این فرایند در واقع فرینه کردن متریک نامیده می شود. مولفه های مربوط به چهار پتانسیل برداری الکترومغناطیسی $A(\omega)$ برابر $A_t(r,\omega) = -\frac{M}{R}$ و $A(r,\omega) - \frac{M}{R^2}h(R)R$ هستند.آنسامبل متریک $\{g(\omega), \omega \in \Omega\}$ و احتمال اندازه گیری dP_ω یک متریک میانگین $\bar{g} = \int_\Omega dP_\omega\, g(\omega)$ را تعیین می کند.همچنین یک چهار پتانسیل میانگین با A با $\bar{A}^\mu = \int_\Omega dP_\omega\, A_\mu(\omega)$ تعیین می شود.

تعیین متریک میانگین آماری

درادامه کار مناسبتر آن خواهد بود که از کمییتهای بی بعد $s = \frac{r}{M}$ و $x = \frac{a}{M}$ استفاده کنیم. این مسئله را برای $r > a$ تا مرتبه دوم نسبت به $\frac{\omega}{r}$ محاسبه می کنیم.متریک $\bar{g}$ در مختصات کرشیلد می شود:

$$< ds^2 > = \left(1 - \frac{2}{s} + \frac{1}{s^2}\left(1 - \frac{x^2}{5s^2}\right)\right)dt^2 + \left(-1 + \frac{2x^2}{5s^3} - \frac{x^2}{5s^4}\right)dr^2 + \left(-\frac{2}{s} + \frac{1}{s^2}\left(1 + \frac{2x^2}{5s^2}\right) - \frac{6x^2}{5s^3}\right)\left(\frac{r.dr}{r}\right)^2 + 2\left(\frac{2}{s} - \frac{1}{s^2} + \frac{2x^2}{5s^3}\right)\frac{r.dr}{r}dt \qquad (3)$$

حالا باید این متریک را با یک مجموعه مختصات جدید $(\tau, \rho, \theta, \varphi)$ به متریک متقارن کروی و ساکن تبدیل کنیم.پس متریک در مختصات جدید می شود:

$$.< ds^2 > = F(\rho)d\tau^2 - G(\rho)d\rho^2 - \rho^2 d\Gamma^2 \qquad (4)$$

که در این جا ما داریم:

$$. \quad F(s,x) = 1 - \frac{2}{s} + \frac{1}{s^2}\left(1 - \frac{x^2}{5s^2}\right) \qquad\qquad G(s,x) = \frac{1}{F(s,x)}\left(1 + \frac{x^2}{5s^4}\right).$$

در عبارت بالا مختصات شعاعی r یک تابعی از ρ می باشد که با رابطه s $\rho(s,x) \approx M\left(1 - \frac{x^2}{5s^3} + \frac{x^2}{10s^4}\right)$ تعیین می شود و $d\Gamma^2$ زاویه فضایی اقلیدسی است.در ادامه با استفاده از این متریک میانگین,محل افق ,دما, و تانسور انرژی تکانه را به دست می آوریم.

افق فضازمان میانگین

برای به دست آوردن محل افق, معادله افق رویداد یعنی $F = 0$ را باید حل کنیم. محل افق رویداد بر حسب متغیر آماری x بصورت یک عبارت جبری تامرتبه دوم یعنی $s_H(x) = 1 + \frac{x}{\sqrt{5}} - \frac{x^2}{5}$ بدست می آید.حال این آنرا در مختصات ρ به دست می آوریم بطوری که خواهیم داشت:

$$\rho_H = M\left(1 + \frac{x}{\sqrt{5}} - \frac{3x^2}{10}\right) \qquad (5)$$

دمای سیاه چال

دمای سیاه چال متریک میانگین با بسط ρ در مختصات شوارتزشیلد در نزدیک افق به دست می آید.بنابراین معادله (4)می شود:

$$< ds^۲ > \approx \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}|_{s_H(x),x}\right)^{-۱}\left(\rho - \rho_H(x)\right)F'(s_H(x),x)\,d\tau^۲ - \frac{\partial\rho}{\sigma s}|_{s_H(x),x}\frac{۱}{(\rho-\rho_H(x))F'(s_H(x),x)}d\rho^۲ - \rho^۲ d\Gamma^۲ \qquad (٦)$$

که $P(s,x) = 1/G(s,x)$ است. با تبدیل زمان به زمان موهومی دوره تناوبی در فضازمان به شرح زیربدست می آید:

$$\beta(x,M) = \frac{4\pi}{\sqrt{F'(s_H(x),x)p'(s_H(x),x)}}\frac{\partial p}{\partial s}\Big|_{s_H(x),x} \qquad (7)$$

بنابراین دمای سیاه چال تامرتبه دوم بسط برای $x \ll 1$ به صورت $T(x,M) = \frac{1}{\beta(x,M)} \approx \frac{x}{2\sqrt{2}M\pi}$ می شود.این عبارت نشان می دهد که دمای سیاه چال نسبت به دمای سیاه چاله شوارتزشیلد ,یعنی $\frac{1}{8\pi M}$ کمتر است.

تانسور انرژی تکانه میانگین

متریک میانگین $\bar{g}$ یک تانسور انرژی تکانه میانگین $\bar{T}$ از طریق معادله اینشتین تعیین می کند که تا مرتبه دوم بسط نسبت به $\frac{x}{s}$ چنین می شود:

$$8\pi\bar{T}_\tau^\tau(s,x) = \frac{1}{M^2s^4}\left(1 - \frac{2x^2}{5s^4}\right), \quad 8\pi\bar{T}_\rho^\rho(s,x) = \frac{1}{M^2s^4}\left(1 + \frac{4x^2}{5s^2} - \frac{8x^2}{5s^3} + \frac{2x^2}{5s^4}\right),$$
$$8\pi\bar{T}_\theta^\theta(s,x) = -\frac{1}{M^2s^4}\left(1 + \frac{8x^2}{5s^2} - \frac{28x^2}{5s^3} + \frac{12x^2}{5s^4}\right),$$
$$8\pi\bar{T}_\varphi^\varphi(s,x) = 8\pi\bar{T}_\theta^\theta(s,x), \qquad (8)$$

مولفه های $\bar{\tau}_\tau^\tau$ چگالی انرژی ماده $\bar{\varepsilon}$ در بیرون افق است و فشار این مواد در جهت i با رابطه $-\tau_i^i$ داده می باشد.

تانسور انرژی تکانه میدان الکترومغناطیسی میانگین

فقط مولفه های غیر صفر کرشیلد از چهار پتانسیل میانگین الکترومغناطیسی برابربا $\bar{A}_\tau$ و$\bar{A}_\rho$ هستند که به s و x وابسته هستند.بنابراین مولفه های شوارتزشیلد غیر صفر تانسور الکترو مغناطیسی $\bar{F}_{\tau\rho} = -\bar{F}_{\rho\tau} = -\partial_\rho \bar{A}_\tau$ می شودبنابراین مولفه های غیر صفر تانسورانرژی تکانه را چنین به دست می آوریم:

$$T_\tau^\tau(\bar{A},\bar{g}) = T_\rho^\rho(\bar{A},\bar{g}) = -T_\theta^\theta(\bar{A},\bar{g}) = -T_\varphi^\varphi(\bar{A},\bar{g}) = \frac{1}{8\pi}\frac{\bar{F}_{\tau\rho}^2}{FG} \qquad (9)$$

مقدار $\bar{A}_\tau$ هم برابر با $\bar{A}_\tau(s,x) = \frac{1}{s}$ می شودو با استفاده از رابطه (٤) تانسور انرژی تکانه میدان الکترمغناطیسی میانگین برای شرایط $x \ll s$ خواهد شده:

$$T_\tau^\tau(s,x) - T_\rho^\rho(s,x) - -T_\theta^\theta(s,x) - -T_\varphi^\varphi(s,x) - \frac{1}{8\pi M^2 s^4}\left(1 - \frac{4x^2}{5s^3} + \frac{2x^2}{5s^4}\right) \qquad (10)$$

سهم آنسامبل تانسور انرژی تکانه

سهم تانسور انرژی تکانه به صورت $\Delta T = \bar{T} - T(\bar{A},\bar{g})$ تعریف می باشد. برای $x \ll s$ مولفه های غیرصفر شوارتزشیلد برابر خواهد شده با:

$$8\pi\,\Delta T_{\rho}^{\rho}(s,x) = -P_{\rho} = \frac{4}{5M^{2}}\left(1-\frac{1}{s}\right)\frac{x^{2}}{s^{1}},\quad 8\pi\,\Delta T_{t}^{t}(s,x) = \varepsilon = \frac{4}{5M^{2}}\left(1-\frac{1}{s}\right)\frac{x^{4}}{s^{1}}.$$

$$8\pi\,\bar{T}_{\varphi}^{\varphi} = -P_{\varphi} = 8\pi\,\bar{T}_{\theta}^{\theta}(s,x),\quad 8\pi\,\Delta T_{\theta}^{\theta} = -P_{\theta} = -\frac{8}{5M^{2}}\left(1-\frac{3}{s}+\frac{5}{4s^{2}}\right)\frac{x^{2}}{s^{1}}.$$

(11)

در اینجا ε همیشه مثبت است و P_{ρ} منفی است.همچنین $P_{\theta} = P_{\varphi}$ و مثبت می باشند.

جرم کل

از رابطه (٤) می بینیم که فضا زمان میانیگن نیز ,مجانب وار تخت است.بنابراین جرم یا انرژی کل به شرح زیرباید محدود و کراندارباشد:

$$\varepsilon(x) = -\frac{1}{8\pi}\lim_{\rho\to\infty}\int_{\partial s}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\nabla^{\alpha}\xi^{\beta}\,ds^{\mu\nu} \qquad (۱۲)$$

می توانیم عبارت بالا را به صورت $\varepsilon(x) = \frac{1}{4\pi}\lim_{\rho\to\infty}\int_{0}^{2\pi}d\varphi\int_{0}^{\pi}\sin\theta\,d\theta\,\rho^{2}n_{\alpha}\sigma_{\beta}\nabla^{\alpha}\xi_{\beta}$ بنویسیم.n میدان برداری زمان گونه واحد است لذا می توانیم آنرا بصورت $n^{\mu} = (F(s,x)^{-\frac{1}{2}},0,0,0)$ بنویسیم.σمیدان برداری فضا گونه واحداست بطوری که داریم $\sigma^{\mu} = (0,G(s,x)^{-\frac{1}{2}},0,0)$. انرژی برای $s > s_{H}$ و $\rho \to \infty$ نیز خواهد شد:

$$\varepsilon(x) = \lim_{s\to\infty}\frac{\rho^{2}(s,x)F'(s,x)}{2\sqrt{F(s,x)G(s,x)}}. \qquad (13)$$

با استفاده از رابطه (٤) انرژی را برابر جرم به دست می آوریم یعنی $\epsilon(x) = M$. بنابراین با روش میانگین گیر ی آماری توزیع انرژی تغییر می کند. اما انرژی کل تغییر نمی کند.

بار کل

برای به دست آوردن بار کل از عبارت $Q(x) = \frac{1}{8\pi}\lim_{\rho\to\infty}\int_{\partial s}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}ds^{\mu\nu}$ استفاده می کنیم.عبارت بالا را به صورت زیر می نویسیم:

$$Q(x) = \frac{1}{4\pi}\lim_{\rho\to\infty}\int_{0}^{2}d\varphi\int_{0}^{\pi}\sin\theta\,d\theta\,\rho^{2}\,\frac{F_{t\rho}}{\sqrt{F(s,x)G(s,x)}} \qquad (14)$$

برای بار هم مانند جرم به رابطه $Q(x) = \lim_{s\to\infty}\frac{\rho^{2}\bar{R}_{\tau\rho}}{\sqrt{F(s,x)G(s,x)}}$ می رسیم.بنابراین با استفاده از رابطه (٤) بار با جرم برابر می شود یعنی $Q(x) = M$.بنابراین شرط فرینه بودن سیاه چاله ناوردا می ماند.دراینجا با روش میانگین گیر ی توزیع بارتغییر می کند اما بار کل ثابت می ماند.

نتیجه گیری

ما آنسامبل آماری سیاه چاله رایسنر نوردستروم فرینه را بنا کردیم و نشان دادیم که هر آنسامبل آماری از یک سیاه چال دمای محدود و غیر صفر را توصیف می کند.همچنین سیاه چال میانگین رایسنر نوردستروم با یک میدان الکترومغناطیسی میانگین تحت عنوان یک ماده ظاهری احاطه شده است.این ماده ,افت وخیز های مقیاس کوچک میانگین آماری از میدان های الکترومغناطیسی و گرانشی را توصیف می کندو یک بارغیر صفر را بعنوان چشمه آن پیشگویی می کند.همچنین نشان دادیم که توزیع انرژی و بار در فضازمان تغییر می کند اما بار کل و انرژی کل تغییر نمی کند.

مرجع ها

[1] S.W.Hawking, Nature 248, 30 (1974).
[2] C.Chevalier,F.Debbasch,Physica A 388,628 (2009).
[3] F.Debbasch,Eur.Phys.J.B 37,257 (2004).
[4] R.M.Wald,**General Relativity,**University of Chicago,(1984).

ارزیابی منحنی‌های دوران کهکشانی در حضور میدان خارجی و مقایسه آن با SPS مدل‌ها

حامد قاسمی[۱]، حسین حقی[۲]

[1و۲] دانشکده فیزیک دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، جاده گاوازنگ، زنجان

چکیده

در این مقاله, برای اولین بار به بررسی منحنی‌های دوران کهکشانی با استفاده از تابع گذار ساده در حضور میدان خارجی می‌پردازیم. χ^2 که نسبت جرم ستاره‌ای به درخشندگی کهکشان‌ها می‌باشد را آنالیز می‌کنیم. بار دیگر آنالیز خود را با اضافه کردن یک پارامتر جدید، یعنی میدان خارجی تکرار می‌کنیم. نتایج را با حالت بدون میدان خارجی مقایسه می‌نماییم. مشاهده می‌کنیم که در برخی کهکشان‌ها، که فرض منزوی بودن منجر به برازش خوبی نشده بود، با در نظر گرفتن میدان خارجی برازش بهتری حاصل می شود.

Evaluate the rotation curves of galaxies under the effect of an external field and compare with SPS models

H.Ghasemi[1], H.Haghi[2]

[1و۲] Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basics Sciences, Zanjan

Abstract

In This paper, For the first time, We evaluate the rotation curves of galaxies applying a special interpolating function (Simple function) under the effect of an external. We analyze mass to light ratios of the galaxies (χ^2), We do that again by adding a new parameter (external field). Then, we compare with the results are obtained by omitting the external field. In some galaxies, these results are not proper to interpolate. when we consider an external field effect, we can obtain better results to interpolate.

مقدمه

ماده مرئی در کهکشان‌ها و خوشه‌های کهکشانی نمی‌تواند گرانش کافی را برای توصیف دینامیک آنها تامین نماید. برای توجیه اختلاف بین جرم مشاهده شده و جرم محاسبه شده نظریه های مختلفی ارائه شده است به عنوان مثال، نظریه ماده تاریک و نظریه گرانش تعمیم یافته.

نظریه موند در توصیف پدیده های مختلف در مقیاس کهکشانی به موفقیت های قابل توجهی دست یافته است. همچنین توانایی بسیار خوبی در توصیف جزئیات منحنی دورانی کهکشان‌ها دارد. میلگروم بر پایه این تفکر که تغییر در قانون دوم نیوتون می‌تواند راه حل مسئله ماده تاریک باشد، نظریه موند را مطرح نمود. او ادعا نمود که مکانیک نیوتونی اعتبار خود را در شتاب‌های کمتراز شتاب مقیاس از دست می‌دهد [1].

این شتاب مقیاس برابر است با :

$$a_0 = 1.2 \times 10^{-10} (ms^{-2}) \quad (۱)$$

طبق نظریه موند، شتاب گرانشی اجرام در محدوده شتاب های کم $a << a_0$ تغییر می کند. و به ترتیب مطرح شده در ذیل مقدار شتاب گرانشی موندی a از روی شتاب گرانشی نیوتونی g_n حاصل از توزیع جرم به‌دست می‌آید.

$$g_n = a.\mu(\frac{a}{a_0}) \quad (۲)$$

که تابع گذار $\mu(\frac{a}{a_0})$ نحوه گذار از رژیم نیوتونی به رژیم موندی را بیان می‌کند.

$$\mu(x) = 1, x >> 1 \qquad \mu(x) = x, x << 1 \quad (۳)$$

در مورد شکل تابع گذار پیشنهادهای مختلفی در مقالات ارائه شده است. یکی از این توابع، تابع گذار ساده(Simple Function) می باشد[2].

$$\mu(x) = \frac{x}{1+x} \quad (۴)$$

برای بدست آوردن منحنی دوران کهکشان‌ها اولین مرحله، مشخص کردن شتاب نیوتونی ماده قابل مشاهده با استفاده از معادله پواسون کلاسیکی می‌باشد. در مرحله بعد شتاب موثر از رابطه ۲ محاسبه می‌گردد. با داشتن شتاب، سرعت ماده باریونیک برحسب فاصله از مرکز کهکشان بدست می‌آید. کمیت ۲ χ به این صورت تعریف می‌گردد. [3]:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum \frac{(v^i_{theory} - v^i_{obs})^2}{\sigma_i^2} \quad (۵)$$

که σ^2 عدم قطعیت مشاهده شده در اندازه‌گیری سرعت‌های دورانی می‌باشد. نسبت جرم ستاره‌ای به درخشندگی هرکهکشان $(\frac{M_*}{L})$ را برای χ^2 . کمینه به‌دست می‌آوریم که در شکل (1) قابل مشاهده است.

نسبت جرم ستاره‌ای به درخشندگی یکی از پارامترهای مهم دراخترفیزیک کهکشانی است. به کمک این پارامتر می‌توان خواص نورسنجی سیستم را به خواص دینامیکی مربوط ساخت. برای اینکه میزان تطبیق نسبت‌های جرم ستاره‌ای به درخشندگی حاصل از آنالیز دورانی را با

پیش‌بینی‌های اخترفیزیکی محک بزنیم، همبستگی ($\frac{M_*}{L}$) به‌دست آمده با رنگ را با مدل‌های ترکیب ستاره‌ای SPS مقایسه می‌کنیم [4]. مدل‌های SPS یک رابطه خطی بین ($\frac{M_*}{L}$) و رنگ را مطابق رابطه (٦) نشان می‌دهد.

$$\log(M_*/L) = 1.74(B-V) - 0.94 \qquad (٦)$$

میدان خارجی

در نظریه موند اثر میدان خارجی که از طرف کهکشان‌های دیگربه یک کهکشان وارد می‌شود می‌تواند منحنی دورانی را تغییردهد. در حضور میدان خارجی، شتاب کل که مجموع شتاب داخلی a_i و خارجی a_e در معادله پواسون صدق می‌کند.[5]

$$\nabla.[\mu(\frac{a_0 + a_e}{a_e})(a_i + a_e)] \cong 4\pi G\rho \qquad (٧)$$

a_e تقریبا ثابت و $a_i = \nabla\phi$ که قسمت غیرخارجی پتانسیل می‌باشد. و ρ چگالی ستاره‌ای می‌باشد. برای یک سیستم کروی می‌توان معادله را به این صورت نوشت:

$$\alpha\mu(\frac{|\vec{a} + \vec{a}_e|}{a_e}) = g_N \quad \rightarrow \quad (\frac{\sqrt{a^2 + a_e^2}}{a_0 + \sqrt{a^2 + a_e^2}}) = g_N \qquad (٨)$$

پس از بسط این معادله به یک معادله درجه چهار جبری می‌رسیم.

$$a^4 - 2a^3 g_N + (g_N^2 + a_e^2)a^2 - 2aa_e^2 g_N + a_e^2 g_N = a_0^2 g_N^2 \qquad (٩)$$

در نواحی بیرونی کهکشان

$$(a << a_0) \qquad (١٠)$$

در بعضی کهکشان‌ها بعد از آن‌که منحنی دوران به ماکزیمم مقدار خود می‌رسد، در نواحی انتهایی روند نزولی می‌یابد. اعمال میدان خارجی قادر به توجیه این کاهش می‌باشد. در حل معادله ٩ ، ما ٢ متغیر آزاد داریم.در این معادله متغیر های آزاد نسبت جرم ستاره‌ای به درخشندگی هر کهکشان ($\frac{M_*}{L}$) و میدان خارجی a_e می‌باشد. با تغییر این متغیرها، مقدار χ^2 کهکشان ها را برای حالت‌هایی که میدان خارجی بر آن‌ها تأثیر گذاشته است بررسی می‌کنیم. برای اینکه میزان تطبیق نسبت‌های جرم ستاره‌ای به درخشندگی‌هرکهکشان را با پیش بینی‌های اخت فیزیکی محک بزنیم، همبستگی ($\frac{M_*}{L}$) به‌دست آمده با رنگ را با مدل‌های ترکیب ستاره ای SPS مقایسه می‌کنیم.(شکل ١)

نتیجه گیری

با بررسی منحنی های دوران کهکشانی در نظریه موند و با استفاده ازتابع گذار ساده می توانیم تخت شدگی منحنی دوران را به خوبی توجیه نماییم. در بعضی از کهکشان‌ها پس از آنکه سرعت به ماکزیمم مقدار خود رسید، روند کاهشی می‌یابد. با در نظر گرفتن میدان خارجی موندی وارد شده بر

کهکشان ها می‌توانیم این کاهش را توجیه نماییم. و در بعضی کهکشان ها به وضوح می بینیم که مقدار χ^2کاهش می‌یابد. برای مثال کهکشان-های NGC6946, NGC4100, UGC7793 که مقدار χ^2 برای آنها در حالتی که میدان خارجی اعمال می‌شود 1.08، 1.298 و 0.902 و در

حالتی که میدان خارجی اعمال نمی‌شود 1.446، 1.76 ، 3.298 می‌باشد و اگر با مدل‌های ترکیب ستاره‌ای SPS مقایسه کنیم، این نتایج سازگاری خوبی نیز با این مدل ها دارند.

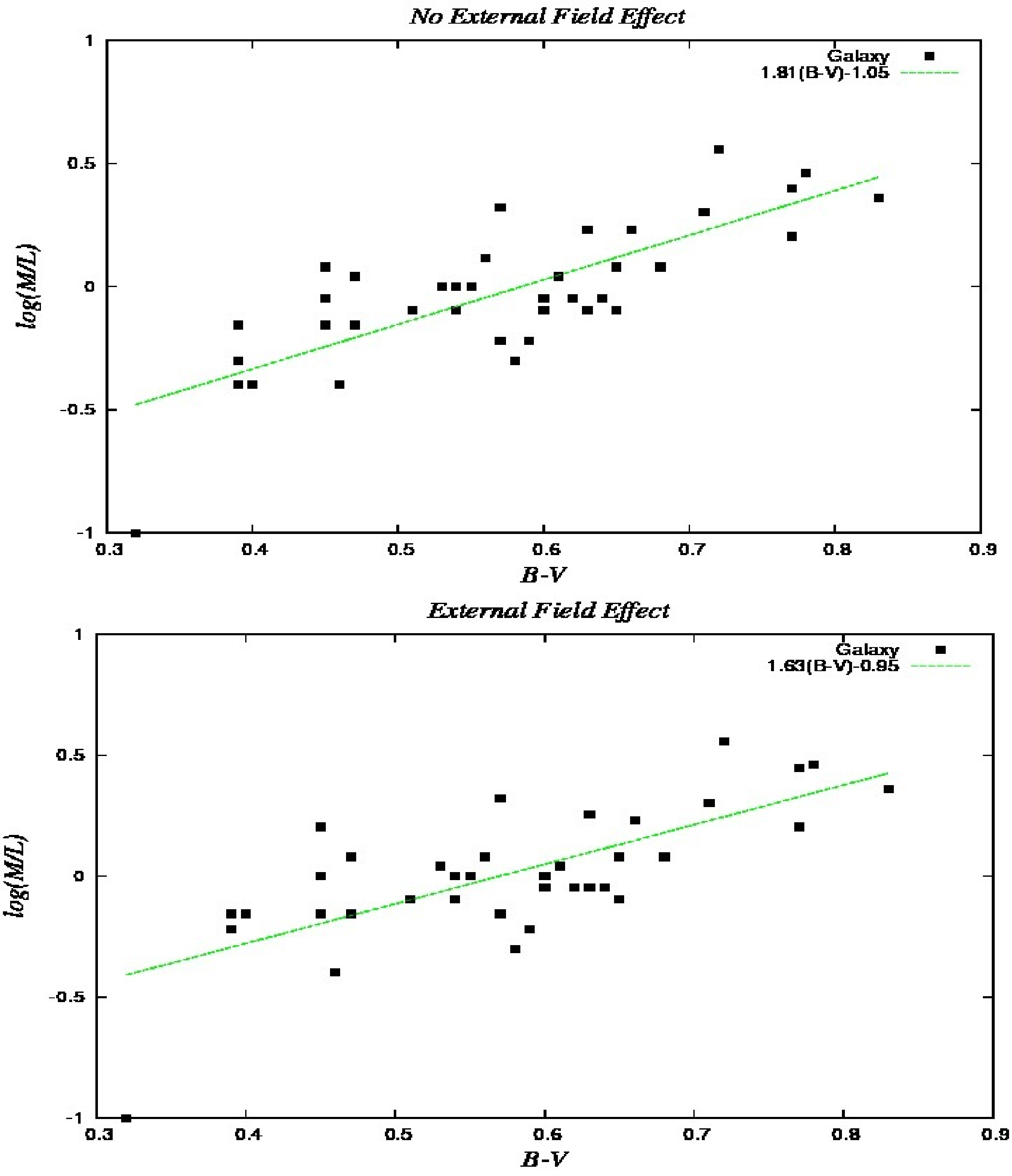
مراجع

[1] K. G. Begeman, A. H. Broeils and R. H. Sanders, **Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloed and modified dynamics, Mon.** Not. R. astr. (1991) 249, 523-537
[2] R. H. Sanders and M. A. W. Verheijen, **Rotation curves of ursa major galaxies in the context of modified newtonian dynamics**, The Astrophysical Journal, 503: 97-108, 1998 August 10
[3] Akram Hasani Zonoozi, Hosein Haghi, **The distinguishing factor for gravity models: stellar population,** arXiv: 1009. 2165v2 [astro-ph. GA] 14 Sep 2010
[4] W. J. G. De Blok and S. S. McGough, **Testing modified newtonian dynamics with low surface brightness galaxies: Rotation curve fits,** The Astrophysical Journal, 508: 132- 140, 1998 November 20
[5] Hosein Haghi, Holger Baumgardt, Pavel Kroupa, Eva K. Grebel, Michael Hilker, Katrin Jordi, **Testing fundamental physics with distant star clusters: theoretical models for pressure-supported stellar systems,** Galaxy Astrophysics (astro-ph.GA), MNRAS, 395,1549, 2009

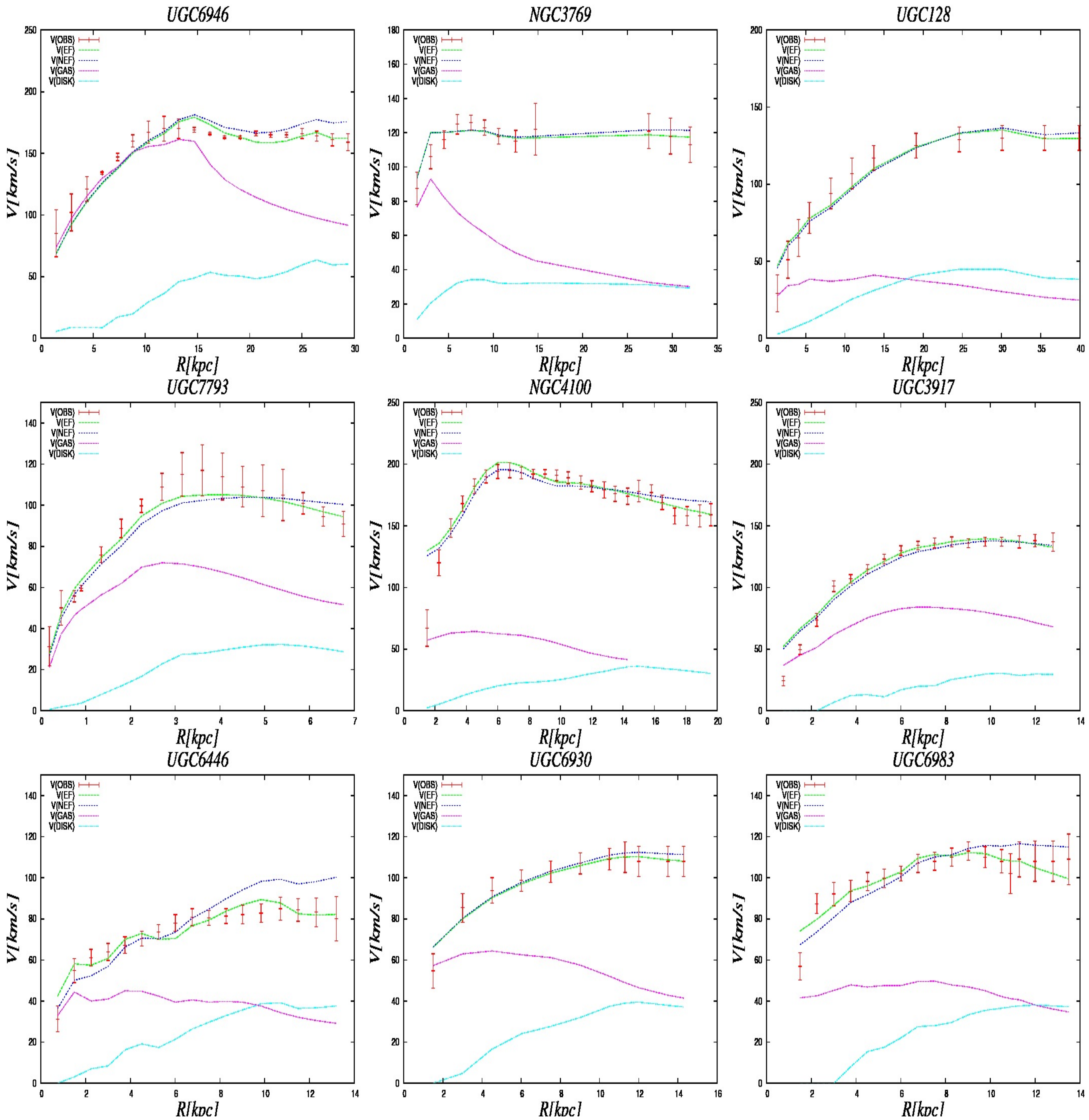
	NO EFE			**EFE**		
Galaxy (Type)	B-V	M * /L	χ^2	M * /L	χ^2	ae
NGC 300 (Sc)	0.58	0.5	2.449	0.5	2.45	35.999
NGC 3726 (SBc)	0.45	0.7	3.863	0.7	3.864	35.999
NGC 3769 (SBb)	0.64	0.9	0.646	0.9	0.608	251.999
NGC 3877 (Sc)	0.68	1.2	2.615	1.2	2.471	3023.999
NGC 3893 (Sc)	0.56	1.3	1.54	1.2	1.009	827.999
NGC 3949 (Sbc)	0.39	0.7	0.866	0.6	0.768	3167.999
NGC 3953 (SBbc)	0.71	2	0.481	2	0.478	755.999
NGC 3972 (Sbc)	0.55	1	3.028	1	3.028	35.999
NGC 3992 (SBbc)	0.72	3.6	0.88	3.6	0.88	35.999
NGC 4013 (sb)	0.83	2.3	1.627	2.3	1.629	35.999
NGC 4051 (SBbc)	0.62	0.9	0.776	0.9	0.757	1547.999
NGC 4085 (Sc)	0.47	0.7	5.981	0.7	5.981	35.999
NGC 4088 (Sbc)	0.51	0.8	1.616	0.8	1.508	1043.999
NGC 4100 (Sbc)	0.63	1.7	1.76	1.8	1.298	1619.999

NGC 4157 (Sb)	0.66	1.7	0.85	1.7	0.85	35.999
NGC 4217 (Sb)	0.77	1.6	2.92	1.6	2.92	35.999
NGC 5585 (SBcd)	0.46	0.4	10.21	0.4	10.21	35.999
NGC 6946 (SABcd)	0.40	0.4	3.298	0.7	0.902	1583.999
NGC 7793 (Scd)	0.63	0.8	1.446	0.9	1.08	1871.999
NGC 801b (Sc)	0.61	1.1	25.22	1.1	1.007	899.999
NGC 2998b (SBc)	0.45	0.9	2.42	1	0.96	1007.999
NGC 5371b (S(B)b)	0.65	1.2	7.996	1.2	4.38	1475.999
NGC 5533b (Sab)	0.77	2.5	1.48	2.8	0.61	719.999
NGC 5907b (Sc)	0.78	2.9	3.783	2.9	3.783	71.999
NGC 6674b (SBb)	0.57	2.1	7.57	2.1	7.037	359.999
UGC 2885b (Sbc)	0.47	1.1	2.52	1.2	2.46	899.999
DDO 168 (SO)	0.32	0.1	14.35	0.1	14.23	359.999
NGC 247 (SBc)	0.54	0.8	3.91	0.8	3.91	35.999
NGC 1560 (Sd)	0.57	0.6	1.98	0.7	1.98	35.999
NGC 3917 (Scd)	0.60	0.9	4.58	1	4.57	1007.999
NGC 4010 (SBd)	0.54	1	1.739	1	1.739	35.999
NGC 4183 (Sa)	0.39	0.5	0.98	0.6	0.34	863.999
UGC 128 (Sdm)	0.60	0.8	0.54	0.9	0.49	251.999
UGC 6446 (Sd)	0.39	0.4	3.29	0.7	0.902	1583.999
UGC 6667 (Scd)	0.65	0.8	0.88	0.8	0.84	395.999
UGC 6917 (SBd)	0.53	1	0.69	1.1	0.66	863.999
UGC 6930 (SBd)	0.59	0.6	0.34	0.6	0.282	467.999
UGC 6983 (SBcd)	0.45	1.2	1.46	1.6	0.73	1907.999

جدول شماره ۱



شکل 1- نمودار لگاریتم نسبت جرم به درخشندگی برحسب رنگ – نمودار بالا مربوط به کهکشان‌هایی می‌باشد که تحت تاثیر میدان خارجی قرار دارند. نمودار پایین مربوط به همان کهکشان‌ها می‌باشد در حالتی که تحت تاثیر یک میدان خارجی قرار نمی‌گیرند.



شکل ۲- نمودارهای منحنی دوران برای کهکشان‌ها، مربوط به حالتی که تحت تاثیر میدان خارجی می‌باشد (**External Effect**)و مربوط به حالتی که تحت تاثیر میدان خارجی نمی باشد.(**No External Effect**)

حل منحتی نوری ستاره دوتایی گرفتی V1425 Cyg

بهرام خالصه [۱]، محمد حسین پورعباس [۲]

[۱] دانشگاه آزاد اسلامی واحد گناباد

۲ موسسه آموزش عالی خیام مشهد

چکیده

داده های نورسنجی دوتایی گرفتیV1425 Cyg که توسط گودار و همکارانش [1] (۱۹۸۸م) به دست امده است، در دوصافیBو V توسط برنامه موسوم به فوبه ۰.۳۲ [2] (که از این پس ان را فوبه می نامیم) مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. منحنی نوری سیستم در صافی های BوV مورد بررسی قرار گرفت . نتایج بررسی ها نشان داد که در این سیستم دوتایی دما ، پتانسیل سطح روچ و تابندگی مولفه اول به ترتیب عبارتند از: ۱۴۸۳۹ ، ۳.۳۹٤۹۳و ۷.۷۱۳٦٥ . همچنین نسبت جرمی مولفه دوم به اول ۰.٦٤۱۰۰۰ و دمای مولفه دوم ۱۱۷۹۷ به دست آمد. اجرای برنامه فوبه برای این کار با توجه به نتایج حاصل و مقایسه آن با پیشینیان و از طرفی سادگی و سرعت عمل ان تاییدی موکد بر کاربرد ان می باشد.

مقدمه

ستاره دوتاییV1425 Cyg به عنوان یک دوتایی گرفتی با دوره تناوب ۱.۲۵۲۳۸۷ روز نخستین بار توسط استرومبر [3] و نیگ(۱۹٦۰م) کشف گردید. بعدها تات [4] (۱۹۷۰م) منجنی نوری این سیستم را منتشر کرد. نورسنجی های بعدی این سیستم توسط گودار و همکارانش(۱۹۸۸م) ، لی [5] (۱۹۸۹م) و جعفری [6] و همکاران(۲۰۰٦م) انجام گرفته است. لی با تحلیل منجنی نوری اش توسط برنامه ویلسون [7] (۱۹۷۱م) به دو جواب تقریبا یکسان دست یافت. یکی از جواب ها پیشنهاد می کرد که V1425 Cyg از نوع سیستم جدا از هم می باشد و جواب دیگر،V1425 Cyg را یک سیستم نیمه جدا در نظر گرفت که مولفه اول آن تقریبا حد روچ خودش را پرکرده است، بنابراین او نتیجه گرفت که این سیستم از نوع الگول معکوس می باشد.

مشاهدات طیف سنجی بعدی این سیستم توسط هیل و خالصه [8] (۱۹۹۳م) انجام گردید. آن ها نسبت جرمی این سیستم را Mp/Ms=1.56 به دست آوردند و با تحلیل داده های لی و گودار از طریق اجرای برنامه(light2) [9] نتیجه گرفتند که ارایش این سیستم از نوع نیمه جدا بوده که مولفه اول آن بیش از ۹۰٪ حد روچ خودش را پرنموده است. بعدا دگیرمنسی [10] و همکارانش(۱۹۹٦م) منجنی های نوری صافی های B وV مربوط به داده های گودار و همکارانش را از طریق برنامه ویلسون(۱۹۹۲م) تحلیل نمودند. تجزیه و تحلیل آن ها نشان داد که هر چند مولفه اولیه این سیستم ۹۲٪ حد روچ خودش را پرنموده ولی مولفه دوم این سیستم کاملا حد روچ

خودش را پر ننموده است و در نتیجه این سیستم آن طوری که لی تصور می نمود از نوع الگول معکوس نمی باشد و همچنین نتایجی که ان ها و نیز جعفری و همکارانش (۲۰۰۶م) به دست اوردند به نتایج هیل و خالصه نزدیک بود.

رسم منحنی نوری

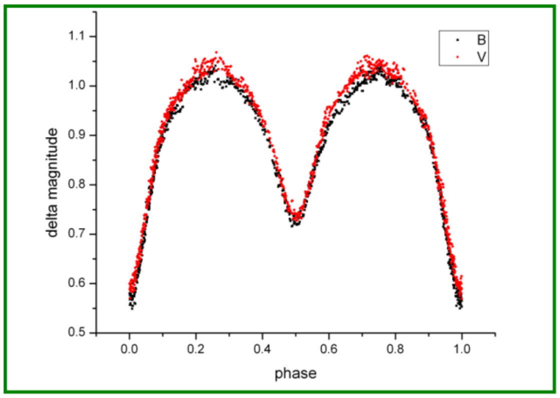
در کار حاضر از داده های نورسنجی گودار و همکارانش(۱۹۸۸م) استفاده گردید که در هر صافی شامل ۹۷٤ داده می باشد. منجنی های نوری در دو صافی V, B در شکل۱ آورده شده اند.

تجزیه و تحلیل منحنی نوری

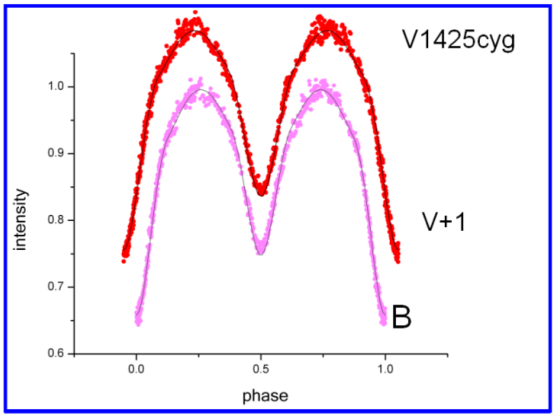
در این مقاله داده های نورسنجی ستاره دوتایی V1425 Cyg توسط برنامه فوبه مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. بر اساس داده های مربوط به این سیستم اختلاف قدرها به شدت ها تبدیل گردیده و سپس در برنامه مورد استفاده قرار گرفتند.
بر اساس پژوهش های پیشین این سیستم نیمه جدا بوده و مولفه دوم حد روچ خودش را پر نموده است بنابر این در برنامه فوبه مد۵ برای تحلیل منحنی های نوری این سیستم در صافی هایV,B مورد استفاده قرار گرفت.(خاطر نشان می سازد سایر مدها در برنامه فوبه مورد استفاده قرار گرفت که در نهایت با توجه به برازش های مربوط همان مد ۵ مورد پذیرش قرار گرفت.) در این مد تابندگی و پتانسیل سطح مولفه دوم ثابت در نظر گرفته می شود. زیرا از آزاد بودن پارامترهای مذکور برازش مطلوبی حاصل نمی شود. در ضمن به دلیل شکل طبیعی منحنی های نوری، سیستم بدون در نظر گرفتن مولفه سوم و به صورت فاقد لکه مورد بررسی قرار گرفت. همچنین به دلیل جو تابشی این سیستم برای ضرائب انعکاس و تاریکی گرانشی مقدار واحد در نظر گرفته شده است.
در ادامه کار پس از رسم منحنی داده های تجربی سیستم در برنامه فوبه منحنی نظری اولیه برای سیستم رسم شد. به دلیل عدم تطابق منحنی های نظری و تجربی در ابتدای کار با آزاد در نظر گرفتن پارامترهای زاویه میل مداریI ، نسبت جرمی M2/M1 ، دمای سطحی مولفه اولT1 ودومT2 ، پتانسیل سطح زوچ مولفه لول Ω۱ و تابندگی مولفه اول L1 سعی در همگرا کردن منحنی ها شد. با برازش یک به یک این پارامترها درنهایت تطابق خوبی بین منحنی نظری و تجربی (شکل ۲) به دست آمد. در نهایت جواب های به دست امده برای این سیستم در جدول ۱ درج گردیده است.
همچنین در ادامه کار شکل مولفه های این سیستم دوتایی در فاز ۰.۲۵ در برنامه فوبه به دست آمد که در شکل ۳ نشان داده شده است.

منحنی داده های تجربی

منحنی های تجربی و نظری برازش شده



شکل۱: منحنی های نوری مشاهده شده V1425 Cyg در صافی هایV,B

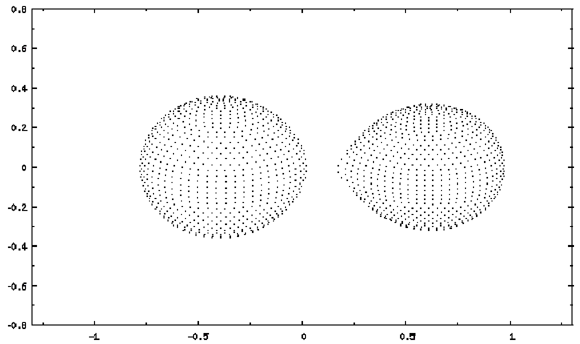


شکل ۲: دوایر توپر برای نقاط نورسنجی (گودار۱۹۸۸م) و خطوط پیوسته برای منحنی های نظری برازش شده می باشند

جدول ۱: پارامترهای به دست آمده برای ستاره دوتایی V1425

	B	V
پارامتر	مقدار	مقدار
T1	۱۴۸۳۹ ±2.41	۱۴۸۲۸±۶.۶6
T2	۱۱۷۹۷±1	11798±1.7
Ω1	۳.۳۹۴۹۳±۰.۰۳۱۳	۳.۳۹۳۴۴±۰.۰۱۱
I	۷۱.۴۸۸±۰.۱۸۴	۷۱.۵۰۶±0.82
L1	۷.۷۱۳۶۵ ± ۰.۰۰۰۷۴	۷.۷۱۵۸۴ ± ۰.۰۰۰۱۳
L2	4.145742	۴.۱۷۸۱۳
M2/M1	۰.۶۴۱۰۰۰	0,۶۴۱۰۰
x1(bolo)	۰.۷۶۲	۰.۷۶۲
x2(bolo)	۰.۷۲۹	۰.۷۲۹
y1(bolo)	۰.۰۷۹	۰.۰۷۹
Y2(bolo)	۰.۰۷۲	۰.۰۷۲
r pole1	۰.۳۵۸۲۳	۰.۳۵۸۴۲
r pole2	۰.۳۱۹۵۵	۰.۳۱۹۵۵
r point1	۰.۴۱۱۴۰	۰.۴۱۱۷۷
r point2	۰.۴۵۴۳۸	۰.۴۵۴۳۸
r side1	۰.۳۷۳۱۱	۰.۳۷۳۳۳
r side2	۰.۳۳۴۱۲	۰.۳۳۴۱۲
r back1	۰.۳۹۰۹۱	۰.۳۹۱۱۸
r back2	۰.۳۶۶۲۲	۰.۳۶۶۲۲

شکل ۳: شکل مولفه ها در سیستم دوتاییV1425 Cyg در فاز ۰.۲۵



نتیجه گیری

تجزیه و تحلیل منحنی های سیستم V1425 cyg با استفاده از برنامه فوبه نشان می دهد که سیستم مذکور بر خلاف اظهار نظر لی یک سیستم از نوع الگول معکوس نبوده و یک سیستم الگول از نوع نیمه جدا با نسبت جرمی Ms/Mp= 0.641 می باشد که با آنچه توسط خالصه و هیل با طیف سنجی و محاسبه سرعت های شعاعی مولفه ها به دست آمده است (Mp/Ms= 1.56) در تطابق بوده و تاییدی بر اجرای صحیح برنامه فوبه می باشد که نتایج آن بر اساس داده های نورسنجی می باشد.

سپاسگزاری

بر خود لازم می دانیم از همکاری صمیمانه آقای محمد فرحی نژاد سپاسگذاری کنیم

مراجع

[1] Gudur,N.,Gulumn,O.,Sezer,C.,Eker,Z. and Keskin,V.:Astrophys,space Sci,146,83(1988)
[2] Prsa.A, Harmanec..P , 2010,Publication of Villonova University,PA,USA
[3] Stromeier,W,Knigge,R: Verrof, Remeis-Stermwarte Bamberg V, No.8(1960)
[4] Tate,R.C, Inf.Bull.Var.Stars,No 438(1970)
[5] Lee,Y,S:Astrophys.J.338,1016(19890
[6] M.Jafari , B.Khalesseh , R.Pazhouhesh , - Radial Velocity and Light Curves Analysis of the Contact Binary V1425 Cyg - 11th research meeting on Astronomy, Iran - February, 2006
[7] Wilson, R. E. and Devinney, E. J.: 1971, ApJ 166, 605
[8] Hill G., Khalesseh B., 1991, A&A 245, 517 (Paper VI)
[9] Hill G,1979
[10] Degimenci,o.l.,Gulmen,O.,Sezer,C.,C.,Gudur,N. and Erdem,A: Astrophys, Space Sci,241,327(1996)

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸و۹ دی ماه ۱۳۹۰_دانشگاه دامغان

میدان اسکالر خود بر همکنش کننده و هاله کهکشانها

محمد رحیم بردبار [۱]، نعمت الله ریاضی [۲]
[1] گروه فیزیک، دانشگاه قم
[2] گروه فیزیک، دانشگاه شیراز

چکیده

با استفاده از یک میدان اسکالر مدلی برای هاله های تاریک کهکشانها ارائه گردیده است. در این مدل چگالی انرژی مربوط به میدان، وجود ماده تاریک و انرژی تاریک را در داخل و خارج از هاله های تاریک توجیه می نماید.

Self-Interacting Scalar Field and Galactic Dark Halos

M.R. Bordbar[1], N. Riazi[2]
[1] *Department of Physics, The University of Qom, Qom, Iran*
[2] *Department of Physics and Biruni Observatory,Shiraz University,Shiraz71454,Iran*

Abstract

We construct dark halo models which are supported by a self-interacting scalar field. The possibility that the energy density of such a field which could produce dark matter and dark energy inside and outside of the galactic dark halos is explored .

مقدمه

بر طبق قوانین نیوتونی منحنی چرخش مربوط به ستارگانی که در انتهای بازوهای کهکشان (مارپیچی) قرار دارند باید به نسبت $\frac{1}{\sqrt{r}}$ کاهش یابد. اما داده های رصدی نشان می دهد که با افزایش فاصله از مرکز، این منحنی ها تخت می گردند[1]. ثابت شدن سرعت ستارگان دلیل بر وجود مقادیر قابل توجهی جرم در کهکشانهای مارپیچی است که به دلیل غیر قابل رؤیت بودن آنها *ماده تاریک* نامیده می شود. به غیر از کهکشانهای مارپیچی وجود ماده تاریک در خوشه های کهکشانی و حتی مقیاسهای کیهانی نیز به اثبات رسیده است[2,3].

از طرف دیگر، داده های رصدی مربوط به زمینه ریز موج کیهانی و همچنین انتقال به سرخ ابر نواختر نوع یک نشان دهنده شتابدار بودن عالم است [4]. کیهانشناسان برای توجیه این شتاب مثبت، غالب بودن شاره کیهانی با فشار منفی را پیشنهاد می نمایند که اصطلاحاً *انرژی تاریک* نامیده می شود. رصدهای دقیق کنونی تأیید می کنند که عالم دردوره کنونی تقریباً تخت $(\Omega_0 \cong 1.03 \pm 0.05)$ بوده و چگالی انرژی به دو دسته $\Omega_{matt} \cong 0.26$ که مربوط به ماده(تاریک و باریونی) و $\Omega_{D.E} \cong 0.74$ مربوط به انرژی تاریک است[5].

دراین مقاله سعی براین است که منشأ وجود ماده تاریک و انرژی تاریک را به یک میدان نرده ای نسبت دهیم. مدلی ارائه می گردد که میدان نرده ای شرایطی را فراهم کند که وجود ماده تاریک را در داخل و انرژی تاریک را در خارج از هاله های کهکشانی توجیه نماید. در این راستا میدان نرده ای با پتانسیلی از مرتبه دو در نظر گرفته ایم.

مدل:

معادله انشتین را می توان از روی کنش زیر بدست آورد:

$$A=\frac{1}{2\kappa}\int (R+L_{matt}(\Phi,\partial\Phi))\sqrt{|g|}\,d^4x$$

وردش $g_{\mu\nu}$ معادله انشتین را می دهد: (۱)

$$G^{\mu}_{\upsilon}=R^{\mu}_{\upsilon}-\frac{1}{2}g^{\mu}_{\upsilon}R=-\kappa T^{\mu}_{\upsilon}$$

نسبت به

وردش نسبت به Φ معادله حاکم بر میدان اسکالر را خواهد داد:

$$\Box=\frac{1}{\sqrt{|g|}}\partial_{\mu}\left[\sqrt{|g|}g^{\mu\upsilon}\partial_{\upsilon}\right] \quad \text{و} \quad (۲) \quad \Box\Phi=2\frac{\partial}{\partial\Phi^{*}}V(\Phi,\Phi^{*})$$

هاله کهکشان را به صورت متقارن کروی و ایستا در نظر می گیریم. جزء خط مربوطه:

$$ds^2=-B(r)dt^2+A(r)dr^2+r^2d\theta^2+r^2\sin^2\theta d\phi^2 \tag{۳}$$

$A(r)$ و $B(r)$ توابعی دلخواه بر حسب r هستند. برای این فضا–زمان مؤلفه های غیر صفر تانسور انیشتین:

$$G^{t}_{t}=\frac{A'}{rA^2}+\frac{1}{r^2}-\frac{1}{r^2A} \tag{۴}$$

$$G^{r}_{r}=\frac{-B'}{rAB}+\frac{1}{r^2}-\frac{1}{r^2A} \tag{۵}$$

$$G^{\theta}_{\theta}=-\frac{2ABB'-2A'B^2+2rABB''-rAB'^2-rA'B'B}{4rA^2B^2} \tag{۶}$$

$$G^{\phi}_{\phi}=G^{\theta}_{\theta} \tag{۷}$$

تانسور تکانه– انرژی متناسب با این عناصر غیر صفر خواهد شد:

$$T^{\mu}_{\upsilon}=diag(-\rho,P_r,P_t,P_t)$$

در این رابطه ρ چگالی انرژی و P_r و P_t به ترتیب فشارهای شعاعی و مماسی شاره خواهند بود. با اعمال معادله انشتین خواهیم داشت:

$$\rho(r,t)=\frac{1}{8\pi G}\left[\frac{A'}{rA^2}+\frac{1}{r^2}-\frac{1}{r^2A}\right] \tag{۸}$$

$$P_r(r,t)=-\frac{1}{8\pi G}\left[\frac{-B'}{rAB}+\frac{1}{r^2}-\frac{1}{r^2A}\right] \tag{۹}$$

$$P_t(r,t)=-\frac{1}{8\pi G}\left[-\frac{2ABB'-2A'B^2+2rABB''-rAB'^2-rA'B'B}{4rA^2B^2}\right] \tag{۱۰}$$

از معادلات (۸) و (۹) خواهیم داشت:

$$\frac{A'}{A}+\frac{B'}{B}=\kappa(\rho+P_r)rA \tag{۱۱}$$

$$\frac{A'r}{A^2}-\frac{1}{A^2}=\kappa\rho r^2-1 \tag{۱۲}$$

در اینجا انرژی میدان را ناشی از یک میدان اسکالر موهومی با لاگرانژین:

$$L = -\frac{1}{2}\partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi^* - V(\Phi, \Phi^*) \quad (۱۳)$$

که متناظر با آن:

$$T^\mu_\upsilon = \partial^\mu \Phi \partial_\upsilon \Phi^* - \delta^\mu_\upsilon \left[\frac{1}{2}\partial_\lambda \Phi \partial^\lambda \Phi^* + V(\Phi, \Phi^*)\right] \quad (۱٤)$$

شکل میدان اسکالر را در زمینه متقارن کروی به صورت زیر فرض می کنیم:

$$\Phi(r,t) = \phi(r) e^{-i\omega t} \quad (۱۵)$$

با این فرض و با استفاده از رابطه (۱٤) بدست می آوریم:

$$\rho = -T^0_0 = \frac{1}{2B}\phi^2\omega^2 + \frac{1}{2A}\phi'^2 + V(\Phi, \Phi^*) \quad (۱٦)$$

$$P_r = T^1_1 = \frac{1}{2B}\phi^2\omega^2 + \frac{1}{2A}\phi'^2 - V(\Phi, \Phi^*) \quad (۱۷)$$

$$P_t = T^2_2 = T^3_3 = \frac{1}{2B}\phi^2\omega^2 - \frac{1}{2A}\phi'^2 - V(\Phi, \Phi^*) \quad (۱۸)$$

و همچنین از رابطه (۲) خواهیم داشت:

$$\phi'' + \frac{1}{2}\left(\frac{B'}{B} - \frac{A'}{A} + \frac{4}{r}\right)\phi' + A\left(\frac{\omega^2}{B}\right)\phi(r) = 2Ae^{i\omega t}\frac{\partial}{\partial \Phi^*}V(\Phi, \Phi*) \quad (۱۹)$$

حلهایی برای پتانسیل Φ^2

با انتخاب پتانسیل به شکل:

$$V(\Phi) = m^2 \Phi \Phi^* + V_0 \quad (۲۰)$$

که در آن V_0 یک ثابت و $m^2 \rangle 0$ است.

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta \quad (۲۱)$$

با این فرض که میدان گرانشی در هاله های کهکشان ضعیف است، می توان از حد $A(r) \cong B(r) \cong 1$ در فواصل دوراستفاده کرد. بنابراین (۱۹)خواهد شد:

$$\phi'' + \frac{2}{r}\phi' + (\omega^2 - 2m^2)\phi(r) = 0 \quad (۲۲)$$

با این شرایط معادلات ۱٦-۱۸ به شکل زیر خواهند بود:

$$\rho = -T^0_0 = \frac{1}{2}\phi^2\omega^2 + \frac{1}{2}\phi'^2 + m^2\phi^2 + V_0 \quad (۲۳)$$

$$P_r = T^1_1 = \frac{1}{2}\phi^2\omega^2 + \frac{1}{2}\phi'^2 - m^2\phi^2 - V_0 \quad (۲٤)$$

$$P_t = T^2_2 = T^3_3 = \frac{1}{2}\phi^2\omega^2 - \frac{1}{2}\phi'^2 - m^2\phi^2 - V_0 \quad (۲۵)$$

ذکراین نکته ضروری است که اگرچه میدان نرده ای (۱۵) تابع زمان است ولی روابط بالا نشان میدهد که تکانه انرژی مربوطه مستقل از زمان و توابع مکانی اند. با تعریف کمیات بدون بعد:

$$x = \frac{r}{r_0} \quad ، \quad \theta = \frac{\phi}{\phi_0} \quad (۲٦)$$

شکل معادلات ۲۲ و ۲۵–۲۳ به صورت زیر خواهند شد:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2}+\frac{2}{x}\frac{d\theta}{dx}+\alpha\theta=0 \qquad (۲۷)$$

$$\rho=\gamma\left[\beta\theta^2+(\frac{d\theta}{dx})^2\right]+V_0 \qquad (۲۸)$$

$$P_r=\gamma\left[\theta^2+(\frac{d\theta}{dx})^2\right]-V_0 \qquad (۲۹)$$

$$P_t=\gamma\left[\theta^2-(\frac{d\theta}{dx})^2\right]-V_0 \qquad (۳۰)$$

که در آن γ,β,α مقادیر عددی قابل تغییر می باشند. برای $\alpha=\gamma=1$، معادله (۲۷) دارای جواب:

$$\theta(x)=\frac{1}{x}\left[C\sin x+D\cos x\right] \qquad (۳۱)$$

C و D ثابت هستند. چون جوابهای غیرتکین در مبدأ مورد نظر است بنابراین D=0 . با این حل، معادلات ۳۰-۲۸ بدین صورت خواهند شد:

$$\rho=\frac{C^2}{x^2}\left[\beta\sin^2 x+\cos^2 x-\frac{\sin 2x}{x}+\frac{\sin^2 x}{x^2}\right]+V_0 \qquad (۳۲)$$

$$P_r=\frac{C^2}{x^2}\left[1-\frac{\sin 2x}{x}+\frac{\sin^2 x}{x^2}\right]-V_0 \qquad (۳۳)$$

$$P_t=\frac{C^2}{x^2}\left[-\cos 2x+\frac{\sin 2x}{x}-\frac{\sin^2 x}{x^2}\right]-V_0 \qquad (۳٤)$$

رابطه (۳۲) نشان می دهد که مقدار چگالی انرژی به طور مؤثر بستگی به مقدار کمیت بدون بعد x دارد. بنابراین در داخل هاله تاریک سهم جمله اول متناسب با ماده تاریک است. با دور شدن از مرکز هاله کهکشان سهم این جملات کم شده و مانند این است که میدان اسکالر به حالت خلأ خود نزدیک می گرددو چگالی انرژی به مقدار ثابت V_0 میرسد که این را تعبیر به انرژی تاریک سیستم می نماییم . بنابراین برای نقاط خارج از هاله خواهیم داشت:

$$\rho=V_0 \qquad , \qquad P_r=P_t=-V_0=-\rho \qquad (۳۵)$$

معادله (۳۵)، معادله حالت برای ثابت کیهانشناسی است $(P=-\rho)$ تحت این شرایط پتانسیل برابراست: $V_0=\frac{\Lambda}{8\pi G}$.

با استفاده از تابع جرم $m(x)=\int_0^x\rho(x)\xi^2 d\xi$، مقدار جرم نیوتونی برای هاله کهکشان خواهد شد:

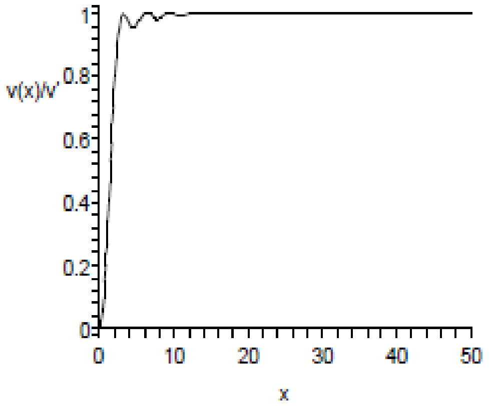
$$M(x)=M'\left[\beta(\frac{x}{2}-\frac{1}{4}\sin 2x)+(\frac{x}{2}+\frac{1}{4}\sin 2x)+\frac{\cos 2x-1}{2x}\right] \qquad (۳٦)$$

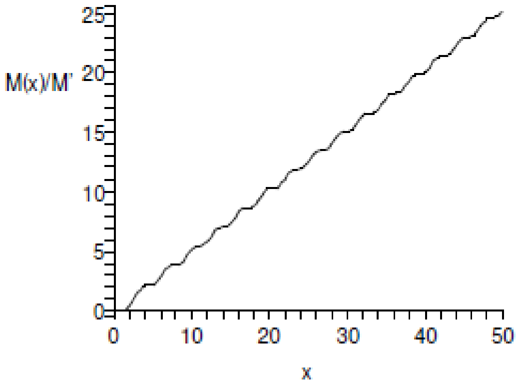
که درآن $M'=4\pi r_0^3 c^2$. تحت این شرایط و با استفاده از $\upsilon^2=G\frac{M(r)}{r}$ خواهیم داشت :

$$\upsilon_{rot}^2=\upsilon'^2\left[\frac{\beta}{x}(\frac{1}{2}x-\frac{1}{4}\sin 2x)+\frac{1}{x}(\frac{1}{2}x+\frac{1}{4}\sin 2x)-\frac{\sin^2 x}{x^2}\right] \qquad (۳۷)$$

برای مقدار $\beta=10$ مقادیر سرعت در شکل (1) رسم گردیده است. نمودار (۲) جرم در داخل هاله را نشان می دهد که همان طوریکه انتظار می رود $M(x)\propto x$ خواهد شد.

شکل ۱: منحنی چرخش ، $\frac{v_{rot}}{v'}$ به ازای $\beta = 10$.





شکل ۲: تابع جرم، $\frac{M_{rot}}{M'}$ به ازای $\beta = 10$.

نتیجه گیری

برای ارائه طرحی واحد در توجیه ماده تاریک و انرژی تاریک در اطراف هاله کهکشانها، مدلی بر پایه یک میدان نرده ای خود بر همکنش کننده با پتانسیلی از مرتبه دو ارائه گردید. در این مدل میدان نرده ای نه تنها با زمان بلکه با مکان نیز تغییر می کند. چگالی انرژی مربوطه، ماده تاریک در داخل هاله و انرژی تاریک در خارج از هاله کهکشانها را توجیه می نماید .

مرجع‌ها

[1] V.C. Rubin and W.K .Ford; A*strophys. J*., **159,** (1970) 379 .
[2] F. Zwicky; *Helv. Phys. Acta.,* **6**, (1933) 110.
[3] D. Zaritzky, R. Smith, C.S. Frenk and S.D.M. White; *Astrophys. J.,* **405**, (1993) 464.
[4] P.M. Garnavich *et al; Astrophys. J.,* **493**, L53 (1998). [arXiv/ 9710123].
[5] D.Larson. *et al; Astrophys. J. Suppl.,* **192**, (2011) 16. [arXiv/ 1001.4635].

مدل مغناطو هیدرودینامیکی چنبره پلاسمایی در سحابیهای سیاره نما

علیرضا خصالی ، خدیجه روشناس

گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

در توصیف شکل گیری سحابی های سیاره نما مدل باد ستاره ای پاسخگوی خوبی برای ساختار و تحول آنها می باشد، ولی این مدل در توصیف سحابی های سیاره ایکه ساختار دو قطبی دارند و یا دارای جت ها یا برون ریزی هایی با سرعت های متفاوت می باشند، کارایی خوبی ندارد.در بررسی شکل گیری سحابی های سیاره نما در فضا دیده شده است که بسیاری از این ساختارها همانند پلاسمای مغناطو هیدرودینامیکی رفتار میکنند. ابتدا سحابیهای سیاره نماراتوصیف میکنیم و بعضی از ساختارهای موجود در این اجرام سماوی که نمونه بخصوصی از یک پیکربندی پلاسمای مغناطو هیدرودینامیکی خود سازگار با شارش شعاعی می باشندرا با استفاده از مدل مغناطو هیدرودینامیکی چنبره ایی پلاسمایی بررسی میکنیم.

Magneto hydrodynamic Model of Plasma torus in Planetary Nebulae

A.R. Khesali, K.H.Roshenass[1]

[1]*Department of Physics, University of Mazandaran of Babolsar*

Abstract

In descriptionof formation of planetary nebulae, the model of stellar wind is better of answerable for their structure and alteration .But in description of planetary nebulae, which have bipolar structure and containing jets or ejectment with variable velocity this model, could not have efficiency. To consider appearance of planetary nebulae in the space has been seen that many of this structures behavior as magneto hydrodynamic plasma. We describe, that there are in articles space which sample of particular self-organized magneto hydrodynamic plasma configuration with radius flow

مقدمه

سحابی های سیاره ای ناشی از ستارگانی با جرم متوسط می باشند که لایه های خارجیشان را باسرعت کم، در مدتی که ستاره به غول قرمز تبدیل می شود، به بیرون می رانند.دراثرافزایش دمای ستاره،لایه ی بیرون رانده شده نازک و رقیق می شود وسرعت آن افزایش می یابد.برهم کنش هیدرودینامیکی در این حالت کم است و بادهای پر سرعت، شوک ها را در فصل مشترک دوناحیه ایجاد می کنند[1]. شوک های بیرونی، بادکمچگال را که در جلو قرار دارد به هم فشرده و گرم می کنند،اما شوک های درونی سبب کاهشسرعتبادهاپیشت می شوند.بر هم کنش بادها، ویژگی کروی سحابی های سیاره ای را تولید می کند[2]، اما ویژگی های بیضوی و دوقطبی سحابی ها می تواند بوسیله ی ابرهای چگال چنبره ای در صفحه استوایی به وجود آید[3]. حال این سوال مطرح می شود کهچگونه چنین ساختارهایی در طول فاز ABGشکل می گیرند.تصویر برداری با تفکیک بالا، در کنار ویژگی های

کروی، بیضوی و دو قطبی، شکل تقارن نقطه ای را آشکار ساخت[4]. بررسی ویژگی تقارن نقطه اینشان داد کـه میـدان مغناطیسـی قابل ملاحظه ای درون مرکز ستارهوجود دارد. بدین ترتیب برای مطالعه ی سحابی سیاره ایروش مغناطو هیدرودینامیکی (MHD) انتخاب شده است.

در اینجا یک پلاسمای مغناطوهیدرودینامیکی با یک برون ریزی با شارش شعاعی را در مختصـات کـروی شـبیه سـازی کـرده و معادلات را به روش خود مشابهی در زمان حل می کنیم. سپس تحلیلی از پاسخ های به دست آمده ارائه می دهیم.

فرمول بندی

معادلات اساسی ما برای توصیفاویلری سیال، شامل معادله پیوستگی، معادله تکانهو معادلات ماکسول می باشند، که به صورت زیر بیان می گردند

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \mathbf{\upsilon}) = 0 \qquad (۱)$$

$$\rho\left\{\frac{\partial \mathbf{\upsilon}}{\partial t} + (\mathbf{\upsilon}.\nabla)\mathbf{\upsilon}\right\} = \mathbf{J}\times\mathbf{B} - \nabla P - \rho\frac{GM}{r^3}\hat{\mathbf{r}} \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla\times\mathbf{E} = \nabla\times(\mathbf{\upsilon}\times\mathbf{B}) \qquad (۳)$$

$$\nabla\times\mathbf{B} = \mu\mathbf{J} \qquad (٤)$$

$$\nabla.\mathbf{B} = 0 \qquad (۵)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathrm{P}}{\rho^\gamma}\right) + (\mathbf{\upsilon}.\nabla)\left(\frac{\mathrm{P}}{\rho^\gamma}\right) = 0 \qquad (٦)$$

در این معادلات ρ چگالی جرمی، $\mathbf{\upsilon}$ سرعت حجمی، $\mathbf{J}$ چگالی جریان ،$\mathbf{B}$میدان مغناطیسی،Pفشار پلاسـما،μثابـت تراوایـی خـلاء وγثابت پلی تروپمی باشد. Mنیز جرم جسم مرکزی است، که میدان گرانشی را تعیین می کند.

حالبرای انبساط شعاعی پلاسـما،حل هـای خـود مشـابه در زمـان را بـه دسـت مـی آوریـم. تحـول زمـانی توسـط تـابع بـدون بعد$y(t)$توصیف می شود.همچنین مکان شعاعی یک المان شاره معین در مختصات لاگرانژین با ηنمایش داده می شود، که محدوده آن به صورت زیر است:

$$0 < \eta_{\mathrm{int}} < \eta < \eta_{ext} \qquad (۷)$$

سرعت پلاسما در ساختار خود مشابهی به صورتزیر می باشد

$$\mathbf{\upsilon} = \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \left\{\eta\frac{dy}{dt},0,0\right\} = \{\upsilon,0,0\} \qquad (۸)$$

که یک سرعت شعاعی دارای تقارن کروی می باشد.در سیستم لاگرانژین،از پارامتر خود مشابهی برای پیکر بندی پلاسماها استفاده می کنیم. سرعت شارش پلاسمابه صورت شعاعی و همسانگرد می باشد.برای بررسی ساختار های فضایی پلاسماهای MHD،حالتی دو بعدی با تقارن سمتی راموردبررسی قرار می دهیم. میدان مغناطیسی به صورت زیر بیان می شود:

$$\mathbf{B}=\frac{1}{r\sin\theta}\left\{+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(r\,A_{\phi}\sin\theta\right),-\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,A_{\phi}\sin\theta\right),+\sin\theta\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_{\theta}\right)-\frac{\partial}{\partial\theta}\left(A_{r}\right)\right]\right\} \qquad (٩)$$

که A پتانسیل برداری است.میدان مغناطیسی و چگالی جریان را می توانیم به صورت زیر بر حسب توابع اسکالر Wو Q نشان دهیم

$$\mathbf{B}=\frac{1}{r\sin\theta}\left\{+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(\mathrm{W}),-\frac{\partial}{\partial r}(\mathrm{W}),+Q\right\}=\nabla\mathrm{W}\times\nabla\phi+Q\nabla\phi \qquad (١٠)$$

$$\mu\,\mathbf{J}=\frac{1}{r\sin\theta}\left\{+\frac{1}{r}\frac{\partial Q}{\partial\theta},-\frac{\partial Q}{\partial r},-\frac{\partial^{2}\mathrm{W}}{\partial r^{2}}-\frac{1}{r^{2}}\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial\mathrm{W}}{\partial\theta}\right)\right\} \qquad (١١)$$

که $\mathrm{W}=r\,A_{\phi}\sin\theta$ و $Q=\sin\theta\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_{\theta}\right)-\frac{\partial}{\partial\theta}\left(A_{r}\right)\right]$ است. سپس معادلات را بدون بعد نموده و به صورت زیر می نویسیم

$$Q(r,t)=\frac{1}{y^{1}}\overline{Q}(\eta,\theta) \qquad (١٢)$$

$$\overline{\rho}\left(\eta,\overline{\mathrm{W}}\right)=\rho_{0}\overline{\rho}_{1}(\eta)\overline{\rho}_{2}\left(\overline{\mathrm{W}}\right),\qquad \overline{\mathrm{P}}\left(\eta,\overline{\mathrm{W}}\right)=\mathrm{P}_{0}\overline{\mathrm{P}}_{1}(\eta)\overline{\mathrm{P}}_{2}\left(\overline{\mathrm{W}}\right) \qquad (١٣)$$

$$\overline{\mathrm{P}}_{1}(\eta)=\overline{\rho}_{1}^{\gamma}(\eta),\qquad \overline{\mathrm{P}}_{2}\left(\overline{\mathrm{W}}\right)=\overline{F}\left(\overline{\mathrm{W}}\right)\overline{\rho}_{2}^{\gamma}\left(\overline{\mathrm{W}}\right) \qquad (١٤)$$

با استفاده از معادله (٤) چگالی جریان را در معادله(٢)حذف کرده و سپس با استفاده نمودن از روابط (١٢)-(١٤)،آن را بی بعد می نماییم. معادله تکانه دارای سه مولفه خواهد شد که مولفه زاویه ای وشعاعی آن به صورت زیر می باشد:

$$\frac{\partial^{2}\overline{\mathrm{W}}}{\partial\eta^{2}}+\frac{1}{\eta^{2}}\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial\overline{\mathrm{W}}}{\partial\theta}\right)+\overline{Q}\frac{\partial\overline{Q}}{\partial\overline{\mathrm{W}}}+\mu\,y^{4-3\gamma}\eta^{2}\sin^{2}\theta\frac{\partial\overline{\mathrm{P}}}{\partial\overline{\mathrm{W}}}=0 \qquad (١٥)$$

$$\rho\left[\frac{\partial\upsilon}{\partial t}+\upsilon\frac{\partial\upsilon}{\partial r}\right]+\frac{d}{dr}\mathrm{P}\left(r,\mathrm{W}(r,\theta)\right)+\rho\frac{GM}{r^{2}}=-\frac{1}{\mu}\left(\frac{1}{r\sin\theta}\right)^{2}\frac{\partial\mathrm{W}}{\partial r}\left\{\frac{\partial^{2}\mathrm{W}}{\partial r^{2}}+\frac{1}{r^{2}}\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial\mathrm{W}}{\partial\theta}\right)+Q\frac{\partial Q}{\partial\mathrm{W}}\right\}$$
$$=\frac{\partial\mathrm{W}}{\partial r}\frac{\partial}{\partial\mathrm{W}}\mathrm{P}(r,\mathrm{W}) \qquad (١٦)$$

در نتیجه به معادله زیر می رسیم:

$$\rho\left[\frac{\partial\upsilon}{\partial t}+\upsilon\frac{\partial\upsilon}{\partial r}\right]+\frac{\partial}{\partial r}\mathrm{P}(r,\mathrm{W})+\rho\frac{GM}{r^{2}}=\rho\frac{d^{2}r}{dt^{2}}+\frac{\partial}{\partial r}\mathrm{P}(r,\mathrm{W})+\rho\frac{GM}{r^{2}}=0$$

معادله شعاعی بر حسب پارامتر خود مشابهی، به صورت زیر می شود:

$$y^2 \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{1}{\eta}\left\{ y^{4-3\gamma} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} + \frac{GM}{\eta^2} \right\} = 0 \qquad (۱۷)$$

بخش آخر معادله (۱۵)، بیانگر فشار پلاسما استکه خطوط میدان های آزاد نیرو را توصیف می کند و نشان دهندهیک پلاسمایی خودسامان یافته استکه چگالی انرژی میدان مغناطیسی را تحت فشار قرار می دهد. با در نظر گرفتن تابع Q به صورت زیر

$$\bar{Q} = a\bar{W} \qquad (۱۸)$$

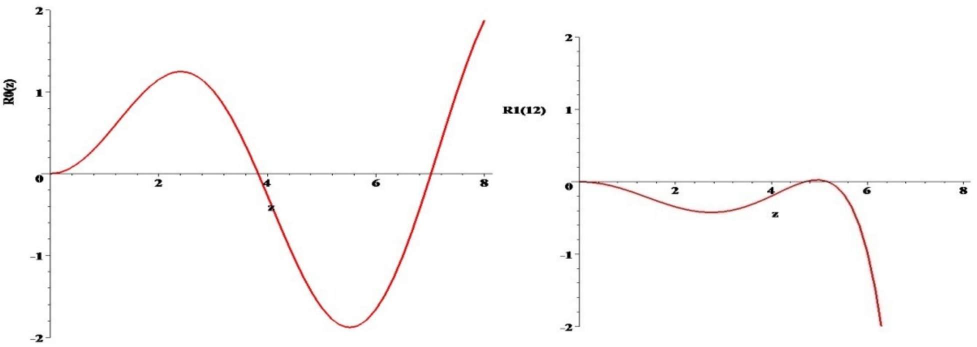
معادله(۱۵) را با استفاده از روابط ۱۲-۱۴ و نیز رابطه ۱۹ و روش جداسازی متغییر ها $\bar{W}(\eta,\theta) = R(\eta)\ \Theta(\theta)$ حل می نماییم که درآن فرض می کنیم که $x = COS(\theta)$ باشد.

$$\eta^2 \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial \eta^2} + \sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial \bar{W}}{\partial \theta} \right) + (a\eta)^2 \bar{W} = -\mu P_0 \eta^4 \bar{P}_1(\eta) \sin^2\theta = -\mu P_0 \eta^4 \rho_1^{-4/3}(\eta) \sin^2\theta \qquad (۲۰)$$

$$\eta^2 \frac{d^2 R}{d\eta^2} + \left[(a\eta)^2 - n(n+1)\right] R = -\mu P_0 \eta^4 \rho_1^{-4/3}(\eta) \frac{\sin^2\theta}{\Theta(x)} \qquad (۲۱)$$

$$R(\eta) = R_0(\eta) + R_1(\eta) = A_0(a\eta) j_n(a\eta) + R_1(\eta) \qquad (۲۲)$$

پاسخ همگن $R_0(\eta) = A_0(a\eta) j_1(a\eta)$ با $A_0 = 1$ در شکل(۱) نشان داده می شود. اولین گره در $z = (a\eta) = 4.5$ واقع می شود.با توجه به پاسخ خصوصی $R_1(\eta)$،ملاحظه می شود کههنگامی که z به سمت بینهایت میل داده می شود، $R_{1(12)}(z)$ واگرا می شود.دامنه مناسبی که می تواند توسط پاسخ همگن رسم شده در شکل (۱) به کار رود، یک چنبره استوایی پلاسمای تقارن محور را نشان می دهد.



شکل ۱:اثرات فشار پلاسما بر محدوده شعاعی ساختارهای پلاسمای دارای تقارن محوری.

نتیجه گیری

باتوجه به روابط بالا مشاهده می کنیم کهپاسخ همگن، یک میدان مغناطیسی سمتی محدود را دارد ویک چنبره پلاسمایی با خطوط میدان چنبرهای بسته ونزدیک به هم را نشان میدهد. آن سوی چنبره پلاسمایی خطوط میدان مغناطیسی باز میشوند وپلاسما دارای محدوده مشترکی نیست. این چنبره پلاسمایی یک ساختار اولیه را برای واکنش مدل باد فراهم میکند. پاسخ غیر همگن بدون حضور

میدان سمتی،سحابی سیارهای دو قطبی را نشان می دهد. طوری که این ساختار های خود سامان یافته ادامه پیدا کرده تا تابع تحول را گسترش داده و یک روش مرزی مجانبی برای چنبره و یک روش غیر مرزی برای گسترش سحابی دو قطبی را بیان نماید ودر نتیجه بتوانیم پراکندگی ناشی از سرعت شعاعی پلاسمای همسانگرد را بررسی کنیم.

مرجع‌ها

[1] Dyson,J.E. and de Vries,J. ,Astrophys.**20**, 223, (1972).
Mellema, G., EulderinkF ., and Icke ,V., Astron. And Astrophys.**252** ,718, (1991). [2]
[3] Kahn,F.D.andWest,K.A.Mon.Not.R.Astron.S.oc**.212,**837.(1985).
[4] Miranda,L.F.,andSolf,J.,Astron.andAstrophys.**260,**397.(1992).
[5] Jordan, S., Werner, K.,andOToole, S.J., Astron. And Astrophys.**432**,237.(2005

وابستگی گسترش طولی میون های ثانویه به اولین نقطه بر هم کنش هادرونی پرتو های کیهانی

سمانه ارباب [۱] ، گوهر رستگارزاده [۲]
[۱و۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان

چکیده
شبیه سازی با استفاده از کد CORSIKA برای پرتوهای کیهانی پروتون، اکسیژن، کلسیم و آهن در انرژی 10^{18} eV و مدل بر هم کنش هادرونی QGSJET II انجام و وابستگی گسترش طولی میون ها به اولین نقطه بر هم کنش بررسی شده است.

Dependence of longitudinal development of muon component to first hadronic interaction point

Arbab, Samaneh[1]; Rastegarzadeh, Gohar[2]
[1,2] Department of Physics, University of semnan

Abstract
Using simulation data longitudinal development of muon in 10^{18} eVCosmic ray primaries Proton, Oxygen, Calcium and Fe is studied.

مقدمه

هنگامی که یک پرتو کیهانی پر انرژی با اتمسفر زمین برخورد می کند، تولید آبشاری از ذرات پر انرژی ثانویه می کند که بهمن گسترده هوائی نامیده می شود.

این ذرات در حین عبور از جو دچار اندرکنش های هادرونی و الکترومغناطیسی متفاوتی می شوند و نهایتاً تعدادی از آن ها به سطح مشاهده می رسند.

مطالعه ی گسترش بهمن در واقع بررسی وابستگی بهمن و خصوصیات ذرات ثانویه با عمق مشاهده می باشد.

مطالعه گسترش طولی الکترون ها که مؤلفه ی اصلی بهمن های هوایی هستند و در واقع درصدزیادی از ذرات ثانویه را تشکیل می دهند، نشان می دهد که اگرچه گسترش طولی آنها به محل اولین نقطه بر هم کنش هادرونی (x_1) و محل عمق بیشینه بهمن هوایی (x_{max}) بستگی دارد، اما این گسترش مستقل از $\Delta x_1 = x_{max} - x_1$ است [۱و۲].

در کار حاضر با استفاده از کد CORSIKA و شبیه سازی پرتو های کیهانی مختلف در انرژی 10^{18} eV به مطالعه ی گسترش طولی میون های ثانویه پرداخته ایم و تفاوتهای آن را با گسترش طولی الکترون ها بررسی کرده ایم .

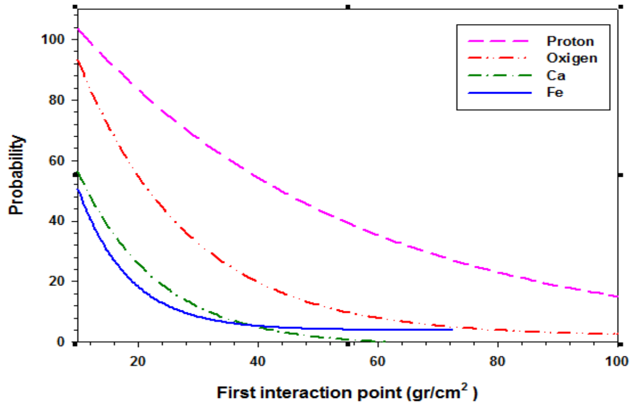
گسترش طولی میون ها

در واقع پارامتری که چگونگی و محل گسترش طولی ذرات ثانویه را تعیین می کند ، x_1 یعنی محل اولین نقطه بر هم کنش است. این پارامتر بطور مستقیم متناسب با میانگین پویش آزاد (λ) است.

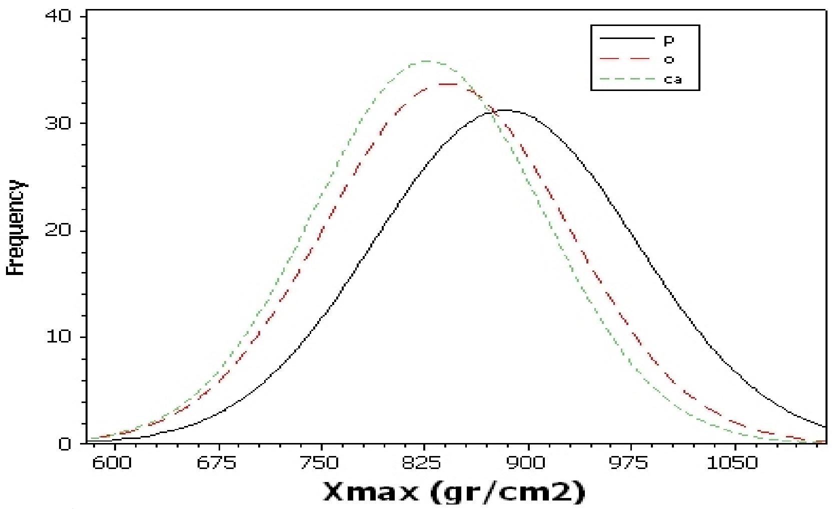
از طرفی $\lambda \sim \frac{1}{\sigma}$ ، پس نهایتاً وابستگی σ به جرم و انرژی است که λ و در نتیجه توزیع x_1 ها را تعیین می کند.

در شکل ۱ منحنی توزیع اولین نقطه بر هم کنش برای اولیه های پروتون، اکسیژن، کلسیم و آهن در انرژی 10^{18} eV برای ۳۰۰ بهمن هوایی (در هر جرم) نشان داده شده است.

همانطور که مشاهده می شود با کاهش جرم توزیع به سمت مقادیر بزرگتر x_1 میل می کند، یعنی هر چه جرم اولیه سنگین تر باشد، پرتو کیهانی میل دارد در عمق های کمتر اندر کنش کند، یعنی سطح مقطع اندرکنش با افزایش جرم زیاد می شود و این بخاطر زیاد شدن تعداد نوکلئون ها و بالا رفتن احتمال اندر کنش می باشد.



شکل ۱. منحنی توزیع اولین نقطه بر هم کنش برای اولیه های پروتون، اکسیژن، کلسیم و آهن در انرژی 10^{18} eV برای ۳۰۰ بهمن هوایی.



شکل ۲. عمق بیشینه ی میون ها را برای سه اولیه پروتون، اکسیژن و کلسیم در انرژی 10^{18} eV

شکل ۲ عمق بیشینه ی میون ها را برای سه اولیه پروتون، اکسیژن و کلسیم در انرژی 10^{18} eV نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود ، مانند الکترون ها با افزایش جرم، بیشینه میون ها نیز در عمق های کمتر سرعت می گیرد. زیرا انرژی در واحد نوکلئون ها برای پرتوی اولیه کم می شود

اما تفاوتی که در اینجا وجود دارد در مقدار عمق های بیشینه میون و الکترون است.

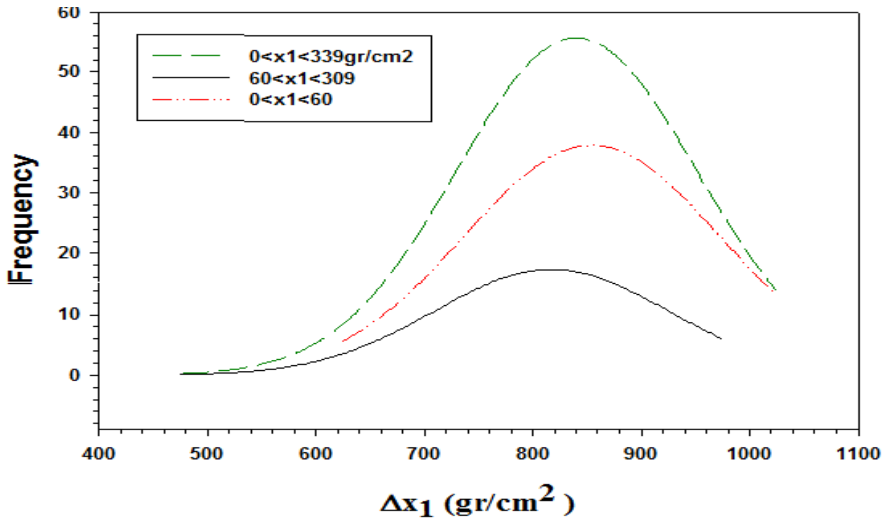
به دلیل کم بودن سطح مقطع اندرکنش میون ها با اتمسفر زمین، میون ها اصولاً در عمق های زیاد به بیشینه ی خود می رسند. برای مثال عمق بیشینه با اولیه ی پروتون در انرژی 10^{18} eV در حدود ۷۲۵ gr/cm^2 است. در حالیکه همانطور که شکل ۲ نشان می دهد، این مقدار در مورد عمق بیشینه ی میون ها (با اولیه ی پروتون) به حدود ۸۸۳ gr/cm^2 می رسد.

وابستگی Δx_1 به x_1

شکل ۳ توزیع Δx_1 بر حسب x_1 را برای سه محدوده ی $0 < x_1 < 60$ و $60 < x_1 < 339$ و $0 < x_1 < 339$ نشان می دهد.

همانطورکه مشاهده می شود در بازه ی $0 < x_1 < 60$ میانگین Δx_1 ۸۵٤/۷ gr/cm^2 و در بازه ی $60 < x_1 < 339$ این مقدار به ۸٦٦/۷۷ gr/cm^2 می رسد که بین این دو مقدار تفاوت آشکاری وجود دارد.

در حالیکه همانطور که قبلاً اشاره کردیم این مقدار در مورد عمق بیشینه ی الکترون ها به x_1 بستگی ندارد [۱و۲].



شکل ۳ . توزیع Δx_1 بر حسب x_1 را برای سه محدوده ی $0 < x_1 < 60$ و $60 < x_1 < 339$ و $0 < x_1 < 339$ را نشان می دهد

علت این تفاوت را میتوان به منشأ اندرکنش های الکترونی و میونی نسبت داد.

میون ها محصولات اندر کنش هادرونی هستند و این اندر کنش ها شدیداً به چگالی جو وابسته هستند[۳]. اما الکترون ها چون محصولات اندر کنش های الکترومغناطیسی هستند و این اندرکنش ها تقریباً مستقل از چگالی جو هستند در نتیجه گسترش طولی آن ها به محل شروع واکنش در جو یعنی اولین نقطه بر هم کنش بستگی ندارد.

نتیجه گیری

گسترش طولی میون ها برای اولیه های مختلف در انرژی 10^{18} eV بررسی شده است.ما نشان داده ایم گسترش طولی میون ها به اولین نقطه بر هم کنش بستگی دارد.

مرجع‌ها

[۱] رستگارزاده، گوهر،ارباب سمانه ؛ «سطح مقطع اندر کنش پرتوهای کیهانی و مطالعه ی وابستگی آن به جرم و انرژی »؛ همایش نجوم و اختر فیزیک زاهدان، دی ۸۹

[۲] رستگارزاده، گوهر،ارباب سمانه ؛ «وابستگی گسترش طولی بهمن های هوایی به اولین نقطه بر هم کنش هادرونی پرتو های کیهانی با اتمسفر زمین»؛ همایش ملی گرانش و کیهان شناسی، دی ۸۹

[3] R Ulrich1, J Blümer, R Engel, F Schüssler and M Unger.*"New Journal of Physics “***11** (2009) 065018

مطالعه خصوصیات بهمن های هوایی مایل

زهرا عظیمی[۱]، گوهر رستگارزاده[۲]
۱دانشکده فیزیک،دانشگاه سمنان

چکیده

با استفاده از کد CORSIKA شبیه سازی برای پرتو کیهانی اولیه ی پروتون در انرژی 10^{16} eV در سه زاویه ی ۰درجه،۳۰ درجه و ۷۰ درجه نسبت به محور بهمن انجام شده است. ما نشان داده ایم که توزیع طولی بهمن های هوایی ناشی از این اولیه با زاویه چگونه تغییر می کند. وابستگی عمق بیشینه بهمن های هوایی و عدم تقارن در گسترش طولی به عنوان تابعی از زاویه تابش بررسی شده است.

Study of inclined extensive air showers characteristics

G.Rastegarzadeh[1], Z.Azimi[2]
[1]Department of Physics, Semnan University

Abstract

Using CORSIKA code and simulation data for 10^{16}eV proton primary in different inclined zenith angles (0, 30, 70) longitudinal development and characteristic of inclined shower are studied. We have shown inclined shower are more asymmetrical than vertical showers.

مقدمه

وقتی ذرات پر انرژی اعم از فوتون ها و پرتوهای کیهانی وارد جو زمین می شوند اندرکنش های پیاپی این ذرات با اتم های هوا تعداد زیادی ذرات ثانویه تولید می کند. در نهایت با افزایش تعداد این ذرات، توده ای از الکترون ها، پوزیترون ها و فوتون های کم انرژی و میون ها ایجاد می شود که با اندرکنش های اتلافی مثل یونش یا تابش ترمزی انرژی از دست می دهند و تولید بهمن هوایی گسترده می کنند. . وابستگی طولی بهمن های هوایی یکی از اولین ویژگی هایی است که معمولا مورد مطالعه قرار می گیرد. . توسعه ی طولی یک بهمن هوایی ، تغییرات تعداد ذرات بهمن به عنوان تابعی از ارتفاع (h) یا عمق اتمسفر(X) است. ارتفاع نسبت به سطح دریا برحسب Km و عمق نسبت به بالای اتمسفر بر حسب gr/cm^2 سنجیده می شود. اهمیت این مشخصه در این است که در یک تک بهمن با مشاهده نور فلورسانس شار ذرات باردار می توان آن را بررسی کرد. این روش معمولا در آرایه های چشم مگس Fly Eyes بکار گرفته می شود [۱] .

علاوه بر این از تحلیل نور چرنکوف و ذرات ثانویه آشکار سازی شده در سطح مشاهده نیز می توان اطلاعاتی در مورد گسترش طولی بهمن بدست آورد [۲] . گسترش طولی بهمن تابعی از فرایندهای هادرونی و الکترومغناطیسی و سطح مقطع ها و طول های تابش مربوط به آنها می باشد. این سطح مقطع ها اولین نقطه بر همکنش را تعیین می کنند و نوسانات اولین نقطه بر همکنش ، نوسانات توسعه طولی بهمن را به همراه دارد. علاوه بر این، سطح مقطع ها تابعی از جرم و انرژی پرتو اولیه نیز هستند. در نتیجه توسعه طولی بهمن تابعی از جرم و انرژی پرتو اولیه می باشد.

ویژگی بهمن های هوایی مایل

رصد خانه پیرـاوژه، بهمن های هوایی مایل را بوسیله آشکارسازهایی که روی سطح زمین قرار دارند و با استفاده از آشکارسازهای فلورسانس و با کارآیی خیلی زیاد آشکار سازی می کند [۳] . در واقع بیشتر رویدادهای مایل قابل مشاهده بین زوایای ۶۰ تا ۹۰ درجه رخ می دهد، چون در زوایای بین ۶۰ تا ۹۰ درجه خصوصیات بهمن های هوایی مایل بیشتر آشکار می شود.

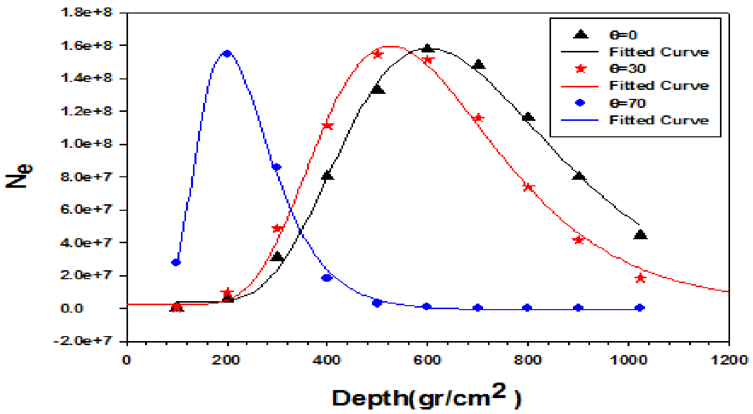
مطالعه بهمن هوایی مایل، کارآیی رصدخانه پیرـ اوژه را افزایش داده است، یکی از این کارآیی ها این است که آشکارسازی نوترینو را امکان پذیر کرده است، از طرفی تفاوت در ویژگی های بهمن های هوایی مایل، راه های جدیدی را برای آنالیز کمیت های دیگر مثل شار فوتون ها و مطالعه تفکیک جرمی باز کرده است [٤] .

در کار حاضر با شبیه سازی ۳۰۰ بهمن هوایی در انرژی ۱۰^{۱۶}eV

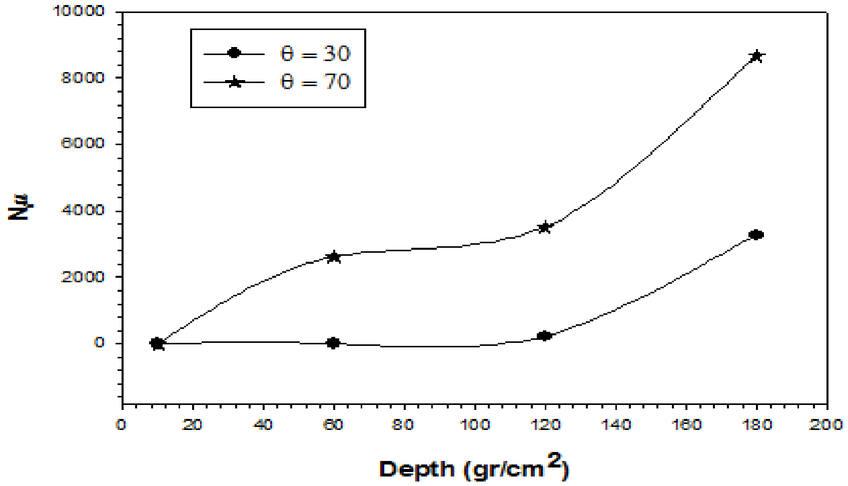
برای اولیه پروتون در سه زاویه ۰ درجه، ۳۰ درجه و ۷۰ درجه به مطالعه پارامتر عدم تقارن (Asymmetry) در توسعه طولی بهمن پرداخته ایم. چون پرتوهای کیهانی در این انرژی های زیاد به دلیل کم بودن داده های تجربی نا شناخته هستند، مطالعه غیر مستقیم این پرتوها از روی داده های شبیه سازی به تحلیل داده های تجربی کمک می کند.

وابستگی گسترش طولی بهمن های هوایی به زاویه تابش

شکل ۱ منحنی تعداد الکترون‌ها بر حسب عمق بیشینه جو برای اولیه پروتون در انرژی eV ۱۰^{۱۶} و در زوایای تابش صفر درجه، ۳۰ درجه و ۷۰ درجه را نشان می دهد. همانطور که در شکل ۱ دیده می‌شود با افزایش زاویه تابش، عمق بیشینه بهمن به سمت مقادیر کمتر میل می‌کند یعنی در واقع تعداد الکترون‌ها کمتر می شود زیرا بهمن‌های هوایی مایل مسافت بیشتری را در جو طی می‌کنند و زودتر از بهمن‌های هوایی افقی تضعیف می‌شوند. شکل ۲ منحنی تعداد میون‌ها بر حسب عمق بیشینه جو برای اولیه پروتون در انرژی eV ۱۰^{۱۶} و در زوایای تابش صفر درجه، ۳۰ درجه و ۷۰ درجه را نشان می دهد. همانطور که در شکل ۲ دیده می‌شود با افزایش عمق تعداد میون‌ها افزایش می‌یابد، همچنین با افزایش زاویه تابش، تعداد میون‌های بیشتری را بر روی سطح مشاهده رصد می‌کنیم، چون با افزایش زاویه تابش، بهمن‌های هوایی مایل مسافت بیشتری را در جو طی کرده در نتیجه بخش الکترومغناطیس بهمن که از فروپاشی π_0 به وجود می‌آید، قبل از این که به سطح زمین برسد، از بین می‌رود. بنابراین میون از طریق جوی که مخلوط با هاله الکترومغناطیسی‌ای که از فرآیند تابش ترمزی، تولید زوج و واپاشی میونی به دست می‌آید، منتشر می‌شود.

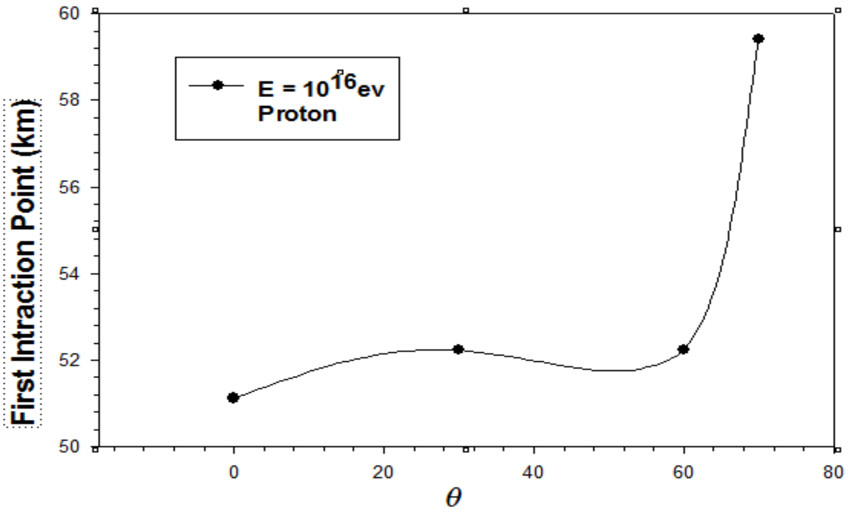


شکل ۱: منحنی تعداد الکترون ها بر حسب عمق اتمسفر برای اولیه های پروتون در انرژی eV ۱۰^{۱۶} و در زوایای (۰ و ۳۰ و۷۰) درجه.



شکل ۲ : منحنی تعداد میون‌ها بر حسب عمق بیشینه جو برای اولیه پروتون در انرژی $۱۰^{۱۶}$ev در سه زاویه (۰ و ۳۰ و ۷۰) درجه.

شکل ۲ منحنی اولین نقطه برهمکنش بر حسب km به عنوان تابعی از زاویه تابش، در چهار زاویه ۰ و ۳۰ و ۶۰ و ۷۰ درجه برای اولیه پروتون در انرژی $۱۰^{۱۶}$ ev را نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۳، با افزایش زاویه تابش اولین نقطه برهمکنش از پایین به بالای جو افزایش می‌یابد، زیرا بهمن‌های هوایی مایل مسافت بیشتری را در جو طی می‌کنند و زودتر تضعیف می‌شوند، در نتیجه زودتر به بیشینه خود می‌رسند.



شکل ۳ : منحنی اولین نقطه برهمکنش بر حسب km به عنوان تابعی از زاویه تابش، در چهار زاویه ۰ و ۳۰ و ۶۰ و ۷۰ درجه برای اولیه پروتون در انـرژی ev $۱۰^{۱۶}$.

همانطور که بیان شد خصوصیات بهمن‌های هوایی مایل در زوایای بزرگتر از ۶۰ درجه خود را بیشتر نشان می‌دهند، بنابراین با توجه به شکل در زوایای بزرگتر از ۶۰ درجه، اولین نقطه برهمکنش به شدت افزایش می یابد که این مطالب را در جدول شماره ۱ مشاهده می‌کنید.

جدول ۱ : مقادیر اولین نقطه برهمکنش بر حسب km به عنوان تابعی از زاویه تابش

θ	۳۰	٦۰	۷۰
First Intraction Point (km)	۵۲	۵۲	۵۹

مسئله مهمتر در بررسی بهمن های مایل توجه به پارامتر عدم تقارن (Asymmetry) می باشد. این پارامتر که معرف تفاوت گسترش طولی در $X< X_{max}$ و $X >X_{max}$ است به تفصیل در [٥] بررسی شده است.

علاوه بر این وابستگی این پارامتر به جرم پرتو کیهانی اولیه نیزدر [٦] بررسی شده است، در واقع با افزایش جرم عدم تقارن در گسترش طولی بهمن های هوایی بیشتر می شود.

در این مقاله وابستگی پارامتر عدم تقارن به زاویه تابش بررسی می شود. پارامتر عدم تقارن (Asymmetry) از روی برازش گسترش طولی با دو تابع زیر انجام می شود.

$$if\ (X < X_{max})$$

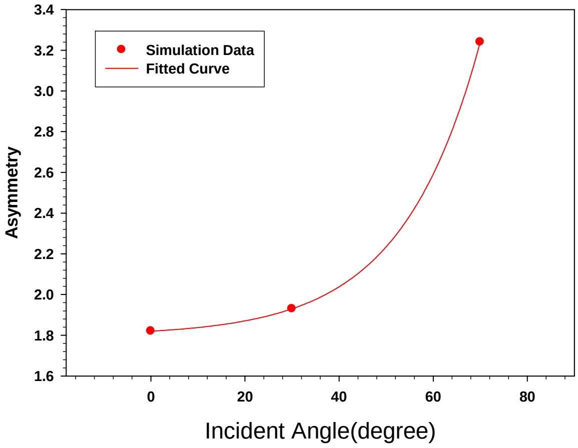
$$N_{\rm part} = N_{max}\ \exp \frac{-(X-X_{\rm max}\ )^2}{sigma^2} \qquad (۱)$$

$$if\ (X > X_{max})$$

$$N_{part}\ =\ N_{max}\ exp \frac{-(X - X_{\rm max})^2}{Asymmetry^2 * Sigma^2} \qquad (۲)$$

در واقع مقدار عدم تقارن از مقایسه پهنای تابع گاوسی در قبل و بعد از X_{max} بدست می آید.

شکل ٤ پارامتر عدم تقارن را برای اولیه پروتون در انرژی $۱۰^{۱٦}$ eV در سه زاویه مختلف تابش نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود با افزایش زاویه تابش عدم تقارن به صورت نمایی زیاد می شود.



شکل٤ : پارامتر عدم تقارن برای اولیه پروتون در انرژی $۱۰^{۱٦}$ eV به عنوان تابعی از زاویه تابش.

نتیجه گیری

شناخت خصوصیات بهمن های مایل در بررسی عناصر نفوذ کننده پرتوهای کیهانی مثل نوترینوها از اهمیت زیادی برخوردار است. ما در این مقاله نشان داده ایم که با افزایش زاویه تابش، عمق بیشینه الکترون ها به سمت مقادیر کمتر و عدم تقارن در گسترش طولی به سمت مقادیر بزرگتر میل می کند.

مرجع ها

[1] J. Belz, APS .. APR X 3002B (2010).
[2] P.k.f.Grider; "*Extensive Air Showers";vol 1., Springer (2010) 84.*
[3] Nellen. L; ICRC, vol 7,(2005) 183.
[4] Ave. M; astro. Ph. (2003) 8523A.
[5] F. CATALANI; International Cosmic Ray Conference, vol 4,(2008)
531-534
[٦] گوهر رستگارزاده، مریم علی بخشی "عدم تقارن در توزیع طولی بهمن های گسترده هوایی" دومین همایش نجوم و اختر فیزیک زاهدان زمستان ۱۳۸۹ .

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

آنالیز منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی جدید نوع جدا SAVS ۲۲۳۹۴۹+۵۸۳۲۵۴

رضا پژوهش[۱]، بتول خزاعی[۲]

[۱] *استادیار گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند،بیرجند*

[۲] *دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه بیرجند،بیرجند*

چکیده

نورسنجی سیستم دوتایی ۲۲۳۹۴۹+۵۸۳۲۵۴ در پایگاه SAVS در صافی V انجام گرفته است. منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی فوق را برای اولین بار با استفاده از نرم افزار PHOEBE و برنامه ویلسون-دوینی (۲۰۰۳) مورد تجزیه و تحلیل قرار دادیم. نتایج این بررسی نشان می دهد سیستم دوتایی فوق از نوع جدا از هم بوده و نسبت جرمی آن ها q=0.5 است.

Light Curve Analysis of New Eclipsing Binary 223949+583254

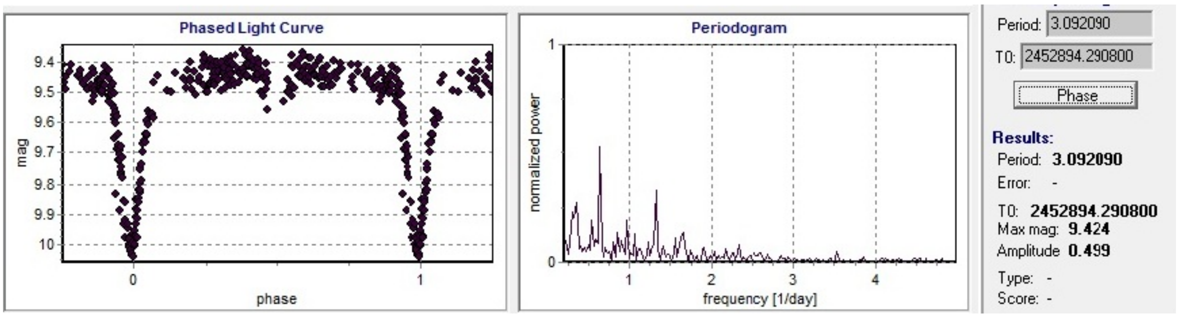
R. Pazhouhesh[1], B. Khazaee[2]
[1] *Prof. Assistant, Physics Department, Birjand University, Birjand*
[2] *M.Sc. student, Birjand University, Birjand*

مقدمه

پایگاه SAVS (Semi-Automatic Variability Search)در سال ۱۹۹۶ م. در دانشگاه نیکولاس کوپرنیک کشور لهستان شروع به کار کرد. در این پایگاه داده های مربوط به نور سنجی (فوتوالکتریک) با تلسکوپ نیمه اتوماتیکی که مجهز به عدسی ۱۳۵/۲،۸ و دوربین CCD نوع SBIG ST-8XE و تلسکوپ Meade LX200 است، جمع آوری شده اند.در سال های ۲۰۰۶ تا ۲۰۰۷ میلادی نزدیک ۷۹۰۰۰ ستاره باروشنایی بیش از قدر ۱۴ در صافی V جانسون جمع آوری شده است. تمامی داده ها و اطلاعات رصدی در وب سایت SAVS موجود است[۱].

سیستم دوتایی ۲۲۳۹۴۹+۵۸۳۲۵۴ یک ستاره متغیر و از نوع سیستم دوتایی گرفتی گزارش شده و داده های نورسنجی آن شامل ۳۰۱ نقطه (برحسب زمان ژولی و قدر)می باشد.در ابتدا با استفاده از نرم افزار Per Sea زمان ژولی کمینه و پریود مداری حرکت دوتایی بدست می آوریم. منحنی نوری این سیستم دوتایی گرفتی در شکل (۱) رسم شده است.

با استفاده از زمان کمینه نوری و پریود حرکت مداری بدست آمده می توان معادله افمری زیر جهت محاسبه زمانهای کمینه بعدی پیشنهاد و مورد استفاده قرار داد.

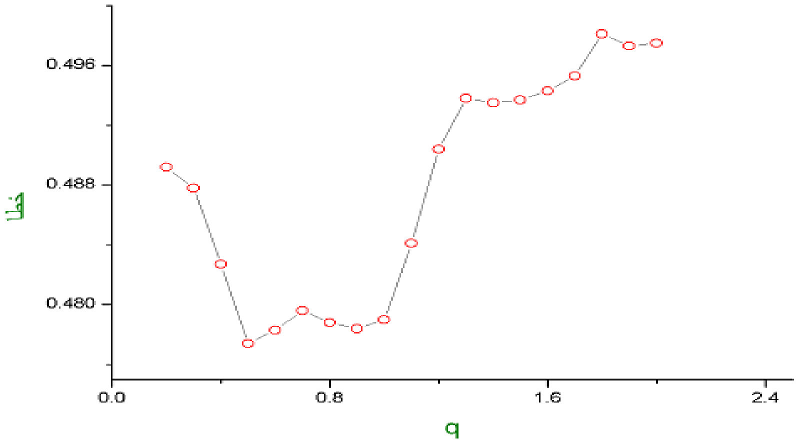


شکل ۱:منحنی نوری، زمان کمینه، پریود مداری

$$HJD = 2452894.2908 + 3.09209 \times E \qquad (۱)$$

آنالیزمنحنی نوری

داده های نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی ۲۲۳۹٤۹+٥۸۳۲٥٤ در فیلترV را با استفاده از نرم افزارهای PHOEBE و برنامه ویلسون–دوینی (۲۰۰۳) مورد تجزیه و تحلیل قرار داده و پارامتر های فیزیکی و هندسی را بدست می آوریم. در ابتدا زمانهای ژولی، JD و قدر سیستم به فاز و شدت تبدیل کرده و این داده ها به صورت یک فایل ورودی در برنامه های ذکر شده مورد استفاده قرار می گیرند. همانطور که میدانیم مهمترین عامل در منحنی نوری ستارگان دوتایی نسبت جرمی دو مولفه است و چون سیستم دوتایی فوق تا کنون طیف سنجی نشده و نسبت جرمی نامشخص است، قبل از تحلیل کامل منحنی نوری ابتدا با استفاده از روش متداول جستجوی q (q search) در پی یافتن نسبت جرمی سیستم دوتایی فوق برآمدیم.بدین منظوراز مد شماره ۲ (سیستم های جدا از هم)برنامه ویلسون استفاده کرده و با انتخاب مقادیر q=0.2 تا q=2.0 و آزاد گذاشتن پارامتر های شیب مداری،i، جابجایی فاز phase shift، خروج از مرکز،e، پتانسیل روچ ستاره اول،Ω_1، پتانسیل روچ ستاره دوم،Ω_2، دمای ستاره دوم،T_2، و ... در پی یافتن جوابی با کمترین مقدار خطا در برنامه DC بودیم. در شکل ۲ منحنی تغییرات نسبت جرمی بر حسب مقادیر خطا رسم شده است.

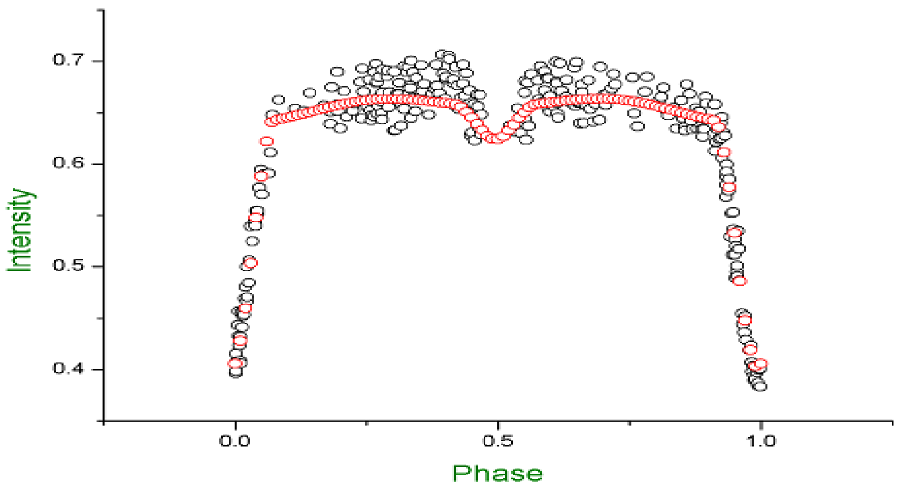


شکل ۲: منحنی تغییرات نسبت جرمی بر حسب خطاهای برنامهDC

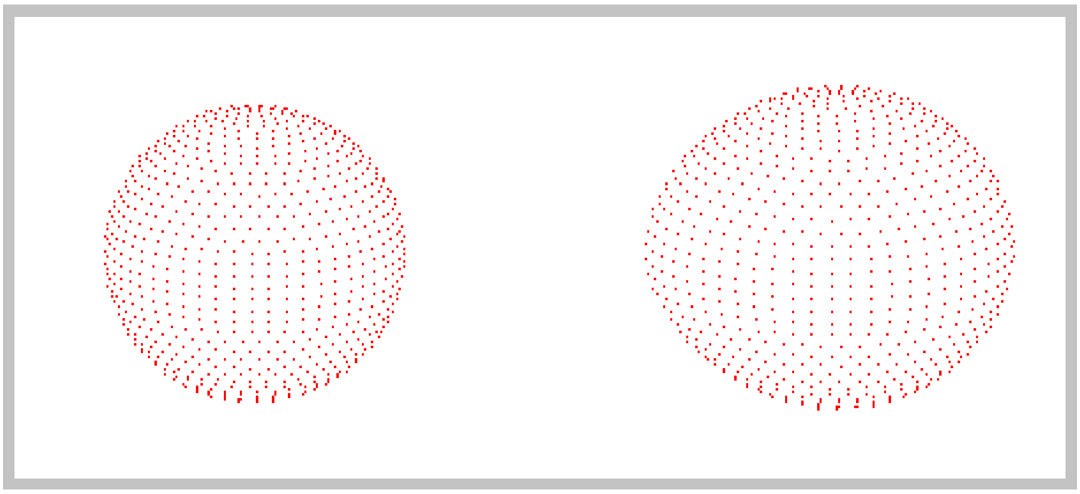
برای این سیستم دوتایی از قانون تاریکی لبه لگاریتمی که به صورت زیر تعریف می شود استفاده گردید:

$$I = I_0 + (1 - x\cos\theta - y\cos\ln(\theta)) \quad (۲)$$

پارامترهای x و y در رابطه بالا بااستفاده از برنامه VHLimb محاسبه گردیدند[1].بعد از چندین بار اجرای برنامه DC و بدست آوردن حداقل مقدار خطا جواب نهایی بدست می آید. پارامترهای فیزیکی و هندسی این سیستم در جدول ۱ آورده شده و منحنی نوری برازش شده در شکل ۳ و نمای سه بعدی این سیستم دوتایی در فاز ۰/۲۵ در شکل ٤ رسم گردیده است.



شکل ۳:منحنی های نوری رصدی و برازش شده



شکل ٤ :نمایی از سیستم دوتایی در فاز ۰/۲۵

جدول۱: پارامترهای فیزیکی و هندسی سیستم دوتایی

مقدار	پارامتر	مقدار	پارامتر
0.2545		۷۳,۲۲۵-+۰,۲۵	
۰,۲۳۹۸		۵,۴۳۷-+۰,۰۶۶	
۰,۲۸۵۸		۵,۳۶۳-+۰,۰۰۵	
0.2426		۰,۳۲۰	
0.2921		۰,۳۲۰	
0.3047	$r_1(point)$	۰,۵۰۰	
0.2999	$r_2(point)$	۸۸۹۲	
۰,۲۴۸۹		۵۰۲۲-+۳۲	
۰,۲۹۹۹		۰,۵۰	q
0.0048	$\sum(\mathrm{Re}s)^2$	۷,۱۶۷-+۰,۸۷	L_{1V}

نتیجه گیری

در این مقاله داده های نور سنجی سیستم دوتایی ۲۲۳۹۴۹+۵۸۳۲۵۴ برای اولین بار بر اساس داده های نورسنجی انجام گرفته موجود در سایت SAVS مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. نتایج این بررسی نشان می دهد،این سیستم دوتایی از نوع جدا از هم بوده و نسبت جرمی آن ها برابر q=0.5 می باشد. همچنین دمای مولفه دوم این سیستم دوتایی ۵۰۲۲ درجه کلوین است که ۳۸۷۰ درجه کمتر از دمای مولفه اول است. برای تعیین نسبت جرمی بایستی این سیستم دوتایی مورد طیف سنجی قرار بگیرد تا از جواب بدست آمده از طریق آنالیز منحنی نوری مطمئن شد.

مرجع‌ها

[1] Van Hamme W. 1993, *AJ* **106**, 2096
[2] Wilson R. E. and Devinney E.J. 1971, APJ **166**, 605
[3] Budding E. and Demircan, O. Introduction to astronomical photometry, (2007), Cambridge University press.
[4]: Http://WWW.astri.uni.torun.PI/gm/SAVS

پنجمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

شبیه سازی اثر سوسوزنی باریون های پنهان

فرهنگ حبیبی[۱]، مارک مونییه[۲]، رضا انصاری[۲]، سهراب راهوار[۳]

[1] *پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران*

[۲] *آزمایشگاه شتابگر خطی، دانشگاه پاریس جنوبی، اورسی*

[۳] *دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران*

چکیده

در این مقاله به چگونگی شبیه سازی اثر سوسوزنی القاء شده بوسیله ی محیط متلاطم می پردازیم. در ابتدا ابرهای سرد مولکول هیدروژن به عنوان کاندیدایی برای ماده تاریک باریونی معرفی می شوند. سپس اثرات اپتیکی این محیط های متلاطم بررسی و شبیه سازی می گردند. در آخر به کمک نتایج شبیه سازی، ارتباطی بین منحنی نوری رصد شده و خواص محیط متلاطم بدست می آید.

Scintillation Simulation for Missing Baryons

F. Habibi[1], M. Moniez[2] R. Ansari[2], S. Rahvar [3]

[1] *School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran*
[2] *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-SUD 11, Orsay*
[3]*Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran*

Abstract

Cold molecular clouds may be one of the ultimate candidates for missing baryons of our Galaxy. Considering themas primordial matter (remanning from BBN epoch) they contain no absorbing dust. Moreover, molecular hydrogen can be excited only in UV band which is invisible for terrestrial observers. Also, these hypothesized clouds are supposed to be deposited in outer disc and halo in thermal equilibrium with CMB and thus, are cold with negligible thermal radiation. Such properties make them transparent objects for terrestrial observers. In this article, we consider the turbulence of these transparent media and simulate their optical properties. We show, for certain circumstances, they can produce significant flux fluctuation to the light of the background source called scintillation. Through simulation, we succeed to make relation between flux dispersion of light curves and the turbulence properties of the molecular clouds.

مقدمه

مشاهدات اثر ریزهمگرایی نشان داده اند که مقدار ماده ی فشرده باریونی موجود در هاله د راه کاهکشان به اندازه ای نیست که تمامی ماده ی باریونی گمشده ی کهکشان را توضیح دهد[۱]. از این رو ابرهای رقیق متشکل از مولکول سرد هیدروژن یکی از آخرین نامزدهای ماده تاریک باریونی هستند. از آنجایی که این ابر های مفروض نخستین، متعلق به زمان هسته زایی، دمایی کمتر از ۱۰ درجه کلوین دارند، تابش گرمایی ناچیز و قابل صرف نظر کردن است. افزون بر این، قطبش پذیری ناچیز مولکول هیدروژن آن را از برهمکنش با موج الکترومغناطیس باز می دارد[۲]. تنها باندی که مولکول هیدروژن راتشدید می کند طول موج فرا بنفش است که

برای ناظر زمینی قابل آشکارسازی نیست. تمامی این شرایط باعث شفاف بودن این ابرهای مفروض برای ناظر زمینی می شود. اندازه گیری منحنی نوری ستارگان واقع در پشت این محیط گازی نامرئی و مشاهده ی اثر سوسوزنی می تواند راهی باشد برای آشکار سازی این محیط ها. اگر تلاطم موجود در این محیط ها قادر به ایجاد افت و خیز قابل ملاحظه در چگالی محیط باشد، جبهه ی موج نور ستاره ی زمینه را مختل می کند و اختلاف فاز به وجود می آورد. جبهه ی موج اعوجاج یافته مطابق قوانین پراش اپتیکی انتشار می یابد و شدت نور ستاره ی زمینه دچار افت و خیز می شود. به دلیل وجود سرعت نسبی بین چشمه، ابر و ناظر، طرح روشنایی (طرح پراش) صفحه ی ناظر را جاروب می کند و ستاره زمینه سوسو می زند. بسته به فواصل نسبی بین چشمه، ابر و ناظر و همچنین شدت افت و خیز چگالی ابر، تباین قوی یا ضعیف شدت نور را در منحنی نوری چشمه شاهد خواهیم بود. همچنین اثر سوسوزنی زمان های مشخصه ای دارد که تابعی از طول موج هستند. از این رو با رصد چشمه در باند های مختلف می توان اثر سوسوزنی را از سایر تغییرات دوره ای ذاتی چشمه متمایز کرد. با مشاهده تعداد زیادی ستاره که در پشت محیط متلاطم جای گرفته اند می توانیم بر شدت تلاطم موضعی (شعاع پخش) در راستای خط دید حد بگذاریم و از این راه ساختار های ظریف تر محیط را بررسی کنیم[۳].

شبیه سازی اثر سوسوزنی

برای شبیه سازی این اثر، با استفاده از تقریب صفحه ی نازک، ابر را به صورت محیطی دو بعدی (صفحه ی ی فاز) همراه تلاطم کلمگروف در نظر می گیریم. مطابق این تقریب، اختلاف فاز القا شده به جبهه ی موج عبوری صرفا ناشی از چگالی ستونی ملکول های ابر است:

$$\phi(x,y) \;=\; \frac{2\pi}{\lambda}\,\delta(x,y) \;=\; \frac{(2\pi)^2\,\alpha}{\lambda}\,N_l(x,y)$$

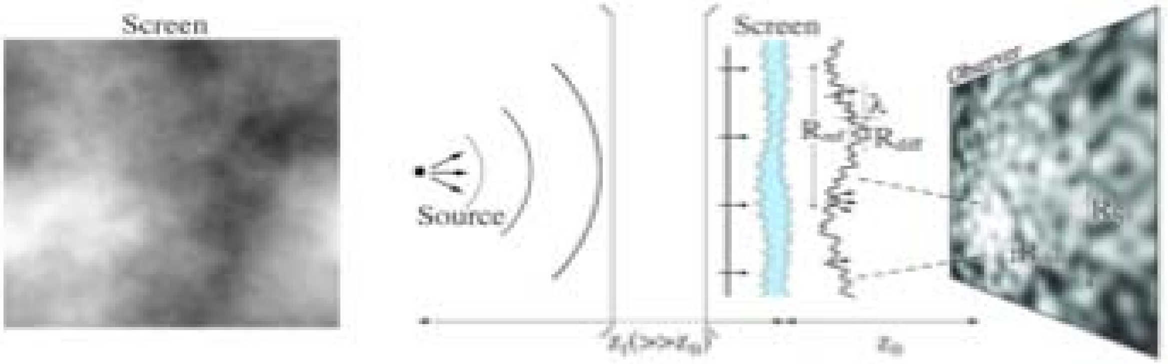
که اختلاف فاز و اختلاف راه نوری نسبت به خلا است. قطبش پذیری ملکول هیدروژن، طول موج و خ چگالی ستونی هستند. بنابر تعریف، شعاع پخش فاصله ی عرضی بین دو نقطه از صفحه ی فاز است که اختلاف فاز به طور متوسط در آن فاصله یک رادیان باشد. با در نظر گرفتن این تعریف شعاع چنین بدست می آید:

$$R_{diff}(\lambda) = 263\,km \times \left[\frac{\lambda}{1\mu m}\right]^{\frac{6}{5}} \left[\frac{L_z}{10\,AU}\right]^{-\frac{1}{5}} \left[\frac{\sigma_{3n}}{10^9\,cm^{-3}}\right]^{-\frac{6}{5}},$$

که س اندازه ی ابر در راستای خط دید است و د۳ پراکندگی چگالی سه بعدی مولکول های ابر است. با توجه به این رابطه، چگالی طیفی صفحه ی فاز چنین بدست می آید:

$$S_\phi(q_x,q_y) \;=\; \frac{R^2_{diff}}{2\,(2\pi)^{\beta-1}\,f(\beta)}\,(R_{diff}\,q)^{-\beta}.$$

کهβ نمای تلاطم (برابر ۳/۱۱ برای تلاطم کلمگروف) q متغیر فضای فوریه (معکوس طول) و f عدد ثابتی است. با استفاده از رابطه ی فوق و شبیه سازی مونت کارلو مولفه های فوریه فاز را به صورت عددی تولید می کنیم و با محاسبه تبدیل عکس فوریه یک نمود از صفحه ی فاز را در فضای پیکربندی بدست می آوریم. تصویر سمت چپ شکل یک، نمونه ای از صفحه ی فاز تولید شده است.



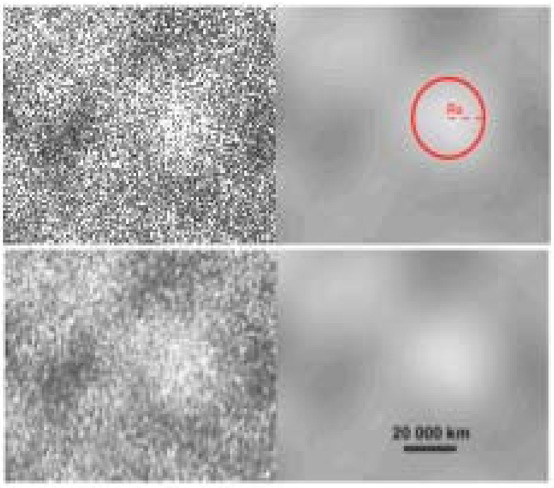
شکل۱: چپ: شبیه سازی صفحه ی فاز نوعی. مناطق تیره تر مبین اختلاف فاز بیشتر هستند. راست: طرح کلی سوسوزنی. جبهه ی موج تخت پس از ورود به محیط متلاطم دچار اعوجاج شده و به سمت صفحه ی ناظر منتشر می شود و طرح پراشی را شکل می دهد. به خاطر سرعت نسبی حاکم بر راستای دید، طرح پراش صفحه ی ناظر را جاروب کرده و ناظر در منحنی نوری چشمه ی نور افت و خیز مشاهده می کند که سوسوزنی نام دارد.

پس از تولید فاز با محاسبه انتگرال هویگنس-فرنل طرح پراش (طرح روشنایی) را در صفحه ی ناظر (زمین) برای چشمه نور نقطه ای محاسبه می کنیم:

$$A_0(x_0, y_0) = \frac{e^{ikz_0}}{2i\pi R_F^2}\frac{e^{ikr_{12}}}{z_1} A \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{i\phi(x_1,y_1)} e^{i\frac{(x_0-x_1)^2+(y_0-y_1)^2}{2R_F^2}} dx_1 dy_1$$

انتگرال فوق روی صفحه ی فاز (ابر متلاطم) گرفته می شود. Z_1 فاصله ابر تا چشمه نور است و Z_0 فاصله ابر تا زمین. شعاع فرنل:

$$R_F = \sqrt{z_0/k} = \sqrt{\lambda z_0/2\pi}$$

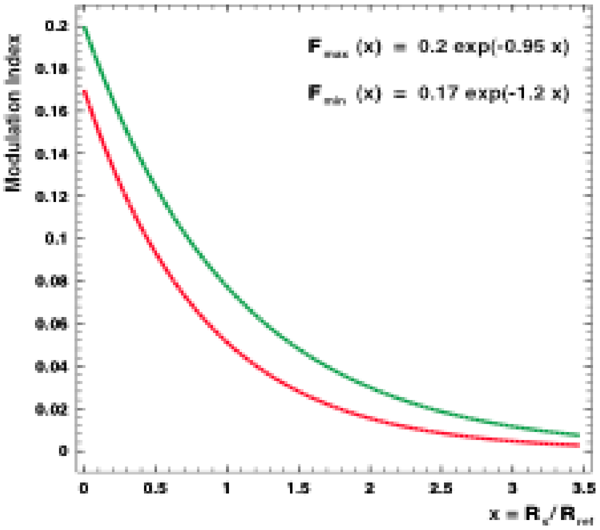


شکل۲: دو تصویر سمت چپ شبیه سازی طرح روشنایی (پراش) نوعی برای یک چشمه ی نقطه ای را نشان می دهند. در تصویر پایینی، پهنای باند فیلتر رصد در شبیه سازی منظور شده است. همانطور که دیده می شود دو مقیاس افت و خیز نوری وجود دارد. یکی در مقیاس کوچک (پر بسامد) و دیگری در مقیاس های بزرگ.
تصاویر سمت راست شبیه سازی طرح روشنایی نوعی برای چشمه ی نور گسترده را با شعاع افکنش Rs نشان می دهد. اندازه ی ستاره مانند فیلتری عمل می کند که فقط مقیاس های بزرگتر از خود را، عبور می دهد. بنابراین افت و خیز های نور با بسامد زیاد حذف می شوند و تغییرات بزرگ مقیاس نور باقی می مانند که با Rref نشان داده می شوند. این معادل باقی ماندن افت و خیزها با مقیاس زمانی طولانی تر است. در تصویر پایینی اثر فیلتر رصد در نظر گرفته شده که اثر چندانی بر طرح روشنایی چشمه نور گسترده ندارد.

در شکل دو تصویر بالا سمت چپ شکل دو طرح روشنایی نوعی بدست آمده از شبیه سازی را برای چشمه ی نقطه ای نشان می دهد. تصویر پایین سمت چپ همین شکل طرح پراش چشمه ی نقطه ای برای فیلتر باند Ks تلسکوپ NTT را نشان می دهد. تصویر محوتر با کنتراست پایین تر است. برای شبیه سازی با چشمه ی گسترده می باید طرح چشمه ی نقطه ای با افکنش پروفایل ستاره (Rs) روی صفحه ی ناظر کانوولوت کنیم. تصویر بالا سمت راست نتیجه را نشان می دهد. همانطور که دیده می شود، افت و خیز های پر بسامد نرم شده اند و فقط مناطق بزرگ روشن و خاموش (Rref) باقی مانده اند. تصویر پایین راست شکل دو طرح پراش چشمه ی نقطه ای را به همراه فیلتر رصد نشان می دهد که اثر فیلتر قابل صرف نظر کردن است. اندیس مدولاسین (نسبت پراکندگی شدت نور به شدت نور میانگین) طرح روشنایی چشمه ی نور گسترده با افزایش فاکتور x کاسته می شود:

$$x = \frac{R_S}{R_{ref}(\lambda)} = \frac{r_s R_{diff}(\lambda)}{\lambda z_1} \sim 2.25 \left[\frac{\lambda}{1\mu m}\right]^{-1} \left[\frac{r_s/z_1}{R_\odot/10\,kpc}\right] \left[\frac{R_{diff}(\lambda)}{1000\,km}\right].$$

که rs شعاع ستاره است. شکل سه تغییرات اندیس مدولاسین را بر حسب فاکتور x نشان می دهد. با استفاده از نمودار بدست آمده می توانیم اندیس مدولاسین مشاهده شده از روی منحنی نوری یک ستاره را متغیرهای سوسوزنی (از جمله شعاع پخش) مربوط سازیم و ویژگی های مربوط به تلاطم ابر مورد کاوش را بدست آوریم. از این راه می توانیم حدی بر مقدار باریون موجود در محیط متلاطم قرار دهیم.



شکل۳: تغییرات اندیس مدولاسین (نسبت پراکندگی شار ستاره به شار میانگین) بر حسب فاکتور x=Rs/Rref. با زیاد شدن اندازه ی ظاهری ستاره اندیس مدولاسیون کاهش می یابد. این نمودار از ۷۰۰ نمود مختلف صفحه ی فاز به ازای شعاع های پخش مختلف، ستارگان با انواع مختلف و فواصل مختلف ابر و چشمه از ما ساخته شده است. فضای بین دو منحنی افت و خیز یک سیگمای اندیس مدولاسیون بدست آمده از شبیه سازی ها را نشان می دهد. رصد هایی با دقت نورسنجی کمتر از یک درصد به آشکار سازی سوسوزنی با اندیس مدولاسیون نسبتا کم قادر خواهند بود. بطور کلی محیط های پر تلاطم (شعاع پخش کوچک) و ستارگان زمینه با اندازه ی زاویه ای کم قادر به تولید اثر قوی سوسوزنی (اندیس مدولاسیون زیاد) هستند.

مرجع‌ها

[1] Moniez, M., IDM2008 - identification of dark matter 2008, Stockholm : Suède (2008)
[2] Pfenniger, D., Combes, F. Is dark matter in spiral galaxies cold gas? II. Fractal models and star non-formation. 1994, A&A 285, 94-118
[3] Habibi, F. et al. Astronomy and Astrophysics 525 (2011) A108

مدل r-mode در یک لایه کروی چرخان مغناطیسی

شهرام عباسی،[۱و۲] میشل ریتورد[۳و۴] و وحید رضانیا[۵]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان و [۲]پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، تهران

[۳] دانشگاه تولوز، تولوز فرانسه و [۴]CNRS، تولوز، فرانسه

[۵] دانشکده فیزیک، دانشگاه گرانت مک اوان، ادمونتون، کانادا

چکیده

*تأثیر مشترک چرخش و میدان های مغناطیسی بر روی نوسانات شاره های ستاره ای هنوز از لحاظ تئوری دقیقاً شناخته شده نیست. این پدیده امواج آلفون[۱] و امواج اینرسی را با هم در می آمیزد. ستاره های نوترونی نمونه ای هستند که هر دوی این اثرات می توانند در آن ها حاضر و تأثیر گذار باشند. هدف ما این است که این مسئله را در قالب ناپایداری های **r-mode** در ستاره های نوترونی در حالی حل کنیم که با امواج گرانشی جفت شده باشند.*

*ما یک پوسته کروی در حال چرخش را در نظر می گیریم که پر از یک سیال دارای گرانروی و با رسانش الکتریکی بی نهایت باشد وبروش اختلالات مدل را بررسی می کنیم در هنگامی که یک میدان مغناطیسی دو قطبی لایه ی سیال را کاملاً در گرفته باشد.ما یک تحلیل عددی گسترده را انجام دادیم که نتایج آن نشان داد که نوسانات **r-mode** (m=2) هنگامی تحت تأثیر میدان مغناطیسی قرار می گیرد که عدد لنارد[۲] (نسبت سرعت آلفون به سرعت چرخش آن) بالاتر از مقدار کمینه ای باشد که خود متناسب با یک چهارم توان عدد اِکمن (مقیاس بدون بعد سنجش گرانروی) باشد. این مقیاس را می توان به عنوان محل تطابق پهنای لایه های داخلی مُدهای اینرسی با امواج آلفون در نظر گرفت. هنگامی که این مدل را برای ستاره های نوترونی به کار بگیریم، در می یابیم که تنها میدان های مغناطیسی ای که شدت آن ها بالاتر از 10^{14} G باشد قادر به ایجادنا پایداری در نوسان **r-mode** خواهند بود.*

An r-mode in a magnetic rotating spherical layer: application to neutron stars

S. Abbassi [1,2], M. Rieutord[3,4] and V. Rezania[5]

[1]School of Physics, Damghan University, PO Box 36715-364, Damghan, Iran
[2]School of Astronomy, Institute for Studies in Theoretical Physics and Mathematics, PO Box 193 95-5531, Tehran, Iran
[3]Universit´e de Toulouse, UPS–OMP, IRAP, Toulouse, France
[4]CNRS, IRAP, 14, Avenue EdouardBelin, F-31400 Toulouse, France
[5]Department of Physical Sciences, Grant MacEwan University, Edmonton T5J 4S2, Canada

Abstract

The combined impact of rotation and magnetic fields on oscillations of stellar fluids is stillnot well known theoretically. It mixes Alfv´en and inertial waves. Neutron stars are a placewhere both effects may be at work. We aim to solve this problem in the context of ther-mode instability in neutron stars, as it appears when these modes are coupled to gravitationalradiation.
We consider a rotating spherical shell filled with a viscous fluid of infinite electrical conductivityand analyse propagation of model perturbations when a dipolar magnetic field isbathing the fluid layer. We perform an extensive numerical analysis and find that the m =2 r-mode oscillation is influenced by the magnetic field when the Lehnert number (the ratioof Alfv´en speed to rotation speed) exceeds a value proportional to the

---

[1]Alfv´en
[2]Lenhert number

one-fourth power ofthe Ekman number (a non-dimensional measure of viscosity). This scaling is interpreted asthe coincidence of the width of internal shear layers of inertial modes and the wavelengthof the Alfv´en waves. Applied to the case of rotating magnetic neutron stars, we find thatdipolar magnetic fields above 10^{14} G are necessary to perturb the r-mode instability.

مقدمه

بسیاری از سیستم های اخترفیزیکی رفتار تپش را از خود نشان می دهند که می تواند به شدت تأثیر پذیرفته از میدان مغناطیسی و چرخش به طور همزمان باشد. ستاره هایی که نوسانات بسیار سریع دارند (roAP)، کوتوله های سفید مغناطیسی، ستاره های نوترونی و همچنین هسته های داغ سیارات در این دسته قرار می گیرند. اما در ستاره های نوترونی عامل دیگری به نام نوسانات r-mode موجب شده است که در سال های گذشته جستجوهای بسیاری برای توصیف این پدیده با استفاده از آن ها انجام شود (برای مشاهده یک گزارش مروری به اندرسون ۲۰۰۳ مراجعه شود). این نتایج نشان داده اند که این مُدها به سادگی با تابش گرانشی کوپل می شوند و سپس ناپایدار می شوند و در نتیجه باعث می شوند که ستاره نوترونی تکانه زاویه ای خود را از دست بدهد. اما این امکان وجود دارد که این پدیده بوسیله تمام مکانیزم های dissipative که با نوسانات r-mode کوپل می شوند کم شود و یا به کلی متوقف گردد. اما هیچ یک از سناریوهای موجود قادر به توصیف ناپایداری ها در دماهای پایین نیستند.

از طرفی این کاملا واضح است که میدان مغناطیسی عضو بسیار مؤثری در فیزیک شاره های ستاره های نوترونی است و لذا این احتمال وجود دارد که کانال های کم کردن ناپایداری r-mode با استفاده از آن اثر خود را وارد کنند. تا کنون مطالعات بسیاری برای تعیین شیوه تأثیرگذاری میدان مغناطیسی بر این امواج انجام شده است (رزولا و همکاران ۲۰۰۰ و ۲۰۰۱، مندل و کینلی ۲۰۰۵). هدف این مطالعه جستجو به دنبال کانال های دیگری برای کاهش تأثیر نوسانات r-mode (m=2) یک ستاره نوترونی است خصوصاً زمانی که گرانروی و میدان مغناطیسی هر دو حاضر باشند.

مدل

ما یک ستاره در حال چرخش را به شکل یک هسته با رسانش الکتریکی بی نهایت در نظر می گیریم که توسط یک لایه کروی از سیال احاطه شده است. نسبت شعاع هسته داخلی به شعاع لایه بیرونی را با η نشان می دهیم. گرانروی جنبشی و پارامتر کاهش دهنده مغناطیسی را با ν و ν_m نشان می دهیم. ستاره با فرکانس ثابت $\Omega = \Omega e_z$ حول محور z می چرخد. هسته ستاره عامل بوجود آورنده میدان مغناطیسی متقارن حول محور است که که تمام لایه بالایی را می پوشاند. بعلاوه سیال را تراکم ناپذیر در نظر می گیریم. در ادامه برای توصیف سیستم از تقریب معادلات کلاسیکی هیدرودینامیک (MHD) استفاده شده است.

میدان مغناطیسی با تقارن محوری که لایه سیال را در برگرفته است به این شکل است:

$$B_0 = B_p \cdot R^3 \left(\frac{\cos\theta}{r^3} e_r + \frac{\sin\theta}{2r^3} e_\theta \right) \quad (1)$$

که در آن $(e_r, e_\theta, e_\varphi)$ بردارهای واحد دستگاه مختصات کروی هستند و B_p دامنه میدان مغناطیسی بر روی سطح قطب های ستاره است.
با استفاده از این، معادلات حرکت برای یک سیال تراکم ناپذیر را می توان به این شکل نوشت:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\cdot\nabla v + 2\Omega\times v = -\nabla p/\rho - \nabla\Phi_{\rm eff} + \frac{1}{\mu_0\rho}(\nabla\times B)\times B + \nu\Delta v,$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla\times(v\times B) + \nu_{\rm m}\Delta B \qquad (۲)$$

$$\nabla\cdot B = 0,$$

$$\nabla\cdot v = 0,$$

که در آن $\Phi_{\rm eff} = \Phi - \Omega^2 r^2 \sin^2\theta/2$ پتانسیل گرانشی مؤثر است و μ_0 گذردهی مغناطیسی خلأ است.بعلاوه در این معادلات v سرعت میدان مغناطیسی، B بردار میدان مغناطیسی کلی (میدان دوقطبی بعلاوه اختلال) و $\nu_{\rm m} = 1/(\mu_0\sigma)$. در ادامه محاسبات پارامترهای بالا ابتدا بی بعد شده و سپس از آن ها استفاده شده است.

با خطی کردن معادلات هیدرودینامیکی (۲) و تبدیل آن ها به u جنبشی و b مغناطیسی، می توان اختلالات بسیار کوچک را اندازه گرفت. ما فرض می کنیم که این اختلالات بستگی زمانی ای به شکل $e^{\lambda t}$ داشته باشند که در آن $\lambda = \tau + i\omega$ (τ آهنگ کاهش و ω تپش است) واز متغیرهای بی بعد زیر استفاده می کنیم:

$$v \to V_\Omega u(r)e^{\lambda t},$$
$$B \to B_{\rm p}B(r) + B_{\rm p}b(r)e^{\lambda t}, \qquad (۳)$$
$$\rho \to \rho_o,$$

در نتیجه معادلات (۲) به این شکل در می آیند:

$$\lambda\nabla\times u + \nabla\times(e_z\times u) = Le^2\nabla\times[(\nabla\times b)\times B] + E\nabla\times\Delta u,$$

$$\lambda b = \nabla\times(u\times B) + E_{\rm m}\Delta b,$$

$$\nabla\cdot u = 0,$$

$$\nabla\cdot b = 0, \qquad (٤)$$

که در آن B میدان مغناطیسی دوقطبی موقت را نشان می دهد.

برای حل دسته معادلات (٤) به صورت یکتا شش شرط مرزی نیاز است. در روی مرز داخلی اختلالات میدان مغناطیسی تنها مؤلفه مماسی دارند چراکه فرض شده بود هسته رسانایی بی نهایت داشته باشد. بر روی سطح $r=R$ میدان مغناطیسی کلی با میدان بیرونی (میدان دوقطبی) در روی مرز برابر است. و برای میدان سرعت هم می توان از شرایط مرزی بدون فشار و یا بدون لغزش استفاده کرد. برای مرزهای داخلی و بیرونی میدان مغناطیسی شرایط مرزی متفاوتی صادق است. در داخل، اختلالات وارد بر میدان الکتریکی عمود بر هسته رسانا است و برای میدان مغناطیسی مماس است. این شرط سه معادله زیر را بدست می دهد.

$$b_r = 0,$$

$$\frac{E_\mathrm{m}}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rb_\theta) = -u_\theta B_r,$$

$$\frac{E_\mathrm{m}}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rb_\varphi) = -u_\varphi B_r. \qquad (5)$$

میدان مغناطیسی بیرون سطح ستاره از روی تابع پتانسیلی بدست می آیند که در بی نهایت واگرا نشود. دسته معادلات (٤) به همراه شرایط مرزی، یک مسئله ویژه مقداری تعمیم یافته را بدست می دهند که ویژه مقدار آن λ و ویژه بردارهای آن (u,b) هستند که می توان آن ها را با محاسبه عددی بدست آورد. مقادیر معمول استفاده شده برای متغیرها در ستاره های نوترونی عبارتند از:

$$B_\mathrm{p} \sim 10^{12}\mathrm{G}, \quad \rho \sim 10^{17}\ \mathrm{kg\ m^{-3}}, \quad R \sim 10\ \mathrm{km},$$

$$\Omega = 2\pi\nu_s \sim 1900\ \mathrm{rad\ s^{-1}},$$

$$\sigma \sim 5.2\times10^{17}\ \mathrm{ohm^{-1}m^{-1}}, \quad \nu \sim 0.32\ \mathrm{m^2\ s^{-1}},$$

$$\nu_\mathrm{m} \sim 1.5\times10^{-12}\ \mathrm{m^2\ s^{-1}}.$$

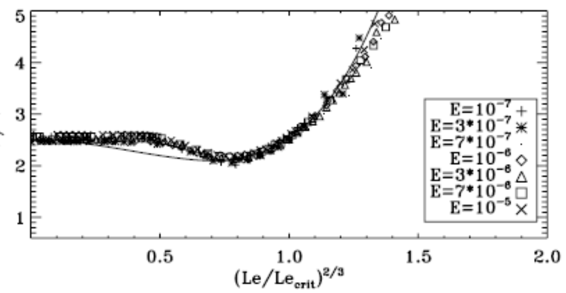
برای حل معادله ویژه مقداری آن ها را با روش ریتورد (۱۹۸۷،۱۹۹۱) بر روی هارمونیک های کروی تصویر می کنیم.

یافته ها

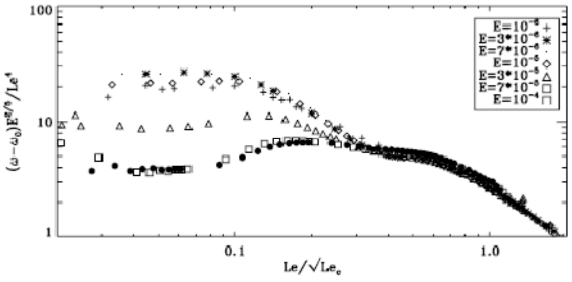
از آنجا که ما یک میدان مغناطیسی با عدد پراندتل بی نهایت تصور کرده بودیم دیدیم که شرایط مرزی در روی سطح هسته داخلی از توع بدون لغزش خواهند بود. این بدان معناست که برای $Le \to 0$ آهنگ افت از قانونی بدست می آید که توسط ریتورد (۲۰۰۱) محاسبه شده بود:

$$\tau = -\frac{35}{2^{7/2}}\frac{1+\eta^6}{1-\eta^7}\mathcal{I}_2\sqrt{E}, \qquad (٦)$$

در شکل (۱) آهنگ افت را برای اعداد اکمن و لنارد متفاوت رارسم کرده ایم. منحنی های بدست آمده نشان می دهند که هرچه عدد لنارد بیشتر شود (یعنی هر چه میدان مغناطیسی بالاتر برود) مقدار آهنگ افت ابتدا کاهش می یابد و سپس به شدت افزایش می یابد. بعلاوه با توجه به شکل (۲) تغییرات فرکانس نوسانات ***r-mode*** بر حسب اعداد لنارد و اکمن متفاوت، نشان می دهد که یک رابطه مقیاسی برای $\omega - \omega_0$ وجود دارد. خصوصاً برای میدان های مغناطیسی ضعیف $\omega \simeq \omega_0 + \omega_1 Le^4,\ \omega_1 > 0$.

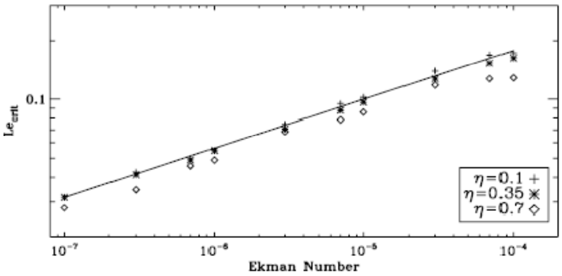


(شکل ۱)

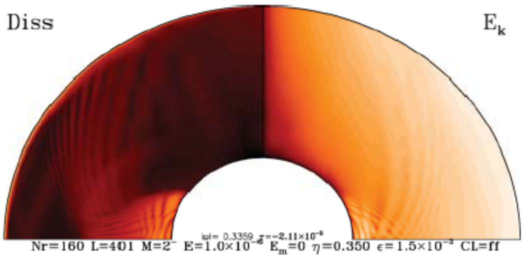


(شکل ۲)

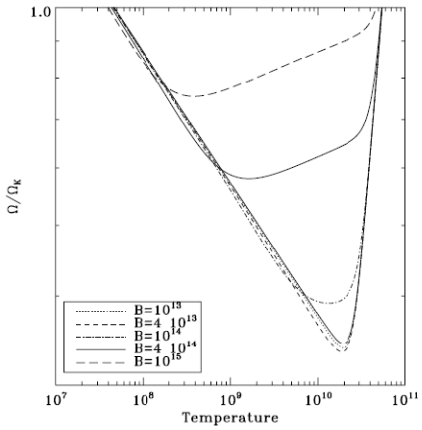
در شکل (۳) نشان داده شده است که عدد لنارد حدیرفتاری بسیار نزدیک به $E^{1/4}$دارد.در واقع $Le_c = 1.78E^{1/4}$. لذا میدان های مغناطیسی تنها در صورتی در دینامیک سیستم تأثیر گذار خواهند بود که عدد لنارد آن ها از این مقدار حدی بالاتر باشد. با در نظر گرفتن طبیعت نوسانات **r**-mode که توسط یک میدان مغناطیسی دو قطبی مختل شده باشند می توان قانون مقیاسی $E^{1/4}$ برای عدد لنارد حدی که بالاتر از آن میدان مغناطیسی تأثیر گذار خواهد بود را درک کرد. اگر عدد لنارد خیلی بالاتر از این مقدار حدی باشد، نوسانات ***r-mode*** به کلی از بین می روند (شکل ٤).



(شکل ۳)



(شکل ٤)



مرجع‌ها

[1]Andersson N., 1998, ApJ, 502, 708
[2] Andersson N., 2003, Class. Quantum Gravity, 20, 105
[3] Cuofano C., Drago A., 2010, Phys. Rev. D, 82, 084027
[4] Flowers E., Itoh N., 1976, ApJ, 206, 218
[5] Friedman J. L., Morsink S. M., 1998, ApJ, 502, 714
[6] Glampedakis K., Andersson N., 2006, MNRAS, 371, 1311
[7] Haskell B., Andersson N., 2010, MNRAS, 408, 1897
[8] Lee U., 2005, MNRAS, 357, 97
[9]] Lehnert B., 1954, ApJ, 119, 647
[10] Lindblom L., Owen B., Morsink S., 1998, Phys. Rev. Lett., 80, 4843
[11] Lindblom L., Mendell G., Owen B., 1999, Phys. Rev. D, 60, 104014
[12] Mendell G., 2001, Phys. Rev. D, 64, 4009
[13] Rezzolla L., Lamb F. K., Shapiro S. L., 2000, ApJ, 531, L139
[14] 64, 104014
[15] Rieutord M., 1987, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 39, 163
[16] Rieutord M., 1991, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 59, 185
[17] Rieutord M., 2001, ApJ, 550, 443

[18] Rieutord M., Valdettaro L., 1997, J. Fluid Mech., 341, 77
[19] Rieutord M., Georgeot B., Valdettaro L., 2001, J. Fluid Mech., 435, 103
[20] Rincon F., Rieutord M., 2003, A&A, 398, 663
[21] Schmitt D., 2010, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 104, 135

بررسی اثر باد برشاره های برافزایشی با پهن رفت غالب در حضور میدان مغناطیسی با سه مولفه (r,φ,z)

جمشید قنبری،[1]آرزو تاج محمدی[1]
[1]گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

مقدمه

ما اثر باد در جریانها برافزایشی با پهن رفت غالب در حضور میدان مغناطیسی با سه مولفه بررسی می کنیم . فرض می کنیم گاز ایزوترمال باشد برای مطالعه جریانهای برافزایشی حل خود مشابه مناسب است. آهنگ جرم برافزایشی با شعاع به صورت یک مقدار $M^{\bullet} \propto r^{s+\frac{1}{2}}$ که s سرعت صوت می ثابت است.ما نشان می دهیم که وجود باد باعث کاهش سرعت شعاعی، سرعت سمتی و شود..

کلمات کلیدی: برافزایش،جریان برافزایشی،باد،برون ریزی

مقدمه

برافزایش روی جسم مرکزی از مهمترین منابع انرژی در جهان است.مدل دیسک برافزایشی استاندارد نازک که از نظر هندسی ضخیم است با موفقیت بیشتر ویژگیهای مشاهده شده در هسته کهکشانهای فعال ودوتایی های پرتو X را توضیح می دهد[۱].
دلایلی وجود دارد که مراحل برافزایش دیسک اغلب با آهنگ کاهش جرم در دیسک به شکل باد یا برون ریزی می پیوندد. مکانیزم کاهش جرم در میکروکوازارها و ستارگان جوان و کوتوله های سفید مشاهده شده است[۲].جرم است [۳]. منابع $M^{\circ} \propto r^{s}$ جریانهای برافزایشی با خروج باد کاهش می یابد آهنگ کاهش جرم به صورت کاهش جرم مانند دما ،تابش،وگرما و میدان مغناطیسی وجود دارد [٤].مدل دیسکهای برافزایشی در سالهای اخیر زیاد مورد مطالعه قرار گرفته مدل دیسک استاندارد توسط شا کورا وسانیوف در سال ۱۹۷۳ و جریانهای برافزایشی با پهن رفت غالب وجریانهای برافزایشی بدون اثر تابشی توسط نارایان ویی و..مطالعه شده است.در سال ۲۰۰۸ دانگ
را روی جریانهای برافزایشی با پهن رفت غالب بررسی کردند ولی آنها (r,φ,z)زانگ و دای اثر میدان با سه مولفه اثر باد را در کار خود در نظر نگرفتند ما کار آنها را توسعه داده واثر باد را در جریانهای برافزایشی با
پهن رفت غالب ووجود میدان سه مولفه ای بررسی می کنیم.

معادلات اساسی

و همه کمییتها فقط $\frac{H}{R} \prec 1$ و فرض می کنیم $(\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0)$ما دیسک را بدون چرخش در نظر می گیریم وابسته به r باشند از اثرات نسبیتی چشم پوشی می کنیم، از پتانسیل نیوتونی استفاده می کنیم و از الگوی وشکسانی α استفاده می کنیم .

معادله پیوستگی

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r)+\frac{1}{2\pi}\frac{\partial M^{\circ}{}_w}{\partial r}=0 \qquad (۱)$$
$$v_r \prec 0 \qquad ,\Sigma = 2\rho H$$
$$M^{\circ}{}_w=\int 4\pi r' m^{\circ}{}_w(r')dr'$$

معادله پیوستگی به شکل زیر نوشته می شود.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r)=2\rho^{\circ}H \qquad (۲)$$

آهنگ کاهش جرم در واحد حجم و H ضخامت دیسک می باشد . معادله شعاعی حذکت به شکل زیر نوشته ρ° که

$$v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}=\frac{v_\varphi{}^2}{r}-\frac{GM_*}{r^2}-\frac{1}{\Sigma}\frac{d}{dr}(\Sigma C_s^2)-\frac{1}{2\Sigma}\frac{d}{dr}(\Sigma C_z^2+\Sigma C_\varphi^2)-\frac{C_\varphi^2}{r} \qquad (3)$$

سرعت صوت می باشد.همچنین C_sسرعت سمتی و v_φسرعت شعاعی، v_r

$$C_{r,\varphi,z}^2=B_{r,\varphi,z}^2/(4\pi\rho)$$

z انتگرال معادله اندازه حرکت در راستای

$$r\Sigma v_r\frac{d}{dr}(rv_\varphi)=\frac{d}{dr}(r^3\nu\Sigma\frac{d\Omega}{dr})+r\Sigma C_\varphi C_r+\frac{r^2C_r}{\sqrt{\Sigma}}\Sigma\frac{d}{dr}(\sqrt{\Sigma}C_\varphi)-\frac{(lr)^2}{2\pi}\Omega\frac{dM^{\circ}}{dr} \qquad (٤)$$

مربوط به خروج ماده به بیرون است و $l=1$ بدون چرخش $l=0$به طوری که حالت

$$\nu=\alpha C_s H \qquad (۵)$$

همچنین معادله انرژی به شکل زیر نوشته می شود.

(٦)

$$\frac{\Sigma v_r}{\gamma-1}\frac{dC_s^2}{dr}-2Hv_rC_s^2\frac{d\rho}{dr}=\frac{f\alpha\Sigma C_s^2}{\Omega_k}r^2(\frac{d\Omega}{dr})^2$$

ما به سه مولفه مغادله القا نیاز داریم.

۳. حل خود مشابه

قرض می کنیم کمیتهای فیزیکی در جهت شعاعی خود مشابه باشند. درالگوی خود مشابه سرعتها به شکل زیر در نظر گرفته می‌شوند.

$$v_r(r)=-C_1\alpha\sqrt{\frac{GM}{r}} \qquad v_\varphi(r)=C_2\sqrt{\frac{GM}{r}} \qquad C_s^2(r)=C_3\frac{GM}{r}$$
$$C_{r,\varphi,z}^2=\frac{B_{r,\varphi,z}^2}{4\pi\rho}=2\beta_{r,\varphi,z}\frac{GM}{r} \qquad (۷)$$

فرض می کنیم چگالی سطحی به شکل زیر تعریف شود.

$$\Sigma=\Sigma_{\circ}r^s \qquad (۸)$$

همچنبن خواهیم داشت

$$\rho^{\bullet} = \rho_{\circ}^{\bullet} r^{s-\frac{5}{2}} \qquad , B_{\varphi}^{\bullet} = B_{\circ}^{\bullet} r \frac{s-5}{2} \qquad M_{w}^{\bullet} = M_{\circ}^{\bullet} r^{s+\frac{1}{2}} \qquad m_{w}^{\bullet} = m_{\circ}^{\bullet} r^{s-\frac{1}{2}} \tag{۹}$$

با جانشین کردن حل خود مشابه و روابط بالادر معادلات اساسی به معادلات زیر می رسیم.

$$C_1 = \frac{M_{\circ w}^{\bullet}}{2\pi\alpha\sqrt{GM}(s+1/2)} \tag{۱۰}$$

$$C_3 = \frac{H_{\circ}^2}{2H_{\circ}\sqrt{\beta_r \beta_z}(\frac{s-1}{2}) + 1 + \beta_{\varphi} + \beta_r} \tag{۱۱}$$

$$-\frac{1}{2}C_1^2\alpha^2 = C_2^2 - \left[(s-1) + \beta_z(s-1) + \beta_{\varphi}(s+1)\right]C_3 \tag{۱۲}$$

$$-\frac{1}{2}C_1C_2\alpha = -\frac{3}{2}\alpha(s+1)C_2C_3 + C_3(s+1)\sqrt{\beta_r\beta_{\varphi}} - \frac{I^2}{2\pi\Sigma_{\circ}}\frac{M_{\circ w}}{\sqrt{GM}}(s+\frac{1}{2}) \tag{۱۳}$$

$$(\frac{1}{\gamma-1} + (s-1))C_1C_3 = \frac{9}{4}fC_2^2C_3 - \frac{1}{4}\eta C_1 \tag{۱۰}$$

این معادلات به روش عددی حل می شوند.

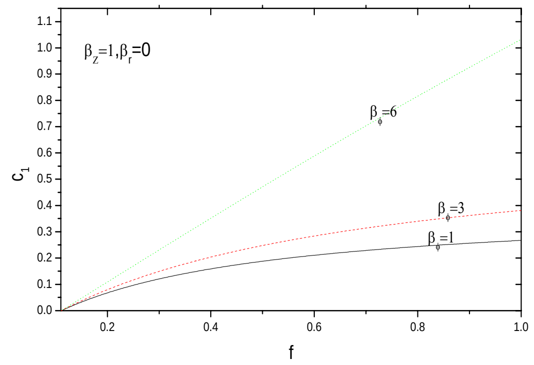
نتایج

نمودار ۱ نشان میدهد که با افزایش پهن رفت سرعت شعاعی افزایش می یابد در این حالت ریزش ماده به شمت داخل و در نتیجه سرعت به سمت داخل افزایش می یابد. همچنین با افزایش میدان سمتی سرعت شعاعی زیاد می شود.

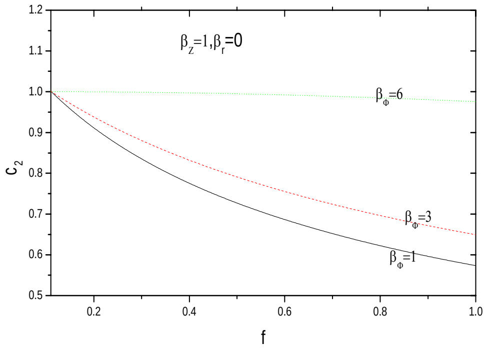
در نمودار ۲ مشاهده می شود با افزایش پهن رفت سرعت سمتی کاهش یافته وبا زیاد شدن میدان سمتی سرعت سمتی افزایش می‌یابد.در نمودار ۳ مشاهده می شود با افزایش پهن رفت سرعت صوت زیاد شده وبا زیاد شدن میدان سمتی نیز سرعت صوت افزایش می یابد.

نمودار ٤ تغییرات سرعت شعاعی با تغییر پارامتر باد نشان داده شده با افزایش پارامتر باد خروج ماده به سمت بیرون زیاد شده وسرعت شعاعی کم می شود

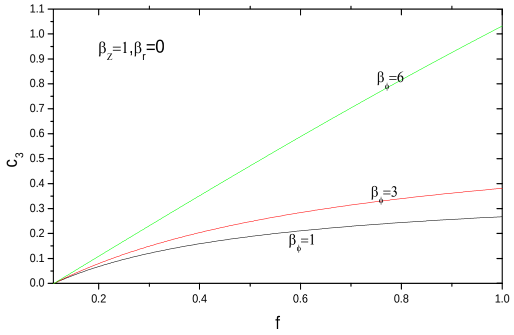
نمودار ٥ نشان می دهد با افزایش پارامتر باد سرعت سمتی کاهش می یابد و در نمودار ٦ مشاهده می شود با افزایش پارامتر باد سرعت صوت نیز کاهش می یابد.



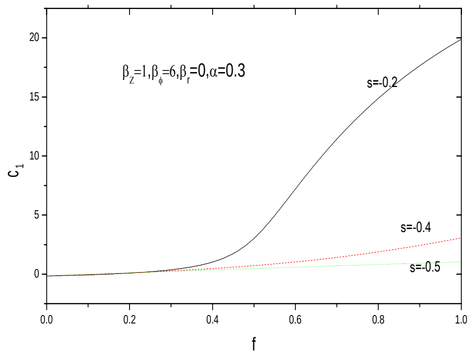
نمودار ۱



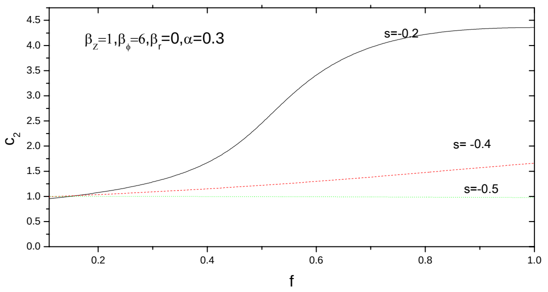
نمودار ۲



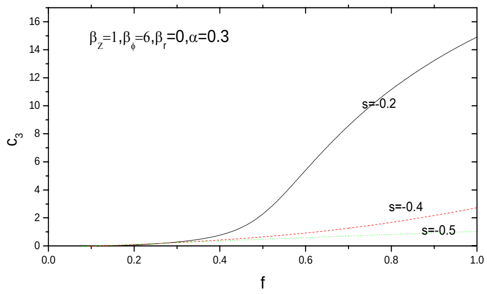
نمودار ۳



نمودار ٤



نمودار ٥



نمودار ٦

مراجع

[1]Shakura N. I., & Sunyaev, R.A. 1973, A&A, 24, 337
[2]Narayan R., & Yi, I. 1994, ApJ, 428, L13
[3]Blandford R. D., Begelman M, 1999, MNRAS, L
[4] Fukue J., 1989, PASJ, 41, 123

تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی جدید نوع تماسی SAVS 225630+335311

رضا پژوهش[۱]، وحید راغب[۲]

[۱]استادیار گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

[۲]دانشجویکارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در این مقاله منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی جدید +335311SAVS225630 رابرای اولین بار با استفاده از نرم افزارهایPHOEBE و برنامه ویلسون-دوینی مورد تجزیه وتحلیل قرار داده و پارامتر های فیزیکی وهندسی آ ن را بدست آورده ایم.

Light Curve Analysis of New Eclipsing Binary SAVS 225630+335311

R. Pazhouhesh[1], V. Ragheb[2]

[1]Prof. Assistant, PhysicsDepartment,Birjand University, Birjand

[2]MSc. Student, PhysicsDepartment,Birjand University, Birjand

Abstract

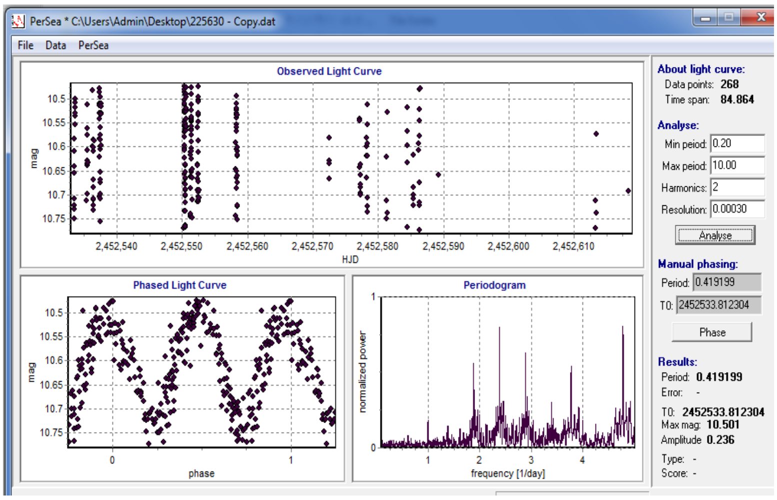
In this paper we have analyzed lightcurveof new contact eclipsing binary star SAVS225630+33531 byusing PHOEBEsoftware andWilson-DeviniProgramfor thefirst time. We obtained physicaland geometrical parameters of system.

مقدمه:

همانطور که میدانیم بیش از ۵۰درصد ستارگان آسمان را سیستمهای دوتایی ها تشکیل میدهند.لذا سیستم های دوتایی گرفتی کاندیداهای مناسبی جهت بدست آوردن پارامترهای فیزیکی و هندسی وهمچنین تعیین موقعیت تحولی ستارگان در نمودار RHمی باشد.

ستاره 225630+335311SAVSاولین بار در سال ۲۰۰۹ میلادی به عنوان یک ستاره متغیر کشف گردید. نورسنجی این ستاره در رصد خانه دانشگاه نیکلاس کوپرنیک کشور لهستان انجام گرفت و نوع آن ستاره دوتایی گرفتی تعیین شد. داده های نورسنجی با استفاده ازتلسکوپ نیمه اتوماتیکی که مجهز به دوربینی با عدسی ۱۳۵/۲،۸ جهت عکس برداری از صفحه آسمان و یکدستگاه دوربینCCDنوعSBIG- ST – 8XEدر صافی Vجانسون در سال ۲۰۰۹ میلادی انجام شده است. داده های نور سنجی این سیستم دوتایی از سایت SAVSقابل دسترسی است[2].برای تعیین زمان کمینه نوری (HJD_0)و پریود حرکت مداری (P)از نرم افزارPerSeaاستفاده گردید [5]. با کمک این نرم افزار رابطه افمری زیر را بدست آوردیم:

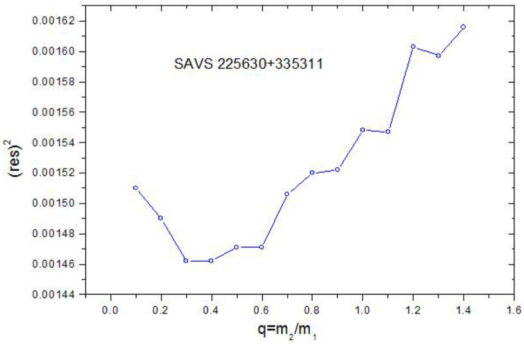
با کمک رابطه بالا می توان زمان کمینه های بعدی این سیستم را پیش بینی کرد. هم چنین منحنی نوری و مقادیر زمان کمینه و پریود حرکت مداری در شکل (۱) رسم شده است.



شکل(۱):منحنی نوری, پریود وزمان کمینه

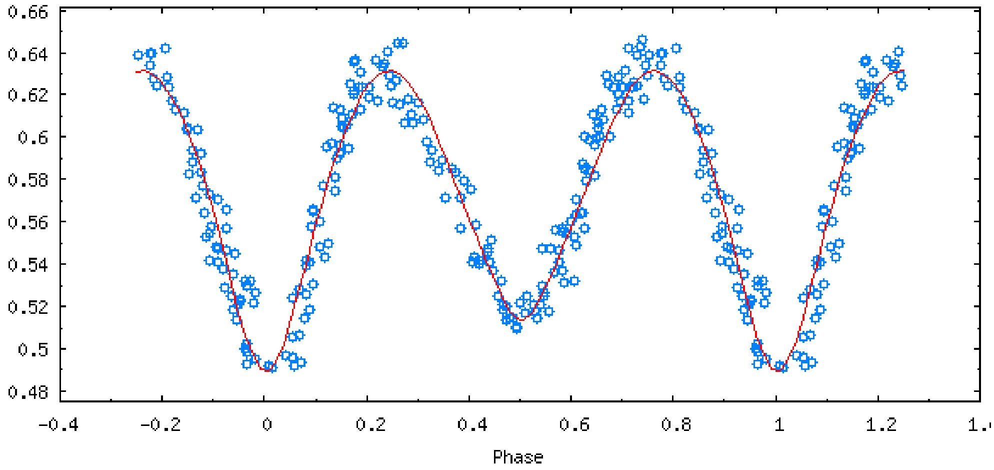
تحلیل منحنی نوری

برای آنالیز منحنی وتعیین پارامترهای فیزیکی وهندسی این سیستم دوتاییابتداداده هاراکه برحسب قدر وزمان ژولی است ، به شدت و فاز تبدیل کرده و این داده ها به عنوان فایل ورودی برنامه LC و DC مورد استفاده قرار گرفت. سپس به کمک نرم افزار Phoebe مد ۳(سیستمهای تماسی) برای سیستم انتخاب گردید. ضرایب تاریکی لبه با کمک برنامه VHLimbاستخراج و محاسبه گردیدند[1]. چون رده طیفی این سیستم نامشخص است، لذا به عنوان یک مدل و جواب،دمای ستاره اصلی را ۶۰۰۰درجه کلوین وثابت فرض می کنیم. همچنین ضریب تاریکی گرانشی برای هر دوستاره در حالت همرفتیو برابر 0.32انتخاب گردید.سپس با آزاد گذاشتن پارامترهای زاویه میل مداری،i ، دمای مولفه دوم،T_2،روشنایي ستاره اول،l_1 ، پتانسیل روچ ستاره اول،Ω_2 ، و تغییر پارامتر q از مقدار 0.2 تا 1.6برنامه DC را اجرا می کنیم. با استفاده از برنامه تصحیحات جزیی (DC)مقادیر خطا را بدست می آوریم و نمودار تغییرات خطا را بر حسب qرسم می کنیم تا کمترین مقدار خطای برنامه DC مشخص شود. شکل (۲) تغییرات نسبت جرمی و خطاهای برنامه را نشان می دهد. باتوجه به شکل کمترین مقدار q مربوط به مقدار 0.3است، لذا q=0.3 اولیه برای برنامه LCوDC انتخاب گردید.



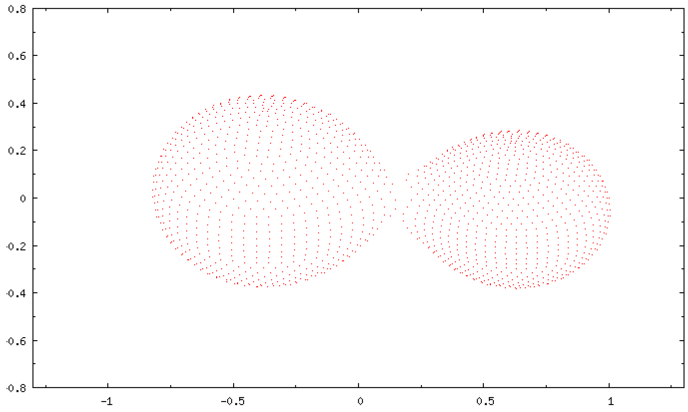
شکل(۲):منحنی تغییرات نسبت جرمی

حال با ثابت قرار دادن پارامتر q سایر پارا مترهای سیستم را بدست آورده و بهترین تطبیق را بین منحنی های نوری رصدی و نظری بدست می آوریم. شکل (۳)منحنی های نوری رصدی و منحنی نوری نظری (برازش شده) را که با اجرای برنامه LC بدست آمده است نشان می دهد.



شکل(۳): نمودار منحنی های نوری رصدی و برازش شده سیستم دوتایی گرفتی

هم چنین درشکل (٤) نمای سه بعدی سیستم دوتایی در فاز ۰,۲۵(زمان بیشینه نور دوتایی) رسم گردیده است



شکل (٤):موقعیت سه بعدی دو ستاره نسبت به یکدیگر در فاز ۰,۲۵

و در نهایت پارامتر های فیزیکی و هندسی بدست آمده این سیستم دوتایی در جدول (۱) نشان داده شده است.

جدول۱: پارامترهای فیزیکی و هندسی سیستم دوتایی

پارامتر	صافیV	پارامتر	صافیV
i	۵۸,۰۱۸-+۰,۷۱۵	q	۰,۳۲۵-+۰,۰۰۳
	۲,۳۸۷-+۰,۰۱۳		۵,۸۱۱۷-+۰,۰۹۸
	۲,۳۸۷-+۰,۰۱۳		۲/۱۵٦۲
	۰,۳۲۰		۰,٤٤۷۳-+۰,۰۰۲۸
	۰,۳۲۰		۰,۲۹۷۹-+۰,۰۰۳۱
	۰,۵۰۰		۰,٤۸۱۱-+۰,۰۰۳۸
	۰,۵۰۰		۰,۳۱۳۰-+۰,۰۰۳۷
	٦۰۰۰		۰,۵۱۳۸-+۰,۰۰۵۲
	۵۵۹۷-+۱۳		۰,۳۵۸۳-+۰,۰۰٦۸
l_3	۰,۰	$\sum(res)^2$	۰,۰۰۱٤٦

نتیجه گیری:

در این مقاله داده های نور سنجیسیستم دوتایی ۲۲۵٦۳۰+۳۳۵۳۱۱ برای اولین بار بر اساس داده های نورسنجی انجام گرفته موجود در سایت مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. نتایج این بررسی نشان می دهد،این سیستم دوتایی از نوع تماسی بوده و نسبت جرمی آن ها برابر ۰,۳۲۵ می باشد. همچنین دمای مولفه دوم این سیستم دوتایی ۵٦٤۲ درجه کلوین است که ۳۵۸ درجه کمتر از دمای مولفه اول است. برای تعیین نسبت جرمی دقیق بایستی این سیستم دوتایی مورد طیف سنجی قرار بگیرد تا از جواب بدست آمده از طریق آنالیز منحنی نوری مطمئن شد.

مراجع:

[1] Budding, E., Demircan, O., Introduction to astronomicalphotometry, (2007), Cambridge University press.
[2] http://www.astri.uni.Torun.pl/gm/savs
[3] Van Hamme W. 1993, *AJ* **106**, 2096
[4] Wilson, R. E., "Computing Binary Star Observables" ,(1998), Astronomy Department,University of Florida, Gainesville, FL 32611

تورم ناکمینه و مسئله فریم‌هادر نسبیت عام

مهدی شکری ،کوروش نوذری
گروه فیزیک،دانشکده علوم پایه،دانشگاه مازندران

چکیده
یک مدل تورمی که درآن میدان تورمی باگرانش جفتیدگی ناکمینه دارد،درنظرمی‌گیریم.فضای پارامترهای مدل راتامراتب دوم وسوم پارامترهای غلطش آهسته بررسی می‌کنیم و سپس پارامترهای تورمی رابرای فریم های جردن و اینشتین درموردپتانسیل آشوبناک به‌دست می‌آوریم ودرنهایت از داده های مشاهده‌ای WMAP7+BAO برای قضاوت درباره مسئله فریم هااستفاده می‌کنیم.

Non-minimal inflation and the issue of frames

Mehdi Shokri, Koroush Nozari
Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract
We consider an inflationary model that inflaton has a non-minimal coupling with gravity. We survey the parameters space of the model up to the second and third order of the slow roll parameters and then we find inflation parameters in both Jordan and Einstein frame for chaotic potential. Finally, based on the observational data WMAP7+BAO, we judge about the issue of frames.

مقدمه

درمدل استاندارد یک میدان اسکالر به‌نام میدان تورمی مسئول به‌پیش بردن تورم است که این میدان اسکالر با گرانش جفتیدگی کمینه دارد اما در بسیاری از سناریوهای کیهان‌شناختی نمی‌توان جفتیدگی مستقیم بین میدان‌ها را نادیده گرفت. زیرا این اندرکنش در حد تصحیحات کوانتومی میدان اسکالر تعیین‌کننده به‌نظر می‌رسد حتی در حد کلاسیک هم برای داشتن یک نظریه گرانشی بازبهنجارش - پذیر ضروری است. پارامتر ξ ثابت جفتیدگی نام داردومقدارآن می‌تواند در نتیجه تورم موثر باشد. حضور جمله جفتیدگی ناکمینه مشکلات زیادی را برای ما به‌وجود می‌آورد به‌طوری‌که به ازای برخی مقادیر ξ دسترسی ما به تورم در مقایسه با جفتیدگی کمینه سخت‌تر می‌شود.ازاینرو تبدیلات همدیس می‌تواند به عنوان یک ابزار ریاضی مفید برای گذار از فریم جردن به فریم اینشتین استفاده شود. در این وضعیت ممکن است که مسئله فریم‌ها مطرح شود که برطبق آن به نظر می‌رسدعلیرغم این‌که تبدیلات همدیس، تبدیلاتی هم‌ارزازنظر ریاضی هستند،در بعضی موارد اختلافی در نتایج دو فریم مشاهده می‌شود. بر طبق کارهای انجام شده توسط دیگران این دو فریم در حد کلاسیک تناقضی ندارند اما به نظر می‌رسد که در حضور تصحیحات کوانتومی این اختلاف ظاهر می‌شود.در مسئله فریم‌ها هدف پیدا کردن فریم فیزیکی از بین دو فریم است. این کار می‌تواند بااستفاده از تطبیق نتایج به‌دست‌آمده برای پارامترهای تورمی تا مراتب دوم و سوم پارامترهای غلطش آهسته باداده‌های مشاهده‌ای تورمی WMAP7+BAO انجام شود.

معادلات در فریم جردن

فرم کنش برای جفتیدگی ناکمینه میتواند به‌صورت زیر نوشته شود:

$$s=\int d^4x\sqrt{-g}\left(\frac{1}{2\kappa^2}R-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi-V(\varphi)+\frac{1}{2}\xi R\varphi^2\right)$$

که‌درآن،جمله‌آخرنمادجفتیدگی ناکمینه‌است.بااستفاده‌ازتعریف‌سیال‌کامل‌وکاربردمتریک FRW برای عالم همگن و همسانگرد ،در نهایت معادلات فریدمان و کلاین-گوردون درحضور تقریب غلطش آهسته برای تورم بصورت زیر به‌دست می‌آیند:

$$3H\dot{\varphi}\approx\frac{\left[4\kappa^2\xi\varphi V-\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\right)V_{,\varphi}\right]}{1+\kappa^2\xi\varphi^2\left(1+6\xi\right)}\quad \text{و} \quad H^2\approx\frac{\kappa^2}{3\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\right)}V(\varphi)$$

دراین وضعیت پارامترهای غلطش آهسته بصورت زیر $\zeta=\frac{V'H}{2\pi\dot{\varphi}^2}$، $\eta\equiv\frac{-\ddot{H}}{H\dot{H}}$، $\varepsilon\equiv\frac{-\dot{H}}{H^2}$ تعریف می‌شوند.که‌این پارامترها برای مورد خاص پتانسیل‌آشوبناک $V=\frac{1}{2}M^2\varphi^2$ بصورت زیربه‌دست می‌آیند:

$$\varepsilon=\frac{2\left(1-\kappa^2\xi\varphi^2\right)}{\kappa^2\varphi^2\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\left(1+6\xi\right)\right)}\quad \text{و} \quad \eta=\frac{-8\xi}{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\left(1+6\xi\right)\right)}+\frac{4\xi\left(1+6\xi\right)}{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\left(1+6\xi\right)\right)^2}\left[\kappa^4\xi^2\varphi^4-1\right]$$

$$\zeta=\frac{9M\varphi^2}{2\pi}\left(\frac{\kappa^2}{6\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\right)}\right)^{\frac{3}{2}}\left[\frac{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\left(1+6\xi\right)\right)}{\kappa^2\xi\varphi^2-1}\right]^2$$

تورم درصورتی پایان میابد که $\varepsilon=1$ یا $\eta=1$. برای لحظه نهایی تورم می‌توان تعریف کرد $\beta^2(\xi)=\kappa^2\xi\varphi_{end}^2$ که با ترکیب کردن آن و شرط پایان تورم $\varepsilon=1$, خواهیم داشت:

$$\beta^2=\frac{-\left(1+2\xi\right)\pm\sqrt{1+12\xi+52\xi^2}}{2\left(1+6\xi\right)}$$

همچنین می‌توان پارامترهای غلطش آهسته را برای لحظه اولیه تورم باتعریف $m^2(\xi)=\kappa^2\xi\varphi_{HC}^2$ بازنویسی کرد.برای داشتن یک فازتورمی مناسب که بتواند مشکلات مدل استانداردرا حل کندافزایش مشخصی در نرخ فاکتور مقیاس‌لازم‌است یعنی حدودا 60e-folds که برای این پتانسیل به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$N\approx\frac{\left(m^2-\beta^2\right)}{4\xi}+\frac{\left(1+6\xi\right)}{8\xi}\left[m^4-\beta^4\right]\approx 60$$

برای لحظات اولیه با توجه به مقایسه مقدار میدان درلحظات اولیه و نهایی تورم،سه وضعیت حدی پیش می آید.حالت کامل،حالت میدان بزرگ که میدان در لحظات اولیه خیلی بزرگتر از مقدار نهایی است($m\gg\beta$) و حالت میدان کوچک که میدان در لحظات نهایی خیلی بزرگ است($\beta\gg m$).برای هریک از این حالت‌های حدی تحلیل موردنظر می‌تواند جداگانه صورت بگیرد.

بررسی در حالت کامل

دراین حالت,می‌توان بااستفاده از فرم N عبارت زیر رابرای m^2 به‌دست آورد:

$$m^2=\frac{-1\pm\sqrt{1+2\beta^2+12\xi\beta^2+8\xi N+48\xi^2N+\beta^4+12\xi\beta^4+36\xi^2\beta^4}}{\left(1+6\xi\right)}$$

باجایگذاری این مقادیر در فرم پارامترهای غلطش آهسته که در لحظه اولیه تورم نوشته شده‌اند،خواهیم داشت:

$$\varepsilon=\frac{\left[2\xi\left(\sqrt{Q}-2\right)-12\xi^2\right]}{\sqrt{Q}\left[1-Q\right]} \quad \text{و} \quad \eta=\frac{-8\xi}{\sqrt{Q}}+\frac{4\xi\left[\left(-1+\sqrt{Q}\right)^2-\left(1+6\xi\right)^2\right]}{Q\left(1+6\xi\right)}$$

$$\zeta=\frac{9M}{2\pi\kappa^2\xi}\left(1+6\xi\right)^{\frac{5}{2}}\left(-1+\sqrt{Q}\right)\left(\frac{\kappa^2}{6\left(6\xi+\sqrt{Q}\right)}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{Q}{\left(-2-6\xi+\sqrt{Q}\right)^2}$$

که

$$Q\equiv 1+2\beta^2+12\xi\beta^2+8\xi N+48\xi^2N+\beta^4+12\xi\beta^4+36\xi^2\beta^4$$

حال با استفاده از روابط بالا،می‌توان پارامترهای تورمی مهم را برای پتانسیل آشوبناک در فریم جردن برای حالت کامل به‌دست آورد.این پارامترهامی توانند شامل مرتبه اول و دوم شاخص طیفی توان و رانینگ آنها باشند.

بررسی در حالت حدی میدان‌های بزرگ

دراین حالت مقدارمیدان درلحظه اولیه تورم خیلی بزرگ است.بنابراین می‌توان ازجملات β^2 و β^4 صرف نظرکرد.آنگاه برای m^2 خواهیم داشت: $m^2=\frac{-1\pm\sqrt{1+8\xi N+48\xi^2N}}{\left(1+6\xi\right)}$

پارامترهای غلطش آهسته‌و پارامترهای تورمی دراین حالت دارای فرم مشابهی باحالت قبل هستند اما فرم $Q\equiv 1+8\xi N+48\xi^2N$ برای آنها متفاوت است.

بررسی در حالت حدی میدان‌های کوچک

دراین حالت مقدارمیدان درلحظه نهایی تورم خیلی بزرگ است.بنابراین می‌توان ازجملات m^4 صرف نظرکرد.آنگاه برای m^2 خواهیم داشت

$$m^2=\frac{8\xi N+2\beta^2+\left(1+6\xi\right)\beta^4}{2}$$

اگرعبارت بالا در فرم پارامترهای غلطش آهسته قرار گیرد،خواهیم داشت:

$$\varepsilon=\frac{4\xi\left(2-Z\right)}{Z\left(2+Z\left(1+6\xi\right)\right)} \quad \text{و} \quad \eta=\frac{-16\xi}{\left(2+Z\left(1+6\xi\right)\right)}+\frac{4\xi\left(1+6\xi\right)}{\left(2+Z\left(1+6\xi\right)\right)^2}\left[Z^2-1\right]$$

$$\zeta=\frac{9MZ}{4\pi\kappa^2\xi}\left(\frac{\kappa^2}{6\left(2+Z\right)}\right)^{\frac{3}{2}}\left[\frac{\left(2+Z\left(1+6\xi\right)\right)}{Z-2}\right]^2$$

که

$$Z\equiv 8\xi N+2\beta^2+\left(1+6\xi\right)\beta^4$$

معادلات در فریم اینیشتین

برای به دست آوردن معادلات تحلیلی دراین فریم،از تبدیلات همدیس بصورت زیر استفاده می‌کنیم $\Omega \equiv 1+\kappa^2\xi\varphi^2$، $\hat{g}_{\mu\nu} = \Omega g_{\mu\nu}$ که بواسطه آن فرم کنش در فریم جردن به شکل جدیدآن در فریم اینشتین تبدیل میشود:

$$S = \int d^4x\sqrt{-\hat{g}}\left[\frac{\hat{R}}{2\kappa^2} - \frac{1}{2}F^2(\varphi)\,\hat{g}^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi - \hat{V}(\hat{\varphi})\right]$$

که

$$\hat{V}(\hat{\varphi}) \equiv \frac{V(\varphi)}{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\right)^2} \quad \text{و} \quad F^2(\varphi) \equiv \left(\frac{d\hat{\varphi}}{d\varphi}\right)^2 \equiv \frac{1+\kappa^2\xi\varphi^2(1+6\xi)}{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\right)^2}$$

برای به‌دست آوردن معادلات دینامیکی در این فریم،می‌توان همان استراتژی فریم جردن رادنبال کرد.درنهایت برای معادلات میدان در حضور تقریب غلطش آهسته ، خواهیم داشت:

$$3\hat{H}\dot{\hat{\varphi}} + \frac{d\hat{V}}{d\hat{\varphi}} = 0 \quad \text{و} \quad \hat{H}^2 = \frac{\kappa^2}{3}\hat{V}(\hat{\varphi})$$

پارامترهای غلطش آهسته در این فریم،بصورت $\hat{\varepsilon} \equiv \frac{1}{2\kappa^2}\left(\frac{\hat{V}'(\hat{\varphi})}{\hat{V}(\hat{\varphi})}\right)^2$، $\hat{\eta} \equiv \frac{1}{\kappa^2}\left(\frac{\hat{V}''(\hat{\varphi})}{\hat{V}(\hat{\varphi})}\right)$، $\hat{\zeta}^2 \equiv \frac{1}{\kappa^4}\left(\frac{\hat{V}'''(\hat{\varphi})\hat{V}(\hat{\varphi})}{\hat{V}^2(\hat{\varphi})}\right)$ هستند.

که برای پتانسیل آشوبناک بدست می‌آیند:

$$\hat{\varepsilon} = \frac{4\left(1-\kappa^2\xi\varphi^2\right)^2}{2\kappa^2\varphi^2\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2(1+6\xi)\right)}$$

$$\hat{\eta} = \left[-\frac{16\xi}{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2(1+6\xi)\right)} - \frac{2\xi(1+6\xi)\left(1-\kappa^4\xi\varphi^4\right)}{\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2(1+6\xi)\right)^2} + \frac{2\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2\right)}{\kappa^2\varphi^2\left(1+\kappa^2\xi\varphi^2(1+6\xi)\right)}\right]$$

حال بااستفاده از تعریف $\beta^2(\xi) = \kappa^2\xi\varphi^2_{end}$ و شرط پایان تورم که قبلا انجام شد $\hat{\varepsilon} = 1$ ، خواهیم داشت:

$$\beta^2 = \frac{-1}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1+12\xi}{1+4\xi}}$$

فرم $\hat{N}$ درفریم‌اینشتین بصورت روبرو به‌دست می‌آید: $\hat{N} \approx \frac{\left(m^2-\beta^2\right)}{4\xi} + \frac{(1+6\xi)}{8\xi}\left[m^4-\beta^4\right] + \frac{\left(\beta^2-m^2\right)}{2} \approx 60$

بررسی در حالت کامل

دراین حالت،می‌توان بااستفاده از فرم $\hat{N}$ عبارت زیر رابرای m^2 به‌دست آورد:

$$m^2 = \frac{-(1-2\xi) \pm \sqrt{1+4\xi^2-4\xi+2\beta^2+8\xi\beta^2+8\xi\hat{N}+48\xi^2\hat{N}+\beta^4+12\xi\beta^4-24\xi^2\beta^2+36\xi^2\beta^4}}{(1+6\xi)}$$

وبرای پارامترهای غلطش آهسته خواهیم داشت:

$$\hat{\varepsilon}=\frac{2\xi\left(2+4\xi-\sqrt{Q}\right)^{2}}{\left(2\xi+\sqrt{Q}\right)\left(1+6\xi\right)\left(-1+2\xi+\sqrt{Q}\right)}$$

$$\hat{\eta}=\left[-\frac{16\xi}{\left(2\xi+\sqrt{Q}\right)}-\frac{2\xi\left[\left(1+6\xi\right)^{2}-\left(-1+2\xi+\sqrt{Q}\right)^{2}\right]}{\left(1+6\xi\right)\left(2\xi+\sqrt{Q}\right)^{2}}+\frac{2\xi\left(8\xi+\sqrt{Q}\right)^{2}}{\left(2\xi+\sqrt{Q}\right)\left(1+6\xi\right)\left(-1+2\xi+\sqrt{Q}\right)}\right]$$

که

$$Q\equiv1+4\xi^{2}-4\xi+2\beta^{2}+8\xi\beta^{2}+8\xi\hat{N}+48\xi^{2}\hat{N}+\beta^{4}+12\xi\beta^{4}-24\xi^{2}\beta^{2}+36\xi^{2}\beta^{4}$$

بررسی در حالت حدی میدان‌های بزرگ

دراین حالت برای m^2 خواهیم داشت: $$m^{2}=\frac{-\left(1-2\xi\right)\pm\sqrt{1+4\xi^{2}-4\xi+8\xi\hat{N}+48\xi^{2}\hat{N}}}{\left(1+6\xi\right)}$$

پارامترهای غلطش آهسته و پارامترهای تورمی دراین حالت دارای فرم مشابهی با حالت قبل هستند اما فرم $Q\equiv1+4\xi^{2}-4\xi+8\xi\hat{N}+48\xi^{2}\hat{N}$ برای آنها متفاوت است.

بررسی در حالت حدی میدان‌های کوچک

دراین حالت مقدارمیدان درلحظه نهایی تورم خیلی بزرگ است.بنابراین می‌توان ازجملات m^4 صرف نظرکرد.آنگاه برای m^2 خواهیم داشت

$$m^{2}=\frac{\beta^{2}\left(2-4\xi\right)+8\xi\hat{N}+\left(1+6\xi\right)\beta^{4}}{\left(2-4\xi\right)}$$

اگرعبارت بالا در فرم پارامترهای غلطش آهسته قرار گیرد،خواهیم داشت:

$$\hat{\varepsilon}=\frac{2\xi\left(\left(2-4\xi\right)-\Pi\right)^{2}}{\Pi\left(\left(2-4\xi\right)+\left(1+6\xi\right)\Pi\right)}$$

$$\hat{\eta}=\left[-\frac{16\xi\left(2-4\xi\right)}{\left(\left(2-4\xi\right)+\left(1+6\xi\right)\Pi\right)}-\frac{2\xi\left(1+6\xi\right)\left[\left(2-4\xi\right)^{2}-\Pi^{2}\right]}{\left(\left(2-4\xi\right)+\left(1+6\xi\right)\Pi\right)^{2}}+\frac{2\xi\left[\left(2-4\xi\right)-\Pi\right]^{2}}{\Pi\left(\left(2-4\xi\right)+\left(1+6\xi\right)\Pi\right)}\right]$$

که

$$\Pi\equiv\beta^{2}\left(2-4\xi\right)+8\xi\hat{N}+\left(1+6\xi\right)\beta^{4}$$

آنالیز داده‌ها و نتیجه‌گیری

نتایج‌این کار می‌گوید که دربعضی موارد، تامرتبه اول پارامترهای غلطش آهسته اختلافی درنتیجه فریم ها دیده نمی‌شود امادرمراتب بالاتر دوم وسوم،این اختلاف به وضوح دیده می‌شود.بعنوان نمونه،مقدارمشاهده‌ای شاخص طیفی توان ۰,۹۶۳±۰,۰۱۲ است.این مقداردرحالت های درنظرگرفته شده بالا درمحدوده بین ۰,۹۴۵ تا ۰,۹۸۰ قرار دارد که دراکثرموارد مقادیرمرتبه دوم به مقدارمشاهده‌ای نزدیکترند.درضمن می‌توان گفت که تاحدودی مقادیردرفریم‌جردن به مقدارمشاهده‌ای نزدیکتراست.

مرجع ها

[1] V. Faraoni; "*Phys.Rev.D* **53** 6813. (1996)
[2] V. Faraoni; "*Phys.Rev.D* **62** 023504. (2000)
[3] Kaiser D I ; "*Phys.Rev.D* **52** 4295 (1995)
[4] K.Nozari and S. Shafizadeh ; "*Phys.Scr.***82** 015901(2010)

پیش‌بینی طیف‌پیوسته‌ی کوازارهای تابان SDSS-DR7 با z~3 در جنگل لیمان‌آلفا

علیرضا آقائی[۱و۲]، زینب کیامهر[۱]،الیزابت پاریس[۳]، پاتریک پتیتجان[۳]

[۱] گروه فیزیک دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

[۲] پژوهشکده نجوم پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

[۳] پژوهشگاه فیزیک‌نجومی پاریس، دانشگاه پی‌یر و ماری کوری، پاریس

چکیده

داده‌های طیفی کوازارهای تابان SDSS با z~۳ مورد استفاده قرار گرفت تا به پیش‌بینی طیف پیوسته‌ی کوازار در جنگل لیمان‌آلفا پرداخته شود. در این مقاله ضمن تعیین طیف پیوسته‌ی این کوازارها به روش PCA و اندازه‌گیری مقدار متوسط جذب هیدروژن خنثی فضای بین‌کهکشانی در انتقال به سرخ‌های متفاوت، بستگی آن به انتقال به سرخ را بررسی و با آخرین اندازه‌گیری‌های انجام شده توسط گروه‌های دیگر مقایسه می‌نماییم.

Predicting QSO continuum of SDSS-DR7 high luminous QSOs at z~3 in the Lyα forest

A. Aghaee[1,2], Z. keyamehr[1], E. Paris[3], P. Petitjean[3]
[1]Department of Physics, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan
[2]School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran
[3]Institute d'Astrophysique de Paris(IAP), University of Pierre & Marie Curie, Paris

Abstract

In order to predict quasar continuum in the Lyman-α forest, we used the SDSS-DR7 spectral data of high luminous QSOs at z~3.In this article, the quasar continuum will be determined using PCA method and the mean neutral hydrogen absorption of the Inter Galactic Medium will be measured in various redshift. Finally, our results will be compared with other works.

مقدمه

کوازارها به عنوان زیرگروهی از هسته‌های کهکشانی فعال بسیار پرانرژی و دور شناخته می‌شوند. آنها منبع رادیویی شبه‌ستاره‌ای هستند و بسیار درخشان‌اند. در پیمایش SDSS-DR7 (Sloan Digital Sky Survey) بیش از ۱۰۵۰۰۰ کوازار مشاهده شده‌اند، این کوازارها دارای انتقال به سرخ‌هایی از حدود ۰/۰۶ تا بیش از ۶ می‌باشند. در طیف کوازارهای دور و در ناحیه‌ی طول‌موج‌های کوچکتر از تابش لیمان‌آلفای کوازار تعداد زیادی خطوط جذبی مشاهده می‌گردد که ناشی از هیدروژن خنثی موجود در فضای بین-کهکشانی است. این خطوط جذبی که تعلق به خط لیمان‌آلفای هیدروژن دارند و به دلیل فراوانی بالای آنها، به جنگل لیمان‌آلفا مشهور است [1]. جهت تعیین مقدار نور جذب شده‌ی کوازار توسط فضای بین‌کهکشانی در انتقال به سرخ‌های مختلف، بایستی طیف پیوسته‌ی کوازار در ناحیه‌ی جنگل لیمان‌آلفا تعیین گردد. تعیین این طیف پیوسته در طیف‌هایی که تفکیک‌پذیری آنها پایین و انتقال به سرخ آنها بالاست، به دلیل فراوانی خطوط جذبی تقریبا غیر ممکن است [2].

روش آماری PCA برای تعیین طیف پیوسته‌ی کوازار

با استفاده از تجزیه-تحلیل مولفه‌های اصلی (PCA: Principal Component Analysis) می‌توان تعداد زیادی متغیر همبسته را با تعداد محدودی متغیر مستقل جدید که مولفه‌های اصلی نامیده می‌شوند و ناهمبسته‌اند، جایگزین نمود، به این ترتیب بعد مساله تقلیل می‌یابد و مولفه‌هایی از مجموعه داده‌ها که بیشترین تاثیر در واریانس را دارند حفظ می‌کند [3]. هدف ما پیش‌بینی طیف پیوسته-ی کوازار در جنگل لیمان‌آلفا (یا قسمت آبی طیف: ۱۲۱۶-۱۰۲۰ آنگستروم)، با استفاده از طیف طول‌موج‌های بزرگتر از خط نشری لیمان‌آلفای کوازار (یا قسمت قرمز طیف: ۱۶۰۰-۱۲۱۶ آنگستروم) است. این عمل با توجه به همبستگی بالایی که بین این دو قسمت طیف وجود دارد و در مقاله‌ی سوزوکی و همکارانش در ۲۰۰۵ [4] نشان داده شد، امکان‌پذیر می‌باشد. برای تعیین این طیف پیوسته ابتدا باید کوواریانس V را برای N کوازار از طریق رابطه‌ی زیر محاسبه نمود.

$$V(\lambda_m,\lambda_n) = \frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}[q_i(\lambda_m)-\mu(\lambda_m)][q_i(\lambda_n)-\mu(\lambda_n)] \qquad (۱)$$

با تجزیه‌ی ماتریس کوواریانس V و تولید ماتریس متعامد P می‌توان مولفه‌های اصلی را بدست آورد (Λ: یک ماتریس قطری است).

$$V = P^{-1}\Lambda P \qquad (۲)$$

ویژه‌مقادیر فوق را مولفه‌های اصلی می‌نامند که با ستونهای ماتریس P متناظراند. ضریب وزنی c_{ij} مربوط به مولفه اصلی jام طیف کوازار iام به صورت زیر قابل محاسبه است.

$$c_{ij} = \int_{1020^oA}^{1600^oA}[q_i(\lambda)-\mu(\lambda)]\varepsilon_j(\lambda)d\lambda \qquad (۳)$$

این ضرایب وزنی به کل طیف (قسمت آبی و قرمز طیف) بستگی دارند [4]. سه مرحله را برای تعیین رابطه‌ی بین قسمت‌های آبی و قرمز طیف کوازارها بکار می‌بریم: (۱) m مولفه‌ی اصلی اولیه‌ی $\varepsilon_j(\lambda)$ با ضرایب وزنهای c_{ij} را پیدا می‌کنیم. از تمام طول‌موج‌ها مربوط به هر دو قسمت آبی و قرمز طیف (۱۶۰۰-۱۰۲۰ آنگستروم) استفاده می‌کنیم. (۲) تکرار مرحله‌ی اول البته فقط با بکار بردن قسمت قرمز طیف. مولفه‌ی اصلی اولیه‌ی بدست آمده در این مرحله را با $\xi_j(\lambda)$ و ضرایب وزنهای مربوطه را با d_{ij} نشان می‌دهیم. حال می‌توان ضرایب وزنها را در ماتریسی $(N\times m)$ برای $C= c_{ij}$ و بطور مشابه برای $D= d_{ij}$ نوشت. (۳) پیداکردن ماتریس $(m\times m)$ برای $X= x_{ij}$ که تبدیل‌کننده‌ی ضرایب وزنی پیدا شده در قسمت قرمز طیف به ضرایب کل طیف است.

$$C = D.X \qquad (۴)$$

حال طیف پیوسته‌ی جنگل لیمان‌آلفا را برای هر کوازار به کمک مولفه‌های اصلی و صرفاً قسمت قرمز طیف بازسازی می‌نماییم [4]. برای بدست آوردن طیف پیش‌بینی شده سه مرحله‌ی زیر را انجام می‌دهیم: (۱) پیداکردن ضرایب وزنها برای قسمت قرمز طیف.

$$b_{ij} = \int_{1216^oA}^{1600^oA}[q_i(\lambda)-\mu(\lambda)]\,\xi_j(\lambda)d\lambda \qquad (۵)$$

(۲) با استفاده از ضرایب وزنی بدست آمده از قسمت قرمز طیف می‌توان ضرایب وزنی کل طیف را بدست‌آورد.

$$a_{ij} = \sum_{k=1}^{m} b_{ij}\,x_{kj} \qquad (۶)$$

(۳) ساخت طیف پیش‌بینی.

$$P_{i,m}(\lambda) = \mu(\lambda) + \sum_{j=1}^{m} a_{ij}\,\xi_j(\lambda) \qquad (۷)$$

با بهبود متوسط طیف، مولفه‌های اصلی $\varepsilon_j(\lambda)$ و $\xi_j(\lambda)$ و ماتریس X می‌توان به فرضیات بهتری دست یافت [5].

انتخاب داده‌ها

همانطور که در مقاله‌ی پاریس و همکارانش در سال ۲۰۱۱ [6] آمده است، تعداد ۷۸ کوازار از مجموعه‌ی بیش از ۱۰۵۰۰۰ کوازار منتشر شده در DR7، انتقال به سرخ z~۳ دارند. ما از این مجموعه، کوازارهایی را که قدر ظاهری کمتر از ۱۸ و ۲۰ > $\frac{S}{N}$ داشتند را انتخاب نموده تا با اعمال روش PCA، طیف پیوسته‌ی این کوازارهای تابان را در ناحیه‌ی جنگل لیمان‌آلفا پیش‌بینی کنیم. لیست این کوازارها در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱ : لیست کوازارهای با انتقال به سرخ z~۳، قدر ظاهری کمتر از ۱۸ و ۲۰ > $\frac{S}{N}$

ردیف	کوازار	انتقال به‌سرخ	قدر ظاهری	S/N		ردیف	کوازار	انتقال به‌سرخ	قدر ظاهری	S/N
۱	J123549.46+591027.0	۲/۸۲	۱۷/۰۵۳	۲۸/۹		۱۲	J075326.11+403038.6	۲/۹۲۹	۱۷/۹۱۷	۲۰/۹
۲	J020950.71-000506.4	۲/۸٤۱	۱۷/۰۲٦	۲۹/۱		۱۳	J160441.47+164538.3	۲/۹۳۲	۱٦/۹۰۸	۳۸
۳	J103249.88+054118.3	۲/۸٤٥	۱۷/۳٤۷	۲۸/٤		۱٤	J111038.63+483115.6	۲/۹٥۳	۱٦/۷۹۲	۳۳
٤	J084948.98+275638.7	۲/۸٤۸	۱۷/۹٦٤	۲۱/٤		۱٥	J130337.21+194926.7	۲/۹٥۳	۱۷/۸٤٤	۲۲/٥
٥	J012156.03+144823.9	۲/۸٦۹	۱۷/٤۲۲	۳۱/۱		۱٦	J134811.76+281801.8	۲/۹٦٥٥	۱۷/٥٦٦	۳۹/٤
٦	J160843.90+071508.6	۲/۸۷۷٥	۱۷/۸۰۳	۳٥/۳		۱۷	J090423.37+130920.7	۲/۹٦۸	۱۷/٥۹٦	۳۰/٦
۷	J105236.34+253956.1	۲/۸۷۸	۱۷/۸٥۳	۲۳/٦		۱۸	J120331.29+152254.7	۲/۹۷٦۳	۱۷/۹۳۳	۳۲/۷
۸	J093207.46+365745.5	۲/۸۹۳	۱۷/٦۹٦	۲۷		۱۹	J132255.66+391207.9	۲/۹۷۸	۱۷/۷٥۲	۲٥/٤
۹	J135044.66+571642.9	۲/۸۹٦	۱۷/٤٤٥	۲۷/۳		۲۰	J120006.25+312630.8	۲/۹۸٤	۱۷/٦۱۹	۳٤
۱۰	J003311.34-171041.5	۲/۹۰٥	۱۷/۹۷۳	۲۰/٦		۲۱	J143912.34+295448.0	۲/۹۹۲۳	۱۷/٦٥٤	۲٤/۱
۱۱	J152119.68-004818.7	۲/۹۳۳۹	۱۷/۹۳۲	۲٥/٥						

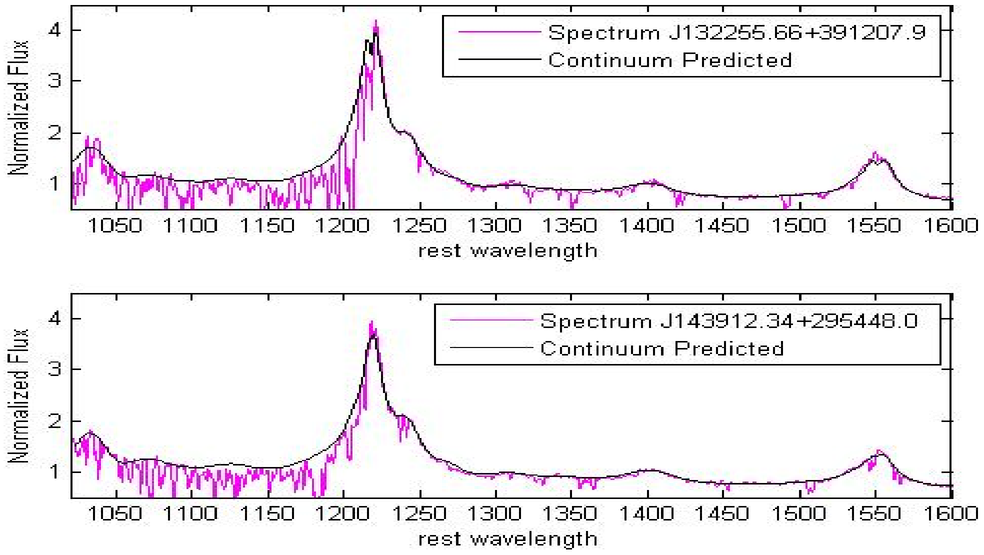
نتایج

به همان روشی که در مقاله‌ی سوزوکی و همکارانش آمده بود [4] برای تمام کوازارهای جدول ۱ پس از تعیین طیف مشاهده‌ای در چارچوب ناظر ساکن در کوازار و طیف پیوسته‌ی متعلق به ناحیه‌ی قرمز طیف، از این قسمت طیف استفاده نموده و طیف کامل کوازار در هر دو ناحیه را تخمین زدیم که به عنوان نمونه در شکل ۱ طیف مشاهده‌ای و طیف پیش‌بینی شده به این روش برای ۲ تا از کوازارهای جدول ۱ نشان داده شده است.

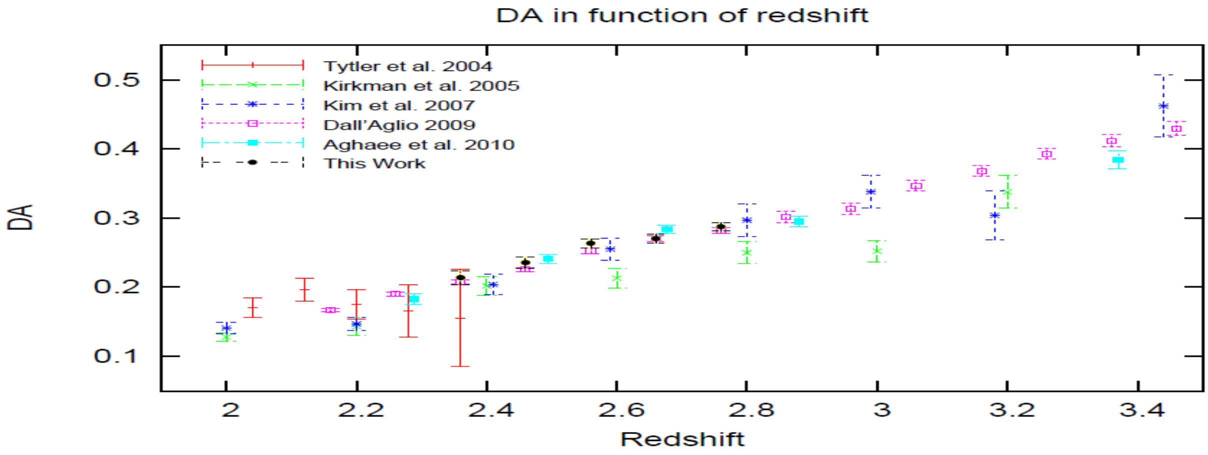
پس از تعیین طیف پیوسته برای تمامی کوازارها و به منظور تعیین مقدار متوسط جذب هیدروژن خنثی توسط فضای بین‌کهکشانی، پارامتر DA که طبق رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود را در ناحیه‌ی جنگل لیمان‌آلفا محاسبه می‌کنیم.

$$\mathrm{DA} = \frac{1}{(\lambda_2-\lambda_1)}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{(\mathrm{F_{cont}}-\mathrm{F_{obs}})}{\mathrm{F_{cont}}}\, d\lambda \qquad (۸)$$

برای اینکه از اثر نزدیکی به کوازار برحذر باشیم گستره‌ی طول‌موجی انتخابی برای محاسبه‌ی DA را بین $\lambda_{Ly\beta}(1+3000(km/s)/c)$ و $\lambda_{Ly\alpha}(1-5000(km/s)/c)$ در نظر گرفتیم و bin هایی که کمتر از ده کوازار داشتند را کنار گذاشتیم (در این روابط c سرعت نور است و گام انتقال به سرخ Δz=۰٫۱ است). مقدار متوسط جذب هیدروژن خنثی در انتقال به سرخهای متفاوت، اندازه‌گیری و نتایج نهایی همراه نتایج اندازه‌گیریهای آقائی و همکارانش در سال ۲۰۱۰ و دیگران [7] جهت مقایسه در شکل ۲ آمده است. همانطور که از شکل قابل ملاحظه است در انتقال به سرخ‌های مختلف نتایج حاصله از کار ما با نتایج دیگران همخوانی خوبی دارد.



شکل ۱ : طیف پیوسته‌ی کوازارهای ردیف ۱۹و ۲۱ بدست آمده با روش PCA .



شکل ۲ : مقدار متوسط جذب هیدروژن خنثی DA ، برحسب تابعی از طول‌موج.

مرجع ها

[1] Nicolson, I., Unfolding our Universe, *Cambridge University Pres.(1999) Vol.294*
[2] Aghaee, A.,et al. Proceedings of the Annual Meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, *Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*. (2006) pp.315
[3] Paris, P., et al. A Principal Component Analysis of quasar UV spectra at Z~3, *Astronomy & Astrophysics*. (2011) Vol 530, id.A50
[4] Suzuki, N., Quasar Spectrum Classification with PCA - II: Introduction of Five Classes, Artificial Quasar Spectrum, the Mean Flux Correction Factor dF,and the Identification of Emission Lines in the Ly alpha Forest , *eprint arXiv:astro-ph/0503248* (2005)
[5] Suzuki, N.,et al , Predicting QSO Continua in the lyα Forest, *Astrophysical Journal*. (2005) Vol. 618, pp. 592-600
[6] Paris, I.,et al, Principal Component Analysis of QSO UV spectra (Paris+, 2011), *VizieR On-line Data Catalog: J/A+A/530/A50. Originally published in*. (2011).
[7] Aghaee, A., et al. Determination of the Mean HI Absorption of the Intergalactic Medium , Journal of Astrophysics and Astronomy. (2010) Vol. 31, p.59

پنجمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

مشاهده رصدی و داده کاهی طیف کوازار خط جذب پهن SDSS2347-1037

سارا رضائی دارستانی[۱]، عزیزه زندی سراب سوره[۱]، فاطمه جعفری[۱]، لیلا دادبود[۱]، علیرضا آقائی[۱و۲]، راگونتان سری‌آنند[۳]، پاتریک پتیتجان[٤]، حبیب قره خسروشاهی[۲]

[۱] گروه فیزیک دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان
[۲] پژوهشکده نجوم پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران
[۳] مرکز بین دانشگاهی نجوم و فیزیک‌نجومی، پونا
[۳] پژوهشگاه فیزیک‌نجومی پاریس، دانشگاه پی‌یر و ماری کوری، پاریس

چکیده

جهت بررسی تغییرات خطوط جذبی پهن در طیف کوازار SDSS2347-1037، این کوازار را در رصد خانه INT واقع در جزیره لا پالما اسپانیا و در دو شب ۲۹ و ۳۰ سپتامبر ۲۰۱۱ مورد طیف سنجی قرار دادیم. در این مقاله ابتدا به فرایند داده‌کاهی و سپس به ارایه نتایج حاصل از داده کاهی نوردهی های مختلف خواهیم پرداخت.

Observation and spectral data reduction of broad absorption line quasar SDSS2347-1037

S. Rezaee Darestani[1], A. Zandi Sarab Sooreh[1], F. Jafari[1], L. Dadbood[1], A. Aghaee[1,2], R. Srianand[3], P. Petitjean[4], H. G. Khosroshahi[2]

[1]Department of Physics, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan
[2]School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran
[3]Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics (IUCAA), Pune
[3]Institute d'Astrophysique de Paris(IAP), University of Pierre & Marie Curie, Paris

Abstract

In order to verify the variations of broad absorption lines in the spectrum of quasar SDSS2347-1037, we observed it in the INT observatory which located on La Palma Canary Island in Spain on 29th September 2011. In this paper, we will first introduce data reduction processes and then represent the results for various exposure times.

مقدمه

برای حدود ۱۵ درصد از کوازارها، خطوط جذبی پهن را می توان در طیفشان و در انتقال به سرخ اندکی کمتر از انتقال به سرخ تابشی کوازار (z_{em}) مشاهده نمود. چنین خطوط جذبی پهن، بیانگر پرتاب مواد از دیسک برافزایشی پیرامون کوازار می‌باشد [۱]. این مواد پرتابی در فیزیک کوازار و محیط پیرامونشان نقش پر اهمیت و کلیدی دارند و می‌توان آنها را بخشی از فرایند برافزایشی و رشد سیاهچاله پرجرم مرکزی کهکشان فعال به حساب آورد [۲]. بنابراین کوازارها بخش قابل توجهی از گازهای بسیار یونیده را از قسمت مرکزی و با سرعت هایی در حدود ۳۰۰۰ تا ۵۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه به بیرون می راند [۳].

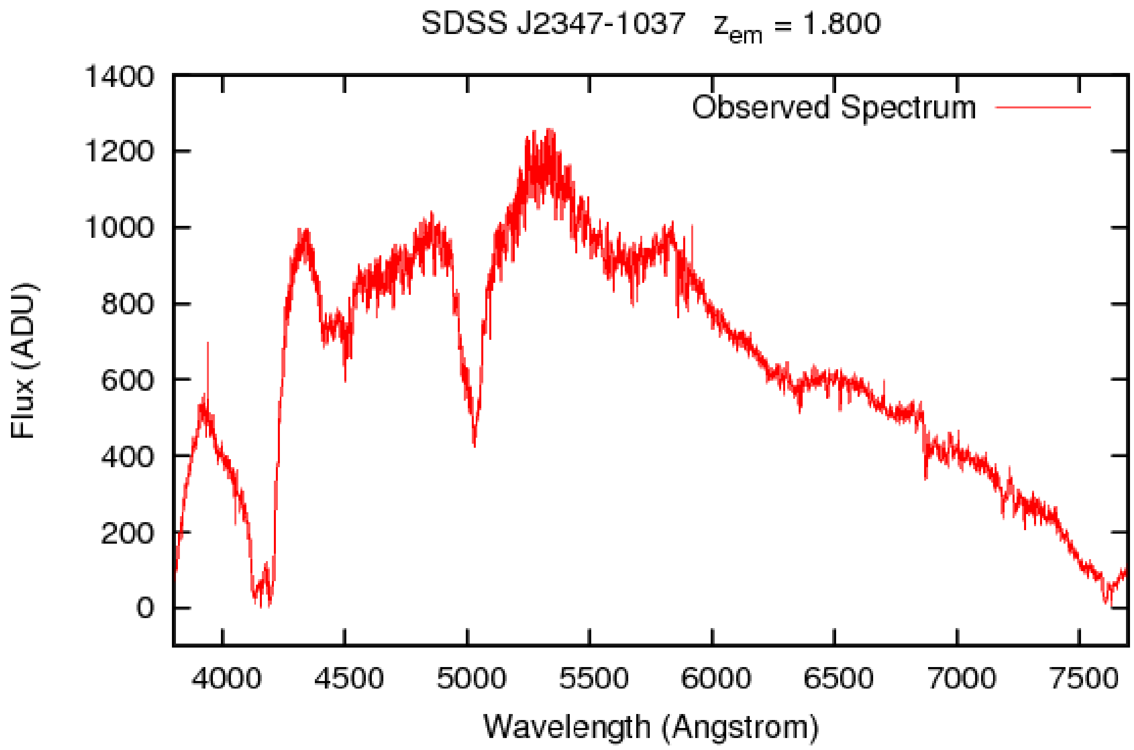
اهمیت پرتابه های کوازار از آن باب است که: (۱) پرتابه های کوازار مقدار قابل توجهی از مواد دیسک برافزایشی را در فضای بین ستاره ای و بین کهکشانی توزیع می‌کنند. (۲) پرتابه های کوازار ممکن است در تنظیم رشد سیاهچاله مرکزی و کهکشان میزبان خود کوازار اهمیت داشته باشند. (۳) بادهای کوازار احتمالا یک مکانیسم برای کاهش تکانه زاویه‌ای دیسک برافزایشی فراهم می‌کنند. (٤) می‌توان پیشنهاد داد که این پرتابه ها ممکن است منبعی برای غبار کیهانی باشند [۱،۲،۳].

مشاهدات رصدی و داده‌کاهی

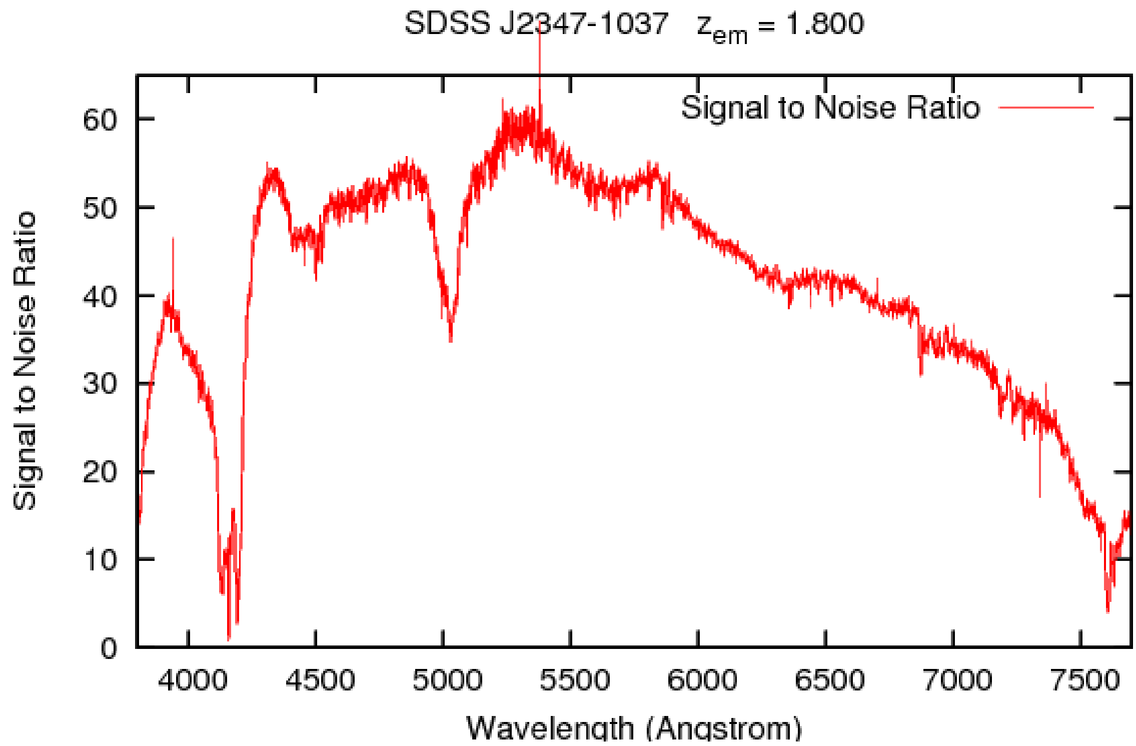
کوازار J2347-1037 را در دو شب رصدی ۲۹ و ۳۰ سپتامبر ۲۰۱۱ و توسط تلسکوپ ۲/۵ متری رصدخانه INT مورد طیف-سنجی قرار دادیم. IDS (Intermediate Dispersion Spectograph) طیف‌سنج مورد استفاده در این تلسکوپ است که طیف‌نگار آن از نوع شکاف-بلند (long-slit) می‌باشد که در کانون کاسگرین این تلسکوپ قرار گرفته است. مقیاس فضایی شکاف ۰/٤ ثانیه قوسی بر پیکسل است. این طیف‌سنج به دو دوربین ۲۳۵mm و ۵۰۰mm مجهز است. CCD از نوع EEV10 و Grating مورد استفاده R400V انتخاب گردید. R400V، تعداد خط بر میلی‌متر ٤۰۰، کارایی ۷۲ درصد، طول‌موج مرکزی ۵۵۰۰ آنگستروم و پراکندگی ۱/٤۱ آنگستروم دارد. از لامپ مس-آرگون برای کالیبره کردن طول موج استفاده نمودیم.
کار داده‌کاهی توسط سیستم استاندارد رصدخانه جنوبگان اروپا ESO-MIDAS انجام گرفت. از آنجاییکه داده های خام تلسکوپ با پسوند fit (Flexible Image Transport) می‌باشد برای استفاده در این سیستم داده‌کاهی آن‌ها را به فرمت مناسب یعنی bdf تبدیل می‌نماییم. از تمامی فرم‌ها میدین گیری و سپس مستر بایاس از فرم‌های بایاس و مستر فلت از فرم‌های فلت تهیه نمودیم. از مسترفلت تهیه‌شده، فلت نرمالیزه را بدست‌آوردیم که با تقسیم تمامی فرم‌ها بر این فلت نرمالیزه، اثر پاسخ غیر یکنواخت پیکسل‌ها به نور یکنواخت را از بین بردیم.

نتایج حاصل از داده‌کاهی و کارهای آینده

تعداد چهار نوردهی یک ساعتی از کوازار J2347-1037 را به طور مستقل داده‌کاهی نموده و پس از ترکیب آن‌ها با یکدیگر طیف نهایی آمده در شکل۱ را بدست آوردیم. در شکل۲ نسبت سیگنال به نوفه را برای هر پیکسل و برحسب طول موج متناظر نشان داده شده است. برای بدست آوردن طیف کالیبره شده شار, ستاره استانداردی را با همان پیکربندی طیف‌سنج که برای کوازار به کار بردیم مورد طیف سنجی قرار دادیم که در آینده به کمک آن تابع پاسخ تلسکوپ را بدست می‌آوریم تا طیف کالیبره را نتیجه دهد. پس از آن تصحیحات مربوط به اتمسفر زمین و سرعت آن را بر طول موج مشاهده‌ای محاسبه نموده تا بتوانیم با طیف‌های حاصله در گذشته مقایسه و به بررسی تغییرات احتمالی در خطوط جذبی پهن بپردازیم.



شکل۱ : طیف ترکیبی حاصل از ٤ نوردهی متفاوت از کوازار SDSS J2347-1037.



شکل۲ : نسبت سیگنال به نوفه طیف ترکیبی حاصل از ٤ نوردهی متفاوت از کوازار SDSS J2347-1037.

منابع

[1] I. S. Gradshteym & P. Schneider; "*Extragalactic Astronomy and Cosmology*", Springer-Verlag, (2006) 221-222.

[2] M. Kunert & A. Marecki; "*Multi-frequency radio observations of BAL quasar 1045+352*", 8th European VLBI Network Symposium, (2006), 2-3

[3] R. J. Weymann, S. L. Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C.; "*Comparisons of the emission-line and continuum properties of broad absorption line and normal quasi-stellar objects*", (1991), 373, 23

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

مطالعه رصدی و شبیه‌سازی گروه‌های فسیل کم جرم

سعید توسلی[1]، حبیب خسروشاهی[1]

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

چکیده

در این تحقیق، مطالعات آماری اختلاف قدر در گروههای کهکشانی کم جرم به کمک داده های رصدی SDSS وشبیه سازی ملنیوم که در آن کهکشانها به کمک مدلهای شبه تحلیلی مدل شده اند، بررسی شده است. همچنین نشان داده ایم ، اختلاف قدر بالا درگروه های فسیل ناشی از پدیده های تصادفی نیست بلکه ناشی از تحول درون گروهی این سیستمها می باشد.علاوه براین با معرفی کمیت اختلاف قدر بعنوان یک قید رصدی، نشان می‌دهیم که مدل های شبه تحلیل چه میزان با شواهد رصدی نزدیک هستند.

A Statistical Study of the Luminosity Gap in Low Mass Fossil Group

S. Tavasoli[1], H. Khosroshahi[1]

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

Abstract

In this study we extend the statistical study of luminosity gap to low-mass regime group base on observational (SDSS DR7) and simulation data (Millennium). We confirm that the luminosity gap in such systems with low richness predominantly driven by random processes, whereas evolutionary mechanisms are responsible for large luminosity gap in rich groups. Moreover we introduce the luminosity gap to constraint on semianalytical models.

مقدمه

در چند دهه اخیر، مساحیهای انتقال بسرخ نجومی مانند $2dFGR$ و $SDSS$ آشکار کرده اند که در کیهان مجاور و همچنین در فاصله‌های بسیار دور، توزیع کهکشان‌ها بصورت یکنواخت نیست و کسر قابل توجهی از آنها درون ساختارهای گرانشی بسیار عظیمی مانند گروه‌ها و خوشه‌های کهکشانی قرار گرفته اند. کهکشانهای درون گروه‌ها وخوشه‌ها ، به طور فیزیکی بدلیل برهمکنش-های گرانشی و وجود هاله ماده تاریک بسوی یکدیگر تجمع یافته‌اند که سبب میشود این سیستمها از نظر ویژگیهای فیزیکی با یکدیگر متفاوت باشند. با توجه به اینکه، تحول و تشکیل عمده کهکشانها، در گروه‌ها و خوشه‌های کهکشانی اتفاق می‌افتد، مطالعه و شناسایی کهکشانها، درون چنین ساختارهایی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. نکته مهم دیگر اینکه، چون گروه های کهکشانی در مقایسه با نواحی زمینه و خوشه‌ها، ناحیه‌هایی با چگالی متوسط بحساب می‌آیند، با مقایسه کهکشانهای درون آن و کهکشانهای زمینه و خوشه، می‌توان اثرات محیط را بر روی کهکشانها مورد بررسی قرار داد. تاکنون در عالم، گروه‌های زیادی با تحول‌های متفاوت رصد شده است. براین اساس تعدادی از گروه‌ها مانند گروه محلی وجود دارند که کهکشانهای آن به نسبت زمان هابلی اخیراً به سوی یکدیگر آمده‌اند و از طرف دیگر، گروه‌های فسیل وجود دارد که در مراحل نهایی تحول قرار دارند. امروزه مطالعات بسیار وسیعی در زمینه تاریخچه ستاره زایی، جمعیت ستاره‌ای و ... بر روی این سیستمها صورت گرفته است. بطور کلی گروه های

کهکشانی را میتوان به سه دسته عمده که اساساً از نظر ویژگیهای اپتیکی و فیزیکی تفاوت دارند، طبقه بندی کرد : گروه های کم جمعیت، گروه های فشرده و گروه های فسیل.

گروه های فسیل

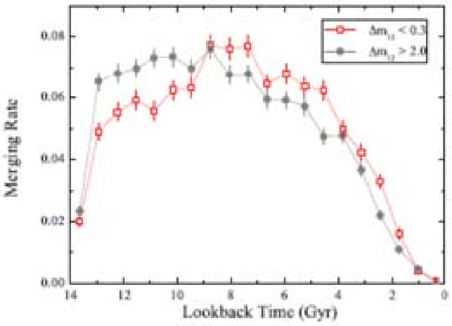
تعریف سیستم‌های فسیل، براساس شواهد رصدی، اولین بار توسط جونز پیشنهاد شد. بر این اساس، گروه فسیل دارای گاز داغ میان گروهی است که درخشندگی تابش ایکس آن در حدود $L_{\mathrm{x,bol}} \geq 10^{42}\mathrm{erg\ s^{-1}}$ باشد و از دید اپتیکی، گروه فسیل، سیستمی مقید از کهکشانها است که دارای شرط $(\Delta m_{12} \geq 2)$ باشد که در اینجا کمیت $(\Delta m_{12} \geq 2)$ بیانگر اختلاف قدر بین اولین و دومین عضو درخشان گروه، واقع در نصف شعاع ویریال گروه است. امروزه مطالعات گسترده ای بر روی گروه های فسیل، بعنوان گروه هایی که در زمانهای اولیه تشکیل شده اند، به کمک داده های رصدی و شبیه سازی انجام می‌شود. با رصد مجموعه ای از گروه های کهکشانی (فسیل) که در زمانهای اولیه شکل گرفته اند و در طول تحول، گروه های دیگر با آن ادغام نشده باشد، می توان اطلاعات ارزشمندی در مورد شکل گیری کهکشانهای اولیه، ماده میان گروهی و توزیع ماده تاریک درون هاله گروه بدست اورد. مطالعه ویژگیها و خصوصیات کهکشانهای درون یک گروه، بخصوص درخشان ترین عضو گروه BGG ، نقش کلیدی در داده های رصدی دارد. به همین دلیل بسیار مهم و حیاتی است که تحت تاثیر خصوصیات چنین اجرامی، پارامتر اختلاف قدر را بعنوان یک کمیت رصدی به کمیات شبیه سازی مانند زمان تشکیل هاله و انباشته شدن جرم ارتباط دهیم. در این مطالعه, به کمک داده های رصدی و شبیه سازی، خصوصیات و ویژگیهای درخشان ترین عضو دو دسته گروه های کهکشانی با اختلاف قدر زیاد $(\Delta m_{12} \geq 2)$ و کم $(\Delta m_{12} \leq 0/3)$, به ترتیب بعنوان گروههای فسیل و کنترل، مورد بررسی قرار می دهیم.

رصد

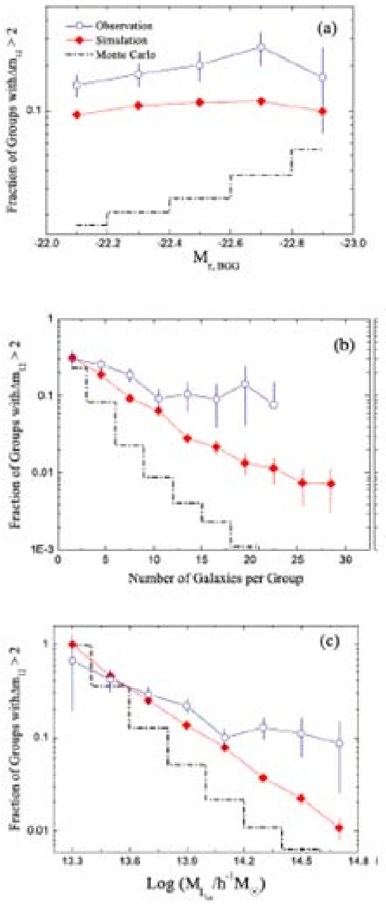
در این مطالعه برای انتخاب داده های رصدی ، از داده های طیف سنجی مساحی انتقال بسرخ $SDSS\ DR7$ در بازه $/.2 < z < /.17$ استفاده کردیم و به کمک الگریتم FOF گروه های کهکشانی که از نظر تعداد اعضاء و همچنین اختلاف قدر با یکدیگر تفاوت داشتند، استخراج کردیم. به دلیل محدودیت های رصدی تنها گروه هایی که درخشان ترین عضو آنها پر نورتر از $M_{\mathrm{r}} \leq -22$ و دارای اختلاف قدر کمتر از $\Delta m_{12} \leq 2/5$ هستند، انتخاب شدند. ، این معیار ها باعث می‌شود که دومین عضو درخشان گروه، درخشان تر از $M_{\mathrm{r}} \simeq -19/5$ باشد و با توجه به حد قدر طیف سنجی، چنین قدر مطلقی معادل انتقال بسرخ $Z \simeq 0/065$ است. در نتیجه با وجود این محدودیت ها تنها ٦۲۰ گروه باقی ماندند که از میان آنها ۱۰۹ گروه دارای شرط گروه های فسیل یعنی $\Delta m_{12} \geq 2$ هستند.

شبیه سازی

تعدادی از فرایندهای فیزیکی وجود دارد که در تحول و تشکیل ساختارها دخالت دارند، اما امکان بررسی آنها به کمک داده های رصدی میسر نیست. از جمله این فرآیندها می‌توان به تاریخچه تحولی کهکشانها، تعداد دفعات ادغام کهکشانها در گروه و ... نام برد. شبیه سازیهای عددی این امکان را فراهم میسازد که این فرایند ها را در انتقال بسرخ های مختلف مورد مطالعه و بررسی قرار داد . در این مطالعه، برای فراهم کردن فهرستی از گروه های شبیه سازی، به کمک داده های میلنیوم ، دو معیار در نظر گرفته شده است. در



شکل ۱) توزیع احتمال ادغام در کهکشان مرکزی گروه های فسیل و کنترل



شکل ۲) مقایسه توزیع فراوانی گروه های فسیل رصدی، شبیه سازی و مونت کارلو برحسب قدرمطلق کهکشان مرکزی، تعداد اعضا و جرم گروه

ابتدا، گروه هایی انتخاب شده اند که حداقل سه عضو در نصف شعاع ویریال داشته باشند. سپس با در نظر گرفتن کهکشانهای درون شعاع ویریال و درخشندگی آنها، کمیت اختلاف قدر را برای تمام گروه ها (۴۰۲۷۱) محاسبه کردیم که از این میان حدود ۶۰۰۰ گروه، شرط اپتیکی گروه های فسیل $(\Delta m_{12} \geq 2)$ را دارند.

مونت کارلو

تحولات درون گروه مانند ادغام کهکشانها با یکدیگر سبب به وجود آمدن اختلاف قدر، در درخشندگی این سیستم ها می‌شود. بالا بودن مقدار کمیت اختلاف قدر یکی از معیارهای انتخاب گروه های فسیل است. برای اینکه متوجه شویم، بالا بودن مقدار کمیت اختلاف قدر میان دو عضو درخشان در یک گروه، ناشی از تحول گروه است و منشا تصادفی ندارد، نیازمند به انجام شبیه سازی مونت کارلو هستیم. ممکن است گروه هایی با اختلاف قدر بالا پیدا شوند که مقدار بالای این کمیت در نتیجه تحول گروه نباشد

بلکه این گروه ها اخیراً طوری شکل گرفته اند که به صورت تصادفی دارای اختلاف قدر بالا هستند. یکی از روشهای مشخص کردن تاثیرات پدیده های تصادفی بر روی نتایج آماری پارامتر اختلاف قدر، استفاده از شبیه سازی مونت کارلو است . برای این منظور با انتخاب پارامترهای $\alpha = -1/08$ و $M_{\rm r}^{*} = -21/62$ در تابع درخشندگی شچتر، حدود یک میلیون گروه، با تعداد اعضای مختلف به صورت تصادفی تولید کردیم. اعضای این گروه ها دارای قدر مطلق در بازه $M_{\rm r} = -16$ تا $M_{\rm r} = -26$ هستند. این گروه های شبیه سازی شده از نظر تعداد اعضا، درخشندگی و اختلاف قدر با یکدیگر متفاوت می‌باشند و در ادامه برای ارزیابی پدیده های تصادفی در تحول گروهها با گروههای رصدی و شبیه سازی مقایسه کردیم.

نتایج

تاریخچه ادغام کهکشانها با کهکشان درخشان گروه (احتمال ادغام)

با در اختیار داشتن اطلاعات کافی از ادغام کهکشانها با کهکشان درخشان گروه، میتوان برای هر گروه، زمانهای مشخصی که با تحول گروه در ارتباط است، تعریف کرد. براساس تعریف، اگر نسبت جرمی دو کهکشان در حال ادغام نزدیک به یک باشد و یا به بیان دیگر دارای جرم تقریباً یکسانی باشند، چنین ادغامی، ادغام اصلی گفته می‌شود. از طرف دیگر، اگر نسبت جرمی دو کهکشان کم باشد، ادغام از نوع جزئی خواهد بود.در تاریخچه تحولی کهکشان درخشان گروه، زمان اولین و آخرین ادغام اصلی از اهمیت ویژه ای برخوردار است. بطوریکه آخرین زمان ادغام اصلی، دلالت بر آخرین زمان تغییر اساسی در ساختار و همچنین فعالیت های ستاره زایی در کهکشان دارد. نتایج این مطالعه نشان میدهد که در داده های شبیه سازی اولین ادغام های اصلی رخ داده در کهکشان درخشان گروه های فسیل نسبت به کنترل، در دوره های زودتری صورت گرفته است. اما این مقدار اختلاف، چندان کافی نیست که اثرات ناشی از آن در داده های رصدی قابل اندازه گیری باشد. در شکل-۱، احتمال ادغام (اصلی - جزئی) در گروه های فسیل و کنترل بر حسب زمان در طول تاریخچه تحولی کهکشان مرکزی، نشان داده شده است. براساس این شکل، با افزایش اختلاف قدر در گروه توزیع احتمال ادغام به سمت زمانهای اولیه سوق پیدا می‌کند. این نتیجه دلالت بر این دارد که تاریخچه ادغام در کهکشان مرکزی گروه های فسیل (میزان انباشتگی جرم در هاله) نسبت به گروه های کنترل در دوره های زودتری صورت گرفته است.

مطالعات آماری اختلاف قدر

شکل-۲ احتمال وجود فرایندهای تصادفی در احتمال توزیع گروه های فسیل بر حسب قدر مطلق کهکشان مرکزی، اعضای گروه و جرم گروه در داده‌های رصدی، شبه تحلیلی و گروه‌های تصادفی تشکیل شده توسط مونت کارلو را نشان می‌دهد. براساس شکل، احتمال یافتن گروه‌های فسیل در گروه‌های رصدی و شبیه سازی تقریبا مستقل از درخشندگی درخشان‌ترین عضو گروه‌های آنها است. از طرف دیگر پایین بودن احتمال داده‌های مونت کارلو در مقایسه با داده‌های شبه تحلیلی و رصدی نشان از کم اثر بودن نقش فرایندهای تصادفی در کمیت اختلاف قدر گروه‌ها است. همچنین گروه های کم جمعیت تشکیل شده توسط داده های رصدی، شبه تحلیلی و مونت کارلو دارای توزیع احتمالی تقریباً یکسانی هستند. چنین نتیجه ای از دید مدل تشکیل ساختار سلسله مراتبی که تشکیل بیشتر گروه های کم جمعیت را در زمان حال پیش بینی می‌کند، قابل توجیه است. همچنین برخلاف گروه های کم جمعیت، در گروه های پر جمعیت، پیش بینی شبیه سازی مونت کارلو به طور قابل ملاحظه ای کمتر از داده های شبه تحلیلی و رصدی است که نشان می‌دهد در این سیستم ها گروه های با اختلاف قدر بالا در نتیجه تحول به وجود آمده اند. همچنین باید به این نکته توجه

کرد که توزیع احتمال گروه های فسیل تشکیل شده در داده های شبه تحلیلی کمتر از داده های رصدی است. بنابراین چنین توزیع احتمالی را می‌توان بعنوان معیاری از دقت مدل شبه تحلیلی در نظر گرفت. براساس این سه شکل می‌توان نتیجه گرفت که در گروه های فسیل فرایندهای تصادفی در ایجاد اختلاف قدر بالا نقشی ندارند و به سبب زود تشکیل شدن این سیستم ها و داشتن زمان کافی برای ادغام کهکشانهای درون گروه و به نوعی تحول گروه، باعث شده که در تابع درخشندگی آنها اختلاف قدر ایجاد شود

نتیجه گیری

در کارهای شبیه سازی، فرایند های فیزیکی متعددی برای ارتباط بخشیدن بین مدل شبه تحلیلی و ماده بار یونی در نظر گرفته می‌شود. هر چقدر تعداد فرایندهایی که در این زمینه دخالت دارند، بیشتر باشد دقت داده های شبیه سازی و به دنبال آن مدل های شبه تحلیلی بالاتر می‌رود. اما به دلیل اینکه افزایش تعداد فرایندهای فیزیکی در نظر گرفته شده در فضای مدل شبه تحلیلی باعث ایجاد تبهگنی در میان پارامترهای فیزیکی می‌شود، در نتیجه محدودیت هایی در فرضهای اولیه این مدل وجود دارد. بنابراین پیدا کردن کمیت های قابل رصد که بتواند بر روی این پارامترها قید بگذارد بسیار سودمند خواهد بود. در این فصل نشان خواهیم داد که اختلاف قدر در گروه ها و خوشه ها کمیتی مناسب در این زمینه است.

مرجع‌ها

[1] Abazajian K., et al., 2009, ApJS, 182, 543
[2] Abell, G.O., 1958, ApJS, 3,211
[3] Binney, J. & Tremaine, S., *Galactic Dynamics.*, 1987, Princeton, NJ: Princeton University Press., USA
[4] Bower,R., Lucey, J. R., Ellis, R. S., 1992, MNRAS, 254, 601
[5] Dariush A., Khosroshahi H. G., Ponman T. J., Pearce F., Raychaudhury S., Hartley W., 2007, MNRAS, 382, 433
[6] Dariush, A., Raychaudhury, S., Ponman, T. J., Khosroshahi, H. G., Benson A. J., Bower R. G., & Pearce, F., 2010, MNRAS, 405, 1873
[7] D'Onghia, E., Sommer-Larsen, J., Romeo, A.D., Burkert, A., Pedersen, K., Portinari, L.& Rasmussen, J., 2005, ApJ, 630, L109
[8] Giuricin, G., Marinoni, Ch., Ceriani, L., Pisani, A., 2000, ApJ, 543, 178

اثر میدان خارجی بر دینامیک خوشه های کروی دور دست کهکشان دردینامیک نیوتنی تعدیل یافته (MOND)

کامران درخشانی ،حسین حقی

گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

چکیده

یکی از آزمون های مهم نظریهٔ مکانیک نیوتنی تعدیل یافته (MOND) ، محک زدن آن در اجرامی است که به دلیل داشتن نسبت جرم- به-درخشندگی پایین، اساسا نیازی به فرض وجود ماده تاریک ندارند. بنابراین می توان این نظریه را مستقیما در برابر دینامیک نیوتنی قرار داد. از بهترین آزمایشگاه ها برای این هدف خوشه های کروی هستند. جرم و چگالی کم بعضی از خوشه های کروی موجب می شود که شتاب گرانشی آنها از مرتبه شتاب گرانشی بحرانی MOND قرار گیرد. همچنین خوشه های دور از مرکز کهکشان این امتیاز را دارند که به دلیل غوطه ور بودن در میدان گرانشی بسیار ضعیف و تقریبا یکنواخت کهکشان می توان اثر میدان خارجی بر دینامیک داخلی آنها را، که اثری منحصر به فرد در نظریهٔ MOND است، مورد آزمون قرار داد. در این مقاله سعی می کنیم این اثر را به طور کلی پیش بینی کرده و با داده های تجربی خوشهٔ کروی NGC 2419 مورد مقایسه قرار دهیم.

External Field Effect on the Dynamics of Distant Galactic Globular Clusters in the Modified Newtonian Dynamics (MOND)

K. Derakhshani, H. Haghi

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

Abstract

One of the important tests of the Modified Newtonian Dynamics (MOND) theory is checking it on the objects which due to their low mass-to-light ratios do not essentially have to be considered as containing dark matter. Thus it can be tested directly against the Newtonian dynamics. Of the best laboratories to this end are globular clusters. Low masses and densities of some globular clusters cause their gravitational accelerations to be at the order of the critical acceleration of MOND. Also, the clusters faraway from the Galactic center have the property that due to being embedded in the very weak and almost uniform Galactic field, one can test the external field effect on their internal dynamics, a unique prediction by MOND. In this paper we try to predict this effect in general and compare it to the observational data for the distant Galactic globular cluster NGC 2419.

مقدمه

عدم مشاهدهٔ مستقیم ماده تاریک در تجربیات مختلف موجب ظهور نظریات جایگزین، که فرض وجود ماده تاریک را ضروری نمی دانند، گردیده است. یکی از این نظریات، مکانیک نیوتنی تعدیل یافته (Modified Newtonian Dynamics: MOND) است که در سال 1983 توسط Milgrom ارائه گشت[1]. بر طبق این نظریه شتاب گرانشی یک جرم آزمون (g) توسط رابطهٔ زیر تعیین می شود:

$$g\,\mu(\frac{g}{a_0}) = g_N \qquad (۱)$$

بطوریکه g_N شتاب گرانش نیوتنی، $a_0 = 1.2\times10^{-10}\,m/s^2$ شتاب بحرانی، و μ تابع گذار با شرایط $\mu(x) = \begin{cases} x & x \ll 1 \\ 1 & x \gg 1 \end{cases}$ است.

برای شکل تابعی $\mu(x)$ تاکنون چند پیشنهاد ارائه شده است. موفقیت های این نظریه خصوصا در توضیح تخت شدگی منحنی دوران کهکشان های مارپیچی موجب شده تا کاربرد این نظریه در مورد گروه های دیگر سیستم های ستاره ای نیز مورد دقت قرار گیرد. یکی از این گروه ها خوشه های کروی هستند که با به دست آمدن اطلاعات رصدی نورسنجی و طیف سنجی دقیق تر از آنها در سال های اخیر، بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. در چهارچوب مورد بحث، محبوبیت این اجرام به این دلیل است که در اکثر آنها نسبت جرم دینامیکی به درخشندگی خیلی کم است ($M/L \sim 2$). بنابراین نیاز به فرض وجود مادۀ تاریک در آنها بی مورد است. بدین ترتیب این سیستم ها می توانند آزمایشگاه بسیار خوبی برای آزمودن نظریۀ MOND در برابر دینامیک نیوتنی به شمار آیند.

البته تعریف تابع $\mu(x)$ نشان می دهد که تفاوت های این دو نظریه تنها هنگامی مهم و قابل مشاهده است که شتاب گرانشی ذرات سیستم تا مرتبه a_0 کاهش یابد. خوشه های کروی این شرط را نیز ارضا می کنند زیرا اکثر آنها دارای جرم و فشردگی کم هستند و شتاب گرانشی در طول شعاع آنها با a_0 قابل مقایسه یا کمتراست.

یکی از مشخصه هایMOND نقض اصل هم ارزی قوی است[2]. از تبعات این اصل مستقل بودن دینامیک داخلی سیستم های گرانشی از میدان های خارجی است. مکانیک نیوتنی این اصل را با دقت خوبی رعایت می کند. اما در MOND این موضوع صادق نیست. ریشۀ این قضیه در غیرخطی بودن رابطۀ (1) نهفته است. میدان خارجی از طریق تابع $\mu(x)$ موجب تأثیر در حرکت ذرات سیستم و در نتیجه تفاوت در مقدار کمیت هایی مانند پخشش سرعت ستاره ها می شود.

برای مشاهده تفاوت های بارز بین دینامیک نیوتنی و MOND باید سراغ خوشه هایی برویم که در میدان خارجی بسیار ضعیفی غوطه ورند یعنی حتی الامکان دور از مرکز کهکشان. این دور بودن مزیت دیگری نیز دارد و آن اینکه در فواصل دور این میدان خارجی تقریبا یکنواخت است. بنابراین می توانیم از اثرات کشندی صرفنظر کنیم.

پخشش سرعت ها در MOND

با فرض اینکه سیستم خودگرانشی مورد نظر در حالت تعادل هیدروستاتیک، دارای تقارن کروی، و بدون چرخش است از معادلۀ Jeans شروع می کنیم:

$$\frac{d}{dr}\rho\sigma_r^2 + \frac{2\beta_{(r)}}{r}\rho\sigma_r^2 = -\rho g \qquad (۲)$$

که در آن $\rho(r)$ چگالی جرمی، $\sigma_r(r)$ پخشش سرعت شعاعی، و $\beta(r)$ پارامتر ناهمسانگردی است با تعریف $\beta(r) = 1 - \frac{\sigma_t^2}{\sigma_r^2}$ بطوری که σ_t پخشش سرعت مماسی است. معادلۀ دیگر همان فرض MOND است (معادلۀ 1) که قبلا اشاره شد:

$$g\,\mu(\frac{g}{a_0}) = \frac{4\pi G}{r^2}\int_0^r r'^2 \rho dr' \qquad (۳)$$

برای تابع گذار تابع معروف به"استاندارد" را برمی گزینیم که به صورت $\mu(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ است.

روشن است که معادلات فوق با مجهول های $\sigma_r(r)$ و $g(r)$، هنوز بسته نیستند. پس برای $\beta(r)$ شکل تابعی زیر را انتخاب می کنیم:

$$\beta(r) = \frac{1}{1+(r_a/r)^2} \qquad (٤)$$

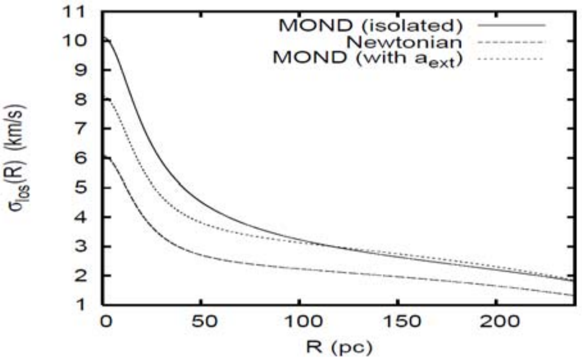
که در آن r_a شعاع ناهمسانگردی نام دارد. همچنین برای رابطهٔ بین $\sigma_r(r)$ و $\rho(r)$ مدل پلی تروپ را انتخاب می کنیم:

$$\sigma_r^2 = A_n \rho^{1/n} \qquad (۵)$$

که در آن n شاخص پلی تروپ و A_n ضریب پلی تروپ نام دارد که مقدار آن را شرایط مرزی تعیین می کند. بدین ترتیب با انتخاب پارامترهای آزاد n و r_a و تعیین شرایط مرزی $\sigma_r(0)$ و $g(0)$ دو معادلهٔ (۲) و (۳) به روش های عددی قابل انتگرال گیری هستند. ما برای این کار از روش Runge–Kutta مرتبهٔ چهارم برای معادلات جفت شده استفاده کردیم. برای تبدیل $\sigma_r(r)$ به کمیت قابل مشاهدهٔ $\sigma_{los}(R)$ (پخشش سرعت در امتداد خط دید به صورت تابعی از شعاع تصویر شده) از رابطهٔ زیر استفاده نمودیم [3]:

$$\Sigma(R)\sigma_{los}^2(R) = 2\int_R^\infty \rho(r)\sigma_r^2(r)\left[1-\frac{R^2}{r^2}\beta(r)\right]\frac{r}{\sqrt{r^2-R^2}}dr \qquad (٦)$$

که در آن $\Sigma(R) = 2\int_R^\infty \frac{r\rho(r)}{\sqrt{r^2-R^2}}dr$ چگالی جرمی سطحی است. شکل (۱) نتیجهٔ حل معادلهٔ (۵) را نشان می دهد:



شکل1 : تأثیر کلی میدان خارجی در دینامیک خوشهٔ کروی در نظریهٔ MOND

در معادلهٔ پواسون تعدیل یافته با وارد کردن میدان خارجی داریم[2]:

$$\nabla.[(\vec{g}+\vec{a}_{ext})\mu(\frac{|\vec{g}+\vec{a}_{ext}|}{a_0})] = -4\pi G(\rho_C + \rho_{ext}) \qquad (۷)$$

ρ_{ext} چگالی زمینه ای کهکشان و ρ_C چگالی خوشه است.

می توان نشان داد که شتاب ذرات خوشه در رابطهٔ زیر صدق می کند[4] :

$$\nabla.[\vec{g}\,\mu(\frac{|\vec{g}+\vec{a}_{ext}|}{a_0})] = -4\pi G\,\rho_C \qquad (۱۰)$$

حل این معادله با توجه به جمع برداری، بسیار مشکل است. به عنوان یک تقریب مرتبهٔ اول فرض می کنیم: $|\vec{g}+\vec{a}_{ext}| \approx g + a_{ext}$.

پس:

$$\nabla.[\vec{g}\,\mu(\frac{g+a_{ext}}{a_0})] = -4\pi G\,\rho_C \qquad (۱۱)$$

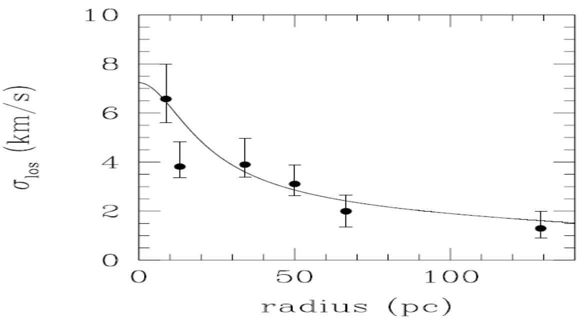
و یا:

$$g\,\mu(\frac{g+a_{ext}}{a_0})] = g_N = \frac{4\pi G}{r^2}\int_0^r r'^2 \rho dr'$$

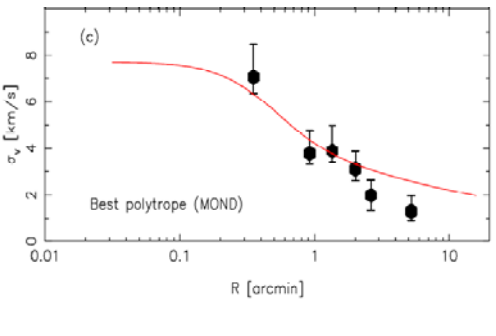
اکنون باید معادلات (2) و (11) را به طریق عددی حل کنیم. نتیجهٔ محاسبات و تـأثیر میـدان خـارجی در همـان شـکل (1) آمـده است.می بینیم که اثر میدان خارجی، کاهش σ_{los} است. برای مقایسه، رفتار کلی منحنی در گرانش نیوتنی نیز در همان شکل داده شـده است.

مقایسه با داده های رصدی

یکی از خوشه های کروی کهکشان راه شیری که داده های رصدی نورسنجی و طیف سنجی آن به انـدازهٔ کـافی موجـود اسـت و در ضمن شرایط لازم برای موضوع مورد بحث ما را دارد NGC 2419 می باشـد. بـر طبـق کاتـالوگ خوشـه هـای کـروی Harris [5]فاصلهٔ آن تا مرکز کهکشان حدود 90 kpc است. با داشتن سرعت مدارهای دایره ای $V_c \approx 220km/s$ مقدار a_{ext}در آن فاصله مساوی $1.65\times10^{-11} m/s^2$ یعنی حدود $0.14a_0$ است. همچنـین بـا توجـه بـه جـرم ($M \approx 10^5 M_{\odot}$) و شـعاع نیمـه جـرم آن ($r_h \approx 20pc$)، در مناطق وسیعی از آن رژیم MOND برقرار است. تست MOND روی این خوشـه اخیـرا توسـط Sanders در حالت ایزوله ($a_{ext}=0$) انجام شده است [6] (شکل 2).



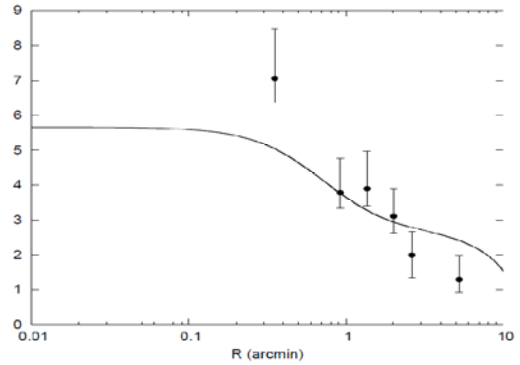
شکل۲: برازش مدل پلی تروپ در گرانش MOND توسط مرجع [6]



شکل۳ : برازش مدل پلی تروپ در گرانش MOND توسط مرجع [7]

می بینیم که برازشی که محاسبه شده با داده های رصدی هماهنگی خوبی ندارد. لذا Ibata و همکاران سعی کردند بهترین برازش را با انتخاب پارامترهای آزاد n، r_a و A_n به دست آورند که هنوز هم برازش مناسبی به نظر نمی رسد [7] (شـکل 3). آنهـا سـپس در

گرانش نیوتنی و با انتخاب مدل Michie برازش نسبتا بهتری را به دست آوردند و نتیجه گرفتند که گرانش نیوتنی برای توضیح دینامیک این خوشه مزیت دارد. ما سعی کردیم با حل عددی معادلات فوق در حالت غیر ایزوله ($a_{ext} = 0.14a_0$) منحنی $\sigma_{los}(R)$ را برای همان پارامترهای انتخاب شده توسط Sanders به دست آوریم و نشان دهیم با احتساب اثر میدان خارجی، MOND همچنان در توجیه دینامیک خوشهٔ NGC 2419 موفق است. نتیجه در شکل 4 مشاهده می شود.



شکل٤ : برازش مدل پلی تروپ در گرانش MOND با منظور نمودن اثر میدان خارجی

نتیجه گیری

همانطور که می بینیم تنها با اعمال میدان خارجی کهکشان و بدون تغییر پارامتر های آزاد به نتیجهٔ بهتری می توان رسید که تقریبا در محدودهٔ خطاهای رصدی و کاملا قابل قبول است. بنابراین توانستیم نشان دهیم که چنانچه اثر میدان گرانش کهکشان را در معادلات وارد کنیم نظریهٔ MOND همچنان می تواند دینامیک خوشه های کروی را به خوبی توجیه کند. در مرحلهٔ بعد به صورت کمّی به این مسئله خواهیم پرداخت و با آنالیز χ^2 به مقایسهٔ بهتری دست خواهیم یافت.

مرجع‌ها

[1] M. Milgrom; "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis"; *Astrophysical Journal* **270** (1983) 365

[2] J. Bekenstein and M. Milgrom; "Does the missing mass problem signal the breakdown of Newtonian gravity?"; *Astrophysical Journal* **286** (1984) 7

[3] J. Binney and S. Tremaine; "*Galactic Dynamics*"; Princeton University Press, 1988

[4] B. Famaey, *et. al.;"*Escaping from modified Newtonian dynamics"; *Mon.Not. R. Astron. Soc*. **377** (2007) L79

[5] W. E. Harris; "A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way"; *Astrophysical Journal* **112** (1996) 1487

[6] R. H. Sanders; "NGC 2419 does not challenge modified Newtonian dynamics"; *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** (2011) L6

[7] R. Ibata, *et. al.*; "Polytropic Model Fits to the Globular Cluster NGC 2419 in Modified Newtonian Dynamics"; *Astrophysical Journal* **743** (2011) 43

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ـ دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

بررسی آماری ساختارهای بزرگ مقیاس در مساحی های انتقال به سرخ با استفاده از برنامه خودکار VExtractor

کاوه واسعی زاده[۱]، سعید توسلی[۱]، سپهر اربابی بیدگلی[۱]، حبیب خسروشاهی[۱]
[۱] پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

در این مطالعه به معرفی برنامه ای می پردازیم که می تواند با انجام تصحیحات لازمه بر روی داده های خام یک مساحی انتقال به سرخ دلخواه، یک نمونه محدود به حجم در بازه مورد نظر کاربر تبدیل کند که تنظیم پارامترهای لازمه در یک فایل پیکر بندی ایجاد می شود و سپس با استفاده از الگوریتم کارآمدی که در سال ۱۹۹۸ توسط آکیو و ماهونن ارایه شد، به جستجو، استخراج و بررسی آماری اندازه، شکل، چگالی عددی، جهت گیری و سایر خصوصیات تهی جاهای سه بعدی می پردازد. به کمک این برنامه به سادگی قادر خواهیم بود وابستگی خصوصیات تهی جاها به پارامترهای مختلف از جمله بازه انتقال به سرخ، اندازه پارامتر تفکیک شبکه و فیلترهای قدر انتخابی متفاوت را بررسی نماییم. *همچنین برنامه ما قادر به تفکیک کهکشانهای زمینه، رشته و خوشه می باشد. که برای مطالعات آماری وابستگی خصوصیات کهکشانها به محیط پیرامونشان نیز می توان از این برنامه سود جست.*

A Statistical Study of the Large Scale Structure in Redshift Surveys By Automated Code: VExtractor

K. Vaseizadeh i[1], S. Tavasoli[1], S. Arbabi[1], H. Khosroshahi[1]
[1] School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In this study we introduce our automated code, which at first perform data reduction and necessary corrections on the raw data of any redshift survey. Then It produces volume limited samples to extract and analysis of the physical properties of Voids which are found using a robust version of the algorithm introduced by Aikio & Mahonen (1998). This code easily enables researchers to study the dependence of various void characteristics to any parameters by altering parameters in a configure file and rerun the code. Our code has also the ability to distinguish between void, filament and cluster galaxies, hence providing an easy way to statistically study the dependencies of galaxy characteristics to environmental effects.

مقدمه

تهی‌جاها مناطق وسیع و کم چگالی هستند که یا فاقد کهکشانند یا تعداد کمی کهکشان در آنها مشاهده می‌شود. از آنجا که تهی‌جاها بزرگترین ساختارهای موجود در کیهان هستند مطالعه و بررسی آنها برای نظریه‌های مرتبط با منشا و تحول ساختار عالم دارای اهمیت بسیاری است. تا پیش از انتشار ششم داده‌های نقشه انتقال به سرخ SDSS در امرداد ماه سال ۱۳۸۶، عملا داده رصدی مناسبی برای شناسایی و بررسی تهی‌جاهای سه بعدی وجود نداشت. با این حال از اوایل دهه ۸۰ میلادی تا کنون، روش‌های متفاوتی با تعاریف مختلف برای شناسایی تهی‌جاها در توزیع‌های شبیه‌سازی شده از کهکشان‌ها ارایه شده‌اند. در این مقاله، براساس مطالعه مقایسه‌ای

تهی‌جاهای دو بعدی در نمونه‌های 2dFGRS که سال گذشته در این همایش ارایه شد[1]، الگوریتم کارآمد و انعطاف پذیر آکیو و ماهونن[2] برای بررسی سه بعدی تهی‌جاها انتخاب شده است.

نحوه آماده‌سازی داده‌ها

به‌منظور دست‌یابی به ناحیه وسیع و پیوسته‌ای از کهکشان‌ها پس از مطالعه توزیع زاویه‌ای کهکشان‌ها در داده‌های طیف‌نگاری شده انتشار عمومی هفتم SDSS [3] و انتخاب بزرگترین ناحیه‌ی فاقد بخش‌های ناقص (که به‌دلیل وجود ستاره‌های روشن نزدیک امکان نقشه‌برداری میسر نبوده)، مشخصات تمام کهکشان‌ها شامل بعد و میل در دستگاه J2000، انتقال به سرخ در دستگاه خورشید مرکز و قدر ظاهری در سه فیلتر i,r,g به‌ترتیب متناظر با m_0,m_1,m_2 با شرط مکانی زیر استخراج شد:

$$156.8^o < RA < 200^o,\ 28.6^o < Dec < 58.2^o,\ 0.02 < z < 0.25$$

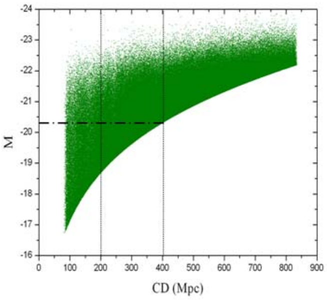
با استفاده از شرط بالا تعداد ۸۰۱۶۸ کهکشان به‌دست آمد. سپس برنامه VExtractor تصحیحات زیر را بر روی داده ها اعمال می کند:

الف)تصحیح انتقال به سرخ: انتقال به سرخی که از یک کهکشان رصد می‌کنیم، ناشی از مجموع سرعت‌های خاصه آن کهکشان و خورشید و سرعت هابلی آن دو نسبت به هم است. مقدار سرعت خاصه آن کهکشان به‌دلیل نامعلوم بودن، قابل تصحیح نیست و منجر به اثری به نام *اثر انگشت خدا* می‌شود، اما اندازه و جهت سرعت خاصه خورشید را می‌توان با توجه به دوقطبی تابش زمینه کیهانی که از WMAP به دست آمده بدست آورد و اثر آن را از انتقال به سرخ اندازه گیری شده حذف نمود. به کمک [4,5] داریم:

$$cz_{CMB} = cz_{hel} - 50.3201\cos(b)\cos(l) - 251.6218\cos(b)\sin(l) + 248.5953\sin(b)$$

که در آن l و b طول و عرض هرکهکشان در مختصات کهکشانی هستند که مقادیر آنها را از تبدیل بعد ومیل بدست می‌آوریم.

ب) تبدیل انتقال به سرخ تصحیح شده به فاصله همراه: از حل معادله مخروط نوری برای متریک رابرتسون واکر با فرض عالم تخت داریم: $r_e = \frac{c}{R_0}\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}$ که در آن r_e فاصله همراه و R_0 ضریب مقیاس کنونی عالم است. از طرفی به کمک معادلات فریدمن ومعادله حالت و پیوستگی و تعاریف پارامترهای چگالی ماده و انرژی تاریک می‌توان نشان داد که: $H(z) = H_0[(1+z)^2(1+z\Omega_M)^2 - z(2+z)\Omega_\Lambda]^{1/2}$ و از آنجا که از مشاهدات کیهان‌شناسی مدل کنونی عالم دارای $\Omega_M = 0.3$ و $\Omega_\Lambda = 0.7$ است، می‌توان رابطه بالا را به‌صورت عددی حل کرد و مقدار فاصله همراه r_e را از روی انتقال به سرخ محاسبه نمود. با ضرب آن در R_0 فاصله همراه در واحد طول D_c بدست می آید.



شکل-۱ نحوه ساختن نمونه محدود به حجم در نمودار فاصله همراه ـ قدرمطلق. شکل مربوط به فیلتر r است.

ج) **اعمال تصحیح k و محاسبه قدرمطلق:** درخشندگی کهکشان های مشاهده شده در انتقال به سرخ های بالا در طول موج های بالاتری نسبت به آنچه در اصل تابیده شده اند، آشکارسازی می شوند. بنابراین بازه های متفاوتی از طیف آنها در فیلترهای مختلف، ثبت می شود و قدرهای متفاوتی برای دو کهکشان مشابه در انتقال به سرخهای مختلف به دست می آید. برای محاسبه یکسان قدر کهکشانها به کمک تصحیح k (بر مبنای $z=0$) راتبدیل قدر مطلق به صورت زیر درمی آید:

$$M = m - 5\log[D_c(1+z)] - 25 - k(z)$$

البته تصحیح k علاوه بر z به نوع کهکشان و فیلتر انتخابی نیز وابسته است ولی به

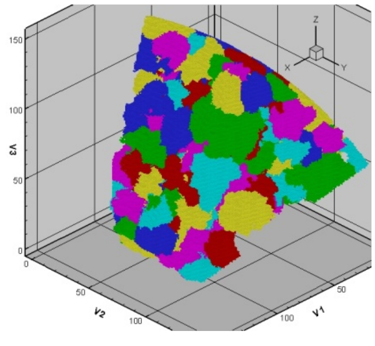
دلیل عدم امکان بررسی نوع تک تک کهکشانها در این مقاله از مقدار متوسط زیر[6] استفاده شده است:

$$k(z) = 2.3537z^2 + 0.5735z - 0.18437$$

د) ساخت نمونه های محدود به حجم: از آنجا که نقشه SDSS یک نقشه محدود به قدر است، در فضا یکنواخت نیست. زیرا کهکشان‌های دورتر، تنها درصورتی که به‌نسبت کهکشان‌های نزدیک پرنورتر باشند در نقشه ثبت می‌شوند در حالیکه کهکشان‌های نزدیک، درصورت کم نور بودن نسبی هم در نقشه ثبت می‌شوند. برای تصحیح این اثر، اقدام به‌ساختن نمونه‌های محدود به حجم می‌کنیم، بدین ترتیب که بیشترین قدرمطلق رصد شده در عمیق ترین ناحیه ی نمونه را بدست آورده و تنها کهکشانهای درخشانتر از آن قدر را در نمونه نگه می داریم. بدین گونه نمونه ای یکنواخت داریم که چگالی عددی کهکشانها با افزایش فاصله کاهش نمی یابد و لذا برای بررسی ساختارها مناسب است. شکل(۱) نحوه ایجاد یک نمونه محدود به حجم را برای فیلتر $(M_0)r$ نشان داده شده است. همانطور که از شکل(۱) پیداست با اینکار تعداد زیادی از کهکشانها را از دست خواهیم داد. در انتها نیز برای یافتن تهی جاها در مرحله بعد مختصات کروی (فاصله همراه، بعد و میل) را به مختصات دکارتی (x,y,z) تبدیل میکند.

معرفی الگوریتم یافتن تهی جا

در این روش ابتدا یک شبکه مکعبی اطراف نمونه تشکیل می‌شود که ابعاد سلولها بعنوان پارامتر تفکیک شبکه است. سپس فاصله مراکز هر یک از سلول‌های درون نمونه این شبکه تا نزدیک‌ترین کهکشان به آن سلول محاسبه می‌شود. بدین ترتیب یک میدان فاصله اسکالر بدست می‌آید. که در آن اگر X مختصات کهکشان‌ها و x مختصات مراکز سلول‌ها باشند: $D(x) = \min_n \{|x - X_n|\}$ میدان فاصله سلول متناظر آن است. سپس نقاط بیشینه محلی در این میدان را محاسبه کرده و از آنجا که این نقاط از کهکشان‌ها دورترین فاصله را دارند آنها را به عنوان مراکز زیرتهی‌جا (subvoid) درنظر می‌گیریم. فرض کنید M یک بیشینه محلی باشد. سپس زیرتهی‌جا را به اینصورت تعریف می‌کنیم: یک سلول تنها در صورتی متعلق به یک زیرتهی‌جاست که اگر به طور مرتب در جهت افزایش $D(x)$ حرکت کنیم به بیشینه M برسیم. بر اساس این تعریف تقریبا برای تمام سلول‌ها تنها به یک و فقط یک بیشینه می‌رسیم. بعنوان یک شرط تکمیلی در این الگوریتم می‌توان فاصله کمینه‌ای D_{min} را به‌عنوان کمترین مقدار مجاز $D(x)$ برای اینکه یک سلول متعلق به یک زیرتهی‌جا باشد، تعریف کرد. این پارامتر باعث جدا شدن سلول‌های حاوی کهکشان از زیرتهی‌جاها می‌شود.



شکل 2) شکل کلی تهی‌جاها برای Sam11-1.5

از آنجا که ممکن است در یک تهی‌جا بیش از یک بیشینه محلی وجود داشته باشد و مقادیر

این بیشینه‌های محلی تقریبا یکسان باشند، این روش تهی‌جا را به کمک شرط زیر تعریف می‌کند. دو زیرتهی‌جا متناظر با M_i و M_j متعلق به یک تهی‌جا هستند اگر: الف) فاصله میان دو بیشینه محلی $d_{i,j}$ کمتر از مقدار میدان فاصله هر دو بیشینه محلی باشد. به عبارتی داشته باشیم : $d_{i,j} \leq \min\{D(M_i), D(M_j)\}$ ب) بیشینه محلی M_i با M_1، M_1 با M_2 و ... و M_n با M_j همگی دوبدو در شرط قسمت الف صدق کنند. در اینصورت به کمک یک زنجیره، M_i و M_j نیز متعلق به یک تهی‌جا هستند.

با مشخص شدن اینکه کدام بیشینه‌های محلی به کدام تهی‌جا تعلق دارند. تمام سلولهایی که به هر یک از این بیشینه‌های محلی تعلق داشتند به تهی‌جای مربوطه تعلق خواهند گرفت. البته در این بررسی در هر نمونه تنها تهی جاهایی را درنظر می گیریم که حجم آنها از کره ای به شعاع فاصله متوسط بین کهکشانهای آن نمونه بیشتر باشد. به عبارت دیگر دارای شعاع معادلی بیش از فاصله متوسط بین کهکشانها داشته باشند.

از دلایل انتخاب الگوریتم آکیو ماهونن میتوان به ۱) بدست آمدن تهی‌جاها با شکل دلخواه نه به صورت کروی، ۲) در اختیار داشتن اطلاعات مربوط به هریک از سلولها و ۳) قابلیت تنظیم پارامتر تفکیک و فاصله کمینه، اشاره کرد.

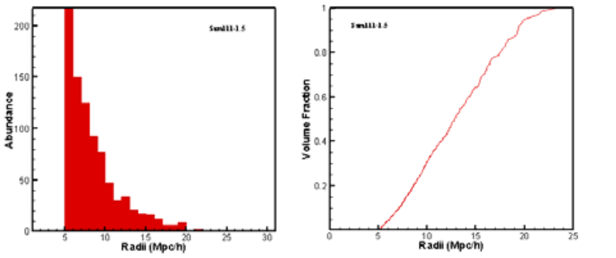
نتایج

نمونه‌ها بترتیب باتوجه فیلتر انتخابی، بازه فاصله همراه و اندازه پارامتر تفکیک، نامگذاری شده‌اند. Sam11-1.5 برای مثال متناظر با فیلتر r مربوط به M_1، نزدیکترین بازه فاصله همراه و پارامتر تفکیک ۱,۵ Mpc/h است. با انتخابهای متفاوت این سه مولفه، ۱۳نمونه اولیه تولید شد که خصوصیات کلی آنها و تهی‌جاهای آنها در جدول(۱) نشان داده شده.

name	D_c	M_{max}	$(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$	NG	L	Samvol	NV	Vvol	Rmax
Sam11-1.5	(150-350)	-17.8	(224,219,225)	24087	5.35	3685537	864	3401884	23.305
Sam11-2	(150-350)	-17.8	(224,219,225)	24087	5.35	3682264	931	3430114	22.128

جدول۱) ستون‌ها به‌ترتیب نام نمونه، بازه فاصله همراه (Mpc/h) ، قدرمطلق آستانه مربوط به ساختن نمونه محدود درحجم، بازه پراکندگی کهکشان‌های نمونه (Mpc/h)، *تعداد کهکشان‌های هر نمونه، فاصله میانگین کهکشان‌ها* (Mpc/h)، *حجم نمونه* (Mpc^3/h^3)، تعداد تهی‌جاها، حجم تهی‌جاها (Mpc^3/h^3) و شعاع موثر بزرگترین تهی‌جای نمونه را نشان می‌دهد.

شکل (۲) تهی‌جاهای نمونه Sam11-1.5 را نشان می‌دهد. برای هرنمونه نمودار فراوانی و تجمعی رسم شده که اولی تعداد تهی‌جاها در هر بازه شعاع موثر و دومی کسری ازحجم کل تهی‌جاها که توسط تهی‌جاهای با شعاع موثر کوچکتر از هر اندازه اشغال شده را نشان می دهد. شکل (۳) برای همان نمونه این نمودارها را نشان می دهد.



شکل ۳) نمودارهای توزیع فراوانی و تجمعی نمونه Sam11-1.5 : فیلتر r، فاصله همراه نزدیک و پارامتر تفکیک 1.5 Mpc/h

برای بررسی میزان کروی بودن تهی‌جاها، قطر تهی‌جا را بصورت بیشینه فاصله دو سلول تهی‌جا بعلاوه پارامتر تفکیک تعریف می‌کنیم. هرچه نسبت قطر تهی‌جا به شعاع موثر بیشتر باشد، تهی‌جا از کروی بودن فاصله بیشتری دارد.

نتایج مقایسه نمودارهای تجمعی:۱) با افزایش فاصله اندازه تهی‌جا

افزایش می‌یابد زیرا نمونه رقیق می‌شود. ۲) از دست دادن قابل ملاحظه دقت با افزایش پارامتر تفکیک از ۱,۵ به ۲ مگاپارسک. ۳) با افزایش فاصله، برای فیلتر g تهی‌جاها نسبت به سایر فیلترها بزرگتر می‌شوند.

مرجع‌ها

[1] سپهر اربابی بیدگلی، سعید توسلی، طهمورث تولیت‌کاشانی، هادی رحمانی، زینب شفیعی، محبوبه شقاقیان، زهرا شیخ‌بهایی، امیر عنبرانی، کاوه واسعی‌زاده، مقاله نامه یازدهمین همایش سالانه نجوم، قزوین ۱۳۸۵

[2] Aikio J., Mahonen P., 1998, Astrophys.J., 497, pp. 534-540.
[3] Courteau S. & van den Berg S., July 1999, Astron.J
[4] Erdogdu P. et al. 2006, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 368, pp. 1515-1526
[5] Tikhonov A.V., 2007, arXive eprint, astro-ph/07074283v1

طراحی و ساخت یک تلسکوپ رادیویی در ناحیه VLF

مرجان مربوطی[۱]،مهدی خاکیان قمی [۲] ، محمود شاه آبادی[۳] , اشکان زند[۲] و امین رشیدی زاده[۳]

[۱] دانشکده علوم،دانشگاه آزاد تهران مرکزی، عضو باشگاه پژوهشگران جوان

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه امیرکبیر ، تهران

[۳]دانشکده فنی،دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر،دانشگاه تهران

چکیده

در این مقاله به ساخت یک رادیو تلسکوپ (مجموعه آنتن و تقویت کننده) جهت دریافت تأثیری که اختلالات جوی به خصوص انفجارهای خورشیدی (Solar flares) بر لایهٔ یونسپهرمی‌گذارند، پرداختیم. رادیوتلسکوپ ساخته شده وظیفه دریافت فرکانس ۲۶٫۷ KHzکه منبع تولید فرکانسی آن ایستگاه TBB(Bafa,Turkey)می‌باشد را به عهده دارد. در ادامه کار پس از دریافت سیگنال VLF انتخابی توسط رادیوتلسکوپ می‌توانیم با کمک نرم افزارهای spectrum lab و SSRT Robot2 انفجارهای خورشیدی واثرات آن بر لایه‌ی یونسپهر را مشاهده کردیم[1].

Design and Construction of a Radio Telescope in VLF band

[1], M. Khakian Ghomi[2], M. Shah Abadi[3], A.Zand[2], A.Rashidi Zadeh[3]Marbouti .M

[1] Department of science, Islamic Azad University Central Tehran Branch, member of young researchers club

[2]Department of Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran

[3]Technical Department, Department of electrical & Computer engineering, University of Tehran

Abstract

In this paper, we did design and construct a radio telescope (tension and amplifier complex) to receive Atmospheric disturbance effects especially, solar flares. The radio telescope was constructed to receive 26.7 KHz frequency which is produced from TBB station (Bafa Turkey). After receiving selective VLF signals by the radio telescope we observed solar flares and ionospheres effects by Spectrum lab and SSRT Robot2 softwares.

مقدمه

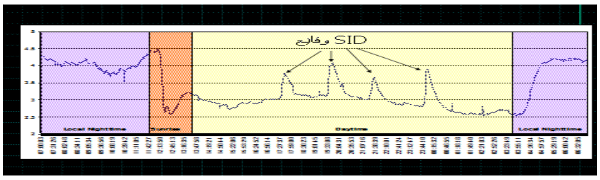
یونسپهر قسمتی از جو زمین است که در ارتفاعات بالاتر از حدود ۶۰ کیلومتر در اثر تابش خورشیدی به صورت پرتوی x و فرا بنفش ایجاد می‌شود. در اثر برهم کنش این تابشها وجوزمین، الکترونها از مولکولها یا اتم های موجود در آن ارتفاعات جدا می شوند و می توانند به صورت آزاد در میدان مغناطیسی زمین حرکت کنند. بنابراین یونسپهر را می توان به مثابه لایه ای رسانا در نظرگرفت. از طرفی خود یونسپهر بر حسب شدت و قدرت نفوذ تابش های خورشیدی، به بخشهای متفاوتی تقسیم می شود: لایه های D ,E, F_1, F_2. لایه‌ی D فقط در روز وجود دارد و لایه‌ی F_1 هم در شب با لایه F_2 یکی می شود. خورشید تأثیر مستقیمی در یونیزه کردن لایه های یونسپهر دارد. تعداد زیادی ایستگاه های VLF در سرتاسر جهان وجود دارند که این ایستگاه ها امواج VLF را برای ارتباط با زیردریایی های خود ارسال می کنند. این امواج فرستاده شده در مسیر خود با لایه های یونسپهر برخورد می کنند و با توجه به چگالی

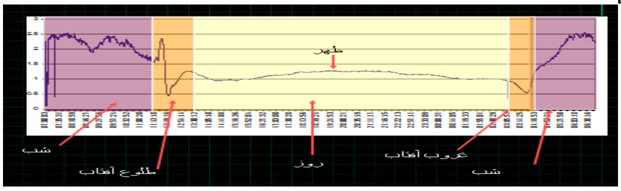
الکترونی این لایه ها بازتاب می شوند. می توان از طریق دریافت سیگنال از این ایستگاه ها، نوسانات و انفجارهای خورشیدی و همچنین افت سیگنال ها هنگام طلوع و غروب خورشید را نیز مشاهده کرد. [2]

تحلیل سیگنال‌های تلسکوپهای رادیویی مشابه

با توجه به تغییر میزان چگالی الکترون ها در لایه های مختلف یونسفر در شب و روز، امواج فرستاده شده از طرف ایستگاه های VLF به این لایه، میزان بازتابش و دریافت امواج در سطح زمین تغییر پیدا می کند و با مشاهده تغییرات سیگنال دریافتی می توان به نوسانات خورشیدی پی برد. در طی شب چون خورشید تابش کمتری دارد، در نتیجه یونیزاسیون کمتر شده و لایه D از بین می رود و سیگنال های VLF از طریق لایه های E و F بازتاب می شوند. این پدیده سبب افزایش قدرت سیگنال VLF در شب می‌شود. وقتی که خورشید طلوع می کند لایه D به مقدار کمی یونیزه شده و این پدیده سبب می شود که لایه D شروع به جذب سیگنال های VLF کند و پس از یک یا دو ساعت دوباره توانایی بازتاب لایه D افزایش می یابد. در روز سیگنال های فرستاده شده VLF برگشت داده می شوند اگرچه بازتاب به اندازه شب قوی نیست. این تجربه‌ای است که همه ما در دریافت کیفیت بالاتر سیگنال‌های رادیویی در شب داریم.

در طی یک انفجار خورشیدی (Solar Flar)، پرتو x سخت تابش می شود و این تابش یونیزاسیون لایه D را ۱۰۰ برابر نسبت به یک روز بدون انفجار خورشیدی افزایش می دهد. این اثر چگالی الکترون ها را در لایه D افزایش داده و این پدیده سبب می شود که ما در طی یک روز در نمودار سیگنال های دریافتی از ایستگاههای VLF یک پیک ناشی از انفجارهای خورشیدی داشته باشیم: شکل ۲ [5]





شکل۱. الگوی شدت سیگنال VLF دریک شبانه روز بدون انفجارات خورشیدی . شکل۲. الگوی شدت سیگنال VLF دریک شبانه روز همراه با انفجارات خورشیدی .

به این پدیده ها SID (اختلالات ناگهانی یونوسفری) می‌گویند. هدف ما در این مقاله دریافت انفجارهای خورشیدی و همچنین دریافت افت هایی است که روی نمودار در هنگام طلوع و غروب خورشید روی سیگنال داریم,[3, 4]:

برای دریافت سیگنال های VLF نیاز به ساخت آنتنی است که بتواند سیگنال های هرکدام از ایستگاههای مورد نظر را دریافت کند. برای این منظور از آنتن های حلقه ای برای دریافت این سیگنال ها استفاده می شود.

روش انتخاب ایستگاه موردنظر برای دریافت فرکانس VLF:

جهت دریافت فرکانس های VLF باید از ایستگاه های VLF که در سرتاسر جهان وجود دارد یکی را انتخاب کرد و با دانستن فرکانس آن ایستگاه آنتن متناسب با آن را طراحی نمود. در این مرحله ایستگاهی در ترکیه به نام TBB در شهر Bafa را انتخاب کردیم که در فاصله نزدیکتری به ما نسبت به سایر ایستگاه ها قرار دارد. ویژگی های ایستگاه انتخابی ما: 1- فاصله آن بین ۵۰۰ کیلومتر تا ۵۰۰۰ کیلومتر باشد. 2- توان فرستندگی آن نسبت به سایر ایستگاههای اطراف بیشتر باشد.

مراحل کلی کار:

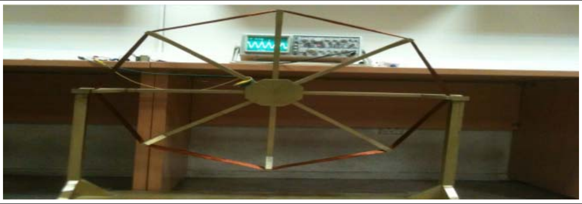
برای دریافت فرکانس ٢٦/٧ KHz نیاز به ساخت یک آنتن و یک تقویت کننده داریم. سپس باید سیستم آنتن و تقویت کننده به کارت صوتی کامپیوتر نصب گردد و با استفاده از نرم افزارهای مورد نیاز (spectrum lab و SSRT Robot2) فرکانس ایستگاه ترکیه و متعاقباً افت های سیگنالی طلوع و غروب خورشید و انفجارات خورشیدی را روی این فرکانس دریافت نمود. مراحل کلی این کار عبارتند از:

١- **محاسبات شناسه های آنتن:** با استفاده از فرمول های زیر به ساخت آنتن جهت فرکانس مورد نظر (٢٦/٧KHz) می‌پردازیم.

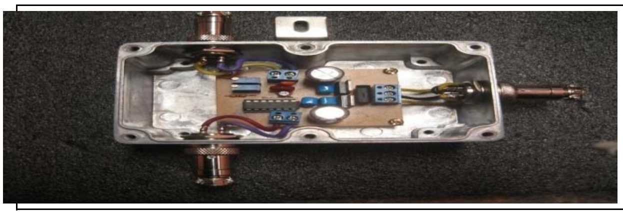
$$f = 1/(2 * Pi * (L * c)^\wedge (1/2)))$$
$$L = MU * r * N^\wedge 2 * (Ln(8^\wedge r / R) - 1/75)$$
$$L = 38/6mH \quad , C = 919DF$$

٢- **ساخت اسکلت آنتن و سیستم نگهدارنده:** بر اساس محاسبات انجام شده، ساختار ما آنتنی به قطر ٨٠ سانتی متر و تعداد دورهای پیچیده شده ١٠٠ دور سیم به شعاع R = ٠/٢٧٥ mm می باشد.

٣- **طراحی و ساخت مدار:** مدار مورد نظر ما، یک مدار با یک سری قطعات الکترونیکی می باشد که از همه مهمتر در سیستم ما استفاده از یک آپمپ است که کار تقویت مدار را انجام می دهد. ما بهرۀ مدار خود را روی ٢٠ تنظیم کرده ایم تا بتوانیم بهترین سیگنال را دریافت کنیم.



شکل۳. آنتن



شکل٤. مدار

٤- اتصال مدار به آنتن و تست آن (بوسیله سیگنال ژنراتور ودر آزمایشگاه):

در این مرحله فرکانس ٢٦/٧ KHz را توسط آنتن فرستنده دست ساز به آنتن طراحی شده فرستادیم و انتظار داشتیم که سیگنال بدون نویزی را روی اسیلوسکوپ مشاهده کنیم.

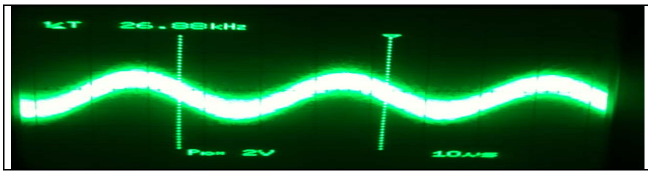
٥- اتصال مدار به آنتن و تست آن (بدون اتصال به سیگنال ژنراتور و در فضای آزاد):

این مرحله همانند مرحله ٥ انجام شد با این تفاوت که ما مجموعۀ آنتن و مدار تقویت کننده را به فضای آزاد بردیم و در آنجا از آسمان

بدون استفاده از آنتن فرستندۀ دست ساز سیگنال دریافت کردیم که خوشبختانه با وجود اغتشاشات فراوان و نویزهای شهری باز هم

فرکانس ۲۶/۷ KHz را روی اسیلسکوپ مشاهده کردیم.

شکل۵. تست سیستم (با سیگنال ژنراتور)



شکل٦. تست سیستم (بدون سیگنال ژنراتور)

٦– اتصال سیستم (آنتن و مدار تقویت کننده) به کارت صوتی به عنوان ورودی به اسیلسکوپ:

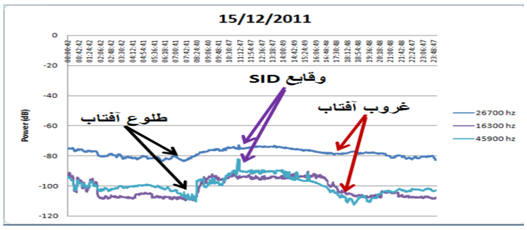
مجموعه آنتن و مدار را بوسیلهٔ کابلهای صوتی به کارت صوتی ٩٦KHz متصل کردیم.

٧– نصب نرم افزار Spectrum lab و گرفتن خروجی از آن:

بعد از اتصال سیستم به کارت صوتی کامپیوتر، نرم افزار Spectrum lab را روی کامپیوتر نصب کردیم و به گرفتن دیتا در بازه های یک دقیقه ای به صورت شبانه روزی پرداختیم، مشاهده کردیم که سیستم ما علاوه بر فرکانس ۲۶/۷ KHz فرکانس های قوی دیگری را از ایستگاه های VLF کشورهای اطراف نیز دریافت می کند پس برآن شدیم که به دریافت و رسم نمودار این ایستگاه ها نیز بپردازیم. [6]

فاصله ایستگاه از تهران	فرکانس ایستگاه	ایستگاه VLF
2158.2455km	26.7KHZ	TBB(Bafa,Turkey)
4046.8096km	16.3KHZ	VTX(India)
3297.0614km	45.9khz	NSY(Italy)

٨– نمودار دریافتی از سیستم به کمک نرم افزار SSRT Robot2:



شکل۵. نمونه ای از سیگنال دریافتی و مشاهده افت های سیگنال طلوع وغروب وانفجارخورشیدی.

نتیجه گیری:

همانطور که می دانیم انفجارات خورشیدی پدیده هایی هستند که زندگی انسانها را تحت تأثیر خود قرار می دهند و ما در هر جای این کره خاکی که باشیم با ساختن یک سیستم آنتن حلقه ای می توانیم به دریافت این انفجارات خورشیدی بپردازیم. در کشورهای دیگر تلاشهایی در زمینه ساخت اینچنین سیستم دریافت انفجارات خورشیدی صورت گرفته است. و اکنون ما نیز با ساخت این دستگاه توانستیم انفجارات خورشیدی را در کشور خود نیز مشاهده کنیم. **در مرحله بعد تلاش خواهیم کرد که با آرایه کردن این آنتن‌ها توانایی آنها را افزایش دهیم.**

مراجع

[1] Percival Andrew; "*How to build your own radio telescope*"; first edition (2007)

[2] Wayne M .McRae, Neil R .Thomson; ; "*Solar are induced ionospheric D-region enhancements fromVLF phase and amplitude observations*"; Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics **66** (2004) 77–87

[3]D. H. Zhang, X. H. Mo, L. Cai, W. Zhang, M. Feng, Y. Q. Hao, and Z. Xiao*;" Impact factor for the ionospheric total electron content response to solar flare irradiation*" JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 116, A04311, doi:10.1029/2010JA016089, 2011

[4] V. Zigman , D. Grubor ,D.Sulic; "*D-region electron density evaluated from VLF amplitude time delay during X-ray solar flares*"; Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 69 (2007) 775–792 (2007)

[5] Aleksandra Kolarski and Davorka Grubor; "*Study of the X-Ray Flare Induced Lower Ionosphere Changes by Simultaneous Monitoring of Two VLF Signals: GQD and NAA";*

[6] http://www.radiotelesopebuilder.com/network.htm

تاثیر ثابت کیهان شناسی بر لنزینگ (عدسی گرانشی) ناشی از ریسمان های کیهانی

سید یحیی رکنی، حبیب الله رزمی ، محمد رحیم بردبار
گروه فیزیک، دانشگاه قم، اول جاده قدیم اصفهان، قم

چکیده

در مقاله حاضر، تصحیح ناشی از وجود ثابت کیهان شناسی (مثبت) برای میزان خمیدگی نور در مجاورت یک ریسمان کیهانی به دست آورده شده است. این تصحیح باعث کاهش میزان خمیدگی نور و در نتیجه منجر به کوچکتر شدن زاویه جدایی دو تصویر حاصل از پدیده ی لنزینگ خواهد شد.

مقدمه

یکی از راههای به دست آوردن اطلاعات راجع به کیهان اولیه، مطالعه ریسمان های کیهانی می باشد. آنها اشیائی یک بعدی، طویل و با ضخامت میکروسکوپی هستند که ممکن است در خلال گذار فاز کیهان اولیه شکل گرفته باشند [۳-۱]. هم چنین، از آنجایی که ریسمان های کیهانی در بعضی از نظریه های میدان و نظریه های ریسمان ظاهر می شوند، بررسی آنها می تواند قیدهایی بر روی این نظریه ها بگذارد. بنابر این بررسی آثار مشاهده پذیر ریسمان های کیهانی دارای اهمیت است. از بین انواع این آثار، مانند تاثیر احتمالی بر تابش ریز موج کیهانی یا تابش گرانشی، یکی از موارد مهم مربوط به پدیده لنزینگ (lensing) می باشد. االبته، با توجه به این که وجود ریسمان های کیهانی (یا حد اقل تاثیر غیر مستقیم آنها) نیاز به تایید رصدی دارد، موضوع آثار مشاهده پذیر آنها دارای اهمیتی ویژه است. در صورتی که ریسمان های کیهانی از چگالی جرم و انرژی کافی برخوردار باشند می توانند به عنوان یک عدسی گرانشی عمل کنند. در این پدیده، نور یک منبع که از مجاورت ریسمان عبور می کند به گونه ای دستخوش اعوجاج می گردد که ناظر زمینی دو تصویر مجزا از یک منبع واحد خواهد دید. این مطلب به طور گسترده ای مورد بررسی قرار گرفته است [۷-۴].
از طرف دیگر داده های رصدی بیش از یک دهه اخیر نشان می دهند که جهان در حال انبساط با شتاب مثبت است [۱۰-۸] و نظر به این که یکی از راه های توضیح این موضوع، افزودن جمله Λ یا همان ثابت کیهان شناسی به معادلات اینشتین است، ضروری به نظر می رسد مسائلی را که با چشم پوشی از جمله Λ بررسی شده است، مورد بازبینی قرار دهیم. شاید در بدو امر به نظر رسد که به خاطر کوچک بودن Λ، می توان در محاسبات از آن صرف نظر کرد؛ اما، باید توجه داشت در مسائل کیهان شناسی که نوعا با ابعاد طولی بسیار بزرگ سروکار داریم ممکن است کمیت Λ تاثیرات حائز اهمیتی داشته باشد.
در این مقاله قصد داریم پدیده لنزینگ ناشی از ریسمان های کیهانی را در حضور ثابت کیهانشناسی بررسی نماییم. برای این کار، از متریک معرفی شده در مرجع [۱۱] استفاده نموده و تصحیحات ناشی از وجود ثابت کیهان شناسی برای میزان خمیدگی نور در مجاورت یک ریسمان کیهانی را به دست می آوریم. در ادامه نشان خواهیم داد این اثر، که باعث کاهش میزان خمیدگی نور می شود، منجر به کوچکتر شدن زاویه جدایی دو تصویر حاصل از پدیده ی لنزینگ خواهد شد.

معادلات حرکت

ما در اینجا از رهیافت واینبرگ برای محاسبه خمیدگی نور استفاده می کنیم[۱۲]. اجازه دهید با متریکی که نشان دهنده فضازمان اطراف یک ریسمان بلند، مستقیم، و نازک که در جهانی با ثابت کیهان شناسی مثبت قرار دارد[۱۱]، شروع نماییم:

$$ds^2 = \cos^{\frac{4}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\left(dt^2 - dz^2\right) - d\rho^2 - \frac{4(1-4G\mu)^2}{3\Lambda}\cos^{\frac{4}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\tan^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)d\varphi^2 \qquad (۱)$$

معادلات ژئودزی مربوطه (با توجه به تقارن استوانه ای مساله) عبارتند از:

$$\frac{d^2\varphi}{dp^2} + \frac{1}{3}\sqrt{3\Lambda}\left(1 + 2\cos^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\right)\csc\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\sec\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\left(\frac{d\rho}{dp}\right)\left(\frac{d\varphi}{dp}\right) = 0 \qquad (۲)$$

$$\frac{d^2t}{dp^2} - \frac{2\sqrt{3\Lambda}}{3}\tan\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\left(\frac{dt}{dp}\right)\left(\frac{d\rho}{dp}\right) = 0 \qquad (۳)$$

$$\frac{d^2\rho}{dp^2} - \frac{\sqrt{3\Lambda}}{3}\cos^{\frac{1}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\sin\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\left(\frac{dt}{dp}\right)^2 - \frac{2\sqrt{3}}{9\sqrt{\Lambda}}(1-4G\mu)^2\sin\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\sec^{\frac{5}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\left(1+2\cos^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\right)\left(\frac{d\varphi}{dp}\right)^2 = 0 \qquad (۴)$$

به سادگی می توان دید که معادلات فوق به نتایج زیر می رسند:

$$\frac{d\varphi}{dp} = \frac{3\Lambda J}{4}\cos^{\frac{2}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\csc^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right) \qquad (۵)$$

$$\frac{dt}{dp} = h\sec^{\frac{4}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right) \qquad (۶)$$

$$\frac{d\rho}{dp} = \left\{-E + \sec^{\frac{4}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right) - \frac{3(1-4G\mu)^2\Lambda J^2}{4}\cos^{\frac{2}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\csc^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (۷)$$

که E، h ، و J ثابت های انتگرال گیری هستند به طوری که می توان J را به عنوان تکانه زاویه ای بر واحد جرم تعبیر نمود و E را با انرژی بر واحد جرم ذره مرتبط ساخت. تعیین ثوابت فوق از اهمیت ویژه ای برخوردار است. با انتخاب مناسب P می توان h را برابر واحد در نظر گرفت. برای تعیین دو ثابت دیگر یعنی J و E، متریک (۱) را با استفاده از روابط (۵) تا (۷) بازنویسی می کنیم:

$$ds^2 = \sec^{\frac{4}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right) dp^2 - \left(-E + \sec^{\frac{4}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right) - \frac{3(1-4G\mu)^2 \Lambda J^2}{4}\cos^{\frac{2}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\csc^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\right)dp^2$$
$$-\left(\frac{3\Lambda J^2(1-4\mu G)^2}{4}\cos^{\frac{2}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\csc^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\right)dp^2 = E\cdot dp^2$$
(۸)

برای فوتون ($ds^2 = 0$) رابطه (۸) بیان می کند که برای یک پرتو نور $E = 0$ خواهد بود. با جایگذاری $E = 0$ در رابطه (۷) مقدار ثابت J به دست می آید:

$$J = \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}(1-4G\mu)\tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho_0\right)$$
(۹)

ρ_0 نزدیکترین فاصله پرتو نور نسبت به ر یسمان است ($\frac{d\rho}{dp}\Big|_{\rho_0} = 0$).

حال با جایگذاری رابطه (۵) در رابطه (۷) و با استفاده از مقادیر به دست آمده برای E و J، خواهیم داشت:

$$\varphi(\rho) = \int \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2(1-4G\mu)}\cdot\frac{\cos^{\frac{1}{3}}\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)\csc\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)}{\sqrt{\cot^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho_0\right)\tan^2\left(\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho\right)-1}}d\rho$$
(۱۰)

انتگرال فوق فاقد یک حل دقیق تحلیلی است؛ اما، از نظر ریاضی به دلیل این که متریک (۱) در نقاط $\rho = 0$ و $\rho = \frac{\pi}{\sqrt{3\Lambda}}$ تکینه است ما مجبور به استفاده از آن در بازه ($\rho = 0, \rho = \frac{\pi}{\sqrt{3\Lambda}}$) هستیم و همچنین به لحاظ فیزیکی با توجه به حداکثر شعاع فعلی (افق) عالم قابل مشاهده

($R_H \sim 10^{25}m$) و تخمین کنونی ثابت کیهان شناسی ($\Lambda \sim 10^{-52}/m^2$)، کمیت $\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}\rho$ بسیار کوچکتر از یک است (از مرتبه 0/01) و بنابراین با بسط انتگرالده تا مرتبه $\Lambda\rho^2$ به راحتی می توان نشان داد که:

$$\varphi(\rho) \approx -\frac{1}{(1-4G\mu)}\left[\arctan\left(\frac{\rho^2}{\rho_0^2}-1\right)^{-\frac{1}{2}} + \frac{1}{4}\Lambda\rho_0^2\left(\frac{\rho^2}{\rho_0^2}-1\right)^{\frac{1}{2}}\right] + cte \qquad (۱۱)$$

خمیدگی نور توسط ریسمان کیهانی

همان گونه که در شکل ۱ دیده می شود میزان انحراف نور در مجاورت یک ریسمان عبارت است از:

$$\Delta\varphi = 2\,|\,\varphi(\rho_0) - \varphi(\rho_{\max})\,| - \pi$$
(۱۲)

اگر ρ_{max} را از مرتبه $\frac{1}{\sqrt{\Lambda}}$ در نظر بگیریم:

$$\Delta\varphi \approx 4\pi G\mu - \frac{2\cdot 5\sqrt{\Lambda}\rho_0}{(1-4G\mu)}$$
(۱۳)

اگر راستای ریسمان عمود بر خط دید ناظر باشد، آنگاه:

$$\tan\left(\frac{\delta\alpha_0}{2}\right)=\frac{\ell}{\ell+d}\tan(\Delta\varphi) \quad \Rightarrow \quad \delta\alpha_0 \approx \frac{2\ell}{\ell+d}\Delta\varphi \tag{۱۴}$$

که در آن d و l به ترتیب فاصله ریسمان تا ناظر و فاصله منبع تا ریسمان، و $\delta\alpha_0$ جدایی زاویه ای بین دو تصویر است. بنابراین (به کمک روابط (۱۳) و (۱٤)):

$$\delta\alpha_0 \approx \frac{\ell}{\ell+d}\left(8\pi G\mu-\frac{5\sqrt{\Lambda}\rho_0}{(1-4G\mu)}\right) \tag{۱۵}$$

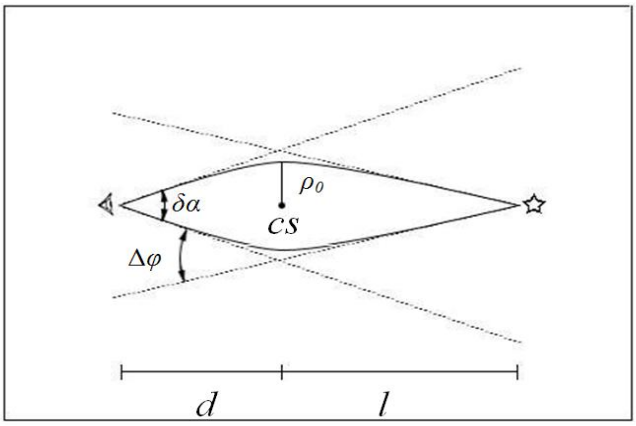
با استفاده از شکل ۱، ρ_0 را می توان بر حسب $\delta\alpha_0$ و d نوشت و در نتیجه:

$$\delta\alpha_0 \approx \frac{\ell}{\ell+d}8\pi G\mu\left(1+\frac{2\cdot 5d\ell\sqrt{\Lambda}}{(\ell+d)(1-4G\mu)}\right)^{-1} \tag{۱۶}$$

برای مثال، اگر d و l را از مرتبه شعاع فعلی عالم (R_H) در نظر بگیریم؛ با در نظر گرفتن این مطلب که $G\mu$ بسیار کوچکتر از یک است؛ تصحیح پیدا شده در رابطه فوق از مرتبه ای حدود $\frac{1}{10}$ خواهد بود.

نتیجه گیری

به طور شهودی انتظار می رود که وجود یک ثابت کیهانشناسی مثبت سبب تضعیف اثرات گرانشی ریسمان کیهانی شود. همان گونه که بر اساس نتیجه محاسبات فوق دیده می شود زاویه جدایی دو تصویر کوچک تر شده بنابراین قدرت تفکیک پایین تر می آید و لذا وجود یک ثابت کیهان شناسی مثبت باعث تضعیف پدیده عدسی گرانشی ریسمان می شود. به عبارت دیگر، تشخیص (مشاهده) یک ریسمان کیهانی، در جهان در حال انبساط افزاینده از طریق پدیده لنزینگ مشکل تر خواهد بود.



شکل ۱

مرجع ها

[1] A. Vilenkin, E.P.S. Shellard, '*Cosmic strings and other topological defects'*, Cambridge : Cambridge University Press , (1994).
[2] M. B. Hindmarsh and T. W. B. Kibble, *Rept. Prog. Phys*. **58**, 477 (1995)
[3] E. J. Copeland, T. W. B. Kibble, Cosmic strings and superstrings, *Proc. R. Soc.* **A 466**, 623 (2010).
[4] A. Vilenkin, 'Gravitational field of vacuum domain walls and strings', *Phys. Rev.* **D23**, 852 (1981).
[5] A. Vilenkin, 'Cosmic strings as gravitational lenses', *Ap. J.* **L51**, 282 (1984)
[6] J. R. Gott, 'Gravitational lensing effects of vacuum string: exact results', *Ap. J.* **288**, 422 (1985).
[7] D. F. Chernoff and S.-H. Henry Tye, Cosmic string detection via microlensing of stars, arXiv:0709.1139, (2007)
[8] S. Perlmutter et al. [Supernova Cosmology Project Collaboration], *Nature* **391**, 51(1998) [astro-ph/9712212].
[9] B. P. Schmidt et al. [Hi-Z Supernova Team Collaboration], *Astrophys. Journ*. **507**, 46(1998) [astro-ph/9805200].
[10] A.G. Riess et al. [Hi-Z Supernova Team Collaboration], *Astron. Journ*. **116**, 1009(1998) [astro-ph/9805201].
[11] A. H. Abbassi, A. M. Abbassi, H. Razmi*, Phys. Rev.* **D 67**, 103504 (2003).
[12] S. Weinberg, Gravitation and Cosmology: *Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, Wiley, New York, (1972).

پنجمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان

روشی جدید برای محاسبه دقیق‌تر هسته آبشارهای هوایی (EASs)

سلیمان فتح اله زاده[۱]،مهدی خاکیان [۱]، محمود بهمن آبادی[۲] ، هادی هدایت[۲] و فاطمه رجایی[۱]

[۱] *دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران*

[۲] *دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران*

چکیده

یکی از اهداف پرتوهای کیهانی , یافتن منابعی است که این ذرات را گسیل می‌کنند. این امر ارتباط مستقیمی با پیدا کردن انرژی, جرم و جهت رسیدن پرتوهای کیهانی اولیه دارد. بنابراین ابتدا باید مکان هسته‌ی آبشار هوایی و سپس جهت فرود آن تعیین شود. در این مقاله برای تعیین مکان هسته‌ی آبشار و زاویه‌ی فرودی ذره اولیه روش سیمیفیک (SIMEFIC) و سیمیفیک بهینه‌ی را معرفی می‌کنیم و در آخر برای بدست آوردن مکان دقیق‌تر, به بهبود این روش می‌پردازیم. بررسی این روش با استفاده از آبشارهای شبیه سازی شده توسط کورسیکا (CORSIKA) انجام شده است.

A new method to calculate more precise core location of the Extensive Air Showers (EASs)

S. Fatholahzadeh[1], M. Khakian[1], M. Bahmanabadi[2], H. Hedaiaty[2], F. Rajai[1]

[1] *Department of Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran*
[2] *Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran*

Abstract

One of the goals of cosmic rays studies is finding sources of dispatch of these particles. Which one related to finding energy, mass and arrival direction of primary cosmic ray, so the core position of extensive air showers and the arrival direction of primary cosmic ray should be determined. In this paper we will introduce SIMEFIC method and optimum SIMEFIC for determining the core position of extensive air showers and the arrival of primary cosmic ray. Finally for deriving exact position, we will improve this method so we will use simulated showers by CORSIKA.

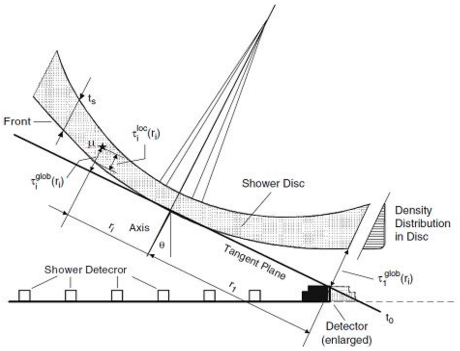
مقدمه

ذرات پرتو کیهانی وقتی به جو زمین و مولکول‌های هوا برخورد می‌کنند در اثر اندر کنش‌هایی که انجام می‌دهند آبشاری از ذرات ثانویه (EAS) را به وجود می‌آورند [1,2].اگر ذرات اولیه دارای انرژی کافی نباشند. آبشار فوق به سطح زمین نخواهد رسید [3]. آشکارسازهایی که در سطح زمین با تعداد و به طور هماهنگ در یک آرایه قرار می‌گیرد به بررسی این آبشارهای پرانرژی می‌پردازند [4]. اگر آبشار رسیده به آرایه تقریباً به طور متقارن نسبت به مرکز، توسط آشکارسازها ثبت شده باشد. مرکز گرانی آشکارسازهای تحریک شده تقریب خوبی از مکان هسته‌ی آبشار است. اما در حالت نامتقارن این روش کارایی خوبی نخواهد داشت. روش‌های دیگری نیز در این زمینه وجود دارد مانند کمترین مربعات و حداکثر تشابه، اما این روش‌ها نیز دارای مشکلاتی هستند اولاً بایستی برای آرایه، تابعی تجربی تعریف کنیم تا بتوانیم از این روش‌ها استفاده کنیم. ثانیاً گاهی حتی به نتیجه نیز نخواهیم رسید چون در این روش‌ها از مشتق توابع استفاده می‌شود و احتمال دارد که در کمینه یا بیشینه‌ی محلی گیر بیفتد. اما در این روش (سیمیفیک و سیمیفیک بهینه [6 , 5])از ابزارهای موجود، از جمله فاصله بین آشکارسازها و زمان رسیدن ذرات بهره گرفته می‌شود. توانایی این

روش در این است که، در حالت نامتقارن نیز نتایج خوبی را ارایه می‌دهد. این روش با آبشار هوایی توسط کورسیکا بررسی شده است.

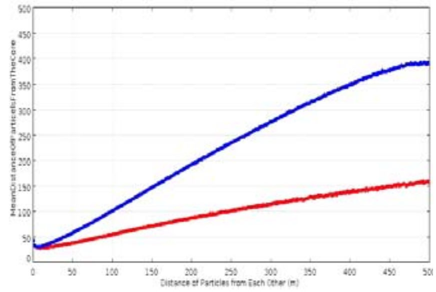
متن

بعد از برخورد ذره‌ی اولیه به جو زمین، آبشار عظیمی از ذرات ثانویه به وجود می‌آید. برهمکنش ذرات به وجود آمده در جو، فرآیندی تصادفی بوده و از آبشاری به آبشار دیگر و با شرایطی کاملاً متفاوت صورت می‌گیرد. بنابراین امکان تکرار یک رخداد وجود نخواهد داشت. همچنین ثبت آبشارهای هوایی نیز, بسیار پرهزینه و اطلاعات بسیار محدودی از آبشار های ثبت شده در آزمایشگاه در اختیار آزمایشگران قرار می‌گیرد. برای رفع این مشکل پژوهشگران به شبیه سازی روی آورده‌اند. در این شبیه سازی, از روش مونت‌کارلو برای تولید فرآیندهای تصادفی استفاده می‌شود. برای حذف افت و خیزهای موجود در آبشارها ناچار به استفاده از تعداد زیادی از آبشارهای شبیه سازی شده هستیم. برای مطابقت و مقایسه‌ی نتایج شبیه سازی با آزمایش، محدودیت‌های آرایه های واقعی را روی داده های شبیه سازی اعمال کردیم. در شکل ۱ تصویری از یک آبشار هوایی رامی بینیم که در راستایی مایل بر سطح آرایه گسترده شده است.



شکل ۱.آبشار هوایی در راستایی مایل بر آشکارساز

ذراتی که اطراف هسته و نزدیک محور آبشار قرار دارند در فواصل بسیار نزدیکی نسبت به هم قرار گرفته‌اند. فاصله ذرات در انتهای جبهه آبشار به مراتب بیشتر از فواصل ذرات در نزدیکی هسته است. (شکل ۲)



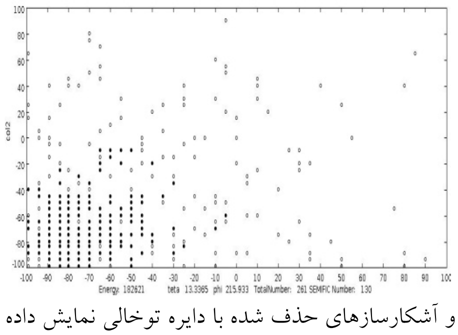
شکل ۲. فاصله ذرات از هسته بر حسب فاصله ذرات از همدیگر. ذراتی که سریع‌تر می‌رسند با رنگ قرمز و ذراتی که دیرتر می‌رسند را با رنگ آبی نمایش داده‌ایم.

همان طور که در شکل ۲ دیده می‌شود هر چقدر ذرات در فاصله‌ی نزدیک‌تری از هسته باشند فواصل بین ذرات کمتر و فشرده‌گی آن‌ها بیشتر خواهد. چگالی در اطراف محور آبشار هوایی و نزدیک به هسته‌ی نسبت به قسمت‌های انتهایی بسیار بیشتر خواهد بود. اگر آبشارهای هوایی به صورت کاملاً عمود بر سطح فرود آیند (آبشارهای سر سویی) در این حالت معمولاً ذراتی که زودتر به زمین می‌رسند، به مرکز نزدیک‌ترند.

در کورسیکا مکان هسته آبشار هوایی به صورت پیش فرض در نقطه (0,0) قرار می‌گیرد اما در واقعیت وقتی که ما آرایه‌ای تعریف کنیم احتمال اینکه مکان هسته‌ی آبشار هوایی در مرکز آرایه قرار بگیرد بسیار پایین است. وقتی آبشار ثبت شده، نسبت به آرایه‌ی آشکارسازها نامتقارن باشد, مرکز گرانی آشکارسازهای روشن تخمین خوبی از هسته‌ی آبشار هوایی ثبت شده نخواهد بود. در اینجا توضیحاتی در مورد روش سیمیفیک و سیمیفیک بهینه داده می‌شود. برای این‌کار مجموعه‌ای از آشکارسازها را در نظر می‌گیریم که به فواصل مشخص (۵ یا ۱۰ متر) در یک مساحت ۲۰۰*۲۰۰ متر مربع و به شکل مربعی چیده شده‌اند.

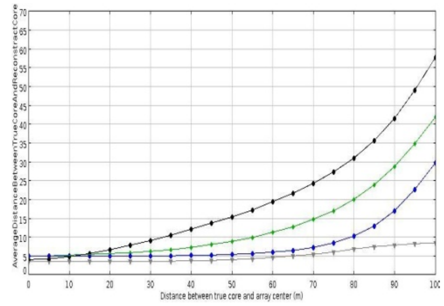
سیمیفیک (SIMEFIC)[5]

روش سیمیفیک ***(SIeving MEthod for FInding Core)*** بر مبنای فواصل آشکارسازها و زمان رسیدن ذرات بر روی آشکارسازها طراحی شده است. این روش نسبت به روش‌های برازش کمترین مربعات و برازش بیشترین تشابه, نتایج بهتری ارایه می‌دهد. در روش‌های برازش کمترین مربعات و بیشترین تشابه، برای بدست آوردن پارامترهای مورد نظر، نیاز به محاسبات سنگین‌تری داریم و در این روش‌ها امکان دارد که تابع مورد نظر در کمینه یا بیشینه های محلی گیر بیفتد و نتیجه مورد قبولی به تحلیلگر ندهد. همچنین استفاده از مرکز گرانی نتیجه درستی را در آرایه‌ی نامتقارن بدست نمی‌دهد. در روش سیمیفیک با ارائه یک الگوریتم ساده تر آشکارسازهای دور را حذف می‌کنیم و بیشتر آشکارسازهای اطراف هسته را باقی می‌گذاریم. چون آشکارسازهای دور حذف شده‌اند حالت متقارن‌تری در آرایه به وجود آمده و در نتیجه مرکز گرانی جواب دقیق‌تری می‌دهد. تعداد آشکارسازهای حذف شده در این روش نصف تعداد آشکارسازهای تحریک شده است. شکل ۳ این مطلب را به خوبی نمایش می‌دهد. در اینجا فاصله بین آشکارسازها ۵ متر است و مکان هسته آبشار در نقطه (۸۰-و ۸۰-) قرار دارد.



شکل ۳. آشکارسازهای انتخابی با نقاط پر و آشکارسازهای حذف شده با دایره توخالی نمایش داده شده است (فواصل بین آشکارسازها 5m).

در شکل ٤ دقت پیدا کردن مکان هسته آبشار هوایی در حالت مرکز گرانی و سیمیفیک رسم شده است.

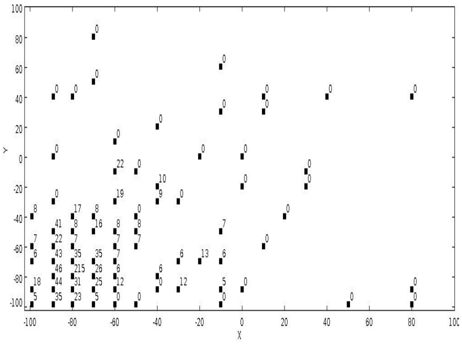


شکل ٤.مقایسه مرکز گرانی همه آشکارسازها و مرکز گرانی آشکارسازهایی که با روش سیمیفیک محاسبه شده است. این نمودار برای ۲ نوع آشکارساز رسم شده است. آشکارسازهای ساده که تنها یک ذره را می‌بینند و آشکارسازهای حساس به تعداد ذرات، نمودار سیاه (مرکز گرانی) و سبز (سیمیفیک) برای آشکارسازهای ساده و آبی (مرکز گرانی) و خاکستری (سیمیفیک) برای آشکارسازهای تعداد.

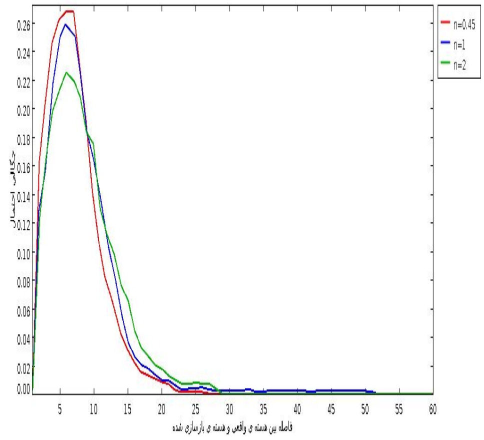
در مرحله بعد روش سیمیفیک بهینه را بررسی می‌کنیم.

سیمیفیک بهینه [7و 6]

در این مرحله تکنیک قبل را برای حالت ۳ بعدی در نظر می‌گیریم به طوری که در محاسبه‌ی فواصل بین ذرات زمان را نیز وارد کردیم$d_{ij}=\sqrt{(x_i-x_j)^2+(y_i-y_j)^2+(c\,(t_i-t_j))^2}$.بدین ترتیب مطابق هر آشکارساز بر حسب دوری یا نزدیکی به هسته ارزش گذاری می‌شوند که این ارزش با تابع وزن $w_i=n_i*n_j/d_{ij}$ تعریف می‌شود. w در مکان هسته بیشترین مقدار را دارد (n_i تعداد ذرات در آشکارساز iام است. آشکارساز iام از نظر زمانی کوچک‌تر است از آشکارساز jام است).



شکل ۵.دوری یا نزدیکی به هسته با ارزش وزنی نمایش داده شده است (فواصل بین آشکارسازها ۱۰m).



شکل ٦.نمودار چگالی احتمال برحسب فاصله بین هسته واقعی وهسته محاسبه شده‌برای ۳ توان ۰/٤۵(قرمز) ,توان ۱(آبی) وتوان ۲(سبز).

بزرگنمایی (Magnification)

یک حدس این است که بجای استفاده از توان 1 در تعریف وزن، آن را به صورت wi=(ni*nj/dij)^α تعریف کرده و بهترین حالت را برای توان بیابیم (۵>α> ۰/۱).

تغییر α تأثیر مستقیم روی تابع وزن دارد. برای ۱<α نتیجه‌ی بهتری حاصل شد چون اطراف هسته را نیز در نظر می‌گرفت. با توجه به این امر نمودار چگالی احتمال بر حسب فاصله بین هسته واقعی و هسته محاسبه شده در شکل ٦ رسم شد. در یافتن هسته واقعی بهینه‌ی توان بدست آمد. در این حالت برای ۳۰۰۰ آبشار هوایی یک هسته را به صورت کاتوره ای انتخاب (هسته واقعی) و توقع داریم که هسته ای که از روش سیمیفیک بهینه بدست می‌آید (هسته محاسبه شده) با تقریب خوبی, نزدیک هسته‌ی واقعی باشد. همانطور که دیده میشود خطا در یافتن هسته از فاصله‌ی بین آشکارسازها(۱۰ متر) کوچکتر است. با رسم این نمودار مهم بهترین توان ۰/٤٥ بدست آمد.

نتیجه گیری

همان‌طور که می‌دانیم یافتن مکان دقیق آبشارهای هوایی در مبحث پرتو های کیهانی بسیار حائز اهمیت است و تمامی تلاش‌هایی که در این زمینه انجام می‌گیرد برای بهبود این امر است در این مقاله با استفاده از روش جدید سیمیفیک و سیمیفیک بهینه، بهترین توان را در بازه قابل قبول فاصله از هسته بدست آوردیم به نحوی که این توان در روش سیمیفیک بهینه دقت کار را در یافتن مکان هسته بهبود می‌دهد.

سپاسگزاری

در اینجا لازم است از زحمات فراوان اساتید محترم, دکتر مهدی خاکیان- دکتر محمود بهمن آبادی و دکتر هادی هدایتی کمال تشکر را بنمایم.

مرجع‌ها

[1] C.Grupen; "*Astoparticle Physics*"; Springer Verlag (2005)
[2] B.Rossi; "*High Energy Particles*";Prentiee Hall,New York , (1952)
[3] A.M.Hillas; "*Cosmic rays*";Pergamon Press , (1972)
[4] K.Greisen; "*The Extensive Aire Shower*";Prog.Cosmic Ray Phys III (1956) ,1-141
[5] H. Hedayati Kh; "*A New Simple Method for the Analysis of Extensive Air Showers*";et al, Astropart. *Astropart . Phys*, 34, (2011) 699
[6] Hedayati KH; "*A New Simple Method for the Analysis of Extensive Air Showers*"; et al., Proc. ICRC (2009) , in press (http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/icrc1042.pdf)
[7] H.Hedayati KH; "*A New Method for Finding Core Locations of Extensive Air Showers*"; et al., *Astrophys. J.*, 727 (2011) 66

پنجمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰- دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

بررسی اثر میدان زمین مغناطیسی بر توزیع عرضی بهمن‌های گسترده‌ی هوایی با استفاده از کد کورسیکا

فاطمه السادات رجایی، مهدی خاکیان،مائده فضل علیزاده،سلیمان فتح اله زاده

دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه صنعتی امیر کبیر،تهران

چکیده

در این مقاله تأثیر میدان زمین مغناطیسی روی توزیع عرضی بهمن‌های گسترده‌ی هوایی (EAS) مورد مطالعه قرار گرفته است.تعداد ۲۲۰۰ بهمن گسترده‌ی هوایی که با داده های کورسیکادر مختصات تهران شبیه سازی شده، مورد استفاده قرار گرفته است.با مقایسه‌ی توزیع ذرات ثانویه در حضور و در غیاب میدان مغناطیسی ، می‌توان اثر خالص میدان مغناطیسی را مشاهده کرد.

Observation of geomagnetic field effect over lateral distribution of simulated extensive air showers using CORSIKA code

F. Rajai[1], M. khakian[1], **M. Fazlalizadeh[2], S. Fatholahzadeh[1]**

Department of Physics, Amirkabir university, Tehran

Abstract

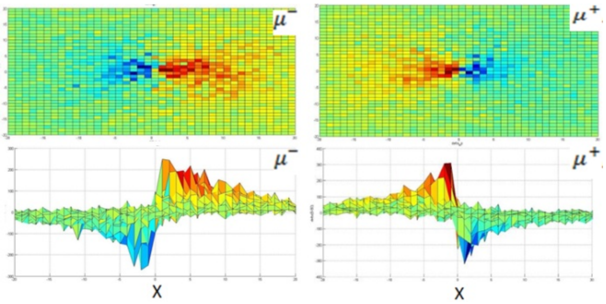
In this paper we studied the geomagnetic field effect over lateral distribution of extensive air showers. The showers simulated base on the induced conditions of our observatory in Tehran. We simulated 2200 air shower events with and without geomagnetic field respectively. By comparing the distribution of secondary particles in the presence and absence of magnetic field, shows that the geomagnetic field effect over secondary particles observable. At last we are able to detect the geomagnetic field in case of separation of positive and negative particle; which needs to its related experimental setup.

مقدمه

پرتوهای کیهانی از منابع متعددی در درون و بیرون کهکشان تولید می‌شوند. از جمله‌ی این منابع می‌توان به بقایای ابرنواختری و تپ‌اخترها و سیاه‌چاله‌ها و هسته‌های فعال کهکشانی (AGNs) اشاره کرد. توزیع پرتوهای کیهانی در نقاط مختلف کهکشان حالت یکسانی دارند، در نتیجه انتظار می‌رود با برخورد پرتوها با جو زمین و ایجاد یک بهمن گسترده‌ی هوایی ، توزیع همسانگردی از ذرات ثانویه داشته باشیم. اما یک ناهمسانگردی کوچک شمالی-جنوبی برای این پرتوهای کیهانی که در محدوده‌ی انرژی چند TeV تا چند صد TeV هستند، دیده می‌شود که از نظر فیزیکی هنوز به طور دقیق شناخته نشده است[1,2]. ما در اینجا به تأثیر میدان مغناطیسی در ایجاد این ناهمسانگردی پرداخته‌ایم. برای بررسی این اثر از ۲۲۰۰ بهمن شبیه سازی شده به وسیله‌ی کد کورسیکا در مختصات جغرافیایی تهران (B_x=28.1μT,B_y=38.4μT) استفاده شده است.

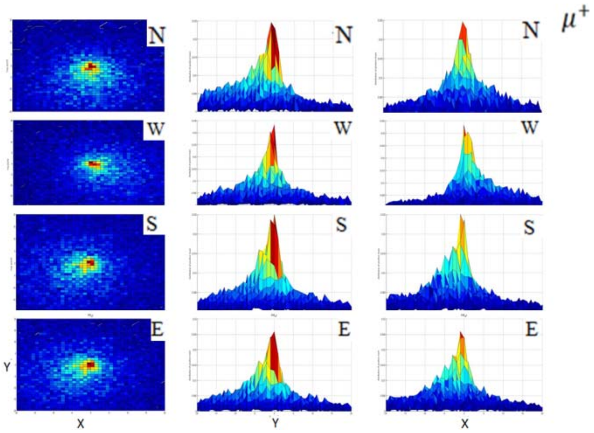
چگونگی توزیع ذرات در حضور و در غیاب میدان مغناطیسی زمین

ذرات متعددی در بهمن‌های گسترده‌ی هوایی موجود است، که در اینجا با توجه به کار مورد نظر ما، ذرات الکترون و پوزیترون و میون های مثبت و منفی را انتخاب کرده‌ایم که بخش اصلی ذرات یک بهمن را تشکیل می‌دهند[3]. این ذرات به طور کاملاً تصادفی به سطح زمین برخورد می‌کنند و به این دلیل امکان دارد با ثبت کردن هر ذره‌ی ثانویه در یک نقطه اثر میدان قابل مشاهده نباشد. برای جلوگیری از این خطا، ما توزیع ذرات ثانویه را در بازه‌های ده تایی از زوایای سرسویی در یک مساحت ۴۰۰*۴۰۰ حول مرکز بهمن در حضور و در غیاب میدان به دست آوردیم و در مرحله بعد توزیع ذرات ثانویه در غیاب میدان را از توزیع ذرات ثانویه در حضور میدان کسر کردیم ، با انجام این کار می‌توانیم اثر خالص میدان مغناطیسی را مشاهده کنیم. این اثر در مورد الکترون و پوزیترون هم به همین صورت مشاهده می‌شود.



شکل(۱): تفاضل توزیع ذرات در غیاب میدان از توزیع ذرات در حضور میدان.

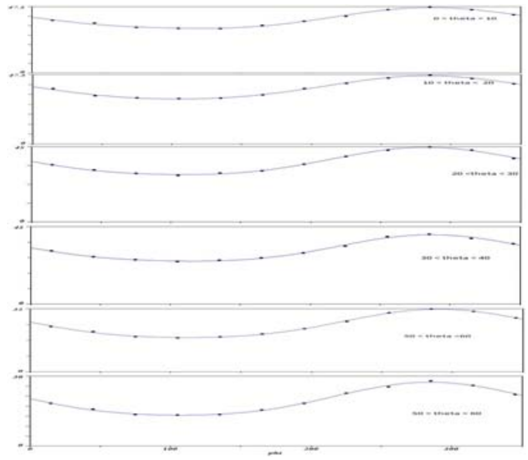
در مرحله‌ی بعد، توزیع ذرات را در بازه‌های ده درجه‌ای زاویه‌ی سرسویی و چهار بازه‌ی شمالی–جنوبی و شرقی–غربی از زاویه‌ی سمتی اولیه‌ی بهمن در یک مساحت ۴۰۰*۴۰۰ مترمربع حول مرکز بهمن رسم کردیم. با این کار می‌توان انباشتگی ذرات ثانویه اطراف هسته در دو حالت حضور و عدم حضور میدان را با هم مقایسه کرد. تمام توزیع‌های به دست آمده در غیاب میدان، توزیع-هایی متقارن حول هسته‌ی بهمن هستند که در حضور میدان این تقارن از بین می‌رود. به ذرات ثانویه‌ای که وارد میدان مغناطیسی زمین می‌شوند نیروی لورنتس وارد شده و باعث انحراف این ذرات از مسیر اولیه‌ی آنها می‌شود. در نتیجه انتظار می‌رود ذره‌ی مثبتی که از جهت شمال وارد این میدان می‌شود در جهت Y+ انباشته شود و ذره‌ی مثبتی که از جهت جنوب می‌آید در جهت Y- انباشته شود. همان ذره اگر از جهت غرب وارد میدان شود در جهت X+ انباشتگی داشته باشد و در مورد ذره‌ی مثبتی که از جهت شرق وارد میدان می‌شود، انتظار می‌رود که در جهت X– انباشتگی داشته باشد. این عدم تقارن در میون‌ها نسبت به الکترون‌ها حدود ۱۰ برابر بزرگ‌تر است. دلیل این مطلب را می‌توان بزرگ‌تر بودن طول برهم‌کنش میون‌ها ($500\,gr/cm^2$) نسبت به طول برهم‌کنش الکترون‌ها ($37\,gr/cm^2$) دانست. در نتیجه به میون‌ها در مدت زمان طولانی‌تری بر اثر میدان زمین‌مغناطیسی نیرو وارد می‌شود و انحراف آن‌ها از راستای اولیه‌ی حرکتشان بیشتر است .



شکل(۲):توزیع ذرات میون مثبت در شمال–جنوب و شرق–غرب

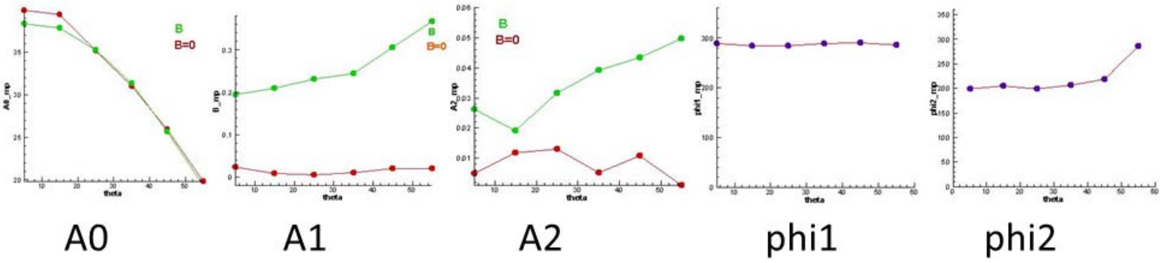
بررسی توزیع سمتی بهمن‌ها

توزیع سمتی ذرات میون مثبت بهمن‌ها با توجه به زاویه‌ی سرسویی اولیه‌ی هر بهمن در شکل(۳)نشان داده شده است که به ترتیب از بالا زاویه‌ی سرسویی(۰،۱۰) و (۱۰،۲۰) و (۲۰،۳۰) و (۳۰،۴۰) و (۴۰،۵۰) و (۵۰،۶۰) را نشان می‌دهد. چون انتظار داریم که این ناهمسانگردی رفتار هماهنگ داشته باشد بنابراین تابع ناهمسان‌گردی $A(\phi) = A_o(1 + A_{\mathrm{I}}\cos(\phi - \varphi_{\mathrm{I}}) + A_{\mathrm{II}}\cos(2\phi - \varphi_{\mathrm{II}}))$ را بر این نمودارها برازش نمودیم.



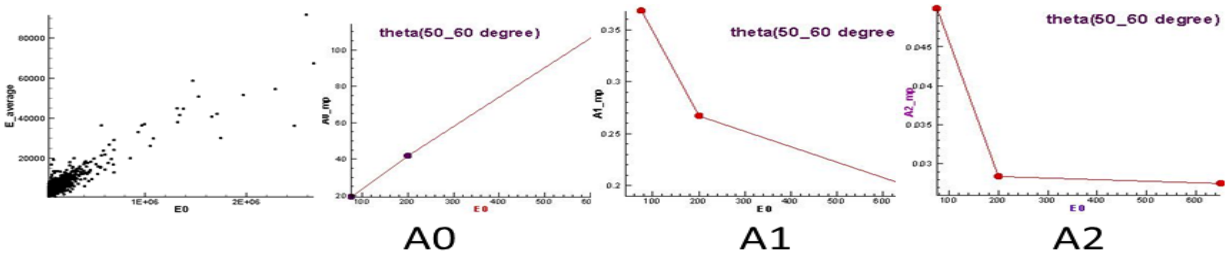
شکل(۳):توزیع سمتی ذرات میون مثبت در بازه های ده‌تایی از زوایای سرسویی رسم شده و تابع ناهمسانگردی برآن‌ها برازش شده است.

ضریب A0 چگالی ذرات را نشان می‌دهد و ضریب ناهمسانگردی A1 و A2 به ترتیب دامنه‌ی هماهنگ اول و دوم ناهمسانگردی است. ما انتظار داریم با افزایش زاویه‌ی سرسویی ناهمسانگردی افزایش یابد، که با بررسی ضرایب ناهمسانگردی در حضور میدان و مقایسه با این ضرایب در غیاب میدان این نتیجه به خوبی در شکل (٤) دیده می‌شود. در نمودارها نقاط سبز ضرایب در حضور میدان و نقاط قرمز ضرایب در غیاب میدان را نشان می‌دهد.با بررسی این نتایج برای ذرات الکترون و پوزیترون و میون منفی نیز نتایج مشابهی به دست آمد.



شکل(٤): شکل(٤):محور X در هر ٥ نمودار بازه های ده تایی از زاویه ی سرسویی را نشان می دهد.محور Y تغییرات ضرایب ناهمسانگردی به ترتیب از چپ به راستA0 و A1 وA2 و phi1 وphi2 را نشان می دهد.

با افزایش انرژی ذرات اولیه انرژی ذرات ثانویه نیز افزایش می‌یابد و این امر بر روی ناهمسانگردی ذرات ثانویه تأثیر گذار است. برای نشان دادن این موضوع توزیع سمتی ذرات را در زوایای سرسویی متفاوت و در سه بازه از انرژی ذرات اولیه(, E0=[50,100] (Tev) [300,1000] , [100,300]) به دست آوردیم. با افزایش انرژی ذرات ثانویه ضریب A0 که نشان دهنده‌ی چگالی ذرات است، افزایش می‌یابد و این امر نشان دهنده‌ی این موضوع است که هر چه انرژی ذرات اولیه بیشتر باشد، این ذرات توانایی بیشتری برای تولید ذرات ثانویه دارند و در نتیجه تعداد ذرات ثانویه افزایش می‌یابد. همچنین با افزایش انرژی ذرات اولیه تأثیر میدان بر ذرات ثانویه کم‌تر شده و در نتیجه ضرایب A1, A2 که نشان دهنده‌ی ناهمسانگردی هستند نیز کاهش می‌یابند.در شکل (٥) نتایج مربوط به ذره‌ی میون مثبت ذکر شده است.



شکل(٥): محور افقی در هر ٤ نمودار انرژی ذره‌ی اولیه را نشان می دهد. به ترتیب از چپ به راست نمودار اول تغییرات متوسط انرژی ذرات ثانویه و نمودار دوم و سوم و چهارم به ترتب تغییرات ضریب A0 و A1 وA2 را نسبت به انرژی ذرات اولیه نشان می‌دهد.

نتیجه گیری

۱)آرایش توزیع ذرات مختلف بهمن(e^+,e^-,μ^+,μ^-) نسبت به هسته‌ی آن بهمن،در B=0 توزیعی نسبتاً متقارن است و در حضور میدان زمین مغناطیسی، این تقارن از بین می‌رود. این تغییر در زوایای سرسویی بزرگتر بیشتر است و در بازه‌ی [۵۰°،۶۰°] بیشترین مقدار خود را دارد.

۲)یک ناهمسان‌گردی شمالی-جنوبی در توزیع سمتی ذرات ثانویه‌ی بهمن‌ها، در حضور میدان زمین‌مغناطیسی، دیده می‌شود(شکل_۲).

۳)با رسم توزیع سمتی ذرات ثانویه‌ی یک بهمن و برازش تابع ناهمسانگردی بر این توزیع(شکل_۳)، ضرایب ناهمسانگردی A0,A1,A2 به دست آمد. با مقایسه‌ی توزیع ذرات در حضور و عدم حضور میدان توانستیم تغییرات این ضرایب، در این دو حالت را با هم مقایسه کنیم(شکل_٤).

٤)با افزایش انرژی ذرات ثانویه، ضریب A0 که نشان‌دهنده‌ی چگالی ذرات است، افزایش می‌یابد ولی با این افزایش، تأثیر میدان بر ذرات ثانویه کم‌تر شده و در نتیجه ضرایب A1, A2 که نشان دهنده‌ی ناهمسانگردی هستند کاهش می‌یابند(شکل _۵).

سپاسگزاری

از استاد بزرگوارم جناب آقای دکتر مهدی خاکیان و نیز از دوست عزیزم خانم مائده فضل علی زاده که با صبوری مرا در انجام این کار یاری رساندند متشکرم .

مرجع‌ها

[1] A.A. Ivanov, et al., *JETP letters* 69, 288 (1999)
[2] H. H. He, et al., *Astroparticle Physics* 27,528 (2007)
[3] C. Grupen, *Astroparticle Physics*, Springer 157(2005)

پنجمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک
۸ و ۹ دی ماه ۱۳۹۰ - دانشگاه دامغان
دانشگاه دامغان

طراحی مفهومی ابزار رصدی تلسکوپ ۳/٤ متری

حبیب خسروشاهی
پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

این مقاله به طراحی مفهومی و محاسبات مربوط به ابزراگان تلسکوپ ۳/۴ متری طرح رصدخانه ملی ایران اختصاص دارد. قبل از آغاز طراحی ابتدا موقعیت سنجی مفصلی برای درک نیازهای علمی و وضعیت ابزارهای موجود در سایر رصدخانه های مشابه انجام گرفت تا در نهایت امکانات رصدی زیر پیشنهاد شد. این امکانات بر اساس قیود علمی و کاربری تعیین گردید. برای تصویر برداری دو نوع امکان تصویر برداری یکی با میدان دید بزرگ و دیگری با توان تفکیک بسیار بالا فراهم میشود. همچنین انواع طیف سنجی شامل طیف سنجی با توان تفکیک پایین تا متوسط (تک جسمی، چند جسمی و میدانی) و توان تفکیک بالا بصورت چند جسمی پیش بینی شده است. طراحی مفهومی اپتیکی این ابزار و برخی دیگر از سیستم های اپتیکی مورد نیاز ارایه می شود.

Conceptual design of the INO 3.4m telescope instruments

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

Abstract

I discuss the conceptual design and the related calculations of the INO 3.4m telescope instruments. Before the design a comprehensive study was carried out in order to understand the scientific needs of the community and the existing instruments on the existing similar facilities. The instrumentation plan was then proposed based on the scientific and the operational constrains. For imaging two observing mode one with large field of view and another with high image resolution are planned. For spectroscopy several modes including low to medium resolution (single object, multi-object and integral field) as well as a multi-object high resolution spectroscopy will be made available. The conceptual design of these instruments and their related optical systems are presented.

Making a 1M$_\odot$ Model Star by CESAM Code

Naficy, K. Shirzad, M.T.

Birjand University

Abstract

A 1M$_\odot$ model star is made by CESAM code, and some parameters such as radius, temperature, pressure, luminosity, mass, density, opacity, and chemical composition are determined and their evolution are studied. The results of this study are compared with the results of a standard solar model.

Keywords: Methods: numerical. Stars: evolution. Stars: interior

Introduction

Within the limitations due to electronic degeneracy, CESAM allows the computation of the quasi-static evolution of stellar models as long as the assumption of quasi-static equilibrium remains valid, i.e. till the exhaustion of oxygen in the core. The modular structure of CESAM facilitates the choices among several physical formalisms, for equation of state, convection, opacities, diffusion coefficients, etc. Many nuclear networks and initial mixtures are available which allow optimizing the physical description according to the kind of model and evolutionary phase of interest. Mass loss and fall of planetoids are also implemented.

CESAM has been especially designed to facilitate the implementation of various physical constants, opacities, equation of state, atmosphere, nuclear networks etc. So, its overall structure is separated in two spaces:
1) A “*physical space*” where the coefficients of the differential equations are written in a form close to their physical formalism.
2) A “*numerical space*” where the differential equations are formally solved.
Input files, very often only the “*input data file*” is needed. It is read at the onset of the run and collects all the requirements needed for the calculations such as physical parameters (mass, chemical composition, mixing-length parameter, etc.), numerical parameters (maximum number of shells, kind of precision, etc.), criteria for halting the computations (age to be reached, value of the hydrogen abundance at center, etc.), and names and locations of the external data files containing the data of the tabulated EOS and opacity, names for the physical routines to be used, name for the model, for the set of units to be used, etc.
Output files, at the end of each stage, a “*return binary file*” (RBF) is created. It contains all the data needed to initialize or pursue a computation. “*Output data files*” (ODF) are created if necessary. Three ODF are designed for adiabatic, non adiabatic and inversion asteroseismic investigations [1].

Equations of State

In numerical computation methods, a star model is assumed to consist of symmetric layers and uses physical equations of state. In CESAM, equations (1) are used, where Ω is angular velocity, $\nabla = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}$, ε the rate of nuclear energy per mass unit, U the inner energy per mass unit, χ_i the mass ratio of element i, F_i the flow of χ_i due to diffusion, n_x the number of elements, and ψ_i the velocity of χ_i due to nuclear-thermal reactions.

In addition, we assume that

a) The star is spherical and in hydrostatic equilibrium.
b) There is no macroscopic motion unless in convection state
c) There is no mass loss.
d) We ignore the rotation and magnetic field effects.

$$\frac{\partial T}{\partial M} = \frac{\partial P}{\partial M}\frac{T}{P}\nabla$$
$$\frac{\partial P}{\partial M} = -\frac{GM}{4\pi R^4} + \frac{\Omega^2}{6\pi R}$$
$$\frac{\partial L}{\partial M} = \varepsilon - \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{P^2}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial t} \qquad (1)$$
$$\frac{\partial R}{\partial M} = \frac{1}{4\pi R^2 \rho}$$
$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{\partial F_i}{\partial M} + \psi_i \qquad 1 < i < n$$

We have adopted the values of the astronomical and physical constants specified for the calculation of the stellar models compared in the different ESTA tasks [2]. For the solar global parameters, we therefore took $R_\odot$ = 6.9599 × 10^{10} cm, $L_\odot$ = 3.846 × 10^{33} erg·s^{-1} and $M_\odot$ = 1.98919 × 10^{33} g. The value $R_\odot$ refers to the radius of the model layer where $T = T_{eff}$ = 5777 K. For solar age, we adopted the value $t_\odot$ = 4.57 Gyr [3].

Results and Discussion

1. Element abundance

Figures 1, 2, and 3 show the abundances of ${}_1^1H$, ${}_2^3He$ and ${}_2^4He$ as the functions of radius (in units of $R_\odot$) respectively.

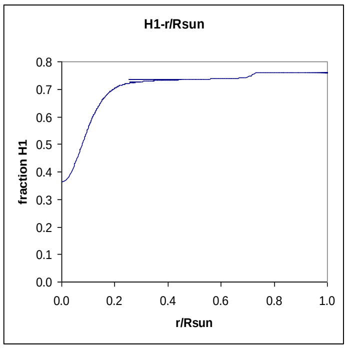


Fig. 1 Abundance of ${}_1^1H$ versus radius

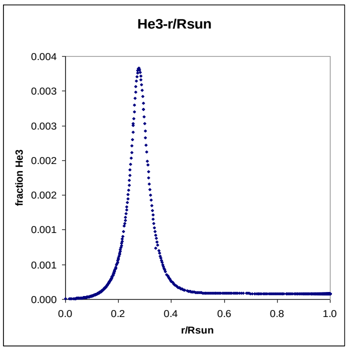


Fig. 2 Abundance of ${}_2^3He$ versus radius

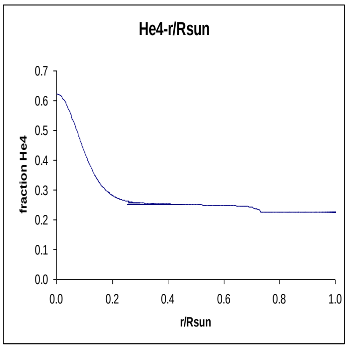


Fig. 3 Abundance of ${}_2^4He$ versus radius

Since the Sun's primary energy production mechanism is PP chain, ${}_2^3He$ is an intermediate species in the reaction sequence. During the conversion of hydrogen to helium, ${}_2^3He$ is produced and then destroyed again (Eqs. (2) and (3)). At the top of the hydrogen burning region, where the temperature is lower, ${}_2^3He$ is relatively more abundant because it is produced easier than it is destroyed. At greater depths, the higher temperatures allow the helium-helium interaction to proceed more rapidly and the ${}_2^3He$ abundance decreases once again. The slight ramp in the ${}_1^1H$ and ${}_2^4He$ curves near 0.7 $R_\odot$ reflects evolutionary changes in the position of the based of the surface convection zone, combined with the effects of elemental diffusion [5].

$${}_1^1H + {}_1^1H \rightarrow {}_1^2H + e^+ + \nu_e$$
$${}_1^2H + {}_1^1H \rightarrow {}_2^3He + \gamma \qquad (2)$$
$${}_2^3He + {}_2^3He \rightarrow {}_2^4He + 2{}_1^1H \qquad (3)$$

2. Temperature and pressure

We can find temperature and pressure of all layers of stellar interior in the output file of the code. Figures 4 and 5 show these parameters as functions of radius.

Since nuclear energy is produced in the core and is transformed to the surface by convection and radiation, it is expected for temperature to decrease from core to surface.

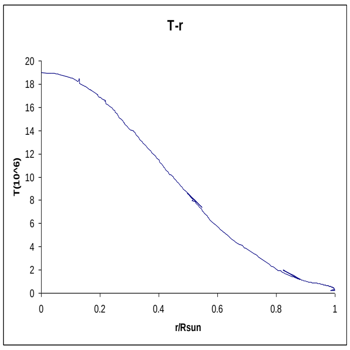


Fig. 4 Change of temperature versus radius

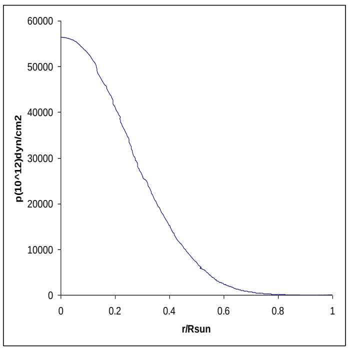


Fig. 5 Change of pressure versus radius

The variation of pressure versus radius is forced by the conditions of hydrostatic equilibrium (the second eq. of (1)), the ideal gas law, and the composition structure of the star [5]. Of course, boundary conditions applied to the stellar structure equations require that T, P, and ρ become negligible at the surface.

3. Interior luminosity and its derivative relative to radius

In figures 6 and 7 we plot the luminosity L and $\frac{dL}{dr}$ as a function of radius. These curves show that the produced energy is higher in mid layers instead of the core. It may not be expected at the first glance, but it's seen in reality because the amount of mass in every layer increases with increasing radius, the fourth equation of (1), thus, although rate of produced energy per unit mass, ε, decreases from center to surface, the most contribution of produced energy is not in the center. It is mostly in layers that have enough mass for producing nuclear energy, the third equation of (1).

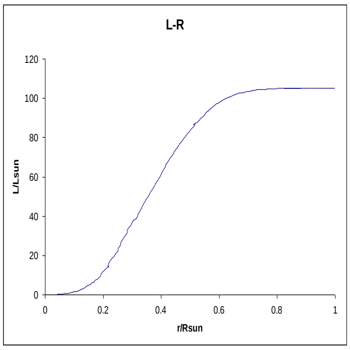


Fig. 6 Luminosity versus radius

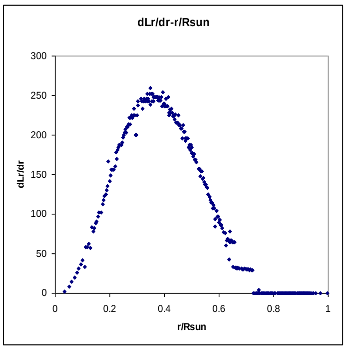


Fig. 7 Gradient of luminosity versus radius

4. Mass, density and opacity

Mass and density as the functions of radius are shown in figures 8 and 9.

In our model of star with the solar mass, opacity as a function of temperature is shown in figure 10. Similar curves with different densities are plotted in figure 11 [5]. In this figure we can see:

- The opacity increases with the increase of density.
- At the left-hand side of figure, we can see each single curve rises steeply with increasing temperature. This reflects the increase in the number of free electrons produced by the ionization of hydrogen and helium.
- The decline of the curve after the peak in the opacity roughly follows a Kramers law, $\bar{\kappa} \propto T^{-3.5}$, and is due to the bound-free and free-free absorption of photons.

- The curve directs flatly at the right-hand side of the figure. Electron scattering dominates at the highest temperatures.

The second and third of above characteristics also exist in our results (figure 10)

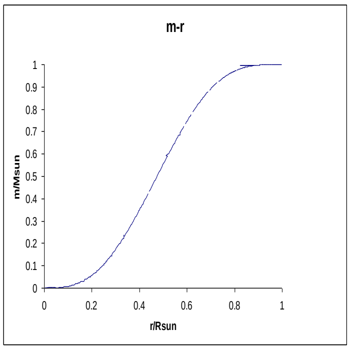


Fig. 8 Mass versus radius

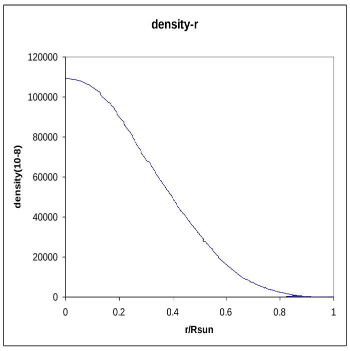


Fig. 9 Density versus radius

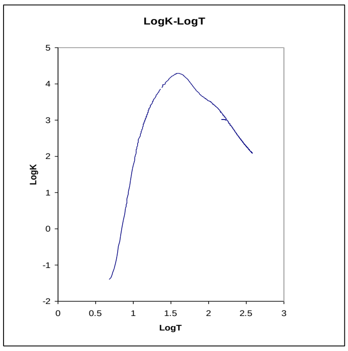


Fig. 10 Opacity versus temperature

6. Evolution

Evolution curve of our model star in H-R diagram is shown in figure 12. It's comparable to 1 $M_\odot$ star evolution curve in figure 13 [5]. The age of star in every stage for our result and standard model of the Sun in [5] are shown in table 1. It's seen that our results are in good agreement with results of standard model star.

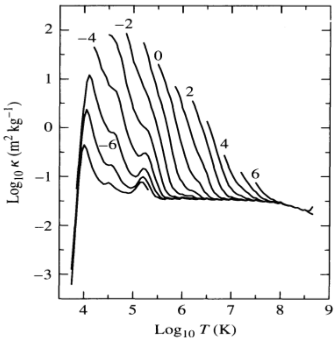


Fig. 11 Opacity versus temperature in the Sun [5]

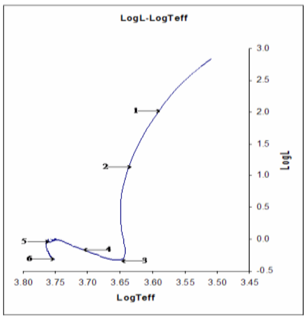


Fig. 12 Evolution curve of our model

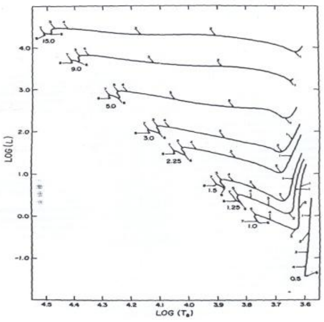


Fig. 13 Evolution curves of stars with different masses [5]

Table 1 The age of star in every stage (million years)

Stage	1	2	3	4	5	6
Our result	0.307	1.901	8.085	23.00	27.50	34.00
Standard model [5]	0.3195	1.786	8.711	30.90	25.19	34.18

References

1. Morel, P. and Lebreton, Y., CESAM: a free code for stellar evolution calculations, Astrophys Space Sci (2007)

2. Lebreton, Y., Monteiro, M.J.P.F.G., Montalbán, J., Baglin, A., Michel, E., The CoRoT evolution and seismic tools activity. , Astrophys. Space Sci. (CoRoT/ESTA Volume). Springer, Berlin (2007)

3. Bahcall, J.N., Pinsonneault, M.H.,Wasserburg, G.J.: Solar models with helium and heavy-element diffusion. Rev. Mod. Phys. **67**, 781(1995)

4. Morel, P., CESAM a code for stellar evolution calculations. Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **124**, 597–614 (1997)

5. Ostlie, D.A., Carroll, B.W., "*an introduction to modern stellar astrophysics*", Weber Stat University (1996)

تحلیل نورسنجی دورنگی خالهای سایهای با استفاده از تصاویر هینوده: مقایسه مساحت و تباین شدت

هاشم حامدیوفا ، سولماز امیربیگلو

گروه فیزیک، ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره)، قزوین.

چکیده

در این مقاله توزیع مساحت و ویژگیهای حرارتی خالهای سایهای در تصاویر ثبت شده به وسیله تلسکوپ خورشیدی هینوده [11] در دو گستره پهن طیفی آبی و قرمز مطالعه میشود. خالهای سایهای به روش "تعیین تقعر با نوفه کم" [٤و٥] از زمینه تفکیک و مکانیابی شدند. یافتهها را میتوان به این ترتیب خلاصه کرد: 1) صرف نظر از طولموج، تابع توزیع مساحت خالها اشاره دارد به اینکه کوچکترین خالها هنوز تفکیک نشدهاند، 2) توزیع شدت نیز بیانگر وجود، حداقل، دو جمعیت متفاوت (حداقل در طولموج آبی) برای خالهای سایهای است، 3) به طور متوسط، تباین شدت خالهای سایهای نسبت به زمینه ۸۳ر۰ (۳۵ر۰) در طولموج آبی (قرمز) است.

Analysis of the 2-Color Photometry of Umbral Dots Using Hinode Data: Area and Contrast

H. Hamedivafa, S. Amirbigloo

Department of Physics, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin. vafa@ikiu.ac.ir

Abstract

We investigate the size distribution and thermal properties of umbral dots (UDs) in blue and red images recorded by Hinode/SOT [11]. UDs were identified and isolated using the "low noise curvature determination" algorithm [4,5]. The findings can be summarized as follows: 1) the size distribution of UDs shows that, irrespective of wavelength, the smallest UDs are still spatially unresolved, 2) the distributions of UDs' intensities show, at least, two UD populations, (at least in blue band), 3) in average, the intensity contrast of UDs is 0.83 (0.35) in blue (red).

مقدمه

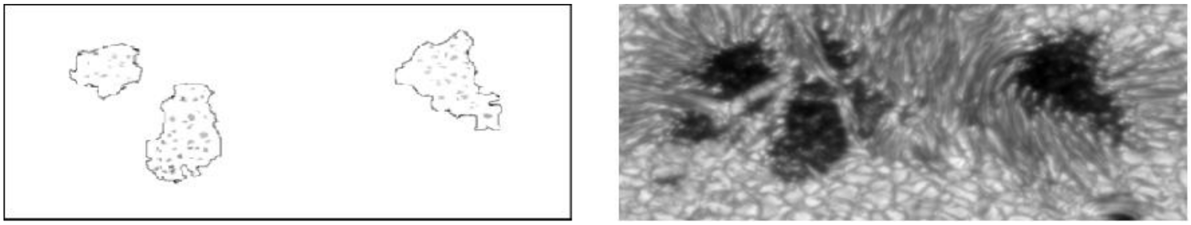
همچنین شناخت و مطالعه روشنایی طیفی و ساختار حرارتی لکههای خورشیدی و ساختارهای ریز آنها برای محاسبات دقیق نمایههای خطوط طیفی، که مبنای مطالعه ساختار مغناطیسی و دینامیکی لکههای خورشیدی هستند، ضرورت دارد. ساختار ریز غالب درون سایه یک لکه خورشیدی، خال سایهای [8] است: مشخصه شبه نقطهای روشن. ریختشناسی و ساختار حرارتی خالهای سایهای در مقاله [۱۲] به روش نورسنجی سهرنگی و در مقالات [۱و۲و۱۰] به روش نورسنجی دورنگی مطالعه شده است. ما در این مقاله بخشی از نتایج حاصل از مطالعه ساختار ریز سایه لکه خورشیدی را در پیوستار آبی و قرمز ارائه میکنیم.

دادههای رصدی

تصاویری که در این پژوهش مورد مطالعه قرار میگیرند مربوط به ناحیه فعال NOAA10956 است که در ۱۸ می سال ۲۰۰۷ به وسیله تلسکوپ خورشیدی هینوده [۱۱] رصد شده است. لکه خورشیدی در این زمان تقریباً نزدیک مرکز قرص خورشید (μ=۹۶ر۰) قرار داشت. دو رشته زمانی از تصاویر همزمان در دو گستره طول موج آبی (۴ر۰±۴ر۴۵۰ نانومتر) و قرمز (۴ر۰±۴ر۶۶۸ نانومتر) در بازه زمانی UT ۱۱:۰۱ تا UT ۱۱:۱۱ ثبت شدهاند. فاصله زمانی متوسط هر دو تصویر متوالی در هر رشته زمانی ۱۹ ثانیه است. تحلیل حاضر بر مبنای ۳۰ جفت عکس از این لکه در طول موجهای آبی و قرمز است که هر جفت با یکدیگر تقریبا هم زمانند (با اختلاف زمانی ۶ تا ۸ ثانیه). تصحیحات لازم بر روی این تصاویر توسط برنامه fg_prep.pro انجام شده است. همچنین، جابجایی تصاویر نسبت به اولین تصویر در هر رشته زمانی به دقت حذف شده است. شکل۱ (راست) تصویری را از این ناحیه فعال در پیوستار آبی نشان میدهد.

تفکیک خالهای سایهای از زمینه پخشی سایه

در این لکه در مجموع ۲۰۰۲ خالسایهای ثبت شده است که از بین آنها تعداد ۸۲۵ خال سایهای (در هر طولموج) به طور همزمان در تصاویر هر دو گستره طول موج و تعداد ۱۶۰ خال فقط در تصاویر طول موج آبی و ۱۳۸ خال فقط در تصاویر طول موج قرمز مشاهده شدهاند. این خالها با استفاده از روش قطعه بندی تصویر که توسط حامدی وفا [٤و٥] معرفی شده است، تفکیک و مکان یابی شدند. یکی از تصاویر قطعهبندی شده این لکه در شکل۱(چپ) نشان داده شده است.



شکل۱: تصویری از ناحیه فعال در پیوستار آبی (راست) و نگاتیو تصویر قطعه بندی شده لکه به همراه مرز جداکننده سایه از نیمسایه (چپ).

برای هر خال سایهای چند کمیت فیزیکی مهم اندازهگیری/محاسبه و ثبت شد: شدت بیشینه در سطح خال در هر لحظه ($I_{\max}$)، مکان خال، مساحت، شدت سایه پس زمینه اطراف خال (I_{bg}) و دماهای روشنایی آبی (T_{blue}) و قرمز (T_{red}). شدت سایه پسزمینه، I_{bg}، از کمینه شدت در خانههای اطراف خال (ناحیهای به مرکز خال و به مساحت دو برابر مساحت خال) بدست میآید. برای بدست آوردن دمای روشنایی، با فرض اینکه خالهای سایهای مانند جسم سیاه تابش میکنند، از رابطه $I_{0\lambda}.I_{\lambda}^{ph} = B_{\lambda}(T_{\lambda})$ استفاده شد، [۱۰و۱۲]. در این رابطه $B_{\lambda}(T_{\lambda})$ تابع پلانک، $I_{0\lambda}$ شدت مشاهده شده که به شدت شیدسپهر آرام یکّه شده است و I_{λ}^{ph} میانگین شدت مطلق شیدسپهر در مرکز قرص خورشید است. مقادیر I_{λ}^{ph} از مقاله نِکِل و لابس [۷] بر حسب $W\,cm^{-2}\,str^{-1}\,\mathring{A}^{-1}$ گرفته شدهاند. به منظور استنتاج شدتهای واقعی رصدی، $I_{0\lambda}$، در مرکز قرص خورشید، از رابطه تاریکی لبه [۳] که در زیر آمده است، استفاده کردیم:

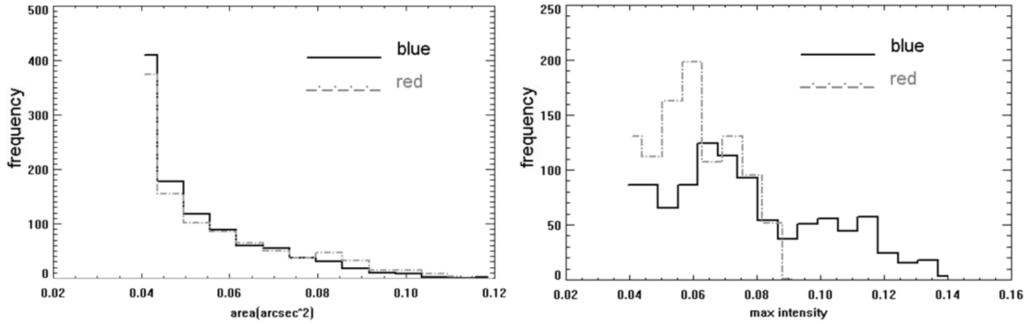
$$I_{\lambda}(\mu) = I_{0\lambda}\,(1 - u_{\lambda} + v_{\lambda} + u_{\lambda}\,\mu - v_{\lambda}\,\mu^2)$$

در این رابطه $I_{\lambda}(\mu)$ شدت رصدی در طول موج λ است. ضرایب u_{λ} و v_{λ} در دو طول موج قرمز و آبی از مرجع [۳] گرفته شده است. با توجه به توان تفکیک در دو گستره پیوستار آبی (۲۲ر۰ ثانیه قوس، ١٤ خانه) و قرمز (۳۳ر۰ ثانیه قوس، ۳۱ خانه)، خالهای سایهای با ابعاد کمتر از ١٤ خانه را حذف کردهایم. این حذف در تصاویر هر دو رنگ انجام شد. به این ترتیب نواحی روشنی (خالهای سایهای) که در تصاویر قرمز با مساحت کمتر از ۳۱ خانه و بیشتر از ۱۳ خانه دیده میشوند از توان تفکیک مکانی رصد در این رنگ کوچکترند. با این وجود در صورت حضور این نقاط روشن در چند تصویر متوالی ما آنها را نیز در شمارش خالهای سایهای تفکیک شده در نظر گرفتیم.

توزیع مساحت و بیشینه شدت خالهای سایهای

توزیع مساحت خالهای سایهای ثبت شده، در شکل ۲(چپ) آمده است. همانطور که در شکل دیده میشود توزیع مساحتها مشابه و بدون قله است، اما یک افزایش فراوانی را با کاهش مساحت تا حد توان تفکیک مکانی رصد نشان میدهند. حامدیوفا [۵] یک توزیع گاوسی را برای مساحت خالهای سایهای یافت که برای خالهای سایهای مرکزی قله آن در ۰۱۹ر۰ ثانیهقوس مربع و برای خالهای سایهای محیطی قله در ۰۲۳ر۰ ثانیه قوس مربع قرار دارد. در این تصاویر، از آنجایی که توان تفکیک مکانی رصد احتمالاً از بُعد مشخصه خالهای سایهای بزرگتر است، قله در توابع توزیع شکل۲(چپ) دیده نمیشود [۵و۹و۱۰]. با توجه به شکل ۲(چپ) فراوانی خالهای کوچک در طول موج آبی نسبت به فراوانی

آنها در طول موج قرمز بیشتر است اما در مورد خالهای بزرگ عکس این موضوع برقرار است. این موضوع میتواند به این دلیل باشد که توان تفکیک مکانی در طول موج قرمز نسبت به آبی بزرگتر است و لذا ساختارهای کوچکتر در تصاویر قرمز کمتر قابل مشاهده و تفکیکاند.



شکل۲ : تابع توزیع مساحت (چپ) بر حسب ثانیه قوس مربع، و بیشینه شدت در سطح خالهای سایهای (راست) بر حسب $W\,cm^{-2}\,str^{-1}\,\mathring{A}^{-1}$.

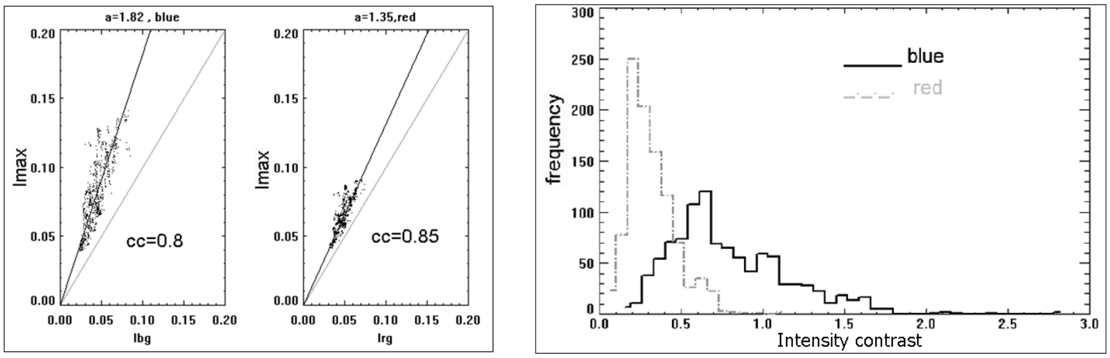
ضریب پوشانندگی خالها، کسری از مساحت لکه که به وسیله خالهای سایهای اشغال شده است، را میتوان از نسبت کل مساحت خالهای حاضر در هر تصویر به مساحت کل ناحیه سایه در همان تصویر بدست آورد (اما وابستگی ضریب پوشانندگی به نوع داده و روشهای تفکیک بدیهی است): میانگین زمانی ضریب پوشانندگی در هر دو طول موج آبی و قرمز برابر ۰ر۰۵ بدست آمد.

شکل۳(راست) توزیع بیشینه شدت، $I_{\max}$، را نشان میدهد. این توزیع در هر دو طول موج نامتقارن و پهن است: ۰ر۰۴ < $I_{\max}^{blue}$ < ۰ر۱۴ و ۰ر۰۴ < $I_{\max}^{red}$ < ۰ر۰۹. توزیع مربوط به طول موج آبی (خط ممتد سیاه) ساختاری حداقل با دو جمعیت مجزا را نشان میدهد: دو قلّه تقریباً در ۰ر۰۷ (3935 K) و ۰ر۱۱ (4255 K) قرار دارند. توزیع مربوط به طول موج قرمز با وجود پهن بودن یک قلّه را نشان میدهد که تقریباً در ۰ر۰۶ (3500 K) قرار دارد. هیچ یک از خالهای سایهای شدتی (و دمای روشنایی) به بزرگی شیدسپهر آرام اطراف لکه ندارند. توزیع شدت (و نیز مساحت) خالهایی که فقط در طول موج آبی یا فقط در طول موج قرمز دیده شده بودند بسیار شبیه به نمودار متناظرشان مربوط به خالهایی بود که همزمان در هر دو طول موج ثبت شده بودند، شکل ۲(راست). در بازه شدت بیشتر از ۰ر۰۹ تابع توزیع خالها تنها در طول موج آبی غیر صفر است. کمینه شدتی که توزیع خالها در طول موج آبی و قرمز غیر صفر است تقریباً معادل دمای روشنایی، به ترتیب، ۳۷۴۰ کلوین و ۳۳۰۰ کلوین است و بیشینه شدتی که توزیع خالها در طول موج آبی و قرمز غیر صفر است، به ترتیب، معادل دمای روشنایی ۴۴۰۰ کلوین و ۳۷۵۰ کلوین است. همچنین هیچ وابستگیای بین شدت و مساحت خالها در این دو طولموج دیده نشد.

وابستگی شدت بیشینه به شدت پسزمینه و تباین شدت خالهای سایهای

در شکل۳(چپ) نمودار پراکندگی شدت بیشینه، $I_{\max}$، و شدت سایه پسزمینه اطراف هر خال، I_{bg}، نشان داده شده است. آشکارا پیداست که این دو به هم وابسته هستند، به این صورت که با افزایش شدت پس زمینه شدت خالها نیز افزایش مییابد. این وابستگیها ضریب همبستگی بزرگتر از ۰ر۸ را نشان میدهند. تریتشلر و اسمیت [۱۲] مقادیر ضریب همبستگی را برای دو طول موج آبی و قرمز به ترتیب ۰ر۷ و ۰ر۴ یافتند. شیب این همبستگی (اگر خطی فرض شود) برای طول موج کوتاهتر (آبی) بزرگتر است. شیب خطهای برازش داده شده، میانگین $\frac{I_{\max}}{I_{bg}}$، برای خالهایی که در هر دو طول موج همزمان ثبت شدهاند در طول موج آبی و قرمز، شکل ۳(چپ)، به ترتیب، ۱ر۸۲ و ۱ر۳۵ و برای خالهایی که در تصویر یکی از طول موجها ثبت شدهاند در طول موج آبی و قرمز (نشان داده نشده است)، به ترتیب، ۱ر۵۸ و ۱ر۳۱ است. سوبوتکا و هانسلمییر

[۱۰] این نسبت را در طول موج آبی ۱٫۸ و در طول موج قرمز ۱٫۶ بدست آوردند. همچنین تریتشلر واسمیت [۱۲] این نسبت را در طول موج آبی و قرمز به ترتیب ۱٫۳۸ و ۱٫۳۶ بدست آوردند.



شکل۳. چپ: نمودار وابستگی بیشینه شدت ($I_{\max}$) به شدت سایه پسزمینه (I_{bg}) برای خالهایی که در هر دو طول موج همرمان مشاهده شدهاند. شیب خطی (a) که بر دادهها برازش داده شده است و ضریب همبستگی آنها (cc) روی این نمودار نشان داده شده است. خط طوسی، نیمساز ناحیه اول را نشان میدهد. راست: توزیع نسبت اضافه شدت خالهای سایهای به شدت پس زمینه (تباین شدت).

در شکل۳(راست) توزیع تباین شدت خالهای سایهای نسبت به شدت پسزمینه، $\frac{I_{\max}}{I_{bg}}-1$، در طول موجهای آبی و قرمز رسم شده است . توزیع مربوط به طول موج آبی نسبت به طول موج قرمز پهنتر است. ۳۰ درصد از خالهای رصد شده در طول موج آبی دارای تباین بزرگتر از یک هستند که نشان میدهد این خالها دارای شدت بیشینهای بیش از دو برابر شدت زمینه اطرافشان هستند. در طول موج قرمز تقریبا همه خال - های ثبت شده (به جزء دو تا) دارای تباین کوچکتر از یک هستند. خالهای سایهای مشاهده شده در طول موج آبی و قرمز به طور میانگین، به ترتیب، ۸۳ ٪ و ۳۵٪ روشنتر از سایه پسزمینه موضعی هستند. تریتشلر و اسمیت [12] این مقدار را ۳۷٪ گزارش کردهاند.

نتیجه گیری

تابع توزیع ابعاد خالهای سایهای در دو گستره طیفی قرمز و آبی با توجه به توان تفکیک مکانی تلسکوپ خورشیدی هینوده [۱۱] و روش تفکیک خالها [٤و٥] تفاوتی را نشان نمیدهد. دماهای روشنایی در طولموج آبی بزرگتر است که نشان دهنده دمای بزرگتر در لایههای عمیقتر اتمسفری در خالها است. تباین خالها نیز در طول موج آبی (۰٫۸۳) به طور محسوسی نسبت به تباین در طولموج قرمز (۰٫۳۵) بزرگتر است.

سپاسگزاری

Hinode is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as domestic partner and NASA and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in co-operation with ESA and NSC (Norway).

مرجعها

[1] Adjabshirzadeh A., Koutchmy S., 1980, *A&A* **89**, 88
[2] Beckers J. M., Schroter E.H., 1968, *Sol. Phys.* **4**, 303
[3] Cox A. N., "*Allen's Astrophysical Quantities*"; 4th edition, Springer, (1999) 355-357
[4] Hamedivafa H., 2008, *Sol. Phys.* **250**, 17
[5] Hamedivafa H., 2011, *Sol. Phys.* **270**, 75
[6] Koutchmy S., Adjabshirzadeh A., 1981, *A&A* **99**, 111
[7] Neckel H., Labs D., 1984, *Sol. Phys.* **90**, 205
[8] Sobotka M., Bonet, J. A., Vázquez, M., 1993, *ApJ* **415**, 832
[9] Sobotka M., Brandt P. N., Simon G. W., 1997, *A&A* **328**, 682
[10] Sobotka.M., Hanslmeier A., 2005, *A&A* **442**, 323
[11] Suematsu Y., et al., 2008, *Sol. Phys.* **249**, 197
[12] Tritschler A., Schmidt W., 2002, *A&A* **388**, 1048

سیاه چال ریسنر- نوردستروم وگذارفازترمودینامیکی نوع دوم

زهرا بهمئی،حسین غفارنژاد

دانشگاه سمنان، دانشکده فیزیک، صندوق پستی۳۶۳-۳۵۱۹۵

چکیده

دراین مقاله رهیافت ترمودینامیکی سیاه چال ریسنر-نوردستروم به جرم M و بار الکتریکی e را مورد مطالعه قرار می دهیم. نتایج محاسبات نشان می دهند برای سیاه چال در نقطه بحرانی $a \approx 0.75$ ($a = e^2 / M^2$)یک گذار فاز نوع دوم اتفاق می افتد که درآن مقدار ظرفیت گرمایی بینهایت می شود. سیاه چال برای شرایط $a < 0.75$ دارای ظرفیت گرمایی منفی است و لذا از لحاظ ترمودینامیکی ناپایدار است. اما برای وضعیت های $a > 0.75$ پایدار است زیرا ظرفیت گرمایی آن مثبت می شود.

مقدمه

درسال۱۹۷٤ میلادی برای اولین باراستفان هاوکینگ [1]ودر پی آن بکینشتین [2]مستقلا با مطالعه برهم کنش میدانهای کوانتومی با سیاه چال شوارتزشیلد پیشگویی کردند که سیاه چال هاباید تابش گرمایی ازخود به نقاط دوردست بیرون افق رویداد منتشرکنند. این موضوع ساختارهای ترمودینامیکی وآماری را برای سیاه چال ها به پیش کشیدکه محصول آن قوانین چهارگانه اصلاح یافته ترمودینامیکی سیاه چال ها می باشد[3و4]. درحال حاضر قضیه ای در هندسه دیفرانسیل سیاه چال ها معلوم شده است بطوری که آنتروپی سیاه چال ها برابربا مساحت سطح افق رویداد می باشد.بررسی هانشان می دهند که وجود ساختاردمایی سیاه چال ها ریشه درساختار نظریه گرانش کوانتومی محض دارد که برای مقیاس های پلانک معتبر می باشد وهنوز با مشکلات بنیادی مواجه است. درحال حاضرتنها رهیافت های نظریه میدانی از گرانش کوانتومی درمطالعه سیاه چال های کوانتومی ویا کیهان شناسی کوانتومی بکاربسته می شود که برای مقیاس های فضا زمانی بزرگتر از مقیاس پلانک معتبر است[6و5].ما در این مقاله یک سیاه چال تقارن کروی ساکن که دارای جرم Mو بارالکتریکی خالص eاست را درنظر می گیریم وتحول ترمودینامیکی آنرا بررسی می کنیم. کمیت های دما وظرفیت گرمایی را حساب می کنیم وسرانجام نشان می دهم که سیاه چال دارای یک گذار فازترمودینامیکی نوع دوم می باشد.

سیاه چال ریسنر-نوردستروم

وقتی تانسورانرژی تکانه چشمه درمعادله گرانشی اینشتین فقط مربوط به سهم انرژی پتانسیل الکتریکی به بارالکتریکی خالص e باشد. دراین صورت برای معادله اینشتین جواب متریکی بدست می آیدکه درآحاد هندسی $c = G = 1$ چنین داده می شود[۳].

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q}{r^2}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q}{r^2}\right)^{-1} dr^2 + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right) \qquad (۱)$$

دراینجا $Q = e^2$است. این متریک سیاه چال ریسنر-نوردستروم نامیده می شود. معادله (۱) متریک ناحیه بیرون یک سیاه چال ساکن کروی شوارتزشیلد به جرم Mو بارالکتریکی $e = \sqrt{Q}$ است. ازشرط ایجاد افق رویداد $g^{\mu\nu}n_\mu n_\nu = 0$برای ابرسطح کروی $f = r$ نتیجه می گیریم که محل افق رویداد سیاه چال ریسنر-نوردستروم از معادله $1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q}{r^2} = 0$ ودرمحل $r_{RNB} = M + \sqrt{M^2 - Q}$ ایجاد می گردد که درآن $n_\mu = \partial_\mu f$یک بردارنورگونه و $f = r$ ابرسطح افق رویداد است. گرچه معادله افق رویداد دارای یک جواب $r = M - \sqrt{M^2 - Q}$ نیزمی باشد. اما چون برای حالت $Q = 0$محل افق رویدادباید به $r = 2M$ یعنی افق ظاهری سیاه چال شوارتزشیلد منجر شود، لذا جواب اخیر به لحاظ فیزیکی قابل قبول نیست. چنانکه مشاهده می شود متریک فوق درحد $r \to \infty$بصورت مجانب وارتخت است. همچنین آن در $r = 0$دارای تکینگی ذاتی می باشد. هر چند که سیاه چال ریسنر-نوردستروم ساکن می باشد اما علاوه برفرایند های ترمودینامیکی به دلیل وجود بارالکتریکی درفرایند کارالکتریکی نیز شرکت می کند. قانون اول ترمودینامیکی برای سیاه چال ها

بصورت $dM = TdS - dW$ می باشد [۷]که درآن S آنتروپی، T دما، M جرم و W کار انجام شده توسط سیاه چال است. با توجه به قضیه آنتروپی سیاه چال یعنی آنتروپی معادل با مساحت سطح افق رویداد است. برای این سیاه چال که سطح افق رویداد کره ای به شعاع $r_{RNB} = (M + \sqrt{M^2 - Q})$ است آنتروپی خواهد شد $S \equiv 4\pi r_{RNB}^2$.قانون اول ترمودینامیکی برای این سیاه چال چنین می شود:

$$dM = T_{RNB}dS - \Phi_Q dQ \tag{۲}$$

دراینجا دمای سطح افق رویداد متریک ریسنر–نوردستروم T_{RNB} وپتانسیل الکتریکی آن Φ_Q بترتیب چنین بدست می آیند:

$$T_{RNB} = \frac{1}{8\pi\left(2M + \dfrac{2M^2 - Q}{\sqrt{M^2 - Q}}\right)} \tag{۳}$$

$$\Phi_Q = -\frac{1}{4}\left(\frac{M + 2\sqrt{M^2 - Q}}{2M^2 - Q + 2M\sqrt{M^2 - Q}}\right) \tag{٤}$$

با کمک رابطه ظرفیت گرمایی $C_Q = \left(T\dfrac{\partial S}{\partial T}\right)_Q$ وفرمول (۲) هر کس می تواند یک رابطه صریح برای ظرفیت گرمایی برحسب مقدارجرم و بارالکتریکی بدست آورد بطورداشته باشیم:

$$C_Q = -\frac{8\pi\left[2M + \dfrac{(2M^2 - Q)}{\sqrt{M^2 - Q}}\right]^2}{2 + \dfrac{M(2M^2 - 3Q)}{(M^2 - Q)^{\frac{3}{2}}}} \tag{٥}$$

با فرض این که اتحاد $Q = aM^2$ بین باروجرم سیاه چال برقراراست، رابطه فوق را می توان چنین بازنویسی کرد:

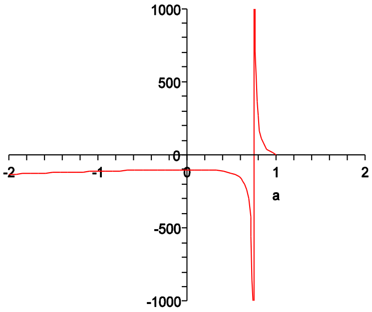
$$C_Q = 8\pi M^2 g(a) \tag{٦}$$

دراینجا تعریف کردیم:

$$g(a) = \frac{\left[2\sqrt{1-a} + 2 - a\right]^2}{2(a-1) + \dfrac{(3a-2)}{\sqrt{1-a}}} \tag{۷}$$

شکل پیوست منحنی تغییرات تابع (۷) را برحسب مقادیرمختلف پارامتر a نشان می دهد. چنانکه مشهود است منحنی درمقداربحرانی $a \approx 0.75$ تکینگی دارد ولذامتناظربایک گذار فازترمودینامیکی نوع دوم می باشد [7]. برای مقادیر $a < 0.75$ ظرفیت گرمایی دارای مقادیرمنفی است یعنی از لحاظ ترمودینامیکی ناپایدارمی باشد و لذا با محیط در اندرکنش ترمودینامیکی است تا به یک فاز پایدار برسد. درشرایط $a > 0.75$ که ظرفیت گرمایی دارای مقادیرمثبت است سیاه چال از لحاظ ترمودینامیکی پایداراست و با محیط اطراف در اندرکنش ترمودینامیکی نخست. شرایط $a = 1$ منجربه سردشدن سیاه چال یعنی دمای متمایل به صفر می شود جایی که ظرفیت گرمایی نیزصفرمی شود. با توجه به این که سیاه چال هااز فرایند رومبش گرانشی ستاره ها ایجاد می شوند لذا ماده درون سیاه چال انباشته ازماده طبیعی یعنی شامل اتم هاومولکول هااست که دارای تقارن های بلوری هستند. دراین نقطه بحرانی $a \approx 0.75$ که محل ایجادگذارفازنوع دوم است، ظرفیت گرمایی سیتم بینهایت شده ودرمجاورت این نقطه بحرانی تغییرعلامت می دهد. به بیان بهتردرهنگام گذارفازنوع دوم، اگرچه آرایه های اتمی بلورهای تشکیل دهنده ماده بطورپیوسته تغییر وضعیت می دهند، اما تقارنهای بلوری سیستم بطورناپیوسته تغییرمی دهند. البته درگذارفازهای نوع دوم

نیازی به تغییردرتقارن های آرایه اتمی نخست.زیراکه دربسیاری موارد مثل تبدیل فرومغناطیس به آنتی فرومغناطیس دردمای بحرانی کوری که گذارفازترمودینامیکی نوع دوم اتفاق می افتد ویژگی تقارن های سیستم تغییرنمی کنند.



نتیجه گیری

ما دراین مقاله ساختار ترمودینامیکی یک سیاه چال کروی ساکن به جرم کل Mو با الکتریکی خالص e یعنی سیاه چال ریسنر-نوردستروم را مطالعه کردیم. با کمک محاسبات نظری دما وتغییر آنتروپی آن را برحسب متغیری آماری به نام "نسبت بار به جرم" آن مطالعه کردیم. شرایطی برای نسبت بار به جرم بدست آوردیم که در آن سیاه چال درمعرض گذار فاز نوع دوم ترمودینامیکی قرار می گیرد. همچنین شرایطی که درآن دمای سیاه چال به صفر میل می کند را نیز پیدا نمودیم. محاسبات برای سیاه چال شوارتزشیلد دو سیته یعنی سیاه چال ساکن کروی در حضور ثابت کیهانی نیز تکرار شد و نتیجه محاسبات نظری نشان دادندکه وجود افق کیهانی برای این سیاه چال هرچند که منجر به تغییردمایا بطور هم ارزتغییرمحل افق رویداداین سیاه چال، نسبت به دمای سیاه چال شوارتزشیلد، می گردد. اما هیچ گذارفازی را برای آن فراهم نمی کند.

مراجع

1. S. W. Hawking, Nature 248, 30 (1974).
2. J. D. Bekenstein, Phys. Rev. D7, 2333 (1973).
3. Valeri P. Frolov and Igor D. Novikov, **Black hole physics**, Kluwer Academic Oublishers (1998).
4. Eleftherios Papantonopolos, **Lecture nots in physics 769: Physics of Black holes**, Springer, Berlin Heidelberg (2009).
5. L.Parker and D.Toms, **Quantum Field Theory in curved Spacetime,** Cambridge University press (2009).
6. B.Fauser, J.Tolksdorf and E.Zeidler,**Quantum Gravity**-Mathematical models and Experimental Bounds, Birkhäuser Verlag (2007)
7. L.D.Landau and E.M. Lifshitz, **Statistical Physics**,Pergamon press (1980).

مدل سازی خوشه کروی M15 با سیاهچاله مرکزی

مرضیه بهمنی [۱]، نعمت اله ریاضی [۱]

[۱] *دانشکده فیزیک، دانشگاه شیراز، شیراز ۷۱۴۵۴*

چکیده

ما با استفاده از مدل کینگ همراه با سیاهجاله مرکزی خوشه های کروی را که دارای سیاهچاله با جرم متوسط مرکزی هستند مدلسازی کرده ایم. پروفایل چگالی سطحی و شیب آن را در نواحی مرکزی خوشه M15 محاسبه کرده و با نتایج رصدی دوربین سیاره ای و میدان باز تلسکوپ فضایی هابل (WFPC2) مقایسه کرده ایم. وجود سیاهچاله ای با جرم ۱۰۰۰ برابر جرم خورشید در مرکز این خوشه و همچنین قانون توانی برای پروفایل چگالی سطحی r^{α} ، را در توافق خوبی با نتایج رصدی به دست آورده ایم.

Modelling M15 with a Central Black Hole

Marzieh Bahmani[1], Nematollah Riazi[1]

[1] *Department of Physics, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran*

Abstract

We have used the King model amended with a central black hole for modeling globular clusters which contain a central IMBH (Intermediate Mass Black Hole). Surface density profile and its slope in the central regions of M15 are calculated and compared with the observational result of Hubble Space Telescope Wide Field and Planetary Camera(WFPC2). We have found 10^3solar mass for the mass of BH and a power-law surface density profile r^{α}, in good agreement with the observations.

مقدمه

مطالعات تئوری بر روی دینامیک سیاهچاله های پرجرم در سیستم های ستاره ای برای توصیف فعالیت های مرکزی و درخشندگی کوازارها از دهه ۱۹۶۰ آغاز شد. از آن پس نقش اجرام پرجرم در مرکز کهکشان ها و خوشه های کروی مورد توجه قرار گرفت. علاوه بر آن تحول دینامیکی سیستم های ستاره ای نیز توسط شبیه سازی های n جسمی مورد مطالعه قرار گرفته است. این ایده نیز وجود دارد که خوشه های ستاره ای دارای مرکز چگال احتمالا در مرحله بعد از رمبش هسته قرار دارند. باکال و ولف (۱۹۷۷) نشان دادند برای جریان تعادلی برای ستارگانی که اطراف چاه پتانسیل گرانشی یک سیاهچاله قرار دارند راه حلی وجود دارد که پیش بینی می کند چگالی ستاره ای از یک توزیع قانون توانی $\rho= r^{-\alpha}$ پیروی می کند که توان $\alpha=$ ۱.۷۵ می باشد [1] . پیبلز (۱۹۷۲) شیب تند تری را بدست آورد [2]. اما نتایج شبیه سازی های مونته کارلو توسط کوهن و کولسرد(۱۹۸۷)[3] و مارچانت و شاپیرو (۱۹۸۰)[4] نتایج باکال و ولف را تصدیق کردند [1]. بامگارت ، ماکینو و ابیسوزاکی (۲۰۰٤ a,b)[5] تحول خوشه های ستاره ای با سیاهچاله مرکزی با جرم ۱ تا ۱۰ درصد جرم خوشه را پیگیری کردند. آنها یک قله چگالی مجزا در اطراف سیاهچاله مرکزی بدست آوردند اما قله درخشندگی واضحی که توسط ستارگان باقی مانده ایجاد شده باشد نیافتند. پروفایل درخشندگی تصویر

شده در مرکز خوشه کاملا تخت بود و خوشه متحول شده دقیقا مانند خوشه کینگ بدون سیاهچاله بود. سیاهچاله مورد استفاده توسط آنها بسیار پرجرم بود بنابراین قابل مقایسه مستقیم با نتایج رصدی خوشه های کروی نبود. سیاهچاله های پر جرم ستارگان را در اطراف خود جمع می کنند و باعث بالا رفتن پراکندگی سرعت آنها شوند. البته بدست آوردن نتایج رصدی برای این ناحیه بسیار سخت است چونکه مرکز چگال خوشه ها بسیار شلوغ می باشد. حدود ۲۰ درصد خوشه های کروی در مرحله بعد از رمبش هسته قرار دارند که در این خوشه ها درخشندگی سطحی در مرکز خوشه صعودی است. M15 متعلق به این دسته می باشد (کینگ ۱۹۷۵; دیجی اورگوسکی و کینگ ۱۹۸٤)[6]، [7] . شبیه سازی های n جسمی و محاسبات فوکر-پلانک(گرابهورن و همکارانش ۱۹۹۲) برای رمبش هسته نشان می دهد که شیب پروفایل چگالی تصویر شده حاصل باید بین ۰.۵- و ۱.۵- باشد[8] . گرمایش توسط ستارگان دوتایی رمبش هسته را پایدار می کند. انتظار می رود که این فرایند چگالی ستاره ای تختی را در نواحی با شعاع چند درصد شعاع نیم جرم یا 0.05-0.1 pc برای یک خوشه کروی نمونه ایجاد کند.(گودمن ۱۹۸۹; گائو و همکارانش ۱۹۹۱)[9] , [10] . این محدوده از شعاع هسته مطابق با "1 تا "2 از مرکز خوشه M15 می باشد. داده های با تفکیک بالای تلسکوپ فضایی هابل بعد از تعمیرش امکان بررسی توزیع چگالی سطحی ستاره ای را در مقیاس کمتر از "1 فراهم کرد. پواگرا گواتاکورتا (۱۹۹٦) [11] تصاویر بدست آمده از مرکز چگال خوشه M15 که توسط دوربین سیاره ای و میدان باز تلسکوپ فضایی هابل گرفته شده بود را توصیف کرد. این تصاویر نمونه هایی بزرگتر و تمیزتر از ستارگان را در بر داشت و هسته را تا سطح ۹۰ درصد تا شعاع"2 حذف می کرد و داده ها با توزیع توانی $\alpha = -0.8$ مطابقت داشت.

چندین دلیل بر حضور سیاهچاله های با جرم متوسط در مرکز خوشه های کروی بسیار چگال مانند M15 و G1 وجود دارد. یکی از آنها با برون یابی رابطه بین جرم خوشه و جرم سیاهچاله برای سیاهچاله ابرپرجرم در مرکز کهکشانها بدست می آید(ماگورین و همکارانش ۱۹۹۸) [12] . این منجر به پیش بینی سیاهچاله مرکزی با جرم $۱۰^۳$ برابر جرم خورشید می شود.(کورمندی و ریچستون ۱۹۹۵)[13] دومین مربوط به کشف یک دسته جدید از منابع پرتوی ایکس فشرده (ULX) بسیار درخشان می باشد. درخشندگی بالا و تعییرات شدیدشان نشان می دهد که آنها دوتایی هایی با یک سیاهچاله های معمولی ستاره ای نیستند بلکه IMBH هستند .(زیزاس وهمکارانش ۲۰۰۲)[14] . سومین دلیل بر اساس آنالیز پراکندگی سرعت مرکزی برخی خوشه های کروی بدست آمد.گرسن و همکارانش(۲۰۰۲ ،۲۰۰۳) [15] [16] و گبهارد و همکارانش (۲۰۰۲)[17] مدرکی بر وجود سیاهچاله با جرم $۱۰^۳$ و $۱۰^٤$ برابر جرم خورشید در M15 و G1 منتشر کردند. چهارمین دلیل بر اساس شبیه سازی های n جسمی تحول خوشه ستاره ای جوان M82 توسط پروتگیز زوارت و همکارانش بدست آمد.(۲۰۰٤)[18] . موقعیت این خوشه با یک ULX با درخشندگی بزرگتراز 10^{40}erg/sec منطبق بود. آنها بهم پیوستن سریعی از ستارگان پرجرم را که می توانست منجر به تولید IMBH با جرم $۱۰^۳$ برابر جرم خورشید شود پیدا کردند.

مدل کینگ همراه با سیاهچاله مرکزی

در این مقاله ، خوشه های کروی با سیاهچاله مرکزی را توسط تابع توزیع کینگ همراه با سیاهچاله مرکزی مدل سازی کرده ایم.. براساس معادله بولتزمن هر تابع توزیعی بایستی تابعی از انتگرال های حرکت باشد. به علاوه، واضح است که $f(E) \geq 0$ و برای $E>0$ ، $f=0$ می باشد، چونکه ستارگان با انرژی مثبت دیگر به سیستم مقید نسیتند. یک تابع توزیع مناسب به صورت زیر می باشد:

$$f(E) = f(x) = \begin{cases} \rho_1 \left((2\pi\sigma^2)^{\frac{-3}{2}} \left[e^{\frac{-E}{-\sigma^2}} - 1 \right] \right), & E < 0 \\ 0, & E \geq 0 \end{cases} \qquad (۱)$$

که در آن

$$E = \varphi + \frac{v^2}{2} \;,\; \varphi = \varphi_{star} - \frac{Gm_{bh}}{r} \qquad (۲)$$

که در اینجا φ_{star} پتانسیل گرانشی مربوط به ستارگان خوشه است و m_{bh} جرم سیاهچاله مرکزی می باشد. چگالی خوشه ستاره ای بعنوان تابعی از پتانسیل در هر شعاعی از خوشه از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\rho(r) = \int_0^{v_{max}} f 4\pi v^2\, dv = \rho_1 \left(e^{\psi}\, \mathrm{erf}\left(\sqrt{\psi}\right) - \sqrt{\frac{4\psi}{\pi}}\left(1 + \frac{2\psi}{3}\right) \right) \qquad (۳)$$

که در آن $\mathrm{erf(x)}$ تابع خطا و $\psi = \frac{\varphi}{\sigma^2}$ می باشد. حال معادله پوآسون را با شرایط اولیه مدل کینگ حل می کنیم

$$\psi(0) = \frac{\varphi(0)}{\sigma^2} = 12 \,, \frac{d\psi(0)}{dr} = 0 \quad, \frac{\rho_0}{\rho_1} = 1.7 \times 10^5 \;, \rho_1 = 1.02 \times 10^{15}\; kgm^{-3} \qquad (٤)$$

بدین ترتیب با بدست آوردن پتانسیل خوشه می توان $\rho(r)$ را محاسبه کرد. حال فرض می کنیم که سیاهچاله ای با جرم $۱۰^{۳}$ برابر جرم خورشید در مرکز خوشه قرار دارد. پتانسیل خوشه برابر می شود با: $\psi_t = \psi + \psi_{bh}$ که در آن پتانسیل سیاهچاله از رابطه زیر بدست می آید:

$$\psi_{bh} = \frac{Gm_{bh}}{r_0\sigma^2}\frac{1}{\xi} = 6.1\,\frac{1}{\xi} \qquad \text{و} \qquad r_0 = \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_0}} \qquad (۵) \text{ و } (6)$$

که در آن r_0 شعاع کینگ می باشد. با چگالی مرکز ρ_0=6.4e+11 kgm^{-3} و σ =10km/s (پراکندگی سرعت) مقدار r_0 برابر 1.3e+14m می شود که $\xi = \frac{r}{r_0}$ می باشد. برای راحتی محاسبات خوشه را به دو قسمت تفکیک می کنیم منطقه مرکزی خوشه که در آنجا پتانسیل سیاهچاله غالب است ومناطقی که در آن میتوان از پتانسیل سیاهچاله صرفنظر کرد. برای یافتن پروفایل چگالی معادله پوآسون در هر دو ناحیه با شرایط اولیه متفاوت حل می گردد. شعاعی که در آن پتانسیل گرانشی سیاهچاله غالب است از رابطه زیر حاصل می گردد:

$$\frac{Gm_{bh}}{r_s} = \frac{G}{r_s}\left(\frac{4\pi}{3}\rho_0 {r_s}^3\right) \qquad \text{و} \qquad r_s = \left(\frac{3m_{bh}}{4\pi\rho_0}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (۷)$$

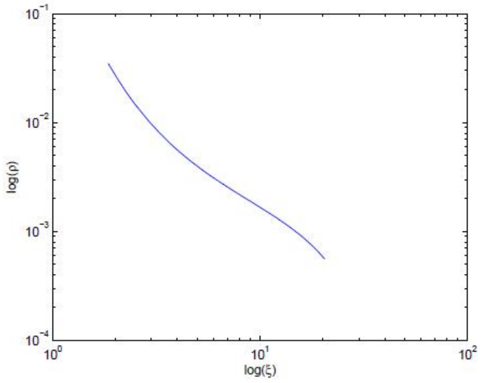
برای خوشه M15، r_s=1.9e+14m بدست می آید. بنابراین ξ در مناطق مرکزی از 2.4e-8 تا 1.5 متغییر است. پروفایل چگالی این دو ناحیه باید به طور یکنواخت بهم پیوسته شود. برای اینکه نتایج مان را با نتایج رصدی مقایسه کنیم محاسبات را تا ξ=20 انجام می دهیم. پروفایل چگالی این خوشه با سیاهچاله محاسبه شده و در شکل ۲ نشان داده شده است. چگالی سطحی تصویر شده روی صفحه آسمان از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\sigma(r) = 2\int_0^{\infty} \rho(r)\, dz \qquad (۸)$$

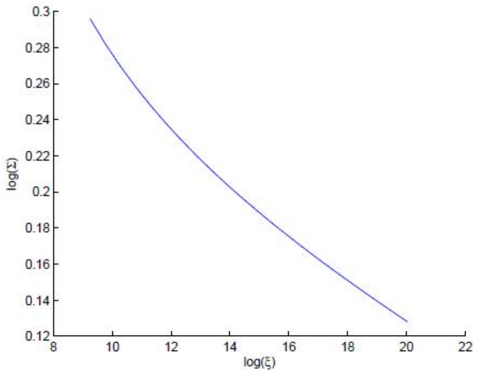
که نمایش بدون بعد آن $\Sigma(\xi) = \frac{\sigma}{\rho_0 r_0}$ در شکل ۲ نشان داده شده است. شیب این نمودار یعنی $\alpha = \frac{d(\log(\sigma))}{d(\log(r))}$ پارامتر مهمی است (شکل ۳). α از1.6- تا0.88- تغییر می کند. منحنی ξ^{α} بر پروفایل چگالی سطحی در این منطقه به خوبی منطبق است.

مقایسه با مشاهدات

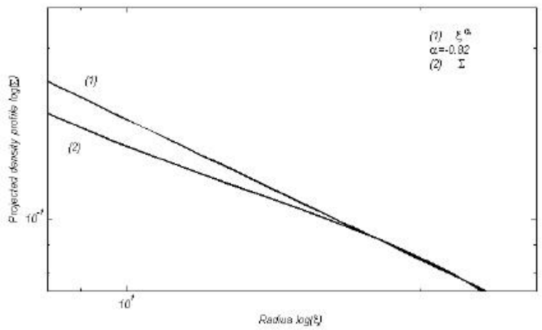
پروفایل چگالی سطحی خوشه کروی با سیاهچاله مرکزی با جرم $۱۰^{۳}$ برابر جرم خورشید از توزیع توانی ξ^{α} برای ξ از ۱۰ تا ۲۰ پیروی می کند که α شیب این نمودار است و این نتیجه با نتایج بدست آمده از تصاویر HST از خوشه M15 [11] در مناطق یکسانی از خوشه مطابقت دارد. درشکل٤ چگالی اصلاح شده ستارگان بر حسب شعاع خوشه در نواحی مرکزی M15 نشان داده شده است. که در آن پروفایل توانی α=-0.82 (منحنی ۱) و پروفایل چگالی سطحی در r_{core}=1" و r_{core}=2" (منحنی ۲ و ۳) رسم شده اند. داده ها در رنج r بین "0.3 تا"5 با قانون توانی پروفایل چگالی. $\Sigma(r) = \xi^{\alpha}$ با توان α=-0.82 در توافق می باشد (منحنی ۱). توان مجانبی α برای منحنی ۲و۳ 0.8- می باشد و این مقدار برای خوشه M15 در رنج "5-"2 مطابقت دارد.



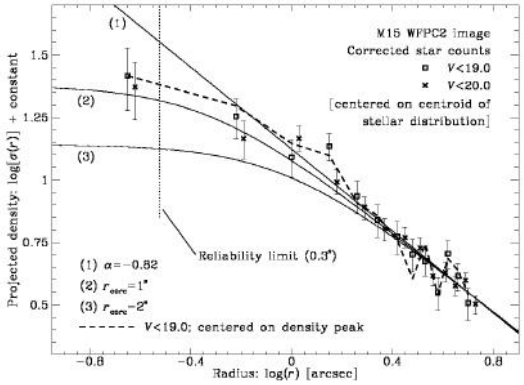
شکل۱: پروفایل چگالی خوشه کروی مدل با سیاهچاله مرکزی



شکل۲: پروفایل چگالی سطحی بدن بعد خوشه کروی مدل با سیاهچاله مرکزی



شکل۳: منحنی ξ^{α} برای α در فاصله ξ برابر ۲۰ با پروفایل چگالی سطحی خوشه مدل با سیاهچاله مرکزی به خوبی مطابقت دارد



شکل٤: مشاهدات فوتومتری HST، گواتاکورتا و همکارانش ۱۹۹٦

مرجع‌ها

[1] Bahcall J. N. and Wolf, 1997, AJ, 216, 883.
[2] Peebles P. J. E., 1972, ApJ, 178, 371.
[3] Cohn H., and Kulsrud R. M. 1978, ApJ, 226,1087.
[4] Marchant A. B., and Shapiro S. L. 1980, ApJ,239, 685.
[5] Baumgardt H., Makino and Ebisuzaki, 2004, ApJ., 613,1133.
[6] Peterson C. J.,King I., 1975, AJ ,80, 427.
[7] King I., Djorgovski S. 1995, AJ, 109, 218.
[8] Grabhorn R. P.,et al. 1992, ApJ, 392, 86.
[9] Goodman J.,et al., 1989, Nature, 339, 40.
[10] Gao B.,et al. ,1991, ApJ, 370, 567.
[11] Guhathakurta P.,Yanni B. ,Schneider D. P. and Bahcall J. N.,1996,AJ,3,1.
[12] Magorrian J. et al., 1998, Nature, 385, A14.
[13] Kormendy J.,Richstone D., 1995,ARA&A, 33, 581.
[14] Zezas A., et al. 2002, ApJ, 577, 710.
[15] Gerssen J., et al. 2002, AJ, 124, 3270.
[16] Gerssen J., et al. 2003, AJ, 125, 376.
[17] Gebhardt K., Rich R. M., and Ho L. C. 2002, ApJ, 578, L41.
[18] Portegies Zwart, S. F., et al. 2004, Nature, 428,724.
[19] Heggie D., 2009, Mon. Not. R. Astron. Soc, 397, 46.
[20] Binney J. and Tremaine S., 1994, "*Galactic dynamics*", Princeton University Press, Princeton New Jersey.
[21] King I., 1962, AJ, 67,471.
[22] King I., 1965, AJ, 71, 64.

کیهان‌شناخت میدان اسکالر در مدل جهان شامه‌ای DGP

اسدی، کوثر؛ رجبی ، فاطمه ؛ نوذری، کوروش

گروه فیزیک دانشگاه مازندران ، بابلسر

چکیده

در این پژوهش کیهان‌شناخت میدان اسکالر برای هر دو حالت کمینه و ناکمینه بر روی شاخه ی غیرخودشتاب (نرمال) مدل جهان‌شامه‌ای DGP به روش سیستمهای دینامیکی در فضای فاز مورد مطالعه قرار گرفته است. ما نشان دادیم که با درنظر گرفتن جفتیدگی ناکمینه، این مدل قابلیت توضیح فاز شتابدار کنونی عالم را دارد. به علاوه، نشان داده ایم که یک رفتار فانتومی موثر حتی با میدان اسکالر کانونیک ناکمینه بر روی شاخه نرمال جوابها قابل حصول است.

مقدمه

داده‌های رصدی جدید مربوط به ابر نواخترهای نوع Ia و نتایج WMAP و نیز طیف تابش زمینه‌ی کیهانی (CMB) نشان داده اند که عالم ما در دوره‌ای از فاز انبساط شتابدار قرار دارد [1]. مدل‌های جهان‌شامه‌ای قابلیت توضیح فاز شتابدار اخیر عالم را دارند. در این مدلها عالم سه‌بعدی ما غوطه‌ور در فضا زمان با ابعاد بالاتر است و گرانش در کل فضای n بعدی انتشار می‌یابد. مدل جهان‌شامه‌ای DGP یکی از مدل‌های شامه‌ای می‌باشد که در سال‌های اخیر بسیار مورد توجه قرار گرفته است [2]. در این مدل، در مقیاسهای بزرگ نشت گرانش از شامه‌ی ٤ بعدی به توده ٥ بعدی، منجر به تضعیف گرانش بر روی شامه می‌شود و بدون نیاز به انرژی تاریک، شتاب زمان اخیر عالم را نتیجه می‌دهد. کیهانشناخت مدل DGP شامل دو شاخه نرمال و خود شتاب است . شاخه خود شتاب مشکلاتی مانند ناپایداری شب ح گونه دارد اما خوشبختانه در حل‌های کیهان‌شناختی مبتنی بر شاخه غیر خود شتاب (نرمال)، چنین ناپایداریهای شبح گونه ای وجود ندارند. در این شاخه پارامتر معادله حالت، هرگز از مرز ثابت کیهان‌شناختی (w=-1) عبور نمی‌کند اما با در نظر گر فتن یک تک میدان اسکالر (میدان اسکالر کانونیک یا فانتوم) بر روی شامه، این گذار فراهم می‌شود. همچنین گذار از مرز فانتوم در مدل‌های انرژی تاریک کانونیک که جفتیدگی کمینه‌ای بین میدان اسکالر و گرانش وجود دارد، غیرممکن است. در حالی که با لحاظ کردن جفتیدگی ناکمینه این گذار امکان‌پذیر است. در این پژوهش ما دینامیک میدانهای اسکالر کانونیک را بر روی شاخه نرمال DGP و در حضور جفتیدگی ناکمینه با گرانش القاشده بر روی شامه در چارچوب سیستمهای دینامیکی و تحلیل فضای فاز مطالعه می کنیم.

تحلیل فضای فاز مدل

بررسی فضای فاز و دینامیک میدان اسکالر روی شامه‌ی DGP حاوی اطلاعات مفیدی در مورد تحول عالم و کیهانشناخت آن می‌باشد.

معادلات میدان را به صورت زیر می‌توان نوشت که در آن ρ و p به ترتیب چگالی انرژی و فشار تمام مؤلفه های عالم است

$$H^2+\frac{H}{r_c}=\frac{\rho}{3\mu^2} \qquad \dot{\rho}+3H(\rho+p)=0 \qquad \ddot{\varphi}+3H\dot{\varphi}+v'=0 \tag{1}$$

علامت پریم (′) مشتق‌گیری نسبت به میدان اسکالر φ می باشد. پارامتر r_c مقیاس گذار از گرانش ٤ بعدی به گرانش ٥ بعدی است و به صورت $r_c=\frac{m_4^2}{2m_5^3}$ تعریف می‌شود.در زمان‌های اولیه، $(H^{-1}\ll r_c)$ ، جمله دوم در مقایسه با جمله اول قابل چشم‌پوشی است و معادله فریدمن به

صورت استاندارد $\left(H^2 = \frac{\rho}{3\mu^2}\right)$ در می‌آید در حالیکه در زمان‌های اخیر،($H^{-1} \gg r_c$)، جمله‌ی $\frac{H}{r_c}$ مهم و معادله فریدمن غیراستاندارد می باشد.

الف – میدان کانونیک(Quintessence) با جفتیدگی کمینه بر روی شامه‌ی DGP

چگالی انرژی و فشار برای این مدل بصورت زیر می باشد که ρ_m چگالی انرژی ماده معمولی بر روی شامه است

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V(\varphi) + \rho_m \qquad p = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi) + w_m \rho_m \tag{2}$$

برای نوشتن معادلات کیهان شناختی به فرم سیستم های دینامیکی متغییرهای بی‌بعد زیر را معرفی می‌کنیم:

$$x_1 = \frac{\dot{\varphi}}{\sqrt{6}\mu H} \qquad x_2 = \frac{\sqrt{V}}{\sqrt{3}\mu H} \qquad x_3 = \frac{\sqrt{\rho_m}}{\sqrt{3}\mu H} \qquad x_4 = \frac{1}{\sqrt{2 r_c H}} \qquad \lambda = -\frac{\acute{V}\mu}{V} \tag{3}$$

در ادامه پتانسیل را به‌صورت $V(\varphi) = V_0 e^{-\lambda\varphi/\mu}$ در نظر می گیریم. این پتانسیل متناسب با یک λ ی ثابت است. معادله قیدی فریدمن را به صورت زیر می نویسیم

$$x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - 2x_4^2 = 1 \tag{4}$$

بنابراین پارامترهای بی بعدتعریف شده در (3)، سیستم دینامیکی زیر را می سازند

$$\frac{dx_1}{dN} = -3x_1 + \frac{\sqrt{6}}{2}\lambda x_2^2 + 3x_1\left[\frac{2x_1^2 + (1+w_m)x_3^2}{1+x_1^2+x_2^2+x_3^2}\right] \qquad \frac{dx_2}{dN} = -\frac{\sqrt{6}}{2}\lambda x_1 x_2 + 3x_2\left[\frac{2x_1^2 + (1+w_m)x_3^2}{1+x_1^2+x_2^2+x_3^2}\right]$$

$$\frac{dx_3}{dN} = -\frac{3}{2}(1+w_m)x_3 + 3x_3\left[\frac{2x_1^2 + (1+w_m)x_3^2}{1+x_1^2+x_2^2+x_3^2}\right] \tag{5}$$

که بنا به تعریف $N = \ln a$ و $w = \frac{p}{\rho}$. جدول ۱ شامل اطلاعات کاملی از نقاط بحرانی است که $\gamma = 1 + w_m$،$(0 < \gamma < 2)$ و $\gamma_\varphi = 1 + w_\varphi$.

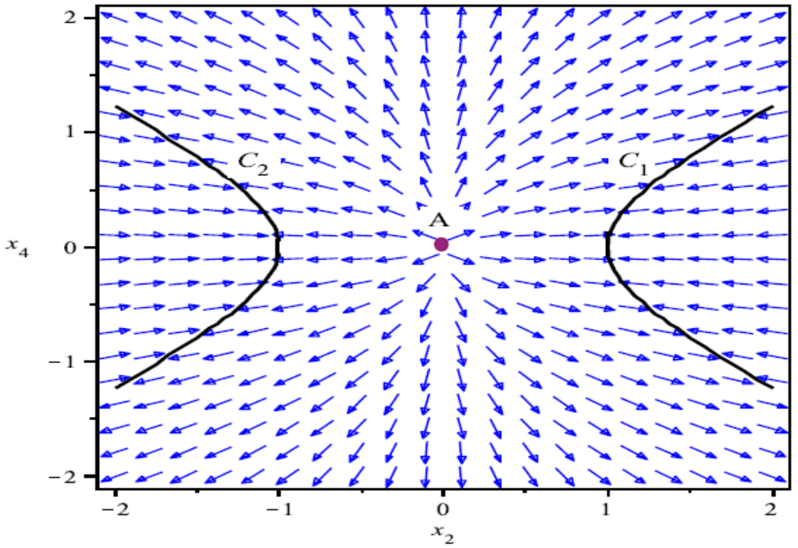
جدول۱: ویژگی های دینامیکی نقاط بحرانی با جفتیدگی کمینه

$name$	x_{1c}	x_{2c}	x_{3c}	$Existance$	γ_φ	w_{eff}	$a(t)$
$(1a), (1b)$	0	0	± 1	$\forall\, \lambda, \gamma$	$-$	$\gamma - 1$	$a_0(t-t_0)^{\frac{2}{3\gamma}}$
$(2a)$	1	0	0	$\forall\, \lambda, \gamma$	2	1	$a_0(t-t_0)^{\frac{1}{3}}$
$(2b)$	-1	0	0	$\forall\, \lambda, \gamma$	2	1	$a_0(t-t_0)^{\frac{1}{3}}$
$(3a), (3b)$	$\frac{\lambda}{\sqrt{6}}$	$\pm\left(1-\frac{\lambda^2}{6}\right)^{1/2}$	0	$\forall \lambda^2 \le 6$	$\frac{\lambda^2}{3}$	$\frac{\lambda^2}{3} - 1$	$a_0(t-t_0)^{\frac{2}{\lambda^2}}$
$(4a), (4b)$ $(4c), (4d)$	$\sqrt{\frac{3}{2}\frac{\gamma}{\lambda}}$	$\pm\left(\frac{3\gamma(2-\gamma)}{2\lambda^2}\right)^{1/2}$	$\pm\left(1-\frac{3\gamma}{\lambda^2}\right)^{1/2}$	$\forall \lambda^2 > 3\gamma$	γ	$\gamma - 1$	$a_0(t-t_0)^{\frac{2}{3\gamma}}$

نتایج مهم جدول ۱ به صورت زیر خلاصه می‌شود:

– $\lambda^2 < 3\gamma$: حالتهای با انرژی جنبشی غالب (نقاط 2a و2b) نقاط ناپایدار، و حالتهای ماده غالب (1a,1b) نقاط زینی هستند.

$6 < \lambda^2 < 3\gamma$: حالتهای با انرژی جنبشی غالب (2a,2b) نقاط ناپایدار و حالتهای با میدان اسکالر غالب (3a,3b) نقاط زینی هستند. در حالیکه سطر آخر جدول (نقاط 4a,4b,4c,4d) همواره نقاطی پایدارند.



شکل۱: فضای فاز دوبعدی $x_2 - x_4$ برای $w_m = 0$. نقطه A (سطر اول جدول۲) در این شکل ناپایدار است و منحنی‌های C_2 و C_1 نشان‌دهنده منحنی‌های بحرانی پایدار در مدل می‌باشند.

$\lambda^2 > 6$ –: حالتهایی با انرژی جنبشی غالب و ماده غالب (2a,2b,1a,1b) نقاط زینی و حل های مقیاس (نقاط 4a,4b,4c,4d) نقاطی پایدار هستند.

جدول۲: ویژگی های دینامیکی نقاط بحرانی با جفتیدگی کمینه برای $w_\varphi = -1$

$name$	x_{2c}	x_{3c}	x_{4c}	$stability$	w_{eff}	$a(t)$
$(1a),(1b)$	0	± 1	0	$unstable\ nodes$	$\gamma - 1$	$a_0(t-t_0)^{\frac{2}{3\gamma}}$
$(2a),(2b)$	$\pm(1+2x_4^2)^{\frac{1}{2}}$	0	x_4	$attractor$	-1	$e^{\Lambda t}(\Lambda = cte)$

یادآور می‌شویم که نقاط بحرانی با $x_4 = 0$ متناسب با رفتار 4D مدل استاندارد است. همچنین جدول (2) به ازای $w_\varphi = -1$ به دست آمده است این جدول شامل یک حالت $x_4 \neq 0$ می‌باشد که فاز شتابدار پایدار(فاز دو سیته) می‌دهد و ثابت کیهانشناختی غالب است.

ب – میدان کانونیک (Quintessence) با جفتیدگی ناکمینه بر روی شامه‌ی DGP

میدان اسکالر بر روی شاخه‌ی نرمال مدل   DGP، می‌تواند با برخی از میدان‌های دیگر از جمله میدان‌های مربوط به بخش گرانشی نظریه، برهمکنش انجام دهد. این برهمکنش توسط جفتیدگی ناکمینه بین میدان اسکالر و   اسکالر ریچی –که نماینده بخش گرانشی نظریه است– بیان می‌شود. اثر این جفتیدگی می‌تواند به صورت یک عبارت صریح در کنش نظریه ظاهر شود.

معادلات میدان در این حالت عبارتند از:

$$\rho_\varphi = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V(\varphi) + 6\xi H\varphi\dot{\varphi} + 3\xi H^2\varphi^2 \qquad P_\varphi = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi) - 2\xi(\varphi\ddot{\varphi} + 2\varphi H\dot{\varphi} + \dot{\varphi}^2) - \xi\varphi^2(2\dot{H} + 3H^2)$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + \xi R\varphi + \frac{dV}{d\varphi} = 0 \tag{6}$$

با لحاظ کردن جفتیدگی ناکمینه در مدل، بررسی فضای فاز را تکرار می‌کنیم . در این حالت یک متغییر بی‌بعد، وابسته به ضریب جفتیدگی ناکمینه بصورت $x_5 = \frac{\sqrt{\xi}\varphi}{\mu}$ اضافه خواهد شد و سیستم های دینامیکی بصورت زیر بازنویسی می شوند

$$\frac{dx_1}{dN} = -3x_1 + \frac{\sqrt{6}}{2}\lambda x_2^2 - 2\sqrt{6\xi}x_5 - (\sqrt{6\xi}x_5 + x_1)\boldsymbol{\psi}$$

$$\frac{dx_2}{dN} = -\frac{\sqrt{6}}{2}\lambda x_1 x_2 - x_2\boldsymbol{\psi} \qquad \frac{dx_4}{dN} = -\frac{1}{2}x_4\boldsymbol{\psi} \qquad \frac{dx_5}{dN} = \sqrt{6\xi}x_1 \tag{7}$$

که در آن طبق تعریف

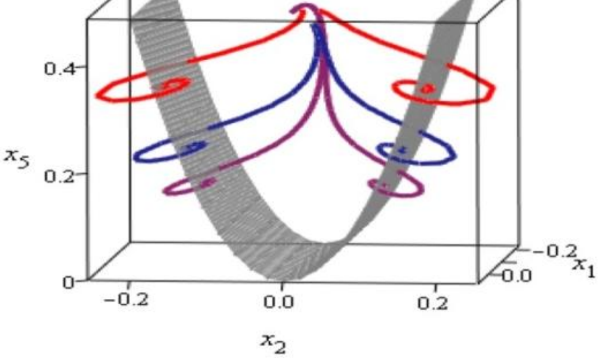
$$\boldsymbol{\psi} \equiv \left[-\frac{3(1-2\xi)x_1^2 + \sqrt{6\xi}x_1x_5 + \frac{3}{2}\gamma x_3^2 + 3\sqrt{\xi}x_5(\sqrt{6}x_1 + 4\sqrt{\xi}x_5 - \lambda x_2^2)}{1 + x_4^2 - (1-6\xi)x_5^2}\right]$$

اطلاعات مربوط به نقاط بحرانی، در جدول ۳، خلاصه شده است.

جدول۳: ویژگی های دینامیکی نقاط بحرانی با جفتیدگی ناکمینه

$name$	x_{1c}	x_{2c}	x_{3c}	x_{5c}	γ_φ	w_{eff}	$a(t)$
$(1a),(1b)$	0	0	± 1	0	$-$	$\gamma - 1$	$a_0(t-t_0)^{\frac{2}{3\gamma}}$
$(2a),(2b)$	0	0	0	± 1	$\frac{4}{3}$	$\frac{1}{3}$	$a_0(t-t_0)^{\frac{1}{2}}$
C	0	x_2	0	$\frac{\lambda x_2^2}{4\sqrt{\xi}}$	0	-1	$e^{\Lambda t}(\Lambda = cte)$

در سطر اول جدول ۳ نقاط (1a,1b) میدان اسکالر سهمی ندارد و ماده غالب است، این نقطه همانند نقاط زینی رفتار می‌کنند و به ازای $\gamma < \frac{2}{3}$، فاز شتاب‌دار داریم.نقاط (2a,2b) نقاط زینی هستند که هرگز فاز شتاب‌دار را به دست نخواهند داد ، و در نهایت، منحنی C بیانگر یک منحنی بحرانی است که مانند ثابت کیهان‌شناختی رفتار می‌کند و فاز شتاب‌دار زمان اخیر قابل دسترسی است. تمام نقاط بر روی این منحنی خود یک نقطه بحرانی‌اند که حالت پایداری از عالم را به دست می‌دهند.



شکل۲: فضای فاز سه‌بعدی به ازای $\xi = \frac{1}{6}$. در این شکل سهمی نشان داده شده در صفحه $x_2 - x_5$، منحنی پایدار متناظر با سطر آخر جدول ۳ می‌باشد.

نتیجه‌گیری

با بررسی فضای فاز در مدل جهان شامه‌ای DGP در شاخه نرمال مشاهده شد در حالتی که میدان اسکالر با گرانش جفتیدگی کمینه دارد تنها در شرایط خاص $w_{\varphi} = -1$، فاز شتاب‌دار اخیر عالم قابل دسترسی است اما برای حالتی که جفتیدگی ناکمینه است همواره یک خط پایدار از نقاط بحرانی توصیف کننده فاز شتاب‌دار اخیر عالم را خواهیم داشت. این فاز شتابدار یک رفتار فانتومی موثر برای میدان کانونیک ناکمینه بر روی شامه به دست می دهد.

مراجع

[1] S. Perlmutter et al, Astrophys. J. **517** (1999) 565; A. G. Riess et al, Astron. J. **116** (1998) 1006; P. Astier et al, Astron. Astrophys. **447** (2006) 31; W. M. Wood-Vasey et al, Astrophys. J. **666** (2007) 694

[2] G. Dvali, G. Gabadadze and M. Porrati, Phys. Lett. B **485** (2000) 208

[3] K. Nozari, F. Rajabi and K. Asadi, "Stability analysis of the cosmological solutions with induced gravity and scalar field on the Brane" , Submitted for publication to JCAP, November 2011.

بررسی علل فرورفتگی غیرمنتظره (چاهک) در تابع درخشندگی گروه های کهکشانی

علیرضا مولایی نژاد[۱]،حبیب قرار خسروشاهی[۱]، علی اکبر داریوش[۲]، انوشیروان روزرخ[۱]

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

[۲]*دپارتمان اخترفیزیک، امپریال کالج لندن، انگلستان*

چکیده

در این بررسی به صورت ویژه به کاهش نسبی تعداد کهکشانهایی با درخشندگی متوسط در حدود قدر ۱۸- در برخی گروه های کهکشانی با غنای کم توجه شده است. بدین منظور تابع درخشندگی ۲۵ گروه از گروه ها ی کهکشانی GEMS مورد کنکاش قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان م ی دهد که تابع درخشندگی بخش ها ی مرکزی گروه های درخشان در ناحیه طیفی ایکس، رفتاری متفاوت از آنچه در گروه هایی با درخشندگی پایین در طول موج ایکس قابل مشاهده است را دارا هستند. وجود یک فرورفتگی در تابع درخشندگی گروه های با درخشندگی طیفی ایکس پایین در محدوده قد ر ۱۸- در باند R مشاهده می شود. همچنین جداسازی گروه های با درخشندگی پایین در محدوده طیفی ایکس بر اساس میزان فشردگی گروه نشان می دهد که عمق این فرورفتگی در گروه های Hickson که دارای فشردگی بالاتر از سایر گروه های کم درخشندگی در طیف ایکس هستند بیشتر است و این اثر تا شعاع بیشتری از مرکز گروه محسوس است. پیشنهاد ما بر این است که در اینگونه گروه ها با چگالی بسیار بالا در مرکز و سرعت پخشی کم، اصطکاک دینامیکی و برخورد های سربه سر میان کهکشان هایی با درخشندگی متوسط هر دو سبب ترکیب کهکشان های با درخشندگی متوسط و تشکیل کهکشان های پرنور مرکزی و یا از بین رفتن و برهنه شدن این کهکشان ها در اثر اینگونه برخورد ها می شود

On the Origin of dip in the Luminosity function of galaxy groups

A. Dariush[2],A. Roozrokh[1]A. Molaeinezhad[1],H. G. Khosroshahi[1]

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

[2]*Astrophysics Group, Imperial College London, Blackett Laboratory, Prince Consort Road, London SW7 2Aw, UK*

Abstract

In this paper, we focus on the lack of intermediate luminous galaxies (around MR = -18.0) in the LF of galaxy groups and present the R band LF of 25 galaxy groups selected from the GEMS catalogue. In order to study the influence of local and global environment of the shape on LFs, we have classified our sample using different criteria such as X-ray luminosity and compactness.We find that the LFs of the central region of groups with low X-ray luminosity (low velocity dispersion) are significantly different from those of the X-ray brighter groups, showing a prominent dip around MR=-18. We also derive the LF of X-ray dim groups with or without Hickson compact groups, separately. The results reveal that the elimination of intermediate luminosity galaxies in the interior regions of X-ray dim groups becomes less prominent when we pass up HCGs. We suggest the compact core of low-σ HCGs in our sample are sites where dynamical friction and tidal encounters are both in act to eliminate intermediate luminosity galaxies in compare with low-σ poor groups in our sample, where dynamical friction is expected to be the only effective mechanism to explain such a plateau.

مقدمه

وقوع پدیده هایی نظیر چاهک (به عنوان یک فرورفتگی کوچک) در تابع درخشندگی در قدر های میانی و صعود و یا سقوط منحنی تابع درخشندگی در بخش کم نور تابع درخشندگی در برخی سیستم های کهکشانی گزارش شده است. هانسبرگر و همکاران [3]در سال ۱۹۹۸ پدیده چاهک را در تابع درخشندگی توده ای ۳۹ گروه کهکشانی هیکسون HCG[1] گزارش کرده اند. مایلز و همکاران [6] در سال ۲۰۰۴ بخش مرکزی

دسته ای از گروه های کهکشانی را به همراه اطلاعات دقیقی از تابش ایکس بخش های مرکزی گروه ها- ثبت شده توسط ماهواره ROSAT– (گروه های GEMS[7]) مورد بررسی قرار داده و از میزان نرخ تابش ایکس به منزله مقیاس اندازه گیری سرعت پخشی کهکشان ها در این گروه ها استفاده نمودند. با تقسیم گروه ها به دو مجموعه درخشان در بازه ایکس $10^{41.7} < erg\ s^{-1} L_x$ و کم درخشندگی در بازه ایکس $erg\ s^{-1} L_x < 10^{41.7}$ و بررسی تابع درخشندگی بر حسب قدر ظاهری در فیلتر B و R نشان دادند که گروه های کهکشانی با درخشندگی ایکس پائین (سرعت پخشی پائین) به طور برجسته ای کاهش تعداد کهکشان های عضو در قدر های میانی در $M_R = -18$ را نشان می دهند در حالی که این اثر در گروه های با درخشندگی ایکس بالا کم تر قابل توجه است. مایلز، ادعا می کند که پائین بودن سرعت پخشی کهکشان ها در گروه های کمتر درخشان در بازه ایکس، به منزله وجود محیطی است که تحولات دینامیکی کهکشان های عضو در آنها با سرعت بیشتر جلو رفته و افزایش نرخ ادغام میان کهکشان هایی با قدر متوسط را سبب می شود. نکته قابل توجه دیگر گزارش پدیده مشابه (چاهک) در گروه فسیلی RX J155.2+2013است[5] که بر خلاف گروه های بررسی شده توسط مایلز و همکاران [6] و هانسبرگر و همکارن [3]دارای سرعت پخشی بالا می باشند. بنابراین به نظر می رسد وقوع چاهک در برخی گروه های کهکشانی تنها نمی تواند متاثر از میزان سرعت پخشی و اصطحکاک دینامیکی اینگونه گروه ها باشد و عوامل دیگری در وقوع اینگونه دوگانگی در توزیع قدر کهکشان های عضو گروه های کهکشانی موثر است.ما در این بررسی، ۲۵ گروه از گروه های GEMS را بر حسب ضوابط گوناگون نظیر سرعت پخشی، میزان فشردگی، فاصله از مرکز گروه و میزان غنای گروه دسته بندی کرده و به مطالعه تاثیر هر یک از این پارامتر ها بر وقوع چاهک در تابع درخشندگی گروه های کهکشانی پرداخته ایم.

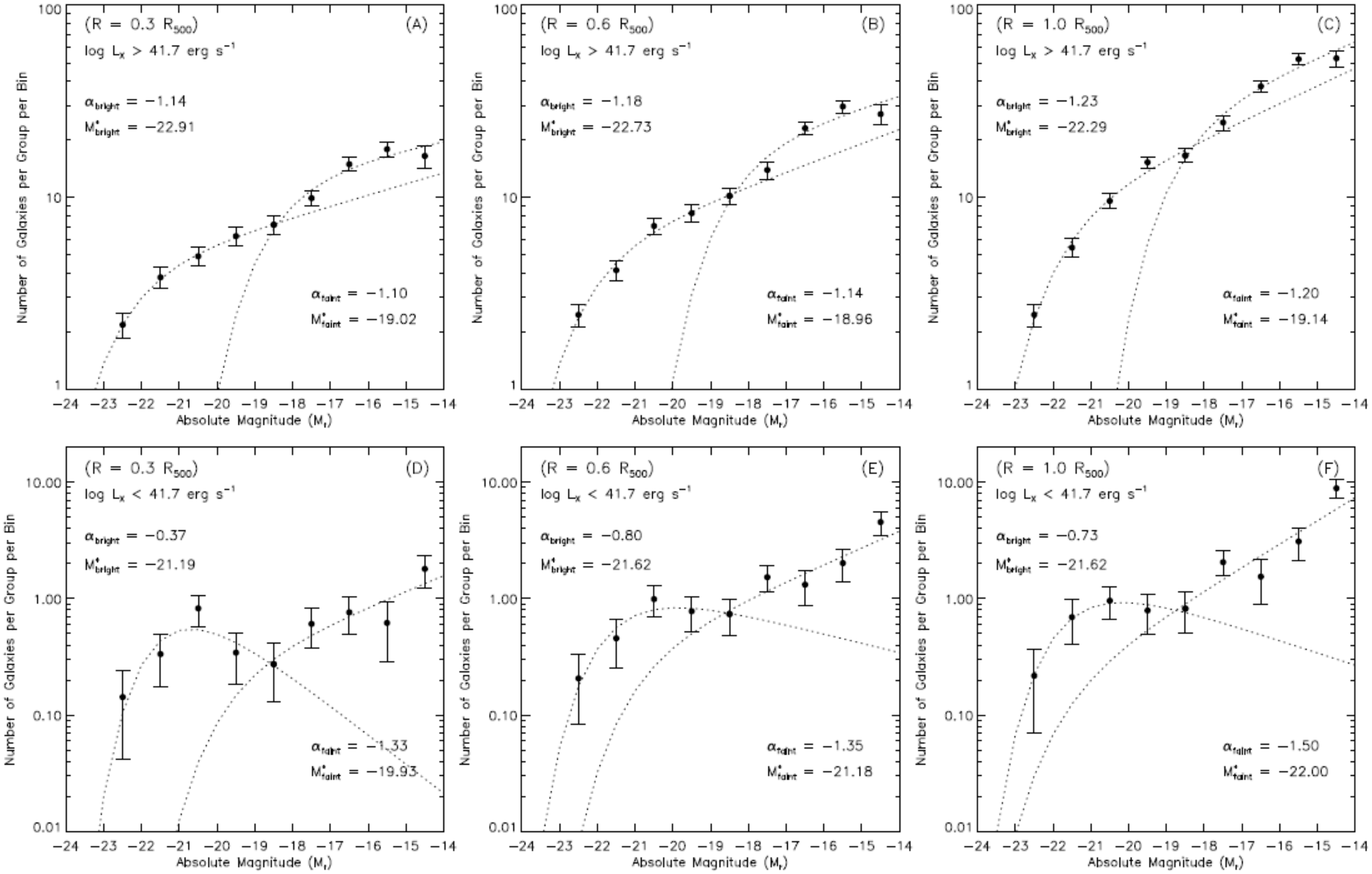
داده های اولیه و انتخاب اعضای گروه ها

این بررسی بر روی داده های نورسنجی در ۳ فیلتر r , i, g و طیف سنجی ۲۸ گروه از گروه های GEMS متشکل از ۷ گروه فشرده Hickson[1]و ۱۸ گروه فقیر کهکشانی انجام شده است. این داده ها از کاتالوگ کهکشانی آخرین ویراست مساحی SDSS (ویرایش هشتم) [2,9]استخراج شده است. با توجه به کامل بودن کاتالوگ طیف سنجی ویرایش هشتم SDSS تا قدر $m_r = -17.77$ و کامل بودن کاتالوگ نورسنجی تا قدر $m_r = -21.2$ همه کهکشانهای موجود در کاتالوگ نورسنجی دارای مقدار دقیق انتقال به سرخ- به تبع آن فاصله دقیق- نمی باشند. بنابراین می بایست کهکشان های متعلق به هر گروه بر اساس راهکاری مشخص از میان تمامی کهکشان های ثبت شده در ۳ شعاع مشخص ۰.۳و ۰.٦ و ۱.۰ R_{500} حول مختصات مرکز استخراج شوند. به منظور انتخاب اعضای احتمالی هر گروه از منحنی قدر – رنگ کهکشان ها در هر گروه استفاده شده است. شواهد تجربی [4] نشان می دهد که اعضای یگ گروه کهکشانی در نمودار قدر- رنگ بر روی یک نوار خطی با پهنای کم جایگزیده می شوند. اگرچه این فیلتر بخش اعظم کهکشان های غیرعضو را جدا می کند، داده های باقی مانده هنوز دارای درصدی از کهکشان های زمینه – جلوتر و عقب تر از گروه – می باشد. به منظور حذف این کهکشان ها می توان از این تکنیک آماری به منظور جداسازی این کهکشان ها استفاده نمود. بدین منظور مناطقی خارج از شعاع $2 \times R_{500}$ هر گروه انتخاب شده و توزیع نرمالایز شده قدر بر حسب نسبت مساحت ناحیه انتخابی به مساحت ظاهری گروه را از توزیع قدر تمامی کهکشان های موجود در گروه – پس از اعمال فیلتر منحنی قدر–رنگ، کم می کنیم.

تابع درخشندگی گروه های کهکشانی

به منظور بررسی اثر میزان سرعت پخشی کهکشان های عضو در گروه های فقیر و غیر فشرده، ابتدا تابع درخشندگی توده ای در ۲ دسته گروه در سه شعاع ۰.۳ و ۰.٦ و ۱ R_{500} با درخشندگی زیاد در بازه ایکس و درخشندگی کم در بازه ایکس در شعاع های مختلف بررسی شده است(شکل

شماره ۱). علاوه بر این به منظور بررسی اثر فشردگی بر تابع درخشندگی گروه های کهکشانی، این گروه ها بر حسب میزان فشردگی به دو دسته گروه های معمولی و گروه های فشرده دسته بندی شده است. شکل شماره ۲ ، تابع درخشندگی جمعی این دو دسته گروه را نشان می دهد. همانطور که در شکل ۱ مشخص است، برازش یک تابع منفرد Schechter[8] بر روی این داده ها با خطای بالایی همراه است. بدین منظور از تابع دوگانه Schechter برای بخش پر نور و کم نور توزیع به صورت جداگانه استفاده شده است. جدول شماره ۱ به معرفی پارامتر های بدست آمده از برازش تابع دوگانهSchechter بر روی بخش پر نور و کم نور این گروه ها اختصاص دارد.



شکل ۱: تابع درخشندگی گروه های کهکشانی در قالب دو گروه (بالا: با درخشندگی بالا در طیف ایکس- پائین: با درخشندگی پائین در طیف ایکس)

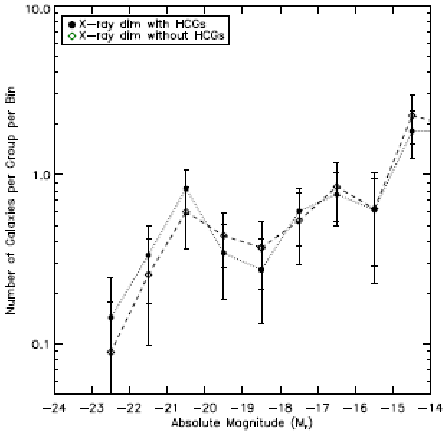
جدول ۱: پارامتر های برازش تابع Schechter در شعاع ها و دسته های متفاوت گروه های کهکشانی

X–ray	Radius	bright		faint	
(erg s^{-1})		α	M^*	α	M^*
$\log L_X > 41.7$	$0.3\times R_{500}$	-1.14±0.09	-22.91±0.57	-1.10±0.08	-19.02±0.53
$\log L_X > 41.7$	$0.6\times R_{500}$	-1.18±0.08	-22.73±0.45	-1.14±0.07	-18.96±0.44
$\log L_X > 41.7$	$1.0\times R_{500}$	-1.23±0.07	-22.29±0.27	-1.20±0.06	-19.14±0.45
$\log L_X < 41.7$	$0.3\times R_{500}$	-0.37±0.40	-21.19±0.62	-1.33±0.19	-19.93±0.88
$\log L_X < 41.7$	$0.6\times R_{500}$	-0.80±0.30	-21.62±0.68	-1.35±0.14	-21.18±0.89
$\log L_X < 41.7$	$1.0\times R_{500}$	-0.73±0.32	-21.62±0.66	-1.50±0.13	-22.00±1.86

نتیجه گیری

این نتایج نشان می دهد که بخش ها ی مرکزی گروه ها ی درخشان در ناحیه طیفی ایکس رفتاری متفاوت از آنچه در گروه ها یی با درخشندگی پایین در طول موج ایکس قابل مشاهده است را نشان می دهند. وجود یک فرورفتگی در تابع درخشندگی گروه های با درخشندگی طیفی ایکس پائین در محدوده قدر ۱۸- در باند r مشاهده می شود.جداسازی گروه های با درخشندگی پایین در محدوده طیفی ایکس بر اساس میزان فشردگی گروه نشان می دهد که عمق این فرورفتگی در گروه های Hickson که دارای فشردگی بالاتر از سایر گروه های کم درخشندگی در طیف ایکس هستند بیشتر است و این اثر تا شعاع بیشتری از مرکز گروه محسوس است. تغییر در عمق چاهک بر اساس شعاع بررسی می تواند ناشی از کهکشان هایی باشند که در دوره های بعد تر وارد گروه شده و هنوز فرصت رسیدن به بخش های مرکزی را نداشته اند و یا این اثر می تواند ناشی از افزایش خطا در انتخاب اعضای گروه در شعاع های بزرگتر باشد.علاوه بر این پیشنهاد ما بر این است که در گروه ها ی فشرده Hickson با چگالی بسیار بالا در مرکز و سرعت پخش ی کم، اصطکاک دینامیکی و برخورد ها ی سربه سر میان کهکشان ها یی با درخشندگی متوسط هر دو سبب ترکیب کهکشان ها ی با درخشندگی متوسط و تشکیل کهکشان ها ی پرنور مرکز ی و یا از بین رفتن و برهنه شدن این کهکشان ها در اثر اینگونه برخورد ها می شود. بدین ترتیب می توان توجیه کرد که چرا فرورفتگی در تابع درخشندگی گروه های فشرده Hickson از عمق بیشتری در مقایسه با سایر گروه هایی با درخشندگی کم در طول موج ایکس – جایی که اصطکاک دینامیکی احتمالا تنها فرایند حاضر در توجیه فرورفتگی است- برخوردار است.

همچنین شبیه سازی گروه های فشرده Hickson به روش مونت کارلو نشان می دهد که این فرورفتگی غیرمنتظره در تابع درخشندگی اینگونه گروه ها نمی تواند به طور خاص متاثر از اثر انتخاب و نحوه انتخاب اینگونه گووه ها باشد.



شکل ۲: توزیع قدر بر در گروه های کهکشانی با درخشندگی کمتر ایکس با/ بدون در نظر گرفتن گروه های فشرده

مرجع ها

[1]Hickson P.,1982,*ApJ*, 255,382
[2]Hiroaki et al. ,2011, *ApJs*, **193**, 29
[3]Hunsberger S. D.,Charlton J. C., Zaritsky D.,1988, *ApJ*, 505,538
[4]Lopez_Cruz O.,Barkhouse W. A., Yee H. K.C., 2004, *APJ*, 614, 679
[5]Mendes de Oliveria C. L., Cypriano E. S. Sodre' Jr. L., 2006, *AJ*,131,158
[6]Miles T. A., Raychaudhury S.,Forbes D. A., et al. ,2004, *MNRAS*, **475**,3
[7]Osmond J. P. F., Ponman T. J. 2004 *MNRAS*, **350**, 1511
[8]Schechter, P. L., 1976, *ApJ*, 203 ,297
[9]Zandivarez A.,Martinez H. J., *MNRAS*, 2011, **e-print 1012.3445**

بررسی دوره تناوب و نوسانات شعاعی و غیر شعاعی در ستارگان متغیر جدید GSC 3202-0370 و GSC 4433-0827

رضا پژوهش[1] ، بهمن حسین زاده[2]

[1] استادیار گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

[2] دانشجوی دکترای فیزیک ، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

ستارگان δ Scuti از نوع ستارگان متغیر می باشند که در پایین ترین قسمت نوار ناپایداری در نمودار HR قرار دارند. رده طیفی این ستارگان در محدوده A_0 تا F_2 بوده و دارای دوره تناوبی در محدوده ۱ تا ۸ ساعت می باشند. این متغیر ها متعلق به جمعیت ستاره ای نوع I بوده و نوسانات شعاعی و غیر شعاعی در آنها مشاهده می شود. در این مقاله رفتار نوسانی دو ستاره متغیر از نوع δ Scuti به نامهای GSC 3202-0370 و GSC 4433-0827 را که اخیراً کشف شده اند مورد بررسی قرار داده و با استفاده از نرم افزار Period04 دوره تناوب و همچنین مدهای نوسانات شعاعی و غیرشعاعی آنها را بدست آورده و مورد بررسی قرار می دهیم.

Period and Radial and Non-radial Oscillations Study of the Two New δScuti Variables *GSC 3202-037* , *GSC 4433-0827*

R. Pazhouhesh[1], B. Hoseinzadeh[2]

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

[2] *Ph.D Student, Physics Department ,University of Birjand, Birjand*

Abstract

δ Scuti stars are variable stars located at the lower part of the classical instability strip in the HR diagram. Their spectral types vary from A0 to F2 and their periods of pulsation are between 1 and 8 hours. These variable stars belong to population I and both radial and non-radial oscillations can be observed in them. In this paper we will study pulsation behavior and radial and non-radial oscillations of two newly discovered δ Scuti variables GSC 3202-0370 , GSC 4433-0827 by period04 software .

مقدمه:

ستارگان δ *Scuti* از نوع ستارگان متغیر ند که در مرحله هسته یا پوسته هیدروژن سوزی از مرحله تحول ستار ه ای می باشند. جرم این متغیرها بین $1.5\ M_{\odot}$ و $2.5\ M_{\odot}$ و دارای دوره تناوبی بین ۱ تا ۸ ساعت می باشند. مکانیزم تپش در این ستارگان از نوع مکانیزم K بوده و در منطقه یونیزاسیون $HeII$ قرار دارند. ستاره متغییر GSC 3202-0370 برای اولین بار در ۲۷ جولای ۲۰۱۱ م. توسط G. Monninger و همکارانش کشف شد و پریود نوسانی آن $P = 0/07855\ (day)$ گزارش شده است[1]. با استفاده از داده ها و با استفاده از نرم افزار period04 چندین فرکانس نوسانی برای این ستاره بدست آوردیم که در بخشهای

بعد مورد بحث و بررسی قرار می دهیم. ستاره متغیر GSC 4433-0827 نیز در ٦ جولای ٢٠١١م. برای اولین بار توسط Yang G.Y. و همکارانش کشف شد و پریود نوسان آن $P = 0/05875\ (day)$ گزارش شده است. داده های مربوط به این دوسیستم در سایت IBVS در دسترس می باشد[2].

آنالیز فرکانسهای نوسانی

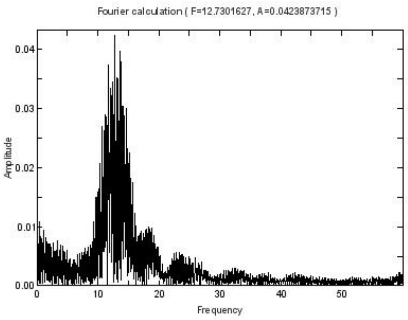
در تحلیل فرکانسهای نوسانی از نرم افزار period04 که بر اساس تبدیلات فوریه و الگوریتم کمترین مربعات بنا شده است استفاده می کنیم[3]. با استفاده از این نرم افزار فرکانس، دامنه نوسانات و فاز مربوط به داده ها را می توان بدست آورد. در تحلیل متغییر های $\delta\ Scuti$ برای محاسبه فرکانسها و دامنه های قابل قبول در تپش، معمولاً از شرط بحرانی $\frac{S}{N} > 4$ استفاده می کنیم [8]و[5].

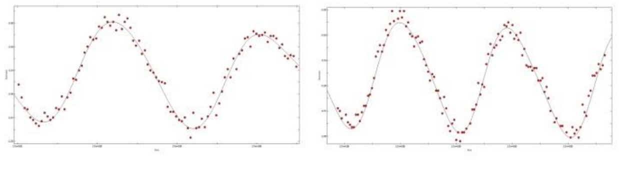
آنالیز فرکانسهای نوسانی ستاره متغیر GSC 3202-0370

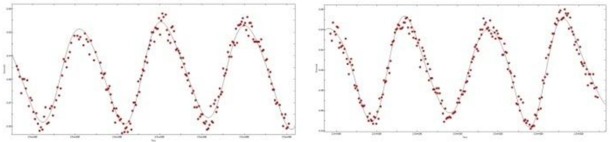
قدر این ستاره متغییر m_V =١١/٩٣ است که داده های آن از ٤ شب رصد در فیلتر V به دست آمده است. فرکانسهای نوسانی مربوط به این ستاره بعد از تحلیل در جدول (١) آورده شده و نمودارهای مربوط به منحنی نوری این متغییر نیز در شکل (١) رسم شده است. مطابق جدول(١) فرکانس غالب برابر با $f_1 = 12/7290$ به دست آمده و لذا پریود نوسان این ستاره برابر $p = 0/0785506$ خواهد بود که با مقدار اعلام شده توسط G. Monninger مطابقت دارد. فرکانسهای بدست آمده در جدول (١) از نوع شعاعی و غیر شعاعی بوده و با توجه به اینکه داده ها تنها از یک صافی گزارش شده اند فعلاً نمی توان اطلاعات بیشتری در مورد نوع تپش به دست آورد. امیدواریم در آینده با در اختیار داشتن داده های بیشتر در صافیهای بیشتر بتوانیم اطلاعات کاملتری را به دست آورد. نمودار مربوط به تغییرات دامنه نوسان بر حسب فرکانس در شکل (٢) نشان داده شده است.

جدول١ : فرکانسهای نوسانی مشاهده شده در متغییر **GSC 3202-0370**

	Frequency c/d (±0/0002)	Amplitude V filter Mag	Detection Significance V Ampl. S/N	phase
f_1	12/729	0/0429	79/39	0/621048
f_2	0/486	0/0053	5/68	0/735564
f_3	25/459	0/0046	8/89	0/785103
f_4	19/267	0/0044	8/87	0/62859







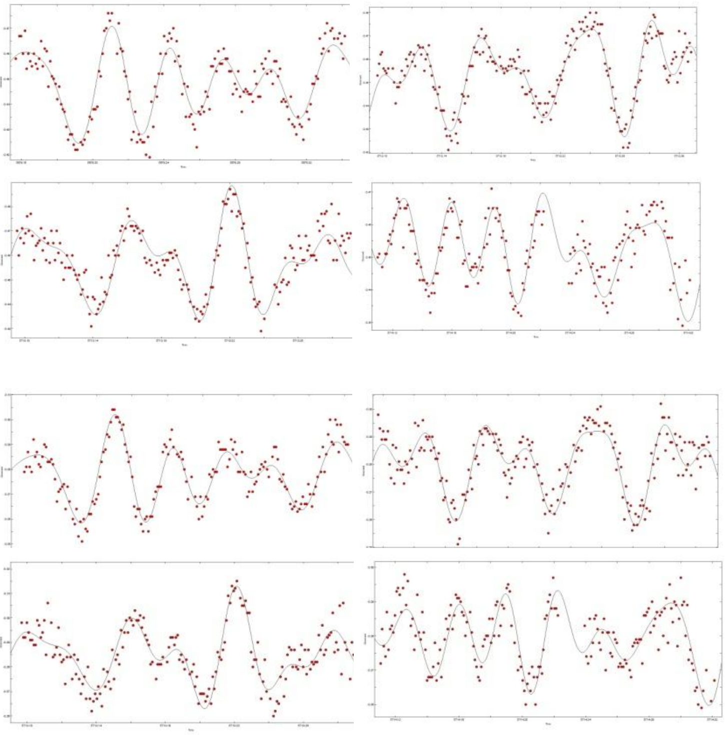
شکل۲: نمودار دامنه نوسانات ستاره متغیر **GSC 3202-0370** **GSC 3202-**

آنالیز فرکانسهای نوسانی ستاره متغیر **GSC 4433-0827**

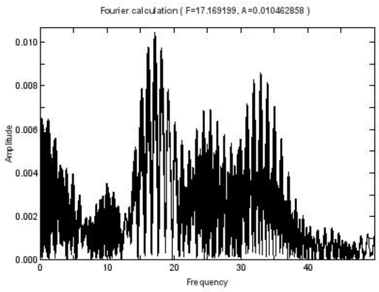
قدر این ستاره متغیر برابر با $m_V =$ ۱۰/۸ می باشد. داده های آن در طول ٤ شب و در دو صافی B وV گزارش شده است [2]. این داده ها را بطور جداگانه مورد تحلیل و بررسی قرار داده و فرکانس، دامنه و فازهای بدست آمده مربوط به هر دو صافی در جدول (۲) نشان داده شده است. علاوه بر این در این جدول مقادیر مربوط به اختلاف فازها و نسبت دامنه ها در دو فیلتر را نیز آورده شده است. با استفاده از اختلاف فازهای بدست آمده در این جدول، مقادیر مثبت نشانگر نوسانات شعاعی و مقادیر منفی نشانگر نوسانات غیر شعاعی خواهند بود . البته با توجه به اینکه نسبت فرکانسهای مجاور، f_1/f_2 ، برابر با 0/51 می باشد، چنین نسبت فرکانسی نمی تواند بیانگر مد شعاعی برای فرکانس f_2 باشد، در نتیجه فرکانس f_2 از نوع نوسانات غیر شعاعی خواهد بود [5]،[6]و[7]. در نتیجه با استفاده از این روش فرکانس f_1 نشانگر نوسانات شعاعی و بقیه فرکانسها نشانگر نوسانات غیر شعاعی خواهند بود. در این ستاره متغیر فرکانس غالب برابر $f_1 = 17/0247$ بدست آمده و پریود نوسانات مقدار $p = 0/058738$ خواهد بود که با مقدار به دست آمده توسط G.Y. Yang در توافق می باشد [2]. نمودارهای منحنی نوری و دامنه نوسانات بر حسب فرکانس این ستاره متغیر به ترتیب در شکلهای (۳) و (٤) نشان داده شده است.

جدول۲: فرکانسهای نوسانی مشاهده شده در متغییر **GSC 4433-0827**

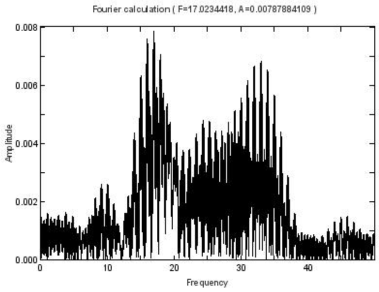
	Frequency B filter c/d ($\pm 0/0005$)	Frequency V filter c/d ($\pm 0/0005$)	Amplitude B filter mag ($\pm 0/0002$)	Amplitude V filter mag ($\pm 0/0002$)	A_B/A_V	Phase $\emptyset_B - \emptyset_V$ degree	Detection Significance B Ampl. S/N	Detection Significance V Ampl. S/N
f_1	17/055	17/024	0/01	0/008	1/001	+0/34	19/96	31/63
f_2	32/020	33/020	0/0079	0/007	1/00	+0/40	11/87	11/42
f_3	18/422	19/45	0/007	0/0047	0/94	-0/17	14/79	11/93
f_4	1/214	27/15	0/005	0/004	0/044	-0/01	9/35	20/22
f_5	24/306	29/61	0/004	0/003	0/82	-0/04	9/08	8/57



شکل۳ : نمودار منحنی نوری **GSC 4433-0827 در دو فیلتر B و V**



B Filter



V Filter

شکل٤ : نمودار دامنه نوسانات در دو فیلتر B و V

نتیجه گیری

ستاره متغیر مرحله ای از تحول ستاره ای است که تحقیق و مطالعه در مورد آنها اطلاعات بیشتری در باره مدلهای تحول ستاره ای بدست می دهد. بخشی از بررسی و مطالعه ستارگان متغیر مربوط به تحقیق در مورد انواع نوسانهای شعاعی و غیر شعاعی وهمچنین مدهای مختلف تپشی می باشد. در این مقاله پریود و فرکانس نوسانات شعاعی و غیر شعاعی دو ستاره متغیر که به تازگی کشف شده اند را بررسی کرده و جزئیات فرکانسهای نوسانی آنها را مورد تجزیه و تحلیل قرار داده ایم. نتایج بدست آمده در توافق کامل با نتایج دیگر محققان است و در صورت دسترسی به داده های بیشتر و دقیقتر می توان در آینده اطلاعات دقیقتر و کاملتری در مورد این دو ستاره بدست آورد.

مراجع

[1] Monninger, G. IBVS No. 6100, 0374-0676 (2011)
[2] Yang Y.-G. Zhou, A.-Y. Dai, H.-F. Yang, Y.-J. IBVS No. 5998, 0374-0676 (2011)
[3] Lenz,P., Breger.M, 2005
[4] Breger, M., Stich, J., Garrido, R., et al. 1993 .
[5] Suarez, J. C., Garrido, R., Goupil, M. J. 2006, A&A, 447, 649
[6] P. Lenz, A. A. Pamyatnykh, M. Breger, and V. Antoci. A&A 478, 855–863 (2008)
[7] Breger.M, Rucinski.S.M, Reegen,P., 2007, AJ, 134, 1994
[8] A.Liakos, P.Niarchos, comm. In Asteroseismology, vol. 160,2009

Mon. Not. R. Astron. Soc. **000**, 1–14 (2011)   Printed 9 November 2011   (MN LATEX style file v2.2)

The velocity dispersion and mass function of the outer halo globular cluster Palomar 4

Matthias J. Frank[1], Michael Hilker[2], Holger Baumgardt[3], Patrick Côté[4], Eva K. Grebel[1], Hosein Haghi[5], Andreas H. W. Küpper[6], and Stanislav G. Djorgovski[7]

[1] *Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Mönchhofstrasse 12 - 14, D-69120 Heidelberg, Germany*
[2] *European Southern Observatory, Garching b. München, Germany*
[3] *School of Mathematics and Physics, The University of Queensland, Brisbane, QLD 4072, Australia*
[4] *Herzberg Institute of Astrophysics, National Research Council of Canada, Victoria, BC V9E 2E7, Canada*
[5] *Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), P.O.Box 45195-1159, Zanjan, Iran*
[6] *Argelander Institut für Astronomie, Auf dem Hügel 71, D-53121 Bonn, Germany*
[7] *Astronomy Department, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA*

Accepted ????. Received ?????; in original form ?????

ABSTRACT

We obtained precise line-of-sight radial velocities of 24 member stars of the remote halo globular cluster Palomar 4 (Pal 4) using the High Resolution Echelle Spectrograph (HIRES) at the Keck I telescope. We also measured the mass function of the cluster down to a limiting magnitude of V$\sim$ 28 mag using archival HST/WFPC2 imaging. We derived the cluster's surface brightness profile based on broad-band imaging with the Low-Resolution Imaging Spectrometer (LRIS) at the Keck II telescope. We find a mean cluster velocity of $72.55 \pm 0.22\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and a velocity dispersion of $0.87 \pm 0.18\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. The global mass function of the cluster, in the mass range $0.55 \leqslant M \leqslant 0.85\,\mathrm{M_\odot}$ is shallower than a Kroupa mass-function and the cluster is significantly depleted in low-mass stars in its center compared to its outskirts. Since the relaxation time of Pal 4 is of the order of a Hubble time, this points to primordial mass segregation in this cluster. Extrapolating the measured mass-function towards lower-mass stars and including the contribution of compact remnants, we derive a total cluster mass of $30{,}700\,\mathrm{M_\odot}$. For this mass, the measured velocity dispersion is consistent with the expectations of Newtonian dynamics and below the prediction of MOND.

Key words: stars: formation, galaxies: star clusters, stellar dynamics, globular clusters: individual: Palomar 4, methods: N-body simulations

1 INTRODUCTION

The globular cluster (GC) system of the Milky Way extends out to more than 100 kpc. Due to their old age and robust nature, GCs are believed to be important tracers of the formation and early evolution of the Galaxy and its halo. Of the more than 150 Galactic GCs (e.g. Harris 1996), about one quarter belongs to the so-called 'outer halo', at Galactocentric distances larger than 15 kpc (e.g. van den Bergh & Mackey 2004). Most of these are also attributed to the 'young halo' GC sub-population because they seem to be 1-2 Gyr younger than the old, inner halo GCs of similar metallicity (e.g. Dotter et al. 2010). A number of authors have suggested that the young and/or outer halo GCs were accreted by the Milky Way via the infall of dwarf satellite galaxies (e.g. Mateo 1996; Côté et al. 2000; Mackey & Gilmore 2004; Lee et al. 2007; Forbes & Bridges 2010), similar to the halo assembly scenario already proposed by Searle & Zinn (1978), whereas the old, inner GCs probably formed during an early and rapid dissipative collapse of the Galaxy's halo à la Eggen et al. (1962).

Apart from being witnesses of the assembly of the Galactic halo, GCs are also valuable probes for testing fundamental physics (e.g. Scarpa et al. 2003). Baumgardt et al. (2005) proposed to use diffuse outer halo GCs to distinguish between classical and modified Newtonian dynamics (MOND; Milgrom 1983a,b; Bekenstein & Milgrom 1984). MOND is very successful in explaining the flat rotation curves of disk galaxies, without any assumption of unseen dark matter. According to MOND, Newtonian dynamics breaks down for accelerations lower than $a_0 \simeq 1 \times 10^{-8}$ $\mathrm{cm\,s^{-2}}$ (Begeman et al. 1991; Sanders & McGaugh 2002). The external acceleration due to the Galaxy experienced by remote outer halo clusters is below this critical limit of a_0, and the radial velocity dispersion profiles of such clusters can be used to distinguish between MOND and Newtonian dy-

© 2011 RAS

namics (e.g. Baumgardt et al. 2009; Sollima & Nipoti 2010; Ibata et al. 2011). In the most diffuse outer halo clusters, i.e. clusters with large effective radii, low masses and therefore low stellar densities, also the internal acceleration due to the cluster stars themselves is below a_0 throughout the cluster. For these clusters, Baumgardt et al. (2005) showed that also the expected *global* velocity dispersions in case of MOND exceed those expected in the classical Newtonian framework by up to a factor of 3 (see their table 1). This result was reinforced by more accurate numerical simulations including the external field effect by Haghi et al. (2011).

This paper continues a series of papers that investigates theoretically and observationally the dynamics of distant, low-mass star clusters. In the first paper (Haghi et al. 2009), we derived theoretical models for pressure-supported stellar systems in general and made predictions for the outer halo GC Pal 14. In the corresponding observational study of Pal 14 (Jordi et al. 2009), we showed that the observed velocity dispersion (based on 16 stars) and mass of the cluster favor Newtonian dynamics over MOND.

Gentile et al. (2010) however, argued on the basis of a Kolmogorov-Smirnov test, that the sample of member stars in Pal 14, (or, alternatively, of studied diffuse outer halo GCs) is too small to rule out MOND. Küpper & Kroupa (2010), reanalyzed the Jordi et al. (2009) radial velocity data including a heuristic treatment of binaries and mass segregation, and argued that Pal 14 either has to have a very low binary fraction of less than 10 percent or otherwise is in a 'deep freeze' state, with an intrinsic velocity dispersion (after correction for binarity) low enough to challenge Newtonian dynamics in the opposite sense of MOND. Finally, the presence of tidal tails around Pal 14 (Jordi & Grebel 2010; Sollima et al. 2011) indicates that the cluster currently is undergoing tidal stripping, further complicating the interpretation of its stellar kinematics.

In this paper, we present the internal velocity dispersion, the stellar mass function and total stellar mass of the remote halo globular cluster Pal 4. With a Galactocentric distance of 103 kpc (Section 4.2) it is the second to outermost halo GC after AM 1 (at 123 kpc Harris 1996, edition 2010). Pal 4 also is among the most extended Galactic GCs: its half-light radius of 18 pc (Section 4.1) is more than five times larger than that of 'typical' GCs (e.g. Jordán et al. 2005). The cluster thus has a size comparable to some of the Galaxy's ultra-faint dwarf spheroidal satellites, but is at the same time brighter by $\sim$ 2 mag in V than these (e.g. Belokurov et al. 2007).

Regarding its horizontal branch, Pal 4 forms a so-called 'second parameter pair' with the equal-metallicity inner halo GC M 5 (e.g. Catelan 2000). Pal 4 has a red horizontal branch and M 5 a blue one. One of the differences between M 5 and Pal 4 is their age. Pal 4 was found to be ∼1-2 Gyr younger (∼10-11 Gyr) than M 5 (Stetson et al. 1999; VandenBerg 2000). As mentioned above, such relatively young halo clusters are thought to have been accreted from disrupted dwarf satellites. In this context, Law & Majewski (2010) discuss Pal 4's possible association with the Sagittarius stream, but conclude that this is unlikely based on current observational data and models of the stream's location. In deep wide-field imaging of the cluster and its surroundings, Sohn et al. (2003) find indications for the presence of extra-tidal stars, but no significant detection of a stream.

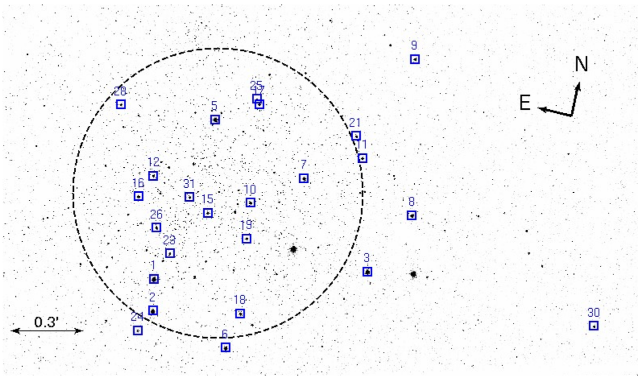


Figure 1. Position of spectroscopic target stars on the sky, overlaid on an archival HST Advanced Camera for Surveys image (program 10622, PI: Dolphin). The numbering corresponds to the order of objects as listed in Table 1. The dotted circle marks Pal 4's half-light radius of 0.6 arcmin.

They attribute this extra-tidal overdensity to internal evaporation and tidal loss of stars at the cluster's location in the Galaxy.

The most recent determination of the chemical composition of Pal 4 was presented by Koch & Côté (2010). According to their abundance analysis of the same spectra we use for our kinematical study, Pal 4 has a metallicity of [Fe/H]$= -1.41 \pm 0.17$ dex and an α-element enhancement of [α/Fe]$= 0.38 \pm 0.11$ dex.

This paper is organized as follows. In Section 2, we describe the spectroscopic and photometric data and their reduction. In Section 3, we present stellar radial velocities and the cluster's systemic velocity and velocity dispersion. In Section 4 we derive the cluster's surface brightness profile, mass function and total stellar mass, and we present evidence for mass-segregation in the cluster. In Section 5, we discuss our results with respect to expectations from classical Newtonian gravity and MOND. The last section concludes the paper with a summary.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

Our analysis of the dynamical behavior of Pal 4, being either Newtonian or MONDian, is based on spectroscopic and photometric observations. The High Resolution Echelle Spectrograph (HIRES) on the Keck I telescope was used to obtain radial velocities and to derive the velocity dispersion of Pal 4's probable member stars. Pre-images for the spectroscopy were obtained with the Low-Resolution Imaging Spectrometer (LRIS) mounted on the Keck II telescope and used to derive the cluster's structural parameters. Both Keck datasets are part of a larger program dedicated to study the internal kinematics of outer halo GCs (for details of the program see Côté et al. 2002). Archival imaging data obtained with the Hubble Space Telescope's (HST) Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) were analyzed to determine the mass function and total mass of the cluster.

2.1 Keck LRIS Photometry

B and V images centered on Pal 4 were obtained with LRIS (Oke et al. 1995) on the night of 14 January 1999. In imaging mode, LRIS has a pixel scale of 0.215 arcsec pixel^{-1} and a field of view of 5.8x7.3 arcmin^2. A series of images were obtained in both V and B, with exposure times of 3×60s and 2×180s, respectively. Conditions during the night were photometric, and the FWHM of isolated stars within the frames was measured to be 0.″65–0.″75. The images were reduced in a manner identical to that described in Côté et al. (2002) using IRAF[1]. Briefly, the raw frames were bias-subtracted and flat-fielded using sky flats obtained during twilight. Instrumental magnitudes for unresolved objects in the field were derived using the DAOPHOT II software package (Stetson 1993), and calibrated with observations of several Landolt (1992) standard fields taken throughout the night. The final photometric catalog contained 848 objects detected with a minimum point-source signal-to-noise ratio of S/N = 4 in both filters.

2.2 Spectroscopy

In three different nights in February and March 1999, spectra for 24 candidate red giants in the direction of Pal 4 were obtained using HIRES (Vogt et al. 1994) mounted on the Keck I telescope. The targets were selected from the LRIS photometric catalog. The spectra were taken with the C1 decker, which gives a 0.″86 entrance slit and a resolution of $R = 45,000$, and cover the wavelength range from 445 to 688 nm. Their position within the cluster is shown in Figure 1. The exposure times of the spectra were adjusted on a star-to-star basis depending on the individual magnitudes ($17.8 < V < 19.9$ mag), and varied between 300 and 2400 s with a median value of 1200 s. An observation log and the photometric properties of the target stars are given in Table 1, their coordinates are given in table 1 of Koch & Côté (2010), and their location in the CMD can be seen in figure 1 of the same paper. Based on their location in the CMD, five of the sample stars are probable AGB stars, the remaining 19 stars lie on the RGB.

The spectra were reduced entirely within the IRAF environment, in a manner identical to that described in Côté et al. (2002). The radial velocities of the target stars were obtained by cross-correlating their spectra with those of master templates created from the observations of IAU standard stars which were taken during the seven observing runs (13 nights) that were devoted to the HIRES survey of globular clusters in the halo. From each cross-correlation function, we measured the heliocentric radial velocity, v_r, and $R_{\rm TD}$, the Tonry & Davis (1979) estimator of the strength of the cross-correlation peak. Since an important factor in the dynamical analysis of low-mass clusters is an accurate determination of the radial velocity uncertainties, $\epsilon(v_r)$, 53 repeat measurements for 23 different stars were accumulated during the same observing runs. Following Vogt et al. (1995), we adopt a relationship of the form $\epsilon(v_r) = \alpha/(1 + R_{\rm TD})$, where $R_{\rm TD}$ is the Tonry & Davis (1979) estimator of the strength of the cross-correlation peak, and find $\alpha \simeq 9.0$ km s^{-1}.

[1] IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

2.3 HST WFPC2 Photometry

We used archival HST images of Pal 4 obtained with the WFPC2 in GO program 5672 (PI: Hesser, cf. Stetson et al. 1999). The dataset consists of F555W (V) and F814W (I) band exposures, with individual exposure times from 60 s to 1800 s and a total exposure time of $\sim$ 4 h per filter, and is the deepest available broad-band imaging of the cluster.

PSF-fitting photometry was obtained using the HSTPHOT package (Dolphin 2000). In order to refine the image registration, HSTPHOT was first run on the individual images and the resulting catalogs were matched to one of the deep F555W images as a reference using the IRAF tasks xyxymatch and geomap. The derived residual shifts were used for a refined cosmic ray rejection with HSTPHOT's crmask task, and as an input for the photometry from all images. The latter was obtained by running HSTPHOT simultaneously on all frames with a deep F555W image as the reference or detection image.

To select bona-fide stars from the output catalog, the following quality cuts were applied (for details, see the HSTPHOT user manual): a type parameter of 1 (i.e. a stellar detection), abs(sharpness)< 0.2, $\chi < 2.0$, and in both filters a crowding parameter < 1.5 mag and a statistical uncertainty in the magnitude < 0.2 mag. The resulting color-magnitude diagram, containing 3878 stars, is shown in Figure 2.

To assess the photometric uncertainties and completeness of the catalog, HSTPHOT was used to perform artificial star tests with $\sim$ 275000 fake stars. We used the program's option to create artificial stars with distributions similar to the observed stars, both in the CMD, and on the WFPC2 chips, in order to efficiently sample the relevant parameter space. In artificial star mode, the program inserts, star by star, stellar images with given magnitudes and position in all of the frames (using the empirically adjusted PSF for each frame that is constructed during the photometry run) and then performs photometry on this stellar image. It yields as a result a catalog containing the inserted magnitudes and positions, as well as the recovered photometry for each fake star. We applied the same quality cuts to the artificial star catalog as were used to select bona-fide stars in the observed catalog. Photometric uncertainties in a given region of the CMD and on the sky were then estimated from the differences between inserted and recovered magnitudes. The photometric completeness was estimated from the ratio of the number of recovered to the number of inserted artificial stars. The completeness, within the color limits used for our analysis of the cluster's mass function (see Section 4.3), as a function of F555W magnitude is shown in the top panel of Figure 3. The different curves correspond to the completeness in different radial ranges, containing each one fourth of the observed stars. At the faint end, the completeness in the inner two annuli drops somewhat faster with decreasing luminosity, which reflects the effect of crowding caused by the higher surface density of stars in the cluster's center.

The geometric coverage of the WFPC2 photometry was quantified in the following way. For both filters, we ran multidrizzle (Koekemoer et al. 2006) on all frames in that filter, to obtain geometric distortion-corrected combined frames.

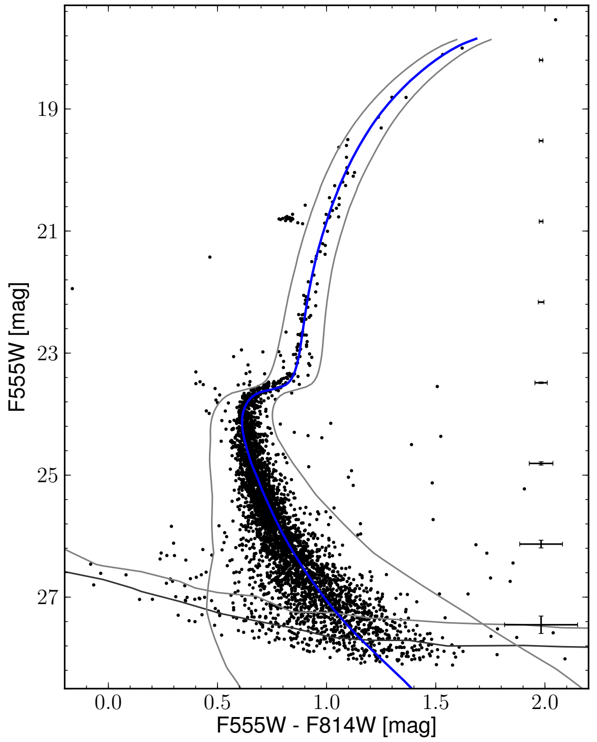


Figure 2. Observed color-magnitude diagram of Pal 4. Errorbars on the right represent the photometric errors derived from artificial star tests. The gray lines at the faint end represent the 80% (light gray) and 50% (dark gray) completeness contours. The isochrone corresponds to an age of 11 Gyr, a metallicity of [Fe/H]=−1.41 dex and an α-enhancement of [α/Fe]=+0.4 dex, shifted to the cluster's distance of 20.06 mag at a reddening of E(B-V) = 0.023 mag. Thin curves to the left and to the right of the isochrone represent the color limits used for our analysis of the cluster's mass function (see Section 4).

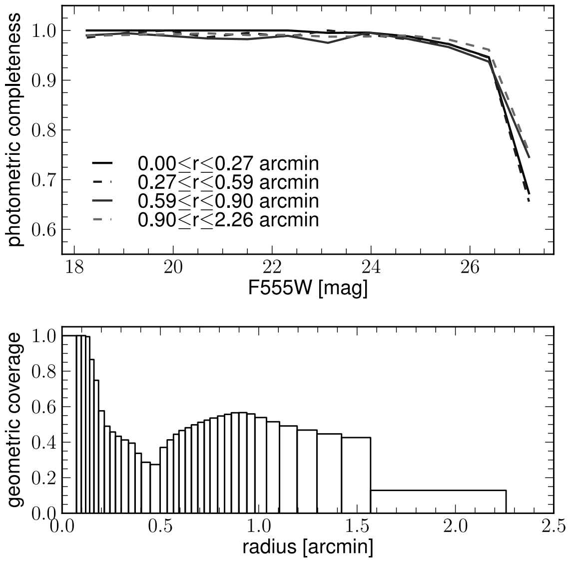


Figure 3. Photometric and geometric completeness of the WFPC2 photometry. Top: The photometric completeness inside the color limits used for our analysis (see Figure 2) as a function of F555W magnitude derived from the artificial star tests is shown for four radial ranges as denoted in the plot. The radial ranges are defined to contain one fourth of the observed stars each. Bottom: The geometric coverage of the WFPC2 catalog as a function of radius in radial bins containing each one 36th of the observed stars. The fraction represents the area covered by the WFPC2 pointing in a given radial annulus divided by the total area of the annulus.

As a small-scale dither pattern was used in the observations, we then created a coverage mask by selecting all pixels that received, in both filters, at least 25% of the total exposure time. This information can be retrieved from the weight map extension of the drizzled frames. As HSTPHOT uses a single deep exposure as a detection image for the photometry, we additionally required that pixels flagged as covered in the coverage mask were covered also by one of the four chips in that exposure. For this, in order to avoid the effects of chip borders, the chips were assumed to be smaller by 5 pixels on each side. The area covered by the WFPC2 photometry as a function of distance from the cluster's center was then expressed as the ratio of the area covered by the coverage mask to the total area of a given radial annulus around the cluster's center. This is shown in the bottom panel of Figure 3. The stellar positions in the photometric and artificial star catalogs were transformed to the coordinate system of one of the drizzled frames and stars falling on pixels marked as 'not covered' in the coverage mask were rejected (again, this avoids border effects). These positions were used in the following analysis to select radial subsamples of the catalog.

2.4 Foreground contamination

As Pal 4 lies on "our side" of the Galaxy at high Galactic latitude (l ∼202 deg, b ∼72 deg), the expected contamination by foreground stars in our spectroscopic and photometric samples is low. To estimate its fraction, we used the Besançon model of the Galaxy (Robin et al. 2003) to obtain a photometric and kinematic synthetic catalog. The model was queried in the small field mode, including stars out to 200 kpc in the direction of Pal 4 in a solid angle of 50 square degrees (for better number statistics). The remaining model parameters, such as the extinction law and spectral type coverage, were left at their default values.

For a generous estimate of possible foreground contaminants in our spectroscopic sample, we selected from the obtained synthetic catalog stars with magnitudes and colors in the range of the spectroscopic targets ($17.5 \leqslant V \leqslant 20.0$ mag, $0.8 \leqslant B-V \leqslant 1.7$ mag, cf. Table 1). The top panel of Figure 4 shows the resulting distribution of stars per square degree as a function of radial velocity. Red vertical lines denote the velocity range of the cluster's velocity plus and minus three times its velocity dispersion (derived in Section 3). Within this velocity range, ∼3 stars per deg^2 lie inside the color and magnitude range. Scaled to the solid angle covered by the spectroscopic sample (assuming a circular aperture with a radius equal to the largest cluster-centric distance of our sample stars, ∼ 100 arcsec), this amounts to ∼ 0.01

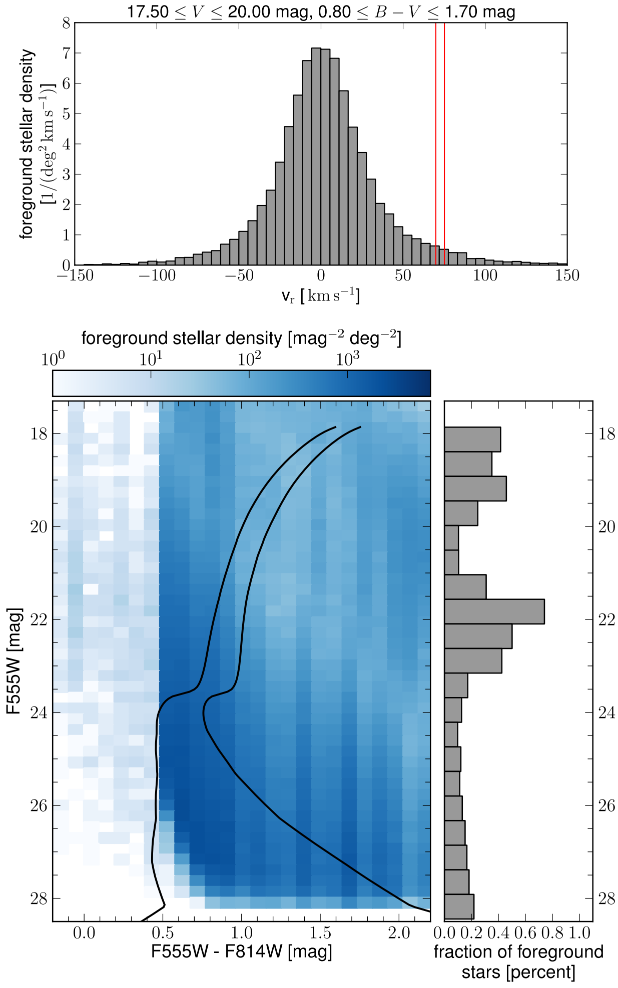


Figure 4. Expected contamination by foreground stars based on the Besançon model. Top: The distribution of foreground stars having magnitudes and colors in the range of our spectroscopic targets as a function of radial velocity. Red vertical lines denote the velocity range of interest. Bottom: The left panel shows the density of foreground stars in the color-magnitude diagram. Lines correspond to the region of the CMD used to estimate the mass function of Pal 4 (Section 4.3). Within these color-limits, the fraction of expected foreground stars in the photometric sample, averaged over ~ 0.5 mag in F555W and shown in the right panel, is below one percent.

stars. It is thus unlikely that the spectroscopic sample contains any foreground stars.

To quantify the expected foreground contamination in the photometric catalog, we transformed the V and I magnitudes of the synthetic stars to F555W and F814W magnitudes, by inverting the Holtzman et al. (1995) WFPC2 to $UBVRI$ transformations. Photometric errors and completeness were then taken into account in the following simple way: for each synthetic foreground star, we selected from our artificial star catalog a random one of the 100 nearest artificial stars in terms of inserted color and magnitude; if the chosen artificial star was recovered, we added its photometric errors (i.e. recovered minus inserted magnitude) to the magnitudes of the synthetic star; if the artificial star was not recovered, we reject the synthetic foreground star. This results in a foreground catalog that reproduces the photometric errors and completeness limits of our WFPC2 catalog. The density of foreground stars was then estimated from a two-dimensional histogram in color and magnitude and scaled to units of stars per square degree and square magnitude in the CMD (shown in the bottom left panel of Figure 4). Selecting stars only in the region of the CMD that was used to derive the mass function of Pal 4 (denoted by the lines in the density plot; see Section 4.3) and scaling to the effective area of the WFPC2 field, ~ 4.76 arcmin^2, we find that the expected fraction of foreground stars in the photometric sample, shown in the bottom right panel of Figure 4, is below one percent over the whole luminosity range and therefore negligible.

3 THE SYSTEMIC VELOCITY AND THE VELOCITY DISPERSION

Table 1 summarizes the results of our radial velocity measurements for Pal 4 member stars. Columns (1)–(10) of this table record the names of each program star (second column from identification by Saha et al. 2005), distance from the cluster center, V magnitude, $(B-V)$ color (both from Saha et al. 2005), HIRES exposure time, the heliocentric Julian date of the observation, the Tonry &Davis $R_{\rm TD}$ value, the heliocentric radial velocity, and the error-weighted mean velocity. Six of the stars in our sample were observed twice, and two stars were observed three times. For most stars the difference in radial velocity between the individual measurements is below $1\,{\rm km\,s^{-1}}$. Two stars show a larger discrepancy of $1.65\,{\rm km\,s^{-1}}$ (Pal4-10) and $4.51\,{\rm km\,s^{-1}}$ (Pal4-12, a likely AGB star). For the latter, the two velocity measurements differ by more than 5σ and the mean of the two measurements stands out in the velocity distribution (see Figure 5). This suggests that the star should probably be excluded as an outlier. Nevertheless, as its mean velocity is still marginally consistent with the velocity distribution (see below), we will present our kinematical analysis with and without this star (named in the following 'star 12').

The mean heliocentric radial velocity and velocity dispersion of Pal 4 were calculated using the maximum likelihood method of Pryor & Meylan (1993). For details about the method see also sec. 3.2 of Baumgardt et al. (2009). Using the 23 clean member stars from Table 1 (i.e. excluding star 12), we obtain a mean cluster velocity of $v_r = 72.55 \pm 0.22\,{\rm km\,s^{-1}}$ and an intrinsic velocity dispersion of $\sigma = 0.87 \pm 0.18\,{\rm km\,s^{-1}}$. When including star 12, the mean velocity is $v_r = 72.72 \pm 0.27\,{\rm km\,s^{-1}}$ and the velocity dispersion rises to $\sigma = 1.15 \pm 0.20\,{\rm km\,s^{-1}}$. The cluster's mean radial velocity is consistent with the determination by Armandroff et al. (1992), $v_r = 74 \pm 1\,{\rm km\,s^{-1}}$.

Figure 5 shows the distribution of radial velocities of the 24 cluster members (open histogram). The curves show the maximum-likelihood Gaussian representations of the intrinsic velocity distribution (with and without star 12) using the above values for v_r and σ. As can be seen, the observed radial velocity distribution is well approximated by a Gaussian except for the outlier star 12. For a Gaussian distribution and a sample of 24 stars, one would expect to find a star that is, like star 12, about 3σ away from the mean in only 5% of all cases.

Table 1. Radial velocities for candidate red giants in Pal 4. (*a*)Probable AGB stars based on their location in the CMD.

ID	$\mathrm{ID_{Saha}}$	R (arcsec)	V (mag)	$(B-V)$ (mag)	T (s)	HJD 2,450,000+	R_{TD}	v_r (km s^{-1})	$\langle v_r \rangle$ (km s^{-1})
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
Pal4-1	S196	23.3	17.81	1.46	300	11220.9836	18.91	73.59±0.45	73.33±0.28
					300	11248.0317	16.50	72.84±0.52	
					300	11221.1684	18.06	73.45±0.47	
Pal4-2	S169	29.9	17.93	1.46	300	11220.9787	16.61	73.95±0.51	74.42±0.36
					300	11221.1634	16.31	74.90±0.52	
Pal4-3	S277	41.2	17.82	1.66	300	11221.1388	20.09	72.11±0.43	72.11±0.43
Pal4-5	S434	22.9	17.95	1.44	300	11221.1457	17.14	72.24±0.50	72.41±0.41
					300	11222.1754	11.36	72.78±0.73	
Pal4-6	S158	34.7	18.22	1.30	420	11220.9647	18.37	72.34±0.47	72.38±0.33
					420	11248.0018	10.42	72.47±0.79	
					420	11221.1152	15.36	72.39±0.55	
Pal4-7	S381	23.6	18.55	1.19	600	11221.0986	17.44	73.08±0.49	72.73±0.38
					600	11248.0382	14.08	72.21±0.60	
Pal4-8	S364	49.4	18.65	1.17	600	11220.9989	16.59	74.39±0.51	74.39±0.51
Pal4-9	S534	63.1	19.00	1.08	750	11221.0124	14.48	71.56±0.58	71.56±0.58
Pal4-10	S325	8.9	19.09	1.05	900	11220.9880	16.83	70.11±0.51	70.68±0.41
					900	11221.1720	11.86	71.76±0.70	
Pal4-11[a]	S430	39.2	19.35	0.89	1200	11221.0705	10.12	73.08±0.81	73.08±0.81
Pal4-12[a]	S328	18.1	19.35	0.90	1200	11221.1041	13.09	78.70±0.64	76.22±0.43
					1200	11247.9845	14.50	74.19±0.58	
Pal4-15[a]	S307	2.2	19.38	0.88	1200	11221.0550	9.62	72.33±0.85	72.33±0.85
Pal4-16[a]	S306	19.9	19.43	0.88	1200	11221.0383	13.05	71.09±0.64	71.09±0.64
Pal4-17[a]	S472	28.9	19.45	0.85	1080	11222.0903	11.67	71.87±0.71	71.87±0.71
Pal4-18	S186	26.7	19.48	0.98	1200	11221.1275	12.23	71.17±0.68	71.17±0.68
Pal4-19	S283	10.4	19.53	0.95	1080	11222.0760	10.41	72.75±0.79	72.75±0.79
Pal4-21	S457	40.0	19.64	0.93	1200	11221.0869	9.53	74.41±0.86	74.41±0.86
Pal4-23	S235	15.9	19.70	0.93	1500	11222.1575	12.43	73.23±0.67	73.23±0.67
Pal4-24	S154	36.0	19.74	0.92	1500	11221.1612	13.50	73.00±0.62	73.00±0.62
Pal4-25	S476	29.9	19.77	0.91	1500	11222.1782	9.41	72.84±0.87	72.84±0.87
Pal4-26	S265	15.7	19.83	0.91	1500	11222.1389	11.20	72.44±0.74	72.44±0.74
Pal4-28	S426	35.9	19.87	0.91	1500	11222.1192	5.89	72.20±1.31	72.20±1.31
Pal4-30	S276	99.7	19.89	0.90	1800	11248.0166	9.50	71.33±0.86	71.33±0.86
Pal4-31	S315	7.5	19.89	0.93	1500	11222.1982	10.08	72.38±0.81	72.38±0.81

In Figure 6 we show the radial profile of our measured velocities (star 12 is labeled). The cluster's mean velocity is marked by the dotted (without star 12) and dashed (with star 12) horizontal line. One third of the 24 sample stars are located at radii greater or equal to the half-light radius. Thus, the measured velocity dispersion is only slightly biased towards the central value. In this plot no clear trend of a decreasing or increasing velocity dispersion with radius is seen. However, our sampling beyond 50 arcsec radius is very sparse with only two measured velocities. Nevertheless, we derived the line-of-sight velocity dispersion profile with running radial bins, each bin containing eight stars. Figure 7 shows the resulting velocity dispersion profile. Within a radius of up to 24 arcsec we derived the velocity dispersion either excluding star 12 or including star 12. For the case excluding star 12, we can see a flat velocity dispersion profile, that is in good agreement with the expectation from a single-mass, non-mass-segregated King model that is overplotted. When including star 12 one might argue for a declining velocity dispersion profile.

4 PHOTOMETRIC RESULTS

4.1 Surface brightness profile & structural parameters

In the literature there are only few surface brightness profiles and derivations of the structural parameters of Pal 4. As mentioned in the introduction, in a search for extra-tidal features Sohn et al. (2003) used deep wide-field imaging to study the stellar density distribution around Pal 4. Unfortunately, they did not derive a density profile or the cluster's structural parameters, but adopted the structural parameters from the Harris (1996) catalog. This catalog in its 2003 version quoted the structural parameters derived by Trager et al. (1995) from a compilation of surface photometry. In its updated 2010 version, the Harris (1996) catalog refers to the reanalysis of the Trager et al. (1995) data presented by McLaughlin & van der Marel (2005). Recently, in a search for tidal tails around Galactic GCs, Jordi & Grebel (2010) derived surface density profiles for 17 GCs, including Pal 4. These are based on star counts in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS Abazajian et al. 2009) catalog and the PSF-fitting photometry of SDSS imaging of the inner regions of Galactic GCs by An et al. (2008). However, the authors note

Table 2. Structural parameters of Pal 4. A distance of 102.8 ± 2.4 kpc (Section 4.2) was adopted and all literature values dependent on distance were recalculated using this distance.

best-fitting King-Michie model			King-Michie model of McLaughlin & van der Marel (2005)	
central surface brightness $\mu_{V,0}$	23.15 ± 0.13	mag arcsec^{-2}	$22.98^{+0.26}_{-0.22}$	mag arcsec^{-2}
core radius r_c	0.41 ± 0.05	arcmin	$0.33^{+0.05}_{-0.04}$	arcmin
	12.3 ± 1.5	pc	$9.8^{+1.4}_{-1.3}$	pc
tidal radius r_t	3.92 ± 0.30	arcmin	3.30 ± 0.23	arcmin
	117 ± 9	pc	98.6 ± 7.2	pc
concentration c	0.98 ± 0.08		0.93 ± 0.1	
2d half-light radius r_h	0.60 ± 0.07	arcmin	$0.51^{+0.03}_{-0.02}$	arcmin
	18.0 ± 2.2	pc	$15.3^{+0.9}_{-0.8}$	pc
apparent magnitude V	14.19 ± 0.04	mag	$14.3^{+0.6}_{-0.3}$	mag
total luminosity L_V	19100 ± 1100	$L_\odot$	17200 ± 1200	$L_\odot$

best-fitting King (1962) profile			King (1962) profile of Jordi & Grebel (2010)	
central surface brightness $\mu_{V,0}$	22.81 ± 0.05	mag arcsec^{-2}	–	
core radius r_c	0.36 ± 0.04	arcmin	0.26 ± 0.10	arcmin
	10.6 ± 1.2	pc	7.8 ± 3.0	pc
tidal radius r_t	3.55 ± 0.24	arcmin	5.30 ± 0.65	arcmin
	106.3 ± 7.5	pc	158 ± 20	pc
2d half-light radius r_h	0.61 ± 0.07	arcmin	0.62 ± 0.24	arcmin
	18.1 ± 2.1	pc	18.7 ± 7.2	pc

best-fitting KKBH profile to combined LRIS and Jordi & Grebel (2010) data		
central surface brightness $\mu_{V,0}$	22.71 ± 0.75	mag arcsec^{-2}
inner power-law slope γ	-0.1 ± 0.7	
core radius R_c	0.45 ± 0.15	arcmin
	13.34 ± 0.31	pc
tidal radius R_t	2.5 ± 0.2	arcmin
	75.3 ± 1.8	pc
turn-over parameter μ	0.76 ± 0.03	
outer power-law slope η	2.2 ± 0.5	

that Pal 4 is the most distant GC in their sample and thus the sample includes only stars on the upper RGB. Moreover the cluster's large distance and the relatively bright limiting magnitude and low spatial resolution of the SDSS make crowding an issue, at least in the cluster's inner region (r$\lesssim$1 arcmin).

We therefore used our Keck LRIS photometry to measure the structural parameters for Pal 4. The point-source catalog from our LRIS images covers an area of 42.8 arcmin^2 and contains 777 objects objects, after excluding stars fainter than $V = 24.5$ mag to minimize photometric incompleteness. Star counts based on these data were then combined with surface photometry for the innermost regions to construct a composite V-band surface brightness profile for the cluster, using the approach described in Fischer et al. (1992). The upper panel of Figure 8 shows the resulting surface brightness profile (filled red circles) and additionally three data points from direct surface photometry on the V-band image (filled magenta diamonds). The surface brightness profile shows good agreement with the Trager et al. (1995) surface brightness data, which are shown for comparison as open black squares. The figure also shows the best-fitting King-Michie (King 1966, solid curve) model to our LRIS profile, which yields a central surface brightness of $\mu_{V,0} = 23.15 \pm 0.13$ mag arcsec^{-2}, a core radius of $r_c = 0.41 \pm 0.05$ arcmin and a tidal radius of $r_t = 3.92 \pm 0.30$ arcmin, corresponding to a concentration of $c = \log(r_t/r_c) = 0.98 \pm 0.08$ and a (two-dimensional) half-light radius of $r_h = 0.60 \pm 0.07$ arcmin. For comparability, we also fitted a King (1962) profile to the data (dashed curve), which yields core and tidal radii of $r_c = 0.36 \pm 0.04$ and $r_t = 3.55 \pm 0.24$ arcmin and a central surface brightness of 22.81 ± 0.05 mag arcsec^{-2} and reproduces the observations marginally worse in terms of the minimum χ^2. Table 2 summarizes our fit results and shows also literature values for comparison. Our best-fitting King-Michie model is somewhat more extended than the one derived by McLaughlin & van der Marel (2005), but otherwise is in good agreement with the latter in terms of central surface brightness, concentration and integrated total luminosity. Comparing our best-fitting King (1962) profile to that of Jordi & Grebel (2010), we find that the latter is more extended and diffuse. This is consistent with the SDSS data underestimating stel-

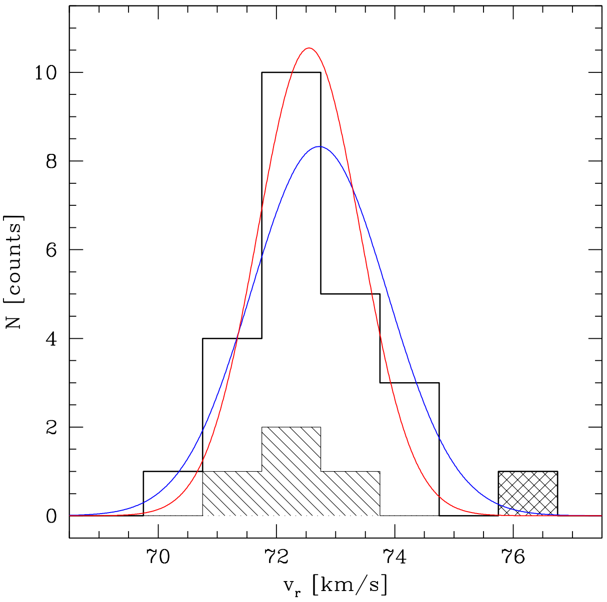


Figure 5. Histogram of radial velocities for all 24 sample stars. The hashed areas correspond to AGB stars, the cross-hashed area corresponds to star 12 at $\sim 76\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. The blue and red curves are the maximum-likelihood Gaussian representations of *intrinsic* velocity distribution for the total sample of 24 stars and for the sample without star 12, respectively. The sigmas of the Gaussian are the velocity dispersions as derived using the Pryor & Meylan (1993) method.

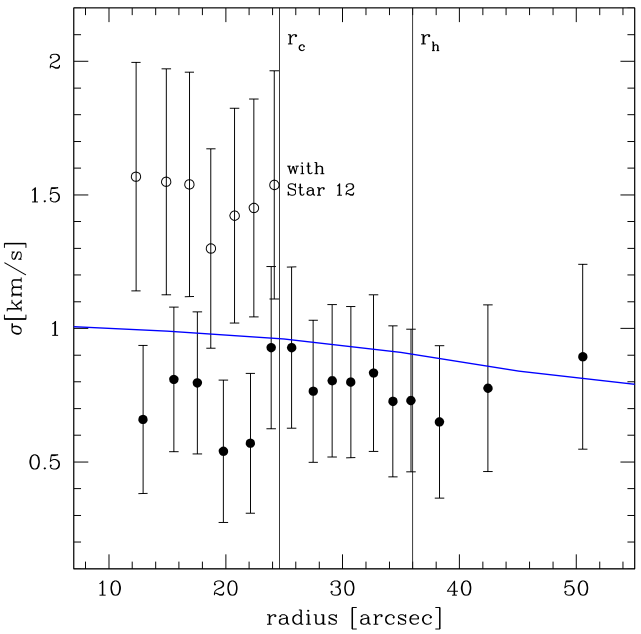


Figure 7. Velocity dispersion profile of Pal 4 using running bins with eight stars in each bin. The black filled symbols denote the velocity dispersion without star 12. The open symbols denote these bins where star 12 was included. The dashed and dotted horizontal lines are the average dispersion values if star 12 is included or excluded, respectively. The vertical lines are the core and half-light radii. Shown as blue solid curve is the dispersion profile expected in Newtonian dynamics for a cluster mass of $3.1 \times 10^4\,\mathrm{M_\odot}$ and assuming that mass follows the light of the best-fitting King (1966) model derived in Section 4.1.

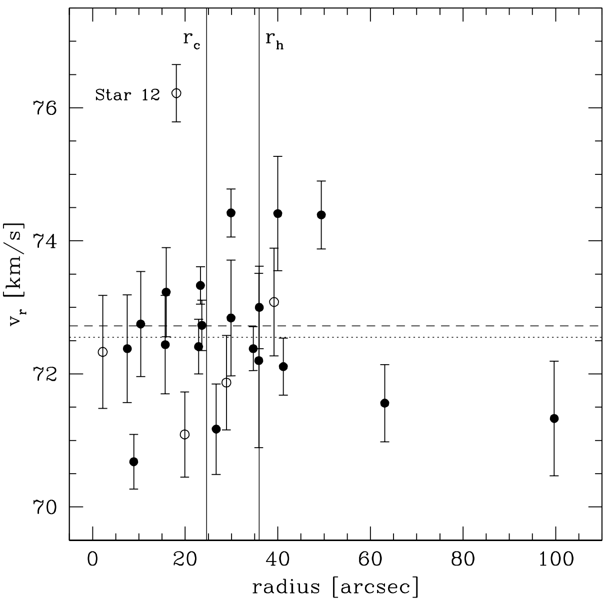


Figure 6. Radial distribution of stars with velocity measurements in Table 1. The open symbols mark probable AGB stars. The horizontal dotted line marks Pal 4s global radial velocity without star 12, and the dashed line the radial velocity including star 12. The core and half-light radii are indicated by the vertical lines.

lar density in the cluster's center due to crowding as we will see below.

Sohn et al. (2003) noted an excess of stars beyond the cluster's formal tidal radius, for which they adopted $r_t = 3.33\,\mathrm{arcmin}$. As our Keck data reach out to a radius of only $\sim 3.2\,\mathrm{arcmin}$, we combine our profile with the SDSS-based profile of Jordi & Grebel (2010). We scaled their background-corrected surface density profile (K. Jordi, private communication) to match the Keck data in the radial range of $1.5 - 3.2\,\mathrm{arcmin}$, by interpolating the Keck data to the radii of the SDSS data points and requiring that the median ratio of the two profiles in the overlapping region be one. The merged profile is shown in the lower panel of Figure 8. Filled circles represent the Keck profile (both based on star counts and surface photometry), squares represent the SDSS profile. As the SDSS data reach beyond the tidal radius the background-corrected stellar density in individual radial bins can scatter below zero. For the purpose of plotting the profile on a logarithmic scale, we therefore added an artificial background level (shown as dotted horizontal line). The two innermost points of the SDSS data, shown as open squares, deviate from the Keck profile reflecting the crowding in the SDSS data and we excluded them in our analysis. The dashed line represents the best-fitting King-Michie model from above, and it is obvious that the observed density at large radii falls off less steeply than this model or any other similarly truncated model. We fitted the combined profile with a Küpper et al. (2010, KKBH) template. These templates were designed to fit surface density

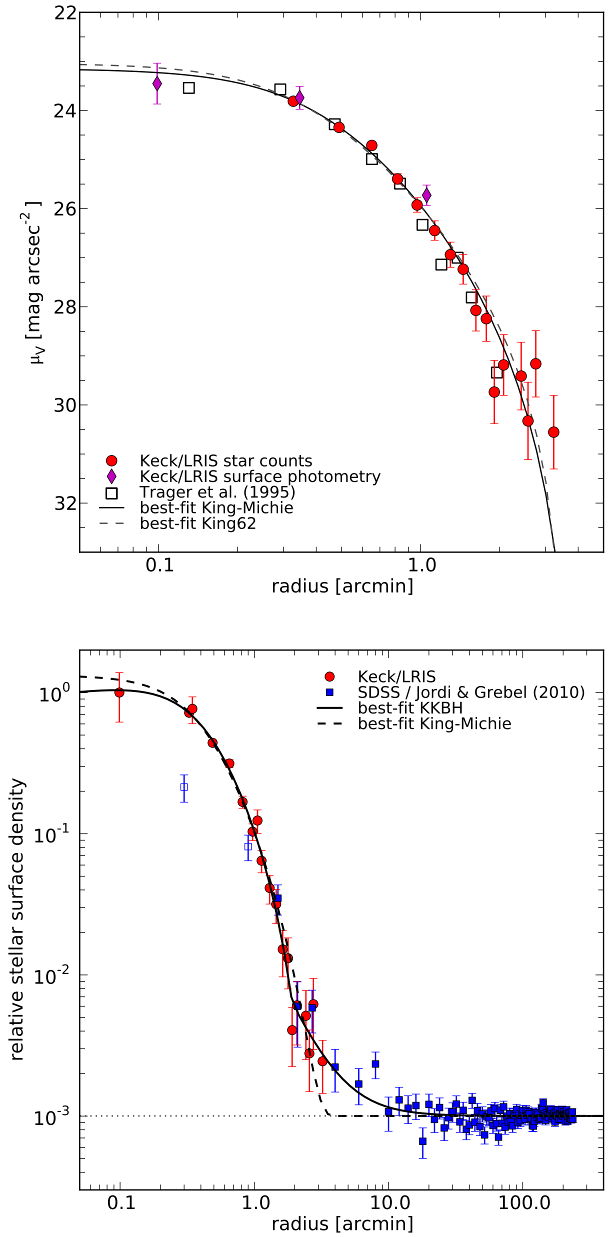


Figure 8. Top: The surface brightness profile of Pal 4. Our Keck LRIS data are represented by filled red circles (derived from star counts) and filled magenta diamonds (from direct surface photometry). Open squares show the Trager et al. (1995) data based on star counts on photographic plates. The best-fitting King-Michie model to the Keck data is shown as solid curve, the best-fitting King (1962) model is shown as dashed curve. Bottom: The cluster's surface density profile (normalized to the innermost point). In order to display the profile on a logarithmic scale we added a virtual background level, indicated as dotted horizontal line. Filled red circles represent the Keck data and blue squares represent the SDSS-based profile derived by Jordi & Grebel (2010). The two innermost datapoints of the SDSS-based profile (shown as open squares) were excluded, because they are systematically low due to crowding. The best-fitting KKBH profile to the combined profile is shown as solid curve. For comparison, the dashed curve represents the best-fitting King-Michie model from the top panel.

profiles of GCs based on fits to a suite of N-body simulations of Galactic GCs on various orbits. They are a modification of the King (1962) profile including a term for a non-flat core and a term for tidal debris. The best-fitting KKBH profile, shown as solid line in the lower panel of Figure 8 is found for core and tidal radii of $R_c = 0.45 \pm 0.15$ arcmin and $R_t = 2.52 \pm 0.21$ arcmin, a core power-law slope of $\gamma = -0.1 \pm 0.7$ and an outer power-law slope of $\eta = 2.2 \pm 0.5$ that becomes dominant at $\mu R_t = 1.91 \pm 0.14$ arcmin. The shallow slope at large cluster radii indicates that the cluster is most likely in an orbital phase close to its apogalacticon. Küpper et al. (2010) find that the surface density profiles of star clusters are influenced by the tidal debris in this orbital phase: while the slope at large cluster radii, η, is about 4-5 in most orbital phases, it can reach values of 1-2 in apogalacticon due to orbital compression of the cluster and its tidal tails.

For our following analysis, we will adopt the best-fitting King-Michie model as the cluster's density profile and come back to the influence of tidal debris in Section 5.2.

4.2 Age determination

To derive the cluster's age, we determined the isochrone that best reproduces the locus of the principal evolutionary sequences from a subset of isochrones of the Dartmouth Stellar Evolution Database (Dotter et al. 2008). Based on the chemical composition derived by Koch & Côté (2010) from coadded high-resolution spectra of red giants, we adopted [Fe/H]=-1.41 dex and an α-enhancement of +0.4 dex. We determined the best-fitting isochrone using a robust direct fit (similar to Stetson et al. 1999), to the color-magnitude data. As the subgiant branch is almost horizontal in the CMD, even in the F814W vs. F555W-F814W plane (used by Stetson et al. (1999) for that reason), a minimization in one dimension (interpreting the isochrone as 'color as a function of magnitude' and comparing the separation in color of each star to the color uncertainty in that magnitude range) runs into problems. Therefore, we employed a χ^2 minimization in the (F555W, F814W)-plane, where the uncertainties in both dimensions are uncorrelated, and minimized the squared sum of 2d-distances of each star to the isochrone. To be less sensitive to outliers, instead of χ^2, a robust metric that saturates at 5 σ was used. Distance and age were varied as free parameters, with the latter ranging from 8 Gyr to 15 Gyr in steps of 0.5 Gyr. We adopted a reddening of E(B-V) = 0.023 mag estimated from Galactic dust emission maps[2] and filter-specific extinction to reddening ratios of A_{555W}/E(B-V)=3.252 and A_{F814W}/E(B-V)=1.948 (Schlegel et al. 1998). From this, we obtained a best-fitting age of 11±1 Gyr and an extinction-corrected distance modulus of 20.06 ± 0.05 mag. This places the cluster at a distance of 102.8 ± 2.4 kpc from the Sun, slightly closer than the 109.2 kpc reported by Harris (1996, edition 2010). The age estimate is consistent with Pal 4 being part of the young halo population and $\sim$ 1.5–2 Gyrs younger than 'classical', old GCs, as also suggested by the differential analysis relative to M 5 by Stetson et al. (1999).

[2] Obtained from http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/

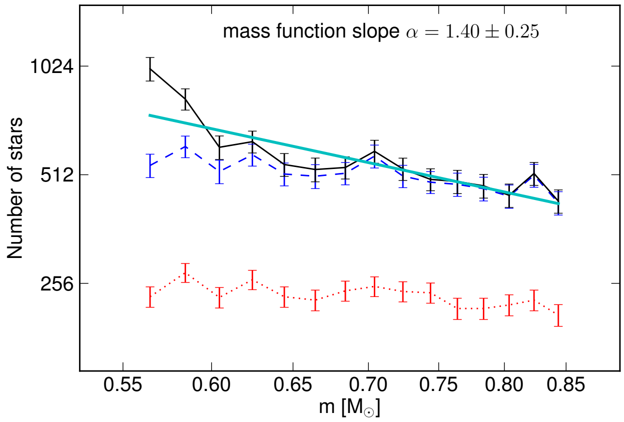


Figure 9. Mass function and power-law fit. The red dotted curve shows the number of observed stars per mass interval, error-bars represent the Poissonian errors on the star counts. The blue dashed curve represents the counts corrected for the missing area coverage, the black solid curve represents the counts additionally corrected for photometric completeness. The cyan line gives the best-fitting power law.

4.3 Mass function

We determined the stellar mass function in the cluster in the mass range $0.55 \leqslant M/\mathrm{M}_\odot \leqslant 0.85$, corresponding to stars from the tip of the RGB down to the 50% completeness limit in the cluster's core at the faint end (17.9 mag $\lesssim$ F555W $\lesssim$ 27.6 mag). We rejected stars that deviated in color from the locus of the isochrone by more than $3\sigma_{col}$, where σ_{col} is the color uncertainty derived from the artificial star results in the corresponding region of the CMD. To avoid rejecting RGB stars, whose scatter around the isochrone is slightly larger than expected purely from photometric uncertainties, we additionally allowed for an intrinsic color spread of 0.02 mag. This selection removed likely foreground stars, blue stragglers and horizontal branch stars (see Figure 2). We then assigned to each of the remaining stars a mass based on the isochrone, by interpolating the masses tabulated in the isochrone to the star's measured F555W magnitude.

At the faint end, crowding affects the photometry and thus the completeness varies slightly with stellar density, or distance from the cluster center. Moreover the geometric coverage of the WFPC2 photometry as a function of radius is very inhomogeneous (see Figure 3). Therefore, we subdivided our photometric catalog into n radial bins around the cluster center, chosen such that each bin contains one n-th of the observed stars. This is optimal in terms of the Poissonian errors on the star counts, both of the observed stars and of the artificial stars, as the latter were distributed on the sky similarly to the observed stars. The number of radial subdivisions has to be chosen large enough such that completeness and stellar density are approximately constant within each annulus, because otherwise correcting for completeness would bias the results. In practice, we increased the number of bins, n, until the derived mass function slope and cluster mass (Section 4.5) did not vary any more with n. This was the case for $n \geqslant 33$ and we chose $n = 36$ radial bins for the final analysis. In each of these annuli, stars were counted in 12 linearly spaced mass bins (of width ~ 0.025 M$_\odot$). The counts were corrected for the missing area coverage and for photometric completeness in that radial range. Counts from the individual annuli were then summed and fit with a power law of the form $dN/dm \propto m^{-\alpha}$. From this, we obtained a mass function slope of $\alpha = 1.4 \pm 0.25$ (Figure 9). This present-day mass-function is significantly shallower than a Kroupa (2001) IMF (with $\alpha = 2.3$ in this range of masses) and is similar to the mass-function in other Galactic GCs (e.g De Marchi et al. 2007; Jordi et al. 2009; Paust et al. 2010).

4.4 Mass segregation

To test for mass segregation, we derived the mass-function as a function of radius. As the individual 36 radial annuli contain only ∼120 stars each, deriving the mass-function in each of them would produce very noisy results. It is thus necessary to bin several of these annuli – after the completeness-corrected counts have been obtained in each annulus individually. As a compromise between signal to noise and radial resolution, we show two different binning schemes: The top panel of Figure 10 shows the best-fitting mass-function slopes derived in radial bins containing each one twelfth of the observed stars. The bottom panel of the same figure shows the mass-functions and power-law fits obtained in bins containing each one fourth of the observed stars. It is obvious that the mass-function steepens with increasing radius, from $\alpha \lesssim 1$ inside $r \lesssim 1.3 \times r_h$ to $\alpha \gtrsim 2.3$ at the largest observed radii.

4.5 Total mass

In the mass range between $0.55 \leqslant M/\mathrm{M}_\odot \leqslant 0.85$, we measure a stellar mass of 5960 ± 110 M$_\odot$ within the radius covered by the WFPC2 pointing, $r < 2.26$ arcmin.

Assuming the measured mass-function slope of $\alpha = 1.40 \pm 0.25$ to hold down to 0.5 M$_\odot$ and adopting a Kroupa (2001) mass-function, with $\alpha = 1.3$, for masses $0.08 \leqslant M/\mathrm{M}_\odot \leqslant 0.5$, and $\alpha = 0.3$ for masses $0.01 \leqslant M/\mathrm{M}_\odot \leqslant 0.08$, the extrapolated stellar mass in the mass range $0.01 \leqslant M/\mathrm{M}_\odot \leqslant 0.85$ is 14500 ± 1300 M$_\odot$.

To account for the mass contributed by the remnants of higher-mass stars, we assume our observed slope α to hold up to 1.0 M$_\odot$ and above that a Kroupa slope of $\alpha = 2.3$, and extrapolate the mass function to 60 M$_\odot$. We follow the prescription of Glatt et al. (2011), assuming stars with initial masses $\leqslant 8$ M$_\odot$ to have formed 0.6 M$_\odot$ white dwarfs, and stars with initial masses $8 \leqslant M \leqslant 60$ M$_\odot$ to have formed neutron stars of 1 M$_\odot$. If all remnants were retained in the cluster, this results in a mass of the stellar remnants of 9700 ± 900 M$_\odot$.

Based on the best-fitting King-Michie density profile, and approximating that mass follows light, 98.3 ± 0.6% of the cluster's mass lies within $r = 2.26$ arcmin. Extrapolating out to the tidal radius, the total mass of Pal 4 amounts to $M_{\mathrm{phot}} = 30700 \pm 800$ M$_\odot$ including the corrections for low-mass stars and stellar remnants. We note that the uncertainty of the total mass is smaller than the individual uncertainties of the extrapolated high- and low-mass contributions because correlations were fully propagated. These correlations arise from the requirement that the mass-function be continuous. As a steeper (shallower) mass-function will

have more (less) mass in low-mass stars and less (more) mass in high mass stars and stellar remnants, the uncertainties of the two terms are anti-correlated.

With this mass and the total luminosity derived from the best-fitting King-Michie model, the photometric mass to light ratio of the cluster is $M_{\rm phot}/L_V = 1.61 \pm 0.10$ $M_\odot$ $L_\odot^{-1}$.

To obtain a conservative lower limit on the photometric mass of the cluster, we follow Jordi et al. (2009), assuming the cluster to be significantly depleted in low mass stars with a declining mass-function with $\alpha = -1.0$ for masses $0.01 \leqslant M/M_\odot \leqslant 0.5$. For this unlikely case, the extrapolation towards lower masses, inclusion of stellar remnants and extrapolation out to the tidal radius yields a total cluster mass of $M_{\rm decl,phot} = 20900 \pm 700$ $M_\odot$.

5 DISCUSSION

5.1 Newtonian and MONDian dynamical mass

In order to see if the observed velocity dispersion and mass of Pal 4 are more compatible with Newtonian or MONDian dynamics, we compare the observed global line-of-sight velocity dispersion with expected velocity dispersions for different cluster masses for the two cases. The expected line-of-sight velocity dispersions of Pal 4 are taken from Haghi et al. (2011), who performed N-body simulations of a number of outer halo globular clusters for both Newtonian and MONDian dynamics using the particle-mesh code N-MODY (Ciotti et al. 2006).

Figure 11 shows the global line-of-sight velocity dispersion as a function of the cluster mass for the Newtonian (red open squares) and the MONDian case (black open circles). For cluster masses below 10^5 $M_\odot$, the velocity dispersion in the MONDian case is significantly larger than for the Newtonian case since the acceleration of stars in Pal 4 is below the critical acceleration a_0 of MOND, making Pal 4 a good test case to discriminate between the two cases. For a line-of-sight velocity dispersion of $0.87 \pm 0.18\,{\rm km\,s^{-1}}$ (shown by black horizontal lines in the figure), obtained when excluding the probable outlier star 12 in Section 3, the theoretically predicted mass in MOND is $M_{MOND} = 3900^{+1400}_{-1500}$ $M_\odot$ and in Newtonian dynamics $M_{Newton} = 32000 \pm 13000\,M_\odot$. This corresponds to mass to light ratios of $M_{MOND}/L_V = 0.20 \pm 0.08$ $M_\odot$ $L_\odot^{-1}$ and $M_{Newton}/L_V = 1.65 \pm 0.69$ $M_\odot$ $L_\odot^{-1}$. For the velocity dispersion including star 12, $\sigma = 1.15 \pm 0.20\,{\rm km\,s^{-1}}$ (shown by blue horizontal lines in Figure 11), the theoretically predicted mass in MOND is $M_{MOND} = 6900^{+3100}_{-2300}$ $M_\odot$ ($M_{MOND}/L_V = 0.36^{+0.16}_{-0.12}$ $M_\odot$ $L_\odot^{-1}$), while in Newtonian dynamics it is $M_{Newton} = 53000^{+18000}_{-16000}$ $M_\odot$ ($M_{Newton}/L_V = 2.77^{+0.96}_{-0.85}$ $M_\odot$ $L_\odot^{-1}$).

In Section 4 we derived a cluster mass of $M_{\rm phot} = 30700 \pm 800$ $M_\odot$ based on the photometry of Pal 4 and assuming a Kroupa IMF for low stellar masses and a mass of $M_{\rm decl,phot} = 20900 \pm 700$ $M_\odot$ for the unlikely case of a declining mass function for low-mass stars. Both values agree well the expected value for the Newtonian case when excluding star 12. The photometric masses are however significantly larger than the cluster mass derived for the MONDian case.

The excellent match between photometric and (Newtonian) dynamical masses also means that there is no need to invoke the presence of dark matter in Pal 4. As mentioned in the introduction, Pal 4 is similarly extended and luminous as some of our Galaxy's ultra-faint dwarf satellites. Its M/L of $M_{Newton}/L_V \approx M_{\rm phot}/L_V \approx 1.6$ $M_\odot$ $L_\odot^{-1}$, however, suggests that it is very different from these dark matter dominated systems and a 'perfectly normal' globular cluster.

As shown by Gentile et al. (2010), velocity dispersions derived from small sample of stars suffer from low number statistics. We therefore used Kolmogorov-Smirnov (KS) tests to determine the likelihood of the observed velocity distribution in Newtonian and MONDian dynamics given the photometric cluster mass of $M = 30700$ $M_\odot$ for our sample of radial velocities either including or excluding star 12. Figure 12 shows the resulting velocity distributions for the Newtonian and MONDian case and the two velocity distributions. In deriving the KS probabilities, we followed Gentile et al. (2010) by not fixing the systemic velocity, but shifting the model distributions in velocity such that the maximum probability was assumed. For the Newtonian case, a KS test gives a probability of P=0.87 if excluding star 12 and P=0.66 if including star 12. In the MONDian case, the probabilities are P=0.20 and P=0.27 respectively.

The Newtonian case is therefore favored by the observational data. However, based on the current data alone, MOND cannot be ruled out, so additional radial velocities will be necessary to distinguish between MONDian and Newtonian dynamics. The simulations done by Haghi et al. (2011) indicate that of order 40 radial velocities would be needed for Pal 4 to decrease the MONDian P-values below 0.05 if the internal cluster dynamics is Newtonian. Nevertheless, Pal 4 adds to the growing body of evidence that the dynamics of star clusters in the outer galactic halo cannot be explained by MOND, since the velocity dispersions of Pal 4 (this work), Pal 14 (Jordi et al. 2009) and NGC 2419 (Baumgardt et al. 2009; Ibata et al. 2011) are consistent with Newtonian dynamics and below the predictions of MOND.

5.2 The effect of mass segregation, unbound stars and binarity

In our analysis we did not take into account the effects of mass segregation, of the presence of unbound stars, and of binaries. While these effects will be addressed in future detailed N-body simulations, we shall qualitatively discuss them in this section.

Mass-segregation will affect the interpretation of the radial velocity data in three ways: Massive stars, such as the red and asymptotic giant branch stars in our kinematic sample, will reside more frequently in the cluster's center, where the gravitational potential is deeper. Therefore they will show a higher velocity dispersion than the global one. On the other hand, energy equipartition will, at a given radius, cause higher mass stars to have lower velocities, lowering the observed velocity dispersion. Moreover, in a mass-segregated cluster, the half-mass radius is larger than the half-light radius. Therefore, when assuming that mass follows light and equating the half-mass radius to the observed half-light radius, a dynamical model will overpredict the velocity dispersion. For Pal 14, Küpper & Kroupa (2010) modeled the effect of mass-segregation. Only for a cluster with an unrealistically extreme degree of mass segregation they

find that the velocity dispersion measured from a sample of massive stars would be overestimated by up to 20%.

Unbound stars may contaminate our radial velocity sample. First of all, energetically unbound stars which have not yet escaped from the cluster (so-called potential escapers) may inflate the velocity dispersion. However, Küpper et al. (2010) showed that potential escapers mainly influence the velocity dispersion profile at large cluster radii. Moreover, also stars within the tidal debris may be misinterpreted as bound cluster members. Küpper et al. (2011) showed that for clusters in an orbital phase close to apogalacticon the velocity dispersion may be inflated by unbound tidal debris stars which get pushed close to the cluster due to orbital compression of the cluster and its tidal tails. The shallow slope of Pal 4's surface density profile at large cluster radii suggests that Pal 4 is close to its apogalacticon, making such a contamination likely. On the other hand, this effect may be alleviated by the fact that, because of mass-segregation, the unbound population will consist preferentially of low-mass stars, while our radial velocity sample consists of more massive red and asymptotic giant branch stars.

Finally, if any of the stars in the radial velocity sample are members of binary systems, the measured velocity dispersion will be increased by the fact that the stars are observed at a random orbital phase of the binaries. This effect can be significant for low-mass stellar systems like Pal 4 (see, e.g., McConnachie & Côté 2010; Bradford et al. 2011), and its magnitude depends on the distribution of binary periods and orbital eccentricities and most importantly on the fraction of binaries in the cluster. If we assume the line of sight velocity distribution to be the convolution of an intrinsic Gaussian velocity distribution with dispersion σ_{intr} and a Gaussian contribution from binaries with dispersion σ_{bin}, the observed velocity distribution is the squared sum $\sigma^2_{obs} = \sigma^2_{intr} + \sigma^2_{bin}$. For Pal 14, assuming an intrinsic velocity dispersion of 0.5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ for this cluster, the simulations by Küpper & Kroupa (2010) suggest for a binary fraction of e.g. ∼20%, a $\sigma_{bin} \sim 0.9\ \mathrm{km\,s^{-1}}$. Adding this quadratically to the intrinsic velocity distribution expected from Newtonian dynamics for Pal 4's cluster mass of 30700 $\mathrm{M_\odot}$, $\sigma_{intr} = 0.87\ \mathrm{km\,s^{-1}}$, one would expect a measured velocity dispersion of $\sigma \sim 1.3\ \mathrm{km\,s^{-1}}$. While this approximation only holds for a larg sample of radial velocities, the value nevertheless is similar to the dispersion measured when including star 12. And in fact, the discrepant velocities of the two epochs of this star could reflect its binarity.

The combined effects of mass segregation, unbound stars and binaries render it possible that the intrinsic velocity dispersion in Pal 4 is lower than our measured value of $\sigma = 0.87 \pm 0.18\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. If this was the case, it would further strengthen the case against MONDian dynamics in this cluster, as a decreased velocity dispersion will yield an even lower cluster mass predicted by MOND.

5.3 Primordial mass segregation

We found clear evidence for mass segregation between main sequence stars in Pal 4. This mass segregation could either have evolved through two-body relaxation and the dynamical friction of high-mass stars or it was already established at the time of the formation of the cluster. For a half-light radius of 0.6 arcmin, corresponding to 18 pc, and for a cluster mass of $M = 30700\ \mathrm{M_\odot}$, the half-mass relaxation time of Pal 4 is around 14 Gyr, of the same order as its age. Two-body relaxation is therefore very unlikely as the explanation for the mass segregation in Pal 4: according to the simulations of Gürkan et al. (2004), it takes several half-mass relaxation times until a cluster with a ratio of maximum to average stellar mass of $m_{max}/ < m > \approx 4$, which is typical for a globular cluster, goes into core collapse. Unless Pal 4 was significantly more concentrated in the past, the mass segregation in Pal 4 was therefore most likely established by the star formation process itself.

There are also indications for primordial mass segregation in other Galactic GCs: Baumgardt et al. (2008) found that primordial mass segregation together with depletion of low-mass stars by external tidal fields is necessary to explain the present-day mass functions of stars in globular clusters. Pal 14, another diffuse and 'young halo' cluster has a flat stellar mass function with slope $\alpha = 1.27 \pm 0.44$ within the half-light radius (Jordi et al. 2009), which is very similar to the slope that we find for the center of Pal 4. Zonoozi et al. (2011) modeled the evolution of Pal 14 over a Hubble time by direct N-body computations on a star-by-star basis and found that in order to reproduce its observed mass function, either strong primordial mass segregation was necessary, or the initial mass function (IMF) was depleted in low-mass stars. Also for Pal 14 the half-mass relaxation time is comparable to its age, and Beccari et al. (2011) found a non-segregated population of blue stragglers in Pal 14, which they interpret as observational support for the fact, that dynamical segregation has not affected the cluster yet. If one assumes that Pal 14 formed with a globally normal IMF, its flat central present-day mass-function found by Jordi et al. (2009) then suggests that the cluster had primordial mass segregation.

According to the simulations of Vesperini et al. (2009) long-lived initially mass-segregated clusters should show a looser structure than initially non-segregated clusters, as the former would lose more mass in the central regions during early stellar evolution. It is therefore an interesting question, if primordial mass-segregation is common among diffuse GCs like Pal 4 and Pal 14.

6 SUMMARY

We present a comprehensive analysis of the stellar mass and internal dynamics of Pal 4. From a deep CMD, we derived the cluster's mass function from tip of the red giant branch down to main sequence stars of $\sim 0.55\ \mathrm{M_\odot}$ in the central $r < 2.26$ arcmin. The cluster shows mass segregation, with the mass function steepening from $\alpha \lesssim 1$ inside $r \lesssim 1.3 \times r_h$ to $\alpha \gtrsim 2.3$ outside of $r \lesssim 1.7 \times r_h$. As the cluster's half-mass relaxation time is of the order of the Hubble time, this suggests primordial mass segregation.

Extrapolating the measured mass function towards lower-mass stars and stellar remnants and adopting a Kroupa mass function outside of $0.5 < M < 1.0\ \mathrm{M_\odot}$, as well as extrapolating the mass out to the cluster's tidal radius based on our surface density profile (Section 4.1), we obtain a total stellar mass of $M_{\mathrm{phot}} = 30700 \pm 800\ \mathrm{M_\odot}$.

This is in excellent agreement with the dynamical mass obtained with Newtonian dynamics, $M_{Newton} = 32000 \pm$

13000 $M_\odot$, based on the cluster's observed velocity dispersion of $0.87 \pm 0.18\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ derived from radial velocities of 23 clean member stars. The dynamical mass predicted by MOND, $M_{MOND} = 3900^{+1400}_{-1500}$ $M_\odot$, is significantly below the observed stellar mass. However, in a KS test comparing the observed distribution of radial velocities with that predicted in MONDian dynamics, MOND is also compatible with the data at a probability of 20%.

Thus the observational data favor Newtonian dynamics, but an extended sample of radial velocities is needed to confidently rule out MOND, if the cluster is governed by Newtonian dynamics.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially supported by Sonderforschungsbereich 881, "The Milky Way System" (subprojects A2 and A3) of the German Research Foundation (DFG) at the University of Heidelberg.

H.B. acknowledges support from the Australian Research Council through Future Fellowship grant FT0991052.

Some of the data presented herein were obtained at the W.M. Keck Observatory, which is operated as a scientific partnership among the California Institute of Technology, the University of California and NASA. The Observatory was made possible by the generous financial support of the W.M. Keck Foundation.

Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555.

This research has made use of the NASA/ IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with NASA.

REFERENCES

Abazajian K. N., Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A., Allam S. S., Allende Prieto C., An D., Anderson K. S. J., Anderson S. F., Annis J., Bahcall N. A., et al. 2009, ApJS, 182, 543

An D., Johnson J. A., Clem J. L., Yanny B., Rockosi C. M., Morrison H. L., Harding P., Gunn J. E., Allende Prieto C., Beers T. C., Cudworth K. M., Ivans I. I., Ivezić Ž., 2008, ApJS, 179, 326

Armandroff T. E., Da Costa G. S., Zinn R., 1992, AJ, 104, 164

Baumgardt H., Côté P., Hilker M., Rejkuba M., Mieske S., Djorgovski S. G., Stetson P., 2009, MNRAS, 396, 2051

Baumgardt H., De Marchi G., Kroupa P., 2008, ApJ, 685, 247

Baumgardt H., Grebel E. K., Kroupa P., 2005, MNRAS, 359, L1

Beccari G., Sollima A., Ferraro F. R., Lanzoni B., Bellazzini M., De Marchi G., Valls-Gabaud D., Rood R. T., 2011, ApJ, 737, L3+

Begeman K. G., Broeils A. H., Sanders R. H., 1991, MNRAS, 249, 523

Bekenstein J., Milgrom M., 1984, ApJ, 286, 7

Belokurov V., Zucker D. B., Evans N. W., Kleyna J. T., Koposov S., Hodgkin S. T., Irwin M. J., Gilmore G., Wilkinson M. I., Fellhauer M., Bramich D. M., Hewett P. C., Vidrih S., 2007, ApJ, 654, 897

Bradford J. D., Geha M., Munoz R., Santana F. A., Simon J. D., Cote P., Stetson P. B., Kirby E., Djorgovski S. G., 2011, preprint (arXiv:1110.0484)

Catelan M., 2000, ApJ, 531, 826

Ciotti L., Londrillo P., Nipoti C., 2006, ApJ, 640, 741

Côté P., Djorgovski S. G., Meylan G., Castro S., McCarthy J. K., 2002, ApJ, 574, 783

Côté P., Marzke R. O., West M. J., Minniti D., 2000, ApJ, 533, 869

De Marchi G., Paresce F., Pulone L., 2007, ApJ, 656, L65

Dolphin A. E., 2000, PASP, 112, 1383

Dotter A., Chaboyer B., Jevremović D., Kostov V., Baron E., Ferguson J. W., 2008, ApJS, 178, 89

Dotter A., Sarajedini A., Anderson J., Aparicio A., Bedin L. R., Chaboyer B., Majewski S., Marín-Franch A., Milone A., Paust N., Piotto G., Reid I. N., Rosenberg A., Siegel M., 2010, ApJ, 708, 698

Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R., 1962, ApJ, 136, 748

Fischer P., Welch D. L., Cote P., Mateo M., Madore B. F., 1992, AJ, 103, 857

Forbes D. A., Bridges T., 2010, MNRAS, 404, 1203

Gentile G., Famaey B., Angus G., Kroupa P., 2010, A&A, 509, A97+

Glatt K., Grebel E. K., Jordi K., Gallagher III J. S., Da Costa G., Clementini G., Tosi M., Harbeck D., Nota A., Sabbi E., Sirianni M., 2011, AJ, 142, 36

Gürkan M. A., Freitag M., Rasio F. A., 2004, ApJ, 604, 632

Haghi H., Baumgardt H., Kroupa P., 2011, A&A, 527, A33+

Haghi H., Baumgardt H., Kroupa P., Grebel E. K., Hilker M., Jordi K., 2009, MNRAS, 395, 1549

Harris W. E., 1996, AJ, 112, 1487

Holtzman J. A., Burrows C. J., Casertano S., Hester J. J., Trauger J. T., Watson A. M., Worthey G., 1995, PASP, 107, 1065

Ibata R., Sollima A., Nipoti C., Bellazzini M., Chapman S. C., Dalessandro E., 2011, ApJ, 738, 186

Jordán A., Côté P., Blakeslee J. P., Ferrarese L., McLaughlin D. E., Mei S., Peng E. W., Tonry J. L., Merritt D., Milosavljević M., Sarazin C. L., Sivakoff G. R., West M. J., 2005, ApJ, 634, 1002

Jordi K., Grebel E. K., 2010, A&A, 522, A71+

Jordi K., Grebel E. K., Hilker M., Baumgardt H., Frank M., Kroupa P., Haghi H., Côté P., Djorgovski S. G., 2009, AJ, 137, 4586

King I., 1962, AJ, 67, 471

King I. R., 1966, AJ, 71, 64

Koch A., Côté P., 2010, A&A, 517, A59+

Koekemoer A. M., Fruchter A. S., Hook R. N., Hack W., Hanley C., 2006, in A. M. Koekemoer, P. Goudfrooij, & L. L. Dressel ed., The 2005 HST Calibration Workshop: Hubble After the Transition to Two-Gyro Mode Multidrizzle and Tweakshifts: Overview and Future Plans. pp

423–+
Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
Küpper A. H. W., Kroupa P., 2010, ApJ, 716, 776
Küpper A. H. W., Kroupa P., Baumgardt H., Heggie D. C., 2010, MNRAS, 407, 2241
Küpper A. H. W., Mieske S., Kroupa P., 2011, MNRAS, 413, 863
Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
Law D. R., Majewski S. R., 2010, ApJ, 718, 1128
Lee Y.-W., Gim H. B., Casetti-Dinescu D. I., 2007, ApJ, 661, L49
Mackey A. D., Gilmore G. F., 2004, MNRAS, 355, 504
Mateo M., 1996, in H. L. Morrison & A. Sarajedini ed., Formation of the Galactic Halo...Inside and Out Vol. 92, Dwarf Spheroidal Galaxies and the Formation of the Galactic Halo. pp 434–+
McConnachie A. W., Côté P., 2010, ApJ, 722, L209
McLaughlin D. E., van der Marel R. P., 2005, ApJS, 161, 304
Milgrom M., 1983a, ApJ, 270, 371
Milgrom M., 1983b, ApJ, 270, 365
Oke J. B., Cohen J. G., Carr M., Cromer J., Dingizian A., Harris F. H., Labrecque S., Lucinio R., Schaal W., Epps H., Miller J., 1995, PASP, 107, 375
Paust N. E. Q., Reid I. N., Piotto G., Aparicio A., Anderson J., Sarajedini A., Bedin L. R., Chaboyer B., Dotter A., Hempel M., Majewski S., Marín-Franch A., Milone A., 2010, AJ, 139, 476
Pryor C., Meylan G., 1993, in S. G. Djorgovski & G. Meylan ed., Structure and Dynamics of Globular Clusters Vol. 50, Velocity Dispersions for Galactic Globular Clusters. pp 357–+
Robin A. C., Reylé C., Derrière S., Picaud S., 2003, A&A, 409, 523
Saha A., Dolphin A. E., Thim F., Whitmore B., 2005, PASP, 117, 37
Sanders R. H., McGaugh S. S., 2002, ARAA, 40, 263
Scarpa R., Marconi G., Gilmozzi R., 2003, A&A, 405, L15
Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, ApJ, 500, 525
Searle L., Zinn R., 1978, ApJ, 225, 357
Sohn Y.-J., Park J.-H., Rey S.-C., Lee Y.-W., Kim H.-I., Oh S. J., Lee S.-G., Lee M. G., Han W., 2003, AJ, 126, 803
Sollima A., Martínez-Delgado D., Valls-Gabaud D., Peñarrubia J., 2011, ApJ, 726, 47
Sollima A., Nipoti C., 2010, MNRAS, 401, 131
Stetson P. B., 1993, in C. J. Butler & I. Elliott ed., IAU Colloq. 136: Stellar Photometry - Current Techniques and Future Developments Further Progress in CCD Photometry. pp 291–+
Stetson P. B., Bolte M., Harris W. E., Hesser J. E., van den Bergh S., Vandenberg D. A., Bell R. A., Johnson J. A., Bond H. E., Fullton L. K., Fahlman G. G., Richer H. B., 1999, AJ, 117, 247
Tonry J., Davis M., 1979, AJ, 84, 1511
Trager S. C., King I. R., Djorgovski S., 1995, AJ, 109, 218
van den Bergh S., Mackey A. D., 2004, MNRAS, 354, 713
VandenBerg D. A., 2000, ApJS, 129, 315
Vesperini E., McMillan S. L. W., Portegies Zwart S., 2009, ApJ, 698, 615
Vogt S. S., Allen S. L., Bigelow B. C., Bresee L., Brown B., Cantrall T., Conrad A., Couture M., Delaney C., Epps H. W., Hilyard D., Hilyard D. F., Horn E., 1994, in D. L. Crawford & E. R. Craine ed., SPIE Conf. Ser. Vol. 2198, HIRES: the high-resolution echelle spectrometer on the Keck 10-m Telescope. pp 362–+
Vogt S. S., Mateo M., Olszewski E. W., Keane M. J., 1995, AJ, 109, 151
Zonoozi A. H., Küpper A. H. W., Baumgardt H., Haghi H., Kroupa P., Hilker M., 2011, MNRAS, 411, 1989

This paper has been typeset from a TEX/ LATEX file prepared by the author.

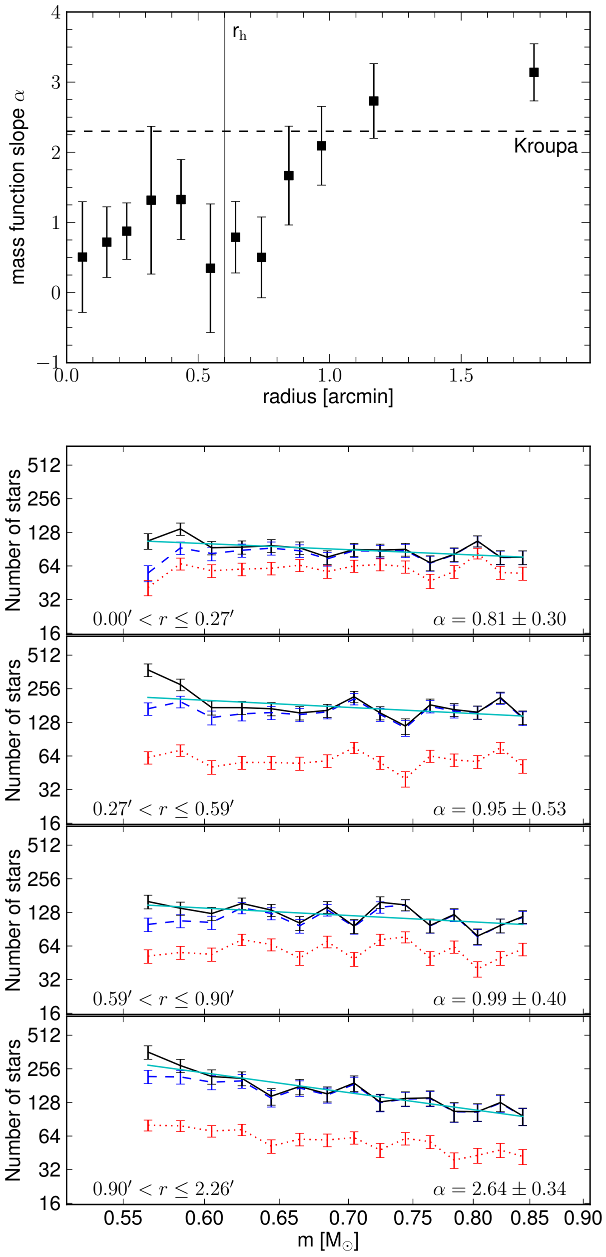


Figure 10. Top: The best-fitting mass function slope α in radial bins containing each one twelfth of the observed stars. Bottom: The mass function in radial bins containing one fourth of the observed stars each. Dotted red curves represent the number of observed stars per mass interval, errorbars represent the Poissonian errors on the star counts. Blue dashed curves are the counts corrected for the missing area coverage in the given radial range. Black solid curves are additionally corrected for photometric completeness. Cyan lines represent the best-fitting power law functions to the completeness-corrected counts. The radial ranges and best-fitting power-law slopes are reported at the bottom of each panel.

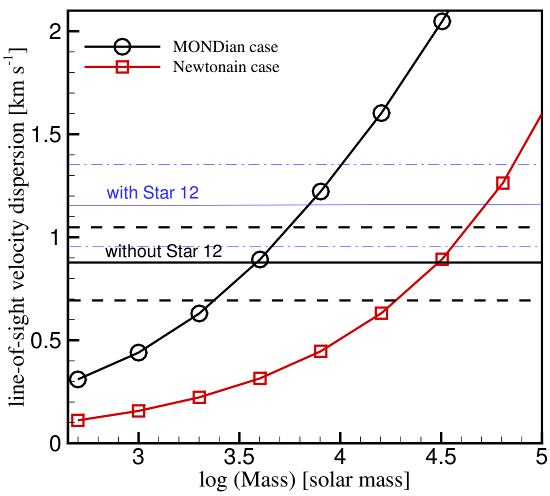


Figure 11. Theoretically predicted line-of-sight velocity dispersion as a function of mass for the Newtonian case (red open squares) and the MONDian case (black open circles). The predictions are taken from recent N-body simulations by Haghi et al. (2011). The observed velocity dispersion based on the 23 clean member stars and its uncertainty (Section 3) are shown by black solid and dashed horizontal lines, respectively. Blue solid and dashed lines represent the velocity dispersion and uncertainty obtained when including star 12. For the MONDian case the cluster mass and its 1σ error are given by $M_{MOND} = 3900^{+1400}_{-1500}\,\mathrm{M}_{\odot}$, while in Newtonian dynamics they are $M_{Newton} = 32000 \pm 13000\,\mathrm{M}_{\odot}$.

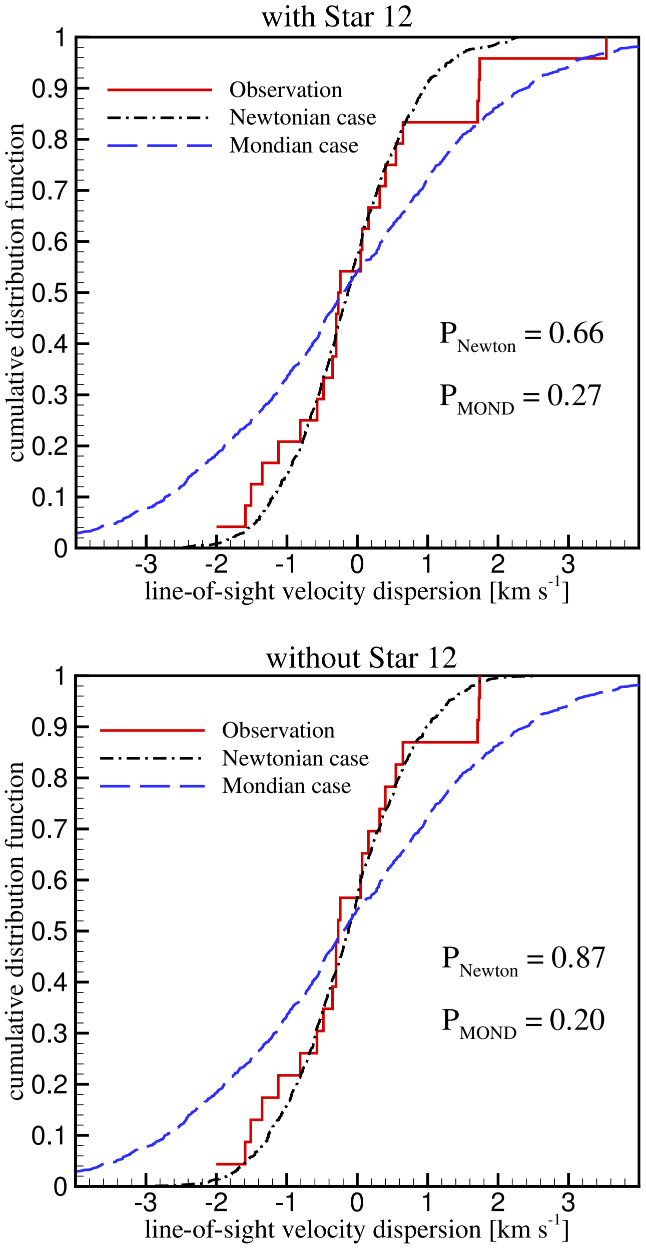


Figure 12. Cumulative distribution function (cdf) of radial velocities for the observed stars (red solid lines) and theoretical distributions assuming Newtonian (black dashed-dotted lines) and MONDian dynamics (blue dashed lines) and a cluster mass of $M = 30700\ M_{\odot}$. In the upper panel, star 12 is included, in the lower panel it is excluded. The corresponding probabilities are shown inside the panels.

Cyclic Changes in the Orbital Period of XZ Anderomedae

Davood Manzoori

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

ABSTRACT: Times of minima data ("O-C curve") were analyzed. Apart from an almost parabolic variation in the general trend of O-C data, which was attributed to mass transfer; two cyclic variation with a period of 28.13 and 17.10 yr, modulating the orbital period, were found, which was attributed to a third body orbiting around the system, and magnetic activity cycle effect ,respectively .

XZ And (BD 41°376) is a semidetached binary system with period 1.357d, V_{max}= 9.6 and its spectral type is A4 IV + G5 (see Giuricin 1980; Blitzstein, 1926, Reinhardt, 1967). Lause (1934, 1936). Kordylewska (1934) have observed the system visually.
The period analysis of the XZ And was carried out by Dugan and Wright (1939) who reported irregular period variations. Odinskaya and Ustinov (1952) confirmed this irregular variations also obtained two regular periodic phenomena.
Schneller (1962) ignored presence of any kinds of regularities in the O-C diagram. Todoran (1967) described the O-C diagram by two different sine curves and attributed the variation to apsidal motion. Demircan et al. (1995) analyzed the O-C curve of the system , they reported two (or three) cyclic variations with periods, 137.2 yr, 36.8 yr , p_3 11.2 yr, wich they interpreted in teams of light–time effect, apsidal motion, period modulation by magnetic cycle effect of secondary component.

1- Orbital Period Variations of XZ And

The O-C data points were collected from different sources, i.e., 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 following ephemeris taken from Keriner atlas of (O-C) diagrams of binary stars

Tmin I = 2423977.1915 + 1.3572855 E

These data were converted to a common epoch, then all the O-C values (including (O-C)1 and (O-C)2 the primary and secondary residuals, respectively) were plotted against E (Epoch cycles) in Fig. 1. For the calculations of (O-C)2 residuals a term (E/2)(1.3572855) was added to the above equation .

The general trend of O-C values displayed in Fig. 1, may be roughly fitted by a polynomial of order 3. The coefficients of fit along with correlation coefficients and statistical errors are given just above the Fig. Also the residuals between the fitted curve and O-C normal points are displayed in the upper portion of the Fig. 1. Since the general trend of residues indicate a wave like character, to carry on further analysis, we plotted them separately in Fig. 2, and best fitted by a Chebyshev polynomial, the coefficients of which are given just above the figure and the residuals are displayed at the upper portion of the same Figure. The wavy character of the Fig. 2 indicates some alternating phenomena modulating the orbit period of the XZ And system(see Manzoori 2007) . The analysis of this curve gave a period of P_{mod1}= 28.15 ±1.65 yr, which may be attributed

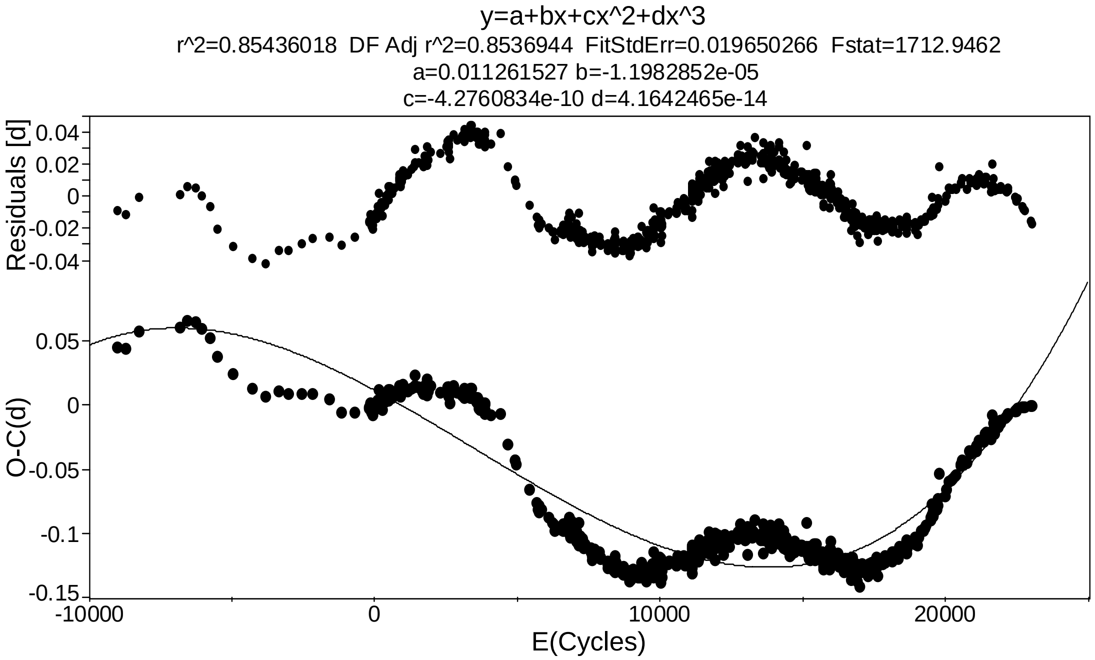


Fig.1- The lower plot indicates (O-C)residual values (filled circles) and its description by an upward curved parabol-like (continuous curve). And the upper plot represents the residuals between the fitted parabola and observed O-C points, for XZ And.

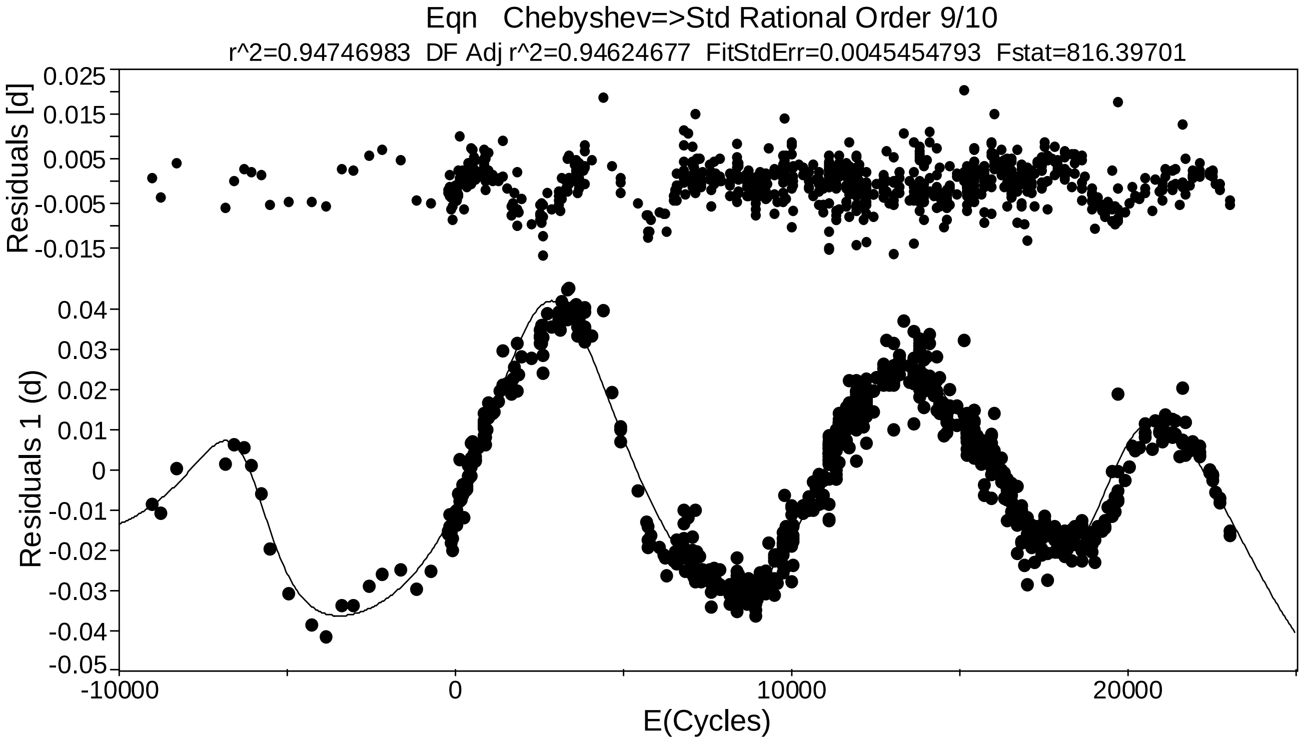


Fig.2-The lower plot indicates the fitted polynomial (continuous curve), to the residuals between the observed (O-C) differences and the fitted parabola. And the upper plot represents the differences between the fitted polynomial and the residual points for XZ And

either to the presence of a third body orbiting around the system or to line of apside motion. As evident from the Fig. 2, the second order residuals between the fitted Chebyshev polynomial, and the residuals displayed in upper panel of Fig. 2, still shows a cyclic character which was best fitted by a Fourier series polynomial. This cyclic behavior of a mean cycle length P_{mod2} = 17.10 ± 1.70 yr is also indicative of some alternating phenomenon occurring in this system, except the third body or apsidal motion. Since the secondary component is classified as a G4- G5 – type star (see Giuricin et al. 1980), which are magnetically active, therefore this later cyclic behavior may be attributed to magnetic activity cycle operating in this system.

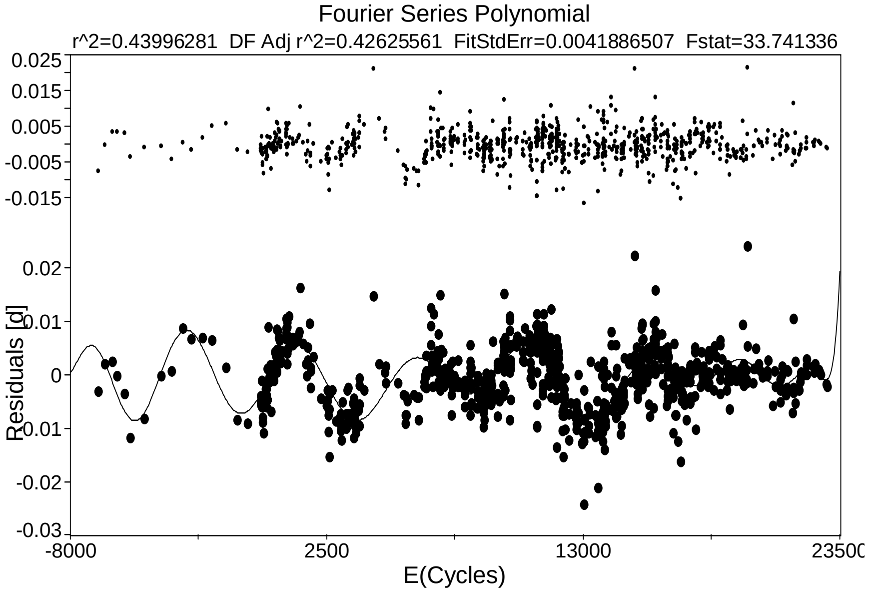


Fig. 3- The lower plot indicates the second order residuals betwee O-C normal points and its description by a Fourier series polynomail (continous curve) . The upper plot indictes the respective residuals.

2-Results and Discussions

Orbital period study in this type of systems is very useful to understand their structure and evolution. It can provide estimates of mass and angular momentum loss (AML) which are predicted by some theoretical works. The O-C diagrams formed by the minimal times of eclipses provide the basis for studying time dependent period variations of eclipsing binaries.

2.1-Apsidal motion and light time effect:

As stated in section 1, the (approximate) sinusoidal shape of the residuals between the observed O-C data and fitted parabola, suggests two possible causes for period change, i.e., I- light time effect. and II- apsidal motion.

I- Light time effect -As pointed out in section 1, the presence of a third body, (even a fourth body) is most probably a main cause of period change in XZ And system. The mass, orbital period and radius of the possible third body were estimated in section 1. The

estimated value of mass, m3 ≈1.4 M_{sun} in this work is agreed with Demircan et al. (1995) i.e., 1.2 $M_{sun.}$

I- 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., 0.001. However, unfortunatly due to lag of secondary eclipse observation i.e. (O-C)2 residyals, the second test could not be performed.

2.2-Mass Transfer

As stated in section 1, the overall trend of the O-C data points, plotted in Fig. 1, can be approximated; roughly by an upward curved parabolic- like curve (the continuous curve) which indicates a secular increase in the period with the rate dP/dE=4.275e-10d/Cycle (Or, dP/dt=0 .02 Sec/yr) estimated in this work. This overall secular variation may be attributed to mass ejection in this system. Assuming a conservative case (i.e., when no matter leaves the system) and using relative period rate of change Δ P/P = 3.15e -10 obtained in this work and the equation:

Δm2/m2= -m1/3(m1-m2)(Δ P/P)

from Huang's (1963) paper, a relative mass transfer of Δ m2/m2=9.45e-9 yr^{-1} and hence the corresponding mass and angular momentum lost by secondary were obtained as Δ m2= -1.67e-9M_{sun} yr^{-1}; Δj=1.36e+49 $g.cm^2s^{-1}$, respectively; where the masses of the components m1&~ m2 have been used from the Table 1 of Manzoori (2011).

Conclusios: The analysis of times of minina indicate three main causes of period variations in XZ And system. I- Mass Transfer, II-Light – time effect, and III- magnetic activity cycle.

References:

Blitzstein W., 1954, AJ 59, 251

Demircan O.,Akalin A.;Selam S., Derman

E.,andMuyesseroglu Z., (1995), A&ASuppl.Ser. 114,167

Dugan R.S., Wright F.W., 1939, Princeton Univ. Obs 19, 20

Kordylewska J., 1931, Acta A 2, 1

Lause F., 1934, AN 253, 403

Reinhardt M.W., 1967, AN 290, 19

Odinskaya O.K., Ustinov B.A., 1952, Per. Zvez. 8, 264

Schneller H., 1962, Mitt. Sternw. Ungar Acad. Wiss. No. 53

Todoran L., 1967, BAC 18, 328

XZ And A Semidetached Asychronous Binary

Davood Manzoori

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

ABSTRACT: In this work the light curve (LC) solution of XZ And was obtained using the PHOEBE program (version 0.31a). Absolute parameters of the stellar components were then determined, enabling us to discuss the structure and evolutionary status of the semidetached binary XZ And. The analysis indicates that the primary is a non-synchronous main sequence star (i.e. f1=2.88f2).

1- Introduction:

XZ And (BD 41°376) is a semidetached binary system with period 1.357d, V_{max}= 9.6 and its spectral type is A4 IV + G5 (see Giuricin 1980; Blitzstein, 1926, Reinhardt, 1967). Lause (1934, 1936). Kordylewska (1934) have observed the system visually.

The first photoelectric (unfiltered) LC was published by Blitzstein (1954) who assumed an orbital eccentricity of 0.1 to fit the LC to observations. Reinhardt (1967) observed the system in two-passband filters B &V, his analysis ruled out the eccentricity postulated by Blitzstein (i.e, i=0.11), but confirmed the occultation of the primary eclipse previously stated by the same author. Giuricin et al. (1980) reanalyzed the photoelectric data used by Blitzstein (1954) and Reinhardt (1967) using Wood's (1972) code. This new analysis gave appreciably different sets of the system's orbital and physical elements, previously obtained by the authors.

In this work we are going to analyze the LC of the system by using PHOEBE (version0.31a) code and hence determine elements of the system, through which we can specify its age and position on the H-R diagram.

2- Light Curve Analysis:

Over 10470 photometric data points of XZ And 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 from 400 to 700 nm (for details see Butters et al. 2010). The following ephemeris given by the Demircan et al. (1995), was used to convert all the data to phase-magnitude system.

Tmin I=2423977.191500)+1.3572855E

Then these data were analyzed (by the method described below).

Since the system was reported to be Algol-type binary (e.g. Giuricin 1980), therefore semidetached mode of the PHOEBE program with secondary filled Roche lobe was selected for LC analysis, but unfortunately the potentials (particularly secondary potential), despite

devoting enough time could not be adjusted to satisfactory values and the fitting was also

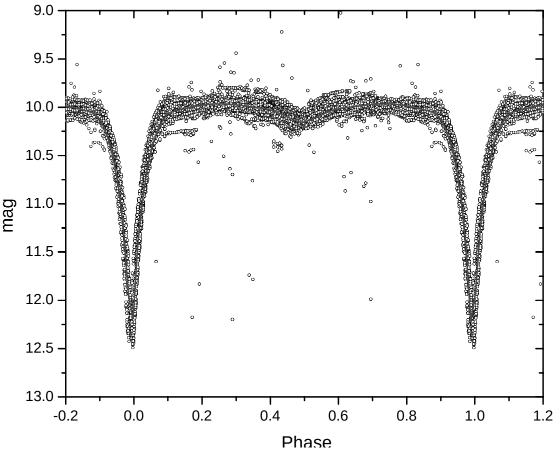


Fig.1- Observed (points) and synthetic light curve (continuous curve) of XZ And

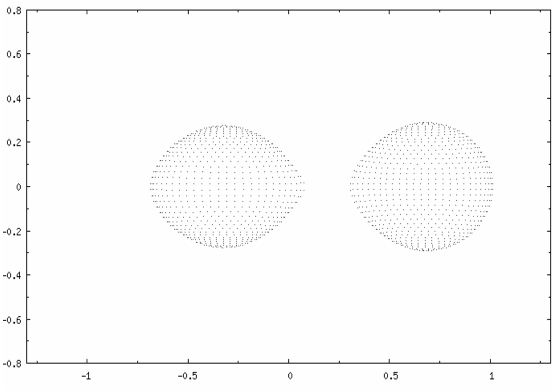


Fig. 2- Representation of Roche geometry of XZ And

poor (even by assuming spots either on individual component or both of the components simultaneously). Therefore the mode was changed to semidetached mode with primary filled its Roche lobe, in this mode the solution obtained for LC was fairly good with reasonably lower errors, but the fitting of synthetic curve to the observed data was not proper, without adjusting synchronicity parameter (f1) of the primary star (for description see section 3).

In this mode the luminosity of star 2 is computed from other parameters via Kurucz's (1993) atmosphere mode. For gravity darkening coefficients and bolometric albedos of the two components, the values were adopted in accordance to the spectral types A4 & G5. The limb darkening coefficients were interpolated from the Van Hamme (1993) limb darkening tables (for the relative abundance [M/H] =0.01). The other parameters, i.e., q, the mass ratio, **Ω**1, **Ω**2, the linear functions of true potentials of the primary and secondary components, respectively, i, the orbital inclination, e, the orbital eccentricity, T1, T2, effective temperatures of the primary and secondary components, respectively, and L1, the luminosity of primary component, were set as free. The free parameters were adjusted sequentially by trial and error method. The calculated parameters along with their respective statistical errors and the corresponding absolute dimensions are tabulated in Table 1, Columns 2 & 3 respectively. Also observed and synthetic LCs are displayed in Fig. 1.

3-Results and Discussions

3.1- Light curve: The Table 2 below provides a comparison of different parameter values obtained is this work with earlier investigators. The V-shaped of the primary minimum indicate that the primary eclipse is partial eclipse rather than total, and moreover the

Table 1- Results of light curve analysis using PHOEBE

Table 2: Comparison of various Parameters

program and absolute dimensions

Param	Values	Absolute Dimensions
q	0.492±0.002	M1/M =3.738
i (deg)	89.80±0.0.15	M2/M =1.771
T1(K)	9400±22	R1/R =2.932
T2(K)	5150±28	R2/R =2.920
Ω1	$5.024\pm6.360\times10^{-4}$	$M_{bol}2$=0.337
Ω2	2.848±0.007	$M_{bol}1$=2.960
$\frac{L1}{L1+L2}$	0.842±0.02	L1/L=12.752
$\frac{L2}{L1+L2}$	0.158	L2/L=2.395
f1	2.880±0.008	log(g)1=4.077
e	$0.001\pm5.490\times10^{-4}$	log(g)2=3.755

Obtained by different authors for

Param.	This paper	Blitzstein (1954)	Reinhardt (1967)	Giuricin et al. (1980)
q	0.497	-	-	0.40
r_1	0.322	0.327	0.30	0.285
r_2	0.321	0.338	0.31	0.310
Ω1	5.024			
Ω2	2.848			
T1(K)	9400			9550
T2(K)	5150			5460

pointed shape of the minimum indicate that the orbital inclination is near to 90° which is confirmed by the values obtained in this work and also by other investigators. A rather low eccentricity (0.001) estimated in this work is agreed with Giuricin et al. (1980) and Reinhrdt (1967). The mass ratio q= 0.472 obtained in this work is significantly higher than the only reported value by Giuricin et al. (1980) i.e.0.40.

3.2- Evolutionary status

In the Fig. 3 we have illustrated the evolutionary status of XZ And on the H-R diagrams, adopting the values given in Table 1. To draw these diagrams, we have computed the related stellar parameters of theoretical ZAMS for metallicity Z=0.01, using the theoretical isochrones calculator of Siess et al. (2000). Then the obtained values along with the respective quantities of XZ And are depicted in the Fig. 3. the diagrams indicate that the secondary is a little more evolved Main Sequence than the primary, but the primary is comparatively less evolved i.e. a Main Sequence (or a nearly Main Sequence) star.

Adopting the values given in Table 1 the absolute visual magnitude (Mv) of the primary may be calculated from the well known empirical relation:

$M_v=4.42\ log(P)+3.08(B-V)+0.1$

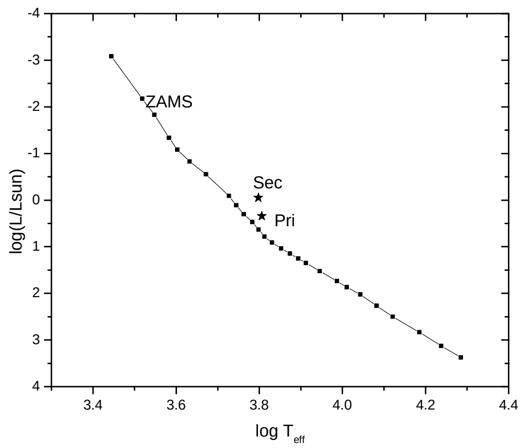
in the Fig. 4 we have illustrated the position of the UV Leo components on the theoretically calculated models of isochrones by Girardi et al. (2010) in the M_V versus color index B-V, (for metallicity Z= 0.008). From this diagram the age of the primary is estimated to be: *log*(age)> 8.6.

The mass transfer is due to the Roche lobe filling of the one or both components in a binary system. The more massive star expands during its evolution and at some moment fills up its Roche lobe. Then a rapid mass transfer takes place on the thermal time scale (Morton, 1960).

The rapid mass transfer stops when the thermal equilibrium of the mass losing star is restored. The mass ratio is then more than revered. If further evolution is such that the primary (which is now the less massive component still fills its Roche lobe we obtain a typical semidetached system (called also Algol like system).

The evolution of a close binary with a given mass depends on the initial separation of the two components, i.e. on the initial orbital period if the initial period in short enough (i.e. if the initial orbital separation is small enough) the primary will fill up the Roche lobe during the slow expansion connected with the hydrogen burning in the center.

Observations of semi detached systems show that while in some cases the primary fills its Roche lobe (e.g., Go Cyg) in other cases the secondary fills its Roche lobe (Yakut et al. 2005) Algol-type binary is a classical semidetached star whose less massive component fills its Roche lobe and transfers mass to the more massive component, accompanied with mass and angular momentum loss, some special phenomena such as the circumbinary accretion disk, the third body, the eclipsed X-ray flares, and oscillating light variations, are connected with Algols.



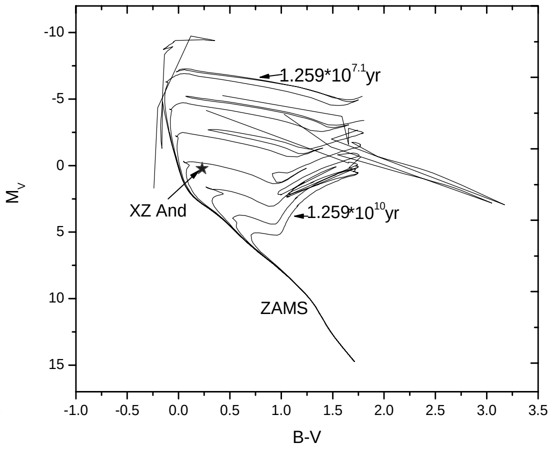


Fig 3- H-R diagram and positions of both components of XZ And

. Fig 4- Isochrones in M_{V} vs. B-V and positions of both components of XZ And.

Conclusions: The main conclusions are 1- The primary is filling its Roche lobe, 2- The primary rotates non- synchronously, 3- The age of the system is greater than $3.48\times10^{8.6}$ yr.

References:

Blitzstein W., 1954, AJ 59, 251

Dugan R.S., Wright F.W., 1939, Princeton Univ. Obs 19, 20

Giuricin G., Mardirossian F., Predolin F., 1980, A&A 30, 562

Odinskaya O.K., Ustinov B.A., 1952, Per. Zvez. 8, 264

Schneller H., 1962, Mitt. Sternw. Ungar Acad. Wiss. No. 53

Kordylewska J., 1931, Acta A 2, 1

Lause F., 1934, AN 253, 403

Leiner E., 1926, AN 228, 131

Reinhardt M.W., 1967, AN 290, 19

Todoran L., 1967, BAC 18, 328

تحلیل منحنی نوری ووضعیت تحولی سیستم دوتائی تماسی EP Anderomedae

داود منظوری

گروه فیزیک دانشکده علوم دانشگاه محقق اردبیلی- دانشگاه خ انتهای – اردبیل

چکیده

در این پژوهش منحنی نوری سیستم EP And در فیلتر استاندارد V با استفاده از نرم افزار فوب PHOEBE (نسخه 0/3 C) حل ومورد تحلیل قرار گرفته است. پارا متر های مطلق سیستم محاسبه وبا توجه به پارامترهای مطلق وضعیت تحولی آن بررسی شده است

Light curve analysis *Evolutionary Status* Contact Binary system Ep And

Department of Physics, University of mohaghrgh Ardabili

Davood Manzoori

Abstract : *In this work the light curve solution of EP And system was obtained using PHOEBE (version0.3c) program. Absolute dimensions of the system were then determined enabling us to discuss the structure and evolutionary status of the system.*

مقدمه: ستاره هاي دوتايي تماسي ستارگانی هستند که هر دو ستاره سطح رش خود را كاملاً پر (سرريز) كرده و تشكيل يك پوش مشترك از ماده را مي دهند، معمولاً از ستارگان رشته اصلي معمولي شكل مي گيرند.

لي و همكارانش[1,2,3] طي يك سري مقاله در سالها 2004-2005، ساختار و تحول ستارگان تماسي با جرم پايين را مورد بحث و بررسي قرار دادند. بررسي آنها دربرگيرنده موضوع از دست دادن تكانه زاويه و اسپيني و نيز عدم از دست دادن تكانه هاي مذكور بود ونيز با در نظر گرفتن اثرات انتقال انرژي و صرفنظر كردن از تابش گرانشي محاسبات آنها ادامه يافت.بعلاوه آنها مدلي نهايي را براي ستارگان W UMa ارائه نمودند، كه مطابق اين مدل در صورتيكه از دست دادن تكانة زاويه اي اسپيني مولفه ها در نظر گرفته نشود ستاره سير تحولي چرخه اي را حول وضعيت تماس لبه اي با مقياس زماني 6×10^{6} سال بدون از دست دادن تماس نشان مي داد. و در حالتي كه تكانه زاويه اي اسپيني منظور شود زمان تحول به 9×10^{6} سال مي رسد. بر طبق نظر اين مولفين به موازات پيشروي سير تحولي ستاره نسبت تكانة زاويه اي اسپيني هر دو مؤلفه به تكانه زاويه اي مداري سيستم بزرگتر مي شود طوريكه، سيستم نهايتاً ادغام شده و به يك تك ستاره با سرعت چرخش بالا تبديل مي گردد. و اين وضعيت اخير زماني رخ مي دهد كه، تكانة زاويه اي اسپيني دو مؤلفه به بيش از $\frac{1}{3}$ تكانه زاويه اي مداري برسد.

ادغام دو ستاره به يك ستاره اخيرآدرماه فوريه سال 2011 توسط تيلندا[4] و همكارانش براي سيستم V1309 Sco بطور مشاهداتي نيز گزارش شده است. بنابراين تحول چرخه اي بيان شده براي

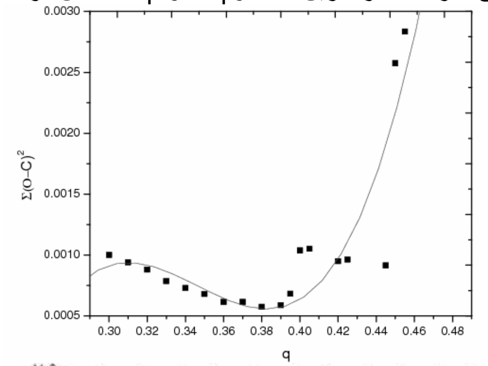
سيستمهاي تماسي نمي تواند تا ابد و هميشه ادامه يابد، بلكه فقط 7×10^{7} سال ادامه مي يابد، كه با نتايج مشاهدات خوشه پير NGC 188 حداقل شامل چهار سيستم W UMa توافق خوبي دارد.

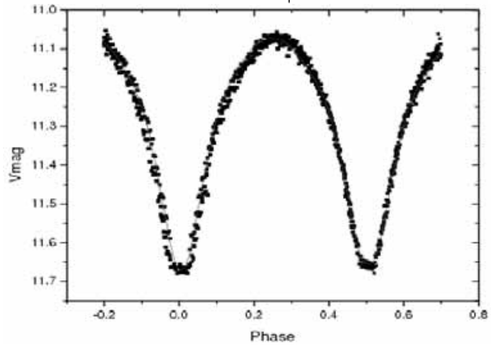
معرفی سیستم EP And : سیستم دوتایی تماس گرفتی **EP And** با پریود مداری 0/404 d و V_{max} =11/45 در سال 1955 توسط استروما یرو همکاران[5] کشف شد و ماهیت گرفتی آن در سال 1960 توسط فیلاتو [6] یافته شد.به نظر می رسد اولین منحنی نوری فتوالکتریک سیستم توسط پرای بولا وهمکاران[7] در سال 2001 منتشر شد. اولین بار کوئیان و یوان [8] دوره تناوب مداری این سیستم را همراه چند دوتایی دیگر مورد مطالعه قرار دادند و افزایش پریودی با آهنگ $dP/dt=(1.17)\times10^{-7}$ d/yr بدست آوردند،

تحلیل منحنی نوری ومدل سازی لک

داده های نورسنجی فتوالکتریک این سیستم دوتایی در فیلتر V را از سایت انجمن رصد گران ستارگان متغییرآمریکا (AAVSO) گردآوری وسپس بکمک افمری (ephemeris) بشرح زیر T_{Min}= 2,442,638.5109+0.40411057E (1) که در سال 1985 توسط خولیف در کاتالوگ عمومی ستارگان متغییر منتشر شده است ، به سیستم قدر- فاز تبدیل گردیده اند.

منحنی های نوری سیستم درفیلتر استاندارد V جانسون با کاربرد برنامه PHOEBE [9]آنالیز شده اند . در این آنالیز مد over contact این برنامه که مخصوص سیستمهای W UMa است بکار گرفته شده است. نظر به اینکه نسبت جرم همدمها q به درستی معلوم نبود ابتدا برنامه برای نسبت جرم به تنهائی اجرا شد تااز طریق جستجو q حدود q مشخص گردد.





شکل 1– نمودارΣ بر حسب q نسبت جرم جهت شکل 2– مقایسه منحنی نوری رصدی (مربعهاي پر)ومنحنی
تخمین بهترین مقدار q برایEP And نوری نظري
(خط ممتد)برای سیستم EP And

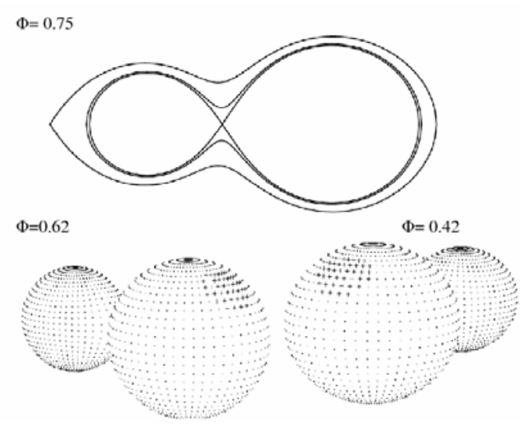
کیمیت	مقدار محاسبه شده	خطاي
T1	6400	±154
T2	6280	±151
Potential 1(Ω_1) = Potential 2(Ω_2)	2/626	±./003
q=m2/m1	0/395	±0/001
i	81/45	0/050
$(L_1/L_1+L_2)_v$	0/712	0/01
$L_2/(L_1+L_2)_v$	0/288	
r_1(pole)	0/442	
r_1(side)	0/473	
r_1(back)	0/503	
r_2(pole)	0/290	
r_2(side)	0/303	
r_2(back)	0/342	
fill out	%17/4	

نتایج این مرحله در نمودار 1 ترسیم گردیده است. همانطور **که از نمودار** مشخص است حدود q در بین0/40 -0/37 (یعنی مینیمم منحنی واریانس q) قراردارد. هنگام محاسبات برنامه کامپیوتری فوق الذکر بعضی از پارامتری سیستم ثابت در نظر گرفته شده اند که این پارامترها به همراه منابع مربوط در جدول 1 ذکر گردیده اند . پارامتری دیگر که عبارتند از :

$q, \Omega_1, i, T_1, T_2, L_1$ پارامترهای آزاد (متغییر) در نظر گرفته شده اند. در مد over contact تابندگی همدم ثانویه از طریق رابطه پلانک T2 مرتبط و قابل تغییر نمی باشد . اما پارامترهای آزاد ذکر شده آنقدر تغییر داده شده و برنامه اجرا شد تا خطا ها به مقادیری پایینتر از تصحیح داده شده توسط برنامه رسید. هم چنین با توجه به مقالاتی که به محاسبه پارامترهايي براي ستارگانی از نوع EW پرداخته اند (بخش مراجع) مقادیر زیر را براي ضریب انعکاس Albedo=0.5, وتاریکی گرانشی Gravity darkening =0.32, در نظرگفته شده اند. برای فیت کردن کامل ودقیق منحنی نوری محاسبه شده به داده های تجربی لازم بود یک لک تیره با مشخصاتی که در جدول 2 ذکر شده ومحل آن نیز در شکل

3با نقط تیره تر نسبت به سایر نقاط مشخص گردیده است بروی مولفه اولیه در نظر گرفته شود.پارامترهای محاسبه شده از طریق برنامه PHOEBE در جدول 1 ذکر شده اند و منحنیهای نوری نقاط تجربی و منحنی نظری برازش شده در شکل2 ترسیم شده اند

جدول1 - نتایج حاصل از آنالیز منحنیهاي جدول2- پارامترهای تعیین شده مربوط نوري در فیلترV برای سیستمEP And به لک تیره بر روی همدم اولیه



شکل 3- نمایش وضعییت سطوح همپتانسیل رش (رش لبها بالا)ولک تیره در روی همدم اولیه براي دوتا ئي EP And

Star	Long (deg)	Colatit (deg)	Size (deg)	Temp factor
1	47.00	180.00	20.00	0.95
Star	Long (deg)	Colatit (deg)	Size (deg)	Temp factor
1	47.00	180.00	20.00	0.95

نتايج وبحث

حل منحني نوزي و برازش به نقاط تجربي در مُد W UMa برنامه فوب (PHOEBE) انجام گرفت. حل منحني نوري (كه در بخش قبلی شرح داده شد) نشان مي دهد كه

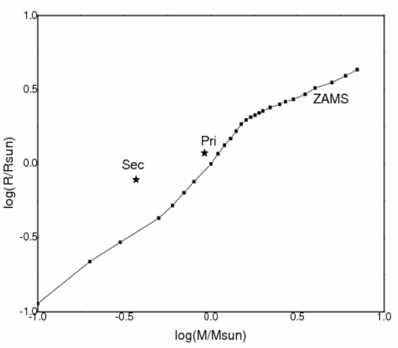
سيستم EPAnd سيستمي با تماس سطحي با ضريب پرشدگي ($f = \frac{\Omega_{in}-\Omega}{\Omega_{in}-\Omega_{out}}$) = 17% مي باشد، و به نظر مي رسد

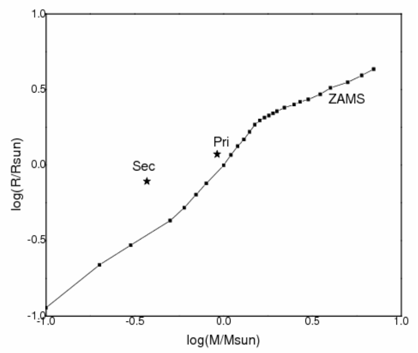
اين سيستم دوتايي است، با تماسي لبه اي استMarginalycontact) پراكندگي در نقاط تجربي را نشان مي دهد كه احتمالاً به علت وجود لك تيره بر روي همدم اوليه باشد. ضمناً اثر أكانلي اندك به اندازه 0/027≈ احتمالاً وجود دارد.

نسبت جرم q=0/395±0/001 بدست آمده براي اين سيستم در اين پروژه با آنچه كه پري بولا در سال (2001) گزارش كرده (0/34) متفاوت است. با وجود تماس لبه اي سيستم، اختلاف دمايي ΔT=120 بين همدمها اندك است. اين بدين معني است كه ردة طيفي دو مؤلفه به هم نزديك است.

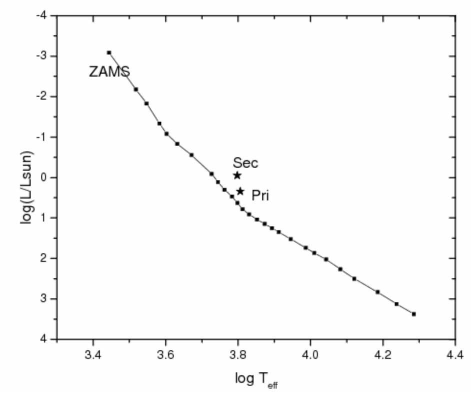
وضعيت تحولي:

در شكلهاي 4-6 وضعيت تحولي سيستم EP And نمايش داده شده است.شكلهاي مذكور به ترتيب منحنيهاي جرم – شعاع، جرم – تابندگي، و نمودار H-R را كه بر روي آنها مؤلفه هاي EP And با علامت (*) و با توجه به مقادير بدست آمده در اين پروژه يعني مقادير جدول 2 مشخص شده اند. براي رسم شكلهاي 8-10، ابتدا ايزوكرانها نظري (Isochrones) براي رشته اصلي با فراواني (متاليستي Z=0.02) با استفاده از روش زايس و همكاران [10]ترسيم. سپس مقادير سيستم EP And بر روي آنها ترسيم شده اند. هر سه شكلها نشان مي دهند كه همدم ثانويه سيستم نسبت به همدم اوليه ستاره اي رشته اصلي تحول يافته تري مي باشد. اما همدم





شکل4 – نمودار جرم -شعاع وموقعیت شکل 5 – نمودار جرم تابندگی وموقعیت مولفه های(*)EP And مولفه
های(*)EP And



اولیه ستاره رشته اصلي بوده و نسبت به همدم ثانویه کمتر تحول یافته است.

مرجع‌ها:

[1] Li, L., Han, Z., Zhang, F., 2004a, MNRAS ,351 137

[2]Li, L., Han, Z., Zhang, F., 2004b, MNRAS, 355,

[3]Li, L., Han, Z., Zhang, F., 2005, MNRAS, 360, 272

[4]. Tylenda, R., Hajduk, M., Kaminski, T., Udalski, A., Soszynski, I., Szymanski, M. K., Kubiak, M Pietrzynski,G., Poleski, R., Wyrzykowski, L., \& Ulaczyk, K., 2011 A \& A, 528, 114

[5]Strohmeier, W., Geyer, E., Kippenhahn, R., 1955, Kleine Veroff entlichugen der remis sternwate No. 11, Bamberg.

[6] Filatov, G. S., 1960, ATsir, 215, 20 K. [5]Strohmeier, W., Geyer, E., Kippenhahn, R., 1955, Kleine Veroff entlichugen der remis sternwate No. 11, Bamberg.

[7]. Pribulla, T., Vanko, M., and Parimucha, S., 2001, IBVS, 5184

[8]. Qian, S., and Ma, Y., 2001, PASP, 113, 754
[9]. Prsa, A., Guinan, E. F., Devinney, E. J., De [10]Siess L., Dufour E., Forestini M., 2000, A\&A, 358,593.

استخراج چگالی عددی کهکشانها از داده های GaBoDs به روش KSB

سارا فضل الله پور[۱]، طهورث تولیت کاشانی[۲]، سپهر اربابی بیدگلی[۳]

[۱]گروه فیزیک، دانشگاه آزاد ،تهران

[۲]گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی، مشهد

[۳]رصدخانه ملی ایران، پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

گروه تحقیقاتی GaBoDs با تصویر برداری منطقه ای از آسمان به وسعت مربع ۳٤ دقیقه قوسی با استفاده از تلسکوپ ۲,۲ متری در La Silla سعی در بررسی و مشاهده پدیده همگرایی گرانشی ضعیف دارد. رصد حجم بالای کهکشانهااز جمله کهکشانهای کم نور از اهداف اصلی این پروژه می باشد. در اینجا با به دست آوردن تابع نقطه-پخش ستارگان و برازش آن برروی ستارگان و با اثر دادن این تابع برروی کهکشانها،پخشیدگی تصاویر کهکشانها را اصلاح می کنیم. تصحیح اثر نقطه-پخش و انتخاب کهکشانها به کمک روش KSB انجام می گیرد و نتایج به دست آمده از محاسبه میدان چگالی آماده مطالعات آماری تشکیل ساختارها به روش BOND است.

Extraction of the number density of galaxies in the GaBoDs data using the KSB method

S. Fazlollah Pour[1], T. Toliat Kashani[2], S. Arbabi Bidgoli[3]

[1] Department of Physics, Islamic Azad University, Tehran
[2] Department of Physics, Ferdowsi, Mashhad
[3]Iranian National Observatory, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

The GABODS collaboration has compiled an imaging survey of the size 34 arc minutes, using the 2,2 m telescope at La Silla, with the aim of analyzing this data for weak lensing. One strategy of this survey was to observe a large number of faint galaxies. Here we obtain the point spread function of the images by fitting the stars and apply it to correct the images of the galaxies. This analysis is performed according to the method of KSB. The obtained mass map is ready for further detailed statistical studies, such as the method of Bond et al. 1991.

مقدمه

از اوایل قرن هفدهم که نظریه ذره گون بودن نور و انحراف پرتوهای نوری تحت میدان های گرانشی توسط نیوتن مطرح شد ، و تا اوایل قرن نوزدهم که زاویه انحراف این دسته پرتو ها توسط اینشتین محاسبه شد هنوز اهمیت این پدیده طبیعی به درستی شناخته نشده بود تا اینکه در مشاهده اولین اختروش و تصاویر چندگانه حاصل از پدیده همگرایی در سالهای ۱۹۶۳ و ۱۹۷۹ افق های وسیعی را تا نقاط دور دست به روی بشر گشود و تا کنون مطالعات زیادی توسط گروه های مختلفی انجام شده است از جمله گروه GaBoDs که داده های تحلیلی ما توسط این گروه کاهش یافته است. برای مطالعات همگرایی گرانشی ضعیف میدانهایی در نظر گرفته می شوند که ناظر،

عدسی و چشمه در فاصله ای از یکدیگر باشند که بتوان معادلات اینیشتین را خطی در نظر گرفت [1].

مهمترین نکته در بررسی و مطالعات همگرایی گرانشی، رصد حجم بالایی از کهکشانهاست. برای این منظور باید بتوانیم کهکشانهای بسیار کم نور و کهکشانهایی را هم که در فواصل بسیار دور از ما قرار دارند را رصد کنیم. بهترین فیلتر برای مطالعات همگرایی گرانشی ضعیف باند نوری یا محدوده‌ای نزدیک به IR است .در این مرحله ما تصاویر فرا ژرفی را که در باندهای V,B,U, ,R وI و در مقیاسی برابر ۳٤ درجه مربع در میدان DEEP1Aتوسط تلسکوپ ۲,۲ متری لاسیا رصد شده است در نظر گرفته ایم. برای بررسی و تحلیل تصاویراز نرم افزار (SE) SExtractor استفاده شده است. ساخت کاتالوگ را می‌توان به سه مرحله تقسیم کرد : آشکارسازی اجرام ، محاسبه‌ی کمیت‌های اولیه‌ی همگرایی و در آخر فیلتر کردن نهایی کاتالوگ . در تمام این مراحل روشنایی و درخشندگی کهکشانهای لنز شده برای ما مهم نیستند و نکته‌ی پر اهمیت برای ما در محاسبات شکل کهکشانهای لنز شده است. مرز پیکسل های در نظرگرفته شده برای پذیرش نقاط روشن به عنوان اجرام ؛ یعنی DETECT_MINAREA و DETECT_THRESH به ترتیب برابر است با ٥ و ۲,٥ . مرحله بعدی فیلتر گذاری ، حذف اجرام با flagبزرگتر از ٤ است. درمرحله بعد محاسبات مربوط به پارامترهای همگرایی انجام می شود که ما در اینجا از روش KSB برای محاسبات خود استفاده می‌کنیم .این مرحله شامل تصحیحات تابع نقطه – پخش و محاسبات مجدد است که در اینجا برای به دست آوردن اولین مؤلفه های روشنایی از مختصات‌هایی استفاده مشود که SE به دست می‌آورد.[2]

داده‌های واقعی که برای همگرایی ضعیف استفاده می‌شود توسط CCD ها به دست می‌آیند که در مراحل تصویر برداری یک سری ایرادات نیز به تصاویر وارد می‌شود. بررسی بیضویت‌های تصاویر را می‌توان به چهار دسته تقسیم کرد : کاهش داده‌ها ، آشکار سازی تصاویر ، تعیین شکل تصاویر ، و اصلاح تابع نقطه – پخش. کاهش داده شامل مراحل حذف بایاس ، میدان‌های فلت ، حذف پرتوهای کیهانی و همچنین پیکسل‌های خراب می‌شود.برای رسیدن به اهداف بعدی داشتن چندین تصویر از یک میدان مشخص با کمی جابجایی در موقعیت تصاویر ضروری خواهد بود.همچنین با مد نظر داشتن خطاهای تلسکوپ و ابزارها می‌توان با ترکیب تمام تصاویر و ساخت یک تصویر به بررسی شکل و موقعیت اجرام و ستاره‌ها پرداخت.

قدم بعدی بعد از سوار کردن تصاویر بر روی هم ، آشکار سازی کهکشانها و اندازه گیری شکل آنها می‌باشد . از آنجا که تصاویر کهکشانها بر روی عکس جدا از هم نیستند و حتی در بعضی قسمتها با هم همپوشانی دار ند جدا سازی آنها از هم مشکل می‌شود. و باز از آنجا که در همگرایی ضعیف به تعداد بسیار زیاد تصاویر کهکشانها نیازمندیم به وفور با چنین حالتهای همپوشی نیز برخورد خواهیم کرد.سوالی که این جا مطرح می‌شود این است که تصویر مشاهده شده آیا تصویر یک کهکشان تنها است یا ترکیبی از تصویر کهکشانها است؟ همچنین شکلی که برای این حالت به دست می‌آید نیز متفاوت خواهد بود. دومین مشکل وجود نویز ها در تصاویر است که ناشی از وجود تعداد محدودی از فوتون ها در هر پیکسلی است ، یا خطاهای ذاتی خود CCD ها باعث اختلالاتی در تصاویرمی-

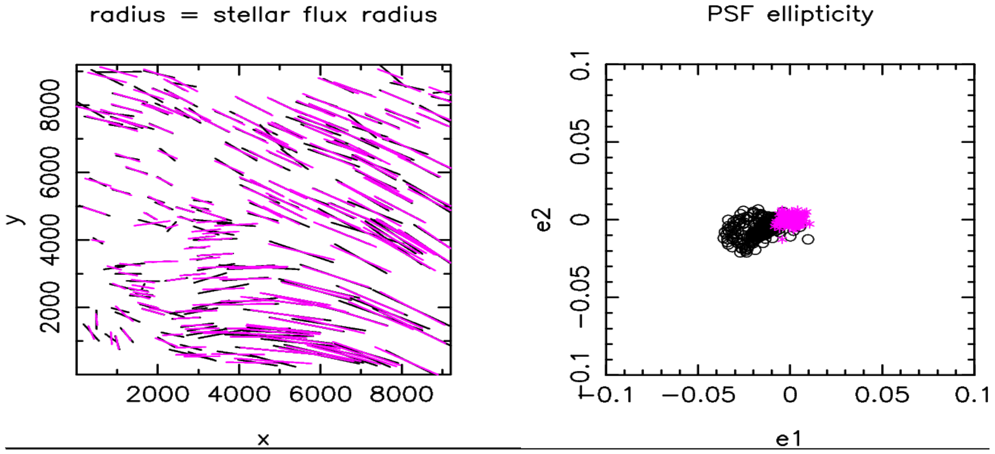
شود. بنابراین افزایش شمارش‌های محلی اجرام باید به دو بخش؛ رصد عمده منابع و مرز ثابت خطاها که باعث کاهش تعداد تصاویر کهکشانها می شود ، تقسیم کرد. سومین مشکل جداسازی و تشخیص تصویر کهکشانها از ستاره ها است.

برای آشکار سازی اجرام، از الگوریتم ارائه شده توسط کایزر, استفاده می شود . که ساختار آن بر اساس ترکیب تصاویر CCD با شکلی دو بعدی به نام کلاه مکزیکی است که در آن تابعی با پهنای متغییر θ_s تعریف می شود. برای هر θ_s ای می‌توان یک منحنی شدت یکنواختی رسم کرد . بیشینه مقادیر ، منحنی‌های سه بعدی در فضا محدود به θ_s و $\vec{\theta}$ را نشان می‌دهند. تمام تصاویری که بر روی این منحنی منطبق می شوند جزو منابع آشکار شده در تصاویر هستند با موقعیت مکانی $\vec{\theta}$ و پهنایی به اندازه‌ی θ_s .

تصحیحات تابع نقطه- پخش PSF

یکی دیگر از مشکلاتی که به هنگام تعیین برش با آن مواجه می‌شویم دید جو است.متناسب با آشفتگی‌های ایجاد شده در جو ، چشمه نقطه‌ای از روی زمین به شکل تصویری پخش شده و گسترده مشاهده می‌شود. از آنجا که در همگرایی ضعیف به داشتن چگالی عددی بسیار بالایی از تصاویر کهکشانها، حتی کهکشانهای کم نور نیازمندیم رفع این مشکل یکی از مهمترین جنبه‌های کاری است چرا که اندازه زاویه ای کهکشانهای کم نور ، کمتر از ۱ ثانیه قوسی باعث از بین رفتن تصاویر می‌شود. برای به دست آوردن میزان *PSF* ستاره ها از کد اجرایی FindStars.f90 استفاده می‌کنیم .انتخاب ستاره‌ها از رشته‌ی اصلی به کمک نمودارهای FWHM-MAG و FLUXRadius-MAG که تحت برنامه‌ی PGPLOT رسم می‌شوند،انجام میگیرد..با انتخاب ستاره‌ها بر اساس اندازه و قدرشان در خروجی خواهیم داشت

FindStars Size/Mag selection		
	Min	Max
Flux radius	2.265732	2.373002
FWHM	3.073770	4.038090
Magnitude	16.14196	17.01952
Total Star Count	266	



نتـــایج نشـــان مـــی دهنـــد کـــه بـــا اســـتفاده از اجـــرای کـــد PSFFIT.f90 و الگـــوریتم ارائـــه شـــده در روش KSB مـــی تـــوان چنـــد جملـــه‌ای مربـــوط بـــه تصـــحیح تـــابع نقطـــه – پخـــش تصـــاویر را پیـــدا کنـــیم و در خروجـــی لیســـتی از بیضـــویت‌هـــای اصـــلاح شـــده داشـــته باشـــیم . گـــام بعـــدی اعمـــال ایـــن تـــابع وزنـــی بـــر روی کهکشـــانها اســـت ، در ایـــن مرحلـــه بـــا اجـــرای کـــد Galaxy_correct.f90 کـــه شـــامل الگـــوریتم تصـــحیح مـــی‌باشـــد مـــی تـــوانیم تعریـــف نســـبتاً دقیقـــی از بـــرش اولیـــه کهکشـــانها داشـــته باشـــیم. میـــانگین مؤلفـــه‌هـــای بـــرش برابر می‌شود با :

Average shear	Average shear1	Average shear 2
	-4.2333221E-03	2.699716E-02

و در نهایـــت بـــه کمـــک کـــد Galaxy-selection.90 مـــی تـــوانیم درســـتی نتـــایج بـــه دســـت آمـــده را بررســـی کـــرده و تعـــداد کـــل کهکشـــانها (27386/1156=24 galaxies/sqrcmin) را بـــه دســـت آوریم.

بررسی خواص آماری میدان های چگالی

یکـــی از روش هـــای مهـــم بررســـی رونـــد تشـــکیل ســـاختار و تحـــول تـــابع توزیـــع جـــرم ســـاختارهایی نظیـــر کهکشـــانها و خوشـــه هـــای کهکشـــانی ، اســـتفاده از میـــدان هـــای گاوســـی اســـت. در ایـــن روش تشـــکیل ســـاختار ابتـــدا بـــه صـــورت پدیـــده ای کـــاملا تصـــادفی مطالعـــه مـــی شـــود کـــه در آن افـــت و خیزهـــای چگـــالی در مقیـــاس هـــای طـــولی متفـــاوت میـــانگین گیـــری و بـــه اصـــطلاح نـــرم مـــی شـــود و از ایـــن طریـــق تحـــول زمـــانی میـــدان چگـــالی شـــبیه ســـازی مـــی شـــود *[3]* گـــام بعـــدی ایـــن نـــوع شـــبیه ســـازی در نظـــر گـــرفتن انحـــراف افـــت و خیزهای میدان چگالی اولیه از حالت مطالعه شده است . *[4]*

در ایـــن جـــا قصـــد داریـــم بـــا اســـتفاده از ایـــن روش در میـــدان چگـــالی *GaBoDs* کـــه از انـــدازه گیـــری واقعـــی بـــه دســـت آمـــده رونـــد تشـــکیل ســـاختار را مطالعـــه مـــی کنـــیم و تفـــاوت آن را بـــا شـــبیه ســـازی هـــای آمـــاری بسنجیم

سپاسگزارم از دکتر کاترین هیمنز و دکتر ون لوک وربکه که کدهای KSB را در اختیارمان گذاشتند .

مرجع‌ها

[1] Matthias Bartelmann and Peter Schneider, arxiv: astro-ph/9912508v1 23 Dec 1999

[2] IX.sample of 158 shear-selected mass concentration candidates, DOI: 10.1051/0004-6361:20065955

[3] *Bond J. R., Cole S., Efstathiou G., Kaiser N., 1991, ApJ, 379, 440.*

[4] *Sheth, R.K., van de Weygaert, R, 2004, MNRAS, 350, 517*