

# ۲۷ دومین همایش نجوم و اخترفیزیک

دانشگاه شهید چمران اهواز

۱۳۸۸ و ۱۰ دی

به مناسبت سال جهانی نجوم



مقاله نامه

دومین همایش نجوم و اختر فیزیک

دانشگاه شهید چمران اهواز

۱۳۸۸ و ۱۰ دی

دانشگاه شهید چمران اهواز

## اعضای کمیته علمی همایش:

- دکتر غلامحسین بردار (دانشگاه شیراز)
- دکتر نعمت‌اله ریاضی (دانشگاه شیراز)
- دکتر حبیب‌اله عصاره (دانشگاه شهید چمران اهواز) دبیر کمیته
- دکتر جمشید قنبری (دانشگاه فردوسی مشهد)

## حامیان:

- سازمان آب و برق خوزستان
- دانشگاه علوم و فنون دریایی خرمشهر
- سازمان مدیریت و برنامه‌ریزی خوزستان
- سازمان هواسناسی اهواز
- شرکت سهامی مخابرات خوزستان
- شهرداری اهواز
- شرکت ماشین اسپر - دزفول
- شرکت ملی حفاری ایران
- شرکت ملی مناطق نفت خیز جنوب

در این همایش که در روزهای ۹ و ۱۰ دیماه ۱۳۸۸ در سال جهانی نجوم (۲۰۰۹) در دانشگاه شهید چمران اهواز برگزار گردید، جمعاً تعداد ۶۰ مقاله دریافت شد. از آنها ۴ مورد سخنرانی عمومی، ۲۷ مورد بصورت شفاهی ارائه و ۲۰ مورد بصورت پوستر در کمیته علمی همایش انتخاب گردید.

حبيب الله عصاره

دبير علمي و اجرائي همایش نجوم و اختريفیزیک

دانشگاه شهید چمران اهواز

## فهرست مقالات

### سخنرانی‌ها

فیزیک چرخه‌ی فعالیت خورشیدی (بهترین سناریو)

۱..... عجب شیری زاده علی

معادله حالت سیال کیهانی

۲..... ریاضی نعمت‌الله

ساختار ستاره نوترونی داغ با قلب کوارکی

۳..... بزدی‌زاده طبیه؛ بردار غلام‌حسین

گزارش پیشرفت طرح رصدخانه ملی ایران

۹..... خسروشاهی حبیب

### مقالات ارائه شده بصورت شفاهی

۱. تفکیک جرمی پرتوهای کیهانی و تاثیر مدل‌های برهم کنش هادرونی انرژی‌های بالا در تعیین ترکیب جرمی

۱۰..... رستگارزاده، گوهر؛ موسوی، سیده زینب

۲. مطالعه مشخصه‌های طیف فوتونهای چرنکوف و کاربرد آن در نجوم گاما

۱۴..... رستگارزاده، گوهر؛ مهدوی، مرجان

۴. طراحی و ساخت بزرگترین ساعت خورشیدی حلقوی کشور

۱۷..... ذبیحین پور، سید محمد

۶. نوسانات لوله‌های تاج خورشید با کمک تکنیک ریلی-ریتز

۲۲..... نرگس فتحعلیان حسین صفری سعدالله نصیری

۷. بررسی نوسانات ایستاده‌ی آرام در لوله‌های لایه‌بندی شده‌ی تاج خورشید با بنای کم

۲۷..... جباری، سارا؛ صفری، حسین

## ۱۵. شبیه سازی سه بعدی مگنتو هیدرودینامیک MHD

فرهنگ؛ امین؛ عصاره، حبیب الله.....	۳۲
۱۶. محاسبه جرم گروه محلی با استفاده از تخمین $R_0$	
دانشور پور مریم؛ عصاره، حبیب الله.....	۳۷
۲۰. اثر جذب تشدید در لوله های مغناطیسی پیچشی	
کرمی کیومرث؛ بهاری کرم.....	۴۱
۲۲. سیال مغناطیسی برافزايشی اطراف جسم فشرده‌ی آرام چرخان با الگوی میدان مغناطیسی دوقطبی شفاقیان، محبوبه؛ قنبری، جمشید.....	۴۶
۲۳. مدلی از گرانش متریکی ( $R(f)$ ) در توجیه ماده‌ی تاریک در کهکشانهای مارپیچی صفاری رضا؛ عسگری سلمان.....	۵۱
۲۴. تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی EROS 1066 در کهکشان ابر ماژلانی بزرگ (LMC) محمدی صدیقه، عابدی عباس.....	۵۵
۲۵. ویژگی‌های کوتوله‌های سفید در ارتباط با گازهای الکترونی تبه‌گن در فضای فاز گسترش یافته غلامی، روح الله؛ نصیری قیداری، سعدالله.....	۶۰
۲۹. شبیه سازی نشر میزراز سحابی‌های سیاره نما به روش مونت کارلو نژاداصغر، محسن؛ خصالی، علیرضا؛ الیاسی، محبوبه.....	۶۷
۳۰. تولید میزرهای میان ستاره‌ای در اثر جنبش الکترون‌های آزاد با وجود دانه‌ها نژاداصغر، محسن؛ خصالی، علیرضا؛ خسروی، آذر.....	۷۲
۳۱. ارزیابی مدل تعديل یافته نیوتونی با استفاده از اثر میدان خارجی ملک جانی، محمد.....	۷۷
۳۲. آشکار سازی منابع اخترفیزیکی پرتو ایکس با استفاده از CCD نجم زاده، سارا؛ خدام محمدی، عبدالحسین.....	۸۱
۳۳. معرفی بر شناسایی نقاط درخشان مغناطیسی در شید سپهر خورشید ضیائی، شروین؛ صفری، حسین.....	۸۷

۳۶. مطالعه ویژگی های پارامترهای بهمن های هوایی با $E > 10^{19} \text{ eV}$ در تخمین ترکیبات جرمی آنها	۹۱
سومندر سمیه؛ فاطمی سید جلیل الدین؛ رضوی راضیه	
۳۷. تاثیر پارامترهای هواشناسی بر رویت پذیری هلال ماههای قمری	۹۵
قنبی، جمشید؛ کریمیان، مریم؛ بابائیان، ایمان؛ مطیعی، مهدی	
۳۹. بررسی حرکت مداری با در نظر گرفتن تصحیحات گرانشی	۱۰۰
هاشمی رباب؛ صفاری رضا	
<b>۴. مطالعه ساختار یونیدگی سحابی سیاره نمای Abell39</b>	۱۰۶
قنبی، جمشید؛ حسابی، سعیده	
۴۵. فعالیت خورشید و آب و هوا	۱۱۱
عجب شیری زاده علی؛ مهروانی بهروز مسعود	
۴۶. محاسبه پارامترهای فیزیکی اصلی باد خورشیدی در هلیوسفر رصدی	۱۱۵
عجب شیری زاده، علی؛ ترابی، آیدا	
۵۳. نظریه غلاف در پلاسماهای غباری اخترفیزیکی	۱۲۱
امیر محمد احدی	
۵۴. بازشناسی زیج بهادرخانی	۱۲۵
سید حجت الحق حسینی	
۵۷. آشکارسازی مدهای نوسانی خطی خورشید (g مدها)	۱۲۸
همایونی، یاسمین؛ عجبشیری زاده، علی	
۶۰. مدولاسیون پریود مداری در سیستم UV Leo	۱۳۶
داود منظوری	

## مقالات ارائه شده بصورت پوستر

۳. محاسبه آهنگ زمانی تغییرات جدید دوره تناوب سیستم دوتایی گرفته GO CYGNUS ..... ذبیحین پور ، سید محمد ..... ۱۴۲
۸. ردبایی موج ای آی تی و تاریکی ..... علیپورراد، نسیبه ؛ دکتر صفری، حسین ..... ۱۴۸
۱۰. ارائه‌ی الگویی برای سرعت انبساط گاز در سحابی سیاره‌نمای IC4593 ..... قنبری، جمشید؛ آرین‌راد، سمية ..... ۱۵۲
۱۱. بخش بندی تصاویر فرابنفش تاج خورشید ..... امیرخانلو، فاطمه؛ فتحعلیان، نرگس؛ صفری ، حسین؛ علی امیری ..... ۱۵۷
۱۷. الگوریتم شبیه سازی خوشه های ستاره ای برمبنای واهلش ستاره ها به روش مونته کارلو ..... هادیان پور حسین ؛ عصاره حبیب الله ..... ۱۶۱
۱۸. مطالعه الکترون ها در جو مشتری با استفاده از همخوانی شار DIM مشتری و شار F10.7 خورشیدی ..... داوری، مسیحا؛ عصاره، حبیب الله ..... ۱۶۵
۱۹. دسته بندی شواره های خورشیدی بر اساس تشعشعات نوع II و CME ..... توحیدی، نفیسه؛ عصاره، حبیب الله ..... ۱۶۸
۲۱. تناظر مدل انرژی تاریک ایجگرافیک جدید با مدل های میدان اسکالر در عالم غیر تخت کیومرت کرمی، محمد سعید خالدیان، فرشته فعله‌گری، زهره آذرمنی ..... ۱۷۲
۲۶. جواب self-similer برای انبساط پلاسماهای فضایی در خلاء ..... شکوهی رضا ..... ۱۷۶
۲۸. نوسان حلقه های تاج خورشید با مدل میدان مغناطیسی دو قطبی ..... خشکرودی، آزاده ؛ صفری، حسین؛ جباری، سارا ..... ۱۸۲
۳۴. تابع توزیع تکانه نوترونها در ماده نوترونی .....

۱۸۷.....	احمد رجبی.....
۱۹۱.....	۳۵. اثر هدایت گرمایی بر روی قرصهای برافزايشی در حضور میدان چنبره ای: بررسی صحت جواب های خود مشابهی عباسی شهرام ، عابد زیدی منیره.....
۱۹۷.....	۳۸. کترل گیرنده رادیو تلسکوپ جهت تنظیم آن در جهت مطلوب (Sistem Go to)
۲۰۴.....	۴۳. اصل عدم قطعیت در آگاهی کیهانی عصاره، محمدحسین.....
۲۰۸.....	۴۴. حل خود مشابهی قرص های خودگرانشی پهن رفت غالب در حضور میدان مغناطیسی چنبره ای عباسی ، شهرام؛ مصلی نژاد ، امین.....
۲۱۱.....	۵۱. جداسازی ریخت‌شناختی ستاره از کهکشان در داده‌های SDSS DR7 با استفاده از شبکه‌های عصبی خودسازمان (SOM) صداقت کیش، آروین.....
۲۱۵.....	۵۵. تخمین تابش خورشیدی در استان کهگیلویه و بویراحمد سروش فر صاحب؛ عصاره حبیب الله؛ قاری امین.....
۲۱۹.....	۵۶. طراحی و ساخت رادیوتلسکوپ های آتنی و دیشی افخاری ، بابک ؟ مربوطی مرجان.....
۲۲۳.....	۵۸. ارائه یک مدل ریاضی برای نمایش طول روز و شب در طول سال بصیرزاده هادی ؛ عصاره حبیب الله.....
۲۲۷.....	۵۹. چگونگی طراحی و ساخت صفحه میزان عنکبوت در اسٹرلاپ اسدالله صفائی.....

# Physics of the solar cycle (Best Scenario)

*Ali Ajabshirizadeh<sup>(1,2)</sup>*

(1) The University of Tabriz, Faculty of Physics, Dept. of Theoretical & Astrophysics, Tabriz Iran.

(2) Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha (RIAAM), Maragha, Iran.

## ABSTRACT :

Most plausible and best scenario for the genesis of the solar cycle and activity phenomenon is as follows :

The sun is pervaded by the large-scale poloidal and the toroidal magnetic field structure (both of which may be of primordial origin).

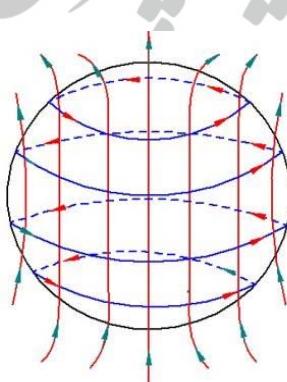
Any perturbations near the center travel along and perpendicular to poloidal field structure and in turn perturb the toroidal field structure

Perturbations first reach the pole and then the equator and hence there is phase lag of  $\pi/2$  radians.

Perturbations of the poloidal field in the convective envelope perturbs the embedded toroidal field structure and, perturbed toroidal field structure attains a critical strength leading to formation of the sunspots and due to buoyancy travel along the rotational isocontours and reach the surface.

Oscillations of the poloidal field with a fundamental period of 22 yrs couple with toroidal field oscillations such that the toroidal field oscillates in consonance with the poloidal field reproducing the observed cyclic periodicities 11 and an  $\sim 100$  yrs (envelope of  $\sim 10$  solar cycles).

Hence, long term solar cycle and activity phenomena with Maunder minimum like episodes are not the random or chaotic behavior of the solar cycle, it must be due to coupled oscillations of the poloidal and toroidal magnetic field structures in the solar interior



به نام خدا

## معادله حالت سیال کیهانی

نعمت الله ریاضی  
جشن فیزیک و رصدخانه ابوریحان بیرونی  
دانشگاه شیراز

چکیده

پس از دوران تورمی، ذرات و پادذرات بر اثر فرآیند بازگرمایش به وجود آمدند. ذرات، بسته به این که فرمیون یا بوزون باشند، از آمار مربوط به خود (فرمی - دیراک یا بوز- اینشتین) تبعیت می کنند. این ذرات، در ابتدای پیدایش به علت بالا بودن انرژی (دما)، به صورت ذرات کاملاً "نسبیتی رفتار می کردند و معادله حالت حاکم بر آن ها به صورت معادله حالت تابش بوده است. در این حالت، فرمیون بودن یا بوزون بودن ذرات و همچنین جرم دار بودن یا نبودن آن ها نقشی در معادله حالت آن ها نداشته است. در این دوران که به دوران تابش - غالب در کیهان شناسی مشهور است، ضریب مقیاس کیهانی با توان  $1/2$  زمان مناسب بوده است. با انبساط جهان، سیال کیهانی سرد شده، اغلب ذرات و پاد ذرات یکدیگر را نابود کرده به فوتون ها تبدیل شده و نهایتاً "از تعادل حرارتی با سایر ذرات خارج شده اند. با ورود به دوران غلبه ماده، فشار به سمت صفر میل کرده و سیال کیهانی عمدها به صورت غبار رفتار نموده است. در دوران اخیر انبساط کیهان، انرژی تاریک بر ماده تاریک غالب شده، انبساط جهان را شتابدار نموده است. در این دوران، به دلیلی نامعلوم، فشار سیال کیهانی از مثبت به منفی تغییر علامت داده است. در این مقاله، تاثیر انبساط کیهانی بر تابع توزیع ذرات و بنابر این بر معادله حالت آن ها بررسی می شود و میزان صحت فرض معادله حالت خطی که "معمول" در کیهان شناسی مورد استفاده قرار می گیرد مورد بحث قرار می گیرد.

## ساختار ستاره نوترونی داغ با قلب کوارکی

طیبه یزدی زاده<sup>1</sup>, غلامحسین بردبار<sup>2</sup>

<sup>1</sup> عضو هیئت علمی دانشگاه آزاد اسلامی واحد بافق

<sup>2</sup> عضو هیئت علمی بخش فیزیک دانشگاه شیراز

### چکیده

ستاره نوترونی در دمای محدود و غیر صفر، شامل یک قلب کوارکی، یک لایه مختلط کوارک - هدرون و یک پوسته هدرونی در نظر گرفته شده است. برای ماده کوارکی از مدل کیسه ای MIT استفاده شده که در این مدل انرژی سیستم بصورت انرژی جنبشی ذرات تشکیل دهنده به اضافه یک ثابت  $B$  در نظر گرفته می شود. معادله حالت ماده کوارکی در دمای معین را به دست می آوریم و معادله حالت فاز مختلط را نیز با توجه به شرایط گیبس محاسبه می کنیم. در آخر با استفاده از معادله حالت های حاصل شده ساختار یک ستاره نوترونی با قلب کوارکی را محاسبه می کنیم و با ستاره نوترونی بدون قلب کوارکی مقایسه می کنیم. محاسبات ما نشان می دهند که نتایج بدست آمده برای ساختار ستاره نوترونی با قلب کوارکی دارای همخوانی بهتری با نتایج تجربی هستند. همچنین نتایج ما نشان می دهند که با افزایش دما جرم ماکزیمم و شعاع ستاره نوترونی افزایش می یابد، درحالی که چگالی مرکزی آن کاهش پیدا می کند.

**كلمات کلیدی:** ستاره نوترونی، قلب کوارکی، معادله حالت، ساختار، جرم ماکزیمم، شعاع

### ۱ - مقدمه

در ستاره نوترونی، هدرون های پروتون و نوترون وجود دارند. پروتون از دو کوارک  $u$  و یک کوارک  $d$  و نوترون از یک کوارک  $u$  و دو کوارک  $d$  تشکیل شده است. زمانی که از سطح به مرکز ستاره نوترونی پیش می رویم به یک چگالی می رسیم که هدرون ها به هم فشرده می شوند و دیگر کوارک ها به طور موضعی مقید نیستند، در نتیجه درجه آزادی سیستم را تشکیل می دهند. کوارک های آزاد شده  $u$  و  $d$  در یک برهمنکش ضعیف می توانند به یکدیگر و سایر کوارک ها تبدیل شوند و این تبدیل طوری صورت می گیرد که انرژی فرمی کمتری حاصل شود. در نهایت کوارک های  $u$  و  $d$  در ماده ( ماده کوارکی ) وجود خواهد داشت و همینطور مقداری الکترون که برای خنثایی بار در نظر گرفته می شود. انواع دیگر کوارک ها به دلیل جرم زیادشان نمی توانند در این ماده کوارکی وجود

داشته باشند. ولی در واقع همه هدرونهای که مرتبه و همزمان به کوارک تبدیل نمی‌شوند. در عوض از جایی که اولین هدرونهای که کوارک تبدیل می‌شوند تا جایی که دیگر هدرونهای وجود ندارد یک فاز مخلوط از هدرون و کوارک داریم [۱]. بررسی انرژی نشان می‌دهد که بین این دو نقطه انرژی کمتر از ماده هدرونهای و ماده کوارکی خالص می‌باشد. بنابراین ما ستاره نوترونی را شامل یک هسته کوارکی، یک لایه مختلط کوارک هدرون و نهایتاً یک لایه هدرونهای در نظر می‌گیریم و ساختار آن را در دمای معین محاسبه می‌کنیم.

## ۲- محاسبه معادله حالت

معادله حالتی که برای ماده کوارکی استفاده می‌کنیم را با استفاده از مدل کیسه‌ای (MIT bag model) MIT بدست می‌آوریم که در آن انرژی واحد حجم برای ماده کوارکی، انرژی جنبشی کوارک‌ها به اضافه یک ثابت کیسه (B) می‌باشد،

$$\begin{aligned}\mathcal{E} &= \mathcal{E}_u + \mathcal{E}_d + \mathcal{E}_s + B \\ \mathcal{E} &= \frac{E}{V} = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\eta^2 k^2 c^2 + m^2 c^4} k^2 dk}{\exp[\beta(\sqrt{\eta^2 k^2 c^2 + m^2 c^4} - \mu)] + 1} \\ p &= n^2 \left. \frac{\partial F}{\partial n} \right|_T = n \frac{\partial f}{\partial n} - f \\ f &= \mathcal{E} - Ts \\ \frac{S}{K_B} &= -\frac{V}{2\pi^2} g \int_0^\infty \{n(k) \ln(n(k)) + [1 - n(k)] \ln[1 - n(k)]\} k^2 dk \\ n(k) &= \frac{1}{\exp[\beta(\sqrt{\eta^2 k^2 c^2 + m^2 c^4} - \mu)] + 1}\end{aligned}$$

کوارکهای u و d را بدون جرم و کوارک s را با جرم  $m = 150 Mev/c^2$  در نظر می‌گیریم. برای فاز مختلط شرایط تعادلی گیس را در نظر می‌گیریم. طبق این شرایط پتانسیل شیمیایی و فشار باید در دو فاز برابر باشد

$$\mu_p^H(p) = \mu_p^O(p) \quad \mu_n^H(p) = \mu_n^O(p)$$

برای بدست آوردن چگالی کوارکها و هدرونهای ایزوبارهای  $\mu_p$  و  $\mu_n$  را در یک فشار معین در هر فاز بدست آوریم.  $\mu_p$  و  $\mu_n$  را با انتخاب یکی به عنوان کمیت مستقل برای دو فاز در یک نمودار رسم می‌کنیم. در نقطه‌ای که این دو یکدیگر را قطع می‌کنند شرایط تعادلی ارضامی شود و می‌توانیم چگالیها را تعیین کنیم [2,3,4,5]. کسر اشغال شده توسط کوارکها را با  $\chi$  نشان می‌دهیم و با استفاده شرط خشتایی بار  $\chi$  بدست می‌آید. حال می‌توان انرژی قسمت مخلوط و چگالی باریونی مربوطه را محاسبه نمود،

$$\begin{aligned}\chi \left( \frac{2}{3} n_u - \frac{1}{3} n_d - \frac{1}{3} n_s \right) + (1 - \chi) n_p - n_e &= 0 \\ n_B &= \chi n_Q + (1 - \chi) n_H \\ \mathcal{E}_{MP} &= \chi \mathcal{E}_{QP} + (1 - \chi) \mathcal{E}_{HP}\end{aligned}$$

اکنون معادله حالت را برای فازهای هدرونهای، مختلط و کوارکی داریم. بنابراین معادله حالت یک ستاره نوترونی با هسته کوارکی را می‌توانیم بنویسیم. برای چگالی زیر  $0.05 fm^{-3}$  از معادله حالت محاسبه شده توسط Baym

استفاده می کنیم [6]. از این چگالی تا نقطه شروع فاز مختلط معادله حالت ماده هدروزی در دمای معین را در نظر می گیریم. انرژی ماده هدروزی را از داده های مربوط به ماده هدروزی با پتانسیل  $UV_{14} + TNI$  که از روش وردشی بدست آمده است، استفاده می کنیم [7]. در طول فاز مختلط معادله حالت مربوط و بعد از نقطه نهایی آن معادله حالت ماده کوارکی را در نظر می گیریم. در آخر با بکارگیری این معادله حالت و حل عددی معادله تولمن-اپنهایمر-ولکوف (TOV) ساختار ستاره را محاسبه می کنیم [8].

### ۳- نتایج

ما معادله TOV را با استفاده معادله حالت های محاسبه شده به روش عددی حل کرده و ساختار ستاره نوترونی با قلب کوارکی را در دمای  $V$  با  $B = 90 MeV / fm^3$  و  $K_B T = 20 MeV$  و  $K_B T = 10 MeV$  محاسبه کرده و با ستاره نوترونی بدون در نظر گرفتن قلب کوارکی مقایسه کرده ایم همینطور ماکزیمم جرم و شعاع برای این دو نوع ستاره نوترونی در سه دمای مختلف بررسی شد. همانطور که در شکلها و جداول دیده می شود به این نتیجه می رسیم که وقتی هسته کوارکی برای ستاره نوترونی در نظر گرفته می شود، ماکزیمم جرم کمتری به دست می آید و همخوانی بهتری با نتایج بدست آمده تجربی که حدود  $1.4 M_{sun}$  می باشد، دارد. همینطور مشاهده شد که با افزایش دما این جرم ماکزیمم افزایش می یابد.

جدول ۱- ماکزیمم جرم و شعاع و چگالی جرمی مرکزی مطابق با آن در  $K_B T = 10 MeV$  برای ستاره نوترونی بدون قلب کوارکی (NS) و با قلب کوارکی (NS + Quark core).

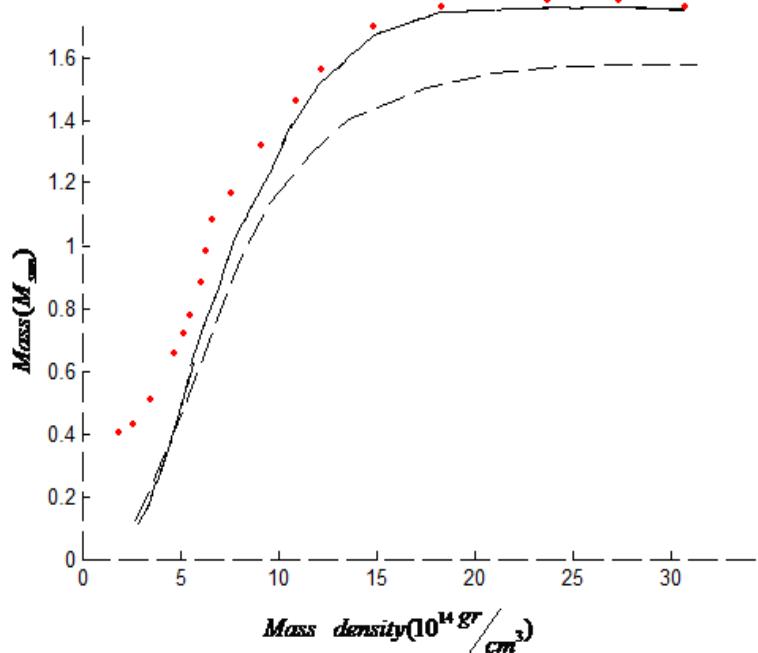
Star	$M_{max}(M_{sun})$	$R(Km)$	$\varepsilon_c(10^{14} gr/cm^3)$
NS	2.07	10.22	26.94
NS + Quark core	1.76	10.45	27.38

جدول ۲- ماکزیمم جرم و شعاع و چگالی جرمی مرکزی مطابق با آن در  $K_B T = 20 MeV$  برای ستاره نوترونی بدون قلب کوارکی (NS) و با قلب کوارکی (NS + Quark core).

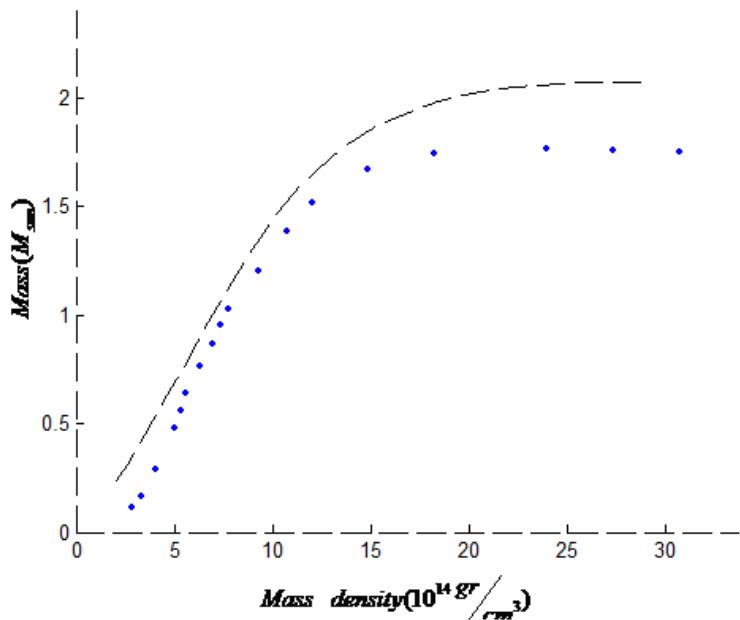
Star	$M_{max}(M_{sun})$	$R(Km)$	$\varepsilon_c(10^{14} gr/cm^3)$
NS	2.09	10.64	27
NS + Quark core	1.78	11	27.37

جدول ۳- مکریزیم جرم و شعاع و چگالی جرمی مركزی مطابق با آن برای ستاره نوترونی با هسته کوارکی برای دماهای مختلف.

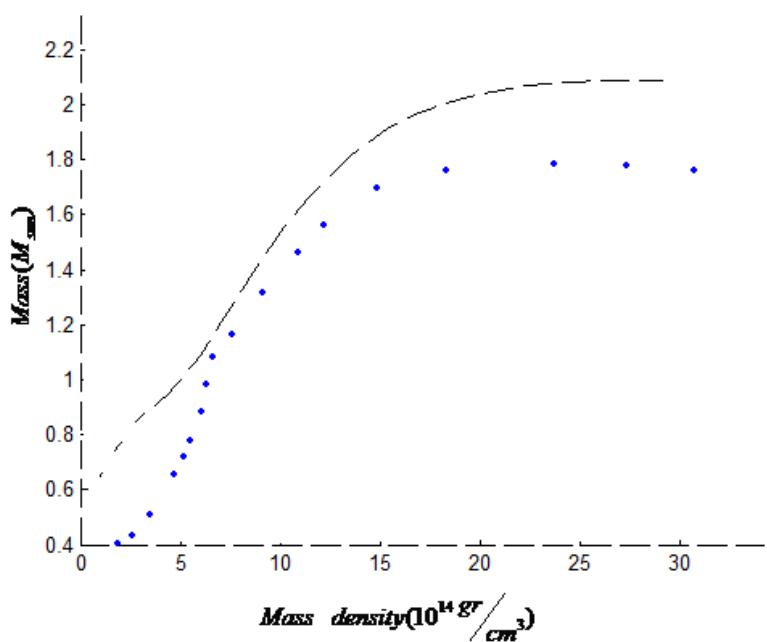
$T$	$M_{\max} (M_{\text{sun}})$	$R(Km)$	$\varepsilon_c (10^{14} \text{ gr/cm}^3)$
$K_B T = 0 MeV$	1.57	9.73	33.27
$K_B T = 10 MeV$	1.76	10.45	27.38
$K_B T = 20 MeV$	1.78	11	



شکل ۱- جرم بر حسب چگالی جرمی مركزی برای ستاره نوترونی با هسته کوارکی در  $K_B T = 0 MeV$  (خط چین) و  $K_B T = 10 MeV$  و  $K_B T = 20 MeV$  (نقطه چین).



شکل ۲- جرم بر حسب چگالی جرمی مرکزی برای ستاره نوترونی(خط چین) و ستاره نوترونی با هسته کوارکی (نقطه چین) در  $K_B T = 10 MeV$



شکل ۳- جرم بر حسب چگالی جرمی مرکزی برای ستاره نوترونی(خط چین) و ستاره نوترونی با هسته کوارکی (نقطه چین) در  $K_B T = 20 MeV$

مراجع

- [1] N. K. Glendenning, Phys. Rev. **D46** (1992) 1274.
- [2] M. Bejger, P. Haensel and J. L. Zdunik, astro-ph/0502348.
- [3] O. Benner and R. Rubino, astro-ph/0410376.
- [4] A. Drago and A. Lavagno, Phys. Lett. **B511** (2001) 229.
- [5] M. B. Christiansen and N. K. Glendenning, astro-ph/0008207
- [6] G. Baym; C. Pethick and p. Sutherland; Astrophys. J. **170**, ( 1971) 299.
- [7] G. H. Bordbar and M. Modarres, J. Phys. G: Nuc. Part. Phys. **23**, (1997) 1631.  
G. H. Bordbar and M. Modarres, Phys. Rev. **C58** (1998) 714.
- [8] N. K. Galendenning, Compact Star, Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity (Springer, New York, 2000).



## گزارش پیشرفت طرح رصدخانه ملی ایران

حبيب خسروشاهي

ده سال گذشته عصر طلایی نجوم به شمار می‌آید. پژوهه‌های نجومی شامل تلسکوپ‌ها و ابزارهای رصدی زمینی و فضایی نجوم، یکی پس از دیگری پرده از شگفتی‌های آسمان برداشته، در کمیاری از پدیده‌های کیهان را میسر کرده و پرسش‌های جدیدی پیش روی پژوهشگران نهاده‌اند. با وجود اینکه برخی نجوم را علمی فانتزی می‌دانند و درکشان از آن در حد سرگرمی همراه با تحسین یا حتی خرافات است، میلیاردها یورو در نجوم سرمایه‌گذاری می‌شود تا این شاخه از علم که همواره از نظر پیشبرد فناوری و فناوری بودن، در علوم پایه، پیشتاز بوده همچنان در صفت اول باقی بماند. آنهایی که ارزش علوم پایه را در رشد و شکوفایی دانش بشری و توسعه و پیشرفت ملل درک می‌کنند هرگز چشم به نجوم نبسته و نقش آن را نازل نمی‌دانند. این شاخه از علم یکی از موفق‌ترین‌ها در جذب جوانان به علوم فیزیکی و علم محبوب عموم مردم است.

طرح رصدخانه ملی ایران که در فاز اول به یک تلسکوپ کلاس ۳ متر مجهر خواهد شد طرحی است که بخش از نیاز پژوهش کشور در نجوم . کیهان شناسی را تامین خواهد کرد و نجوم حرفه ای کشور را از جایگاه کنونی (رتبه ۵۰ جهان) ارتقاء خواهد داد. در یک سال گذشته بیشترین فعالیت‌های پژوهه بر محورهای زیر استوار بوده است :

- مطالعه آینه اصلی تلسکوپ
- تشکیل تیم طراحی تلسکوپ و آغاز طراحی
- مرتفع کردن مشکلات اجرایی و حقوقی شامل مالکیت و تصرف قله به شعاع ۲ کیلومتر ، ایجاد منطقه حفاظت شده بشعاع ۲۰ کیلومتر در اطراف قله ها و کنترل آلودگی نوری به شعاع ۱۰۰ کیلومتر در اطراف قله ها، ایجاد زیرساختها نظیر راه دسترسی و تامین برق
- اندازه گیری تغییرات ریز دماهی برای تعیین مکان و ارتفاع نصب تلسکوپ از سطح قله
- پایش دید بصورت خودکار
- مطالعه دقیق وضعیت هواشناسی قله ها و مطالعه ساختار زمین شناسی قله ها
- اندازه گیری درخشندگی آسمان
- آغاز مطالعه ابزار رصدی

همچنین برنامه‌های متنوع آموزش نیز در دست طراحی است تا نیازمندی‌های نیروی انسانی طرح از قبیل مهندسین، تکنسین‌ها، منجمین پشتیبان، کاربران و غیره تامین شود.

# ۱. تفکیک جرمی پرتوهای کیهانی و تاثیر مدل‌های برهم‌کنش هادرونی انرژی‌های بالا در

## تعیین ترکیب جرمی

رستگارزاده، گوهر<sup>۱</sup>؛ موسوی، سیده زینب<sup>۲</sup>

<sup>۱,۲</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان

### چکیده

پرتوهای کیهانی اولیه پروتون، اکسیژن و آهن در محدوده انرژی  $10^{20} - 10^{14}$  eV با استفاده از کد CORSIKA و مدل‌های برهم‌کنش هادرونی انرژی‌های بالای است و در نهایت تاثیر این مدل‌ها در پیش‌بینی ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی مطالعه شده است. ما نشان داده ایم مدل QGSJETII ترکیب جرمی سنگین‌تری را نسبت به دو مدل دیگر پیش‌بینی می‌کنیم.

### مقدمه

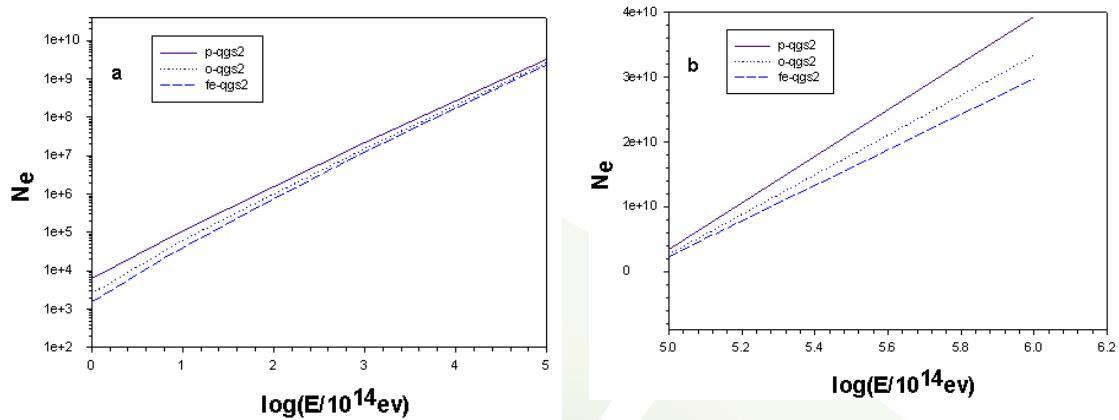
پرتوهای کیهانی، ذرات و تابش‌های پر انرژی هستند که از منابع مختلفی در کیهان بوجود می‌آیند. در نجوم پرتوهای کیهانی، شناسایی منابع پرتوهای کیهانی و سازوکارهای شتاب‌گیری آنها، مورد مطالعه قرار می‌گیرد. هدف رصدخانه‌های پرتو کیهانی، کشف منابع تابش‌های پر انرژی و مطالعه خصوصیات این منابع و شناخت میدان‌های مغناطیسی که کشانی که پرتوهای کیهانی از آنها عبور کرده‌اند، می‌باشد [۱].

وقتی پرتوهای کیهانی پرانرژی (گاما، پروتونها یا هسته‌های سنگین) با اتمسفر زمین برخورد می‌کنند، آبشاری از ذرات ثانویه تولید می‌کنند که به آن بهمن گسترده هوایی (Extensive Air Shower) می‌گویند [۲]. به علت شار کم پرتوهای کیهانی، آشکارسازی مستقیم پرتوهای کیهانی با استفاده از ماهواره‌یا بالن، ممکن نیست. در روش آشکارسازی غیرمستقیم، ذرات ثانویه توسط آشکارسازهای واقع در سطح زمین دریافت می‌شوند و سپس با استفاده از شبیه سازی کامپیوترا و تحلیل توزیع این ذرات انرژی، جهت و نوع پرتو اولیه بازسازی می‌شود. متاسفانه این شبیه سازی‌ها، شدیداً به مدل‌های اندرکنشی هادرونی انرژی‌های بالا متکی هستند و چون در این محدوده انرژی، داده‌های آزمایشگاهی بسیار کم است این مدل‌ها از عدم قطعیت‌های زیادی برخوردارند به همین دلیل نتایج شبیه سازی مرتباً با نتایج تجربی تطبیق داده می‌شود تا این مدل‌ها تصحیح شوند.

در کار حاضر، تعداد ۱۸۹۰۰ بهمن هوایی برای ذرات اولیه پروتون، اکسیژن و آهن در محدوده انرژی  $10^{20} - 10^{14}$  eV توسط کد 6.7CORSIKA [۳] و مدل‌های اندرکنشی QGSJETII، SIBYLL و DPMJET [۴] شبیه سازی شده است و پارامترهای  $N_e$  (تعداد الکترون‌ها)،  $N_\mu$  (تعداد میون‌ها)،  $N_\mu/N_e$ ، از شبیه سازی بدست آمده و مورد تحلیل قرار گرفته است، ارتفاع مشاهده در این شبیه سازی‌ها، ۱۱۰ m از سطح دریا می‌باشد.

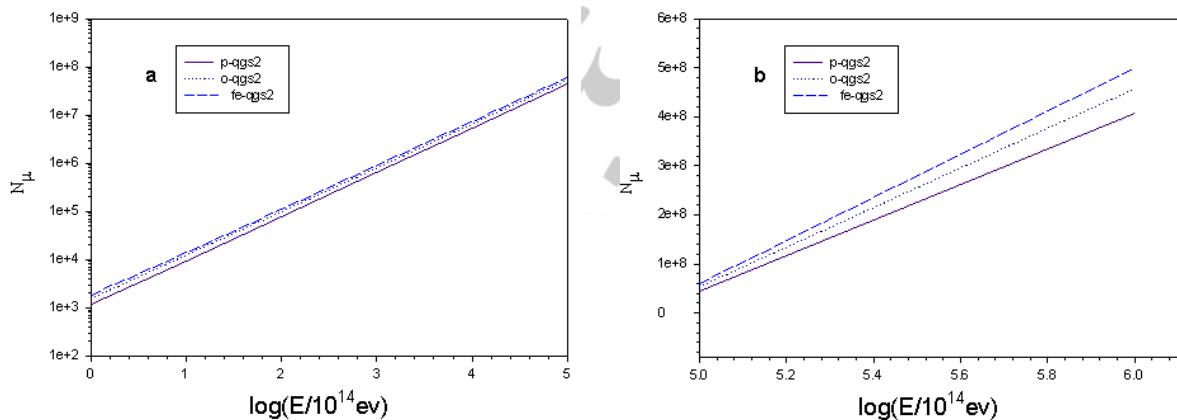
تعداد الکترون‌ها و میون‌ها ( $N_e$  و  $N_\mu$ )

شکل ۱ تعداد الکترون های مشاهده شده در سطح آشکارسازی در محدوده انرژی  $10^{14} - ev10^{20}$  برای پرتوهای کیهانی اولیه پروتون، اکسیژن و آهن شبیه سازی شده با مدل اندرکشی هادرونی QGSJETII را نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود تعداد الکترون ها به خصوص در انرژی های زیاد، به خوبی جرم های مختلف را از هم تفکیک کرده است.



شکل ۱: تعداد الکترون ها به عنوان تابعی از انرژی برای اولیه های پروتون، اکسیژن و آهن با مدل انرژی  $10^{14} - ev10^{20}$ . (a) در محدوده انرژی  $10^{19}$ , (b) در محدوده انرژی  $10^{19} - ev10^{20}$ .

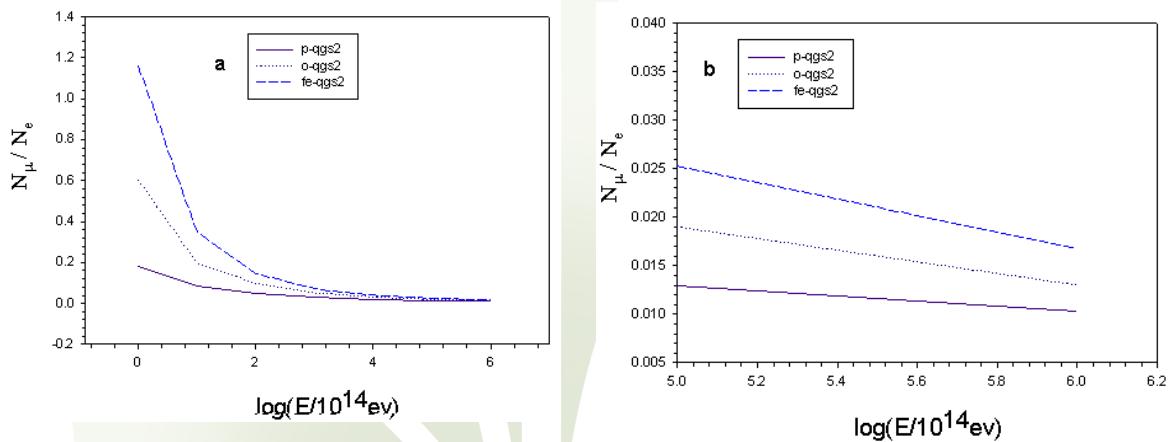
شکل ۲ همان تعداد را برای میون ها نشان می دهد. هر چه ذره اولیه در بهمن هوایی سنگین تر باشد، تعداد نوکلئون ها، افزایش می یابد در نتیجه تعداد برهم کنش های هادرونی هم زیاد می شود و میون ها که حاصل برهم کنش های هادرونی پایون ها هستند، نیز بیشتر تولید می شوند. همان طور که در شکل دیده می شود آهن نسبت به اکسیژن و پروتون و اکسیژن نسبت به پروتون میون های بیشتری را تولید کرده اند.



شکل ۲: تعداد میون ها به عنوان تابعی از انرژی برای اولیه های پروتون، اکسیژن و آهن با مدل انرژی  $10^{14} - ev10^{19}$ . (a) در محدوده انرژی  $10^{19}$ , (b) در محدوده انرژی  $10^{19} - ev10^{20}$ .

$$\text{نسبت تعداد میون ها به الکترون ها } (N_\mu / N_e)$$

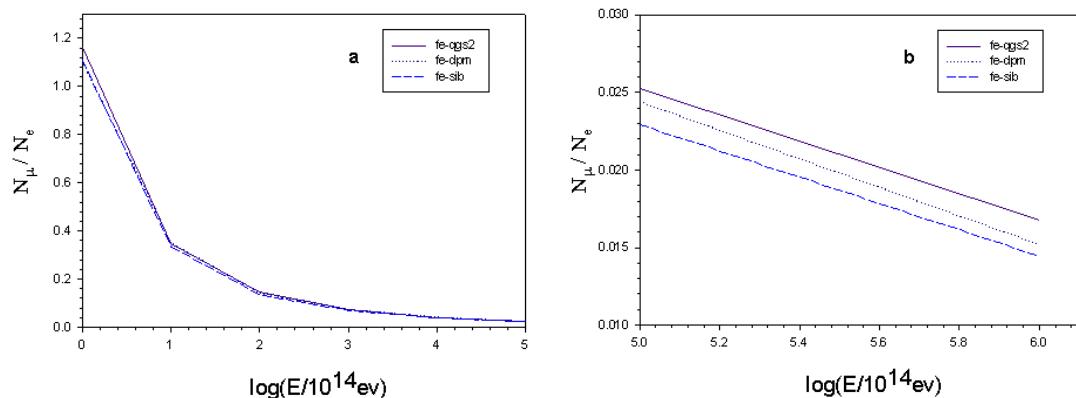
شکل ۳a نسبت تعداد میون ها به الکترون ها در محدوده انرژی  $10^{14}$ - $ev10^{20}$  برای جرم های مختلف در مدل QGSJETII را نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود این نسبت، تفکیک خوبی بین جرم های مختلف در انرژی های پایین نشان می دهد. اما در محدوده انرژی های بالا، این پارامتر برای جرم های مختلف تقریباً یکسان است. شکل ۳b همان نسبت را در محدوده انرژی  $10^{19}$ - $10^{20}$  نشان می دهد. با توجه به مقایس محور عمودی، مشاهده می شود که هر چند در این محدوده هنوز تفکیک بین جرم های مختلف وجود دارد اما نسبت به انرژی های پایین، تفاوت کمتری در پارامتر  $N_\mu/N_e$  مشاهده می شود. کاهش نسبت  $N_\mu/N_e$  را می توان به کاهش نسبی تعداد میون ها در انرژی های بالا ربط داد زیرا در انرژی های زیاد سطح مقطع تولید میون از پایون کم می شود[5] و با کاهش تعداد میون ها نسبت  $N_\mu/N_e$  نیز کم می شود.



شکل ۳: نسبت تعداد میون ها به الکtron ها به عنوان تابعی از انرژی برای اولیه های پروتون، اکسیژن و آهن با مدل QGSJETII (a) در محدوده انرژی  $10^{20}$  ev- $10^{19}$  . (b) در محدوده انرژی  $10^{20}$ - $10^{14}$

### تفاوت مدل ها

همان گونه که در بخش قبل دیدیم نسبت میون به الکترون پارامتر مهمی در تفکیک جرمی پرتوهای کیهانی می باشد و هرچه این نسبت بیشتر باشد، جرم اولیه سنگین تر است. مدل های اندرکنشی مختلف به دلیل پیش بینی های متفاوت در تعداد الکترون ها و میون ها، نسبت  $N_\mu/N_e$  را نیز متفاوت پیش بینی می کنند. شکل ۴ این نسبت را برای اولیه آهن در انرژی ها و مدل های اندرکنشی هادرونی مختلف نشان می دهد. همان طور که در شکل ۴ دیده می شود در انرژی های خیلی زیاد، مدل QGSJETII مقدار بیشتری برای این پارامتر پیش بینی می کند. شکل ۴ همان منحنی را در انرژی های پایین نشان می دهد. در این محدوده نیز QGSJETII این نسبت را بیشتر پیش بینی می کند.



شکل ۴: نسبت تعداد میون ها به الکترون ها به عنوان تابعی از انرژی برای اولیه آهن با مدل های SIBYLL و QGSJETII در محدوده انرژی  $10^{14} - 10^{20}$  eV (a) و  $10^{19} - 10^{20}$  eV (b).

### نتیجه گیری

ما نشان داده ایم پارامتر  $N_e/N_\mu$  که در تفکیک بهمن های الکترومغناطیسی از بهمن های هادرone و نیز تفکیک جرمی بهمن های هادرone از یکدیگر، مورد استفاده قرار می گیرد به مدل های اندرکنشی هادرone انرژی های بالا بستگی دارد و چون به دلیل فقدان داده های آزمایشگاهی، این مدل ها با هم سازگاری ندارند برای این نسبت مقادیر متفاوتی پیش بینی می کنند در نتیجه توزیع جرمی که از هر یک از این مدل ها بدست می آید متفاوت است. مانشان داده ایم مدل QGSJETII این نسبت را بزرگتر پیش بینی می کند و در نتیجه توزیع جرمی سنگین تری را بدست می دهد. تطبیق نتایج این شبیه سازی با تجربه معیار خوبی جهت آزمایش این مدل ها و در نهایت موجب تکمیل دانش ما در زمینه اندرکنش های ذرات بنیادی خواهد شد. علاوه بر این تصحیح این مدل ها و بدست آوردن معیار مناسبی جهت حذف زمینه های هادرone از سیگنال های الکترومغناطیسی، ابزار مناسبی در جهت انجن نجوم گاما بدست می دهد [۶].

### مراجع

- [۱] P.Sommers and S.Westerhoff; "Cosmic ray astronomy"; New Journal of Physics No.11 1-2(2009).
- [۲] S. M. H.Halataei et al; "Simulation study...";Physical Review D, vol. 77, Issue 8, id. 083001 (2008).
- [۳] D. Heck et al; "CORSIKA: A Monte Carlo to Simulate Extensive Air Showers" ForschungszentrumKarlsruhe GmbH, Karlsruhe(1998).
- [۴] M. Risse;"Properties of Extensive Air Showers";ActaPhysicaPolonica B, vol. 35, Issue 6, p.1787(2004).
- [۵] J. Bellido; "mass composition studies..."; arXiv0901.3389B (2009).
- [۶] S.Ohm et al; " $\gamma$ /hadron separation...";APh, Vol 31, Issue 5, p. 383-391(2009).



## ۲. مطالعه مشخصه‌های طیف فوتون‌های چرنکوف و کاربرد آن در نجوم گاما

رستگارزاده، گوهر<sup>۱</sup>؛ مهدوی، مرجان<sup>۲</sup>

<sup>۱,۲</sup>گروه فیزیک دانشکده علوم پایه دانشگاه سمنان

### چکیده

شبیه‌سازی پرتوهای کیهانی با استفاده از کد CORSIKA انجام شده است و طیف فوتون‌های چرنکوف ثانویه‌های ایجاد شده توسط این پرتوها تحلیل شده است. مانشان داده‌ایم که نسبت فوتون‌های ماوراء بنفش به مرئی پارامتر مناسبی جهت جاسازی پرتوهای گاما از پرتوون‌ها است و در نتیجه با استفاده از این روش نجوم پرتوهای گاما و تفکیک اولیه‌های گاما از هادرون‌ها امکان پذیر می‌باشد.

### مقدمه

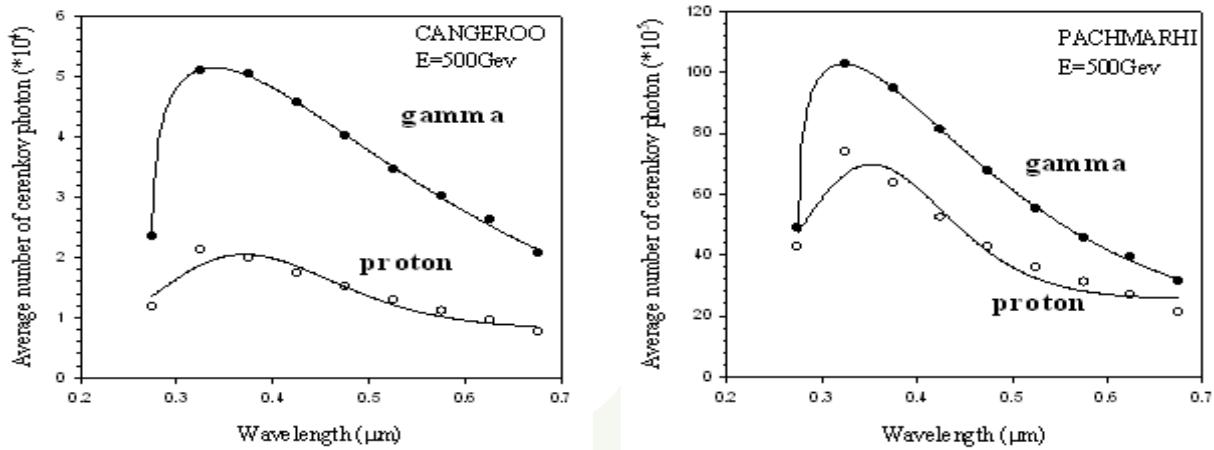
در سال‌های اخیر تلسکوپ‌های چرنکوف هوایی (IACTs) مارا قادر به آشکارسازی و مطالعه چشممه‌های نقطه‌ای گاما در ناحیه انرژی‌های زیاد (VHE) نموده است. آشکارسازی بیش از ۵۰ منبع چشممه گاما VHE در صفحه کهکشان در سال‌های ۲۰۰۴ تا ۲۰۰۷ توسط گروه HESS تعداد چشممه‌های گاما کشف شده را افزایش داده و زمینه جدیدی در نجوم گاما را پایه گذاری کرده است [۱]. در انرژی‌های زیاد، پرتوهای گاما بر اثر اندرکنش با جو تولید آبشارهایی از ذرات ثانویه می‌کنند که این آبشارها بسیار شبیه به آبشارهایی هستند که ذرات پرتو کیهانی در جو ایجاد می‌کنند. به همین دلیل پرتوهای کیهانی زمینه مزاحمتی در نجوم گاما هستند که باید شناسایی و حذف شوند.

پرتوهای کیهانی ذرات و تابش‌های پرانرژی هستند که عمدتاً منشاء فراکهکشانی دارند. این پرتوها هنگام ورود به زمین و عبور از اتمسفر زمین ذرات ثانویه‌ای شامل الکترون‌ها، میون‌ها و هادرون‌ها ایجاد می‌کنند که تا سطح زمین گسترش می‌یابند [۲]. در انرژی‌های زیاد این ذرات و بخصوص الکترون‌ها و میون‌ها دارای سرعت‌های نسبیتی می‌باشند و به همین دلیل هنگام عبور از اتمسفر می‌توانند فوتون‌های چرنکوف تولید کنند. با آشکارسازی این فوتون‌ها و مطالعه مشخصه‌های آنها و بخصوص ارتباط این مشخصات با جرم و انرژی پرتوهای کیهانی اولیه می‌توان به اطلاعات مهمی در مورد پرتوی اولیه دست یافت [۳,4,5].

در کار حاضر با شبیه‌سازی بیش از ۶۰۰۰ پرتوی اولیه گاما و پرتوون شبیه‌سازی برای اولیه‌های گاما و پروتون در ۵ انرژی مختلف و دو ارتفاع مختلف رصدخانه‌های PACHMARHI و CANGAROO انجام شده است و طیف فوتون‌های چرنکوف در انرژی‌های مختلف در محدوده طول موج ۲۵۰–۷۰۰ nm بدست آمده است. شبیه‌سازی با نسخه ۶.۹ کد CORSIKA [۶] انجام و برای هر پرتو اولیه در هر انرژی ۳۰۰ بهمن هوائی شبیه‌سازی شده است و پارامتر جدیدی جهت تفکیک بهمن‌های هوایی ناشی از گاما و زمینه هادرونی مزاحمتی پرتو کیهانی معرفی شده است.

### طیف فوتون‌های چرنکوف

در شکل ۱ طیف فوتون‌های چرنکوف ناشی از اولیه‌های پرتو گاما و پرتوون در انرژی ۷۰۰ GeV در دو ارتفاع ۱۰۷۵ m و ۱۶۵ m (PACHMARHI) و ۱۶۵ m (CANGAROO) نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود بطور کلی در یک ارتفاع بخصوص تعداد فوتون‌های چرنکوف ناشی از اولیه گاما از پرتوون بیشتر است و این به دلیل وجود الکترون‌های بیشتر در بهمن‌های گاما است.

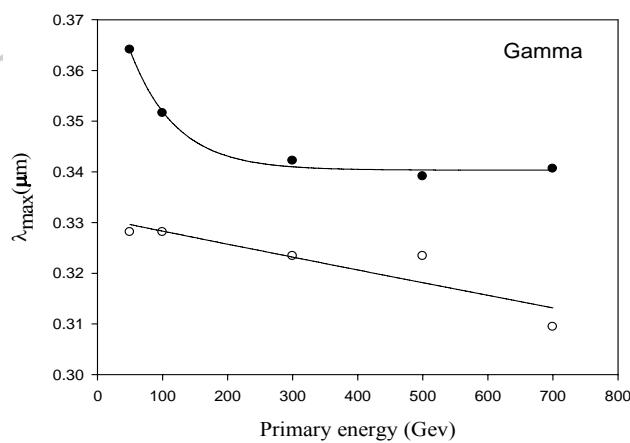


شکل ۱ : طیف فوتون‌های چرنکوف برای پرتوی گاما (دایره توپر) و پروتون (دایره توخالی).

از طرفی تعداد فوتون‌های چرنکوف در سطح مشاهده PACHMARHI [7] نسبت به CANGAROO [8] بیشتر است و این به دلیل ارتفاع بیشتر رصدخانه PACHMARHI است زیرا هر چه ارتفاع بیشتر شود به ارتفاع  $h_{\max}$  که در آن تعداد الکترون‌ها ماکزیموم مقدار خود را دارند نزدیکتر می‌شویم و در نتیجه الکترون‌ها و فوتون‌های چرنکوف بیشتری را دریافت می‌کنیم. علاوه بر این شکل‌ها وجود یک قله در طیف فوتون‌های چرنکوف کاملاً آشکار است که در بخش بعد به تحلیل آن خواهیم پرداخت.

### نسبت تعداد فوتون‌های ماوراء بنفش به مرئی در طیف فوتون‌های چرنکوف

شکل ۲ نمودار تغییرات محل قله طیف فوتون‌های چرنکوف پرتو اولیه گاما را در دو ارتفاع مختلف رصدخانه بعنوان تابعی از انرژی نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود در هر دو ارتفاع با افزایش انرژی قله طیف به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر میل می‌کند و این به دلیل آن است که در انرژی‌های زیاد ذرات ثانویه امکان بقاء در ارتفاع‌های پائین‌تر را دارند و در نتیجه فوتون‌های چرنکوفی که در این ارتفاعات پائین تولید می‌شوند و بیشتر در ناحیه ماوراء بنفش باقی می‌مانند چون این ناحیه محدوده اصلی تولید فوتون‌های چرنکوف اولیه است.

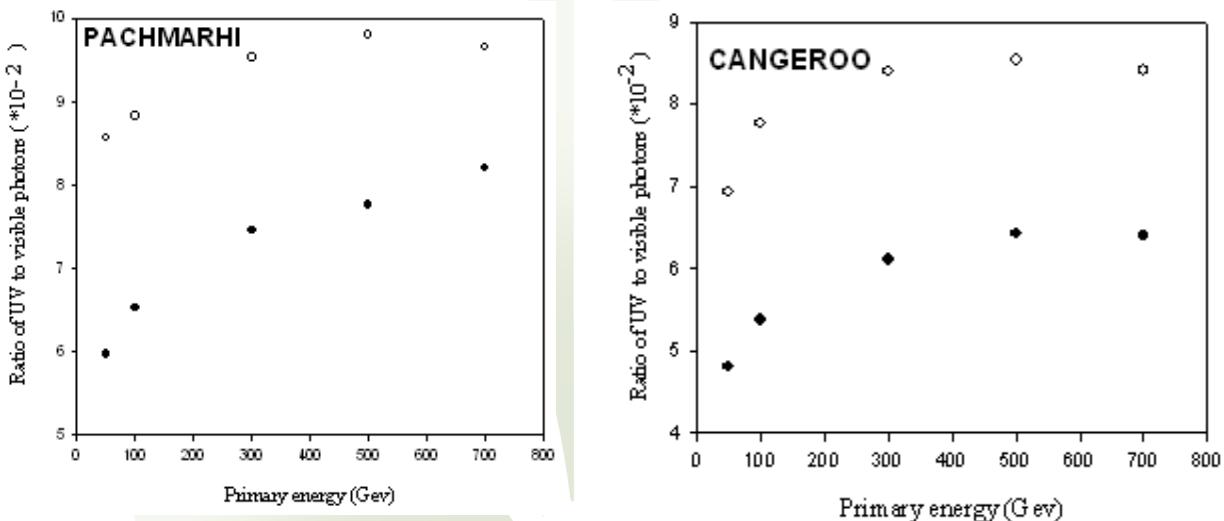


شکل ۲ : طول موج در قله طیف بر حسب انرژی اولیه برای پرتوهای گاما در سطح مشاهده PACHMARHI (دایره توپر) و CANGAROO (دایره توخالی). نتایج حاصل از شبیه‌سازی را نشان می‌دهند در حالی که منحنی‌ها برآذش این نقاط می‌باشند.

### رابطه طیف فوتون‌های چرنکوف با نوع پرتوی اولیه

ارتفاعی که بهمن‌های هوایی در آن ارتفاع به بیشینه تعداد الکترون‌های خود می‌رسند  $h_{\max}$  نامیده شده است. برای بهمن‌های هادرولوئی، بهمن‌هایی که توسط هادرون‌ها ایجاد شده‌اند، نسبت به بهمن‌های الکترومغناطیسی، بهمن‌هایی که توسط پرتوی گاما ایجاد

شده است، در ارتفاع پائین‌تری از اتمسفر و در نزدیک‌تر به سطح دریا اتفاق می‌افتد به همین دلیل جذب فوتون‌های با طول موج کوتاه‌تر در بهمن‌های هادرونی در مقایسه با بهمن‌های الکترومغناطیسی کمتر است. ما با استفاده از این مطلب طیف فوتون‌های چرنکوف در سطح مشاهده را به دو گروه طول موج‌های در محدوده ماوراء‌بنفسش ( $270\text{-}300\text{ nm}$ ) و مرئی ( $300\text{-}700\text{ nm}$ ) تقسیم کردایم و نسبت نورماوراء‌بنفسش به مرئی ( $R$ ) را در انرژی‌های مختلف برای دو ارتفاع مختلف مشاهده بدست آوردایم. شکل ۳ تغییرات نسبت  $R$  را بر حسب انرژی برای رصدخانه PACHMARHI برای دو اولیه گاما و پروتون نشان می‌دهد. همانطور که دیده می‌شود علاوه بر اینکه با افزایش انرژی این نسبت زیاد می‌شود، طیف پروتون دارای نسبت  $R$  بزرگتری می‌باشد که کاملاً باعث تفکیک نمودار گاما از پروتون شده است. در شکل زیر همین مورد در رصدخانه CANGAROO مشاهده شده است.



شکل ۳: تغییرات نسبت تعداد فوتون‌های ماوراء‌بنفسش به مرئی در فوتون‌های چرنکوف تولید شده توسط پروتون (دایره توپر) و پرتوی گاما (دایره توپر) برای دو رصدخانه PACHMARHI و CANGAROO.

### نتیجه‌گیری

به نظر می‌رسد نسبت تعداد فوتون‌های ماوراء‌بنفسش به مرئی در طیف فوتون‌های چرنکوف پارامتر مهمی جهت تفکیک جرمی پرتوهای کیهانی می‌باشد. این مساله بخصوص در نجوم گاما، که بهمن‌های هادرونی زمینه مزاحمتی در آشکارسازی چشم‌های گاما می‌باشند، بسیار مهم است. در ادامه قصد داریم به بررسی این مورد در جرم‌های سنگین‌تر و انرژی‌های بالاتر پردازیم و نشان دهیم که علاوه بر تفکیک پرتوهای گاما از پروتون و انجام نجوم گاما، این روش می‌تواند به تفکیک جرمی و در نتیجه بدست آوردن توزیع جرمی پرتوهای کیهانی منجر شود.

### مراجع

- [1] S. Ohm et al; “ $\gamma$ /hadron separation...”; APh Vol 31, Issue 5, p. 383-391 (2009).
- [2] P. Sommers and S. Westerhoff; “Cosmic ray astronomy”; New Journal of Physics No. 11 1-2 (2009).
- [3] V. R. Chitnis and P. N. Bhat; “Possible Discrimination...”; Astroparticle Physics, Vol 15, Issue 1, p. 29-47 (2001).
- [4] V. R. Chitnis and P. N. Bhat; “Simulation Studies on...”; Astroparticle Physics, Vol 12, Issue 1-2, p. 45-64 (1999).
- [5] P. Majumder et al; “Gamma ray and...” Experimental Astronomy, Vol. 11, Issue 2, p. 113-131 (2001).
- [6] T. Pierog et al; “Latest Results from...” Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference. July 3 - 11, 2007, Mérida, Yucatán, Mexico. Ed. R. Caballero et al; Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico. Vol 4, p. 625-628 (2008).
- [7] V. R. Chitnis et al; “Pachmarhi Array of...”; Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference. 07-15 August, 2001. Hamburg, Germany. Under the auspices of the International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP), p. 2793 (2001).
- [8] Y. Yukawa et al; “Recent result...”; Journal of Physics Conference Series, Vol 120, Issue 1, pp. 012018 (2008).

## ۴. طراحی و ساخت بزرگترین ساعت خورشیدی حلقوی کشور

ذبیحین پور ، سید محمد<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده علوم پایه، دانشگاه پیام نور، مرکز جهرم

### چکیده

ساعت‌های آفتابی به عنوان اولین ساعت‌ها ساخته شده توسط نوع بشر بسیار مهم می‌نمایند. یک ساعت خورشیدی از قسمت‌های مختلفی تشکیل شده است که شامل صفحه ساعت، شاخص، قاعده و درجه بندي صفحه و... است.

در این مقاله بطور خلاصه مراحل ساخت یک ساعت خورشیدی از نوع چند حلقه‌ای که شامل سه حلقه هم اندازه از جنس پروفیل، یک لوله آهنی رو به شمال جغرافیایی جهت شاخص که زاویه اش با افق برابر عرض جغرافیایی محل نصب و یک صفحه که با افق زاویه ای برابر متمم عرض جغرافیایی محل می‌سازد و شامل یک تقسیم بندي دوازده ساعته است و سایه شاخص بر روی صفحه ساعت، زمان را نشان می‌دهد، می‌باشد.

### مقدمه

قبل از اختراع ساعت‌های مکانیکی و الکترونیکی متداول امروزی، ساعت آفتابی وسیله معمولیاندازه گیری زمان بود که در سطح وسیعی به کار گرفته می‌شد. تکامل ساعت‌های مکانیکی در اوایل قرن بیستم صورت گرفت و قبل از آن در بیشتر نقاط دنیا، ساعت‌های آفتابی بیش از هر وسیله دیگری برای سنجش زمان بکار می‌رفت.

به طور قطع مسئله تغییر طول و محل سایه که شیء ایستاده به علت حرکت ظاهری خورشید در طول روز، برای انسان‌های قدیمی پدیده ای شناخته شده بوده است. آنها می‌توانستند با فرو بردن یک چوب دستی در زمین سایه آن را مورد مطالعه و دقت قرار دهند. همچنین به طور قطع می‌توانستند با قرار دادن تکه‌های متعدد سنگ انتهای سایه‌ها به فواصل زمانی کوتاه، اوقات کوتاه مدت را در طول روز مشخص نمایند.

قدیمی‌ترین ساعت آفتابی بدست آمده متعلق به ۱۵۰۰ سال قبل از میلاد مسیح و مربوط به مصریان است. نکته قابل توجه این است که - برعکاف امروز که ساعت با طول زمانی مساوی به کار می‌رود - مصریان ساعت با طول زمانی نامساوی را بکار می‌گرفتند. این مطلب از آنجا ناشی می‌شود که مصریان زمان بین طلوع و غروب آفتاب در یک روز را به ۱۲ قسمت مساوی تقسیم می‌نمودند. چون طول روز در تمام سال برابر نمی‌باشد، لذا ساعت‌های بدست آمده بجز در روز معینی که برای آن حساب شده اند با هم برابر نیستند. البته لزوماً برای مدرج کردن ساعت تمام روزهای سال را در نظر نمی‌گرفتند، کافی است که در روز اول بهار و اول پاییز<sup>۱</sup> که طول شب

روز برابر است و همچنین در روزهای اول تابستان و اول زمستان که شب و روز با هم بیشترین اختلاف را دارند، درجه بندی صفحه را انجام داد.

در حدود صد سال بعد از بوجود آمدن اصول اقلیدس، اصول مخروط شناخته شد. از آن به بعد ساعت‌ها به شکل مخروط کنده کاری شده، ساخته می‌شدند که مزیت آن بر انواع قبلی، دقت بیشتر آنهاست. یکی از جالب ترین آثاری که از یک قرن قبل از میلاد مسیح بجا مانده و هنوز پابرجاست، برج بادها<sup>۱</sup> در یونان است. علاوه بر خود این برج که به شکل هشت وجهی و بسیار مورد توجه است، ساعت‌های خورشیدی واقع بر هشت وجه آن نیز اهمیت بسیار دارند.

در قرن دوم میلادی، بطیموس<sup>۲</sup> در رساله مهم خود، در ریاضیات و نجوم روش‌های ساختن ساعت‌های خورشیدی با استفاده از روش آنالما را تشریح نموده است، بطوری که بتوان از طریق هندسی، امتداد یک سایه را تصویر نمود. ابوالحسن، دانشمند عربی که اوایل قرن سیزدهم میلادی می‌زیسته است، روش بکار بردن ساعت با طول مساوی زمانی را - که امروزه متداول است - ارائه نموده است.

دوران رنسانس، اوج استفاده از ساعت‌های خورشیدی و سنجش وقت بوسیله خورشید است. ساعت آفتابی بصورت یک ابزار دقیق علمی و قابل اعتماد درآمد که تنها عیب آن لزوم تابش آفتاب بود. حتی ساعت‌هایی ساخته شد که بوسیله آن می‌شد در شب‌های مهتابی با رصد نمودن ستارگان و یا با استفاده از نور ماه وقت را سنجید.

البته باعث تعجب است که گفته شود اختراع ساعت‌های مکانیکی نه تنها باعث عقب افتادن ساعت‌های خورشیدی نشد بلکه موجبات پیشرفت آن را نیز فراهم کرد. چه ساعت‌هایی مکانیکی ساخته شده در آن زمان زیاد دقیق نبودند لذا اغلب ساعت‌های خورشیدی دقیق را برای میزان کردن ساعت‌های مکانیکی بکار می‌بردند.

امروزه نیز اگر این گونه ساعت‌ها با دقت و تکنولوژی حاضر ساخته شود، دقت آن‌ها در نشان دادن وقت همه را به تعجب و اخواهد داشت.

## شرح روش ساخت

نخست با مطالعات اولیه بر روی انواع ساعت آفتابی تصمیم به ساخت ماکت‌های ساعت آفتابی از نوع استوایی گرفتیم. با توجه به متفاوت بودن اشکال این نوع ساعت و به تبع آن تفاوت در نحوه ساخت و مدرج کردن آن‌ها شروع به ساخت ماکت‌هایی متفاوت نمودیم.

پس از آزمایش‌های عملی که بر روی هر کدام از ماکتها انجام گردید، بهترین گزینه برای ساخت ساعت آفتابی در اندازه بزرگ ساعت خورشیدی چند حلقه‌ای انتخاب گردید. این ساعت از نقطه نظر طراحی بسیار قابل انعطاف بوده و از نظر آموزشی نیز بسیار قابل استفاده

1- The Tower of winds

1- Ptolemy

2- Almagest

است. در حقیقت چنانکه از اسم آن پیداست، این دستگاه نجومی قدیمی از چند حلقه که تشکیل یک کره توخالی را می دهند، بوجود می آید. در آن ها معمولاً ده حلقه که نماینده دایره های مهم کره سماوی و یا کره زمین از جمله: استوا، دایره افقی، دایره البروج، می باشد، در وضعیت مناسب نسبت به همدیگر قرار داده می شوند.

در ابتدا مهم ترین مساله انتخاب جنس و ماده مناسب قابل دسترس جهت ساخت ساعت در اندازه بزرگ بود که البته می بایست قابلیت خم شدن را نیز دارا باشد لذا برای این منظور از سه شانه پروفیل که قابلیت خم شدگی دارد استفاده نموده و آن ها را توسط دستگاه مخصوص به شکل دایره کامل خم نمودیم (با قطر داخلی ۱۷۶cm). شاخص نیز از یک میله استوانه ای از جنس آهن با طولی برابر با قطر حلقه ها ساخته شد و صفحه ساعت را یک ورق آهنی با قطر یک میلی متر که قابلیت خم شدن به شکل نیمداire را داشت انتخاب نمودیم.

ساعت را می بایست به گونه ای طراحی می نمودیم که زاویه های شاخص، صفحه و جهت رو به شمال شاخص - به دلیل ایجاد شدن خطاهای احتمالی - قابل تغییر باشند. برای این منظور در دو طرف شاخص بلبرنگی به کار برده شد که میله شاخص به راحتی بتواند بر روی محیط حلقه حرکت کند و در محل مورد نظر با استفاده از یک پیچ محکم شود. در دو طرف صفحه نیز پیچ های قابل تنظیمی به کار بردم که صفحه را در مکان مورد نظر تنظیم می نمود. در مورد تنظیم جهت روبه شمال شاخص نیز از دو لوله استوانه ای فرو رفته در هم به عنوان پایه ساعت استفاده کردیم؛ بدین گونه که از لوله ای به طول ۹۰ cm که تنها ۳۰ cm آن بالای سطح زمین قرار دارد و لوله دیگر با طول ۸۰cm و قطری کمتر از لوله اولیه در آن فرو می رفت، به کار برده شد. دو پیچ در دو طرف لوله بیرونی جوش داده به طوری که بعد از تنظیم جهت شاخص به سمت شمال، باستن پیچ ها پای ساعت کاملاً محکم می شود.

سازندگان ساعت های آفتابی معتقدند که یک ساعت آفتابی کامل علاوه بر دقت بالایی که باید داشته باشد، شکل ظاهری آن نیز بسیار پر اهمیت است. بنابراین باید رنگی را انتخاب می کردیم که علاوه بر هماهنگی با رنگ صفحه منعکس کننده خوبی از نور خورشید نباشد تا مانع از دیدن سایه بر روی صفحه نشود. رنگ مسی برای این کار بسیار مناسب بود.

اعداد بر روی صفحه هم باید از رنگ و فرم مناسبی انتخاب می گردید که علاوه بر زیبایی، به راحتی قابل خواندن باشد. رنگ مشکی برای این هدف مناسب می نمود و به همان دلایل انتخاب رنگ بدنه ساعت، مشکی را نیز برای شاخص به کار بردم.

مرحله بعدی تعیین جهت شمال آسمان و اندازه گیری دقیق عرض جغرافیایی بود. همان طور که گفته شد، ستاره قطبی در حال حاضر تقریباً جهت دقیق شمال جغرافیایی را مشخص می کند. برای تعیین جهت شمال، از دوربین ثنودولیت و تنظیم آن بر روی ستاره قطبی استفاده شد. و با استفاده از همین دوربین، عرض جغرافیایی را نیز اندازه گیری کردیم. برای مطمئن شدن از اندازه عرض جغرافیایی مقدار آن را با GPS نیز مشخص نمودیم که با مقدار اخیر تنها اختلافی در حدود یک درجه داشت.

بعد از آن نیاز بود که صفحه و شاخص را به ترتیب با متمم عرض جغرافیایی و عرض جغرافیایی تنظیم کنیم. با توجه به بالاتر بودن آن ها از سطح افق و انحنای صفحه تنظیم مستقیم زاویه ها امکان پذیر نبود بنابراین از تاثرات زاویه ها استفاده کرده و صفحه و شاخص را تنظیم کردیم.

## نتیجه گیری

ساعت حلقه ای یکی از انواع دقیق ساعت های خورشیدی نوع استوایی است که سطح داخلی حلقه مربوط به دایره استوا تشکیل صفحه مدرج اینگونه ساعت را می دهد و شاخص آن از یک میله نازک تشکیل شده است که از دو قطب کره گذشته و موازی محور زمین می باشد. ارتفاع زاویه ای لبه شاخص - که همان میله نازک است - برابر عرض جغرافیایی محل تنظیم می شود؛ به عبارت دیگر میله شاخص با سطح افق زاویه ای برابر عرض جغرافیایی محل را دارد و خط ساعت ۱۲ ظهر خورشیدی اینگونه ساعت ها باید در امتداد صفحه نصف النهار محل باشد. این ساعت می تواند ساعت خورشیدی روز - از طلوع تا غروب آفتاب - را نشان دهد.

پس از کسب اطلاعات کافی و مورد نیاز درباره این نوع ساعت خورشیدی شروع به ساخت آن نموده و با پیمودن مراحل ساخت بیان شده در قبل موفق به ساخت آن شدیم. ساعت ساخته شده در حال حاضر در محوطه دانشگاه پیام نور مرکز جهرم نصب گردیده و مورد استفاده قرار می گیرد.

لازم به ذکر است که ساعت ساخته شده که از نوع حلقه ای می باشد، در حال حاضر بزرگترین ساعت خورشیدی شناخته شده در نوع خود در کشور است. نتایج به دست آمده با زمان مکانیکی تطابق بسیار خوبی دارد. بخشی از نتایج به دست آمده به شرح زیر است:



۱- ساعت مکانیکی بر طبق ساعت رسمی کشور در ۶ ماهه اول سال می باشد.

**مراجع ها**

ساعت های خورشیدی- اصول و راهنمای ساخت، علی احیایی، ماشاءالله، تهران، انتشارات امیر کبیر، چاپ اول، ۱۳۶۹.

ساخت و ساخت ساعت های آفتابی، جنکینز، جرالد و بیر، مگدالن، ترجمه محمد باقری، تهران، شرکت انتشارات علمی و فرهنگی، ۱۳۸۵.

عنوان اصلی کتاب:

Sundial &timedial: a collection of working models to cut-out and glue together

و سایتهاي:

<http://www.sundials.org/>  
<http://www.sundialsoc.org.uk/>  
<http://sundials.gnomonica.com/>  
<http://www.shakhes.org/>  
<http://www.digitalsundial.com/>  
<http://en.wikipedia.org/wiki/Sundial>  
<http://www.mysundial.ca/tsp/tsp.html>  
<http://www.lmsal.com/YPOP/Classroom/Lessons/Sundials/sundials.html>  
<http://www.liverpoolmuseums.org.uk/nof/sun/san5.html>  
<http://www.jgiesen.de/analemma/>  
<http://www.visitredding.org/sundial.cfm>  
<http://www.steveirvine.com/sundial.html>  
<http://www.uwrf.edu/sundial/welcome.html>  
<http://www.infraroth.de/cgi-bin/slinks.pl>  
<http://liftoff.msfc.nasa.gov/Academy/Earth/Sundial/Sundial-how.html>  
[http://www\\_qwerty\\_com](http://www_qwerty_com)



دانشگاه شیده‌چمران اهواز

## ۶. نوسانات لوله‌های تاج خورشید با کمک تکنیک ریلی-ریتز

نرگس فتحعلیان<sup>۱</sup> حسین صفری<sup>۲</sup> سعدالله نصیری<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup> مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

<sup>۲</sup> گروه فیزیک دانشگاه زنجان

### چکیده

ما در این مقاله طرح وردشی ریلی-ریتز<sup>(۱)</sup> را برای مطالعه نوسانات عرضی لوله‌ی شار مغناطیسی به کار می‌بریم، لوله‌ی شار در شرایط بتای اندک تاج خورشید در نظر گرفته می‌شود. اختلالات به مولفه‌های استوانه‌ای و غیرچرخشی تجزیه می‌شوند و معادلات مگنتوهدیرودانیمیک (MHD) به محاسبه‌ی ویژه مقادیر ماتریس کاهش داده می‌شوند. در مورد لوله‌ی شار نازک بالایه‌بندی طولی چگالی، مدهای کینک<sup>(۲)</sup> اصلی و مرتبه‌های بالاتر محاسبه می‌شوند. نتایج بدست آمده در توافق خوبی با مطالعات پیشین است.

### مقدمه

فهم طبیعت امواج و انتشار آنها در محیط‌های مغناطیسی از اهمیت قابل توجهی برخوردار است. به ویژه آنکه لوله‌های شار در گرمایش ستاره‌ای، رنگین سپهر خورشید و تاج خورشید موثرند. توانایی مشاهداتی سفینه‌هایی همچون یوهکو<sup>(۳)</sup>، سوهو<sup>(۴)</sup> و تریس<sup>(۵)</sup> در آشکارسازی امواج تاج به ما کمک می‌کند. مشاهده‌ی مستقیم کمیت‌های اصلی میدان مغناطیسی تاج هنوز دشوار است. اما تکنیک‌های لرزه‌نگاری<sup>(۶)</sup> تاج، در استخراج اطلاعات از مشاهدات پدیده‌های نوسانی و تفسیر آنها توسط مدل‌های تئوری موثر است.

چندین مدل تئوری برای حلقه‌های تاج خورشید توسعه داده شده است. با وجود کارهای گسترده در این زمینه، هنوز بسیاری از جنبه‌های نوسانات حلقه‌های تاج و لرزه‌نگاری آن نیازمند بررسی است. اما روش‌های سابق که اغلب بر پایه‌ی حل معادلات دیفرانسیل بودند، دشواری‌ها و پیچیدگی‌های خود را دارند. با پرهیز از دشواری‌های روش‌های معادلات دیفرانسیل، روش وردشی ریلی-ریتز قابل گسترش است. ثبوتی (۱۹۸۱) از طرح وردشی ریلی-ریتز استفاده کرد و مدهای  $p$  و  $g$  شاره‌ی خودگراندۀ را تعریف نمود. او تئوری هلمهولتز را برای تجزیه‌ی اختلالات به مولفه‌های چرخشی و استوانه‌ای بکار برد. حسن و ثبوتی (۱۹۸۷) انتشار موج را بدین روش در یک لوله‌ی مغناطیسی یکنواخت با سطح مقطع مربعی و شرایط مرزی جامد (مدهای محبوس)<sup>(۷)</sup> بررسی کردند. نصیری (۱۹۹۲) تحلیل حسن و ثبوتی را به سطح مقطع متغیر و میدان مغناطیسی غیریکنواخت بسط داد.

در این مقاله، ما تحلیل حسن و ثبوتی را در مطالعه نوسانات عرضی حلقه‌های تاج با لایه‌بندی طولی چگالی بکار می‌بریم و مدهای کینک اصلی و مرتبه‌های بالاتر را به دست می‌آوریم.

### معادلات حرکت

معادلات خطی مگنتوهدیرودانیمیک برای اختلالات اویلری شاره با مقادیر تعادلی چگالی  $\rho_0$ ، شتاب گرانشی  $g_0$ ، فشار  $P_0$  و میدان

مغناطیسی، بدین شرح اند:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\mathbf{F}(\xi), \quad (1)$$

$$\mathbf{F}(\xi) = \nabla p - \rho \mathbf{g}_0 - \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0, \quad (2)$$

$$\rho = -\rho_0 \nabla \cdot \xi - \xi \cdot \nabla \rho_0, \quad (3)$$

$$p = -\gamma p_0 \nabla \cdot \xi - \xi \cdot \nabla p_0, \quad (4)$$

$$\mathbf{b} = \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}_0), \quad \mathbf{v} = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (5)$$

که در آن  $p$ ,  $\rho$  و  $\mathbf{b}$  اختلالات چگالی، فشار و میدان مغناطیسی هستند و جابجایی  $\xi$  از اثر کوچک المان شاره از موضع تعادل است. با ضرب معادله (۱) در  $*$  و انتگرال‌گیری حول حجم  $\xi$  شار به دست می‌آوریم:

$$\begin{aligned} \omega^2 \int d\mathbf{x} \xi^* \cdot \rho_0 \xi &= \int d\mathbf{x} \xi^* \cdot \mathbf{F}(\xi) \\ &= \int d\mathbf{x} [\xi^* \cdot \nabla p - \xi^* \cdot \mathbf{g}_0 \rho - \frac{1}{4\pi} \xi^* \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0], \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن بستگی  $\xi$  به زمان به شکل  $\exp(i\omega t)$  در نظر گرفته شده است. معادله (۶) را می‌توان به این شکل کاهش داد:

$$w - \omega^2 s = 0, \quad (7)$$

$$s = \int d\mathbf{x} \rho_0 \xi^* \cdot \xi, \quad (8)$$

$$w = \int d\mathbf{x} \frac{1}{\rho_0} \frac{dp_0}{d\rho_0} \rho^* \rho \quad (9)$$

$$+ \int d\mathbf{x} \Gamma p_0 \nabla \cdot \xi^* \nabla \cdot \xi + \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{x} \mathbf{b}^* \cdot \mathbf{b},$$

$$\Gamma = \gamma - (p/\rho)(dp/d\rho). \quad \text{که در آن}$$

## روش حل

یک لوله‌ی شار کلی در نظر می‌گیریم، که دو انتهای آن در یک پلاسمای چگال قرار دارد. شرایط مرزی برای سطوحی از لوله که به موازات میدان مغناطیسی تعادلی هستند به شکل زیر است:

$$\hat{n}_1 \cdot [\mathbf{v}] = \hat{n}_1 \cdot [\mathbf{b}] = 0, \quad [P_T] = 0, \quad (10)$$

که در آن  $[f] = f_{\text{interior}} - f_{\text{exterior}}$ . برای سطوح عمود بر میدان

$$\mathbf{v} \cdot \hat{n}_{2,3} = \mathbf{b} \cdot \hat{n}_{2,3} = P_T = 0. \quad (11)$$

در روابط فوق  $\hat{n}_1$  بردار یکه‌ی عمود بر سطح جانبی و  $\hat{n}_{2,3}$  بردارهای یکه‌ی عمود بر سطوح انتهایی هستند.

وابستگی چگالی را به شکل زیر در نظر می‌گیریم:

$$\rho(\epsilon, z) = \begin{cases} \rho_i(\epsilon)f(\epsilon, z), & r \leq R, \\ \rho_e(\epsilon)f(\epsilon, z), & r \geq R, \end{cases}$$

$$f(\epsilon, z) = \exp\left(-\frac{\epsilon}{\pi} \sin \frac{\pi z}{L}\right); \quad \rho_{i,e}(\epsilon) = \frac{\rho_{i0,e0}}{\int_0^L f(\epsilon, z) dz},$$

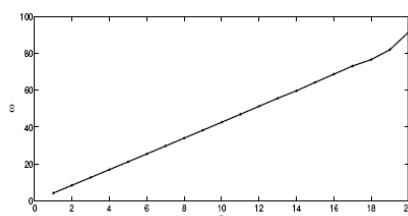
جابجاگر لاغرانژی  $\ddot{r}$  را به کمک قضیه‌ی هلمهولتز به سه مولفه تجزیه می‌کنیم. با توجه به شرایط خاص مساله توابع پیشنهادی شعاعی و طولی را وارد می‌کنیم. مجموعه‌ی ویژه بردارها را از یک مجموعه‌ی کامل از بردارها در فضای هیلبرت بردارهای جابجایی در نظر می‌گیریم، به شکلی که معادلات حرکت را ارضاء کنند. سپس برای به دست آوردن ویژه بسامدها از شکل ماتریسی معادله (۷)- که با اصل وردش به دست می‌آید- استفاده کرده و روش ورشی ریلی-ریتر را به کار می‌بریم.<sup>[۱]</sup>

## نتایج

به عنوان پارامترهای حلقه‌ی تاج، نسبت شعاع لوله به طول آن را برابر  $\eta=R/L=0.01$ ، نسبت دامنه‌ی چگالی داخل به خارج را برابر و نسبت دامنه‌ی میدان داخلی به خارجی را برابر  $Bi=Be=0.98$  در نظر می‌گیریم. پارامتر بتا برای داخل برابر  $0.00035$  و برای خارج  $0.00035$

$$\frac{\rho_{0e}}{\rho_{0i}} = 0.01 \quad \text{است.}$$

با استفاده از محاسبات عددی و حل شکل ماتریسی معادله (۷) ویژه‌مقدار و ویژه توابع آن به دست می‌آیند. برای حلقه‌ی بدون لایه‌بندی ( $\epsilon=0$ ) فرکانس‌ها محاسبه شده و بر حسب شماره‌ی مدقولی،  $n$  رسم شده‌اند(شکل ۱). همچنانکه مشاهده می‌شود فرکانس  $n$  ام متناسب با شماره‌ی مد است ( $\omega_n \approx n\omega_0$ ).

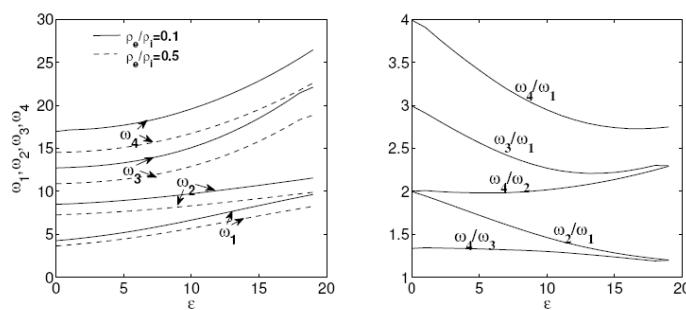


شکل ۱. فرکانس‌ها برای حلقه بدون لایه‌بندی چگالی ( $\epsilon=0$ )

بر حسب شماره‌ی مدقولی  $n$ .

برای حلقه با لایه‌بندی طولی چگالی در بازه‌ی  $0 \leq \epsilon \leq 20$

مد اصلی، اول، دوم و سوم کینک ( $m=1$ ) را محاسبه کردیم. فرکانس‌ها و نسبت‌شان در شکل زیر آمده‌اند.



شکل ۲. فرکانس‌های اصلی، اول، دوم و سوم بر حسب  $\epsilon$

همان‌گونه که از رفتار تابع  $f(\epsilon, z)$  انتظار داریم، با افزایش  $\epsilon$  فرکانس‌ها به طور یکنواخت افزایش می‌یابند. همان‌طور که در شکل مشخص است برای  $\epsilon$  کوچک، مدهای فرد از مدهای زوج شیب بیشتری دارند اما با افزایش  $\epsilon$  به یکدیگر نزدیک می‌شوند. نسبت  $\omega_n/\omega_1$  از  $n$ ، برای حلقه با چگالی یکنواخت ( $\epsilon=0$ ) شروع می‌شود و با افزایش  $\epsilon$  کاهش می‌یابد که با نتایج صفری و دیگران (۲۰۰۷) در تطابق است. مقادیر بدست آمده برای  $\epsilon$  از شکل فوق برابر ۷.۴۴ و ۳.۶۹ است. اگر طول لوله‌ها را بین ۱۰۰ تا ۴۰۰ مکامتر فرض کنیم، مقیاس طول چگالی  $H = \epsilon^{-1} L$  در بازه‌ی  $\epsilon$  [۲۷, ۵۳] و [۱۳, ۱۰۸] قرار می‌گیرد که با داده‌های رصدی در توافق است. همان‌طور که در شکل می‌بینید، نسبت دوره تناوب مد اصلی به دوم از ۳ و به سوم از ۴ شروع می‌شود. گرچه به علت وردشی بودن روش فرکانس‌های پایین دقیق‌ترند، اما رفتار کلی مدها با کارهای گذشته در توافق است.

از مشاهدات می‌دانیم که از  $\epsilon=0$  تا  $\epsilon=0.04$  تغییر می‌کند. با اعمال این تغییر بر مدل، فرکانس‌ها افزایش اندکی نشان می‌دهند. نتایج برای دو مقدار مذکور  $\epsilon$  در شکل زیر آمده‌اند.

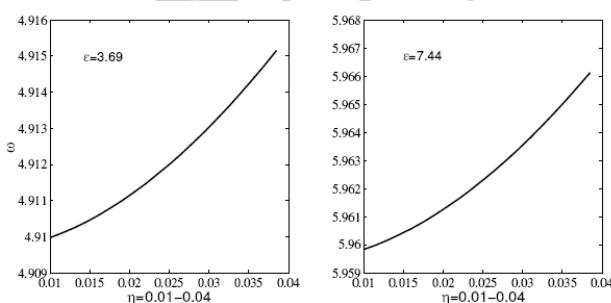
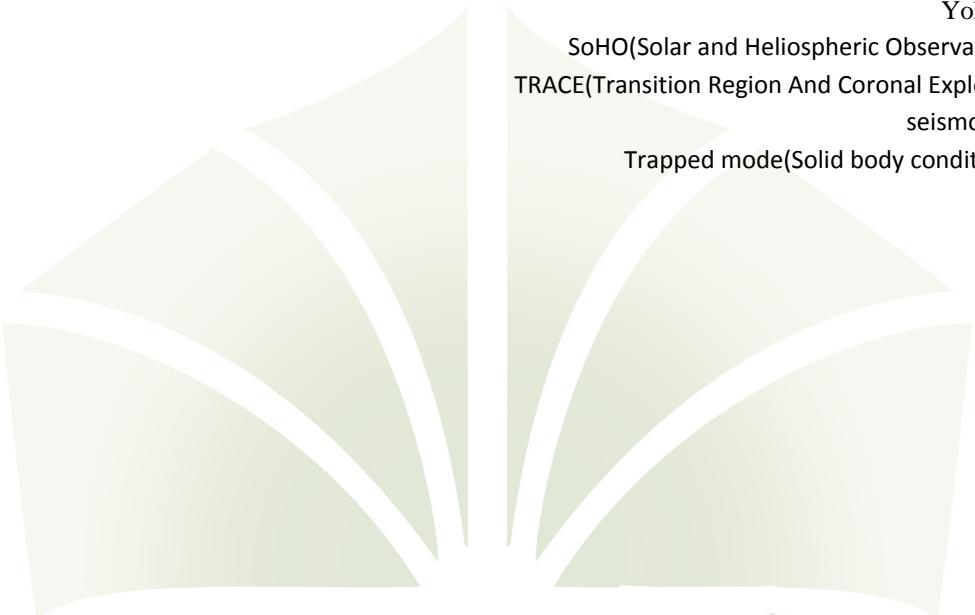


Figure 4: frequencies versus  $\eta = R/L$ , for  $\epsilon = 3.69$  and  $7.44$ . All frequencies are in units of  $\pi v_{A_i}(\epsilon = 0)/L$ .

شکل ۳. فرکانس‌های بر حسب  $\eta$  برای دو مقدار منطقی  $\epsilon$

بنابراین با وجود واقعیت پیچیدگی حل معادلات دیفرانسیل، روش وردشی ریلی-ریتز می‌تواند طی مراحلی روش و مشخص نتایج پیشین را بازتولید کند. با انتخاب مجموعه‌ی مناسبی از توابع پیشنهادی، این روش به مطالعات نوسانی دیگر نیز قابل تعمیم می‌باشد.

- Fathalian, N., Safari, H. & Nasiri, S. 2009, New Astron. (Subm) .<sup>۱</sup>  
 Hasan, S.S. and Sobouti, Y.:1987, Mon. Not. R. astr. Soc. 228, 427 .<sup>۲</sup>  
 Nasiri, S.:1992, Astron. Astrophys. 261, 615 .<sup>۳</sup>  
 Sobouti Y.: 1981, A&A 100, 319 .<sup>۴</sup>  
 Safari, H., Nasiri, S., &Sobouti Y. 2007, A&A, 470, 1111 .<sup>۵</sup>  
 Rayleigh-Ritz .<sup>۶</sup>  
 Kink .<sup>۷</sup>  
 Yohkoh .<sup>۸</sup>  
 SoHO(Solar and Heliospheric Observatory) .<sup>۹</sup>  
 TRACE(Transition Region And Coronal Explorer) .<sup>۱۰</sup>  
 seismology .<sup>۱۱</sup>  
 Trapped mode(Solid body condition) .<sup>۱۲</sup>



دانشگاه شیده‌چمران اهواز

## ۷. بررسی نوسانات ایستاده‌ی آرام در لوله‌های لایه‌بندی شده‌ی تاج خورشید با بتای کم

جباری، سارا؛ صفری، حسین

گروه فیزیک دانشگاه زنجان

### چکیده

شواهد محکمی از وجود امواج مغناطیز-آکوستیک آرام در تاج خورشید وجود دارد. انتشار این امواج و نسبت پریود آن‌ها برای استخراج اطلاعات مهمی درباره‌ی گرمایش تاج خورشید مفید است. تحقیقات نشان می‌دهد که نسبت  $p_1/p_2$  برای یک ماده همگن برابر با ۲ می‌باشد اما در حالت مدل ناهمگن این نسبت می‌تواند کوچکتر از ۲ باشد. با استفاده از انحراف این نسبت از ۲ می‌توان پارامترهای ساختاری تاج در لرزه‌شناسی تاج را بدست آورد. چند اثر لایه‌بندی عرضی چگالی، لایه‌بندی طولی چگالی و لایه‌بندی گرانشی چگالی در میزان انحراف نقش دارند. ما در ادامه‌ی کارهای انجام شده توسط مک ایون و همکاران [۲] که رابطه‌ی این نسبت با پارامترهای تاجی در حالت مدهای آرام با بتای کم را در حالت آدیاباتیک محاسبه کرده بودند، این نسبت را برای حالت غیر آدیاباتیک به دست آوردیم و نشان دادیم که اثر انحراف از حالت آدیاباتیک در مقایسه با لایه‌بندی طولی نسبتاً ناچیز است. همچنین با استفاده از معادلات MHD و در مدل لوله‌های بلند و باریک با میدان مغناطیسی یکنواخت در راستای لوله معادله‌ی مربوطه را بدست آورده و با حل تحلیلی و عددی آن تا مرتبه‌ی دوم تصحیح، نمایه‌ی وجوده، فرکانس و نسبت آن را به دست آوردیم. نتایج به دست آمده با پاسخ‌های حالت آدیاباتیک (نتیجه‌ی مک ایون و همکارانش) و داده‌های رصدی موجود مقایسه شده است.

### مقدمه

بعد از شناسایی اولیه‌ی نوسانات کینک در لوله‌های تاج خورشید بوسیله‌ی اشواندن و همکاران (۱۹۹۹a) و ناکاریاکف و همکاران (۱۹۹۹)، داده‌های بسیاری با استفاده از مشاهدات با دقت بالای تریس و یوهکو و سوهو توسط اشواندن و همکاران، شریgor و همکاران (۲۰۰۴) و وانگ و سولانکی (۲۰۰۴) تحلیل شد.

ورویخت و همکاران دوره‌ی تناوب، فازها، زمان‌های میرایی و نمودار مدها را برای نه لوله‌ی تاج گزارش کردند. طبق انتظار، این داده‌ها با نتایج حاصل از مدل‌های تئوری ساده‌سازی شده با فرض‌های هندسه‌ی استوانه‌ای، سطح مقطع ثابت، میدان مغناطیسی ثابت، گرانش ثابت، ساختار همدما، چگالی ثابت و بدون شار اولیه تفاوت داشت.

از آن پس کوشش‌های بسیاری برای رسیدن به مدل‌های واقعی قابل قبول انجام شد. تنها پس از این مطالعات می‌توانیم نتیجه بگیریم که کدام عامل در لرزه‌شناسی مغناطیسی خورشید دارای اهمیت است.

آندرز و همکاران (۲۰۰۵b) آهنگ میرایی لوله‌های استوانه‌ای به طور طولی طبقه‌بندی شده را محاسبه کردند و نسبت فرکانس اولین مد را به به مد پایه کمتر از ۲ بدست آوردنند. آن‌ها از این نسبت برای تخمین مقدار ارتفاع مقیاس اتمسفر خورشید استفاده کردند.

در این مقاله ما مدهای آرام برای حلقه‌های با لایه‌بندی طولی را مطالعه نمودیم. مک ایون و همکاران (۲۰۰۶) نشان دادند که در مدهای آرام به علت پراکندگی کمتری که وجود دارد اثر لایه‌بندی شعاعی (عرضی) در میزان انحراف نسبت تناوب مد پایه به اولین مد از ۱ ناچیز است و این لایه‌بندی طولی است که از اهمیت زیادی برخوردار می‌باشد. این گروه با استفاده از معادله‌ی کلین گوردون، برای فرآیند آدیاباتیک و در حالت بتای کم به معادله‌ی موج صوتی دست یافتند و با نوشتن معادله‌ی ویژه‌مقداری و تحلیل ویژه‌مقداری آن نسبت  $p_1/p_2$  را به دست آورند. ما نیز با استفاده از معادلات ایده‌آل MHD و استفاده از مدل لوله‌های باریک و بلند و با فرض میدان

مغناطیسی یکنواخت در راستای طول لوله و تمرکز روی لایه‌بندی طولی مسئله را برای حالت غیرآدیاباتیک حل کرده و با به دست آوردن معادله‌ی مربوطه و حل آن اثر انحراف از حالت آدیاباتیک را روی نمایه‌ی وجود، فرکانس و نسبت آن‌ها بررسی نمودیم.

## مدل

معادلات ایده‌آل MHD برای یک لوله در راستای  $Z$  به صورت زیر می‌باشد:

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

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla p - \rho \vec{g} + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \vec{v} \times \vec{B} \quad (3)$$

$$\frac{\partial (P\rho^{-\gamma})}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla (P\rho^{-\gamma}) = -L \quad (4)$$

که در آن  $L = \chi \rho^2 T^\alpha$  و  $\alpha = 0$  می‌باشد.

همچنین معادله‌ی حالت پلیتروپ، معادله‌ی گاز کامل و ارتفاع مقیاس فشار ( $\Lambda_0(z)$ ) به صورت زیراست:

$$p = k\rho^\gamma \quad \text{و} \quad p = \frac{R}{\mu} \rho T \quad \text{و} \quad \Lambda_0(z) = \frac{p_0(z)}{g\rho_0(z)} \quad (5)$$

## روش اختلال

با استفاده از پارامترهای در حال تعادل ( $p_0(z)$ ,  $\rho_0(z)$  و  $v_0$ ) جمله‌های اختلالی را به صورت زیرمی‌نویسیم:

$$\rho(z,t) = \rho_0(z) + \rho_1(z,t) \quad (6)$$

$$p(z,t) = p_0(z) + p_1(z,t) \quad (7)$$

$$\vec{v}(z,t) = \vec{v}_1(z,t) \quad (8)$$

$$\vec{B}(z,t) = B_0 \hat{k} + \vec{B}_1(z,t) \quad (9)$$

با استفاده از معادله‌ی (2) در حالت تعادلی، گرفتن مشتق زمانی از آن و ترکیب آن با سایر رابطه‌ها به معادله‌ی پیچیده‌ای میرسیم. پس ابتدا با استفاده از کمیت جابجایی لاگرانژی و تکنیک استرتچینگ (روشی برای ارجهیت دادن بین جهت‌های موجود) معادلات را ساده‌سازی می‌کنیم. سپس با بررسی حالتی که در راستای زاویه‌ی سمتی تقارن وجود داشته باشد و همچنین این فرض که وابستگی به زمان به صورت  $v_i(x,z,t) = v_i(x,z) \exp(i\omega t)$  باشد، پس از اعمال تغییر متغیر

$$v_z(z,t) = f(z)Q(z,t) \quad (12)$$

و حل مساله برای حالت پلاسمای با بتای کم که  $c_s^2 \gg c_A^2$  و دانستن این مطلب که تغییرات دما با ارتفاع برای فرآیند پلیتروپی به صورت خطی می‌باشد:

$$T = a + bz \quad (13)$$

با تعریف ضربی به صورت  $c = 2\chi(\gamma - 1)$  و انجام عملیات ریاضی نهایتاً به چنین معادله‌ای دست می‌یابیم:

$$(-c_s^2(z) + c\tilde{L}) \frac{\partial^2 Q(z)}{\partial z^2} + \Omega^2(z, \omega)Q(z) = 0 \quad (14)$$

$$\Omega^2(z, \omega) = \frac{(\gamma g)^2}{4(-c_s^2 + c\tilde{L})} - \frac{\gamma g}{2} \frac{c_s^2}{(-c_s^2 + c\tilde{L})} \frac{\rho'_0}{\rho_0} - \omega^2 + cI - cJ + cK + cN \quad (15)$$

$$\tilde{L} = -i \frac{\rho_0}{\omega} \quad \tilde{M} = -i \frac{\rho_0'}{\omega} \quad \tilde{N} = -i \frac{\rho_0''}{\omega} - i \frac{(\rho_0')^2}{\rho_0 \omega} \quad (16)$$

$$I = c \frac{\tilde{M}^2}{4(-c_s^2 + c\tilde{L})} - \frac{\gamma g}{2} \frac{\tilde{M}}{(-c_s^2 + c\tilde{L})} \quad (17)$$

$$J = \frac{\tilde{M}'}{2} + \frac{\gamma g}{2} \frac{\tilde{L}'}{(-c_s^2 + c\tilde{L})} + \frac{\tilde{M}}{2} \frac{(c_s^2)'}{(-c_s^2 + c\tilde{L})} - c \frac{\tilde{M}}{2} \frac{\tilde{L}'}{(-c_s^2 + c\tilde{L})} \quad (18)$$

$$K = \gamma g \frac{\tilde{M}}{(-c_s^2 + c\tilde{L})} - c \frac{\tilde{M}^2}{2(-c_s^2 + c\tilde{L})} \quad (19)$$

این معادله در حالت آدیباتیک ( $c = 0$ ) به همان معادله کلین گوردون [۲] تبدیل خواهد شد.

## پاسخ‌ها

با بسط نمایه و فرکانس بر حسب مرتبه‌های

$$\omega = \omega^{(0)} + c\omega^{(1)} + c^2\omega^{(2)} + \dots \quad (20)$$

$$Q(z) = Q^{(0)}(z) + cQ^{(1)}(z) + c^2Q^{(2)}(z) + \dots \quad (21)$$

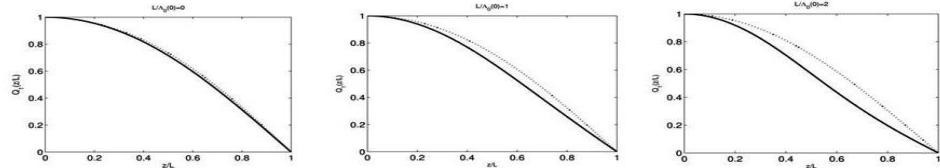
جواب‌هایی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\omega = (\omega^{(0)} + c^2\omega'') + ic\omega' \quad (22)$$

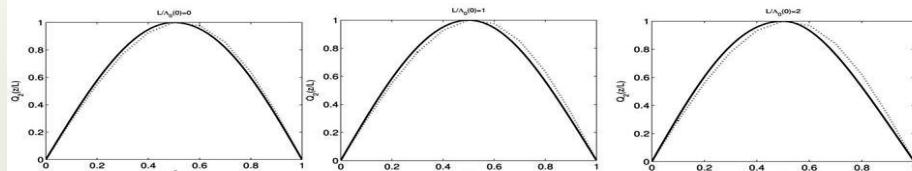
$$Q(z) = (Q^{(0)}(z) + c^2 Q''(z)) + i c Q'(z) \quad (22)$$

## تحلیل پاسخ‌ها

واضح است که در تصحیح مرتبه‌های فرد جمله‌هایی موهومی محض و در مرتبه‌های زوج جمله‌هایی حقیقی محض به فرکانس کلی اضافه خواهد شد. حضور جمله‌ی موهومی در فرکانس تنها میرا شدن امواج را نشان می‌دهد که در اثر نشت موج به خارج اتفاق می‌افتد و با فرض اولیه‌ی غیرآدیاباتیک بودن فرآیندها هم‌خوانی کامل دارد. در شکل‌های ۱ تا ۶ نمودارهای به دست آمده برای نمایه‌ی وجود، فرکانس‌ها و نسبت آن‌ها ارائه شده است. همچنین نسبت میرایی به فرکانس نیز رسم شده که کاملاً با نتایج رصدی موجود در منبع [۱] هم‌خوانی دارد.

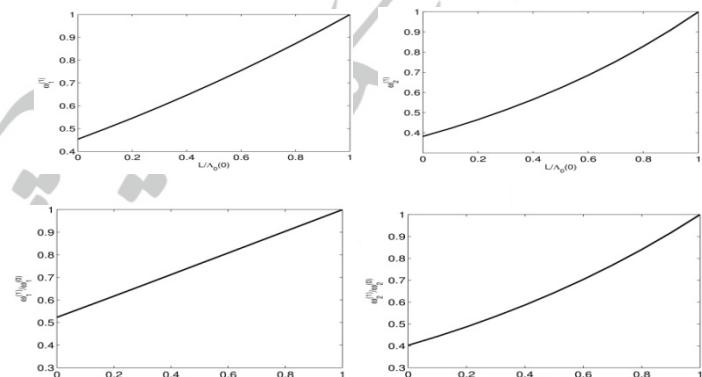


شکل ۱: نمودار نمایه‌ی وجه پایه به ازای پارامتر ارتفاع مقیاس مختلف در دو حالت آدیاباتیک ( نقطه‌چین ) و غیرآدیاباتیک ( خط توپر ) رسم گردیده است.



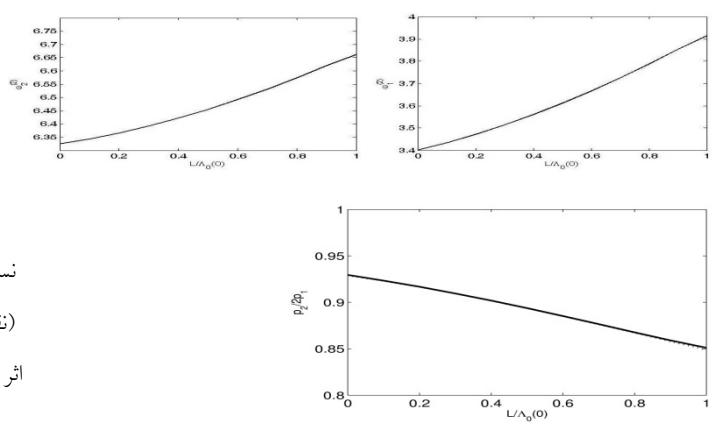
شکل ۲: نمودار نمایه‌ی اولین وجه برانگیخته به ازای پارامتر ارتفاع مقیاس‌های مختلف در دو حالت آدیاباتیک ( نقطه‌چین ) غیرآدیاباتیک ( خط توپر ) رسم گردیده است.

شکل ۳: فرکانس مرتبه‌ی اول وجه پایه و اولین وجه برانگیخته با افزایش پارامتر ارتفاع مقیاس افزایش یافته است.



شکل ۴: نمودار نسبت میرایی به فرکانس در وجه پایه و اولین وجه برانگیخته که کاملاً با داده‌های رصدی [۱] هم‌خوانی دارد.

شکل ۵: فرکانس مرتبه‌ی دوم برای وجه پایه و اولین وجه برانگیخته با افزایش پارامتر ارتفاع مقیاس افزایش یافته است.



نسبت فرکانس وجه پایه به اولین وجه برانگیخته در دو حالت آدیاباتیک شکل ۶: ( نقطه‌چین ) و غیرآدیاباتیک ( خط توپر ) رسم شده است. نمودار نشان می‌دهد که اثر غیرآدیاباتیک بودن فرآیندها در مقایسه با اثر لایه‌بندی طولی بسیار ناچیز است.

## نتیجه‌گیری

ما در این مقاله با بررسی مد آرام امواج مغناطیوآکوستیکی ایستاده برای مدل لوله‌های باریک و بلند با میدان مغناطیسی یکنواخت با لایه‌بندی طولی در آنها و استفاده از معادلات ایدآل MHD خطی سازی شده برای فرآیندهای غیرآدیاباتیک توانستیم به معادله‌ای دست یابیم که در حالت آدیاباتیک ( $c = 0$ ) همان معادله‌ی کلین گوردون می‌باشد که مک‌ایون و همکاران آن را به دست آوردند. با حل تحلیلی این معادله و یافتن ویژه‌مقادیر آن می‌توان نمودار پروفایل وجود و نسبت  $p_2/2p_1$  را رسم نموده و با استفاده از آن نشان داد که اثر انحراف از حالت آدیاباتیک در حضور لایه‌بندی طولی در چنین لوله‌هایی منجر به افزایش انحراف از ۱ این نسبت شده، جمله‌ی میرایی در نمایه ایجاد می‌کند و میزان انحراف نمایه‌ها از حالت‌های سینوسی و کسینوسی (محیط یکنواخت) را افزایش می‌دهد. با این وجود اثر آن در مقایسه با اثر لایه‌بندی نسبتاً ناچیز است.

## مرجع‌ها

- 2004, (Berlin: Springer-Verlag). Aschwanden, M.J., *Physics of the Solar Corona: An Introduction*, [۱]
- McEwan, M. P., Donnelly, G. R., Diaz, A. J. and Roberts, B., *Astronomy & Astrophysics*, 2006, **460**, 893. [۲]
- Safari, H., Nasiri, S., and Sobouti, Y., *Astronomy & Astrophysics*, 2007, **470**, 1111.[۳]
- Edwin, P.M., & Roberts, B., *SolarPhysic*, 1983, **88**, 179.[۴]
- Roberts, B., *Philosophical transactions*, 2006, **364**, 447.[۵]
- Diaz. A. J., Donnelly. G. R., Roberts. B., *Astronomy & Astrophysics*, 2007, **476**, 359. [۶]
- Hildner. E., *Solar Physic*, 1974, **35**, 123.[۷]

# دانشگاه شید‌حمران اهواز

## ۱۵. شبیه سازی سه بعدی مگنتو هیدرودینامیک MHD

فرهنگ؛ امین؛ عصاره، حبیب ...

دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران، گروه فیزیک

### چکیده

میدان های مغناطیسی نقش بسیار مهمی در پدیده های نجومی دارند، و به دلیل دست نیافتنی بودن و داشتن ماهیت اغتشاشی معمولاً روش مطالعه این پدیده شبیه سازی عددی می باشد. در این مقاله، با افزایش عدد رینولذ مغناطیسی موجود در سیال خورشیدی تغییرات ایجاد شده در آن را مطالعه می شود. در نهایت با اعمال این تغییرات به نظر می رسد که نرخ رشد میدان مغناطیسی در خورشید با افزایش عدد رینولذ افزایش می یابد

### مقدمه

در یک محیط سیال مثل پلاسمای خورشیدی که میدان مغناطیسی نیز وجود دارد معادلات مگنتو هیدرودینامیک MHD توانایی توصیف تغییرات ایجاد شده در محیط را دارا می باشند. در این مقاله ما مدل های هلیسیته مغناطیسی قوی را با استفاده از سه عدد رینولذ مغناطیسی  $\mathcal{R}_m = v\ell/\eta$  مختلف در خورشید شبیه سازی کردیم البته می دانیم برای پلاسماهای آزمایشگاهی  $1 \ll \mathcal{R}_m$  می باشد ولی برای اجرام نجومی مثل خورشید  $1 \gg \mathcal{R}_m$  است، ولی ما با تقریب، یک مقدار بین را انتخاب نمودیم تا از تغییرات سریع موجود در پلاسمای خورشیدی دور گردیم و در عین حال بتوانیم به طور نسبی تغییرات اعمال شده را مشاهده کنیم. ویژگی های هر بار اجرای شبیه سازی را در جدول زیر می بینیم:

جدول ۱. خلاصه مراحل شبیه سازی

	Run 1	Run 2	Run 3
$\eta$	0.01	0.005	0.001
$\mathcal{R}_m$	157	314	1570

### مدل

تمام این شبیه سازی ها در سه بعد با وضوح  $32^3$  صورت گرفت و در هر بار اجرا با تغییر عدد پخش مغناطیسی  $C^2/4\pi\sigma = \eta$  و در نتیجه تغییر عدد رینولذ مغناطیسی به بررسی واپسگی پارامترهای پلاسما

به  $\mathcal{R}_m$  پرداختیم. و البته برای هر مرتبه اجرا سرعت صوت  $c_s$ ، ثابت چسبندگی  $\mu$  را ثابت در نظر گرفته ایم.

اگر مشتق حرکت پهنه رفت را به صورت  $D/\text{Dt} = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$  در نظر بگیریم معادلات MHD حاکم بر چگالی  $\rho$ ، سرعت  $\mathbf{u}$  و پتانسیل برداری  $A$  به صورت زیر خواهد بود

$$\frac{D}{\text{Dt}} \ln \rho = -\nabla \cdot \mathbf{u}$$

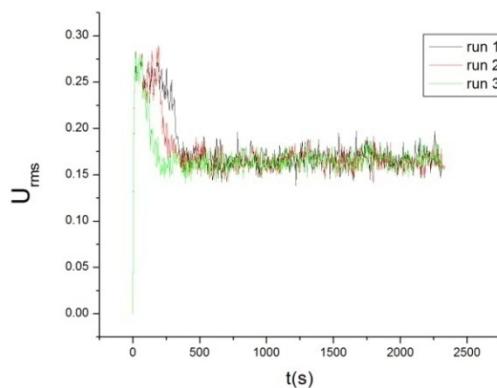
$$\frac{D}{\text{Dt}} \mathbf{u} = -c_s^2 \nabla \ln \rho + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{\rho} + \frac{\mu}{\rho} \left( \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{3} \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} \right) + \mathbf{f}$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta \nabla^2 \mathbf{A}$$

در این حالت چگالی جریان  $J = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$  به صورت  $J = -\nabla^2 \mathbf{A} + \nabla \nabla \cdot \mathbf{A}$  بدهست می آید و پتانسیل الکتریکی پیمانه را به صورت  $\varphi = -\eta \nabla \cdot \mathbf{A}$  استفاده شده است و ترم پخش مغناطیسی برابر  $\eta \nabla^2 \mathbf{A}$  می باشد.

### rms تغییرات سرعت

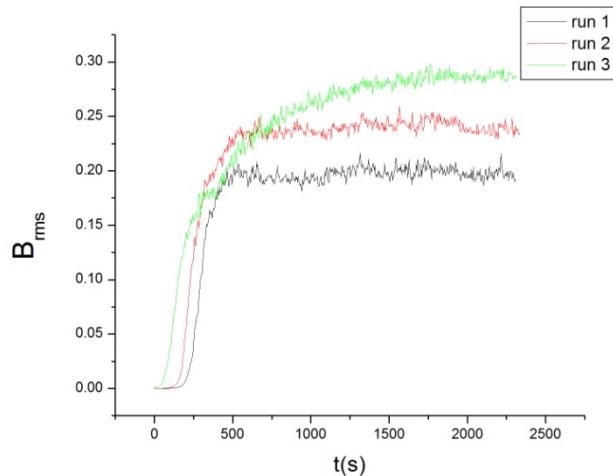
برای هر سه بار شبیه سازی تکامل عدد ماخ  $rms$  بر حسب زمان برای اعداد مختلف رینولذ نشان می دهد که مقدار عدد ماخ تقریباً بین 0.2 – 0.3 است، حال اگر سرعت  $u_{rms}$  را بر حسب این سه عدد مختلف رینولذ رسم کنیم همانگونه که از نمودار معلوم است بعد از زمان  $t = 250$  s سرعت  $rms$  بزرگتر از 0.25  $c_s$  می رسد ( $c_s$  را به عنوان واحد 1 در نظر گرفته ایم) این سرعت متناظر با زمان برگشت  $\tau = l_f/u_{rms}$  است، که  $l_f = 2\pi/k_f$  می باشد و به دلیل وجود عدد موج به این مقدار forcing می گویند. همانگونه که از شکل ۱ معلوم است مقدار  $u_{rms}$  برای اعداد رینولذ مختلف بعد از عبور از زمان برگشت تقریباً یکنواخت می گردد و هرچه عدد رینولذ مغناطیسی بزرگتر باشد زمان رسیدن به این موقعیت پایا سریعتر خواهد بود.



شکل ۱. تغییرات  $U_{rms}$  بر حسب زمان برای سه حالت مختلف شبیه سازی

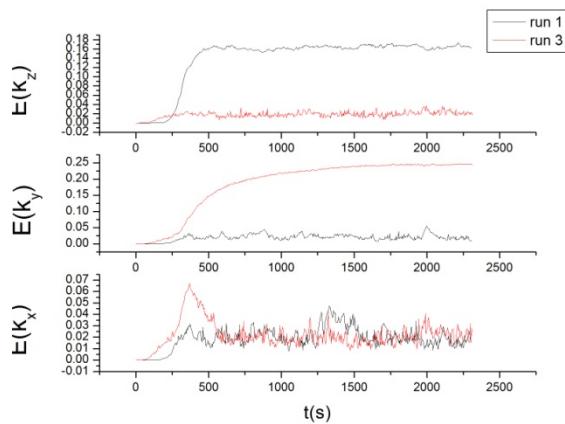
## میدان مغناطیسی

نمودار زیر تکامل زمانی انرژی مغناطیسی  $E_m$  را نشان می‌دهد. همانگونه که در نمودارهای رسم شده نمایان است  $E_m$  بعد از زمانی به مقدار اشباع می‌رسد و با افزایش عدد رینولذز مغناطیسی انرژی مغناطیسی نیز افزایش می‌یابد و برای اعداد رینولذز بزرگتر زمان رسیدن به حالت اشباع طولانی‌تر می‌باشد.



شکل ۲. تغییرات زمانی  $E_m(k)$  بر حسب زمان

حال تکامل زمانی انرژی مغناطیسی را در سه جهت  $X$  و  $Y$  و  $Z$  برای دو اجرای ۱ و ۳ در نظر می‌گیریم، می‌بینیم که برای اعداد رینولذز بزرگتر طیف انرژی مغناطیسی در دو جهت  $X$  و  $Y$  بزرگتر می‌باشد ولی در جهت  $Z$  طیف رینولذز کوچکتر غالب می‌باشد.



شکل ۳. تکامل زمانی انرژی مغناطیسی در سه جهت مختلف

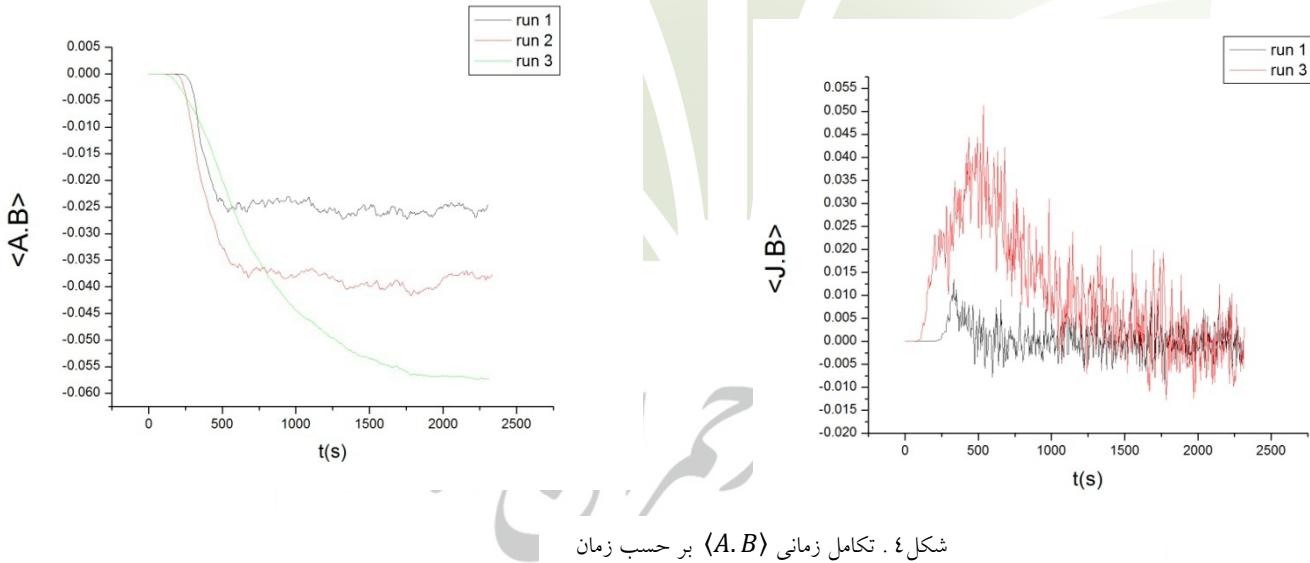
هالیستیه مغناطیسی

طبق معادلات زیر هلیسیته مغناطیسی  $\langle A \cdot B \rangle$  تنها در صورتی می‌تواند تغییر کند که پخش مغناطیسی میکروسکوپیک صورت گیرد و جریان هلیسیته  $\langle J \cdot B \rangle$  تولید گردد.

$$\dot{H}(0, t) = -2\eta c(0, t)$$

$$\frac{d}{dt} \langle A \cdot B \rangle = -2\eta \langle J \cdot B \rangle$$

طبق شکل ۴ می‌بینیم که جریان هلیسیته برای اعداد رینولدز بزرگتر افت و خیزهای یزگتری دارا می‌باشد و به طور نسبی نیز بزرگتر می‌باشد و بعد از زمان  $t_s$  جریان هلیسیته  $\langle J \cdot B \rangle$  به یک مقدار محدود می‌رسد و این مقدار با کاهش  $\eta$  (افزایش رینولدز) تا حدی افزایش می‌یابد. ولی بر اساس شکل ۵ مشهود است که هرچه عدد پخش مغناطیسی بزرگتر باشد (I) هلیسیته منفی ایجاد شده بزرگتر می‌باشد و (II) نحوه تغییرات آن با زمان منظم تر و (III) زمان رسیدن به حالت اشباع در آن دیرتر اتفاق می‌افتد.



شکل ۴. تکامل زمانی  $\langle A \cdot B \rangle$  بر حسب زمان

ثابت ماندن  $\langle J \cdot B \rangle$  نشان می‌دهد که طبق معادله بالا  $\langle A \cdot B \rangle$  با نرخی متناسب با  $\eta$  افزایش می‌یابد.

چون میدان بزرگ مقیاس چرخشی است و چون بیشتر انرژی مغناطیسی بعد از  $t_s = t$  در حالت بزرگ مقیاس است، انرژی مغناطیسی متناسب است با  $\langle B^2 \rangle \approx k_{peak} \langle A \cdot B \rangle$  پس میدان مغناطیسی می‌تواند تحت شرایط مقاومتی رشد یابد.

## نتیجه گیری

همانگونه که با حل معادلات کامل MHD دیدیم بعد از رسیدن به حالت اشباع، میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس با نرخی وابسته به پخش مغناطیسی رشد می‌یابد. البته می‌شود در کارهای آینده با افزایش وضوح و تغییر پخش مغناطیسی تغییرات میدان را در حالات جدید نیز بررسی کرد.

## مراجع

- [۱] A Rai choudhuri; "The Physics of Fl uids and Fl ashes"; Cambridge University Press (۱۹۹۸)
- [۲] A Brandenburg and et al; "Astrophysical Magnetic Fields and Nonlinear Dynamos theory"; arXiv:astro-ph/0405272 ۱۶ Jun ۲۰۰
- [۳] A Brandenburg; "The inverse cascade and nonlinear alpha effect in simulation of isotropic helical hydromagnetic turbulence"; *Astrophys. J.* ۵۵۰ (۲۰۰۱) ۸۲۴–۸۴۰
- [۴] M Dhrubadi ty, P.J. Käpylä; "Alpha effect and diffusivity in helical turbulence with shear"; arXiv:0807.1604v2 astro-ph ۱۰ Dec ۲۰۰۸
- [۵] S Sharanya and et al; "Kinematical alpha effect in isotropic turbulence simulations"; *R Astron. Soc.* ..., 1–8 (۲۰۰۷)
- [۶] M.J. Aschwanden, "Physics of the Solar Corona: An Introduction ", Springer Press (2004)

# دانشگاه شیدھرمان اهواز

## ۱۶. محاسبه جرم گروه محلی با استفاده از تخمین $R_0$

مریم دانشورپور و دکتر حبیب الله عصاره

دانشگاه شهید چمران اهواز- دانشکده علوم - گروه فیزیک

چکیده

با استفاده از اندازه گیریهای دقیق که توسط HST (Hubble Space Telescope) انجام شده، می‌توان شعاع سطح سرعت صفر را تعیین کرد که این مقدار برای گروه محلی  $R_0 = 0.96 \pm 0.05 \text{ Mpc}$  است. با داشتن این عدد میتوان جرم کلی گروه محلی را مقدار  $M_{LG} = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{12} M_{Sun}$  تخمین زد. روش  $R_0$  به ما این امکان را می‌دهد که نسبت جرم را برای دو عضو روشن تر در گروه مورد نظر، بدست آوریم. براساس می‌nimیم پراکندگی کهکشانها و با توجه به رگرسیون هابل، نسبت جرم راه شیری و آندرومدا مقدار  $0.8-1$  بدست آمده که این مقدار با نسبت به دست آمده برای تابندگیهای این کهکشانها تطابق دارد.

### مقدمه ای بر گروه محلی

انگیزه‌ی اصلی برای مطالعه‌ی گروه محلی این است که این گروه نمونه‌ی ای از انواع کهکشانهاست و همچنین نزدیکترین گروه کهکشانی به ما می‌باشد. یکی از مهمترین دلایلی که باعث محبوبیت گروه محلی می‌شود این است که در این گروه کهکشانی انواع مختلف کهکشان را می‌توان یافت. کهکشانهای بزرگ مارپیچی (آندرومدا، راه شیری و M33)، کهکشانهای نامنظم تابناک (ابرهای کوچک و بزرگ مازلانی)، کهکشانهای نامنظم تاریک (NGC6822, IC 1613, LeoA,...)، کهکشان کوتوله فشرده آبی (IC10)، کهکشان کوتوله بیضوی هسته دار (M32)، کهکشانهای بیضوی کوتوله (...NGC 185, NGC 147, NGC 205), کهکشانهای کروی کوتوله (Sculptor, Ursa Minor,...) و یک کهکشان باریک شده ای بلند (Sagittarius dSph) از جمله نمونه‌های کهکشانی موجود در گروه محلی می‌باشند. ساختار گروه محلی به گونه‌ی ای است که بطور ذاتی حاوی انواع ریخت شناسانه‌ی کهکشانها بجز کهکشانهای بیضوی غول پیکر می‌باشد. به همین دلیل گروه محلی یک گروه نمونه در جهان محلی (Local Universe) است. از طرفی نتایج بدست آمده از این گروه را می‌توان به کهکشانهای دورتر تعیین داد. همچنین می‌توان تاریخچه‌ی شکل گیری ستاره‌ها را بوسیله‌ی مطالعه‌ی تحول جمعیته‌های ستاره‌ای و یا بطور کلی تحول یک کهکشان مطالعه کرد. علاوه بر این کهکشانهای گروه محلی یک سیستم راحت برای مطالعه‌ی طبیعت ماده تاریک ایجاد می‌کنند.

تعداد اعضای گروه محلی از زمانی که هابل، بخش گروه محلی اش را راه اندازی کرده است (۱۹۳۶)، رو به افزایش است. در ابتدا فقط ۱۰ کهکشان عضو گروه محلی بودند<sup>[4]</sup>: راه شیری، آندرومدا، ابرهای مازلانی بزرگ و کوچک، M32، NGC 6822، NGC 205، M33، IC 1613 و IC 10. اما از آن زمان به بعد کشف کهکشانهای جدید گروه محلی، بطور متناوب در حال افزایش است و تا کنون هیچ نشانی حاکی از تنزل آهنگ افزایش کهکشانها دیده نشده است. تصمیم بر اینکه آیا یک کهکشان عضو گروه محلی هست یا نه، کار ساده‌ای نیست. قطعاً بهترین معیار، دینامیک است. کهکشانهای عضو باید بوسیله‌ی نیروی گرانش مقید به گروه محلی باشند. البته در این میان اشکالاتی وجود دارد:

۱. جرم گروه محلی بطور موثق شناخته شده نیست.
۲. سرعت مماسی کهکشانها بجز برای کهکشانهای بسیار نزدیک، هنوز محاسبه نشده است.

در سال ۱۹۸۶ Sandage با تخمینی از جرم گروه محلی، توانست یک راه حل دینامیکی برای این موضوع ارائه کند. این راه حل بر این موضوع دلالت داشت که کهکشانهایی که سرعتشان نسبت به مرکز جرم گروه محلی بیشتر از  $60 \text{ km/s}$  باشد، محدود به گروه محلی نمی‌شوند. این مسئله چندین بار بازنگری شد تا در سال ۲۰۰۱ Makarov و Karachentser شعاع کره‌ای که سرعت روی این کره صفر است (مرز گروه محلی) را تعیین کردند و مقدار  $R_0 = 0.96 \pm 0.05 \text{ Mpc}$  بدست آمد. این مقدار به شرط درنظر گرفتن پتانسیلی با تقارن کروی است.

### اعضاي گروه محلی

گروه محلی حدود ۴۰ عضو دارد. یک کهکشان برای اینکه عضو گروه محلی باشد باید دارای ویژگیهای زیر باشد<sup>[3]</sup>:

۱. مسافت کهکشان باید کوچکتر یا مساوی  $1.5 \text{ Mpc}$  باشد.
۲. کهکشان باید یک سرعت شعاعی داشته باشد که نشان دهد این کهکشان بطور دینامیکی به گروه محلی مقید است.
۳. این کهکشان نباید به یک گروه دیگر کهکشانی که می‌دانیم ماورای گروه محلی قرار گرفته، ارتباط ووابستگی نشان دهد.

حجیم ترین کهکشانها در این گروه محلی، دو کهکشان مارپیچی راه شیری و آندرومدا هستند که هر کدام از ایندو زیرگروههایی دارد. حدود  $\frac{2}{3}$  کهکشانهای گروه محلی در فاصله‌ی  $300 \text{ Kpc}$  اطراف این دو مارپیچ یافت می‌شوند. اثر کلی کهکشانهای نامنظم کوتوله LMC(Large Magellanic Clouds) و SMC(Small Magellanic Clouds) نیز بطرف این دو مارپیچ تمایل دارند اگرچه دو کهکشان حجیم نامنظم یعنی

و،

اعضای اصلی گروه محلی را بطور خلاصه می‌توان در جدول زیر یافت:

نام کهکشان	نوع کهکشان	فاصله از مرکز راه شیری (Kpc)	سرگروه	نام کهکشان	نوع کهکشان	فاصله از مرکز راه شیری (Kpc)	سرگروه
Andromeda(M31,NGC 224)	Sb I _ II	760	Andromeda	Leo I(Regulus)	Dspf	250	MW
Milky Way(Galaxy)	Sbc I _ II	8	MW	And I	Dspf	810	-
M33(NGC 598)	Sc II _ III	795	Andromeda	And II	Dspf	700	-
LMC	Ir III _ IV	50	MW	Aquarius(DDO 210)	V	1025	Andromeda
SMC	Ir IV/IV_V	59	MW	Pegasus II(And VI)	Dspf	815	-
M32(NGC 221)	E2	760	Andromeda	And V	Dspf	810	-
NGC 205	Sph	760	Andromeda	And III	Dspf	760	-
IC 10	Ir IV	660	Andromeda	Cetus	Dspf	775	-
NGC 6822	Ir IV_V	500	-	Leo II	Dspf	210	MW
NGC 185	Sph	660	Andromeda	Pisces(LGS 3)	Dir/dspf	620	-
IC 1613	Ir V	725	-	Phoenix	Dir/dspf	395	-
NGC 147	Sph	660	Andromeda	Sculptor	Dspf	87	MW
WLM(DDO 221)	Ir IV_V	925	-	Tucana	Dspf	895	-
Sagittarius	Dspf(t)	24	MW	Cassiopeia(And VII)	Dspf	690	Andromeda
Fornax	Dspf	138	MW	Sextons	Dspf	86	-
Pegasus(DDO 216)	Ir V	760	-	Carina	Dspf	100	MW
Leo A(DDO 69)	Ir V	800	-	Draco	Dspf	79	MW
Sag DIG	Ir V	1180	Andromeda	Ursa Minor	Dspf	63	MW

در جدول، برخی علامتهای اختصاری به شرح زیرند:

And: Andromeda

dIr: Dwarf Irregular

E: Elliptical

S: Spiral

Ir: Irregular

Dspf: Dwarf Spherical

علاوه بر این کهکشانها، تعدادی کهکشان کوتوله همانند Sextans A,B, Antalia, NGC3109 در حاشیه ی گروه محلی نیز وجود دارند که این گروه تحت تسلط کهکشانهای غول پیکر قرار نگرفته اند. اعضای گروه محلی مجموعه‌ای از جرمها، عمرها و فلزیتهای متفاوت هستند (نسبت  $Fe/H$  در کهکشانها نشان دهندهٔ فلزیت هر کهکشان است).

## تخمین $R_0$ و محاسبه ای جرم گروه محلی

مدل کروی رمبشی (The Spherical Infall Model): تحول خودبخودی یک سیال در اثر گرانش، که دارای تقارن کروی و فشار صفر است (بدلیل اینکه فضای بین کهکشانی یک محیط بسیار رقیق در نظر گرفته می‌شود)، اولین بار بواسیله‌ی Lemaitre در سال ۱۹۳۳ و Tolman در سال ۱۹۳۴ مورد توجه قرار گرفت. این مدل بخوبی دینامیک هاله‌ی گستردگی شده در اطراف یک هسته‌ی مرکزی را توصیف می‌کرد که بطور مجانبی به پس زمینه‌ی همگن فریدمان نزدیک می‌شد. در چنین شرایطی سه منطقه‌ی کاملاً مجزا می‌توانند توصیف شوند:

۱. هسته‌ی مرکزی
۲. سطح سرعت-صفر که در اثر ریزش و انبساط پوسته‌های محدود شده، مجزا می‌شود.
۳. سطح حاشیه‌ای (انرژی کل صفر) که پوسته‌های محدود شده را از بقیه مجزا می‌کند.

محاسبه‌ی  $R_0$  با استفاده از این مدل ممکن است.

شکل ۱. نمودار مدل کروی رمبشی

تا همین اواخر تنها راه محاسبه‌ی جرم سیستمهای کهکشانی در مقیاس  $0.1-1 \text{ Mpc}$ , رابطه‌ی ویریال یعنی  $2T+U=0$  بود. اما عواملی همانند عدم قطبیت در عضویت برخی کهکشانها حتی در گروههای خیلی نزدیک، فقدان یک معادله‌ی ویریال مفروض در برخی مواد و همچنین عوامل و حرکات ناشناخته‌ای که برخی کهکشانها داشتند، تخمین ویریال برای جرم را یک وسیله‌ی کاملاً ناطمن بویژه در مورد گروههای سست و کوچک ساخته بود.

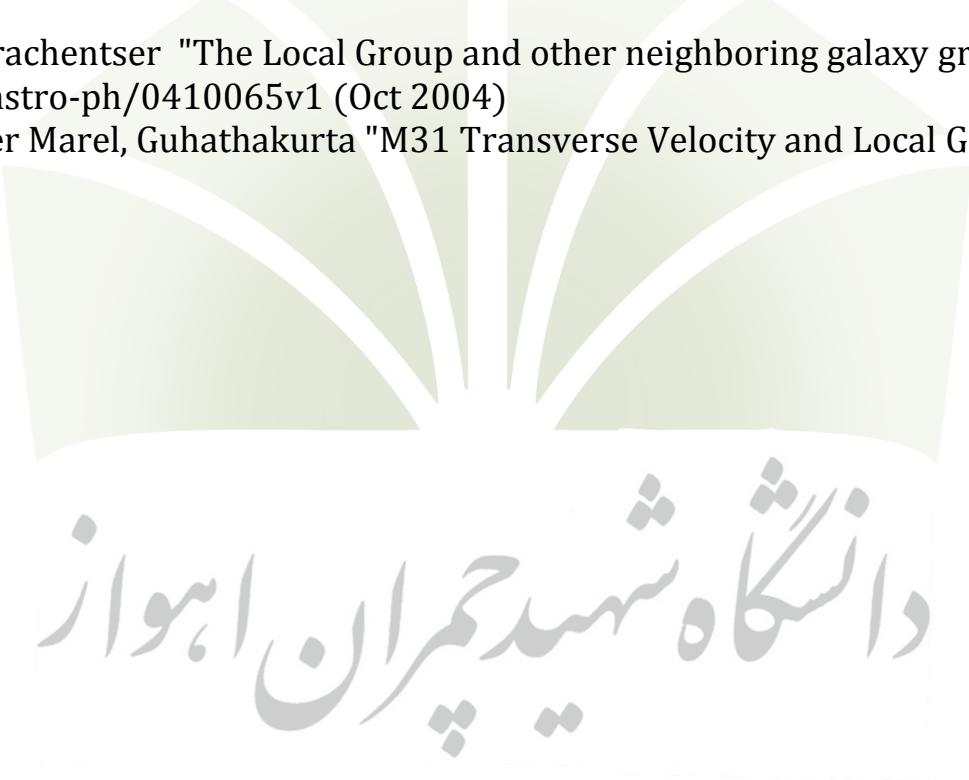
در سال ۱۹۸۱، این نکته را ارائه کردند که هر گروه همانند یک جرم بزرگ تمرکز یافته، یک اثر ترمیزی دارد. در فواصل کم از مرکز یک گروه، نسبت سرعت و فاصله از رابطه‌ی خطی هابل،  $V = H_0 R$ ، عدول کرده و با خط سرعت-صفر ( $R_0$ ) پیوند می‌خورد. مقدار  $R_0$  راشع سطح سرعت-صفر می‌نمند. براساس رابطه‌ی Lynden\_Bell در حالتی که تقارن کروی داشته باشیم و  $\Lambda = 0$  باشد، جرم کل گروه از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$M_T = \frac{\pi^2 R_0^3}{8 G T_0^2} \quad (1)$$

بنابراین با تعیین مقدار  $R_0$  که با مشاهده تعیین می‌شود، می‌توان جرم را بدست آورد. در این رابطه  $T_0$ ، عمر عالم است که با دقت قابل ملاحظه‌ای مقدار  $T_0 = 13.7 \pm 0.2 \text{ Gyr}$  بدست آمده است. بر پایه‌ی فواصل و سرعتهای شعاعی یک دوچین کهکشان نزدیک، Sandage در سال ۱۹۸۶ جرم کل گروه محلی را مقدار  $10^{11} M_{Sun} \times 4$  محاسبه کرد. در ان زمان حتی فواصل نزدیکترین کهکشانها با دقت پایینی اندازه گیری شده بود. مثلاً برای Leo A مقدار  $1.58 \text{ Mpc}$  اندازه گیری شده بود که اکنون مقدار  $0.69 \text{ Mpc}$  بدست آمده است. امروزه بدلیل اینکه از تابناکی قیفاؤسوی‌ها و غولهای قمز برای اندازه گیری فواصل استفاده می‌شود، مقادیر بسیار دقیقی بدست آمده است. یک تخمین  $R_0$  برای گروه محلی، توسط Makarov و Karachentser در سال ۲۰۰۱ با استفاده از سرعتهای شعاعی  $20 \text{ km/s Mpc}$  کهکشان که در فاصله‌ی  $0.7-3 \text{ Mpc}$  بودند و در نظر گرفتن مقدار  $H_0 = 70 \text{ km/s Mpc}$  بدست آمد که این مقدار  $R_0 = 0.96 \pm 0.05 \text{ Mpc}$  بود. اخیراً Karachentser در سال ۲۰۰۲، فواصل و سرعتهای شعاعی را برای  $38$  کهکشان نزدیک در همسایگی گروه محلی تخمین زده و مقدار جرم کل گروه محلی را حدود  $1.3 \pm 0.3 \times 10^{12} M_{Sun}$  تعیین کرده که این مقدار سه برابر بیشتر از تخمین Sandage است. علیرغم اینکه محل کهکشانها در حال جابجایی است، اما مقدار  $R_0$  تقریباً بدون تغییر می‌ماند چون  $6$  کهکشان مجاور  $R_0$  یعنی DIG و UGC 4879، Tucana, Sag, Leo A, DDO 210، میانگین فاصله شان از گروه محلی  $D_{LG} \geq 0.98 \pm 0.05 \text{ Mpc}$  است که با مقدار  $R_0$  بخوبی در تطابق است. بهر حال به نظر می‌رسد که در آینده با استفاده از قرمزگرایی و یا ابرنوآختران و ... بتوان تخمین دقیقتری از مقدار  $R_0$  بدست آورد و از این طریق جرم گروه محلی را نیز محاسبه کرد.

منابع

1. I.D. Karachentser, O.G. Kashibadze, D.I. Makarov and R.B.Tully "The Hubble flow around the Local Group" arxiv:0811.4610v1[Astrophys] (Dec 2008)
2. S.Peirani and J.A. de Freitas Pacheco "Mass Determination of Groups of Galaxies: Effects of the Cosmological Constant" CNRS, UMR6202, Laboratoire Cassiopee, observatoire de la cote d Azur, Nice, France (2005)
3. Laura Magrini "Local Group Surveys for Planetary Nebulae" arxiv:0605222v1[Astrophys] (May 2006)
4. Antonio Aparicio "The Nature of the Local Group" arxiv:0310766v1[Astrophys] (Oct 2003)
5. Eva K. Grebel "The Local Group" arxiv:astro-ph/0008249v1 (Aug 2000)
6. I.D.Karachentser, O.G. Kashibadze "Total masses of the Local Group and M81 group derived from the local Hubble flow" arxiv:astro-ph/0509207v2 (Sep 2005)
7. I.D.Karachentser "The Local Group and other neighboring galaxy groups" arxiv:astro-ph/0410065v1 (Oct 2004)
8. Van der Marel, Guhathakurta "M31 Transverse Velocity and Local Group Mass"



دانشگاه شیده‌چمران اهواز

## ۲۰. اثر جذب تشدید در لوله های مغناطیده پیچشی

کیومرث کرمی<sup>۱</sup> و کرم بهاری<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه کردستان

<sup>۲</sup> دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه‌ی زنجان

چکیده

در این مقاله، شبه امواج خطی ایستاده مغناطوهیدرودینامیکی (MHD) در یک لوله شار مغناطیده پیچشی استوانه‌ای که تحت یک چگالی متغیر در جهت شعاعی قرار دارد، در نظر گرفته می‌شود. با استفاده از فرمول اتصال جذب تشدید، رابطه پاشندگی برای امواج MHD کینکی و شیاری به دست می‌آید. فرکانسها و آهنگ‌های اتلاف وجه پایه و اولین وجه برانگیخته امواج کینکی و شیاری از حل عددی رابطه پاشندگی به دست می‌آیند. نتایج به دست آمده برای امواج کینکی می‌تواند نتایج مشاهدات رصدی TRACE برای حلقه‌های تاج خورشید را توجیه کند.

### ۱. مقدمه

نوسانات عرضی حلقه‌های تاج خورشید اولین بار توسط آشواندن و همکارانش (۱۹۹۹) و ناکاریاکف و همکارانش (۱۹۹۹)، با استفاده از داده‌های TRACE مشاهده گردید. ناکاریاکف و همکارانش (۱۹۹۹) از مشاهده‌ی نوسانات فضایی در پنج حلقه‌ی تاج که دوره‌ی نوسانات آنها از ۲۸۵۵ تا ۳۲۰۸ بوده است، خبر دادند، که در آن برای نوساناتی با بسامد  $13 \pm 9/0.3$  میلی‌هرتز، زمان میرایی  $14/5 \pm 2/7$  دقیقه بود. این مشاهدات اتلاف شدید انرژی امواج را نشان می‌دهند، که همین امر ممکن است عامل گرمایش تاج خورشید باشد.

از زمان کشف دمای بالای تاج خورشید در سال ۱۹۳۹، تاکنون فرضیه‌های مختلفی جهت توجیه گرمایش تاج ارائه شده و مورد بررسی قرار گرفته‌اند. یانسین (۱۹۷۸) برای اولین بار پدیده‌ی جذب تشدید امواج MHD را به عنوان عامل اصلی گرمایش تاج خورشید پیشنهاد کرد. از آن زمان تاکنون مطالعات تحلیلی و عددی زیادی بر روی این موضوع صورت گرفته است. در این میان می‌توان به کارهای ساکورایی و همکارانش (۱۹۹۱a,b)، گوسینس و همکارانش (۲۰۰۲)، واندرسلیر و همکارانش (۲۰۰۴a) و صفری و همکارانش (۲۰۰۶) اشاره کرد.

ورویچت و همکارانش (۲۰۰۴) با استفاده از داده‌های TRACE برای اولین بار موفق به مشاهده‌ی نوساناتی با چندین وجه هم زمان شدند. آنان متوجه شدند که دو لوله در وجه پایه و اولین وجه برانگیخته ایستاده کینکی در حال نوساناند. بر اساس نظریه‌ی امواج MHD نسبت پریود نوسانات وجه پایه به پریود اولین وجه برانگیخته در لوله‌های همگن دقیقاً برابر ۲ است، اما نسبت به دست آمده

توسط و رویچت و همکارانش ۱/۸۱ و ۱/۶۴ بود. مقادیر فوق بعدها توسط واندرسلیر و همکارانش (۲۰۰۷) به ترتیب به ۱/۸۲ و ۱/۵۸ تصحیح یافتند اما در هر صورت با عدد ۲ تفاوت واضحی دارند. این امر ممکن است معلول عوامل مختلفی از قبیل اثرات وجود انحنای لوله های تاج (واندرسلیر و همکارانش ۲۰۰۴b)، اثر نشت امواج به بیرون از لوله ها (دی پونتی و همکارانش ۲۰۰۱)، پیچش میدان مغناطیسی (ارلی و کارترا، ۲۰۰۶، کرمی و برین ۲۰۰۹، کرمی و بهاری ۲۰۰۹a,b) و یا لایه بندی چگالی در حلقه ها (آندریس و همکارانش ۲۰۰۵a,b، ۲۰۰۷، صفری و همکارانش ۲۰۰۷، کرمی و اسوار ۲۰۰۷، کرمی و همکارانش ۲۰۰۹) باشد.

۲. معادلات حرکت

معادلات خطی MHD برای یک پلاسمای تراکم ناپذیر به صورت زیر داده می‌شوند:

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\nabla \delta p}{\rho} + \frac{1}{4\pi\rho} \left\{ (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{B} \right\} + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \delta \mathbf{v} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \delta \mathbf{B} \quad (2)$$

$$(3) \quad \nabla \cdot \delta \mathbf{v} = 0$$

که در آن  $\delta\mathbf{v}$  و  $\delta\mathbf{B}$  تغییرات اوپلری سرعت و میدان مغناطیسی، و  $\rho$ ،  $\sigma$  و  $c$  نیز به ترتیب چگالی، ضریب رسانایی الکتریکی و سرعت نور است. فرض‌هایی که جهت ساده‌سازی در مسئله وارد می‌شود همانند فرض‌های کرمی و برین (۲۰۰۹) است.

اگر شعاع لوله را با  $R$ , و شعاعی را که در ورای آن جذب تشدید رخ می‌دهد با  $R_1$  نمایش دهیم، در این صورت  $a = R - R_1$  که در مقایسه با شعاع لوله کوچک فرض می‌شود، ضخامت لایه‌ی ناهمگنی است. همانند کار صفری و همکارانش (۲۰۰۶) و کرمی و اسوار (۲۰۰۷) تابع چگالی را به صورت زیر درنظر می‌گیریم:

$$\rho_o(r) = \begin{cases} \rho_{in} & (r \leq R_i) \\ \left[ \frac{\rho_{in} - \rho_{ex}}{R - R_i} \right] (R - r) + \rho_{ex} & (R_i \leq r \leq R) \\ \rho_{ex} & (r \geq R) \end{cases} \quad (\xi)$$

که در آن  $\rho_{ex}$  و  $\rho_{in}$  نیز به ترتیب چگالی‌های ثابت نواحی داخل و خارج لوله هستند. همچنین میدان مغناطیسی زمینه را به صورت

$$(\mathfrak{o}) \qquad \qquad \qquad B = (0, Ar, B_z)$$

در نظر می‌گیریم. مطابق کار کرمی و برین (۲۰۰۹)، در غیاب عوامل اتلافی، جواب‌های معادلات (۱) و (۲) برای ناحیه‌ی داخلی لوله،  
بنویسند:  $R_i \leq r$  به صورت زیر است:

$$\delta P_T = \begin{cases} I_m(m_i r), & m_i^2 > 0, \text{ surface waves} \\ J_m(n_i r), & m_e^2 > 0, \text{ body waves} \end{cases} \quad (6)$$

که در آن  $\delta P_T$  تغییرات اویلری فشار کل در سیستم و  $I_m$  و  $J_m$  به ترتیبتابع بسل و تابع تعدیل یافته‌ی نوع اول بسل‌اند. در ناحیه‌ی خارجی لوله یعنی  $r > R$  موج باید محو شونده باشد. بنابراین جواب معادلات در این ناحیه به صورت

$$\delta P_T = K_m(m_e r) \quad m_e^2 > 0 \quad (7)$$

است، که در آن  $K_m$  تابع تعدیل یافته‌ی نوع دوم بسل است.

به کمک فرمول اتصال ارائه شده توسط ساکورایی و همکارانش (b ۱۹۹۱)، روابط پرش مربوط به  $r$  و  $\delta P_T$  به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$[\xi_r] = -i\pi \frac{1}{|\Delta|} \frac{g_B}{\rho B^2} C_A \quad (8)$$

$$[\delta P_T] = -i\pi \frac{1}{|\Delta|} \frac{AB_z F}{2\pi\rho B^2} C_A \quad (9)$$

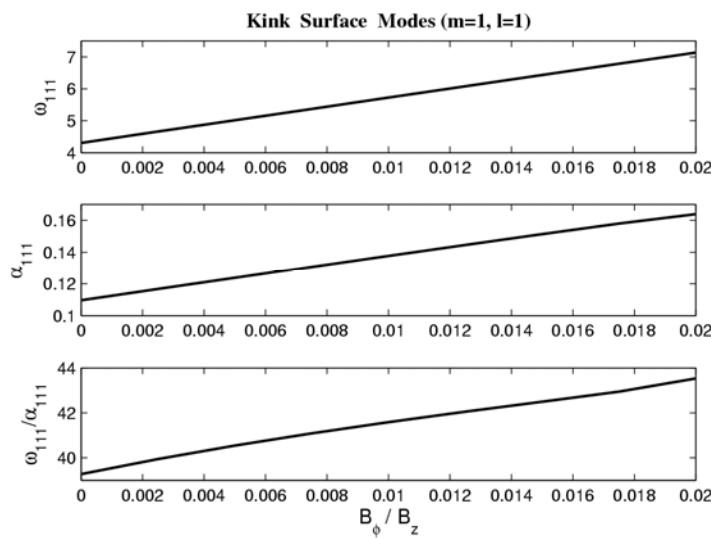
ضرایب سمت راست معادلات (۸) و (۹) در مقاله کرمی و بهاری (۲۰۰۹a) تعریف شده‌اند. شایان ذکر است  $R < r_A < R$  شعاعی است که در آن تکینگی رخ می‌دهد و  $\tilde{\omega} = \omega - i\alpha$  که در آن  $\alpha$  آهنگ میرایی نوسانات است.

### ۳. نتایج عددی

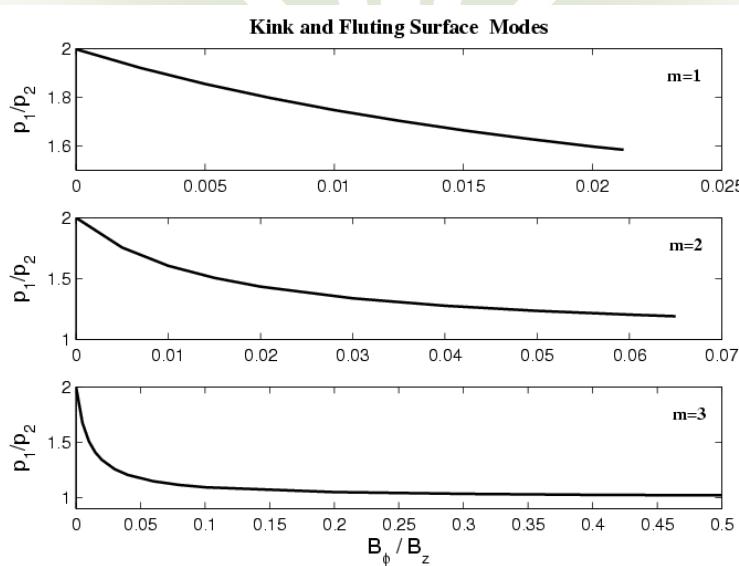
از حل عددی رابطه‌ی پاشندگی معادله‌ی (۱۳) در کار کرمی و بهاری (۲۰۰۹a)، فرکانس  $\omega$  و آهنگ میرایی  $\alpha$  را در حضور میدان مغناطیسی پیچشی به دست می‌آوریم. شکل ۱، فرکانس، آهنگ میرایی و نسبت فرکانس به آهنگ میرایی بر حسب پارامتر پیچش را برای پایه امواج کینکی ( $m=1$ ) نشان می‌دهد. شکل ۱ نشان می‌دهد که با افزایش پیچش فرکانس  $\omega_{111}$  و آهنگ میرایی  $\alpha_{111}$  افزایش می‌یابند. همچنین نسبت فرکانس نوسانات به آهنگ میرایی  $\omega_{111}/\alpha_{111}$ ، با افزایش پیچش افزایش می‌یابند. نتایج فوق با آنچه که کرمی و برین (۲۰۰۹) به دست آوردند در توافق است.

شکل ۲، نسبت پریود وجه پایه به اولین وجه برانگیخته یعنی  $P_1/P_2$  را برای امواج کینکی ( $m=1$ ) و شیاری ( $m=2,3$ ) نشان می‌دهد. شکل ۲ نشان می‌دهد که: الف) برای امواج کینکی و شیاری، نسبت پریودها از عدد ۲ کمتر است و با افزایش پارامتر پیچش، نسبت پریودها کاهش می‌یابند (مقدار ۲ برای لوله‌های غیر پیچشی است). این با نتایج آندریس و همکارانش (۲۰۰۵a)، صفری و همکارانش (۲۰۰۷)، کرمی و اسوار (۲۰۰۹)، کرمی و همکارانش (۲۰۰۹) و کرمی و برین (۲۰۰۹) مطابقت دارد. ب) برای امواج کینکی ( $m=1$ ، به ازای مقادیر ۵۶ و ۴۲ برای  $P_1/P_2$  به ترتیب  $B_\phi/B_z = 0.0212$  و  $1/584$  و  $1/1821$  به دست می‌آیند. اینها با مقادیر

۱/۸۲±۰/۰۸ و ۱/۵۸±۰/۰۶ به دست آمده توسط واندرسلیر و همکارانش (۲۰۰۷) که حاصل از مشاهدات *TRACE* می باشد،  
تطابق خوبی دارند.

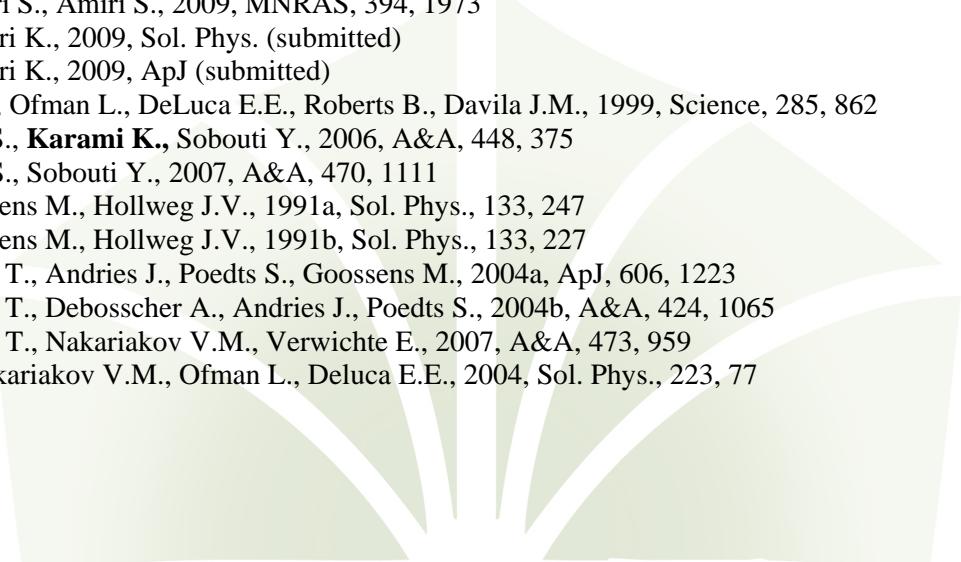


شکل ۱: فرکانس وجه پایه کینکی، آهنگ میرایی و نسبت فرکانس به آهنگ میرایی بر حسب پارامتر پیچش



شکل ۲: نسبت پریودهای وجه پایه به اوین وجہ برانگیخته بر حسب پارامتر پیچش برای امواج کینکی و شیاری

- Andries J., Arregui I., Goossens M., 2005a, ApJ, 624, L57  
Andries J., Goossens M., Hollweg J. V., Arregui I., Van Doorsselaere T., 2005b, A&A, 430, 1109  
Aschwanden M.J., Fletcher L., Schrijver C.J., Alexander D., 1999, ApJ, 520, 880  
De Pontieu B., Martens P.C.H., Hudson H.S., 2001, ApJ, 558, 859  
Erdélyi R., Carter B.K., 2006, A&A, 455, 361  
Goossens M., Andries J., Aschwanden M.J., 2002, A&A, 394, L39  
Ionson J.A., 1978, ApJ, 226, 650  
**Karami K.**, Asvar A., 2007, MNRAS, 381, 97  
**Karami K.**, Barin M., 2009, MNRAS, 394, 521  
**Karami K.**, Nasiri S., Amiri S., 2009, MNRAS, 394, 1973  
**Karami K.**, Bahari K., 2009, Sol. Phys. (submitted)  
**Karami K.**, Bahari K., 2009, ApJ (submitted)  
Nakariakov V.M., Ofman L., DeLuca E.E., Roberts B., Davila J.M., 1999, Science, 285, 862  
Safari H., Nasiri S., **Karami K.**, Sobouti Y., 2006, A&A, 448, 375  
Safari H., Nasiri S., Sobouti Y., 2007, A&A, 470, 1111  
Sakurai T., Goossens M., Hollweg J.V., 1991a, Sol. Phys., 133, 247  
Sakurai T., Goossens M., Hollweg J.V., 1991b, Sol. Phys., 133, 227  
Van Doorsselaere T., Andries J., Poedts S., Goossens M., 2004a, ApJ, 606, 1223  
Van Doorsselaere T., Deboscher A., Andries J., Poedts S., 2004b, A&A, 424, 1065  
Van Doorsselaere T., Nakariakov V.M., Verwichte E., 2007, A&A, 473, 959  
Verwichte E., Nakariakov V.M., Ofman L., Deluca E.E., 2004, Sol. Phys., 223, 77



دانشگاه شید همان اهواز

## ۲۲. سیال مغناطیده‌ی برافراشی اطراف جسم فشرده‌ی آرام چرخان با الگوی میدان مغناطیسی

### دوقطبی

شقاقیان، محبوبه<sup>۱</sup>; قنبری، جمشید<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات فارس، شیراز

<sup>۲</sup>دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

### چکیده

در این تحقیق، ساختار ایستا و تقارن محوری یک قرص برافراشی مغناطیده‌ی وشکسان با رسانندگی متناهی اطراف یک جسم فشرده‌ی چرخان، مطالعه شده است. در راستای معادلات ماکسول و قانون اهم تعمیم یافته، معادلات پایه‌ی حاکم بر حرکت یک قرص پلاسمای رسانندگی متناهی در یک فضا-زمان خمیمه‌ی اطراف یک جسم فشرده‌ی آرام چرخان، استخراج شده است. در ابتدا، در حالت خاص عالم وجود مقاومت ویژه برای سیال، معادلات بطور تحلیلی حل شده‌اند. جوابهای فوق سپس برای حل معادلات در حالت حضور رسانندگی بکار برده می‌شوند بصورت جوابهای پیشین بعلاوه‌ی جملاتی شامل ضریب رسانندگی  $\sigma$ . نشان داده شده است که جریان مغناطیسوسیال در مسیر برافراش، از یک نقطه‌ی مغناطیصوتی می‌گذرد و در راه فروزیزش به افق رویاد سیاهچاله فرا مغناطیصوتی می‌شود.

### مقدمه

بسیاری معتقدند که منابع هسته‌ای ستارگان برای توجیه انرژی درخشان ترین اجرام عالم، بسیار ناکافی است. فرآیندهای پلاسمای مجاور اجرام فشرده، سازوکار اصلی تولید انرژی در چنین اجرامی است. برافراش به اجرام فشرده یک سازوکار طبیعی و قدرتمند، برای تولید تابش انرژی بالاست بدین صورت که انرژی پتانسیل گرانشی آزاد شده از ماده‌ی سقوط کننده، گاز را گرم و به تابش تبدیل می‌شود.

### فرمولبندی

سیستم مورد نظر ما جریانهای مغناطیده‌ی نسبیتی در اطراف یک سیاهچاله‌ی کر می‌باشد که از منبع پلاسمای اطراف بر سیاهچاله‌ی مرکزی برافزوده می‌شود. فرض چرخش سریع برای سیاهچاله‌ی مرکزی در مطالعه‌ی جت‌ها فرض مناسبی می‌باشد. اما در محاسبات ما فرض سیاهچاله‌ی آرام چرخان کفایت می‌نماید. بنابراین، تحلیل مان را به شکل خطی شده‌ی متربک کر معطوف می‌نماییم

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) + \frac{4am}{r} \sin^2 \theta dt d\varphi. \quad (1)$$

حرکت پلاسمای توسط معادله‌ی پایستگی  $T_{ij} = T_{j|i}$  بیان می‌شود، که در اینجا  $T^{ij}$  تانسور انرژی-تکانه است

$$T^{ij} = \left( \rho + \frac{\bar{p}}{c^2} \right) u^i u^j - \frac{\bar{p}}{c^2} g^{ij} - \frac{1}{4\pi c^2} E^{ij}, \quad (2)$$

و شامل یک سیال ناکامل به چگالی  $\rho$ ، فشار  $\eta_b \Theta$  و ضریب وشكسانی توده ای و  $u^k$ ، تانسور تنش  $\bar{p} = p - \eta_b \Theta$ ، میدان الکترومغناطیسی  $E^{ij}$ ، چهاربردار سرعت  $u^i$  و یک میدان الکترومغناطیسی  $F^{ij}$  که معادلات ماکسول را ارضامی نماید، می باشد

$$F^{ij}_{;j} = -\frac{4\pi}{c} J^i, \quad (3)$$

$$F_{ij,k} + F_{ki,j} + F_{jk,i} = 0. \quad (4)$$

معادلات ماکسول در هندسه‌ی کر بصورت زیر بسط می‌یابند

$$\frac{4\pi}{c} J^r = -\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left( 1 - \frac{2m}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi), \quad (6)$$

$$\frac{4\pi}{c} J^\theta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( 1 - \frac{2m}{r} \right) B_\varphi \right], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} J^\varphi &= \frac{1}{r^4 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{B_r}{\sin \theta} \right) - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( 1 - \frac{2m}{r} \right) B_\theta \right] \\ &\quad - \frac{2am}{r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{E_r}{r} \right) + \frac{1}{r^3 \sin \theta} \left( 1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\theta) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} J^t &= -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 E_r \right) - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left( 1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\theta) \\ &\quad - \frac{2am}{r^5 \sin \theta} \left( 1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_r) + \frac{2am}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{B_\theta}{r} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial B_r}{\partial r} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = 0. \quad (11)$$

برای میدان الکتریکی فقط مولفه قطبی در نظر می‌گیریم ( $E_\varphi = 0$ ) و همچنین شکل خاصی برای مولفه سمتی میدان مغناطیسی فرض می‌کنیم

$$J^r = J^\theta = 0 \quad \text{تا} \quad B_\varphi = \frac{b_\varphi}{\sin \theta} \left( 1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1}. \quad (12)$$

از اینجا به رابطه‌ای بین میدانهای  $E$  و  $B$  می‌رسیم

$$E_r = B_\theta \frac{V^\varphi}{c}, \quad \& \quad E_\theta = -B_r \frac{V^\varphi}{c}, \quad (13)$$

همچنین برای مولفه‌های غیرصفر چگالی جریان داریم

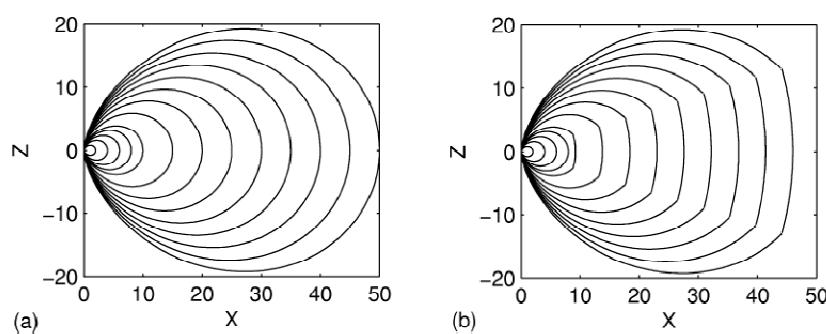
$$J^\varphi = -\sigma B_\theta u^r \left[ \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2am}{r^3} \left( 1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{V^\varphi}{c} \right], \quad (14)$$

$$J^t = -\sigma B_\theta u^r \left( 1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \left[ \frac{V^\varphi}{c} - \frac{2am}{r^3} \right], \quad (15)$$

سرعت دورانی قرص،  $V^\varphi$ ، از حل مولفه سمتی معادلهٔ حرکت حاصل می‌شود  $\frac{2amc}{r^3} = V^\varphi$ . از ترکیب معادلات (۱۰) و (۱۱)، می‌توان نتیجه گرفت  $B_\theta \frac{\partial V^\varphi}{\partial \theta} + B_r \frac{\partial V^\varphi}{\partial r} = 0$ . این رابطه بر میدان مغناطیسی قیدی اعمال می‌کند  $B_r = 0$ . برای ساختار میدان مغناطیسی خارجی، الگوی دوقطبی در نظر می‌گیریم که الگوی مناسبی برای قرصهای برازیلی اطراف ستارگان فشرده در سیستم‌های دوتایی نزدیک می‌باشد. بنظرور مطالعهٔ ساختار میدان مغناطیسی درون قرص، توجه خود را به خطوط میدان مغناطیسی معطوف می‌سازیم که رابطهٔ زیر را ارضا می‌نمایند

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{rd\theta}{B_\theta} = \frac{r \sin \theta d\varphi}{B_\varphi}$$

جهت ملاحظهٔ شکل خطوط میدان معمول است که نتایج را در دستگاه دکارتی با روابط معمول زیر بیان نماییم  
 در شکل ۱، شکل خطوط میدان مغناطیسی در صفحهٔ نصف النهاری ( $X = r \sin \theta \cos \varphi$ ,  $Y = r \sin \theta \sin \varphi$ ,  $Z = r \cos \theta$ ) رسم شده است. از آنجا که  $B_r = 0$  در نتیجه  $\frac{dr}{d\theta} = 0$  و خواهیم داشت  $r = cte$  (۹). خطوط میدان در مرز پیوسته می‌باشند  
 یعنی خطوط میدان دایروی قرص، در سطح قرص به خطوط میدان دوقطبی ستارهٔ مرکزی متصل می‌شود.



شکل ۱: خطوط میدان مغناطیسی دوقطبی ستارهٔ مرکزی (a) بدون حضور میدان قرص (b) با حضور میدان قرص

### تقریب قرص نازک

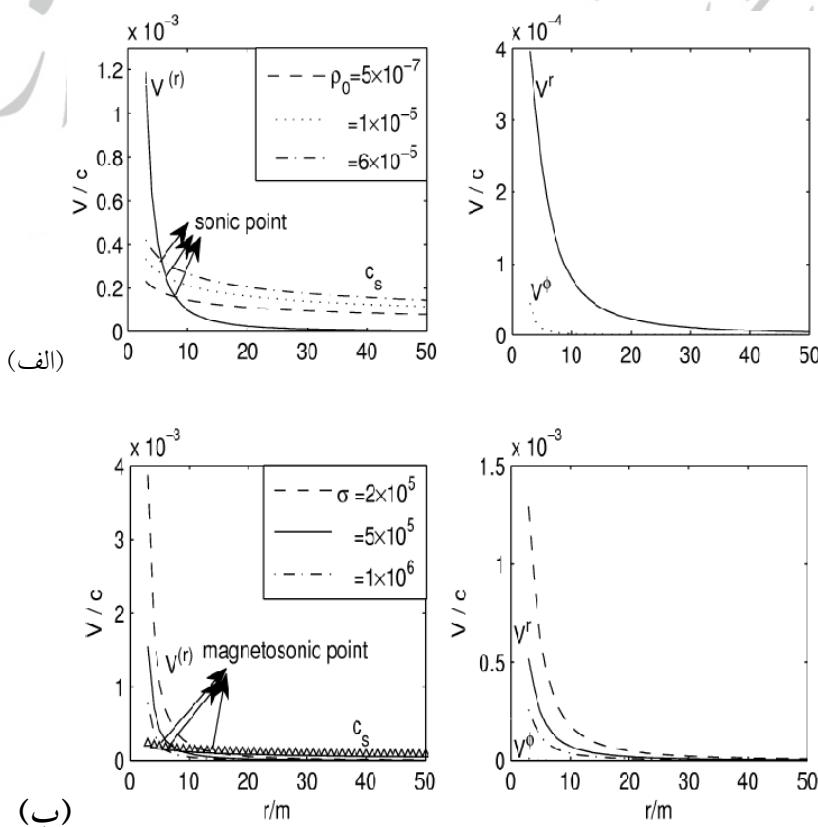
معادلات حرکت با بکار بردن تقریب قرص نازک ( $V^\theta = \frac{\pi}{2} \theta$ ) و جواب بدست آمده برای  $V^\varphi$  در مختصات موضعاً-غیرچرخان LNRF، بصورت زیر بیان می‌شود

$$\left(\rho + \frac{\bar{p}}{c^2}\right) \left[ \frac{dV^{(r)}}{dr} + \frac{2}{r} V^{(r)} + \frac{12a^2 m^2}{r^5} \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} V^{(r)} \right] + V^{(r)} \frac{d}{dr} \left( \rho - \frac{\bar{p}}{c^2} \right) - \frac{2\sigma}{c^4} B_{(\theta)}^2 \frac{(V^{(r)})^2}{\sqrt{\left(1 - \frac{2m}{r}\right) \left(1 - \frac{(V^{(r)})^2}{c^2}\right)}} = 0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \left(\rho + \frac{\bar{p}}{c^2}\right) \left(1 - \frac{(V^{(r)})^2}{c^2}\right)^{-1} \left[ V^{(r)} \frac{dV^{(r)}}{dr} + \frac{mc^2}{r^2} \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} \left(1 - \frac{(V^{(r)})^2}{c^2}\right) - \frac{8a^2 m^2 c^2}{r^5} \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{(V^{(r)})^2}{c^2}\right) \right] + \frac{dp}{dr} \\ + \frac{\sigma}{c^2} B_{(\theta)}^2 \frac{V^{(r)}}{\sqrt{\left(1 - \frac{2m}{r}\right) \left(1 - \frac{(V^{(r)})^2}{c^2}\right)}} = 0, \quad (16) \end{aligned}$$

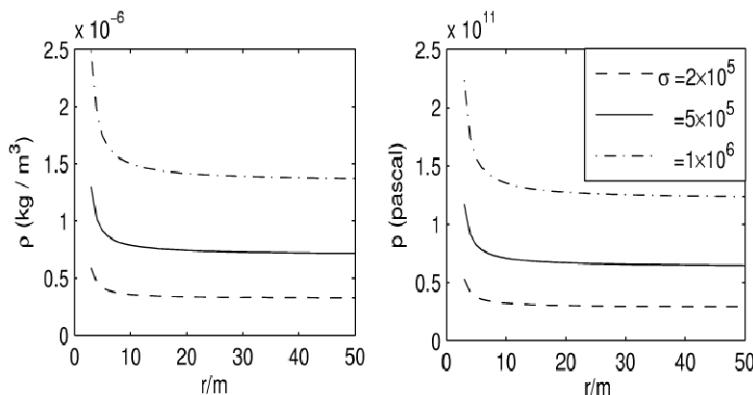
### نتیجه گیری

نزدیک به افق رویداد سیاهچاله، دمای گاز و سرعتها بسیار بالا می‌روند و بتدریج به طرف نواحی بیرونی افت پیدا می‌کند. شکل ۲ رفتار سرعت فروریزش شعاعی را در حالت عدم وجود رسانندگی (شکل ۲الف)، و حضور رسانندگی متناهی (شکل ۲ب) نشان می‌دهد. در حالت  $\sigma = 0$ ، هیچ تنش مغناطیسی ای وجود ندارد. ازاین‌رو، این جوابها می‌توانند بر مراحل نهایی جریان برافزایش دلالت داشته باشند آنگاه که بیشتر تکانه زاویه ای مداری گاز قبل از شده است. بطوری که در آن لحظات، به نظر می‌رسد سیال تقریباً بطور مستقیم بر جسم فشرده مرکزی فرو می‌ریزد. در نتیجه سرعت فروریزش شعاعی سیال که به سمت داخل افزایش می‌یابد، بدليل شرط جریان برافزایش در مراحل نهایی، بایستی چندین مرتبه سریعتر از دوران آن باشد. با افزایش  $\sigma$ ، فروریزش شعاعی آرامتر می‌شود. سرعت فروریزش شعاعی سیال که بسیار سریعتر از دوران آن می‌باشد و در نواحی بیرونی فرودصوتی است، در مسیر رسیدن به افق رویداد فرا مغناطصوتی می‌شود. یعنی جریان برافزایش بیشتر شبیه سقوط آزاد به افق رویداد می‌شود. اما برخلاف سرعت شعاعی، با صعود ضریب رسانندگی، چگالی و فشار افزایش می‌یابند (شکل ۳).



شکل ۲: نمودار تغییرات سرعتها (الف) حالت سیال غیرمغناطیسی با مقادیر ثابت  $n = \alpha = \frac{a}{m} = \sigma = 1$  ب) سیال مغناطیسی با مقادیر ثابت  $k = n = 1, \alpha = \frac{a}{m} = \sigma = 4 \times 10^{-8} \text{ kg/m}^3$

$$k = n = 1, \alpha = \frac{a}{m} = \sigma = 4 \times 10^{-8} \text{ kg/m}^3$$



شکل ۳: نمودارهای چگالی و فشار به ازای مقادیر مختلف  $\sigma$ . مقادیر ثابت بصورت زیر می باشد  $k = n = 1, \alpha = \frac{a}{m} = \sigma = 4 \times 10^{-8} \text{ kg/m}^3$

### مراجع

- [۱] P. Bhaskaran, S. C. Tripathy and A.R. Prasanna; "Accretion Disk with Dipole Magnetic Field in Linearized Kerr Geometry"; JApA **11**, 461-474 (1990)
- [۲] J. Ghanbari, and M. Shaghaghian; "Viscous Accreting Magnetofluids around a Static Compact Object in Final Stages of Accretion Flow"; PASJ **61**, No. 6, under press (2009)
- [۳] A.R. Prasanna and P. Bhaskaran; "Plasma Disks around Compact Objects with Self-Consistent Electromagnetic Fields"; Ap&SS **153**, 201-212 (1989).
- [۴] S. C. Tripathy, A.R. Prasanna and A.C. Das; "Accreting Magnetofluid around a Compact Object with a Dipolar Magnetic Field-Newtonian Analysis"; MNRAS **246**, 384-391 (1990)

## ۲۳. مدلی از گرانش متریکی $f(R)$ در توجیه ماده‌ی تاریک در کهکشان‌های مارپیچی

رضا صفاری<sup>۱\*</sup>; سلماز عسگری<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت، <sup>۲</sup> گروه علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد ابهر،

\*[rsk@guilan.ac.ir](mailto:rsk@guilan.ac.ir)

### چکیده

در این مقاله جواب‌های سازگار فضای متقارن کروی را در رویکرد متریکی  $(R)f$  مطالعه می‌کنیم. در اهمیت سازگاری جواب‌های معادلات تصویح یافته می‌توان بر این نکته اشاره کرد که، در حالت کلی تا زمانی که شرط خارجی بر متریک تحمیل نشده باشد، جواب‌های فضای متقارن کروی برای معادلات میدان تصویح یافته، سازگار است. این نکته اصولی در چند نمونه از جواب‌های فضای متقارن کروی که در چند ساله‌ی اخیر در جای گزینی گرانش تصویح یافته به جای ماده‌ی تاریک انجام شده، نادیده مانده است. در این رهیافت به دنبال جواب‌هایی هستیم که ضمن برقراری شرط سازگاری برای کنش عام  $(R)f$  در فضای متقارن کروی، بتواند توجیه مناسبی از شواهد تاهمجارتی‌های مشاهده شده در دینامیک کهکشانی، بهخصوص منحنی سرعت چرخش ستارگان به دور مرکز کهکشان‌های مارپیچی و درنتیجه جای گزین مناسبی برای ماده‌ی تاریک ادعا شده در هاله‌ی کهکشان باشد. پارامترهای مدل ارائه شده در این مقاله علاوه بر توجیه ماده‌ی تاریک تطابق خوبی با رابطه‌ی تجربی *Tully – Fisher* و نیز نتایج بدست آمده از دینامیک نیوتونی تصویح یافته (*MOND*) دارند.

### مقدمه

نسبت عام، در یک صد سال گذشته، موفقیت‌های بی‌نظیری در توصیف گرانش داشته است. مدل استاندارد کیهان‌شناسی که بر اساس نسبت عام پایه‌گذاری شده، با تکیه بر یک سری فرض‌های اولیه توانسته است تصویر کاملی از کیهان ارائه دهد. اما نتایج به دست آمده از مشاهدات کیهانی در سال‌های اخیر واقعیاتی را آشکار نمود که موجب خدشه‌دار شدن مدل استاندارد کیهان‌شناسی شد. داده‌های مربوط به نمودار مدول فاصله بر حسب انتقال به سرخ در ابرنواخترهای نوع *Ia*, نشان می‌دهد که انساط کیهان شتاب‌دار است. پذیرش این واقعیت منوط به وجود شکل نوینی از انرژی با ویژگی‌های نامتعارف به نام انرژی تاریک است. از سوی دیگر مشاهدات مربوط به مقیاس‌های کهکشانی و مظلومه‌ی خورشیدی می‌بین وجود رفتارهایی ناهنجاراند. منحنی‌های رصدی سرعت چرخش ستارگان حول مرکز کهکشان در کهکشان‌های مارپیچی، بهخصوص در فواصل دور از مرکز، در تعارض کامل با دینامیک مداری مبنی بر گرانش نیوتونی است. از سوی دیگر، در مقیاس منظمه‌ی خورشیدی، داده‌های مربوط به کاوشگرهای پایونیر ۱۰ و ۱۱ بر وجود یک شتاب ثابت رو به خورشید دلالت می‌کنند. همه‌ی موارد مشاهده شده در دو مقیاس اخیر، و نتایج حاصل از داده‌های ابرنواختری، انگیزه‌ی لازم برای مطرح شدن ایده‌ی ماده‌ی تاریک را به وجود می‌آورد. ایده‌ی وجود انرژی تاریک و ماده‌ی تاریک که در مجموع بیش از ۹۶ درصد محتوای ماده و انرژی کل عالم را تشکیل می‌دهند، با چالش‌های فراوانی از جمله تعیین و تبیین ماهیت و خواص، رو به رو است. در این میان سعی شده است تا با استفاده از نظریه‌های جای گزین گرانش، ضمن توجیه نتایج مشاهداتی، نیاز به وجود انرژی و ماده‌ی تاریک مرتفع شود. در این رهیافت آنچه مرسوم است، تغییر بخش گرانشی کنش آینشتاین - هیلبرت است. این تغییر معمولاً در قالب نظریه‌های گرانش  $(R)f$  بیان می‌شود، که در آن  $R$ , اسکالر ریچی است (رجوع به مراجع معرفی شده در [۱]). در این مقاله با این فرض که رفتار گرانشی کیهان در مقیاس‌های مختلف متفاوت است، به بررسی رفتار گرانشی در مقیاس کهکشانی می‌پردازیم و شکل مجانبی رفتار مدل  $(R)f$  را در این مقیاس مشخص می‌نماییم. درنتیجه جواب‌های سازگار فضای متقارن کروی در رویکرد متریک را به دست می‌آوریم. جواب‌های این مدل ضمن توجیه منحنی سرعت در کهکشان‌های مارپیچی، رابطه‌ی *Tully – Fisher* را نیز برآورده کرده، با نظریه‌ی *MOND* سازگاری مناسبی نشان می‌دهد.

### جواب‌های سازگار فضای متقارن کروی

شكل عام کنش تصویح یافته‌ی آینشتاین - هیلبرت به شکل زیر است

$$S = \frac{1}{2K} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) + S_m, \quad (1)$$

که در آن  $K$ ، ثابت،  $g$ ، رد تانسور قطری متريک و  $S_m$ ، کنش ماده است. اگر کنش را نسبت به متريک وردش دهيم معادلات ميدان بهشكل زير بهدست مي آيند

$$F(R)R_{\mu\nu} - \nabla_\mu \nabla_\nu F(R) - \kappa T_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} \left( \frac{1}{2} f(R) - \nabla_\alpha \nabla^\alpha F(R) \right), \quad (2)$$

که در آن  $F = df / dR$ . اکنون کلى ترين شكل متريک در فضای متقارن کروی را بهشكل زير می نويسیم

$$ds^2 = -B(r)dt^2 + \frac{X(r)}{B(r)}dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (3)$$

که در آن  $B(r)$  و  $X(r)$ ، مولفه های شعاعی متريک هستند. از آنجايی که متريک فضای متقارن کروی، قطری است، تنها دو معادله ميدان مستقل وجود دارد که در فضای تهی بهشكل زير نوشته می شوند

$$\frac{X'}{X} = \frac{2rF''}{2F + rF'}, \quad (4)$$

$$B'' + \left( \frac{F'}{F} - \frac{1}{2} \frac{X'}{X} \right) B' - \frac{2}{r} \left( \frac{F'}{F} - \frac{1}{2} \frac{X'}{X} \right) B - \frac{2}{r^2} B + \frac{2}{r^2} X = 0 \quad (5)$$

که در آن مشتق گيری ها نسبت به مولفه های شعاعی متريک،  $r$  انجام شده است. اکنون برای بهدست آوردن عناصر متريک،  $X(r)$  و  $B(r)$ ، باید اين دو معادله حل شوند. توجه به اين نكته حائز اهميت است که اين دو معادله شامل يك تابع ديگر، يعني  $F(r)$  نيز هستند. اين به آن معني است که برای داشتن پاسخ های يكتا بايد رفتار يكى از اين سه تابع را پيش از حل دو معادله دیگر، تعين کنيم. آنچه در اين مقاله مورد تاكيد است، يافتن مجموعه ای از جواب ها برای متريک است که جای گزین ماده تاريک مورد نياز در كهکشان باشد. در اين صورت مجموعه جواب های زير را پيش نهاد می کنيم

$$B(r) = B_0 r^\alpha \quad X(r) = X_0 r^\alpha \quad F(r) = F_0 r^n \quad (6)$$

که ملتزم به قيود

$$\alpha = 2n(n-1)/(n+2) \quad X_0 = \left[ 1 + \frac{1}{2} n(2-\alpha) - \frac{1}{4} \alpha^2 \right] B_0 \quad (7)$$

مي باشند. اکنون با کمک متريک های بهدست آمده و با استفاده از تعریف اسکالار ریچی بهشكل

$$R(r) = \frac{2}{r^2} + \frac{X'}{X^2} \left( \frac{1}{2} B' + \frac{2}{r} B \right) - \frac{1}{X} \left( B'' + \frac{4}{r} B' + \frac{2}{r^2} B \right) \quad (8)$$

شرط سازگاري جواب ها را نيز به صورت زير می نويسیم

$$R'' f^{(2)}(R) + R'^2 f^{(3)}(R) = F''(r) \quad (9)$$

که در آن  $f^{(n)} \equiv d^n f / dR^n$ . حال هر مدل بهدست آمده برای  $(R, f)$  که شرط فوق را تصدیق کند، کنش مطلوب است. معادله (9) شرط سازگاري جواب های فضای متقارن کروی را تامين می کند [۲] که در بعضی جواب ها رعایت نشده است [۳].

در اين صورت دو رفتار برای متريک در محدوده توزيع جرم داخل كهکشان قابل پيش بینی است. اول محدوده تودهی برآمده مرکزي است که در آن متريک شوارتزشيلد يا پتانسیل نيوتنی برقرار است. دوم محدوده منحنی چرخش با سرعت ثابت است که متريک فوق برقرار است. در حالت کلى می توان متريکی پيدا کرد که اين دو متريک حد مجاني آن باشند [۱]. در اين صورت برای مثال متريک  $B(r)$  در حالت کلى می تواند مثل يكى از حالت های زير يا حتی شكل ديگري از ترکيب آنها باشد

$$B(r) = B_S(r) + B_M(r) \quad \text{يا} \quad B(r) = B_S(r)B_M(r) \quad (10)$$

که در آن  $B_s(r) = 1 - 2GM(r)/rc^2$  متریک شوارتزشیلد،  $G$  جرم جسم مرکزی،  $M$  ثابت گرانش،  $c$  سرعت نور و بخش تصحیح یافته‌ی متریک است. در این صورت به ازای انتخاب بخش تصحیحی به صورت پاسخی که در معادله‌ی (۶) آمده، اسکالر ریچی و کنش تصحیح یافته به ترتیب عبارت‌اند از

$$R(r) = \frac{3(2-n)n}{n^2 - 2n - 2} r^{-2} \quad (11)$$

$$f(R) = \frac{2F_0}{2-n} \left( \frac{3n(2-n)}{n^2 - 2n - 2} \right)^{n/2} R^{1-n} \quad (12)$$

واضح است که این کنش، شکل مجانبی از کنشی عام است که در حالت کلی باید در همه‌ی مقیاس‌ها درست باشد.

### کاربرد در منحنی سرعت، به جای ماده‌ی تاریک

در تقریب میدان ضعیف، معادله‌ی ژئودزیک برای ذره‌ی آزمونی که حول جرم مرکزی حرکت دایره‌ای دارد، عبارت است از

$$\Gamma_{tt}^r = 0, \text{ که با جاگذاری متریک معادله‌ی (۶) در این معادله داریم}$$

$$v^2 = \frac{1}{2} rc^2 \frac{B'_M(r)B_M(r)}{X(r)} = \frac{1}{2} c^2 \alpha B_0 r^\alpha \quad (13)$$

مقدار فوق برای مریع سرعت تا مرتبه‌ی اول از  $\alpha$  به دست آمده است. حال به ازای  $1 < \alpha < 2$  از جملات اول بسط استفاده نموده برای مقادیر  $r \rightarrow \infty$  تا مرتبه‌ی یک از  $\alpha$  داریم

$$v_\infty^2 = \frac{1}{2} c^2 \alpha B_0 \quad (14)$$

در این صورت سرعت حرکت دایره‌ای ستارگان به دور مرکز کهکشان، در فواصل دور از مرکز کهکشان به یک مقدار ثابت می‌کند. مقدار سرعت وابسته به مقدار دو پارامتر  $\alpha$  و  $B_0$  است.  $\alpha$  پارامتری است که در نتیجه‌ی ارتباط با  $n$  در معادله‌ی (۷)، در  $f(R)$  نیز ظاهر شده‌است، بنابراین تنها می‌تواند یک عدد بدون بعد کوچک‌تر یک باشد. در این صورت کمیت  $B_0$  نیز باید کمیتی بدون بعد باشد. از سوی دیگر مطابق رابطه‌ی **Tully – Fisher** توان چهارم سرعت مجانبی در فواصل دور از مرکز کهکشان با جرم کهکشان نسبت مسقیم دارد،  $v_\infty^4 \propto M_{galaxy}$ . با توجه به این‌که  $\alpha$  در کنش هندسی ظاهر شده‌است و نمی‌تواند وابسته جرم باشد در نتیجه خواهیم داشت  $B_0^2 = 4\mu M$ ، که در آن  $\mu$  ضریب تناسب با بعد عکس جرم و  $M$  جرم کهکشان است. در این صورت جواب  $B_0 = 2\sqrt{\mu M}$  قابل قبول است. بنابر این مقدار سرعت مجانبی از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید

$$v_\infty^2 = c^2 \alpha \sqrt{\mu M_{galaxy}} \quad (15)$$

که در آن مقادیر  $\alpha$  و  $\mu$  را می‌توان با استفاده از داده‌های منحنی سرعت دورانی در کهکشان‌های مارپیچی تعیین نمود. برای به دست آوردن تخمینی از پارامترهای معادله‌ی (۱۵) فرض می‌کنیم جرم کهکشان تقریباً برابر  $M_{galaxy} = 10^{11} M_{Sun}$  است. در این صورت به ازای سرعت مجانبی در حدود  $200 \text{ km s}^{-1}$  خواهیم داشت:  $(v_\infty/c)^4 / M_{galaxy} \approx 10^{-54} \text{ kg}^{-1} \alpha^2 \mu = (v_\infty/c)^4 / M_{galaxy} \approx 10^{-54} \text{ kg}^{-1}$ . رهیافت مشابهی از این روش یافتن جواب‌های تصحیح یافته در فضای متقاضی کروی در [۴] و [۵] مشاهده می‌شود. اما تفاوت اساسی در ماهیت فیزیکی پارامترهای موجود در مدل است. تنها پارامتر آزاد در مدل ارائه شده در [۴] و [۵] که در کنش هم ظاهر می‌گردد، وابسته به جرم است و در نتیجه ناوردایی مدل را از بین می‌برد.

### همارزی با نظریه‌ی دینامیک نیوتونی تصحیح یافته، MOND

با استفاده از نتایجی که تا کنون به دست آمده است، به ازای بسط لگاریتمی تا مرتبه‌ی یک از  $\alpha$ ، شتاب گرانشی تصحیح یافته در تقریب میدان ضعیف عبارت است از

$$g_M(r) = \left| \frac{d\phi_M(r)}{dr} \right| = c^2 \alpha \frac{\sqrt{\mu M}}{r} \quad (16)$$

نظریه‌ی **MOND** در اوایل دهه‌ی هشتاد میلادی توسط میلگروم مطرح شد، توانست موقعیت‌های چشم‌گیری در توجیه ماده‌ی تاریک در کهکشان‌های مارپیچی کسب کند ([۶] و مراجع موجود در آن). اما اشکال کار این بود که تا سال ۲۰۰۴ نسخه‌ی نسبیتی نداشت. بکن‌اشتاين نسخه‌ی نسبیتی اما دشوار یک نظریه‌ی اسکالری - برداری - تansوری را برای **MOND** طرح ریزی کرد [۷] که در اینجا از بیان آن صرف نظر می‌کنیم. شتاب گرانشی در نظریه‌ی **MOND** از رابطه‌ی زیر به‌دست می‌آید

$$\begin{aligned} g = g_N &\quad \text{برای} \quad g_N \gg a_0 \\ = (a_0 g_N)^{1/2} &\quad \text{برای} \quad a_0 \gg g_N \end{aligned} \quad (17)$$

که در آن  $g$  شتاب گرانشی نیوتونی و  $a_0$  پارامتر شتاب **MOND** برابر است با  $1.2 \times 10^{-10} \text{ ms}^{-2}$ . در نتیجه می‌توان مقدار ترکیب  $\mu$  را به صورت زیر محاسبه نمود

$$\alpha^2 \mu = \frac{a_0 G}{c^4} = 0.98 \times 10^{-54} \text{ kg}^{-1} \quad (18)$$

که با مقدار به‌دست آمده از سرعت مجانبی برای یک کهکشان نوعی در تطابق کامل است.

### جمع‌بندی

ایده‌ی به‌کار گیری مدل‌های گرانش تصحیح یافته با ( $R$ )  $f$  ابتدا در توجیه انساط شتاب‌دار عالم در دیرزمان و توجیه تورم کیهانی در ابتدای عالم شکل گرفت. اما دور از انتظار نبود که هر تصحیحی در طبیعت گرانش به همه‌ی مقیاس‌هایی که از گرانش تاثیر می‌پذیرند، تعمیم یابد. لذا امروزه شاهد انجام تحقیقات فراوانی در حد میدان ضعیف گرانش ( $R$ )  $f$  هستیم که دامنه‌ی نفوذ و تصحیحات انجام شده توسط این روش را مورد مطالعه قرار می‌دهند. آن‌چه در این مقاله بر آن تاکید شد، اثر تصحیحی مدل خاصی از کنش ( $R$ )  $f$  است که در مقیاس کهکشانی قابلیت توجیه دو شاهد تجربی یعنی منحنی سرعت چرخش ستارگان حول مرکز کهکشان (**Rotation Curve**) و رابطه‌ی تجربی **Tully – Fisher** را به‌خوبی دارد. در این مقاله نشان داده شد که ترکیب ثابتی از پارامترهای آزاد مدل یعنی  $\alpha$  و  $B_0$  یا  $\mu$  با استفاده از منحنی چرخش ستارگان و چه با استفاده از مقایسه با دینامیک تصحیح یافته‌ی نیوتونی به مقدار ثابتی می‌انجامد. مقدار نهایی  $\alpha$  هنگامی مشخص می‌شود که کیهان‌شناسی کنش موردنظر را مطالعه کنیم و با کمک داده‌های ابرنواخته‌های نوع **Ia** بهترین مقدار آن را تخمین بزنیم [۸]. از آنجا که دینامیک عالم در کیهان‌شناسی مستقل از  $\mu$  است، با کمک  $\alpha$  به‌دست آمده و مقدار تعیین شده برای  $\mu^2$  در این مقاله می‌توانیم مقدار  $\mu$  را محاسبه کنیم.

### مرجع‌ها

- [۱] R. Saffari. and S. Rahvar; "f(R) Gravity: From the Pioneer anomaly to cosmic acceleration"; *Phys. Rev. D* **77** 104028, (2008) [arXiv:0708.1482].
- [۲] R. Saffari. and S. Rahvar; "Consistency condition of spherically symmetric solutions in f(R) gravity"; *Mod. Phys. Lett. A* **24** 305, (2009) [arXiv:0710.5635].
- [۳] S. Capozziello, A. Stabile and A. Troisi; "Spherical symmetry in f(R) gravity"; *Class. Quant. Grav.* **25** 085004 (2008) [arXiv:0709.0891].
- [۴] Y. Soubouti, "An f(R) gravitation for galactic environments"; *A&A* **464**, 921 (2007); [arXiv:astro-ph/0603302].
- [۵] R. Saffari and Y. Soubouti, "(Erratum) An f(R) gravitation for galactic environments"; *A&A* **472**, 833 (2007) [arXiv:0704.3345].
- [۶] M. Milgrom, "MOND: Time for a change of mind?"; [arXiv:0908.3842].
- [۷] J. D. Bekenstein, "An alternative to dark matter paradigm: relativistic MOND gravitation"; *PoS JHW2004*, 012 (2005) [arXiv:astro-ph/0412652].
- [۸] R. Saffari, *et al.* in preparations.

## ۲۴. تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفته EROS 1066 در کهکشان ابر مازلانی بزرگ (LMC)

صدیقه محمدی ، عباس عابدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

### چکیده:

در این مقاله داده های نور سنجی ستاره دوتایی گرفته EROS 1066 واقع در کهکشان ابر مازلانی بزرگ که از پروژه های OGLE و MACHO گرفته شده است، با روشنی خاص مورد تحلیل قرار گرفته است، بدین ترتیب که پس از تبدیل داده ها در غالب طول موج های فیلترهای جانسون و تغییر آنها بر حسب شدت، نسبت دمایی دو ستاره،  $B-V$  هر ستاره و قدر مطلق آنها در فیلتر  $V$  تخمین زده شد و پس از مراجعة به جداول استاندارد، طبقه ستاره ها و رده طیفی آنها پیش بینی گردید. مشخص شد که طبقه هر دو ستاره این سیستم از نوع غول می باشدند. با این پیش بینی و حدس برخی از پارامترهای سیستم، برنامه LC و DC (از برنامه ویلسون - دوینی) اجرا گردید و پارامترهای فیزیکی و هندسی نسبی ستارگان این سیستم بدست آمد.

### مقدمه:

در سالهای اخیر از مهمترین پروژه های نجومی می توان پروژه های EROS ، OGLE و MACHO را نام برد. این پروژه ها با هدف اصلی جستجوی اجرام متراکم پر جرم در هاله‌ی کهکشان طراحی شده بودند که در راستای این پروژه ها، نورسنجی تعداد بسیار زیادی از ستارگان ابرهای مازلانی بزرگ و کوچک، از جمله ستارگان دوتایی، برای مدت طولانی انجام پذیرفت که به دلیل عدم موضوعیت با پروژه، مورد تحلیل قرار نگرفتند. در این تحقیق داده های نورسنجی دوتایی گرفته EROS 1066 از ابر مازلانی بزرگ، LMC، در دو فیلتر  $V$  و  $B$  از پروژه EROS و داده های فیلتر ۱ از پروژه OGLE و داده های نورسنجی در فیلتر R از پروژه MACHO انتخاب گردیده اند. این سیستم یک دوتایی گرفته با دوره تناوب ۵/۶۰۴ روز و از نوع دوتاییهای جدا از هم است.

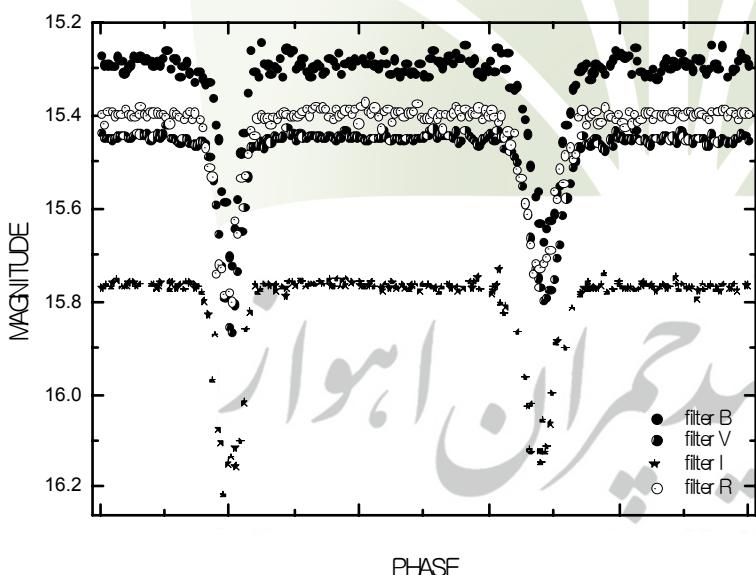
### تحلیل داده های نورسنجی:

در پروژه MACHO از یک تلسکوپ ۱/۲۷ متری اختصاصی واقع در مونت استرملوی استرالیا همراه با یک سیستم مفید طراحی شده‌ی مخصوص، مرکب از یک تصحیح کننده‌ی نوری میدان پهن و یک شکافنده‌ی دو رنگ و فیلتر های باند-پهن قرمز و آبی استفاده شده است. هر صفحه‌ی کانونی شامل یک موزاییک از چهار CCD  $2048 \times 2048$  تشکیل شده است. داده های MACHO در بین سالهای ۱۹۹۲ تا ۲۰۰۰ گرفته شده است. (گریسن و سایرین ۱۹۹۵)

مشاهدات OGLE در دومین فاز نقشه برداری میکرولنزینگ با تلسکوپ  $1/3$  متری وارسا در رصدخانه‌ی لاس کامپاناس شیلی انجام شده است. اولین مرحله‌ی پژوهه‌ی OGLE در سال ۱۹۹۲ شروع شد و به مدت چهار سال ادامه پیدا کرد. دومین مرحله در سال ۱۹۹۵ با یک تلسکوپ ۱ متری در رصدخانه‌ی لاس کامپاناس، شیلی در انتستیتوی کارنگی واشنگتن با دوربین  $F/L CCD 2048 \times 2048$  (میکالسکا و پیگولسکی، ۲۰۰۵)

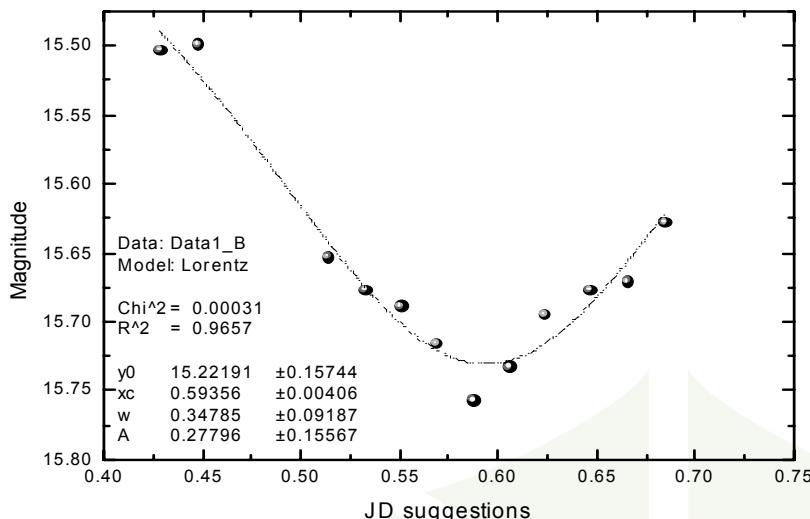
مشاهدات EROS با استفاده از تلسکوپ انعکاسی  $4/10$  f که در رصدخانه‌ی دی‌هات پروونس مستقر می‌باشد و به لوله‌ی تلسکوپ GPO در لاسیلا متصل شده، انجام گرفته است. CCD‌ها دارای چیپ‌های  $400 \times 579$  پیکسلی از نوع  $TH \times 31157$  تامسون بودند که تحت سرمایش قرار گرفته‌اند. هر پیکسل  $23\mu m^2$  متناظر با  $1/21$  arcsec روی آسمان بود، و هر CCD برای  $arcmin \times 11/6$  طراحی شده بود. (گریسن و سایرین ۱۹۹۵)

پس از دریافت داده‌های نورسنجی در فیلترهای R، I و B از پایگاههای داده‌های پژوهه‌های مذکور، این داده‌ها به داده‌هایی در فیلترهای استاندارد جانسون تبدیل گردیدند. سپس برای کاهش پراکندگی‌ها، عمل متوسط گیری در بازه‌های  $0/005$  فاز مداری انجام شد و تعداد نقاط هر منحنی نوری به ۲۰۰ نقطه کاهش یافت. (شکل شماره ۱)



شکل ۱: منحنی تغییرات نور  
در چهار EROS 1066 ستاره  
. (به ترتیب از I و V، R، B فیلتر  
بالا به پایین)

با استفاده از تطبیق تابع لورنتس بر گرفتهای منحنی‌های نوری، زمان کمینه‌های اولیه و ثانویه در فیلترهای مختلف این سیستم تعیین گردید (شکل شماره ۲). این اطلاعات در جدول شماره ۱ آورده شده است.



شکل ۲: تطبیق تابع  
لورنتسی بر نقاط کمینه  
منحنی در فیلتر B.

پس از تبدیل داده های قدر بر حسب شدت و به دست آوردن منحنی تغییرات، به منظور تحلیل منحنی و یافتن تابندگی، نسبت جرم، ضرایب تاریکی لبه و گرانشی و عناصر هندسی مثل زاویه میل مداری، شعاع ها و... از برنامه می ویلسون-دوینی استفاده شد.

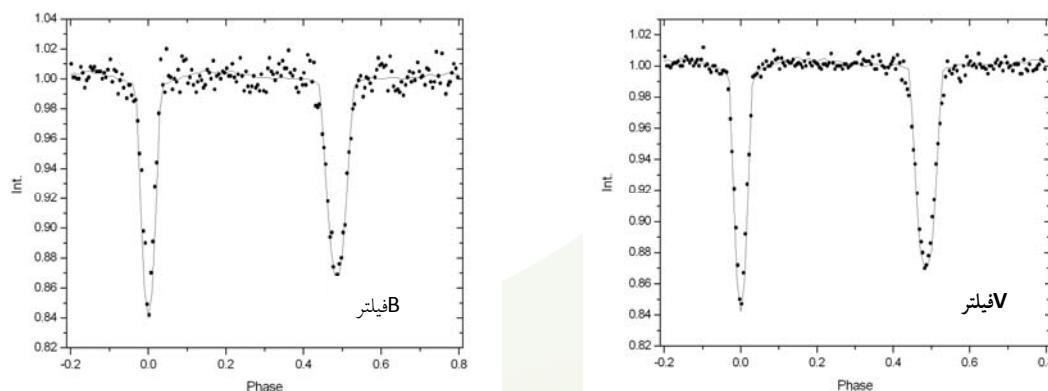
جدول شماره ۱: تاریخ ژولیانی مینیمم های اولیه و ثانویه در دو فیلتر B و V

	مینیمم اولیه	مینیمم ثانویه
B فیلتر	2448619.47147 + 0.00738 2448647.48109 + 0.00207 2448675.50242 + 0.00328	2448616.59651 + 0.01249 2448644.59256 + 0.00406
V فیلتر	2448647.48541 + 0.00193 2448675.49052 + 0.00171 2448692.56799 + 0.00974	2448616.58241 + 0.00380 2448678.55297 + 0.00633

اما پیش از آن با توجه به منحنی نوری توانستیم نسبت دمایی دو ستاره را محاسبه کیم. به منظور برآورد اولیه از نسبت دماهای دو ستاره، با استفاده از نظریه ای تابش جسم سیاه و رابطه  $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1 - I_p}{1 - I_s}\right)^{1/4}$ ، که  $T_1$  و  $T_2$  دمای سطح دو ستاره ای اولیه و ثانویه،  $I_p$  و  $I_s$  به ترتیب عمق

بولومتری گرفت اولیه و ثانویه هستند، توانستیم نسبت دمایی سطحی دو ستاره را پیش بینی کنیم. با توجه به مقدار برآورد شده  $V-B$  ستاره ای اولیه با استفاده از قدر گرفته ای ثانویه در دو فیلتر  $V$  و  $B$  با استفاده از مدل فاصله ای ابر مازلانی بزرگ  $\mu_{LMC} = 18.515 \pm 0.085$  (فابریزیو و سایرین ۲۰۰۵)، قدر مطلق ستاره ای اولیه به دست آمد و با کمک مقدار پیش بینی شده ای قدر مطلق و  $B-V$  ستاره اولیه و با مراجعه به جداول استاندارد مشخص گردید که این ستاره از نوع غول و از رده ای طیفی  $B$  می باشد. با استفاده از نسبت دمایی دو ستاره و با توجه به مقدار برآورد شده ای دمای اولیه  $T_1$ ، دمای ثانویه،  $T_2$ ، و نسبت جرم دو ستاره،  $q$ ، تعیین گردید. با توجه به منحنی نوری ستاره که نشان می دهد این سیستم از نوع جدا از هم می باشد، اجرای برنامه LC برای فیلترهای مختلف در مرحله ۲ انجام گردید و پس از اجرای برنامه DC، پارامترهای فیزیکی و هندسی

سیستم در فیلترهای مختلف اصلاح شد. مقادیر به دست آمده در جدول شماره ۲ آورده شده است. تطبیق نمودار حاصل از اجرای LC بر داده های نوری، در دو فیلتر B و V در زیر آمده است.



تصویر شماره ۳: نمونه ای از تطبیق منحنی حاصل از اجرای برنامه LC بر داده های نوری دو فیلتر B و V.

جدول شماره ۲ نتایج به دست آمده از برنامه LC

پارامتر	B فیلتر	V فیلتر	A فیلتر	R فیلتر
i	۸۳/۸۵	۸۵	۸۴/۴	۸۴/۰
T <sub>1</sub>	۱۴۶۰۰	۱۴۵۰۰	۱۴۵۰۰	۱۴۴۰۰
T <sub>2</sub>	۱۴۰۰۰	۱۴۰۰۰	۱۴۰۰۰	۱۴۰۰۰
Ω <sub>1</sub>	۵/۷۸۰	۶/۰۰۰	۵/۵۲۰	۶/۴۰۰
Ω <sub>2</sub>	۷/۷۰۰	۸/۳۰۰	۷/۰۰۰	۷/۸۰۰
q	۰/۵	۰/۵	۰/۴۴۵	۰/۴۵
I <sub>3</sub>	۰/۲۱۱	۰/۲۰۶	۰/۲۰۶	۰/۲۰۰
e	۰/۵	۰/۳۸	۰/۵	۰/۳
x <sub>1</sub>	۰/۵	۰/۵	۰/۵	۰/۵
x <sub>2</sub>	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲
g <sub>1</sub>	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲
g <sub>2</sub>	۰/۸۶۴۷	۰/۸۷۳۸	۰/۸۲۶۰	۰/۸۵۸۰
L <sub>1</sub> / ( L <sub>1</sub> +L <sub>2</sub> )	۰/۱۳۵۳	۰/۱۲۶۲	۰/۱۷۴۰	۰/۱۴۲۰
L <sub>2</sub> / ( L <sub>1</sub> +L <sub>2</sub> )	۰/۱۹۳۶	۰/۱۸۵۶	۰/۲۰۰۹	۰/۱۷۰۹
r <sub>1</sub> ( pole )	۰/۰۸۰۸	۰/۰۷۳۶	۰/۰۸۱۴	۰/۰۷۱۶
r <sub>2</sub> ( pole )	۰/۱۹۶۶	۰/۱۸۸۵	۰/۲۰۴۲	۰/۱۷۲۵
r <sub>1</sub> ( point )	۰/۰۸۱۱	۰/۰۷۳۹	۰/۰۸۱۷	۰/۰۷۱۹
r <sub>2</sub> ( point )	۰/۱۹۳۹	۰/۱۸۶۳	۰/۲۰۱۴	۰/۱۷۱۱
r <sub>1</sub> ( side )	۰/۰۸۰۸	۰/۰۷۳۷	۰/۰۸۱۴	۰/۰۷۱۷
r <sub>2</sub> ( side )	۰/۱۹۵۸	۰/۱۸۷۹	۰/۲۰۳۳	۰/۱۷۲۱
r <sub>1</sub> ( back )	۰/۰۸۱۱	۰/۰۷۳۸	۰/۰۸۱۷	۰/۰۷۱۸
r <sub>2</sub> ( back )				

مراجع:

Fabrizio L.Di. et al. (2005)."variable stars in the bar of the large magellanic cloud." *Astronomy and Astrophysics*, vol.430, pp.603-628.

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.

Michalska G. and Pigulski A. (2005)."detached binaries in the large magellanic cloud a selection of binaries suitable for distance determination." *Astronomy and Astrophysics*, vol.434, pp.89-99.



## ۲۵. ویژگی های کوتوله های سفید در ارتباط با گازهای الکترونی تبه گن در فضای فاز گسترش

### یافته

غلامی، روح الله<sup>۱</sup> نصیری قیداری، سعدالله<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> گروه فیزیک، دانشگاه ایلام، بانگنجاب

<sup>۲</sup> گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

### چکیده

کوتوله های سفید محیط های کوانتمی هستند که ویژگی های آنها متأثر از خواص گازهای یونی و الکترونی موجود در این محیط هاست. در این نوع محیط ها گازهای یونی از آمار ماسکول بولتزمون و گازهای الکترونی از آمار فرمی دیراک تبعیت می کنند. بعلت وجود خواص تقارنی توابع موج مربوط به گازهای الکترونی تبه گن، بررسی های دقیق جز در موارد خاص کاملاً تبه گن مستلزم پیچیدگی های فراوان است. در این مقاله ما با استفاده از روش فضای فاز گسترش یافته، یک روش کلی برای حل مساله در حالت های آماری مختلف ماسکول بولتزمون، فرمی دیراک و بوز اینشتین ارائه می دهیم و سپس از این روش تابع پارش کوانتمی را که معرفت خواص فیزیکی محیط است، با استفاده از بسط کیرک وود به صورت تقریبی برای تمام پتانسیل های غیربرهم کنشی بین ذرات محیط، و نیز به صورت دقیق برای حالت خاص پتانسیل هارمونیک، بدست می آوریم.

## White Dwarf Properties and Degenerate electron gas in Extended phase space

Gholami, Rooholah<sup>1</sup>, Nasiri G. Saadollah<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of physics, Ilam University

<sup>2</sup> Department of physics, Zanjan University

## تعمیم به حالت بس ذره ای:

## مقدمه

در رهیافت فضای فاز گسترش یافته، روزنہ ورد به مبحث مکانیک کوانتمی در فضای فاز از طریق اصول موضوع کوانتش و به صورت زیر انجام می گیرد:

الف)  $\pi_p, \pi_q$  و  $\pi_{p_i}, \pi_{q_j}$  بعنوان عملگرهای فضای هیلبرت  $X$ ، عمل می کنند. که این فضا شامل تمام توابع مختلط انتگرال پذیر مجدوری است. این عملگرها در روابط جابجایی زیر صدق می کنند

(1)

$$\begin{aligned} [\hat{\pi}_{q_i}, q_j] &= [\hat{\pi}_{p_i}, p_j] = -i\hbar\delta_{ij}, \quad \hat{\pi}_{q_i} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial q_i}, \quad \hat{\pi}_{p_i} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial p_i} \\ [p_i, q_j] &= [\hat{\pi}_{p_i}, \hat{\pi}_{q_j}] = [\hat{\pi}_{p_i}, q_j] = [\hat{\pi}_{q_i}, p_j] = 0. \end{aligned}$$

ب) فرض می شود تابع حالت  $\chi$  در معادله تحول زیر صدق کند

(2)

$$H_{SN}(p_i, q_i, \hat{\pi}_{p_i}, \hat{\pi}_{q_i})\chi_{SN}(p_i, q_i; t) = i\hbar\frac{\partial\chi_{SN}}{\partial t}$$

در معادله بالا عملگر همیلتونی گسترش یافته به صورت زیر است

$$\begin{aligned} \hat{H}_{SN}(p_i, q_i, \hat{\pi}_{p_i}, \hat{\pi}_{q_i}) &= (H(p_i + \hat{\pi}_{q_i}, q_i) - (H(q_i + \hat{\pi}_{p_i}, p_i))) \\ &= -i\hbar\sum_{k=1}^{3N}\frac{p_k}{m_k}\frac{\partial}{\partial q_k} - \frac{\hbar^2}{2!}\sum_{k=1}^{3N}\frac{1}{m_k}\frac{\partial^2}{\partial q_k^2} \\ &- \sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n_1, \dots, n_{3N}=1}^m \frac{(-i\hbar)^{n_1+\dots+n_{3N}}}{n_1! \dots n_{3N}!} \frac{\partial^{n_1+\dots+n_{3N}}V(q_i)}{\partial q_1^{n_1} \dots \partial q_{3N}^{n_{3N}}} \frac{\partial^{n_1+\dots+n_{3N}}}{\partial p_1^{n_1} \dots \partial p_{3N}^{n_{3N}}} \end{aligned}$$

(3)

از لحاظ تاریخی اولین استفاده از آمار فرمی دیراک در زمینه اختر فیزیک و مربوط به مطالعه تعادل ترمودینامیکی کوتوله های سفید بوده است. دمای بالا بهمراه چگالی زیاد این ستارگان، محیطی از گازهای کوانتمی کاملا یونیزه بوجود می آورد. در این محیط ها، گازهای یونی از آمار ماکسول بولتزمن و گازهای الکترونی از آمار فرمی دیراک تبعیت می کنند. بعلت وجود خواص تقارنی توابع موج مربوط به گازهای الکترونی تبه گن، بررسی های دقیق جز در موارد خاص کاملا تبه گن مستلزم پیچیدگی های فراوان است. در سال ۱۹۳۲ ویگنر در مقاله ای با عنوان تصحیح کوانتمی بر تعادل ترمودینامیکی روش جدیدی برای بررسی سیستمهای کوانتمی در فضای فاز معرفی کرد که به سرعت در شاخه های مختلف پرکاربرد گشت [۱]. در مورد گازهای کوانتمی تبه گن باید خواص تقارنی توابع موج در نظر گرفته شوند. در تعداد اندکی مقاله که به این موضوع پرداخته شده است، روش مرسوم استفاده از روش کوانتش دوم است [۲]. در این مقاله ما با همان روش متعارف، و با ریاضیات آسانتری به حل این مسئله می پردازیم. برای این کار، قواعد میانگین گیری فضای فاز گسترش یافته [۳] را به حالت بس ذره ای با در نظر گرفتن تقارن توابع موج، تعمیم می دهیم و سپس با بدست آوردن تابع توزیع گسترش یافته با استفاده از بسط کیرکوود و نیز به صورت دقیق برای مثال پتانسیل هارمونیک، معادله بلاخ که معادله اصلی مکانیک آماری کوانتمی است، را برای سیستمهای گازی تبه گن حل می کنیم و تابع پارش را که معرف خواص فیزیکی محیط است بدست می آوریم.

دینامیک کوانتمی در فضای  $p, q$

$$\begin{aligned}\chi_{SN}(\mathbf{q}_i, \mathbf{p}_i; t) &= \sum_{\alpha_i, \beta_i} a_{\alpha_i \beta_i} \psi_{\alpha_1, \dots, \alpha_N}(\mathbf{q}_i, t) \psi_{\beta_1, \dots, \beta_N}^*(\mathbf{p}_i, t) e^{-ip_i \cdot q_i / \hbar} \\ &= \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | \hat{\rho} | \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N \rangle \exp[-ip_i \cdot q_i / \hbar]\end{aligned}\quad (5)$$

که در معادله بالا  $\rho$  عملگر چگالی است و  $\psi_{\alpha_i}(\mathbf{q}_i, t), \psi_{\alpha_i}^*(\mathbf{p}_i, t)$  شرودینگر در فضای  $p$  و  $q$  است و از طریق تبدیل فوریه به هم مربوط می‌شوند. حال برای بدست آوردن مقادیر چشمداشتی به معادله (4) برمی‌گردیم

### ب) معادل کلاسیکی عملگرهای کوانتمی

معادل کلاسیکی عملگر  $(\hat{F}(p_i, q_i))$  را بصورت زیر تعریف می‌کنیم

$$F_{cl}(\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i) = \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | \hat{F} | \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N \rangle \exp[-ip_i \cdot q_i / \hbar] \quad (6)$$

با توجه به این تعریف براحتی می‌توان مقادیر چشمداشتی عملگرهای کوانتمی را بصورت زیر بدست آورد

$$\langle \hat{F}(p_i, q_i) \rangle = tr(\hat{\rho} \hat{F}) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{cl}(\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i) \chi_{SN}^*(\mathbf{q}_i, \mathbf{p}_i; t) dp_i dq_i \quad (7)$$

معادل کلاسیکی حاصلضرب دو عملگر به صورت زیر است

$$\begin{aligned}\hat{F}_{cl}(\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i) &= \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | \hat{A} \hat{B} | \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N \rangle \exp[-ip_i \cdot q_i / \hbar] = \\ &\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n_1, \dots, n_{3N}}^m \frac{(-i\hbar)^{n_1+...+n_{3N}}}{n_1! \dots n_{3N}!} \frac{\partial^{n_1+...+n_{3N}} A_{cl}(\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i)}{\partial p_1^{n_1} \dots \partial p_{3N}^{n_{3N}}} \frac{\partial^{n_1+...+n_{3N}} B_{cl}(\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i)}{\partial q_1^{n_1} \dots \partial q_{3N}^{n_{3N}}}\end{aligned}\quad (8)$$

در بدست آمدن معادله بالا از رابطه کاملیت فضای  $p$  و فضای  $q$  و نیز بسط تیلر استفاده شده است. حال به عنوان کاربرد این روش معادله بلافاصله بنیادی مکانیک

ج) قاعده‌ی میانگین‌گیری برای مشاهده‌پذیرهای کولتزمی در این فرمالیسم با رابطه‌ی زیر داده می‌شود [۳]:

$$(4)$$

در بخش‌های بعد، دوباره به این رابطه برمی‌گردیم و نحوه نسبت دادن معادل کلاسیکی عملگرهای کوانتمی را برای حالت‌های مختلف آماری ماکسول بولتزمن، فرمی دیراک و بوز اینشتاین معرفی می‌کنیم.

### I) آمار ماکسول بولتزمن در فضای فاز گسترش یافته

در بررسی سیستم‌های واقعی چنانچه فاصله متوسط ذرات در مرتبه طول موج گرمایی  $\lambda = (i\hbar / 2\pi m kT)^{1/2}$  باشد سیستم خواص کوانتمی از خود نشان می‌دهد و باید خواص تقارنی را در نظر بگیریم. در ستارگان کوتوله سفید با توجه به چگالی و دمای آنها، محیط بصورت کامل یونیزه است در این حالت الکترونها به خاطر جرم کم خود،

$$\langle \hat{O}(q_i, p_i) \rangle = \int O(q_i, p_i) \chi^*(q_i, p_i; t) dq_i dp_i$$

همه خواص تبهگنی خود را نشان میدهند. لذا گازهای الکترونی موجود در این محیط‌ها از آمار فرمی دیراک پیروی می‌کنند. اما یونها را می‌توان با تقریب خوبی با آمار ماکسول بولتزمن توضیح داد. در ابتدا به بررسی آمار ماکسول بولتزمن در فضای فاز گسترش یافته می‌پردازیم.

### الف) جواب عمومی معادله شبیه شرودینگری

می‌توان نشان داد که جواب عمومی (۲) به صورت زیر است

با استفاده از تغییر متغیر بالا معادله (۱۰) بصورت زیر تبدیل میشود

$$(13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \beta} = -\hat{H}u, \quad \lim_{\beta \rightarrow 0} u = \exp[-ip_i \cdot \vec{q}_i / \hbar]$$

برای حل معادله دیفرانسیل بالا  $u$  را بصورت زیر در نظر میگیریم

$$u = \exp[-A(\beta)H_{cl}(p_i, q_i) - \frac{ip_i \cdot \vec{q}_i}{\hbar}(B(\beta) - 1) - C(\beta)]$$

در معادله بالا  $A(0) = B(0) = C(0) = 0$  چنانچه معادله بالا را در معادله دیفرانسیل (۱۳) قرار دهیم بدست خواهیم آورد

$$(15)$$

$$A(\beta) = \frac{1}{\hbar\omega} \tanh(\beta\hbar\omega), B(\beta) = \tanh(\beta\hbar\omega) \tanh(\beta\hbar\omega/2),$$

$$C(\beta) = -\frac{3N}{2} \ln \cosh(\beta\hbar\omega)$$

لذا با قرار دادن این روابط در معادله (۱۲)،  $\Omega$  بدست میآید. در این حالت تابع پارش را می‌توان با انتگرالگیری زیر بدست آورد

$$(16)$$

$$Z(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega(q_i, p_i; \beta) dp_i dq_i = [\sinh(\beta\hbar\omega)]^{-\frac{3N}{2}}$$

(II) آمار فرمی دیراک و بوز اینشتاین در فضای فاز

الف) جواب عمومی معادله شبیه شرودینگری (۲)

در این حالت جواب معادله شبیه شرودینگری بصورت زیر است:

آماری کوانتمی است، را با استفاده از این رهیافت برای پتانسیل هارمونیک حل می‌کنیم

### ج) حل معادله بلخ در فضای فاز

حال تابع پارش کوانتمی را برای یک سیستم بس ذره‌ای در حال تعادل تحت تاثیر پتانسیل هارمونیک، بدست می‌آوریم برای این کار عملگر چگالی در آنسامبل کاتونیک را در نظر می‌گیریم

$$(9)$$

$$\hat{\Omega} = \exp(-\beta\hat{H}), \hat{H} = \frac{1}{2} \left( \sum_{i=1}^N -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + m\omega^2 q_i^2 \right)$$

چنانچه از رابطه بالا نسبت به  $\beta$  مشتق بگیریم خواهیم داشت

$$(10)$$

$$\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \beta} = -\hat{H} \hat{\Omega}$$

معادله بالا که مشابه معادله شرودینگر است را می‌توان با استفاده از معادله (۸) به صورت زیر تبدیل کرد

$$(11)$$

$$-\frac{\partial \Omega_{cl}}{\partial \beta} = \left\{ H_{cl}(q_i, p_i) - i \hbar \sum_{k=1}^{3N} \frac{p_k}{m_k} \frac{\partial}{\partial q_k} - \frac{\hbar^2}{2!} \sum_{k=1}^{3N} \frac{1}{m_k} \frac{\partial^2}{\partial q_k^2} \right\} \Omega_{cl}$$

در معادله بالا  $H_{cl}, \Omega_{cl}$  معادل کلاسیک عملگرهای متناظر است

$$(12)$$

$$\Omega_{cl}(p_i, q_i) = \exp[-ip_i \cdot \vec{q}_i / \hbar] \langle q_i | \exp(-\beta\hat{H}) | p_i \rangle$$

$$= \exp[-ip_i \cdot \vec{q}_i / \hbar] \mu(p_i, q_i)$$

$$F_d^{A,S}(p_i, q_i) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle \hat{q}_1, \dots, \hat{q}_N | \hat{F} | p_1, \dots, p_N \rangle^{A,S} \exp[-ip_i q_i / \hbar] \quad (21)$$

با این تعریف میتوان نشان داد مقادیر چشمداشتی عملگرهای کوانتمی در این حالت نیز، در فضای فاز بر طبق دستور زیر است

$$\langle \hat{F}(p_i, q_i) \rangle = \text{tr}(\hat{\rho} \hat{F}) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_d^{A,S}(p_i, q_i) \chi_{SN}^{A,S}(q_i, p_i; t) dp_i dq_i \quad (22)$$

معادل کلاسیکی حالت ضرب عملگرهای کوانتمی در این حالت به صورت زیر تغییر می کند

$$\begin{aligned} \hat{F}_d^{A,S}(p_i, q_i) &= \frac{1}{N!} \langle \hat{q}_1, \dots, \hat{q}_N | \hat{A} \hat{B} | p_1, \dots, p_N \rangle^{A,S} \exp[-ip_i q_i / \hbar] = \\ &\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n_1, \dots, n_{3N}} \frac{(-i\hbar)^{n_1 + \dots + n_{3N}}}{n_1! \dots n_{3N}!} \frac{\partial^{n_1 + \dots + n_{3N}} A_d(p_i, q_i)}{\partial p_1^{n_1} \dots \partial p_{3N}^{n_{3N}}} \frac{\partial^{n_1 + \dots + n_{3N}} B_d^A(p_i, q_i)}{\partial q_1^{n_1} \dots \partial q_{3N}^{n_{3N}}} \end{aligned} \quad (23)$$

حال مجدداً بعنوان کاربرد این روش از معادله بالا جهت بدست آوردن تابع پارش برای سیستمهای تحت تاثیر پتانسیل هارمونیک کمک می گیریم. برای این کار معادله بلاخ را حل می کنیم.

**ج) حل معادله بلاخ در فضای فاز: حل دقیق برای پتانسیل هارمونیک**

در این حالت نیز مشابه حالت قبل برای حل معادله (10)  $\Omega$  را به صورت زیر در نظر می گیریم

$$\begin{aligned} \Omega_{cl}^{A,S}(p_i, q_i) &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \exp[-ip_i q_i / \hbar] \langle \hat{q}_i | \exp(-\beta \hat{H}) | p_i \rangle^{A,S} \\ &= \exp[-ip_i q_i / \hbar] \mu^{A,S}(p_i, q_i) \end{aligned} \quad (24)$$

لذا با این تغییر متغیر معادله بلاخ به صورت زیر تبدیل می شود

$$\chi_{SN}^{A,S}(p_i, q_i; t) = \frac{1}{N!} \sum_{n_i, m_j} A_{n_i, m_j} \psi_{n_i}^{A,S}(q_i) \psi_{m_i}^{A,S*}(p_i) e^{-\frac{i}{\hbar} \vec{p}_i \cdot \vec{q}_i} \quad (17)$$

در معادله بالا  $\psi_{n_i}^{A,S}(q_i), \psi_{m_i}^{A,S*}(p_i)$  به ترتیب جواب های معادله شرودینگر در فضای  $p$  و  $q$  اند. همچنین بالا نویس  $A$  مربوط به حالت فرمیونی و بالا نویس  $B$  مربوط به حالت بوزونی است. این تابع از طریق تبدیل فوریه زیر به هم مرتبطند

$$\psi_{n_i}^A(q_i) = \frac{1}{N! (2\pi\hbar)^{3N/2}} \sum_p (-1)^p \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{n_i}^A(p_i) \exp\left[\frac{i}{\hbar} \vec{p}_i \cdot \vec{q}_i\right] dp_i$$

با توجه به این رابطه و رابطه کاملیت فضای تابع (پاد) متقارن شده، تابع توزیع (17) را می توان به صورت زیر به دست آورد

$$\begin{aligned} \chi_{SN}^{A,S}(p_i, q_i; t) &= \frac{1}{N!} \sum_{n_i, m_j} A_{n_i, m_j} \psi_{n_i}^{A,S}(q_i) \psi_{m_i}^{A,S*}(p_i) e^{-\frac{i}{\hbar} \vec{p}_i \cdot \vec{q}_i} \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle \hat{q}_1, \dots, \hat{q}_N | \hat{\rho} | p_1, \dots, p_N \rangle^{A,S} \exp[-ip_i q_i / \hbar] \end{aligned} \quad (19)$$

در حالت تعادل ترمودینامیکی معادله بالا بصورت زیر است

$$\chi_{SN}^{A,S}(p_i, q_i; t) = \frac{1}{N! (2\pi\hbar)^{3N/2}} \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \vec{p}_i \cdot \vec{q}_i\right] e^{-\beta \hat{H}} \sum_p (\pm 1)^p \exp\left[\frac{i}{\hbar} \vec{p}_i \cdot \vec{q}_i\right] \quad (20)$$

در رابطه بالا  $P$  عملگر تعویض ذرات است و جمع بر روی تمام جایگشتها صورت می گیرد.

**ب) معادل کلاسیکی عملگرهای کوانتمی**

در این حالت معادل کلاسیکی عملگرهای بصورت زیر است

$$u^{A,S} = \alpha e^{-\beta H_{cl}(p_i, q_i)} \sum_p (\pm 1)^p \exp[-i \hat{P} p_i \cdot \nabla_{q_i} / \hbar] \quad (24)$$

با قرار دادن معادله بالا در (25) به معادله زیر می

رسیم [۵]

(26)

$$\frac{\partial \omega}{\partial \beta} - e^{-\beta \hbar} \left\{ \frac{i \hbar}{m_k} \sum_k p_k \cdot \nabla_{q_i} \alpha e^{-\beta \hbar} + \sum_k \frac{\hbar^2}{2m_k} \nabla_{q_i}^2 \alpha e^{-\beta \hbar} \right\} = 0 \\ ; \lim_{\beta \rightarrow 0} \omega = 1 \quad (26)$$

با قرار دادن  $\omega$  به صورت بسط توانی  $\omega = \omega_0 \hbar$  به یک رابطه برگشتی برای بدست آوردن  $\omega_0$  می رسیم:

(30)

$$\omega_0 = 1; \quad \omega_0 = -i \beta^2 \sum_k \frac{1}{2m_k} \hat{P} p_k \cdot \nabla_{q_i} V \omega_0 \\ \omega_0 = -\frac{1}{2m} \left\{ \frac{\beta^2}{2} \sum_k \nabla_{q_i}^2 V - \frac{\beta^3}{3} \sum_k (\nabla_{q_i} V)^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{m} \left( \hat{P} \sum_k p_k \cdot \nabla_{q_i} \right)^2 V - \frac{\beta^4}{4m} \left( \hat{P} \sum_k p_k \cdot \nabla_{q_i} V \right)^2 \right\} \quad (30)$$

با انتگرال گیری روی فضای فاز  $\Omega$  تابع پارش به صورت تقریبی زیر بدست می آید [۴]

$$Z(\beta) = \frac{(2\pi n k T)^{\frac{3N}{2}}}{(2\pi \hbar)^{3N} N!} \\ \times \int \mathcal{L} \int e^{-\beta \hbar} \left\{ 1 - \frac{\hbar \beta^2}{12m} \left( \frac{2\pi m}{\beta} \right)^{\frac{3n}{2}} \sum_{k=1}^n \left( \nabla_{q_i}^2 V - \frac{\beta}{2} (\nabla_{q_i} V)^2 \right) + \mathcal{L} \right\} \\ \pm \sum_{j \neq k} e^{-\beta r_{jk}^2 / \hbar} \left[ 1 + \frac{\beta}{2} r_{jk} \cdot (\nabla_{q_j} V - \nabla_{q_k} V) + \mathcal{L} \right] + \mathcal{L}; \quad r_{jk} = q_j - q_k \quad (31)$$

در معادله بالا جملات اول ناشی از توزیع ماکسولی و جملات قلاب دوم بخاطر تاثیرات تبه گنی است.

$$\frac{\partial u^{A,S}}{\partial \beta} = -\hat{H} u^{A,S}, \lim_{\beta \rightarrow 0} u^{A,S} = \sum_p (\pm 1)^p \exp[-i \hat{P} p_i \cdot \nabla_{q_i} / \hbar] \quad (25)$$

برای حل معادله دیفرانسیل بالا رابطه زیر را درنظر میگیریم

$$u^{A,S} = \sum_p (\pm 1)^p \exp[-A(\beta) H_{cl}(p_i, q_i) - i \frac{\hat{P} p_i \cdot \nabla_{q_i}}{\hbar} (B(\beta) - 1) - C(\beta)] \quad (26)$$

در معادله بالا  $A(0) = B(0) = C(0) = 0$  چنانچه معادله بالا را در معادله دیفرانسیل (25) قرار دهیم مجددا همان جواب های قبلی را برای  $A, B$  و  $C$  بدست خواهیم آورد. بنابراین با انتگرال گیری مجدد در فضای فاز روی  $\Omega$  برای سادگی در حالت دو ذره ای تابع پارش به صورت زیر بدست می آید

$$Z(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_{cl}^{A,S}(q_1, q_2, p_1, p_2; \beta) dp_1 dq_1 \\ = [\sinh(\beta \hbar \omega)]^6 \pm (2\pi \hbar)^6 [\cosh(\beta \hbar \omega)]^{-3} \quad (27)$$

در معادله بالا جمله اول همان جمله مربوط به توزیع ماکسولی است و جمله دوم ناشی از تقارن توابع موج است. تعیین به حالت بس ذره ای به راحتی امکان پذیر است و توانهای مختلف این دو ترم در جملات ظاهر می شود.

**د) حل معادله بلاخ در فضای فاز: بسط کیرک وود**

می توان معادله (25) را با استفاده از بسط کیرک وود به صورت توان های مختلف  $\hbar$  بدست آورد [۴]. برای این کار قرار میدهیم

## نتیجه گیری

در این مقاله ما قواعد فضای فاز گسترش یافته را به سیستم های بس ذره ای در آمار ماسکول بولتزمون، فرمی دیراک و بوز اینشتین، تعمیم دادیم و به عنوان کاربردی از این روش به مطالعه گازهای الکترونی تبه گن موجود در کوتوله های سفید پرداختیم و خواص کلی این محیط ها در حالت تعادل ترمودینامیکی، با حل معادله بلاخ، بررسی کردیم.

## مرجع ها

- [۱] E. Wigner, Phys. Rev. 40, 749 (1932)
- [۲] Emiliano Cancellieri Phys. Rev. B 76, 214301 (2007)
- [۳]. Sobouti and S. Nasiri, Int. J. Mod. Phys. B 7, 3255, (1993).
- [۴] J. G. Kirkwood, Phys. Rev. 44, 311(1933)

[۵] روح الله، غلامی ، سعدالله، نصیری قیداری کنفرانس فیزیک لرستان، مجموعه مقالات، ۱۳۸۶



دانشگاه شیده‌چمران اهواز

## ۲۹. شبیه سازی نشر میزr از سحابی های سیاره نما به روش مونت کارلو

نژادصغر، محسن؛ خصالی، علیرضا؛ الیاسی، محجوبه

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران

### چکیده

میزr در خلیلی از نواحی محیط های میان ستاره ای، از جمله در سحابی های سیاره نما مشاهده می شود. افراد مختلفی به بررسی سازوکار میزr در محیط های میان ستاره ای پرداخته اند. در این تحقیق با استفاده از مدل مونت کارلو، به شبیه سازی انتقال تابش و بررسی شرایط لازم برای تولید میزr در سحابی سیاره نما می پردازم. مشاهده می گردد که با افزایش مولدهای میزr در سحابی سیاره نما، شدت میزرهای تولید شده نیز افزایش می یابد. تابعیت کسر میزرهای تولید شده را بر حسب مولدهای میزr بدست آوردیم.

### مقدمه

ستارگانی که در راس ناحیه مجانبی غول (AGB) هستند گسیل میزr را، از مولکولهای  $\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SiO}$  نمایش می دهند. میزرهای  $\text{OH}$  تولید شده در پوسته سحابی تا 1000 سال می توانند وجود داشته باشند، در حالیکه میزرهای آب فقط چند سال باقی می مانند [۱]. با استفاده از مشاهدات (VLA)، گسیل میزr  $\text{OH}$ ، در فرکانس های 1720, 1667, 1665, 1612MHz [۲] و میزرهای آب در مرکز سحابی سیاره نما K3–35 آشکار شده است [۳]. همچنین می توان به گسیل میزرهای  $\text{OH}$  و  $\text{H}_2\text{O}$  در سحابی IRAS 17347\_3139 [۴] و میزr  $\text{OH}$  در سحابی های M1–92, Vy2–2, NGC6302، اشاره کرد [۵].

از مدلهای ارائه شده بصورت نظری می توان، پمپ تابشی و برخوردي را نام برد. پمپ باعث انتقال الکترونها از یک تراز به تراز دیگر می شود. پمپ میزرهای (22GHz) 1.35cm به چگالی بالا نیاز دارد، این حقیقت نشان می دهد که میزرهای می توانند بصورت برخوردي پمپ شوند. در حالیکه مولکولهای  $\text{OH}$  به چگالی بالا نیاز ندارند، اما فقط در نزدیکی ستارگان پرجم و روشن ظاهر می شوند. این فرض مناسبی است که، وارونی در مورد میزرهای  $\text{OH}$  توسط فوتونهای ستاره ای و یا محیط حفظ می شود، که میزرهای بصورت تابشی پمپ شده اند. اساس وارونی در مورد مولکولهای آب، توسط شوکها توضیح داده می شود. شوک ها به بادهای ستاره ای که انرژی میزرهای آب را تولید می کنند، واپسیه اند. پمپاژ واقعی مولکولهای  $\text{H}_2\text{O}$  در طی برخورد با مولکولهای فعال  $\text{H}_2$  اتفاق می افتد. مولکولهای فعال  $\text{H}_2$ ، از ماده ابر (C-shocks)، و یا از بخار پایین روی سطح دانه که تغییر شکل می یابد (J-shocks) ناشی می شوند. تداخل بین بادهای ستاره ای و ابرها در محیط جاذب موجب برانگیختگی برخوردي در گسیل میزr می شود [۶].

اگر سیستم دارای تقارن کروی باشد، و یا اینکه توزیع منابع کدری همگن باشد، معادله انتقال تابشی از راه تجزیه قابل حل است. اما سیستمهای اختر فیزیکی که تقارن محوری ندارند و محیط بطور کلی نا همگن بوده، معادله انتقال تابشی فقط بصورت عددی قابل حل است. از آنجایی که برای تولید میزr به معادله انتقال تابشی نیاز داریم و از طرفی چون مسئله غیر خطی و بدون تعادل ترمودینامیکی

موضعی است، پس حل تحلیلی مشکل می باشد. روش مونت کارلو ابزار قدرتمندی برای حل مسائل انتقال تابش در سیتمهای چند ترازه ارائه می دهد، حتی در شرایطی که تعادل ترمودینامیکی موضعی وجود ندارد<sup>[7]</sup>، لذا برای بررسی تولید میزr از روش مونت کارلو کمک می گیریم. بدین منظور، در بخش دوم به شرح کامل روش مونت کارلو در انتقال تابش می پردازیم. و در بخش سوم به شبیه سازی تولید میزr در سحابی سیاره نما می پردازیم. بخش چهارم به خلاصه ای از مطالب و نتایج حاصل از شبیه سازی اختصاص داده شده است.

## ۲- روش مونت کارلو در انتقال تابش

تکنیک حل مسائل انتقال تابشی بروش مونت کارلو اولین بار توسط Bernes در سال 1979 ارائه شد. بر اساس این ایده، از تعداد محدودی از بسته های فوتون، که تابش میدان را نمایش می دهند، استفاده می کنیم. فرض می کنیم که در محیط مورد نظر شرایط فیزیکی برای تولید میزr وجود داشته باشد. محیط را به سلولهای که دارای چگالی، توزیع جمعیت، آهنگ پمپ و سرعت باشد، تقسیم می کنیم. اندازه سلولها باید بگونه ای باشد که، تغییر شرایط فیزیکی را با موقعیت محیط بتوان تحلیل کرد. اندازه سلولها نباید از  $\lambda_{\text{mfp}}$  (مسافت آزاد میانگین فوتون) بزرگتر باشد. در تقسیم بندی سلولها شرط تقارن را نیز در نظر می گیریم.

تعداد زیادی از بسته های فوتون را به درون شبکه می فرستیم. فوتونها در هر بسته، مد تابشی مشابه ای دارند. زمان برهم کنش بسته فوتونها با محیط،  $t_{\text{int}} = \lambda_{\text{mfp}} / c$  است. مکان تمام فوتونها را قبل از اینکه طول  $\hat{\lambda}$  را بپیمایند، می توانیم محاسبه کنیم. این کار را برای تمام بسته های فوتون، تا زمانیکه شبکه را ترک می کنند انجام می دهیم. دوباره باید، تعداد کافی از بسته های قابل شمارش فوتون را تامین کنیم. بسته های زیادی از فوتون، در هر سلول شبکه وجود دارد. اگر شرایط رضایت بخش نباشد، مقیاس زمانی برای تخلیه ای وارونی با آهنگ پمپ مطابقت ندارد. پس یک سلول قبل از آنکه توسط بسته فوتون ضربه بخورد، ممکن است چرخه پمپ متفاوتی را طی کند.

اندازه گام  $\hat{\lambda}_{\text{mfp}}$  ممکن است با مکان واقعی  $\lambda_{\text{mfp}}$  که در زمان بدست می آید، متفاوت باشد. در هر قدم، برای هر سلول ضریب جذب مکانی،  $\alpha$  را محاسبه می کنیم، که شامل تمام برهم کنش ها بین میدان تابشی و محیط بوده.  $\lambda_{\text{mfp}}$  باید بزرگتر از  $\hat{\lambda}_{\text{mfp}}$  باشد. بعد از هر گام  $\hat{\lambda}_{\text{mfp}}$ ، تعداد فوتونها در هر بسته مطابق با معادله زیر کاهش می یابد:

$$n'_{\text{ph}} = n_{\text{ph}} \exp[-\alpha_v(x) \hat{\lambda}_{\text{mfp}}] \quad (1)$$

بنابراین وارونی توسط تعداد مشابه کاهش می یابد. چون مد تابشی کل، برای گسیل تحریک شده بقا دارد، ما فقط تغییر تعداد فوتونها در هر بسته را داریم. بدون تغییر تعداد کل بسته های فوتون هم، می توانیم در جریان گسیل تحریک شده قرار بگیریم. که این امر، دیدگاه مونت کارلو را برای میزr مناسب می سازد.

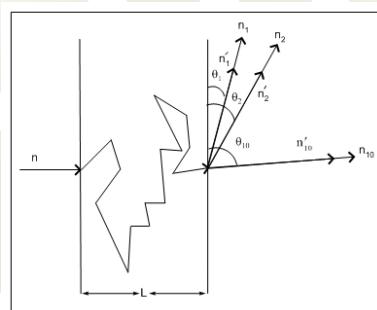
بعد از برداشتن یک گام زمانی در این راه، جمعیت ترازها را جدید می کنیم. بسته های جدید فوتون بطور تصادفی، در طی گسیل خودبخودی تولید می شوند. تولید اعداد تصادفی بخشی از دیدگاه مونت کارلو است. از مولد اعداد تصادفی در، پیک مکان، جهت

و مولفه سرعت حرارتی بسته های جدید فوتون استفاده می کنیم. وقتی بسته فوتون شبکه را ترک می کند، مکان، جهت و فرکانس آنرا می توانیم ثبت کنیم.<sup>[۸]</sup>

### ۳- شبیه سازی تولید میزر در سحابی سیاره نما

سحابی به ضخامت  $L$  در نظر می گیریم، تعدادی فوتون را به درون آن می تابانیم. مسیر هر فوتون را بطور جداگانه، تا زمانیکه از سحابی خارج می شود، ردیابی می کنیم. فوتونهای تابیده شده به درون سحابی بر اثر جذب یا پراکندگی های متعدد، در زاویای مختلفی از سحابی خارج می شوند. تمام فوتونهای خارج شده به میزر تبدیل نمی شوند. همانند شکل ۱،  $n$  فوتون را به درون سحابی می فرستیم، فرض می کنیم تعداد  $n_i$  فوتون با زاویه  $\theta_i$  از سحابی خارج شده، که  $n'_i$  تا این فوتونها به میزر تبدیل شده اند. تغییرات زاویه خروج فوتونها از سحابی بصورت  $90^\circ \langle \theta_i \rangle = 1, 2, 3, \dots, 10$  است، که

$$\text{از سحابی بصورت } 90^\circ \langle \theta_i \rangle = 1, 2, 3, \dots, 10 \text{ است، که}$$



شکل ۱: ارسال فوتونها به درون سحابی و خروج فوتونها در زوایای مختلف.

برای توصیف میزر از معادله انتقال تابش استفاده می کنیم، که آن را صورت زیر می نویسیم:

$$\frac{dI}{d\lambda} = -\sigma n I + \sigma_m n_m I \quad (2)$$

برای تولید میزر باید وارونی جمعیت در محیط برقرار باشد، ضریب جذب منفی بوده<sup>[۸]</sup>، پس جمله دوم در معادله بالا با علامت مثبت ظاهر می شود.  $\sigma$  سطح مقطع و  $n$  چگالی سحابی سیاره نما، و  $\sigma_m$  سطح مقطع مولکولهای مولد میزر و  $n_m$  چگالی مولکولهای مولد میزر است. با حل معادله انتقال تابش داریم:

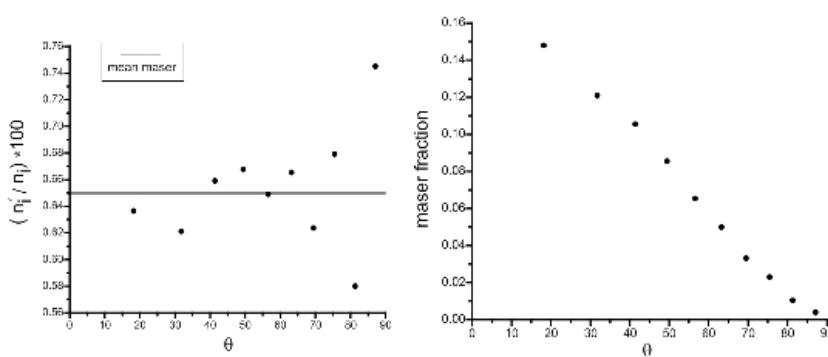
$$I = I_0 e^{-\int_0^\lambda \sigma n d\lambda} e^{\int_0^\lambda \sigma_m n_m d\lambda} \\ = I_0 e^{-\tau} e^{+\tau_m} \quad (3)$$

$I_0$  شدت اولیه تابش و  $\alpha = \frac{n_m}{n}$  عمق اپتیکی میزr بود.  $n_m \lambda = \sigma_m n_m \tau$  عمق اپتیکی میزr بود.  $\beta = \frac{\sigma_m}{\sigma}$  را بعنوان فراوانی نسبی مولکولهای مولد میزr تعریف می کنیم که محدوده تغییرات آن را،  $(10^{-6} - 10^{-4})$  در نظر می گیریم. و فرض می کنیم،  $\beta = 1$  باشد. حال عمق اپتیکی میزr را بصورت  $\tau_m = \alpha \beta \tau$  می نویسیم.

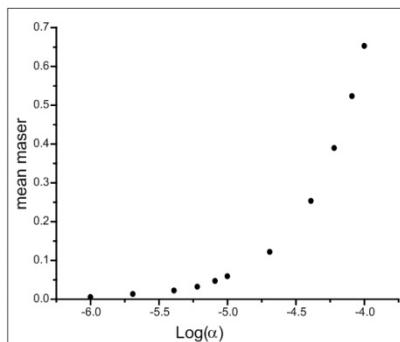
با توجه به معادله (۳) دیده می شود که، با افزایش عمق اپتیکی میزr شدت تابش افزایش می یابد، در واقع تولید میزr زیاد می شود و اگر عمق اپتیکی را کاهش دهیم تولید میزr کمتر می شود. پس شرطی را که برای میزr شدن باید در نظر بگیریم روی عمق اپتیکی قرار می دهیم. یک عدد تصادفی ( $\tau$ ) را بعنوان عمق اپتیکی تولید می کنیم، که بیان کننده احتمال برخورد فوتون با مولکولهای مولد میزr است. با توجه به اینکه تغییرات شدت نسبت به عمق اپتیکی نمایی است، عدد تصادفی را بصورت لگاریتمی تولید می کنیم. اگر این عدد تصادفی تولید شده از ماکریم مقدار عمق اپتیکی میزr ( $\tau_{mmax} = \alpha \beta \tau$ ) کوچکتر باشد، پس فوتون با مولکول مولد میزr برخورد کرده و امکان تشکیل فوتونی همدوس با فوتون اولیه وجود دارد، که اگر فرکانس این فوتونهای همدوس در ناحیه میکروموج باشد، میزr تولید شده است.

## نتیجه گیری

نتایج حاصل از شبیه سازی را در نمودارهای زیر مشاهده می کنیم. در نمودار ۱ کسر میزرهای تولید شده را بر حسب زاویه خروج از سحابی، رسم نمودیم. کسر میزr، درصد میزr تولید شده از کل فوتونهای تابیه شده به سحابی است. هرچه کسر میزr تولید شده، کمتر باشد زاویه خروج از سحابی افزایش می یابد. نمودار ۲، درصد میزr تولید شده به تعداد کل فوتونهای که تحت یک زاویه از سحابی خارج شده اند، را بر حسب زاویه خروج نشان می دهد. میانگین میزr تولید شده در  $\alpha = 10^{-4}$  است که با خط صاف نشان داده ایم. نمودار ۳ میانگین میزرهای تولید شده بر حسب لگاریتم آلفا رسم شده است. همانطور که انتظار داریم با افزایش فراوانی نسبی مولکولهای مولد میزr در سحابی، میانگین میزرهای تولید شده نیز افزایش می یابد. این افزایش را می توان با تابع  $32.6 + 18.0(\log \alpha) + 3.3(\log \alpha)^2 + 0.2(\log \alpha)^3$



نمودار ۱: کسر میزر بر حسب زاویه خروج از سحابی در  $\alpha = 10^{-4}$  .  
 نمودار ۲: درصد میزر بر حسب زاویه خروج از سحابی در  $\alpha = 10^{-4}$  .



نمودار ۳: میانگین میزر تولید شده در فرآوانی مختلف مولد میزر.

### مرجع ها

- [1] Y.Gomez; Maser emission in planetary nebulae; arXiv0801.2930G ( 2008)
- [2] Y. Gomez; D. Tafoya; G. Anglada; R. Franco-Hernandez; J.M. Torrelles; L.F. Miranda; OH maser emission toward the young planetary nebula K3-35; MmSAl, 76,472G (2005).
- [3] L.F. Miranda; Y. Gómez; G. Anglada; J.M. Torrelles; Water and OH Maser Emission from the Planetary Nebula K3-35; IAUS, 209, 263G (2003).
- [4] D, Tafoya; Y, Gómez; J.F. Gómez; L. de Gregorio-Monsalvo; L. Uscanga; G. Anglada; J.M. Torrelles; Maser emission towards the young planetary nebula IRAS 17347-3139; IAUS, 242, 334T (2007)
- [5] Y. Gomez; Maser emission in planetary nebulae; arXiv0801.2930G (2008).
- [6] S.W. Stahler; F. Pall; The Formation of stars , chap 14.
- [7] C, Barnes; A Monte Carlo approach to non-LTE radiative transfer problems; A&A.73.67B (1979).
- [8] M, Spaans; van Langevelde, J, Huib; Monte Carlo solutions for the radiative processes in 1612-MHz OH masers; MNRAS, 258, 159S (1992).

## ۳۰. تولید میزرهای میان ستاره‌ای در اثر جنبش الکترون‌های آزاد با وجود دانه‌ها

نژاداصغر، محسن؛ خصالی، علیرضا؛ خسروی، آذر

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران

### چکیده

می خواهیم یک مکانیسم مناسب، برای تولید میزرهای میان ستاره‌ای را در ابرهای میان ستاره‌ای که در نزدیکی نواحی شکل گیری ستاره واقع شده‌اند، پیشنهاد دهیم. با استفاده از شبیه سازی عددی نشان می دهیم که دانه‌های باردار موجود در ابرهای میان ستاره‌ای می توانند در شرایط خاصی دارای پتانسیل الکتریکی کل منفی بوده و امکان تجمع به صورت یک خوش را داشته باشند. نتایج نشان می دهد که الکترون‌های نسبیتی آزاد شده از جت‌ها، در عبور از این خوش‌ها، به صورت نوسانی به جنبش در آمده (ویگل کرده) ولذا می توانند میزرهای با طول موج‌های بلند از مرتبه سانتی متری تولید کنند. این مکانیسم می تواند به عنوان عاملی برای تولید میزرهای مشاهده شده در نواحی اطراف جت‌ها باشد. همچنین، می توان وجود میزرهایی که در طول موج‌های غیر استاندارد مولکولی رصد شده‌اند را نیز توجیه کرد.

### مقدمه

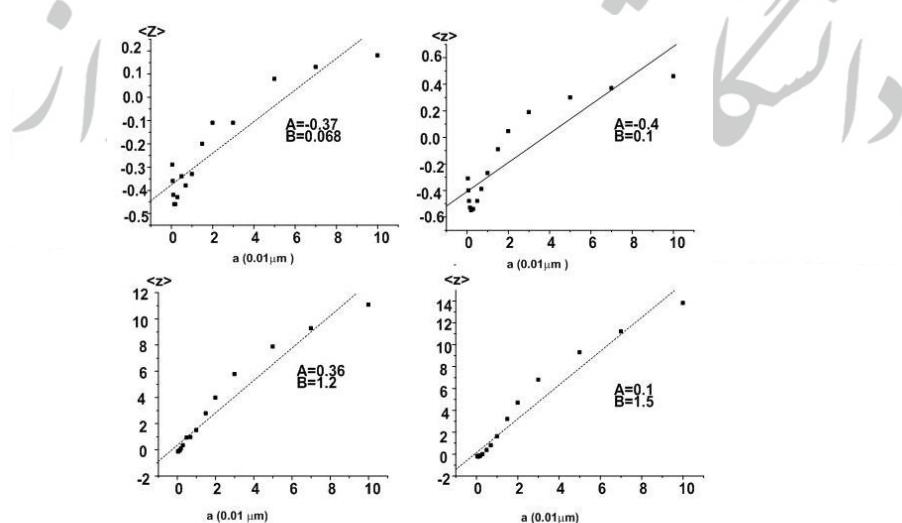
یک پدیده قابل توجه در فضای میان ستاره‌ای پدیده میزراست. همراه با میزرهای OH در ابر W49، میزرهای 1.35cm مربوط به H<sub>2</sub>O برای اولین بار در سال ۱۹۶۹، در صورت فلکی Aquila دیده شدند [۱]. علاوه بر گسیل‌های ذکر شده، به همراه گسیل میز 6035MHz مربوط به OH، گسیل میز متابول در خطوط 19.9 و 107 و 6.6 گیگا هرتزی نیز در نواحی شکل گیری ستاره‌های سنگین و متوسط دیده شده‌اند [۲]. تقریباً می توان بسیاری از طول موج‌های رصد شده‌ی میزرهای را از طریق مکانیسم پمپ‌های برخوردی و تابشی مولکولی توجیه کرد. [۱] مکانیسم پمپ‌های برخوردی و تابشی مولکولی، برای تولید میز در برخی از طول موج‌های رصد شده ناکارآمد است. به عنوان مثال خطوط 923μm و 934μm که رصد شده‌اند، با گذارهای مولکولی قابل توجیه نیستند [۱] هولملید در سال ۲۰۰۶، گسیل‌های واداشته از مواد ریدبرگ مجتمع به صورت خوش‌های H<sub>N</sub> و H<sub>(2)</sub> را به عنوان یک فرایند تولید میز به روش تابش غیر مولکولی، ارائه داده است [۳].

در این تحقیق، ما سعی می کنیم که مکانیسم مناسب دیگری نیز برای تولید برخی از خطوط میز را ارائه دهیم. این فرایند بر اساس روش تولید لیزر در آزمایشگاه‌ها ارائه شده است. در این روش که به مکانیسم ویگلر معروف است، از میدانهای الکتریکی و مغناطیسی ایستا و دوره‌ای برای به جنبش در آوردن الکترون و تولید لیزر (میز) استفاده می شود [۴]. میزانزاد و بهادری، در سال ۲۰۰۷، امکان به جنبش در آمدن الکترون آزاد نسبیتی در عبور از پلاسمای غباری کریستال شده و تولید لیزر الکترون آزاد را مورد بررسی قرار دادند [۵].

با توجه به این نکته که ذرات گرد و غبار در فضای میان ستاره‌ای، بر اساس پدیده‌ی برخورد و فوتوالکتریک، می‌توانند به صورت منفی یا مثبت باردار شوند [۶]، ابتدا سعی می‌کنیم تا شرایط لازم برای خوش شدن این ذرات بار را بررسی کنیم. سپس با توجه به اینکه در نواحی شکل گیری ستاره‌ها، جت‌ها وجود داشته و سرعت الکترون‌های آزاد شده از آن‌ها، می‌تواند در محدوده نسبیتی می‌باشد. وجود خوش‌های غبار را به عنوان مولد میدان‌های ویکلری برای الکترون‌های نسبیتی آزاد شده از جت‌ها مورد بررسی قرار می‌دهیم. بدین منظور، ابتدا در بخش ۲ به بررسی شرایط لازم برای ایجاد خوش‌های گرد و غبار در فضای میان ستاره‌ای می‌پردازیم. سپس در بخش ۳ مکانیسم ویکلر را توضیح داده و عبور الکترون از خوش‌های گرد و غبار و تولید میزر در اثر مکانیسم ویکلر را بررسی می‌کنیم. بخش ۴ نیز به خلاصه‌ی مطالب و نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

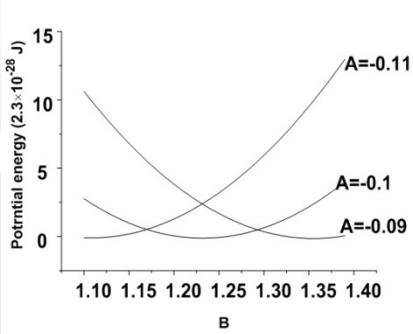
### خوش شدن غبار میان ستاره‌ای

فرایند فوتوالکتریک موجب می‌گردد که غبارهای میان ستاره‌ای دارای بار الکتریکی مثبت شده درحالی که فرایند برخورد، دانه را به صورت منفی باردار می‌کند [۶]. می‌توان به شکل‌های ۲۹ و ۳۰ مرجع [۶] اشاره کرد که میانگین بار الکتریکی دانه‌های کربنی و سیلیکاتی موجود در ابرهای مولکولی و پخشیده را به ازای شعاع‌های مختلف دانه نشان میدهند. بار الکتریکی هر دانه را به صورت.  $q = Ze$  نشان میدهیم که در آن  $Z$  می‌تواند مثبت یا منفی باشد. با استفاده از شکلهای ۲۹ و ۳۰ مرجع [۶]، نمودار میانگین بار الکتریکی دانه‌ها را بر حسب شعاع آنها رسم کرده ایم و دیدیم که ارتباط خطی بین نقاط وجود دارد. به همین دلیل سعی کردیم تا خط مناسبی را بر هر یک برازش نماییم. عرض از مبدأ و شیب هر خط را نیز در شکل نشان داده ایم.



شکل ۱: نمودار میانگین بار الکتریکی دانه‌ها را بر حسب شعاع آنها

بدین ترتیب، در اینجا، یک ارتباط خطی بین میانگین بار الکتریکی  $\langle z \rangle = A + Ba$  و ابعاد دانه  $a$ ، به صورت کرده و سعی می کنیم تا پارامتر های برخورد  $A$  و  $B$  را بیابیم که موجب خوشه شدن دانه های غبار بشوند. مجموعه ای از دانه های غبار را با چگالی عددی  $6 \times 10^{-4} \text{ m}^{-3}$  وتابع توزیع اندازه  $n(a) \propto a^{-3.5}$ ، در فضای سه بعدی به صورت مونت کارلو، شبیه سازی کردیم. به ازای ضرایب  $A$  و  $B$  های مختلف نمودار انرژی پتانسیل الکتریکی کل را در شکل ۲ رسم نموده ایم. با توجه به اینکه مجموعه ای از ذرات باردار، با انرژی پتانسیل الکتریکی کل منفی، پایدار بوده و پخش نخواهد شد، می توان ضرایب  $A$  و  $B$  را تعیین کرد. با توجه با شکل ۱ مقدار  $A = -0.1$  و  $B = 1.24$  بدست می آید.



شکل ۲: نمودار انرژی پتانسیل الکتریکی کل به ازای ضرایب  $A$  و  $B$  مختلف

## mekanisem ويگلر و توليد ميزر

هر ذره باردار شتابدار، تابش می کند. به تابش یک ذره باردار شتابدار در میدان کولومب یک بار دیگر، تابش برمواشتراونگ یا گسیل آزاد آزاد می گویند. اگر فرض کنیم که الکترون از کنار یک یون با پارامتر برخورد  $b$  و بار  $ze$  بگذرد مقدار  $b_{\max} \equiv \frac{v}{\omega}$  برابر است. که  $v$  سرعت الکترون و  $\omega$  فرکانس تابش است. ويگلرها در حقیقت ایزار ایجاد میدان های مغناطیسی یا الکترواستاتیکی دوره ای ایستا در فضا هستند و سبب می شوند تا الکترون ها دارای شتاب نوسانی شده و تابش کنند. میدان مغناطیسی اضافی سبب نوسان های عرضی کوچک در حرکت می شود که شتاب وابسته به آن، سبب گسیل تشعشعات می شود. حال می خواهیم برای هر ثابت انرژی الکترون، چه طول موجی می تواند تحت این شرایط در محیط تقویت شود. با فرض اینکه موج الکترو مغناطیسی تولید شده از حرکت نوسانی الکترون، در جهت جلو و با سرعت  $c$  حرکت کند شرط تشدید این موج به گونه ای خواهد بود که پس از طی کردن یک پریود ويگلر توسط الکترون ها، این موج به اندازه مضرب صحیحی از طول موج تابشی، از الکترون ها جلو بیافتد. در این صورت تابش الکترون در پریود بعدی ويگلر به طور همدوس با موج تابشی جمع خواهد شد. تحت این شرایط باید داشته باشیم

$$\lambda_s \approx \frac{\lambda_w^n / n}{2\gamma_{11}^2} \quad (1)$$

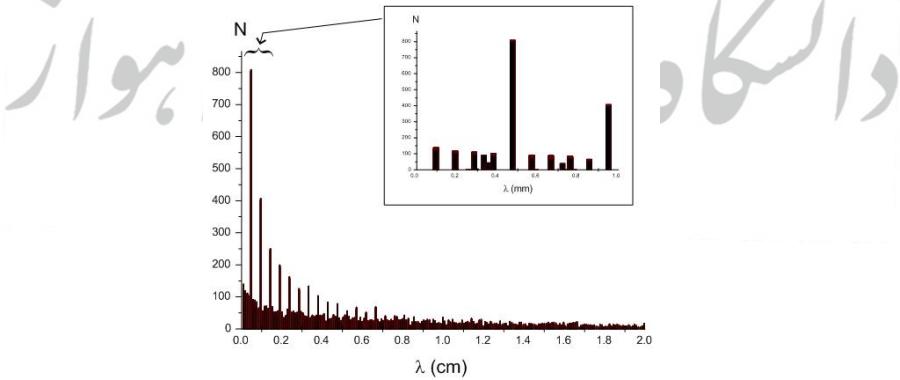
که در آن  $\lambda_s$  طول موج پرتو تابشی و  $\lambda_w^{(n)}$  دوره میدان ویگلر مرتبه  $n$  است که  $n$  یک عدد صحیح می باشد. با فرض

$$\beta_{11} = \frac{v_{11}}{c} \quad (1 - \beta_{11}^2) = \frac{1}{\gamma_{11}^2} \quad \beta_{11} \approx 1, \quad (1 - \beta_{11}) \approx \frac{1 - \beta_{11}^2}{2}$$

سرعت نور است.

در بخش قبل با توجه به این نکته، که سرعت نسبی اولیه دانه های غبار نسبت به هم صفر می باشد و این دانه ها یک حرکت گروهی و حجمی دارند [۶]، با شبیه سازی کامپیوتری دریافتیم که می تواند خوش ای از دانه های غبار تشکیل شود. حال به بررسی عبور الکترون نسبیتی آزاد شده از میان چنین خوش ای می پردازیم. فاصله دانه ها از هم در حقیقت همان  $\lambda_w^n$  است که دیگر در اینجا یک مقدار دوره ای و ثابت نیست اما همه می این مقادیر از مرتبه سانتی متر است. اگر تعدادی از این فواصل با هم برابر یا مضرب صحیحی از هم باشند، در آن صورت الکترونهای نسبیتی، که تحت تاثیر میدان الکترواستاتیکی این دانه ها تابش می کنند دارای طول موج های تابشی همدوس بوده و هم دیگر را تقویت می کنند. با شبیه سازی کامپیوتری دیدیم که بعضی از فواصل دانه های غبار می توانند مضربی صحیح از هم می باشند و الکترون نسبیتی در عبور از این خوش می تواند طول موج های همدوس را از مرتبه سانتی متر تولید کند که به آن میزرا می گویند. در زیر نمودار تعداد فوتون های تابشی همدوس را بر حسب طول موج برای عبور یک الکترون از این خوش ها در شکل ۳

رسم نمودیم.



شکل ۳: نمودار تعداد فوتون های همدوس بر حسب طول موج

### جمع بندی و نتیجه گیری

همان طور که دیده شد توسط نمودار های شکل ۱ یک توزیع بار خطی را برای توزیع بار دانه ها انتخاب نمودیم. یک مجموعه از دانه ها با تابع توزیع اندازه  $(a)$  و چگالی مناسب شبیه سازی کرد و برای توزیع بار های مختلف نمودار پتانسیل الکتریکی را بر حسب ضرایب  $A$  و  $B$  در شکل ۲ رسم نمودیم. بدین ترتیب ضریب  $A$  و  $B$  مناسبی را پیدا نمودیم که به ازای آن پتانسیل

الکترونیکی کل منفی است و مجموعه دانه ها پخش نخواهد شد. سپس عبور الکترون های نسبیتی آزاد شده از جت ها را در عبور از این مجموعه مورد بررسی قرار دادیم. بر اساس روابط مربوطه طول موج تابشی و همدوس را به دست آورده و نمودار تعداد فوتون های همدوس برحسب طول موج را در شکل ۳رسم نمودیم.

همان طور که در شکل ۳ دیده می شود در عبور الکترون از یک خوشی غبار  $800$  فوتون با طول موج  $0.51$  میلی متری و  $400$  تا فوتون با طول موج تقریبا  $0.9$  میلی متری فوتون تولید شده است. این تعداد طول موج در عبور یک الکترون از این خوشی غبار تولید شده است و در صورتی که شاری از الکترون های نسبیتی از این خوشی ها عبور کند تعداد این فوتون ها افزایش می یابد و شدت میزر تولید شده بیشتر خواهد شد. در طول موج های دیگر هم ما فوتون های همدوس خواهیم داشت که ممکن است شدت آنها چندان قابل ملاحظه نباشد. با تغییر چگالی و ماکریم پارامتر برخورد، مقادیر طول موج تابشی تغییر می کند.

### مرجع ها

- [۱] Stahler S.W., Pall F., “*The formation of stars*”, 2004, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, Weinheim, p.488.
- [۲] Ellingsen S.P., Cragg D.M., Lovell J.E.J., Sobolev A.M., Ramsdale P.D.; Godfrey P.D., “*Discovery of new 19.9GHz methanol masers in star forming regions*”, *MNRAS*, 2004, **345**, 401
- [۳] Holmlid L., “*Ampification by stimulated Emission in Rydberg Matter Cluster as the Source of intense Maser Line in interstellar Space*” *Ap&SS*, 2006, **305**., 91.
- [۴] Jackson J.D. “*Classical Electrodynamics*”, 1999, 3<sup>rd</sup> edition, John Wiley&Sons, NewYork, p. 683.
- [۵] Mirzanejhad S., Bahadory B., “*Two-dimensional dusty plasma crystal as an electrostatic wiggler for free electron laser*”, 2007, PhPl, 14d3101M.
- [۶] Draine B.T., *Astrophysics of Dust in Cold Cloud*, 2004, The Cold Universe, Saas-Fee Advanced Course 32, Springer-Verlag, Edited by A.W. Blain, F. Combes, B.T. Draine, D. Pfenniger and Y. Revaz, p. 213.

### ۳۱. ارزیابی مدل تعدیل یافته نیوتونی با استفاده از اثر میدان خارجی

ملک جانی، محمد، گروه فیزیک، دانشگاه پوعلی سینا-همدان

#### چکیده:

در این مقاله با استفاده از دینامیک نیوتونی تعدیل یافته (MOND) مسئله تشکیل ساختارهای کیهانی را در رژیم خطی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با توجه به اینکه در مدل MOND، معادله پواسونی یک معادله غیر خطی است بنابراین شتاب‌های خارجی می‌توانند دینامیک داخلی ساختارهای کیهانی را تحت تاثیر قرار دهند. با اضافه کردن شتاب خارجی به دینامیک ساختار کیهانی، رشد تباین چگالی را محاسبه کرده و نشان خواهیم داد که در ساختارهای شتاب خارجی غالب رشد تباین چگالی نسبت به یک ساختار ایزوله MOND-ی کمتر است. همچنین ساختارهای کوچک مقیاس زودتر از ساختارهای بزرگ مقیاس تحت میدان خارجی قرار می‌گیرند.

#### مقدمه:

دینامیک نیوتونی تعدیل یافته که به اختصار مدل MOND نامیده می‌شود در سال ۱۹۸۳ بعنوان جایگزینی برای ماده تاریک معرفی شد (۱). بطور ساده این مدل رابطه بین شتاب گرانشی واقعی و شتاب گرانشی نیوتونی را در شتابهای کوچکتر از  $a_0 \approx 10^{-8} \text{ cm/s}^2$  ، بصورت  $g_N = g\mu(g/a_0)$  بیان می‌کند که در آن تابع  $\mu$  گذار از رژیم نیوتونی به رژیم MOND-ی را بیان می‌کند. همچنین مدل MOND را می‌توان بعنوان گرانش تعدیل یافته نیوتونی نیز در نظر گرفت که مطابق آن معادله پواسونی بصورت زیر نوشته می‌شود (۲):

$$\nabla \cdot [\mu(g/a_0)g] \approx 4\pi G\rho \quad (1)$$

فرضیه وجود میدان خارجی و تاثیر آن بر روی دینامیک داخلی ساختارها به این واقعیت رصدی بر می‌گردد که در خوشه‌های باز نزدیک منظومه شمسی ردپایی از ماده تاریک دیده نشده است، در حالی که شتاب داخلی این سیستم‌ها کوچکتر از حد بحرانی  $a_0$  است (۳). با اضافه کردن شتاب خارجی وارد بر خوشه از طرف کهکشان خودی، به این چالش پاسخ داده شده است (۴). برای مطالعه اثرات دیگر میدان خارجی می‌توانید مراجعه کنید به (۴). در حضور میدان خارجی معادله پواسونی MOND-ی بصورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$\nabla \cdot [\mu(|g_i + g_e|/a_0)(g_i + g_e)] \approx 4\pi\rho \quad (2)$$

در ادامه، با بکارگیری معادله پواسونی در حضور میدان خارجی، سناریوی رشد ساختارها را در مدل MOND مورد بررسی قرار خواهیم داد.

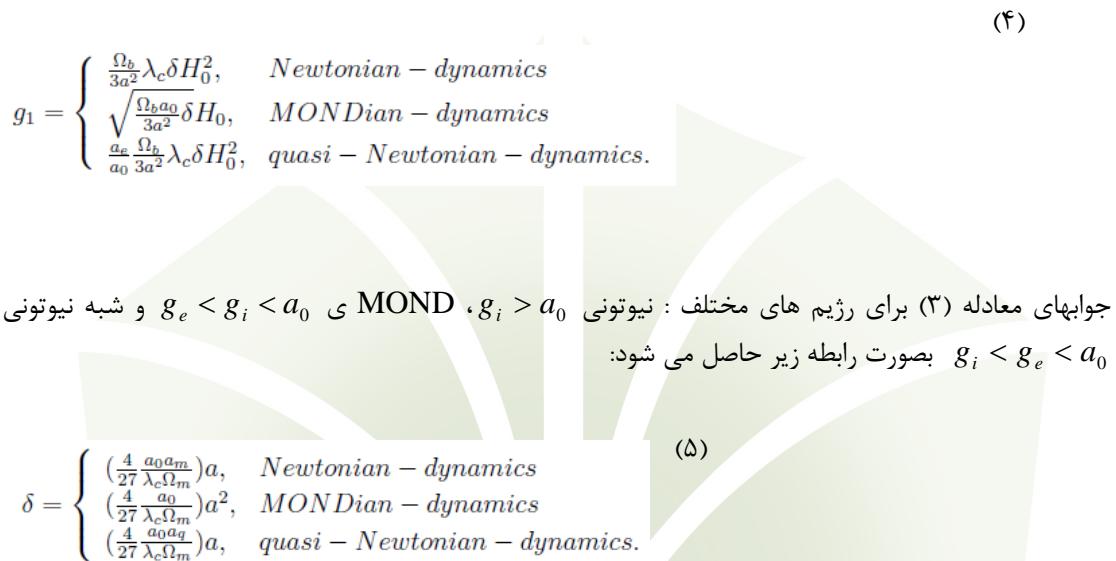
#### رشد ساختار در مدل MOND و اثر میدان خارجی:

بعد از جدایی ماده از تابش در تاریخچه حرارتی کیهان، افت و خیزهای ماده باریونی رشد کرده و نهایتاً ساختارهای کیهانی امروزی شکل می‌گیرند. در این سناریو یک ساختار فرا چگال کروی که بعد از دوران واجفتدگی اندکی نسبت به زمینه کیهانی خود چگال‌تر است، فزمونی چگالی آن را تحت عنوان تباین چگالی  $\delta$  مطرح می‌کنیم، را در دینامیک MOND-ی مورد مطالعه قرار خواهیم داد. علاوه بر این با افزودن شتاب حاصل از یک میدان خارجی تاثیر آن را در رشد تباین چگالی در ناحیه خطی مورد بررسی قرار می‌دهیم.

در رژیم خطی که در آن دامنه افت و خیزهای چگالی کوچک هستند ( $1 < \delta$ )، رشد تباین چگالی توسط رابطه زیر داده می شود:

$$\frac{d\delta}{dt} + 2\frac{d\delta}{da} + \frac{d\delta}{dc} = \frac{3g_1}{a\lambda_c} \quad (3)$$

که در آن  $g_1$  شتاب گرانشی خالصی است که بخاطر وجود تباین چگالی در ساختار حاکم است.

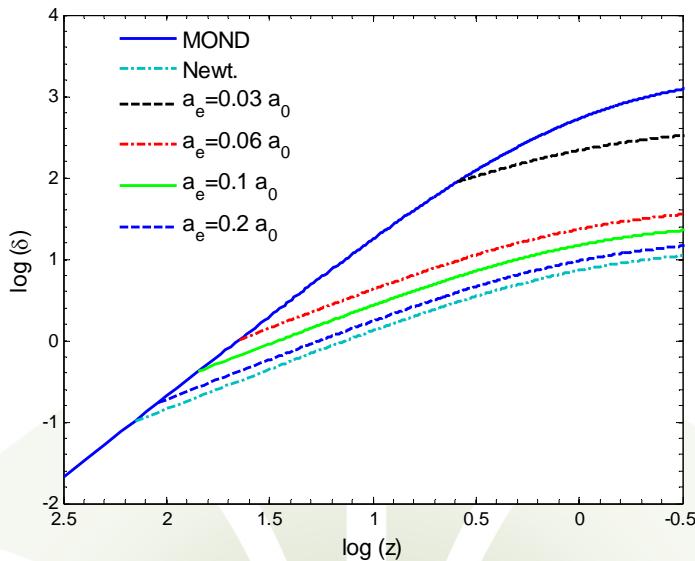


جوابهای معادله (3) برای رژیم های مختلف : نیوتونی  $\delta < g_i < a_0$  و شبیه نیوتونی  $\delta > g_i > a_0$  بصورت رابطه زیر حاصل می شود:

$$\delta = \begin{cases} (\frac{4}{27} \frac{a_0 a_m}{\lambda_c \Omega_m}) a, & \text{Newtonian - dynamics} \\ (\frac{4}{27} \frac{a_0}{\lambda_c \Omega_m}) a^2, & \text{MONDian - dynamics} \\ (\frac{4}{27} \frac{a_0 a_q}{\lambda_c \Omega_m}) a, & \text{quasi - Newtonian - dynamics.} \end{cases} \quad (5)$$

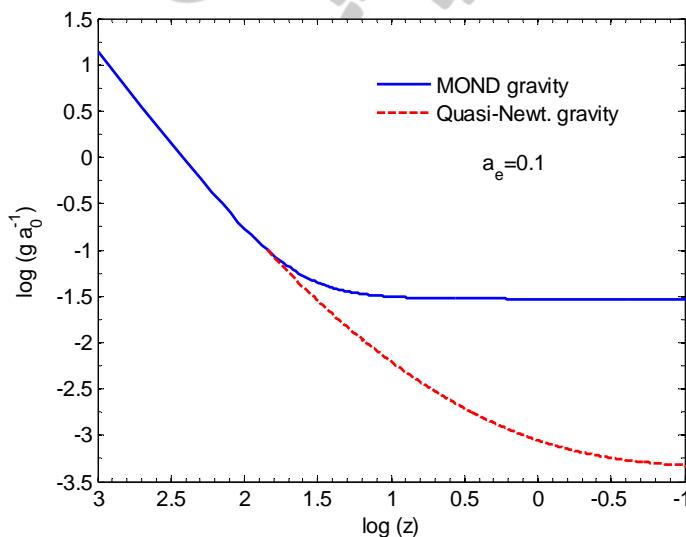
تحول تباین چگالی با استفاده از رابطه (4) برای طول همراه  $\lambda_c = 1.5 Mpc$  که بیانگر مقیاس جرمی کهکشانی است، در شکل (1) نشان داده شده است.

در رژیم MOND ی رشد ساختار نسبت به دو رژیم دیگر سریعتر بوده و رژیم شبیه نیوتونی برای مقادیر مختلف شتاب خارجی نشان داده شده است. بازای مقادیر بزرگ انتقال به سرخ که بیانگر زمانهای اولیه بعد از جدایی ماده از تابش است، همه رژیم ها بر هم منطبق می باشند. در زمانهای بعدی تحول تباین چگالی در رژیم MOND نسبت به رژیم های دیگر سریعتر بوده و افت و خیزهای چگالی در این مدل سریعتر رشد می کنند. در دینامیک نیوتونی رشد تباین چگالی نسبت به دینامیک MOND ی کوچکتر بوده و این دو  $\sim \log(z)$  از هم جدا می شوند. رژیم شبیه نیوتونی را می توان بعنوان حابت بینابین بین دو رژیم نیوتونی و MOND ی در نظر گرفت بطوری که بازای مقادیر کوچک میدان خارجی این رژیم به دینامیک نیوتونی نزدیک بوده و برای مقادیر بزرگ میدان خارجی به رژیم نیوتونی نزدیک تر است. می توان گفت که اثر میدان خارجی باعث کند شدن نرخ رشد تباین چگالی خواهد شد.



شکل ۱. رشد تباین چگالی بر حسب انتقال به سرخ در مقیاس لگاریتمی برای مقیاس جرمی  $10^{11} M_{\text{sun}}$  متناظر با طول همراه  $\lambda_c = 1.5 \text{Mpc}$ .

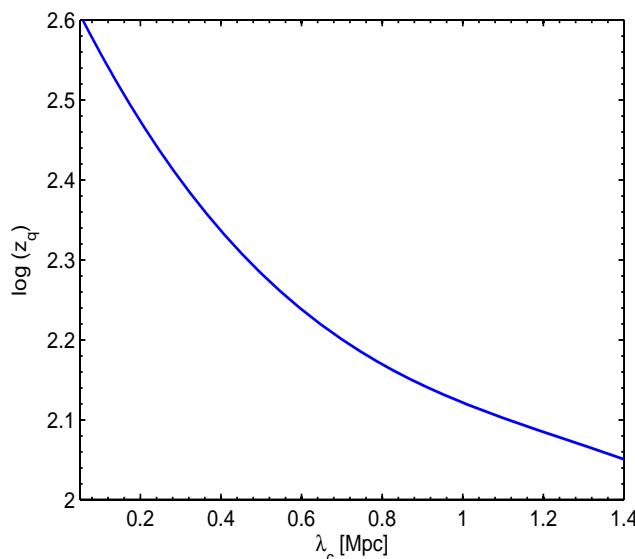
در شکل (۲) شتاب گرانشی  $g = g_0 + g_1$  که در آن  $g_0$  شتاب گرانشی مربوط به توزیع یکنواخت ماده و  $g_1$  از رابطه (۴) محاسبه می شود برای ساختار کهکشانی با طول همراه  $\lambda_c = 1.5 \text{Mpc}$  در دو رژیم MOND و شبکه نیوتونی بر حسب انتقال به سرخ نشان داده شده است. در زمانهای اولیه شتاب گرانشی MOND ی با شتاب گرانشی حاصل از دینامیک شبکه نیوتونی یکسان بوده ولی با گذشت زمان از یکدیگر جدا می شوند. بازای میدان خارجی با شتاب  $a_e = 0.1 a_0$  در انتقال به سرخ های کوچکتر از  $100$  تفاوت این دو آغاز شده بطوری که شتاب گرانشی در دینامیک شبکه نیوتونی کوچکتر از MOND می خواهد بود.



شکل (۲). شتاب گرانشی در مقیاس کهکشانی با طول همراه  $1.5 \text{Mpc}$  بر حسب انتقال به سرخ در مقیاس لگاریتمی. محور عمودی به شتاب بحرانی  $a_0$  نرمال شده است.

### میدان خارجی و ساختارهای کوچک مقیاس:

با توجه به اینکه دینامیک شبه نیوتونی در انتقال به سرخ های بالا با دینامیک MOND می منطبق بوده و سپس از آن جدا می شوند، می توان گفت که میدان خارجی در زمانهای آغازین تحول ساختار نقشی نداشته بلکه اثر آن را هنگامی می توان لحاظ کرد که دینامیک شبه نیوتونی از MOND می جدا شده است. در شکل (۳)، رفتار  $\zeta$  که در آن ساختار از رژیم MOND می به رژیم شبه نیوتونی وارد می شود بر حسب طول همراه محاسبه شده است. ساختارهای کوچکتر زودتر از ساختارهای بزرگتر وارد رژیم شبه نیوتونی می شوند. بنابرای نمی توان گفت که یک میدان خارجی ثابت ساختارهای کوچکتر را زودتر از ساختارهای کوچکتر تحت دینامیک خود قرار خواهد داد.



شکل (۳). رفتار  $\zeta$  بر حسب طول همراه، بازی میدان خارجی  $a_e = 0.1a_0$ .

### نتیجه گیری:

در این مقاله ستاریوی رشد ساختارها تحت تاثیر میدان گرانشی خارجی قرار گرفت. ما نشان دادیم ساختارهای کوچک مقیاس زودتر تحت میدان خارجی قرار گرفته و دینامیک آنها توشیط این میدان تعیین می شود. در رژیم MOND می که در زمانهای آغازین تحول حاکم است رشد تباین چگالی سریعتر بوده در حالیز که در رژیم شبه نیوتونی که بعنوان یک ناحیه بینابین بین رژیم نیوتونی و رژیم MOND می قرار می گیرد رشد تباین چگالی کند تر صورت می گیرد. با افزایش شتاب میدان خارجی دینامیک شبه نیوتونی به دینامیک نیوتونی نزدیک تر شده و می توان گفت که دینامیک ساختارهای کوچک مقیاس رفتاری نیوتونی دارند.

### مراجع:

- 1- Milgrom M., 1983, ApJ, 270, 365.
- 2-Bekenstein J., 2004, PRD, 70, 083509.
- 3- Milgrom M., 1995, ApJ, 455, 439.

## ۳۲. آشکار سازی منابع اخترفیزیکی پرتو ایکس با استفاده از CCD

نجم زاده، سارا؛ خدام محمدی، عبدالحسین

گروه فیزیک، دانشکاه علوم، دانشگاه پوعلی سینا، همدان

### چکیده

ابتدا طراحی آشکار سازهای  $CCD$ ، برای تصویر برداری اشعه ایکس در اخترفیزیک بررسی می شود. با استفاده از فرمولبندی بازده کوانتمومی کل ( $DQE$ ) آشکارساز، که به صورت تابعی از بازده کوانتمومی سیگنال ورودی، نویز آشکارسازی و میانگین سیگنال ورودی، بازده  $CCD$  محاسبه می شود. به کمک برآش داده های تجربی توانستیم در محدوده انرژی بین  $1/10$  تا  $20\text{ keV}$  مقادیر بازده کوانتمومی و بازده  $DQE$  را محاسبه کنیم و در نهایت نمودار تغییرات  $DQE$  را بر حسب میانگین سیگنال ورودی در تمام انرژیها باست آورده و به عنوان نمونه، نتایج را در سه انرژی  $4, 7, 9\text{ keV}$  برای نوع خاصی از آشکارساز سرم کردیم.

### مقدمه

امروزه آشکارسازی منابع کیهانی پرتو ایکس از اهمیت ویژه ای برخوردار است. تلسکوپ ها و پروژه های مهمی هستند [۱] که عمدتاً با استفاده از  $(CCD)$  کار آشکارسازی منابع پرتو  $X$  را انجام می دهند. کهکشان های با هسته فعال (AGN) از جمله اجرامی هستند که پرتوهای در ناحیه  $10/10\text{ keV}$  صادر می کنند.  $CCD$  آشکارسازی دیجیتالی است که از ماده ای نیم رسانا مانند سیلیکون تشکیل شده و در اثر برخورد فوتون ها الکترون های تولید شده درون کریستال طی فرآیندی جمع آوری می گردد. سپس با انتقال بار به خروجی آشکارساز عمل بازخوانی جریان بار توسط مدار خارجی انجام می شود [۱]. از  $CCD$  در ساختمان انواع دوربین های تصویر برداری و نجومی دیجیتالی، حسگرها اسپکتروسکوپی وغیره استفاده می شود.

ناحیه ای عملکرد  $CCD$  ها عمدتاً در محدوده نور مرئی است. به طوری که با کاهش طول موج ، بازده کوانتمومی آن به شدت افت می کند. تکنیک هایی جهت توسعه  $CCD$  ها به نواحی ماوراء بنفش (UV) و یا پرتو ایکس استفاده شده که از آن جمله کاربرد موادی مانند سیتیلاتورها در بالای سطح  $CCD$  است. این مواد حتی می توانند به صورت پوششی روی سطح کریستال  $CCD$  نیز به کار روند. به واسطه وجود چنین سیستمی، بازده کوانتمومی (QE) آشکارساز تغییر کرده و کمیت مفید دیگری به نام بازده کوانتمومی کل سیستم ( $DQE$ ) تعریف می شود [۲]. فرمولبندی  $DQE$  به صورت تابعی از QE، سیگنال ورودی و کل نویزهای سیستم است. براساس طراحی های مختلف  $CCD$ ، مقادیر  $DQE$  برای محدوده های مختلف انری قابل بررسی و دست یابی است [۴, ۵]. در اینجا سعی کردیم بر اساس داده های مراجع مختلف و تکنیک های برون یابی، مقدار QE و  $DQE$  را برای طرح خاصی از  $CCD$  در محدوده های متفاوتی از انرژی پرتو ایکس محاسبه کنیم.

## بازده کوانتمی (QE)

بازده کوانتمی پارامتری است که حساسیت و واکنش دستگاه نسبت به نور را نشان می‌دهد. بازده کوانتمی به صورت میانگین سیگنال خروجی ( $\bar{S}_o$ ) بر میانگین سیگنال ورودی ( $\bar{S}_i$ ) تعریف می‌شود [۳].

$$QE = \frac{\bar{S}_o}{\bar{S}_i} \quad (1)$$

فوتونهای تابیده شده بر سطح CCD به دلیل اتلاف از طریق بازتاب یا جذب، نمی‌توانند در تعیین بازده کوانتمی شرکت کنند. ماکریم بازده کوانتمی در منطقه‌ی مرئی (۴۰۰-۷۰۰ نانومتر) در طول موج ۶۵۰ نانومتر مشاهده شده است. در طول موج‌های بلندتر از ۶۵۰ نانومتر به دلیل پایین بودن ضریب جذب در ماده نیم رسانا، بازده کوانتمی کاهش می‌یابد. همچنین در طول موج‌های کوتاه‌تر از ۶۵۰ نانومتر، عمق جذب کوتاه باعث کاهش در مقدار QE می‌شود [۲].

## ساختار آشکارساز

برای بالا بردن کارایی این آشکارسازها در محدوده فرابنفش و همچنین افزایش مقدار QE عمدتاً سطح آنها را از مواد فلورسانس نظیر سیتیلاتورها می‌پوشانند. ساختار این مواد به گونه‌ای است که با دریافت اشعه ایکس و تبدیل آن به نور مرئی میزان جذب را در آشکارساز بالا می‌برند. [۳ و ۴]

ما نوع خاصی از این آشکارساز که برای تصویر برداری استاتیکی استفاده می‌شود (زمان مجتمع سازی طولانی) که شامل دو نوع، تابش از مقابل (fi) و تابش از پشت (bi) را بررسی می‌کنیم.

افزایش بازدهی آشکارسازی در محدوده‌های مختلف اشعه‌ی ایکس، با استفاده از نصب کردن مواد سیتیلاتور بر روی آشکارساز تحقق می‌یابد. این مواد به صورت کریستالی CSI (FOS1) و یا به صورت پودری Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (SFOP) هستند که بر روی آشکارساز همچون پوششی قرار می‌گیرد. نوع دیگری از این مواد از جنس شیشه‌ی فلورسانس هستند که با ضخامت ۱ یا ۲ میلی‌متر (SFOP)، بر روی سطح CCD نصب می‌شوند. در این آشکارسازها برای بالا و ثابت نگه داشتن بازده کوانتمی، از تشدید کننده تصویر استفاده می‌شود. [۳، ۴]

## بازده کوانتومی کل سیستم (DQE)

بازده کوانتومی کل دستگاه بر اساس رابطه زیر قابل استخراج است.

$$DQE = \frac{\left(\frac{\bar{S}_o}{\sigma_o}\right)^r}{\left(\frac{\bar{S}_i}{\sigma_i}\right)^f} \quad (2)$$

در اینجا کمیات  $\sigma_i, \sigma_o$  جذر میانگین مربع نویزهای ورودی و خروجی را نشان می دهد. اندیس  $f$  فیلتر شدن را برای سیگنال ورودی نشان می دهد [۶۴]. هنگامی که تک پرتو اشعه ایکس به سطح آشکارساز برخورد می کند خوشه های کوانتومی تولید می کند که عامل اساسی ایجاد نویز در ورودی هستند. واریانس نویز خروجی از جمع جملات واریانس نویز ورودی که از آمار پواسون تعیت می کند، واریانس نویز آشکارساز و واریانس ناشی از اختشاشات دو جمله ای<sup>۱</sup> به دست می آید [۶۷، ۶۴].

احتمال آشکارسازی که همان بازده کوانتومی است، با استفاده از آمار پواسون به صورت زیر بیان می شود [۵].

$$QE = P = 1 - e^{-\bar{n}} \quad (3)$$

که در آن  $\bar{n}$  مقدار میانگین کوانتاهای خروجی در خوشه های کوانتومی که از آشکارسازی یک رویداد تعیین می شود باشد.

با قرار دادن رابطه (۱) و نویز خروجی کل سیستم در رابطه (۲) به فرمولبندی زیر می رسیم. [۶۴]

$$DQE = \frac{QE}{1 + \sigma_{cl}^r + \frac{\sigma_{amb}}{QE \times \bar{S}_i}} \quad (4)$$

در این رابطه  $\sigma_{cl}^r$  واریانس نویز خوشه‌ی کوانتومی نهایی ناشی از آشکارسازی هر فوتون ایکس است. همچنین  $\sigma_{amb}$  واریانس "نویز کل سیستم" به دلیل وجود چشممه‌های نویزی (جریان تاریک، بازخوانی و دیجیتالی کردن و غیره) می باشد.

---

<sup>۱</sup>-Binomial fluctuation

## محاسبات

برای آشکارساز مورد نظر، که شامل دو نوع (bi) و (fi) می شود، در انرژی های خاصی از اشعه ایکس آزمایشات انجام شده است و مقادیر میانگین دسته الکترون خروجی،  $\bar{n}$  و واریانس نویز کل سیستم  $\sigma_{amb}^r$ ، در هر انرژی به دست آمده است [۴].

ما با روش برآش خطی و بررسی نمودار برای انرژی هایی که آزمایش انجام نشده بود، مقادیر  $\bar{n}$  و  $\sigma_{amb}^r$  مربوطه را برای محدوده انرژی ما  $20 - 100 \text{ keV}$  در دو حالت تابش از مقابل (fi) و پشت (bi) مطابق زیر استخراج نمودیم.

$$n(E)_{bi} = 2n(E)_{fi} = 0/16 + 0/43E + 7/7 * 10^{-3} E^2 - 2/7 * 10^{-4} E^3 \quad (5)$$

$$\sigma_{amb}^r(E)_{bi} = 21/1 + 1403/4 \exp(-\cdot/35E); \quad \sigma_{amb}^r(E)_{fi} = 84/6 + 5657/8 \exp(-\cdot/35E) \quad (6)$$

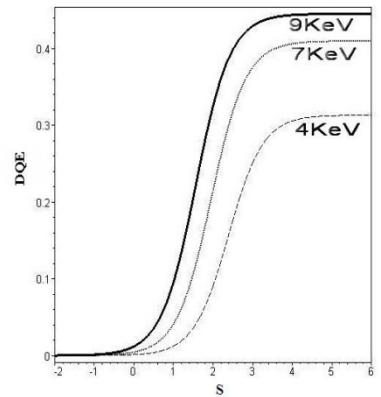
با قرار دادن این مقادیر در رابطه (۳)، QE بر حسب انرژی محاسبه و سپس به کمک آن در رابطه (۴)، DQE را با داشتن  $\sigma_{cl}^r = 1$  به صورت تابعی از لگاریتم سیگنال ورودی و انرژی محاسبه نمودیم. جداول ۲، ۱ محاسبات عددی را برای سه انرژی خاص در دو نوع CCD را نشان می دهد.

جدول ۱: QE در حالت (bi)  
جدول ۲: QE در حالت (fi)

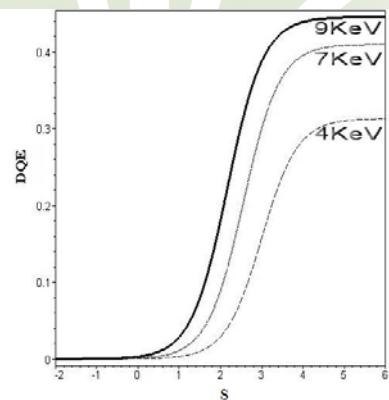
$\eta$	$\gamma$	$\epsilon$	E(Kev)
۲/۲۱	۱/۷۱	۰/۹۸	$\bar{n}$
۲۶۱/۵	۵۹۳/۶۷	۱۲۳۳	$\sigma_{amb}^r$
٪۸۹	٪۸۲	٪۶۳	QE

$\eta$	$\gamma$	$\epsilon$	E(Kev)
۴/۴۲	۳/۴۲	۱/۹۶	$\bar{n}$
۶۵/۶۴	۱۴۸/۲	۳۰۷/۷	$\sigma_{amb}^r$
٪۹۹	٪۹۷	٪۸۶	QE

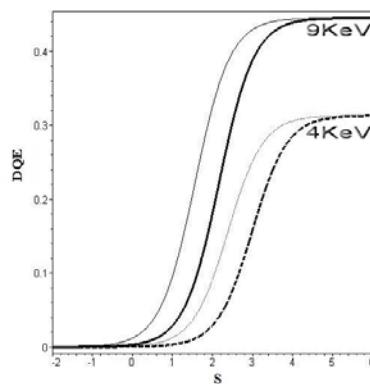
با استفاده از نتایج به دست آمده نمودارهای DQE را بر حسب لگاریتم میانگین سیگنال ورودی (محور افقی =  $\log(S_i)$ ) برای سه انرژی ۴، ۷ و ۹ Kev رسم کرده (شکل‌های ۱ و ۲) و مقایسه DQE برای دو حالت fi و bi در دو انرژی ۴ و ۹ Kev در شکل ۳ نشان داده است.



شکل ۱ : DQE در حالت (bi)



شکل ۲ : DQE در حالت (fi)



شکل ۳ : مقایسه منحنی های DQE در دو حالت (bi) (کم رنگ) و (fi). (پر رنگ)

## نتیجه گیری

نکته قابل توجه آنست که این محاسبات بر اساس اندازه گیریهای تجویی (تنها برای انرژیهای  $5/4$ ،  $8$  و  $16$  Kev) در مرکز الترا در تریست ایتالیا انجام پذیرفته است. ما توانسته ایم با برآش داده ها در محدوده انرژی قابل توجهی که مناسب برای کاربردهای اختر فیزیکی است، مقادیر QE و DQE را برای هر انرژی در بازه  $20-0/1$  Kev به دست آوریم. به عنوان نمونه این مقادیر در سه انرژی خاص بر حسب میانگین سیگنال ورودی ترسیم شده اند. بنابراین در تصویر برداریهای منابع اخترفیزیکی پرتو ایکس باید مقادیر DQE در طیف سنجی مورد توجه قرار گیرد. همچنین مشاهده شد که در حالت تابش از پشت مقدار DQE به ازای هر  $S_i$  بیشتر است.

## مراجع

- [1] I. S. McLean, *Electron imaging in Astronomy Detectors and Instrumataion*, Springer, (2008).
- [2] F. M. Li , A. Nathan, *CCD Image Sensors in Deep-Ultraviolet*, Springer, (2004).
- [3] H Tsunemi, E Miyata, H Ozawa, D Matuura, H Tombia, H Katayama, K Miyaguchi “ *Development of a large format charge-couple device (CCD) for applications in X-ray astronomy* ”, Nucl. Instr. And Meth. A **579** (2007) 866.
- [4] G. Zanella, R. Zannoni, “*Design of CCD-based X-ray area detectors in terms of DQE*” Nucl. Instr. And Meth. A **406** (1998) 93.
- [5] P. Ottonello, G.A.Rottigni, G. Zanella, R.Zannoni, Nucl. Instr. And Meth. A **419** (1998) 731.
- [6] G. Zanella, R. Zannoni, “*The quantum efficiency of an imaging detector*” Nucl. Instr. and Meth. A **359** (1995) 474.
- [7] G. Zanella, R. Zannoni, “*The role of the quantum efficiency on the DQE of an imaging detector*” Nucl. Instr. and Meth. A **381** (1996) 157.

### ۳۳. مروری بر شناسایی نقاط درخشان مغناطیسی در شیدسپهر خورشید

ضیائی، شروین؛ صفری، حسین

گروه فیزیک دانشگاه زنجان

#### چکیده

نقاط درخشان مغناطیسی، سیماهای مغناطیسی کوچک مقیاس در شیدسپهر خورشید می‌باشند که مطالعه‌ی آنها به منظور درک مغناطیس خورشید، دارای اهمیت است. در این مقاله نگاهی اجمالی بر الگوریتم شناسایی خودکار نقاط درخشان مغناطیسی در شیدسپهر خورشید که بر پایه‌ی الگوریتم  $MLT_4$  می‌باشد، خواهیم داشت.

#### مقدمه

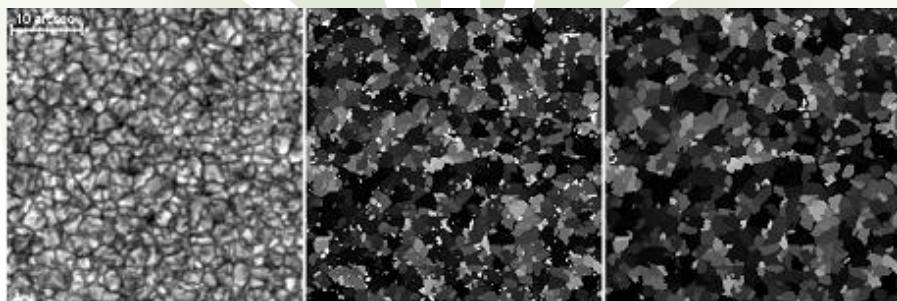
نقاط درخشان مغناطیسی (MBPs) سیماهای مغناطیسی کوچک مقیاس در شیدسپهر خورشید (پایین ترین سردترین و چگال‌ترین لایه در جو خورشید) می‌باشند که به دو طریق نقشی مهمی در شناسایی خواص فیزیکی شیدسپهر خورشید ایفا می‌کنند. نقاط درخشان مغناطیسی امواج مغناطوهیدرودینامیکی ایجاد می‌کنند که این امواج در مسئله‌ی گرمایش تاج خورشید اهمیت دارند. همچنین آنها می‌توانند میدان مغناطیسی را ذخیره کنند بنابراین بررسی توزیع سایز و تعداد آنها در تخمین انرژی ذخیره شده در ساختارهای مغناطیسی کوچک مقیاس نقشی اساسی بازی می‌کنند. وجود MBPs برای اولین بار در سال ۱۹۷۳ گزارش شد. نام پیشین این نقاط (NBPs) نقاط درخشان شبکه‌ای می‌باشد و چنانچه شمای زنجیرمانندی اختیار کنند (Filigree region) ناحیه‌ی ملیه‌کاری نامیده می‌شوند. اندازه‌ی نقاط درخشان مغناطیسی در محدوده‌ی ۱۰۰ تا ۳۰۰ کیلومتر قرار دارد و میدان مغناطیسی مقادیری در حدود ۱ تا ۲ کیلوگاوسی به خود می‌گیرد. MBPs سیماهایی کوتاه‌عمر از مرتبه‌ی دقیقه هستند که در انشعابات درون‌دانه‌ای قرار گرفته‌اند. MBPs در نقاط ادغام دانه‌ها ظاهر می‌شوند و یک زندگی پیچیده به نمایش می‌گذارند. آنها می‌توانند در هم فروروند و گروههایی را تشکیل-دهند اما بعد از مدتی می‌توانند دوباره از هم جدا شوند. درک ما از چگونگی تشکیل MBPs به عنوان ساختارهای کوچک مقیاس کیلوگاوسی بر داش می‌باشد که از چگونگی پدیدارشدن شار مغناطیسی از درون سطح خورشید و گسترش فضایی و زمانی آن و نیز بر داش می‌باشد از چگونگی شکل‌گیری ساختارهای مغناطیسی بزرگ مقیاس خواهد افزاود. MBPs به علت مقیاس کوچکشان به سختی در مغنتوگرامها قابل شناسایی هستند. بررسیها نشان داده است که در G باند میدان مغناطیسی با درخشندگی متناظر است. بنابراین برای شناسایی ساختارهای کوچک مقیاس مغناطیسی و نیز بدست‌آوردن

مولفه‌هایی نظری توزیع سایز و تعداد، می‌توان از عکس‌های سری زمانی G باند بدست آمده از SOT استفاده نمود. G باند یک خط فرانهوفری پهن‌باند در طیف خورشیدی است که نتیجه‌ی جذب مولکولهای CH بوده و داری طول موجی در حدود ۴۳۰ نانومتر است. تلسکوپ اپتیکی خورشیدی (SOT) سوار بر فضایمای هینوده (Hinode) با داشتن آینه‌ی اولیه ۵۰ سانتی‌متری و قابلیت تفکیکی در حدود ۲۰۰. امکان مطالعه‌ی ساختارهای کوچک مقیاس را فراهم می‌آورد. به منظور بدست آوردن پارامترهای مورد نظر پیش از هر کاری به الگوریتمی برای تشخیص MBPs در عکس‌های سری زمانی G باند نیازمندیم. براساس جستجو و مطالعه‌ی گسترده‌ای که به منظور آشنایی با الگوریتم‌های شناسایی موجود صورت گرفت می‌توان گفت در روش‌های پیشین، درابتدا MBPs به صورت دستی مشخص می‌شدند و سپس به صورت خودکار مسیریابی می‌گردیدند. اما این فرایند هنگامیکه با دسته‌ی بزرگی از داده‌های طولانی مدت مانند داده‌های هینوده سروکار داریم اتلاف وقت بوده و مناسب نمی‌باشد. در سالهای اخیر تلاش‌های فراوانی به منظور توسعه الگوریتم‌های تشخیص و ردیابی خودکار صورت گرفته است که از جمله این الگوریتم‌ها می‌توان به الگوریتم Blob Finding ، الگوریتم MadMax و الگوریتم ارتقایافته MLT\_4 اشاره نمود.

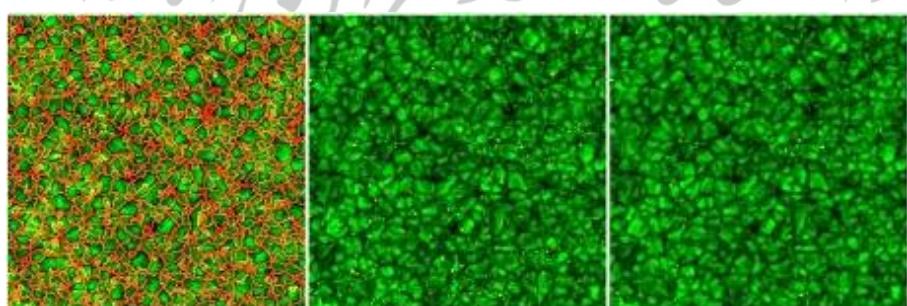
## الگوریتم ارتقایافته‌ی MLT\_4

الگوریتم بکار رفته برای شناسایی نقاط درخشنان مغناطیسی همان الگوریتم MLT\_4 است که به منظور شناسایی نقاط درخشنان مغناطیسی ارتقا یافته است. MLT\_4 طی فرایندی چهار مرحله‌ای، سعی در برطرف نمودن کاستی‌های موجود در الگوریتم MLT داشته است. MLT که مخفف عبارت (Multi Level Tracking) می‌باشد، یک الگوریتم ردیابی چند مرحله‌ای است، که از عملگر چند مقیاسی لایپلین گاویسین (Multi-Scale LOG operator) به عنوان ابزاری برای تقسیم‌بندی و استخراج ساختارهای ریز و فشرده در نواحی درون‌دانه‌ای، در عکس‌های شدت یا سرعت شیدسپهر خورشید، استفاده می‌کند. لازم به ذکر است که مهمترین مشکل شناسایی دقیق MBPs کوچک بودن اندازه‌ی آنهاست. این مشکل از یک سو موجب عدم توانایی در محاسبه‌ی دقیق پارامترهای نظری سرعت، مساحت ، و... می‌شود و از سوی دیگر موجب تفسیر اشتباه نویزهای کوچک موجود در شکل، به عنوان MBPs می‌گردد. نقاط درخشنان مغناطیسی دارای خصوصیات منحصر به‌فردی هستند که این خصوصیات می‌توانند توسط الگوریتم، به منظور شناسایی دقیقترا ن نقاط مورد استفاده قرار گیرند، و عبارتنداز درخشنندگی، گرادیان درخشنندگی و اندازه‌ی سیماها. به کاربردن تنها یکی از خصوصیات مذکور برای شناسایی نقاط، موجب عدم شناسایی دقیق آنها و بنابراین موجب ناکارآمد بودن الگوریتم خواهد گردید. بنابراین به یک الگوریتم تقسیم‌بندی (برای یافتن اندازه‌ی نقاط) که از اطلاعات مربوط به درخشنندگی و گرادیان درخشنندگی استفاده می‌کند، نیازمندیم. این الگوریتم شامل سه فرایند است. فرایند تقسیم‌بندی (Segmentation) فرایند چیدمان (Clean up) و فرایند تمایز‌سازی (Identification). الگوریتم تقسیم‌بندی، براساس الگوریتم منطقه‌ی رشد می‌باشد. بدین معنی که مرز شکل از درخشنان‌ترین پیکسل به کمرنگ‌ترین آن کاهش می‌یابد. بعد از اتمام این الگوریتم،

تصویر اصلی به تصویر تقسیم‌شده‌ای تبدیل می‌شود که در آن هر کدام از سیماهای بدست آمده، می‌تواند بعدها به تنها بود مورد محاسبه و تحلیل قرار گیرند. در صورتیکه دانه‌ها ماکریم درخشش‌های متفاوتی داشته باشند، الگوریتم دانه‌ها را به بخش‌های مختلف تقسیم خواهد نمود و بدین ترتیب باعث افزایش تعداد تقسیمات می‌شود، و این همان بیش‌تقسیم یا (Over Segmentation) است که به دلیل گرادیان درخشش اتفاق می‌افتد و در واقع مهمترین مشکل حاصل از الگوریتم تقسیم‌بندی می‌باشد. به منظور کاهش بیش‌تقسیم ایجاد شده در نتیجه‌ی فرایند قبلی، الگوریتم چیدمان به کار می‌رود. این الگوریتم در یک فرایند دو مرحله‌ای موجب کاهش بیش‌تقسیم می‌گردد. در مرحله اول با محاسبه‌ی اختلاف شدت میان درخشنان ترین پیکسل و درخشنان ترین پیکسل مرزی یک سیما، و مقایسه‌ی نتیجه با مقدار شدت آستانه‌ی اصلی (که معمولاً  $30\%$  شدت شیدسپهری انتخاب می‌شود) و در مرحله‌ی دوم با محاسبه‌ی اختلاف شدت درخشنان-ترین پیکسل و متوسط درخشنندگی مرزی هر سیما و مقایسه‌ی نتیجه با مقدار شدت آستانه‌ی ثانویه (که همان متوسط درخشنندگی مرزی هر سیما می‌باشد) کاهش بیش‌تقسیم صورت می‌پذیرد. پس از این فرایند ما عکسی تقسیم‌بندی شده داریم که در آن کاهش بیش‌تقسیم صورت گرفته است. (شکل ۱)



شکل ۱ : عکس اول از سمت چپ، عکس اصلی است. دو عکس بعدی به ترتیب مربوط به قبل و بعد از اعمال الگوریتم چیدمان است.



شکل ۲ : در عکس اول از سمت چپ، مراضی‌های استخراج شده سیماها با رنگ مخالف رسم شده است. دو عکس بعدی، (که شامل عکس و پیکسل‌های شناسایی شده به عنوان نقاط درخشنان می‌باشند)، به ترتیب مربوط به قبل و بعد از اعمال الگوریتم چیدمان هستند.

قدم نهایی تمیز دادن نقاط درخشنان مغناطیسی می‌باشد، بدین منظور اندازه هر تکه تقسیم‌شده در عکس بر اساس تعریف جدیدی که از اندازه ارائه می‌شود، محاسبه می‌گردد. این فرایند، همان الگوریتم همتايزسازی می‌باشد. ساده‌ترین

تعريف از اندازه این است که تمام پیکسل های قطعه را به حساب بیاوریم، اما در تعریف جدید اندازه تمام پیکسلهای قطعه را که دارای درخششی بین درخشنانترین پیکسل از سیما و پائین ترین مرز تعیین شده توسط پارامتر برنامه هستند، در نظر می گیریم. از آنجائیکه درخشنانترین پیکسل شما مقداری حدود ۱.۵ برابر شدت شیدسپهری دارد و درخشندگی آستانه ۳۰٪ شدت شیدسپهری تعریف می شود، همه پیکسلهایی که در محدوده ۱.۵ تا ۱.۲۱ قطعه قرار می گیرند در محاسبه ای اندازه به حساب می آیند. (شکل ۲) بدین ترتیب تقسیم بندی و شناسایی نقاط درخشنان مغناطیسی در سری عکس های صورت می گیرد. حال می توان به آنالیز پارامترهای مهمی نظیر توزیع سایز، عدد چگالی نقاط درخشنان مغناطیسی در میدان دید، توزیع تعداد و ... پرداخت.

### نتیجه گیری

با توجه به مطالعه ای صورت گرفته می توانیم بگوئیم کوچک بودن اندازه نقاط درخشنان مغناطیسی و نداشتن ابزار مشاهداتی با توان تفکیک بالا مهمترین عامل موثر در عدم درک صحیح دینامیک نقاط درخشنان مغناطیسی و عدم توانایی در تحلیل دقیق پارامترهای آنان می باشد. به همین منظور استفاده از روش هایی برای بالابردن وضوح داده ها و بهبود الگوریتم های شناسایی موجود و نیز ارائه ای الگوریتم های شناسایی خودکار با کمک شبکه عصبی هوشمند از جمله اهداف در دست اجرا می باشد.

### مراجع

- [1] D. Utz and A. Hanslmeier, "The size distribution of magnetic bright points derived from Hinode/SOT Observations"; *A&A* 498, 289–293 (2009).
- [2] F. Berrili, D. Del Moro, A. Florio, "Segmentation of photospheric and chromospheric Solar features"; *Solar Physics* 228, 81–95 (2005).
- [3] P. J. Crockett, D. B. Jess, M. Mathioudakis, "Automated detection and tracking of solar magnetic Bright points"; *Astron. Soc.* 000, 1–11 (2009).
- [4] D. Utz, A. Hanslmeier and R. Muller, "Discretisation effects on the size distribution of magnetic bright points"; *Cent. Eur. Astrophys. Bull.* vol (2008).

## ۳۶. مطالعه ویژگی های پارامترهای بهمن های هوایی با $E > 10^{19}$ eV در تخمین

### ترکیبات جرمی آنها

سومندر، سمیه<sup>۱</sup>، فاطمی، سیدجلیل الدین<sup>۱</sup>، رضوی، راضیه<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>. دانشکده علوم، دانشگاه شهید بهشتی کرمان (بلوار ۲۲ بهمن)

#### چکیده

دراین پژوهش ترکیبات جرمی پرتوهای کیهانی باستفاده از ماده های جهانی با انرژی بیش از  $10^{19}$  eV مورد مطالعه قرار می گیرد با توزیع پارامتر عمر محاسبه شده، زاویه سمت الرأس و نیز انحراف معیار پارامتر عمر فراوانی این پرتوها برای انرژی های  $E > 10^{19}$  eV و  $E > 10^{18}$  eV ترکیبات جرمی مختلف را پیشنهاد می کند، مشاه موارد کمکشانی این پرتوها غیر متحمل می شوند.

#### مقدمه

رفتار آبشار الکترون - فوتون تولیدی در اثر برخورد پرتوهای کیهانی با اتمسفر زمین به خوبی بر حسب نظریه دوش

آبشاری [۱۹۵۸] Nishimura- Kamata-Greisen شرح داده می شود. [۱]

$$S \approx \frac{3t}{(t + 2 \ln \left( \frac{E}{E_c} \right) + 2 \ln \frac{r}{R})}$$

که در اینجا  $E$  انرژی اولیه الکترون به واحد  $t$  انرژی بحرانی آن در هوا  $z$  عمق اتمسفر و  $r$  فاصله تا مرکز بهمن بر حسب واحد مولر می باشد.

در اینجا پارامتر  $S$  نماینده عمر بهمن و مقدار آن با گسترش بهمن در اتمسفر افزایش می پاید. وابستگی پارامتر عمر به ترکیبات جرمی ذرات اولیه بهمن ها از اینجا ناشی می شود که بهمن های با جرم بیشتر ذره اولیه مثلاً آهن، توزیع جانی کترونی آن بر حسب فاصله تا مرکز بهمن دارای شبکه ای (پارامتر عمر بیشتر) نسبت به جرم سبکتر مثلاً پروتون (پارامتر عمر کمتر) را خواهد داشت که این ویژگی در شکل (۱) نشان داده شده است.

در مورد وابستگی میانه زاویه سمت الرأس  $\theta$  به ترکیبات جرمی بهمن ها، به سادگی این زاویه برای هر انرژی خاص بهمن متناسب با  $\cos\theta \sin\theta$  است که عامل  $\sin\theta$  ناشی از زاویه فضایی،  $\cos\theta$  ناشی از کجی محور بهمن می باشد.

این موضوع مجدداً از شکل (۱) برداشت می شود. در انرژی خاصی از ذره اولیه، اگر جرم ذره از سبک به سنگین تغییر کند  $\theta$  تغییر خواهد کرد. مثلاً جرم بیشتر و کمتر ذره به ترتیب باعث کاهش و افزایش  $\theta$  خواهد شد. به عبارتی توزیع جانی چگالی کترون ها بر حسب فاصله از مرکز بهمن دارای شبکه ای می شود، که مشابه مورد ذکره شده به ترتیب اختلاف زمانی کمتر و بیشتر (یعنی  $\theta$  کمتر و بیشتر) در آشکار سازهای آرایه ای بهمن های هوایی ایجاد می کند.

نهایتاً برای اندازه دوش (shower size)، در مورد استنباط وابستگی انحراف معیار توزیع فراوانی پارامتر عمر بهمن های هوایی  $S$  به ترکیب جرمی آنها، چنین بیان می شود که به روشنی ذره با جرم بیشتر به معنای تشکیلی با نوکلئون های بیشتر که هر کدام مولد یک دوش آبشاری در اتمسفر می شود که روی هم رفته با برهم نهی آنها یک بهمن گستردۀ هوایی تشکیل می شود، در نتیجه در این بهمن هاافت و خیز کمتری از چگالی الکترون های آن نسبت به بهمن تک نوکلئونی همراه خواهد بود به عبارتی انحراف معیار کمتری در توزیع آنها نسبت به ذره های سبکتر به دست می آید که در نتیجه به انحراف معیار کمتری در توزیع پارامتر عمر می انجامد. سه خاصیت فوق در تجزیه و تحلیل ترکیبات جرمی ذرات اولیه بهمن ها استفاده شده است.

### تجزیه و تحلیل داده‌ها

برای مطالعه بهمن‌های با انرژی بسیار بالا  $E > 10^{18} \text{ eV}$  از بهمن‌های ثبت شده در آرایه‌های Yakutsk و Haverah Park [۲] استفاده شده است که در این داده‌ها پارامترهای هر بهمن مانند انرژی ذره اولیه مولد هر بهمن  $E$ ، زاویه سمت الرأس  $\theta$ ، به وزیر چگالی الکترون  $\Delta_e$  بر حسب فاصله از مرکز بهمن  $r$ ، داده شده است. برای محاسبه پارامتر عمر هر بهمن ازتابع توزیع چگالی الکترون‌های بهمن N.K.G طبق فرمول زیر استفاده شده است.

$$\Delta_e(r) = \frac{N}{r^s} F(r/r_c) \quad (1)$$

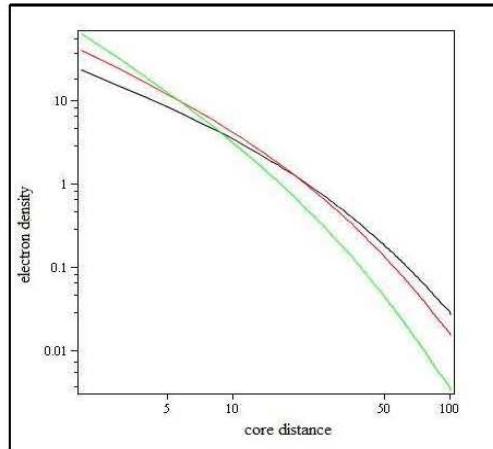
چگالی الکترون‌ها در فاصله  $r$  به واحد  $I$  از مرکز بهمن با اندازه آبشار  $N_e$  است. بنابراین

$$F(r/r_c) = C(s) \left(\frac{r}{r_c}\right)^{s-1} (1 + r/r_c)^{s-1.0}$$

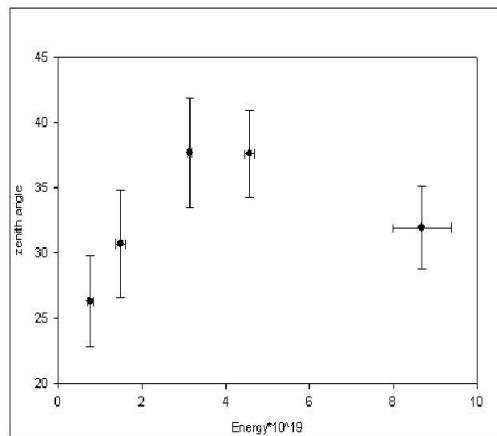
می‌باشد که در آن  $C(s)$  تابع خاصی از  $s$  می‌باشد. برای توضیحات بیشتر به مرجع [۳] مراجعه شود.

از فرمول (۱) بهترین پارامتر عمر با توجه به داده‌های  $r - \Delta_e$  هر بهمن محاسبه شده است. اندازه بهمن یا تعداد کل الکترون‌های حاصل از ذره اولیه در سطح زمین  $N_e$  نیز به انرژی اولیه ذره وابسته است.

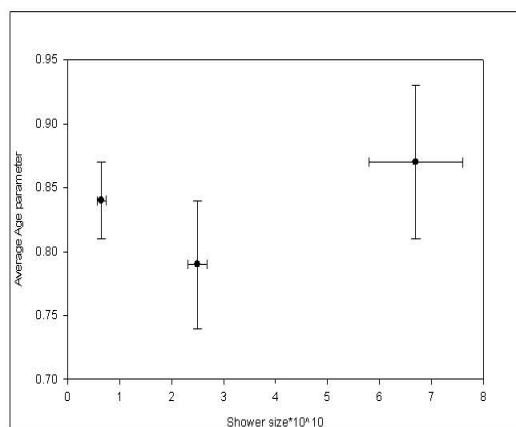
با توجه به محاسبه  $s$  پارامتر عمر،  $N_e$  اندازه الکترونی بهمن و داشتن  $\theta$  زاویه سمت الرأس و انرژی هر ذره وابستگی زاویه سمت الرأس میانی به انرژی ذره اولیه  $E$ ، پارامتر عمر به اندازه الکترونی بهمن  $s - N_e$  و نیز انحراف معیار توزیع فراوانی پارامتر عمر بر حسب اندازه الکترونی بهمن در هر انرژی  $E$  قابل محاسبه است که به ترتیب در شکل‌های (۲) و (۴) نشان داده شده‌اند. در هر سه شکل تفاوت این وابستگی‌ها در انرژی‌های  $E > 10^{18} \text{ eV}$  و  $E < 10^{18} \text{ eV}$  مشهود است.



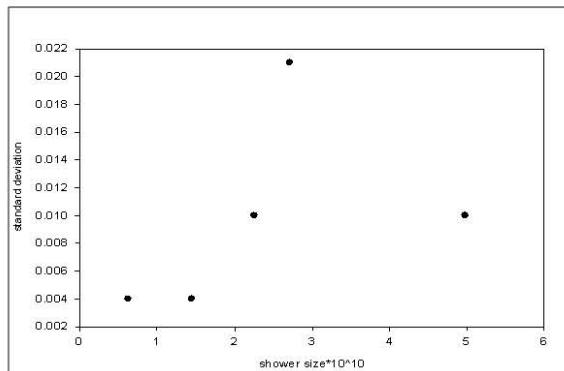
شکل(۱): توزیع جانشی الکترونی بر حسب فاصله تا مرکز بهمن برای پارامترهای عمر مختلف



شکل (۲): توزیع زاویه سمت الرأس بهمن های هوایی بر حسب انرژی آنها



شکل (۳): توزیع پارامتر عمر بر حسب تعداد کل الکترون ها



شکل (۴): وابستگی انحراف معیار توزیع فراوانی پارامتر عمر بر حسب اندازه (تعداد کل) الکترونی آنها

### نتیجه گیری

تجزیه و تحلیل بهمن‌های هوایی، افزایش جرمی ذرات اولیه کیهانی مولد بهمن‌های گسترده هوایی با انرژی بیش از  $E \times 10^{19} eV$  را نسبت به  $E > 10^{19} eV$  نشان می‌دهد که در این افزایش جرم، ذرات اولیه با انرژی‌های فوق العاده بالا در شکل‌های (۲ و ۳ و ۴) منعکس شده است که با نتایج افزایش جرمی کار قبلي (۲۰۰۵) و همکاران [۴] هم خوانی دارد.

اگر افزایش جرم در آن گستره انرژی برای آرایه‌های دیگر نیز تأیید شود منشأ ماوراء‌کهکشانی این ذرات مورد سوال خواهد بود.

### سپاسگزاری

در فرست مطالعاتی ما در دانشگاه آدلاید استرالیا از پروفسور راجر کلی به خاطر در اختیار گذاشتن داده‌های جهانی بهمن‌های هوایی مورد آنالیز، تشكیل و قدردانی می‌شود.

### مرجع ها

- [۱] J. Nishimura ,Prog. Theor. Phys. Supp, 145A, 7, 43
- [۲] World data center C, for cosmic rays: catalogue of highest energy cosmic rays, No. 1 (1981).
- [۳] R.I. Raikin<sup>a</sup> et al; arXiv: 1803.1141V1 [astro-ph] 18 Mar 2018
- [۴] A.A. Mikhalilov et al; proc. ICRC, Pune (2002) V, 177-179

### ۳۷. تاثیر پارامترهای هواشناسی بر رویت پذیری هلال ماههای قمری

قبری، جمشید<sup>۱</sup>; کریمیان، مریم<sup>۲</sup>; بابائیان، ایمان<sup>۳</sup>; مطیعی، مهدی<sup>۴</sup>

<sup>۱</sup> عضو هیات علمی دانشگاه فردوسی مشهد، گروه فیزیک

<sup>۲</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی مشهد

<sup>۳</sup> گروه پژوهشی تغییر اقلیم، پژوهشکده اقلیم شناسی، سازمان هواشناسی کشور، مشهد، ص.پ. ۹۱۷۳۵-۶۷۶

<sup>۴</sup> دانشگاه فردوسی مشهد، بخش زمین لرزه نگاری

تلفن: ۰۵۱۱-۳۸۲۲۳۱۱ و نماینده: ۰۵۱۱-۳۸۲۲۳۰۶

[mkarimiyan@yahoo.com](mailto:mkarimiyan@yahoo.com)

#### چکیده

رویت هلال ماه و مسائل مربوط به آن چه در زمینه های فقهی و چه در زمینه های علمی همواره مورد توجه دانشمندان بوده است. بسیاری از مناسک اسلامی وابسته به روزها و ماههای خاص قمری می باشد، از این رو نخستین رویت هلال ماه در کشورهای اسلامی از اهمیت بسزایی برخوردار است. از گذشته تاکنون بررسیهای علمی زیادی در زمینه معیارهایی جهت رویت هلال ماه انجام شده است. از جمله می توان معیار بابلیها، ابن الطارق، قادریگهام، بروین، محمدالیاس، شوکت و یالوپ را نام برد. علی رغم پیشرفت معیارهای رویت پذیری، شاید بارها پیش آمده است که با توجه به فراهم بودن شرایط نجومی رویت هلال و بالا بودن درصد روشنایی، رصدگران قادر به رویت هلال نبوده اند. یکی از عواملی که تاثیر بسزایی در این امر دارد، پارامترهای جوی می باشد. در این مقاله تاثیر پارامترهای جوی در رویت پذیری هلال ماه با استفاده از فن آوری الگوریتم ژنتیک بررسی خواهیم کرد. بدین منظور نتایج رصد های سالهای ۱۴۲۳ تا ۱۴۲۷ و ۱۴۲۸ تا ۱۴۳۰ هجری قمری برای شهرهای مشهد، بجنورد، بیرجند، اصفهان، شیراز و کرمان بررسی شده است. سپس با استفاده از الگوریتم ژنتیک فرمولهای برای هر کدام از شهرها ارائه شده و در نهایت ضریب همبستگی محاسبه می شود. نتایج این تحقیق نشان دهنده پتانسیل استفاده از این معادلات جهت پیش بینی رویت هلال می باشد.

کلمات کلیدی: رویت هلال، الگوریتم ژنتیک، پارامترهای جوی.

## مقدمه

ماههای قمری اسلامی با رویت هلال پس از مقارنه آغاز می شوند و با رویت هلال پس از مقارنه بعدی به پایان می رسند. اما در حالت کلی نمی توان هلالی را پس از مقارنه بسادگی مشاهده نمود. زیرا عوامل مختلفی در امر رویت موثر می باشند که اگر شرایط مساعد فراهم نگردد، هلال یا تشکیل نمی شود یا رویت آن با چشم غیر مسلح و حتی با ابزار بسیار قوی میسر نمی گردد. پارامترهای موثر در رویت هلال را می توان از جمله پارامترهای زیر دانست:

سین ماه، مدت مکث ماه، ارتفاع هلال، اختلاف سمت ماه و خورشید، جدایی زاویه ای ماه و خورشید، ضخامت بخش میانی هلال، فاز ماه و درصد روشنایی هلال در هنگام غروب خورشید.

در این تحقیق، درصد روشنایی هلال برای بررسی رویتها در نظر گرفته شده است. البته درصد روشنایی خود به تنها یعنی نمی تواند تعیین کننده رویت پذیری هلال باشد. اگر ارتفاع هلال در هنگام غروب خورشید بسیار کم باشد، به گونه ای که روشنایی افق غربی بدليل پراکندگی نور خورشید در حال غروب به حدی باشد که روشنایی زمینه آسمان از روشنایی هلال بیشتر گردد، هلال رویت نخواهد شد. روشنایی زمینه آسمان خود به عواملی از قبیل فشار در سطح دریا، دما، رطوبت و ذرات گرد و غبار موجود در افق جو بستگی دارد. تاکنون معیارهای زیادی در زمینه رویت پذیری هلال ماه ارائه شده است. از جمله این موارد، اولین معیار هوشمند رویت هلال می باشد که توسط حکیمی و ستایشی (۱۳۸۶) ارائه شد. آنها با مطالعه فراوان در مورد نتایج رصدهای معتبر نجومی در ایران و جهان، ضمن داده کاوی برای اولین بار روش (معیار) هوشمندی جهت پیش بینی رویت پذیری هلال ماه ارائه کردند. این معیار با دقیقی بیش از ۹۹/۹۸ درصد مناطق مذکور را پیش بینی می نماید (۱). رستمی (۱۳۸۶) الگوی متشی ایران در پیش بینی رویت هلال در روز را ارائه کرد. این معیار با توجه به مقایسه می تواند پیش بینی نوع ابزار اپتیکی مناسب برای هر هلال را داشته باشد (۲).

در هیچکدام از تحقیقات، تاثیر عوامل جوی بر رویت پذیری هلال در نظر گرفته نشده است. به نظر می رسد که پس از برآورده شدن شرایط نجومی مورد نظر در رویت هلال، مهمترین عامل تاثیر پارامترهای جوی باشد. در این تحقیق تاثیر پارامترهای هواشناسی بر رویت پذیری هلال ماههای قمری با استفاده از روش الگوریتم ژنتیک بررسی خواهد شد.

## مفهوم الگوریتم ژنتیک

الگوریتم ژنتیک را می توان به طور ساده، یک روش جستجوگر نامید که بر پایه مشاهدات خصوصیات فرزندان نسل های متوالی و انتخاب فرزندان براساس قانون بهترین پایه ریزی شده است. الگوریتم ژنتیک بر روی فرزندان یک نسل (جوابهای مسئله در یک مرحله)، از قوانین موجود در علم ژنتیک تقلید کرده و با به کار بردن آنها، به تولید فرزندان با خصوصیت بهتر (جوابهای نزدیکتر به هدف مساله) می پردازد. در هر نسل به کمک فرایند انتخابی متناسب با ارزش جوابها و تولید مثل فرزندان (جوابهای) انتخاب شده، تقریب های بهتری از جواب نهایی بدست می آید. این فرایند باعث می شود که نسل های جدید با شرایط مساله سازگارتر باشند (۳ و ۴).

## داده ها، دوره و منطقه مورد مطالعه

منطقه مورد مطالعه شامل شهرهای مشهد، بجنورد، بیرجند، اصفهان، شیراز و کرمان می باشد. بدلیل عدم وجود گزارشات معتبر از رصدهای سالهای گذشته، دوره مورد مطالعه سالهای ۱۴۲۳ تا ۱۴۲۷ و ۱۴۳۰ تا ۱۴۲۸ هجری قمری انتخاب شده است. در مقاله حاضر، روابط بسته آمده بر مبنای مشاهدات واقعی و گزارشات معتبر از رصدگرانی چون میرسعید، بوژمهرانی، صیاد، مطیعی و.. بوده است. پارامترهای هواشناسی مورد نظر ۴ پارامتر فشار در سطح دریا، دید افقی، دما و رطوبت نسبی می باشند. متناسب با هر گزارش رصد، ۴ داده مورد نظر معادل آن روز در ساعت استهلال از بانک اطلاعاتی داده های سازمان هواشناسی کشور استخراج شده است. به منظور بررسی بیشتر داده ها به دو دسته دید افقی کمتر از ۱۰ کیلومتر و بالاتر از ۱۰ کیلومتر طبقه بندی شد. بر این اساس به ازای دو دسته دید افقی، دو دسته معادله رگرسیون خطی و غیر خطی با استفاده از الگوریتم ژنتیک بسته آمد. سپس برای بررسی معنادار بودن ضریب همبستگی، آزمون  $t$  و آزمون  $Z$  بر روی نتایج بررسی شد. بر طبق این آزمون تمامی همبستگی ها بجز کرمان در حالت غیر خطی معنادار می باشد.

## نتایج

ابتدا الگوریتم ژنتیک به ازای ۴ تولید نسل مختلف، ۱۰۰، ۲۰۰، ۵۰۰ و ۱۰۰۰ اجرا شد. به صورت موردنی شهر اصفهان برای این آزمایش انتخاب شد. به منظور انتخاب بهترین تولید نسل، از ضریب همبستگی استفاده شد. بررسیهای بعمل آمده نشان داد که مشابهت زیادی بین ضرایب همبستگی وجود دارد. طبقه بندی ضرایب همبستگی (۲)، بدین شکل می باشد که:  $0.2 \leq r < 0.4$  مشبستگی ضعیف،  $0.4 \leq r < 0.69$  متوسط،  $0.69 \leq r < 0.9$  قوی و  $0.9 \leq r < 1$  بسیار قوی است. بنابراین برای اجرای اجراءای خطی تعداد تولید نسل ۲۰۰ و برای غیر خطی تعداد نسل ۵۰۰ در نظر گرفته شد. نتایج بسته آمده برای هر شهر به صورت زیر می باشد:

**اصفهان:** داده های رصدی مربوط به این شهر در محدوده دید بیش از ۱۰ کیلومتر قرار دارد. به ازای الگوی رگرسیون خطی و غیر خطی ضریب همبستگی به ترتیب  $0.33$  و  $0.27$  می باشد که همبستگی ضعیفی وجود دارد اما ضریب همبستگی که بیانگر ارتباط بین پارامترها می باشد در حالت خطی کمی بزرگتر است. بنابراین الگوی خطی پیشنهاد می گردد که با معادله ۱ نشان داده می شود:

(۱)

$$R_m = 0.23611 * P + 0.32049 * RH + 0.1753 * T - 0.02175 * V + 0.06091$$

## مشهد

دید بیش از ۱۰ کیلومتر: الگوی خطی دارای ضریب همبستگی  $0.51$  در حد همبستگی متوسط و الگوی غیر خطی دارای ضریب همبستگی  $-0.2$  در حد همبستگی ضعیف می باشد. بنابراین الگوی خطی مناسبتر می باشد که با معادله ۲ نشان داده شده است.

(۲)

$$R_m = (0.42936) * P + (-0.42753) * RH + (-0.09426) * T + (0.16696) * V + 0.01449$$

دید کمتر از ۱۰ کیلومتر: در بررسی ضرایب همبستگی الگوی غیر خطی با ضریب همبستگی  $0/14$  در محدوده ضعیف و الگوی خطی با ضریب همبستگی  $0/11$  در محدوده بسیار ضعیف قرار می‌گیرد. بنابراین الگوی غیر خطی با معادله  $3$  مناسبتر می‌باشد.

(۳)

$$R_m = -0.06803 * P^{-0.01414} - 1.0562 * RH^{-0.42441} + 2.98905 * T^{0.10653} - 0.50886 * V^{0.83222} - 0.33129$$

شیراز: در این منطقه با توجه به داده‌های موجود، دید بیش از ۱۰ کیلومتر موجود می‌باشد. الگوهای خطی و غیر خطی دارای ضرایب همبستگی  $1$  و  $0/99$  در محدوده بسیار خوب می‌باشند. بنابراین هر دو معادله قابل قبول می‌باشد (معادله  $4$  و  $5$ ).

(۴)

$$R_m = 0.17747 * P + 0.62185 * RH + 0.57329 * T + 0.81547 * V + 0.04601$$

(۵)

$$R_m = -0.61174 * P^{0.366} + 0.13972 * RH^{0.58827} - 0.1 * T^{0.03063} + 0.95324 * V^{2.01936} - 0.20016$$

کرمان: در این منطقه با توجه به داده‌های موجود، دید بیش از ۱۰ کیلومتر موجود می‌باشد. الگوهای خطی و غیر خطی دارای ضرایب همبستگی  $0/17$  و  $0/25$  در محدوده ضعیف می‌باشند. اما با توجه به بی‌معنا بودن الگوی غیر خطی، الگوی خطی قابل قبول می‌باشد (معادله  $6$ ).

(۶)

$$R_m = -0.32253 * P + 0.23004 * RH + 0.2554 * T + 0.60943 * V - 0.26228$$

#### • پیر جند

دید بیش از ۱۰ کیلومتر: الگوی خطی دارای ضریب همبستگی  $0/24$  در حد همبستگی ضعیف و الگوی غیر خطی دارای ضریب همبستگی  $0/22$  در حد همبستگی ضعیف می‌باشد. بنابراین الگوی خطی مناسبتر می‌باشد که با معادله  $7$  نشان داده شده است.

(۷)

$$R_M = 0.33342 * P - 0.26355 * RH + 0.14989 * T - 0.16151 * V + 0.00303$$

دید کمتر از ۱۰ کیلومتر: در بررسی ضرایب همبستگی الگوی غیر خطی و خطی با ضریب همبستگی  $0/68$  در محدوده متوسط قرار می‌گیرند. بنابراین دو الگوی با معادله  $8$  (خطی) و  $9$  (غیر خطی) مناسب می‌باشند.

(۸)

$$R_m = -0.86897 * P + 1.79716 * RH + 0.68386 * T + 0.805 * V + 0.00468$$

(۹)

$$R_m = -0.59257 * P^{0.85373} + 0.1942 * RH^{2.56819} - 1.07667 * T^{-0.41222} + 3.3282 * V^{0.61998} + 0.91067$$

**بجذورده:** در این منطقه با توجه به داده های موجود، دید کمتر از ۱۰ کیلومتر موجود می باشد. الگوهای خطی و غیر خطی دارای ضرایب همبستگی ۰.۹۹ و ۱ در محدوده بسیار قوی می باشند. بنابراین هر دو معادله قابل قبول می باشد (معادله ۱۰ و ۱۱).

(۱۰)

$$R_m = 1.36207 * P + 0.58295 * RH - 0.07392 * T + 0.42617 * V + 0.00259$$

(۱۱)

$$R_m = 0.31372 * P^{-0.92198} + 1.62667 * RH^{-0.84964} - 0.70548 * T^{2.0207} - 3.4173 * V^{3.3497} + 2.0028$$

## بحث و نتیجه گیری

امروزه بهره گیری از الگوهای هوشمند و سریعی همچون الگوریتم ژنتیک می تواند تحول قابل ملاحظه ای در زمینه معیارهای رویت هلال پدید آورد. همانطور که ملاحظه شد، با توجه به محاسبات انجام گرفته توسط الگوریتم ژنتیک معادلات بدست آمده، دارای همبستگی مناسبی با داده های واقعی می باشند. بنابراین می توان از این معادلات در جهت بهره گیری از پیش بینی رویت هلال با تأکید بر درصد روشنایی استفاده کرد.

## مراجع

- ۱- حکیمی ع، ستایشی س؛ اولین معیار هوشمند رویت هلال ماه، مقاله نامه سومین همایش رویت هلال، شهریور ۱۳۸۶، ص ۲۱-۳۲.
- ۲- رستمی ق؛ الگوی مثلثی ایران در پیش بینی رویت هلال در روز، مقاله نامه سومین همایش رویت هلال، شهریور ۱۳۸۶، ص ۴۰-۵۱.
- ۳- باوی ا، صالحی م؛ الگوریتم های ژنتیک و بهینه سازه های مرکب، انتشارات عابد، ۱۳۸۷.
- 4- Goldberg, D. E. (1998): Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning. Addison – Wesley. Reading, MA.

## ۳۹. بررسی حرکت مداری با در نظر گرفتن تصحیحات گرانشی

رباب هاشمی؛ رضا صفاری

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت، صندوق پستی ۱۹۱۴-۱۳۳۵

### چکیده

در این مقاله اثر تصحیحات میدان گرانشی از نسبیت عام روی دینامیک منظومه خورشیدی بررسی می‌شود. که رویکرد دیگری برای توجیه ناهنجاری‌های کیهان محسوب می‌شود. تقریب اختلالی را برای مقایسه با پیشروی حضیض سیارات منظومه خورشیدی با وجود جملات تصحیحی و مقایسه با نتایج عددی EPM به کار می‌گیریم. در پایان با تکیه بر داده‌های تجربی و بررسی مدل‌های مختلف پتانسیل و مقایسه نتایج مربوط به آن‌ها به مدلی دست می‌یابیم که بهتر عمل می‌کند.

### مقدمه

در سال ۱۹۳۳ وقتی زویکی سرعت گسترش خوشگیسو را بررسی کرد به این نتیجه رسید که دینامیک خوشه‌های کهکشانی توسط گرانش نیوتونی درست توصیف نمی‌شوند. سرعت چرخشی برخی ستاره‌ها در کهکشان‌ها از قوانین حرکتی نیوتونی و کپلری پیروی نمی‌کند و بر حسب فاصله از مرکز کهکشان‌ها ثابت است. برای توضیح این پدیده باید توزیع جرم در کهکشان به طور خطی زیاد شود. اما این توضیح با مشاهده کهکشان‌ها در قسمت مرئی، که نشان می‌دهد بیشتر جرم در ناحیه مرکزی متراکم شده است، ناسازگار است. پس فرض می‌شود که این جرم ماده تاریک است.

از طرفی ابرنواخترهای نوع Ia کم سوتراز آنچه باید دیده شوند، مشاهده می‌شوند. که برای توجیه آن باید فرض کنیم انساط کیهان شتاب دار است و یا کیهان باز است. ولی مشاهدات تابش ریز موج کهکشانی نشان می‌دهند هندسه کیهان تخت است. پس انساط عالم شتابدار است. واقعیت این است که گرانش نوعی جاذبه است که انساط را کند می‌کند. پس باید چیزی اثر گرانش را خنثی کرده باشد. برای توجیه این پدیده انرژی تاریک پیشنهاد شد. مشکل ماده تاریک و انرژی تاریک شناخت ماهیت این هاست. رویکرد دیگری هم به شکل موازی در جریان است که منجر به تصحیحات مختلفی در گرانش می‌شود.

در این مقاله تأثیر نظریه گرانش تصحیح یافته بر تحول مداری برخی سیارات منظومه خورشیدی بررسی می‌شود. مدل گرانش تصحیح یافته دور برد (LRMOG) را به کار می‌گیریم که با  $k$  پارامتریندی شده است. اگر  $p$  را تصحیح حرکت حضیض یک سیاره در نظر بگیریم و پارامتر این تصحیح  $k$  باشد به طوری که اگر  $k=0$ ، مقدار نیوتونی به دست آید.  $P$  را به شکل زیر در نظر می‌گیریم، که در آن  $g$  تابعی از مشخصه‌های مداری سیستم مثل  $a$  نیم قطر بزرگ بیضی و  $e$  خروج از مرکز آن است.

$$P(LRMOG) = Kg(a, e) \quad (1)$$

نسبت  $P(A)/P(B) = \frac{g_A}{g_B}$  که به ازای  $k=0$  این نسبت بی معنی است.

حال اگر کمیت‌های متناظر به دست آمده از اندازه‌گیری تجربی را با  $O$  نشان دهیم، نسبت  $\frac{O_A}{O_B}$  را تشکیل می‌دهیم و با تخمین LRMOG مقایسه می‌کنیم. اگر رابطه (۲) برقرار باشد نظریه‌ی تصحیح یافته به خوبی با نتایج سازگار است.

$$(2) \quad \left| \frac{O_A}{O_B} - \frac{P_A}{P_B} \right| = 0$$

حال با استفاده از مدل پتانسیل تصحیح یافته [۱] که در توصیف ناهنجاری پائینی خوب عمل می‌کند و از دسته جواب‌های سازگار متريک در گرانش تصحیح یافته  $f(R)$  می‌باشد، مقادیر تصحیحات حرکت مداری به دست آمده، با مدل‌های دیگر پتانسیل تصحیح یافته مقایسه می‌شود. به طوری که در ابتدا با استفاده از اين پتانسیل، مقدار چشمداشتی آهنگ تغیيرات نسبت

$$\left\langle \ddot{\omega} \right\rangle \text{ به ازای شتاب اضافه شده در تئوري به دست می‌آيد و در پيان مشخص می‌شود اثر جمله اضافه شده در اين}$$

مقاله نسبت به پاسخ‌های دیگر تطابق بهتری با نتایج تجربی دارد.

## مدل پیشنهادی برای پتانسیل

شكل عام کنش تصحیح یافته‌ی آیشتاین-هیلبرت به‌شکل زیر است،

$$(3) \quad S = \frac{1}{2K} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) + S_m,$$

که در آن  $K$ ، ثابت،  $g$ ، رد تانسور قطري متريک و  $S_m$ ، کنش ماده است. اگر کنش را نسبت به متريک وردش دهیم معادلات ميدان به‌شکل زير به دست می‌آيد

$$(4) \quad F(R)R_{\mu\nu} - \nabla_\mu \nabla_\nu F(R) - \kappa T_{\mu\nu} =$$

$$- g_{\mu\nu} \left( \frac{1}{2} f(R) - \nabla_\alpha \nabla^\alpha F(R) \right),$$

که در آن  $F = df/dR$  می‌باشد.

مدل پیشنهادی شامل کنشی است که رفتار مجانبی آن در منظومه خورشیدی به شکل زیر است:

$$F(R)$$

$$= R + R_0 \ln \frac{R}{R_c}$$

که در آن  $R = \frac{d}{2\alpha^2}$  و  $R_c$  ثابت انگرال گيري،  $d$  مقیاس فاصله و  $\alpha$  پارامتر بدون بعد مدل است.

در تقریب میدان ضعیف، پتانسیل موثر نیوتونی و در نتیجه شتاب وارد شده به ذره آزمون که حول جرم مرکزی  $M$  می‌گردد، به این صورت به دست می‌آیند:

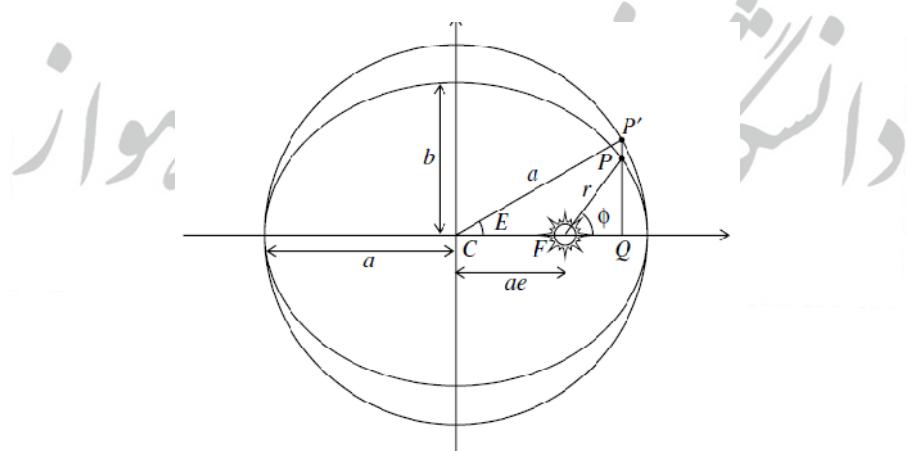
$$\phi_N = -\frac{GM}{r} + \dots$$

که جمله دوم شتاب ثابت مستقل از جرم است و به ازای  $m = 10^{-26}$  برابر با شتاب ناهمجارت پایینیer حدوداً  $10^{-10}$  به دست می‌آید. با داشتن شتاب اختلالی می‌توان اثرات آن را روی حرکت سیارات با داشتن معادلات استاندارد اختلالی گاووس محاسبه نمود. [2]

معادله گاووس برای تغییر  $\langle \sigma \rangle$  تحت عمل یک شتاب اختلالی شعاعی به این صورت است:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} A$$

$$r = a(1 - e \cos \omega)$$



شکل ۱: مدار تصحیح شده ی یک سیاره در منظومه ی خورشیدی

مطابق شکل ۱،  $\phi$  ناهنجاری درست،  $E$  ناهنجاری خروج از مرکز،  $a$  نیم قطر بزرگ،  $e$  خروج از مرکز می‌باشد.

شتاب بدست آمده از (۸) را در معادله (۹) جایگذاری می‌کنیم و به معادله ۱۰ می‌رسیم:

$$\langle \dot{\vec{\omega}} \rangle = \sqrt{\frac{(1-e^2)}{GM}}$$

حال می توانیم نسبت پیشروی را برای ۲ سیاره مختلف حساب کنیم و با مقادیر تجربی آنها مقایسه کنیم.

اگر  $\psi_{AB}$  به عدد صفر میل کند به این معنی است که مدل ما درست می باشد. از مقادیر تجربی موجود در مقاله [3,4] جهت مقایسه استفاده می کنیم. در جدول زیر نتایج چند مدل پیشنهادی را بررسی می کنیم. [5]

جدول ۱: مقایسه نتایج مدل پیشنهادی با نتایج مدل لگاریتمی و مدل تصحیح توان پایین برای منظومه خورشیدی

our model	power lawcorrection	Logarithmic correction
	$6.5 \pm 0.2$	$4.2 \pm 0.1$
	$2.3 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.2$
	$8.9 \pm 0.02$	$4.91 \pm 0.02$
	$4.66 \pm 0.001$	$2.09 \pm 0.001$
	$3.49 \pm 0.0008$	$2.49 \pm 0.0008$
	$1.52 \pm 0.06$	$1.36 \pm 0.06$
	$14.4 \pm 0.1$	$6.9 \pm 0.1$
	$7.523 \pm 0.008$	$4.38 \pm 0.009$
	$5.64 \pm 0.005$	$2.54 \pm 0.005$

همانطور که ملاحظه می کنیم در مقایسه با دو مدل دیگر، نتایج این مدل به تجربه نزدیکتری است. که به عنوان اولین نتیجه این مقاله بر آن تأکید می شود. به نظر می رسد می توان با ارائه یک مدل کلی تر باز به نتایج نزدیکتر به نتایج تجربی رسید.

به این منظور روش حل معکوس را در پیش گرفته ایم. ابتدا جملات تصحیح یافته ای در پتانسیل وارد می کنیم که در حالت کلی با توان  $n$  نسبت به فاصله از مرکز نسبت داشته باشد.

$$\Psi_{AB} = \left| \frac{\langle \dot{n}_A \rangle}{\langle \dot{n}_B \rangle} - \left( \frac{a_A}{a_B} \right)^n \right| \quad (13)$$

برای تعیین توان  $n$  از یک کمیت آماری مثل واریانس استفاده می کنیم و عدد  $n$  را چنان به دست می آوریم که به ازای آن، این کمیت کمینه گردد. با یافتن مقدار دقیق  $n$  می توان ابتدا شکل پتانسیل تصحیح یافته سپس متزیک فضا-زمان و در نهایت مدلی از کنش  $f(R)$  که به این متزیک می انجامد را به دست آورد.

پتانسیلی به شکل  $v = br^{n+1}$  بیشترین میزان سازگاری را با تجربه داراست. که پارامتر  $b$  در آن تعیین نشده است. هدف ما تعیین این پارامتر می باشد و راهکار پیشنهادی ما جهت تعیین این پارامتر، حل معادله مسیر و به دست آوردن پیشروی حضیض سیارات می باشد.

## نتیجه گیری

در این مقاله تصحیحات میدان گرانشی که منجر به  $f(R)$  غیرخطی در دینامیک منظومه شمسی می شود بررسی فرار می گیرد. تصحیحات ما باید کوچک باشد، تا بتوانیم با آنها به شکل یک اختلال رفتار کنیم و اثر  $f(R)$  را با مشاهدات اخیر که از تقویم های نجومی بدست آمده است مقایسه کنیم ، در اصل ما نسبت پیشروی حضیض را برای سیارات منظومه خورشیدی حول یک جرم مرکزی که پتانسیل گرانش نیوتونی آن شامل تصحیح پیشنهادی منطبق بر معادله ۷ می باشد را محاسبه می کنیم. آزمون ما گرفتن نسبت پیشروی حضیض برای جفت سیارات منظومه شمسی و مقایسه آن با مقادیر تجربی موجود است.

مسلمانه پتانسیل به دست آمده از این روش تنها در مقیاس منظومه خورشیدی رفتار دقیقی را نشان می دهد و ممکن است در مقیاس کهکشانی رفتار مناسبی نشان ندهد. در نتیجه می توان فرض کرد این پتانسیل تصحیح یافته شکل خاصی از پتانسیل عام تری است که در این مقاله رفتار مجانبی آن در منظومه خورشیدی مطالعه شده است.

## مراجع

- [1] R. Saffari. and S. Rahvar; "*f(R) Gravity: From the Pioneer anomaly to cosmic acceleration*"; *Phys. Rev. D* 77 104028, (2008)
- [2] R. Saffari. and S. Rahvar; "*Consistency condition of spherically symmetric solutions in f(R) gravity*"; *Mod. Phys. Lett. A* 24 305, (2009)..
- [3] E.V. pitjeva, *Sol. Syst.Res.* 39 , 176 (2005a)
- [4] E.V. pitjeva , *Astron. Lett.* 31, 340 (2005b)
- [5] Lorenzo Iorio; Solar System tests of some models of modified gravity proposed to explain galactic rotation curves without dark matter roy 2005



## ۴۰. مطالعه ساختار یونیدگی سحابی سیاره نمای Abell39

قبری، جمشید<sup>۱</sup> حسابی، سعیده<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد

<sup>۲</sup> دانشکده علوم دانشگاه آزاد اسلامی واحد مشهد

### چکیده:

بارائی الگویی به مطالعه مهمترین فرایند فیزیکی درون سحابی سیاره نما یعنی فوتوبیونیدگی پرداختیم. از آنجا که مهمترین خصوصیت سحابی های سیاره نما، طیف آنها می باشد، ما در این مقاله با دست یافتن به کسر یونیدگی هیدروژن و هلیوم سحابی سیاره نمای Abell39 طیف مربوط به این خطوط را برای آن اندازه گیری نمودیم و بانتایج حاصل از مشاهدات مقایسه کردیم.

### مقدمه

سحابی سیاره نما متشکل از پوسته ای درخشان از گازهای یونیده و پلاسما است که در طول شانه مجانبی غول قرمز در اوخر عمر ستارگان پیر باقدربین-۳ تا ۵ به بیرون پرتاب شده است (شکلوسکی ۱۹۵۶). در پایان زندگی ستاره و در طی مرحله‌ی غول قرمز لایه های بیرونی ستاره از طریق ضربان ستاره ای و بادهای ستاره ای قوی به بیرون رانده میشوند. تابش گسیل شده از هسته‌ی داغ ستاره لایه های خارجی پرتاب شده از ستاره رایونیده می‌کند که به صورت یک سحابی سیاره نماتابش میکند.

این پوسته با سرعتی حدود ۲۰ کیلومتر بر ثانیه گسترش می‌یابد. جرم نمونه‌ای از این اجرام ( $M_{\odot} - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) است لوچگالی نمونه‌ای از آن حدود  $5 \times 10^2$  است. در مقایسه با طول عمر ستاره های معمولی که چند میلیارد سال است عمر آنها کوتاه و به چند ده هزار سال می‌رسد.

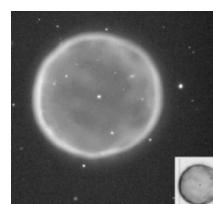
مهمترین فرایند فیزیکی درون سحابی سیاره نما فوتوبیونیدگی اتمها در حالت پایه توسط میدان تابشی ستاره مرکزی میباشد. با توجه به خصوصیات فوق سحابی های سیاره نما و سیلهای مناسب جهت مطالعه برهم کش فوتونهای پرانرژی با گازهای رقيق است. در نتیجه جهت مطالعه ساختار چنین اجرامی به بررسی پدیده فوتوبیونیدگی خواهیم پرداخت. با در نظر گرفتن هیدروژن که فراوانترین عنصر (~90%) در محیط میان ستاره ای است و هلیوم که بعد از هیدروژن فراواترین عنصر (~10%) است تصویری از ساختار سحابی سیاره نما به دست می‌آوریم.

### ارائه الگو

برای مطالعه ساختار یونیدگی سحابی سیاره نما دانستن تغییرات چگالی عددی هیدروژن و هلیوم خشی و یونیده برحسب فاصله از ستاره مهم میباشد. با توجه به ساختار کروی Abell39 در خطوط طیفی مختلف (بالیک 1987) این سحابی سیاره نما را از نوع گرد و Abell آن را حلقه‌ی همگن نامیدند، (شکل ۱) از تابع چگالی با توزیع کروی استفاده میکنیم. (قبری 1989)

$$\rho(r) = \frac{\dot{m}_{sw}}{4\pi v_{sw} r^2} \quad (1)$$

که در آن  $\dot{m}_{sw}$  اهنگ وزش ماده با سرعت  $v_{sw}$  است.



شکل (۱) تصویر [OIII] از A39 که با تلسکوپ WIYN گرفته شده است.

از لحاظ کوانتومی در فرایند فوتوفوتویونیدگی به سطح مقطع  $\sigma_{E_k}(v) cm^2$  نیاز می‌باشد که قابل محاسبه است (سالپت ۱۹۵۷). احتمال یونیدگی اتم در حالت های برانگیخته قابل چشم پوشی است زیرا در حالت های برانگیخته اتم ها عمر کوتاهی دارند و از اینرو انتقالات دوقطبی که خیلی سریع می‌باشند بین حالتهای برانگیخته و پایه رخ میدهند و خطوط طیفی ترکیب مجدد را بوجود می‌آورند لذا در یک تقریب قابل قبول فرض می‌کنیم که تمام اتمها در حالت پایه هستند و آهنگ فوتوفوتویونیدگی را محاسبه می‌کنیم. سیتون (1958) با استفاده از داده های تجربی سالپت فرمول زیر را برای بسامد های بیشتر از بسامد آستانه  $v_{E_k}$  ارائه داد.

$$\sigma_{E_k}(v) = a_{E_k} \left( \beta_{E_k} \left( \frac{v}{v_{E_k}} \right)^{-S_{E_k}} + (1 - \beta_{E_k}) \left( \frac{v}{v_{E_k}} \right)^{-S_{E_k}-1} \right) \quad (2)$$

که در آن  $a_{E_k}$  سطح مقطع استانه  $v_{E_k}$  بسامد آستانه  $S_{E_k}$  و  $\beta_{E_k}$  ثابت هایی هستند که برای اتم یا یون هیدروژن و هلیوم در جدول (۱) آورده شده است.

جدول (۱): پارامترهای سطح مقطع فوتوفوتویونیدگی

عنصر	یون نتیجه شده	$v_{E_k} 10^{15} Hz$	$a_{E_k} 10^{-18} cm^2$	$\beta_{E_k}$	$S_{E_k}$
$H^+(2s)$	$H^+(1s)$	3.29	6.32	1.34	2.99
$He^+(2s)$	$He^+(1s)$	5.95	7.83	1.66	2.05

سحابی باید به طور عمده توسط میدان تابشی ستاره‌ی مرکزی فوتوفوتویونیدگی شود. بطور کلی معادله میدان انتقال تابشی به صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{dI_v}{ds} = -K_v I_v + j_v \quad (3)$$

که  $I_v$  شدت ویژه میدان تابشی و  $j_v$  ضریب نشر و  $K_v$  ضریب جذب می‌باشد.

اگر سحابی را هیدروژنی خالص در نظر بگیریم برای دماهای پایین  $h\nu_H \leq KT$  که تنها منبع تابش یونیدگی کننده محیط گیراندازی الکترونهای آزاد به تراز  $S^2$  ۱ می‌باشد. ضریب نشر چنین تابشی برابر است با (همرو سیتون، ۱۹۶۲)

$$j_v(T) = \frac{2hv^3}{e^2} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-h(v-u)}{kT}} N_e N_p \quad (4)$$

که در بسامد ( $v = v_H$ ) بیشترین مقدار خود را دارد. تعداد کل فوتونهای تولیدی در ترکیب مجدد به تراز پایه با توجه به ضریب ترکیب مجدد محاسبه می‌گردد.

$$4\pi \int_{hv}^{J_v} dv = N_e N_p \gamma_{H^+}^{n=1}(T_e) \quad (5)$$

در حالت سحابی سیاره نمالز لحاظ نوری خصیم می‌توان فرض نمود که هیچ فوتون یونیدگی کننده‌ای نتواند از سحابی فرار کند به طوری که هر فوتون میدان تابشی پراکنده در نقطه‌ای دیگر جذب on-the-spot گردد یعنی:

$$\int_{hv}^{J_v} dv = 4\pi \int K_v \frac{J_v}{hv} dv \quad (6)$$

معادله (۳) به کمک معادلات (۵) و (۶) به صورت زیر در می‌آید.

$$\frac{N_{H^+} R_*^2}{r^2} \int_{v_{H^+}}^{\infty} \frac{\pi F_s(v, R_*)}{hv} \sigma_{H^+}(v) e^{-\tau(v, r)} dv = N_e N_p \gamma_{H^+}^{n \geq 2}(T_e) \quad (7)$$

شعاع ستاره‌ی مرکزی و  $(v, r)$  عمق نوری در فاصله  $r$  و بسامد  $v$  است.

### حل مسئله

اگر ابرا همگن و کروی وحاوی هیدروژن در نظر بگیریم که توسط ستاره‌ای تحریک می‌گردد فوتونهایی با انرژی بیشتر از ( $h\nu_H = 24.6 eV$ ) که از ترکیب مجدد به تراز پایه هلیوم بوجود می‌آیند باعث یونیدگی  $He^+$  و  $H^+$  می‌شوند. کسری از این فوتونها

(8)

که توسط هیدروژن جذب میگردد را با  $y$  نشان میدهیم.

$$y = \frac{N_H \cdot \sigma_H \cdot (v_{He})}{N_H \cdot \sigma_H \cdot (v_{He}) + N_{He} \cdot \sigma_{He} \cdot (v_{He})}$$

و باقی مانده کسر یعنی  $(1-y)$  توسط  $He^+$  جذب خواهد شد. همچنین در ترکیب مجدد به سایر ترازهای تحریکی هلیوم فوتونهایی با انرژی متفاوت نشر میشوند که این فوتونها میتوانند توسط  $H$  جذب گردند، سهم این قسمت توسط  $p$  در معادلات مشخص میشود. کسر  $p$  با توجه به کمیات کواتنوم مکانیکی قابل محاسبه میباشد و در چگالی های پایین و بالا به ترتیب  $0.67$  و  $0.66$  میباشد. بنابراین معادلات تعادل فوتوفیونیدگی برای هیدروژن و هلیوم به ترتیب زیر نوشته میشوند:

$$\frac{N_H \cdot R_*^2}{r^2} \int_{v_H^\circ}^{\infty} \frac{\pi F_s(v, R_*)}{hv} \sigma_H(v) e^{-\tau(v, r)} dv + y N_{He^+} N_e \gamma_{He}^{n=1}(T_e) + p N_{He^+} N_e \gamma_{He}^{n=2}(T_e) = N_e N_{H^+} \gamma_H^{n=2}(T_e) \quad (\text{الف})$$

$$\frac{N_{He} \cdot R_*^2}{r^2} \int_{v_{He}^\circ}^{\infty} \frac{\pi F_s(v, R_*)}{hv} \sigma_{He}(v) e^{-\tau(v, r)} dv + (1-y) N_{He^+} N_e \gamma_{He}^{n=1}(T_e) = N_e N_{He^+} \gamma_{He}^{alln}(T_e) \quad (\text{ب})$$

$$\frac{d\tau(v, r)}{dr} = N_H \cdot \sigma_H(v) \quad v_H^\circ < v < v_{He}^\circ \quad (\text{ج})$$

$$\frac{d\tau(v, r)}{dr} = N_H \cdot \sigma_H(v) + N_{He} \cdot \sigma_{He}(v) \quad v > v_{He}^\circ \quad (\text{د})$$

معادلات فوق معادلات جفت شدهای میباشد و برای پیدا کردن کسر یونیدگی  $H$  باید با یکدیگر حل گردند. برنامه حل این معادلات به زبان فرترن نوشته شده است. انتگرال عمق اپتیکی بر روی ضخامت سحابی گرفته میشود.

حال به محاسبه ضرایب بازترکیب معادلات الف و ب (9) میپردازیم. الدروواندی (۱۹۷۳) رابطه زیر را برای ضرایب بازترکیب تمام ترازهای  $He^+$  پیشنهاد نمود:

$$cm^3 \cdot s^{-1} \quad (10)$$

که  $T_4$  دمای الکترونی بر حسب  $10^4$  میباشد و مقادیر  $a_1$  و  $a_2$  برای اتم یا یون هلیوم به ترتیب برابر  $0.672$  و  $4.3 \times 10^{-13}$  میباشند.

هومر و سیتون (۱۹۶۲) رابطه زیر را برای هیدروژن ارائه کرد:

$$\gamma_H^{n=2}(T_4) = 1.627 \times 10^{-13} (T_4)^{-\frac{1}{2}} \left( 1 - 1.657 \log(T_4) + 0.58 (T_4)^{\frac{1}{3}} \right) \quad cm^3 \cdot s^{-1} \quad (11)$$

شدت خطوط طیفی در بسامد های مجاز با انتگرال سگیری تعداد ترکیبات مجدد روی کل سحابی به دست می آید.

$$I(H\beta) = hv_{H\beta} \int N_e N_{H^+} \gamma_{H\beta}^{eff}(T_e) dV \quad (12)$$

$$I(HeII) = hv_{(\lambda=5876)} \int N_e N_{He^+} \gamma_{(\lambda=5876)}^{eff}(T_e) dV \quad (13)$$

ضریب بازترکیب موثر هیدروژن و هلیوم با توجه به جدول (۲) و همچنین به کمک معادله زیر و با در نظر گرفتن چگالی پایین سحابی ( $n_e < 100 cm^{-3}$ ) به راحتی قابل محاسبه است.

$$n_p n_e \gamma_{nn'}^{eff} = \frac{4\pi j_{nn'}}{hv_{nn'}} \quad (14)$$

جدول (۲): خطوط بازترکیب  $HeI$  و  $HI$

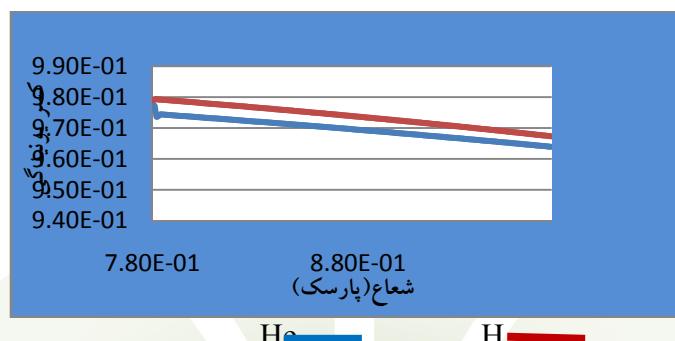
	$T_e$	5000K	10000K	20000K
$n_e(cm^{-3})$	100	100	100	
$\gamma_{4471}^{eff}(10^{-14} cm^3 s^{-1})$	2.6	1.39	0.683	
$j_{\lambda 5876}/j_{\lambda 4471}$	2.93	2.67	2.62	
$\gamma_{H\beta}^{eff}(10^{-14} cm^3 s^{-1})$	5.37	3.03	1.62	

### Abell39 بررسی ساختار

A39 بدلیل سادگی هندسی اش یک سحابی ایده ای برای تجزیه و تحلیل الگوی فوتوفیونیدگی است. این سحابی در صورت فلکی هرکول در سال ۱۹۶۶ توسط George Abell کشف شد. بر حسب نمادگذاری پیریک  $1^{\circ} 42' + 42^{\circ} 01'$  است. مشخصات سماوی آن  $(+28^{\circ}, 01^{\circ})$  و  $(25.5^m, 16^h)$  است. که باعرض کهکشانی  $42.5^{\circ}$  درارتفاع  $1.42$  کیلوپارسکی بالای صفحه کهکشان قرار گرفته است. دمای موثر ستاره های مرکزی که ما پذیرفتیم  $90000$  درجه کلوین است که کمی پایین تر از مقدار پیشنهاد

شده ( $117000 \pm 11000$ ) توسط ناپیووتزکی (1999) است. مقادیر  $R_s$ ,  $\dot{R}_s$  و  $t_s$  را لالگوی دینامیکی محاسبه شده توسط حسابی (پایان نامه ۰/۱۰۳) اخذ نموده ایم. مقدار شعاع در فهرست Abell ۷۷۰، اندازه گیری شده است و ضخامت مشاهده شده سحابی  $3$  پارسک است. دمای الکترونی  $15400$  درجه کلوین است.

بادانستن این پارامترها و حل معادلات جفت شده فوق منحنی های تغییرات کسر یونیدگی هلیوم و هیدروژن یک بار یونیده بر حسب شعاع سحابی در ضخامت محاسبه شده از سحابی در شکل (2) رسم شده است.



شکل (2): تغییرات کسر یونیدگی بر حسب فاصله

همانطور که می بینید مطابق با انتظار ما کسر یونیدگی هیدروژن از هلیوم بالاتر بوده که به دلیل پایین بودن انرژی لازم برای یونیده کردن اتمهای هیدروژن توسط فotonهای  $uv$  نسبت به هلیوم است. همچنین با توجه به دمای فوق العاده بالای سحابی انتظار یونیدگی کامل سحابی سیاره نما داریم، همانطور که در مشاهدات دیده شده است. برای بررسی صحت الگوی ارائه شده باید شدت خطوط طیفی را محاسبه کرده و با مشاهدات مقایسه کنیم. از طریق محاسباتمان،  $I_{H\beta} = 1.8 \times 10^{-12} erg cm^{-2}s^{-1}$  بدست آوردیم. در مقیاس  $I_{H\beta} = 100$  نتیجه محاسبات و مشاهدات صورت گرفته توسط ژاکوبی و همکارانش (2001) را در جدول (3) آورده ایم:

جدول (3): مقایسه مشاهدات با نتایج بدست آمده

	نتایج بدست آمده	داده های مشاهده ای
$T_{eff}$	90000K	-
$I_{H\beta}$	100	100
$I_{He}$	2.	2.5
$I_{HR}$	-	0.78pc
$R_s$	2.1kpc	-
$t_s$	0.11pc	0.19pc
$R_s$	-	30.km/s

و با توجه به جدول ملاحظه میکنیم که شدت خطوط با داده های ما توافق نسبتاً خوبی دارند.

## بحث و نتیجه گیری

عکسهای سحابی Abell39 در فهرست های مختلف، شکل کروی برای آن پیشنهاد کرده است که ما با انتخاب این شکل تابع توزیع چگالی کروی را برای آن پذیرفتیم و سپس با حل معادلات تعادل فوتوفیوونیدگی به ساختار یونیدگی سحابی پی بردیم. سحابی را کاملاً یونیده یافتیم که با مشاهدات سازگاری دارد. همینطور شدت خطوط طیفی هیدروژن و هلیم را که فراوانترین عناصر در سحابی بودند محاسبه کرده و در جدول (3) با مشاهدات مقایسه نمودیم. البته به دلیل ضخامت بالای سحابی عوامل سردشوندگی یعنی عواملی نظیر تابش خطوط ممنوعه با نقشی پررنگ تر از پیش بر ساختار فیزیکی سحابی سیاره نما تاثیر میگذارند. جهت داشتن الگوی کاملتری برای ساختار یونیدگی میتوان شدت خطوط ممنوعه را نیز محاسبه کرد.

## مراجع ها:

1. Abell, G.O.,Properties of some old PNe,(1966) p.262,263,267,269,272,273,275.
- 2.Allen's Astrophysical Quantities,p.106,107
3. Dyson, J.E.,& Williams,D.A.,1980.The physics of interstellar medium,p.82,98,153
- 4.Ghanbari,J.1989.Structure of wind nebulae, ph.D thesis
5. Jacoby, G.H., & Ferland, G.J., & Korsita, K.T., ApJ. 560 (2001) p.272,274,277,278
6. Kaler, T.B.,ApJ,271(1983)p.184,195,197
7. Maciel,W.J.,A.&A., suppl. ser, 55, (1984)p. 253,256
8. Osterbrock,D.E.,Astrophysics of gaseous nebulae(1974)p.23,24,28,29,30,vr,82
9. Seaton, M.J.,1958,Rev.Mod.phy,30,97



## ۴۵. فعالیت خورشید و آب و هوا

(۱) علی عجب شیری زاده [masood\\_a\\_1980@yahoo.com](mailto:masood_a_1980@yahoo.com) (۲) مسعود مهروانی بهروز [a-adjab@tabrizu.ac.ir](mailto:a-adjab@tabrizu.ac.ir)  
 (۱) گروه اختر فیزیک - دانشگاه فیزیک - دانشگاه تبریز  
 (۲) مرکز تحقیقات نجوم و اختر فیزیک مراغه

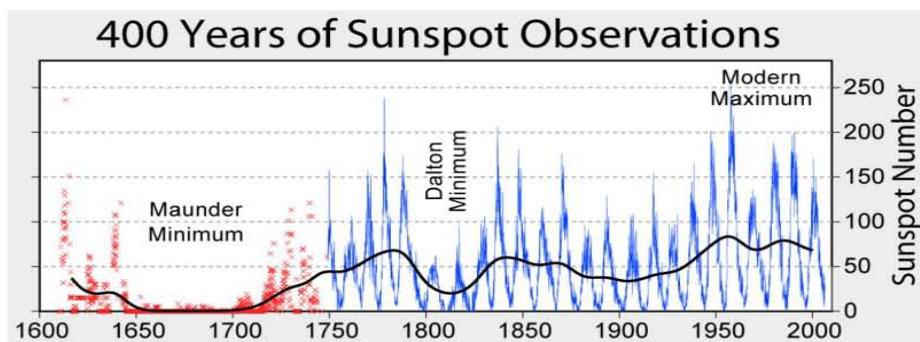
### خلاصه مقاله :

لکه های موجود در سطح خورشید از شاخص های مهمی است که فعالیت خورشید را معین می کند . با توجه به مطالعاتی که از سال ۱۶۱۰ میلادی در مورد خورشید صورت گرفته تعداد این لکه ها از هر مکرریم تا مکرریم بیگر در چرخه ۱۱ ساله متغیر می باشد . فعالیت خورشید در هر چرخه و ارتباط آن با آب و هوای زمین یک مسئله جدال انگیز بین دانشمندان و ستاره شناسان بوده است . بسیاری از این دانشمندان بین پارامتر های مختلف هوا سنجی رابطه ای مستقیم ، بعضی نیز رابطه ای معکوس یافته اند و بعضی هم بر این بورند که اصلا رابطه ای بین این دو موضوع وجود ندارد . در این مقاله با توجه به داده های موجود در مورد لکه های خورشیدی(عدد ولف) و محاسبات عددی و تحلیلی که پیش بینی بر اساس روش شبکه های عصبی(Neural Network) منحنی مربوط به تغییرات دما و بارش باران بر حسب زمان از سال ۱۹۸۰-۲۰۱۹ میلادی در رابطه با آب و هوای شهر تبریز در ایران تنظیم شده و همچنین پیش بینی چرخه ۲۴ ام فعالیت خورشیدی تا سال ۲۰۱۹ با طول چرخه ۱۰.۵ سال و بیشینه لک ۱۱۶ مورد بررسی قرار گرفته است .

**کلمات کلیدی :** لکه خورشیدی - دما

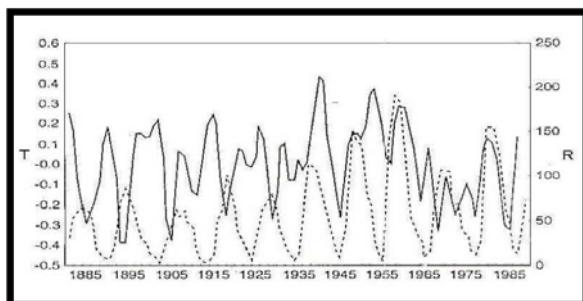
### ۱) چرخه ۱۱ ساله فعالیت خورشیدی و اثر آن بر دمای زمین

لکه خورشیدی ناحیه ای در سطح خورشید (فوتوففر) می باشد که به وسیله فعالیت های شدید مغناطیسی بوجود می آیند و مانع از انتقال گرما می شوند . تضاد درجه حرارت این ناحیه با مواد اطراف به آنها اجازه می دهد تا به وضوح به عنوان یک لکه سیاه در تلسکوب ها دیده شوند . تعداد لکه های خورشیدی متاثر از زمان می باشد و با زمان تغییر می کند . تعداد این لکه ها برای رسیدن از یک مکرریم تا مکرریم بعدی حدود ۱۱ سال طول می کشد . البته در بین سالهای ۱۶۴۵ - ۱۷۱۵ میلادی هیچ لکه ای روی خورشید ثبت نشده است . شکل (۱) تغییرات تعداد لکه های خورشیدی را از سال ۱۶۰۰ - ۲۰۰۰ میلادی نشان می دهد .



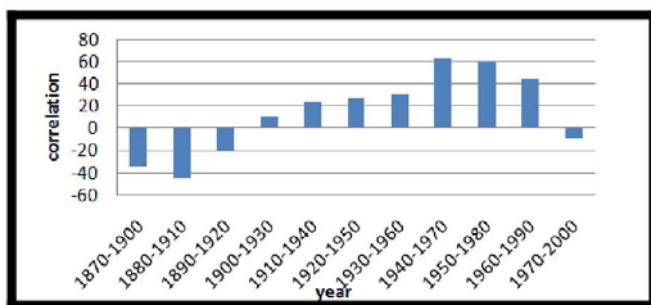
(شکل ۱)

بیش از ۵۰ سال روی رابطه بین چرخه ۱۱ ساله لکه های خورشیدی و آب و هوای زمین مطالعه شده ، نتیجه این بوده که اثرات مستقیم دوره لکه های خورشیدی در دمای هوای زمین اندک بوده است و لیکن تغیرات بلند مدت فعالیت خورشید ممکن است در دمای هوای بارش پاران اثر بگذارد . مینیمم Maunder در اوخر قرن ۱۷ میلادی با بدترین یخندهان همراه بود . رابطه بین افزایش یا کاهش تعداد لکه های دمای هوای می تواند مثبت یا منفی باشد . مثلا از سال ۱۸۶۲ - ۱۹۲۵ میلادی رابطه بین چرخه لکه های خورشیدی و دمای متوسط زمین منفی بوده است ، یعنی با افزایش تعداد لکه های دمای متوسط زمین کاهش یافته است و از ۱۹۲۵ - ۱۹۸۵ میلادی با افزایش تعداد لکه های خورشیدی دمای متوسط زمین نیز افزایش یافته است که این رابطه مثبت بین چرخه لکه های خورشیدی و دمای متوسط هوای زمین را نشان میدهد . این رابطه های مثبت و منفی بین چرخه لکه های دمای متوسط زمین به پریود مطالعه بستگی دارند نه به مکان مطالعه (شکل ۲) . پکی از علی که باعث تغییر علامت این رابطه می شود عدم تقارن در فعالیت نیم کره شمالی - جنوبی خورشید است . باید توجه کرد که فعالیتی که از دو نیم کره خورشید می آید اثر متقاوی در پارامترهای اتمسفر دارد .



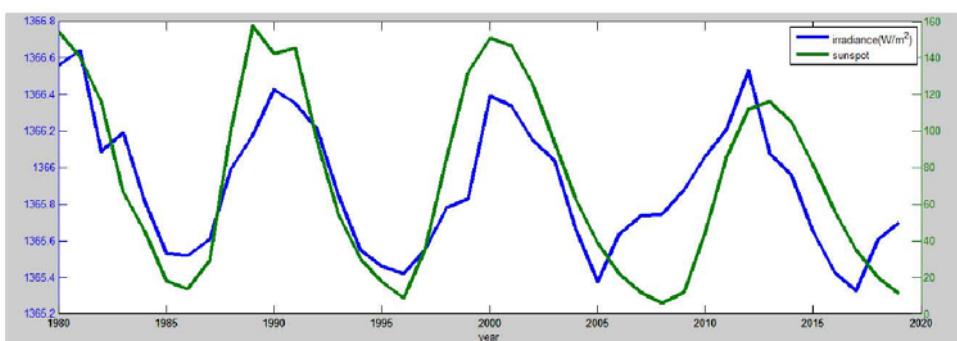
(شکل ۲)

در این شکل منحنی ممتد دمای متوسط جهانی و منحنی نقطه چین تعداد لکه های خورشیدی را نشان می دهد .



(شکل ۳) در این شکل خطوط موجود در قسمت های مثبت و منفی محور عمودی به ترتیب درصد ایستگاه های هواشناسی را نشان می دهد که بین تغییرات فعالیت خورشیدی و دمای متوسط زمین کورلیشن مثبت یا منفی پیدا کرده اند .

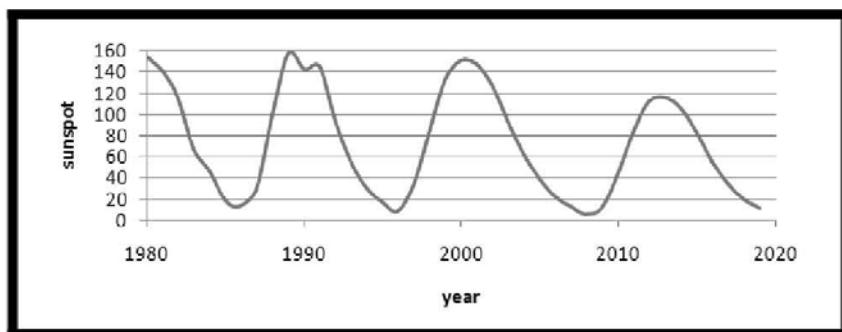
با توجه به شکل A مشاهده می کنیم که چرخه لکه های خورشیدی با تغییرات تابش خورشیدی (irradiance) سازگاری خوبی دارد و تغییرات نسبی تابش خورشیدی هم با تغییرات نسبی دمای زمین برابر می باشد .



(شکل A)

## ۲) شبکه های عصبی مصنوعی

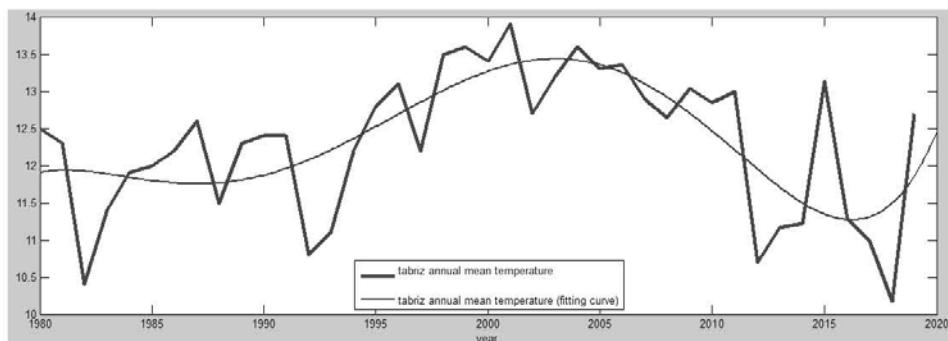
شبکه های عصبی مصنوعی را می توان با اغراض زیاد مدل های الکترونیکی از ساختار های عصبی مغز انسان نامید . روش برخورد چنین مدل هایی با مسائل با روش های محاسباتی معمول که بوسیله سیستم های کامپیوتری استفاده می شود ، مقاومت است . این شبکه ها یک سیستم پردازش اطلاعات می باشند که با آموزش شبکه توسط داده های قبلی رفتار داده ها در آینده را پیش بینی می کند . یک شبکه عصبی مصنوعی مشکل از سه لایه یا بیشتر می باشد . هر لایه نیز شامل تعدادی گره می باشد . گره هایی که در لایه ورودی هستند ، گره های حسی و گره های لایه بیرونی ، گره هایی پاسخ دهنده نامیده می شوند . اطلاعات از طریق لایه های ورودی وارد شبکه می شوند و سپس از طریق لایه های پنهان منتقل شده و در نهایت بوسیله گره های لایه خروجی جواب بدست می آید . در ساخت یک مدل بر اساس شبکه های عصبی مصنوعی اولین کار انتخاب نوع شبکه و پس از آن پارامترهای ورودی می باشد . در این مقاله از داده های موجود برای لکه های خورشیدی از سال ۱۹۸۰ - ۲۰۰۹ میلادی استفاده شده و به این ترتیب از سال ۲۰۰۹ - ۲۰۱۹ بوسیله شبکه های عصبی پیش بینی شده است (شکل ۴). با توجه به شکل مشاهده می شود که در سال ۲۰۱۲ میلادی تعداد لکه های خورشیدی به ماکزیمم مقدار خود (۱۱۶) می رسد که در مقایسه با ماکزیمم دوره ۲۳ چرخه فعالیت خورشیدی مقدار کمتری را نشان می دهد .



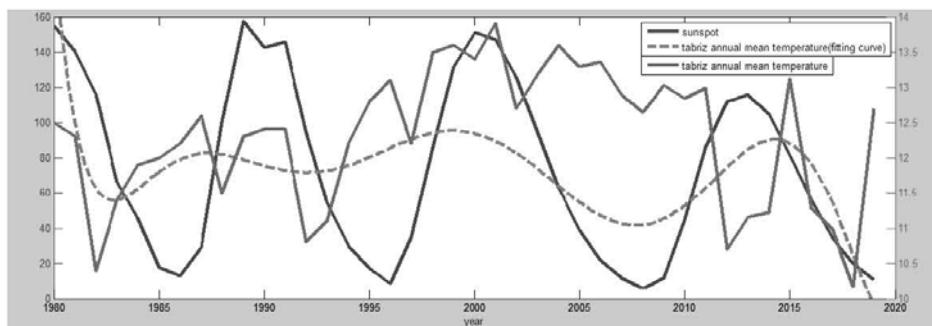
(شکل ۴)

## ۳) پیش بینی دمای تبریز با استفاده از شبکه های عصبی

تغییرات لکه های خورشیدی باعث نوسان در تابش خورشیدی و در نهایت باعث نوسان در انرژی رسیده به سطح زمین می شود که این خود در طولانی مدت بر دمای محیط تأثیر می گذارد . همانند چرخه لکه های خورشیدی ، دمای زمین هم می تواند تغییراتی به صورت چرخه ای و پریودیک داشته باشد . با تنظیم یک کد پیش بینی بر اساس روش شبکه های عصبی و با استفاده از داده های موجود برای دمای هوای شهر تبریز (بر گرفته از سایت اداره هواشناسی استان آذربایجان شرقی) می توان دما برای سالهای آتی (مثلثاً ۲۰۱۹) را پیش بینی کرد .

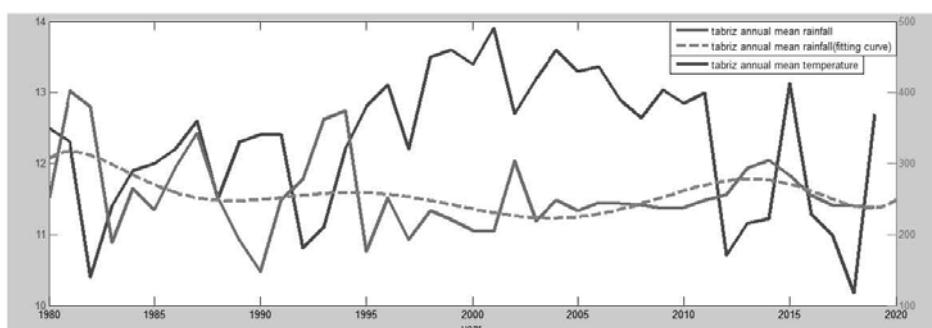


(شکل ۵)



(شکل ۶)

با توجه به شکل ۶ دیده می شود که نمودار مربوط به تغییرات لکه های خورشیدی بر حسب سال با نمودار تغییرات دمای متوسط سالیانه شهر تبریز همخوانی دارد. مثلا در ۱۹۸۲ - ۱۹۸۸ میلادی با کاهش تعداد لکه های خورشیدی، دمای متوسط بالا میرود و با افزایش تعداد لکه ها دمای متوسط کاهش می یابد. از طرفی چون بارش باران هم با دمای منطقه ای رابطه مستقیم دارد می توان میزان بارش باران را هم تا حدودی پیش بینی کرد. (شکل ۷)



(شکل ۷)

**۴) نتیجه گیری**

همان طور که اشاره شد پیش بینی تعداد لکه های خورشیدی نشان می دهد که قله چرخه ۲۴ فعالیت خورشیدی در ارتفاع کمتری نسبت به چرخه قبلی خود قرار دارد. از طرفی چون بین چرخه فعالیت خورشید و دمای متوسط زمین رابطه ای برقرار است، وقتی تعداد لکه ها در چرخه ۲۴ به ماکریزم خود می رسد افت دما نسبت به زمانی که در چرخه ۲۳ تعداد لکه ها ماکریزم می باشد کمتر خواهد بود. لکه های خورشیدی مناطق فعال روی فوتوفنر خورشید هستند که خطوط میدان بسته دارند، پس فقط با در نظر گرفتن چرخه لکه ها برای نشان دادن فعالیت خورشید از مناطقی که میدان مغناطیسی باز دارند غافل می شویم که این باعث ایجاد یک خطا در اندازه گیری واقعی فعالیت خورشید می شود.

منابع :

- 1) Long-term variations in the correlation between solar activity and climate  
K. Georgieva<sup>1</sup>, B. Kirov<sup>1</sup> and C. Bianchi<sup>2</sup>
- 2) Length of the solar cycle E. Friis-Christensen ; K. Laseen
- 3) Once again about global warming and solar activity  
K. Georgieva<sup>1</sup>, C. Bianchi<sup>2</sup> and B. Kirov<sup>1</sup>
- 4) Forecasting with artificial neural networks: The state of the art  
Guoqiang Zhang, B. Eddy Patuwo, Michael Y. Hu\*
- 5) NOAA

( ) اداره هواشناسی استان آذربایجان شرقی 6  
( ) لکه های خورشیدی - ویکی‌پدیا 7

## ۴۶. محاسبه پارامترهای فیزیکی اصلی باد خورشیدی در هلیوسفر رصدی:

عجب شیری زاده، علی؛ ترابی، آیدا

دانشگاه تبریز؛ تبریز

خلاصه:

یکی از موضوعات مهمی که در مبحث تاج خورشیدی مطرح میشود عبارت است از ترازمندی تاج در مقابل جریان باد خورشیدی. نظر به اینکه دمای تاج بسیار بالاست انرژی جنبشی ذرات در آن به حدی است که جاذبه گرانشی خورشید نمیتواند این ذرات را نگه دارد. از این نظر جریان پیوسته ای از ذرات به نام باد خورشیدی سطح خورشید را دائماً ترک میکند. این جریان گاز تقریباً ترکیبی از الکترونها آزاد، پروتون و یونها میباشد که در مقایسه با زرگ از نظر الکتریکی خشی است.

در این مقاله با استفاده از داده های ماهواره  $SOHO$  و  $ULYSSES$  پارامترهای اصلی فیزیکی باد خورشیدی نظیر سرعت متوسط پروتون ها، سرعت الکترونها، سرعت یونها و همچنین شار مغناطیسی خروجی  $|B_r| r^2$  محاسبه شده و منحنی تغییرات این پارامترها بر حسب فاصله از مرکز خورشید و زمان رسم و نتایج به دست امده تعبیر فیزیکی شده است.

معرفی:

**ULYSSES** فضاییمایی است که توسط  $NASA$  و  $ESA$  به طور مشترک جهت بررسی هلیوسفر خورشیدی در ۶ اکتبر سال ۱۹۹۰ از زمین به فضا پرتاب گردیده است، به طوریکه پس از رسیدن به میدان گرانشی سیاره مشتری در ۱۹۹۲ اولین دور چرخش خود را در این جاذبه شروع کرد. این ماهواره داده هایی از قبیل سرعت باد خورشیدی به خصوص در هنگام گذر از نواحی حفره های تاجی ارسال نموده است. فضایما تا به امروز سه بار به گرد قطبها خورشیدی چرخیده است (۱۸ سال و ۸ ماه و ۲۴ روز). تحلیل داده های ارسالی به وسیله این ماهواره دستاوردهای مهمی را در مورد هلیوسفر خورشید و ساختار باد خورشیدی (ترکیب پیچیده ای از گاز داغ یونیزه) می دهد. با توجه به اینکه به علت دیناموی خورشید، شار

میدان مغناطیسی از قطب جنوب به سمت قطب شمال خورشید جریان پیدا می کند ، سرعت جریان پروتون ها در باد خورشیدی  $800 \text{ km/s}$  (دو برابر نواحی استوایی) می باشد. نتایج به دست آمده در محاسبه سرعت باد خورشیدی نسبت به دوری از سطح خورشید نشانگر این مهم است که علت اختلاف سرعت در نواحی استوایی و قطب از نظر فیزیکی تنها گرادیان دما نبوده بلکه منشاء مغناطیسی نیز دارد.

از این نظر در مقاله حاضر با استفاده از داده های خام ماهواره ULYSSES پارامترهای اصلی ذکر شده در بخش چکیده محاسبه و نتایج به صورت منحنی ایفا می گردد.

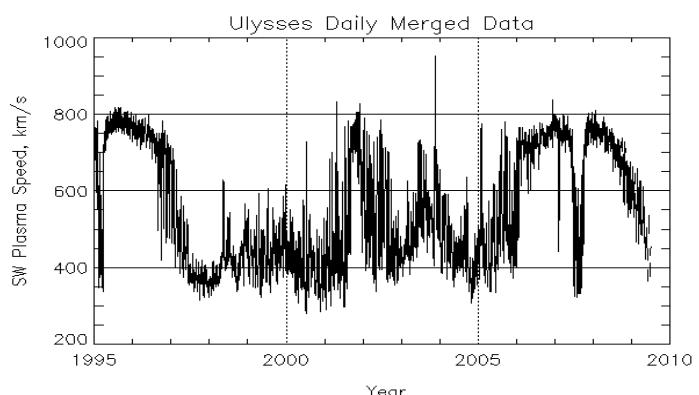
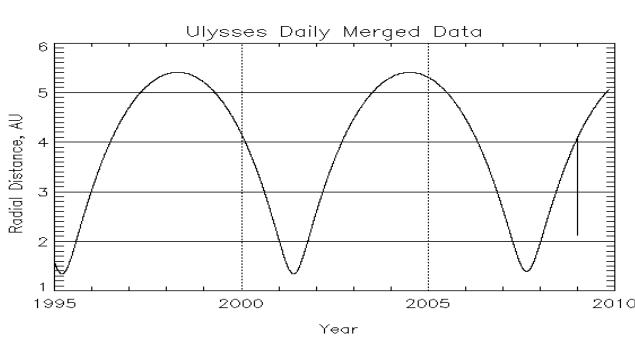
$$V_{e,i} \approx \left( \frac{2KT}{m_{e,i}} \right)^{1/2}$$

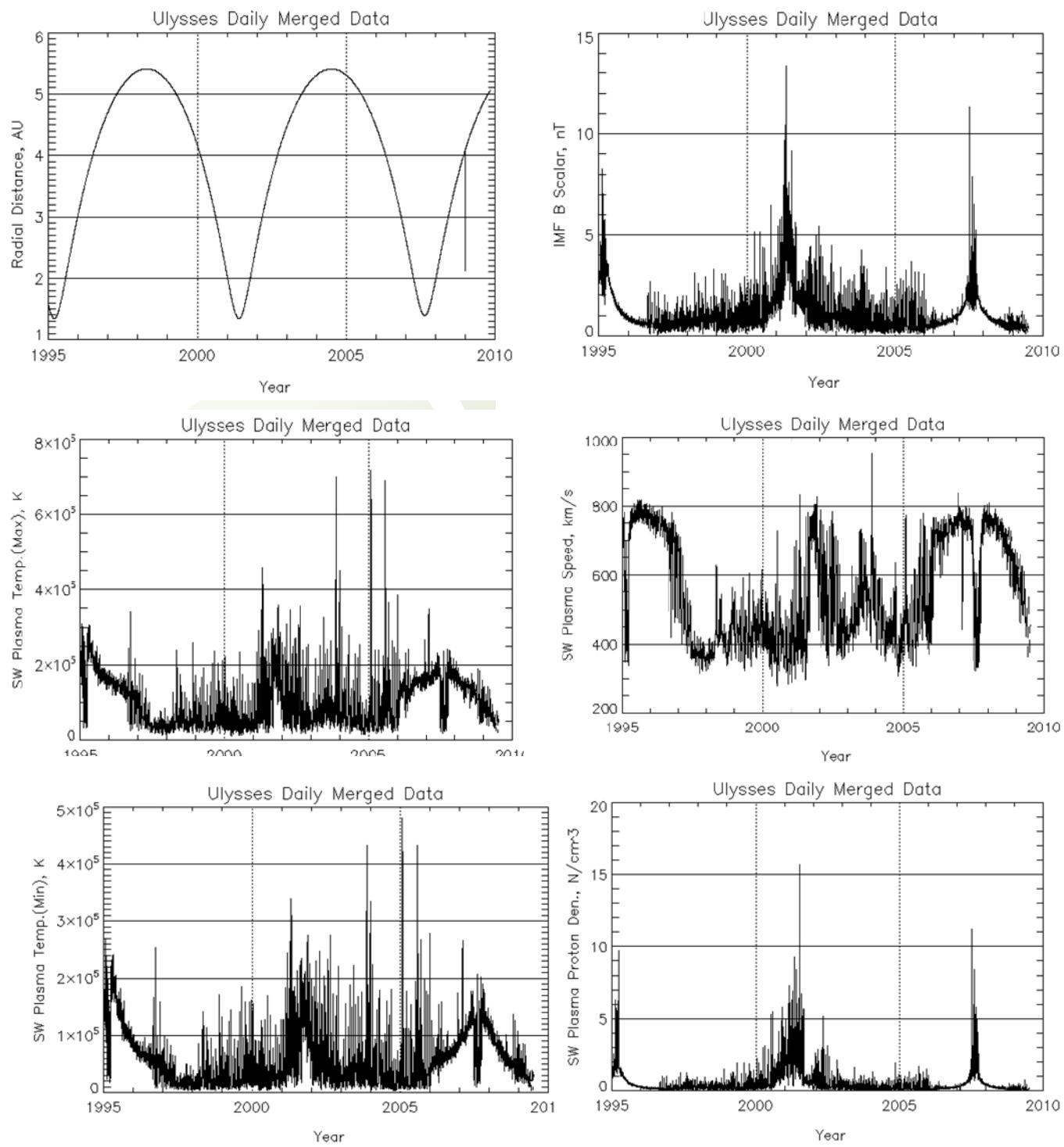
$$V^{e^-} = 4.19 \times 10^7 \times T_{(eV)}^{1/2} \text{ (cm.s}^{-1}\text{)}$$

$$V_{p^+} = V_{e^-} \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^{1/2} = V_{e^-} / 40$$

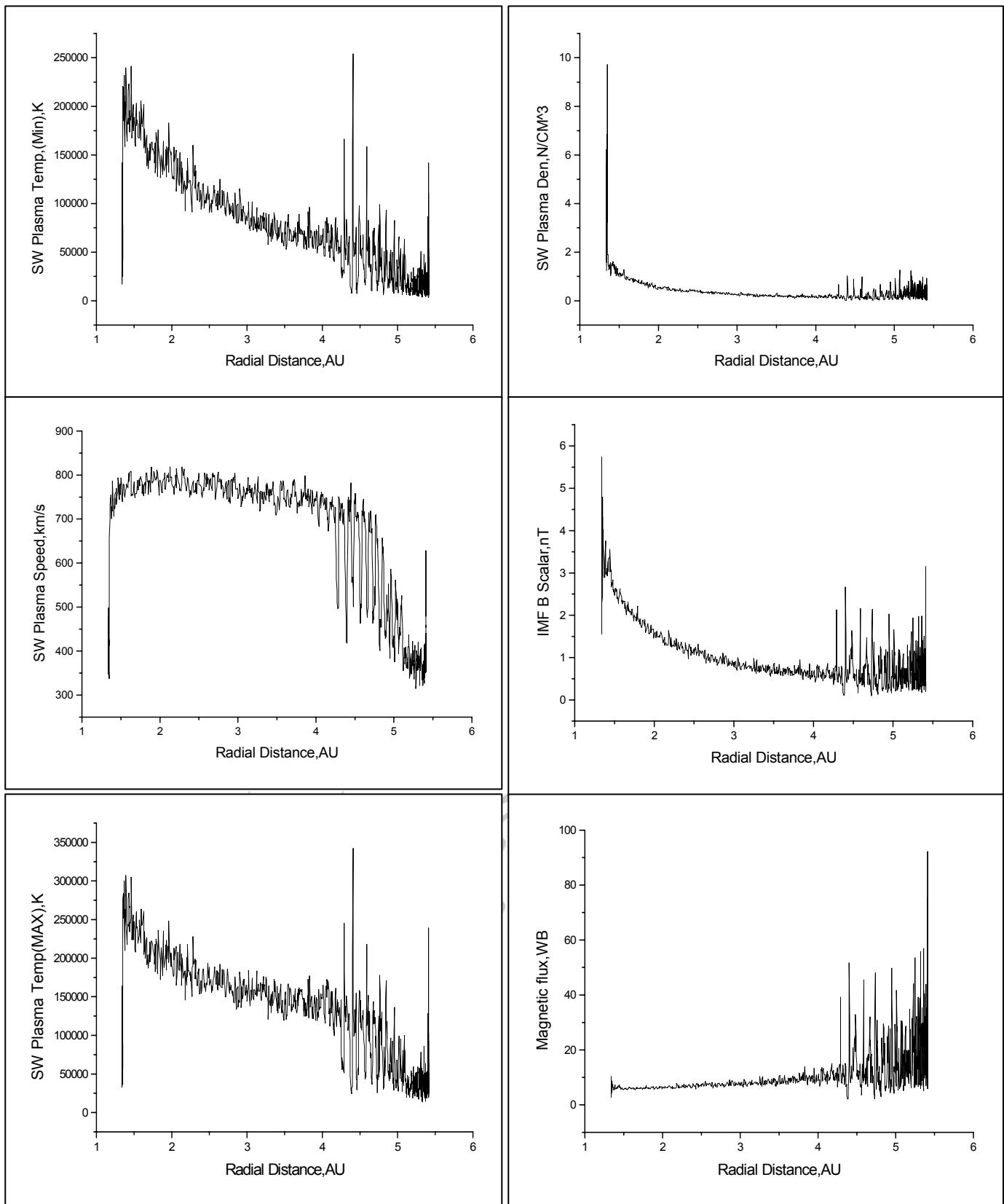
$$T^\circ = 1.7 \times 10^6 \text{ K} \Rightarrow V_{e^-} \approx 6000 \text{ (Km s}^{-1}\text{)} = 150 \text{ (Km s}^{-1}\text{)}$$

با در نظر گرفتن داده های مربوط به زمانهای بیشینه و کمینه چرخه های فعالیت خورشیدی و مدارهای چرخش ماهواره در حالت های اوج و حضیض خورشیدی نمودارها مورد بررسی قرار گرفته است.

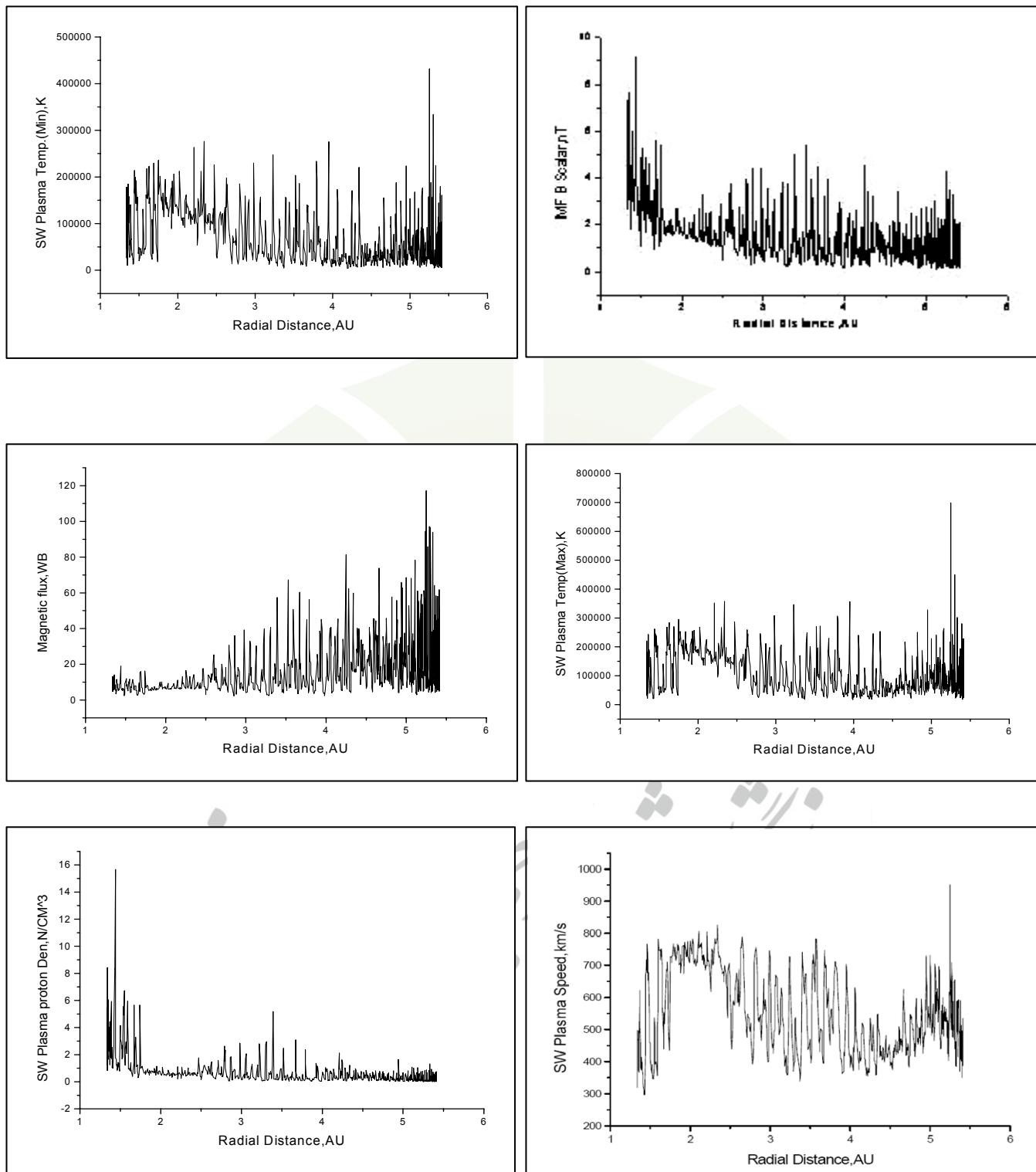




نمودارها بر حسب فاصله ماهواره از مرکز خورشید (دور اول)



نمودارها بر حسب فاصله ماهواره از مرکز خورشید (دور دوم)



نمودارهای ستون چپ مربوط به دور اول و سمت راست مربوط به دور دوم گردش ماهواره از حضیض به اوج است.

در حالت اوج، در دور اول ماهواره در نزدیکترین فاصله و در دور دوم در دورترین فاصله از سیاره مشتری قرار دارد. دور اول شامل **Min** فعالیت و دور دوم شامل **Max** فعالیت است.

### نتایج:

-مطابق تئوری پارکر (هليوسfer ديناميک) سرعت حرکت ذرات در هليوسfer خورشیدی بر حسب فاصله از مرکز خورشید به طور خطی افزایش می‌يابد. در حالی که از بررسی نمودارهای رسم شده در اين مقاله با توجه به مدار گردش **ulysses** در دور اول و در حوالی اوج (بیشترین فاصله ماهواره و خورشید) تغییر شدید در سرعت نمایان است، علت اين تغییر تاثير میدان مغناطیسي بزرگ سیاره مشتری می‌باشد، در صورتی که در دور دوم چون ماهواره نسبت به مشتری در بیشترین فاصله قرار دارد از اين نظر اثر میدان مغناطیسي آن نزديك به صفر است و می‌توان نتيجه را بدون حضور میدان آن در نظر گرفت.

-در نمودارهای سرعت و میدان برحسب زمان نمایان است که سرعت و پدیده فعالیت خورشیدی رابطه معکوس، میدان و چرخه فعالیت خورشیدی نسبت مستقيم با هم دارند.

-نتیجه ديگر مقاله اين است که اثر میدان مغناطیسي اضافی مربوط به سیاره مشتری در برخی نواحی باعث مختل شدن اصل بقای شار مغناطیسي می‌گردد.

### مرجع‌ها:

- Smith et al, SW11, (Solar Wind 11) 2003;*
- E.J.Smith, A.Balogh, in Solar Wind Ten, M.Velli, R.Bruno, F.Malara, Eds. (American Institute of Physics, Melville, NY, 2003);*
- M.Neugebauer, The ULYSSES Perspective, A.Balogh, R.G.Marsden, E.J.Smith, Eds, 2001;*
- NASA Website;*

## ۵۳. نظریه غلاف در پلاسماهای غباری اختوفیزیکی

امیر محمد احمدی

گروه فیزیک، دانشکاه علوم، دانشگاه شهید چمران، اهواز- ایران

### چکیده

در این مقاله به مطالعه غلاف در پلاسماهای غباری اختوفیزیکی شامل سیالی از ذرات غبار مثبت، الکترون‌های گرمایی داغ، الکترون‌های گرمایی سرد پرداخته‌ایم. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که حداقل سرعت ذرات غبار و رویدی (به غلاف) بطری مستقیم به چگالی ذرات غبار و همچنین دما و چگالی انواع گرمایی بستگی دارد. همچنین نشان داده‌ایم که پتانسیل غلاف در وضعیت‌های مختلف دارای محدوده‌هایی است.

### مقدمه

پلاسماهای غباری نقش جالب توجه‌ای در بخش‌های مختلف کیهانی از جمله ستاره‌های دنباله‌دار، اتمسفر اجسام سماوی و فضای بین سیاره‌ای دارند [۱]. از طرفی تعیین و بررسی سازوکارهای ممکن برای شتابگیری ذرات در کیهان از موضوعات پراهمیتی است که ذهن بسیاری از محققین را مشغول کرده است. یکی از این سازوکارها که توانایی توجیه بسیاری از پدیده‌های مشاهداتی را دارد، میدان الکتریکی موجود در غلاف‌هایی است که در انواع پلاسماهای امکان تشکیل دارند [۲ و ۳]. در مطالعات متعددی که با اهداف خاص انجام گرفته، جنبه‌های مختلفی از این پدیده غیرخطی (غلاف) مورد بررسی قرار گرفته است [۴-۷].

در این مطالعه به بررسی نظری غلاف در پلاسمایی اختوفیزیکی شامل دو دسته الکترون گرمایی با دو دمای متفاوت و یک سیال شامل ذرات غبار مثبت باردار پرداخته‌ایم. الکترون‌های گرم‌تر می‌توانند بیانگر باریکه الکترونی‌های پرانرژی کیهانی باشند که با برخورد به ذرات غبار و تحریک آنها، ذرات غبار را یونیزه کرده و الکترون‌های جدا شده حاصل - که دارای انرژی کمتری نسبت به الکترون‌های فرودی- اند - الکترون‌های سرددتر را معرفی می‌کنند.

### مدل

پلاسمایی شامل یک نوع غبار با بار مثبت و دونوع الکترون گرمایی در نظر بگیرید. اگر پتانسیل غلاف یک بعدی با  $\phi$  نشان داده شود، در غیاب برخوردها و در یک پلاسمای غیرمغناطیسی، چگالی ذرات غبار باید از معادلات سیالی زیر استخراج شود:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d u_d)}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} = \frac{-q_d}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2)$$

در روابط فوق  $n_d, u_d$  به ترتیب سرعت و چگالی تعداد ذرات غبار را نشان می‌دهند. همچنین  $q_d$  و  $m_d$  بیانگر بار و جرم ذرات غبارند.

اگر غلاف با سرعت  $v$  در جهت  $X$  حرکت نماید، می‌توان مختصات مکانی و زمانی در دو دستگاه ساکن و متحرک را از طریق رابطه  $X = x - vt$  (که در آن  $X$  مختصات مکانی در دستگاه متحرک است) به هم مربوط کرد. با اعمال تغییر چارچوب در معادلات سیالی و انتگرالگیری از آنها و با توجه با شرایط حدی-که همانا صفر شدن میدان الکتریکی و تحويل سرعت و چگالی ذرات به مقادیر تعادلی است- چگالی ذرات غبار درون غلاف بشکل زیر بدست می‌آید:

$$n_d = n_{d0} \left[ \frac{1}{\left( 1 - \frac{2q_d\phi}{m_d(v-u_d)^2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (3)$$

اگر الکترون‌ها در توزیع‌های بولتزمنی در دمای تعادلی  $T_c$  و  $T_h$  فرض شوند، چگالی تعداد آنها درون غلاف با روابط زیر بیان می‌شوند:

$$n_c = n_{c0} \exp\left(-\frac{e\phi}{KT_c}\right) \quad (4)$$

$$n_h = n_{h0} \exp\left(-\frac{e\phi}{KT_h}\right) \quad (5)$$

در روابط فوق  $n_{c0}$  و  $n_{h0}$  به ترتیب چگالی‌های تعادلی الکترون‌های سرد و گرم می‌باشند.

با نوشتن معادله‌ی پواسون می‌توان روابط (3) - (5) را در یک رابطه جمع کرد:

$$\frac{d^2\phi}{dX^2} = -4\pi(-en_{c0} \exp\left(-\frac{e\phi}{KT_c}\right) - en_{h0} \exp\left(-\frac{e\phi}{KT_h}\right) + Zen_{d0} \left( \frac{1}{\left( 1 - \frac{2q_d\phi}{m_d(v-u_d)^2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right)) \quad (6)$$

حال کمیات مختلف رابطه اخیر را نرمالیزه می‌نماییم. اگر چگالی‌ها با  $X$  با مختصه  $X$  اختلاف پتانسیل  $\phi$  با

$C = \sqrt{\frac{KT_{eff}}{m_d}}$  (که در آنها دمای موثر بصورت  $T_{eff} = \frac{T_c + T_h}{\frac{n_c}{n_T} T_h + \frac{n_h}{n_T} T_c}$  وارد شده است) و جرم‌ها نیز با جرم ذرات غبار نرمالیزه شوند، شکل نرمال شده‌ی معادله‌ی پواسون بصورت زیر در می‌آید:

$$\frac{d^2\phi}{d\xi^2} = -\eta_c \exp(-\alpha_c \phi) - \eta_h \exp(-\alpha_h \phi) + \left( \frac{Z_d \eta_d}{\left(1 - \frac{2Z_d \phi}{(V - U_d)^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (7)$$

در رابطه‌ی فوق  $\eta_h, \eta_c, \eta_d$  به ترتیب چگالی‌های نرمال شده‌ی غباری، الکترون‌های سرد و الکترون‌های گرم می‌باشند. همچنین  $\xi$  مختصات مکانی نرمال شده و  $\alpha_h, \alpha_c$  به ترتیب دماهای نرمال شده الکترون‌های سرد و الکترون‌های گرم را نشان می‌دهند.

### پتانسیل سقدیف و شرط بوهم

با انتگرال‌گیری از طرفین رابطه‌ی (7) داریم:

$$\frac{1}{2} E^2 = \frac{\eta_c}{\alpha_c} (\exp(-\alpha_c \phi) - 1) + \frac{\eta_h}{\alpha_h} (\exp(-\alpha_h \phi) - 1) - \eta_d (V - U_d)^2 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2Z_d \phi}{(V - U_d)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (8)$$

سمت راست تساوی فوق پتانسیل سقدیف را توصیف می‌کند. اگر سمت راست را به ازای مقادیر کوچک  $\phi$  بسط دهیم، در مرزهای غلاف رابطه خنثایت بار بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\eta_c + \eta_h - Z_d \eta_d = 0 \quad (9)$$

همچنین از بررسی ضرایب مرتبه دوم بسط رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{Z_d^2 \eta_d}{\alpha_c \eta_c + \alpha_h \eta_h} < (V - U_d)^2 \quad (10)$$

رابطه فوق حداقل سرعت مورد نیاز ذرات غبار برای ورود به غلاف را نشان می‌دهد (شرط بوهم). بدین معنا که ذرات غبار باید به طریقی حداقل انرژی تعیین شده فوق را بدست آورند تا اجازه حضور آنها به درون غلاف داده شود. همانگونه که از رابطه فوق برمی‌آید انرژی حداقل ذرات غبار برای ورود به چگالی انواع ذرات و دمای انواع گرمایی و بار ذرات غبار بستگی دارد.

### پتانسیل غلاف

اگر سرعت ذرات غبار در هنگام ورود به غلاف  $U_{0d}$  و سرعت در موضعی با پتانسیل  $\phi$  برابر  $U_d$  باشد، از شکل نرمال شده‌ی بقا انرژی رابطه زیر نتیجه می‌شود:

$$U_d = U_{0d} \left( 1 - \frac{2Z_d \phi}{U_{0d}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

اگر  $\phi > 0$  باشد، پتانسیل غلاف از شرط زیر باید تبعیت نماید:

$$|\phi| \geq \frac{U_{0d}^2}{2Z_d} \quad (12)$$

در حالیکه اگر  $\phi < 0$  باشد، محدوده  $\phi$  از رابطه‌ی زیر تعیین می‌شود:

$$0 \leq \left(1 - \frac{2Z_d\phi}{U_{0d}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \leq 1 \quad (13)$$

همانگونه که از روابط برمی‌آید برای پتانسیل‌های منفی فقط یک حد پایین برای غلاف بدست می‌آید. در حالیکه برای غلاف‌هایی با پتانسیل‌های مثبت محدودیت مقداری شدیدی وجود دارد.

### نتیجه گیری

در این مطالعه برای یک پلاسمای غباری اختوفیزیکی شامل ذرات غبار با بار مثبت که رفتار سیالی داشته و دو دسته الکترون گرمایی غیرهمدما پتانسیل سقدیف را بدست آورديم. سپس با فرض ضعیف بودن افت پتانسیل غلاف، حداقل انرژی (سرعت) لازم ذرات غبار برای ورود به غلاف (شرط بوهم) را برای این دسته از پلاسماهای استخراج نمودیم. نتایج نشان می‌دهند حداقل سرعت برای ورود ذرات غبار به درون غلاف به توزیع ذرات غبار، چگالی الکترون‌های گرم و سرد و دما انواع الکترون‌ها بستگی دارد. در نهایت با نوشتن پایستگی حد بالای پتانسیل‌های منفی غلاف را برای مقادیر مثبت و منفی پتانسیل بدست آورديم. نتایج نشان می‌دهند-مطابق انتظار- شرطی، حد بالای پتانسیل‌های منفی غلاف را، در این نوع پلاسماهای محدود نمی‌کند.

### منابع

- [1] P.K.Shukla and A.A.Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics*, 2002, IOP Publishing Co.
- [2] M.A.Raadu, *Phys Reports*, **178**, 1989, 25.
- [3] Carlqvist, *IEEE Transaction on Plasma Science*, **Ps.14/2**, 1986, 794.
- [4] R.Roychoudhury, P.Chatterjee, *Phys Plasma*, **6**, 1999, 406.
- [5] M.K.Mahanta and K.S.Goswami, *Phys Plasmas*, **6**, 1999, 4781.
- [6] امیر محمد احدی، مقاله‌نامه کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه صنعتی اصفهان، مرداد ۱۳۸۸، ۹۴۲.
- [7] F.Verheet and M.A.Hellberg, *J.Plasma Phys*, **57-2**, 1997, 465.

## ۴. بازشناسی زیج بهادرخانی

سید حجت الحق حسینی\*

**چکیده :**

نوشتار های نجومی در تمدن اسلامی شامل بخش های ۱. بنیاد های اختر شناسی (اصول نجوم) ۲. دیده و ری آسمان (نجوم رصدی) و ۳. ابزارهای اختر شناسی است. اختر شناسی اسلامی در سده های میانه در هند رواج یافت و آثار بسیاری در این زمینه نوشته شد. این نوشتار گذری دارد بر زندگی غلامحسین جونپوری و اثر نجومی او زیج بهادر خانی که به درخواست راجه خان بهادر خان نوشته شد و بر یک مقدمه و هفت مقاله شامل است. این کتاب آخرین دانشنامه‌ی نجومی در مکتب هندوستان است که در آن عناصری از نجوم اروپایی با سبک رساله‌های نجومی دوره‌ی اسلامی آمیخته شده است.

**کلید واژه:**

زیج های دوره اسلامی، زیج بهادرخانی، غلامحسین جونپوری، جامع بهادرخانی، مفتاح الرصد

• **زندگی نامه:**

ابوالقاسم معروف به غلامحسین کربلایی فرزند فاتح محمد جونپوری و اختر شناس دربار راجه‌ی تیکاری، راجع خان بهادر خان، نصرت جنگ فرزند مهاراجه متیراجیت سینگ بود.

تیکاری شهری در استان بیهار جنوبی هندوستان (۲۴ درجه و ۵۷ دقیقه‌ی عرض شمالی و ۸۴ درجه و ۵۳ دقیقه‌ی طول شرقی) است، که او مشاهده‌ها و رصد های نجومی اش را در آنجا انجام داده است.

برپایه‌ی یک نوشته غلامحسین بعدها این شهر را به مقصد بنارس ترک کرد و در آنجا به مقام قاضی القضاط (صدرالصدور) در دربار راجه‌ی بنارس رسید. پس از چندی به مرشد آباد رفته و به خدمت "تواب" آن دیار در آمد. او در ۱۲۷۹ق / ۱۸۶۲م در راه بازگشت به زادگاه خویش (شهر جونپور) در مکانی به نام داود پور درگذشت.

• **آثار ریاضیاتی و نجومی غلامحسین جونپوری:**

۱. رساله "استفاده از اسٹرالاب" به زبان فارسی، ۱۲۳۴ق. و دونسخه‌ی دست نویس آن در "کتابخانه خدا بخش پاتنا"

۲. رساله‌ی "ساخت اسٹرالاب" یک نسخه دست نویس در "کتابخانه موزه سالار جنگ حیدر آباد"

۳. رساله "شرح اصطلاح های تقویم های نجومی" که دو دست نوشته در "کتابخانه خدا بخش پاتنا" و "کتابخانه اسیایی کلکته"

۴. "جامع بهادر خانی" یا "کلید رصد های نجومی / مفتاح الرصد" دانشنامه‌ای در ریاضیات نجومی. سه شنبه ۱۴ جمادی الاول ۱۲۴۹ق / ۲۹ اکتبر ۱۸۳۳م / ۱۲ شهریور ۱۲۱۲خ نوشته شد. و در ۱۲۵۱ قمری / ۱۸۳۵ در کلکته با چاپ لیتوگرافی انتشار یافت.

\* مشاور ارشد و عضو هیات علمی مرکز علوم و ستاره شناسی تهران، همچنین پژوهشگر آزمایشگاه پرتوهای کیهانی دانشکده فیزیک

Email:hojjatolagh.hoseini@gmail.com

دانشگاه صنعتی شریف

۵. "زیج بهادر خانی" ۱۲۵۴ ق / ۱۸۳۸ م نوشته شد و در ۱۲۷۲ ق / ۱۸۵۵ در "دفتر نشر کادر" شهر بنارس انتشار یافت و نسخه دست نویس آن در "کتابخانه موزه سالار جنگ حیدر آباد" موجود است.

۶. برگردان فارسی "کتاب کره" نوشته تئودوسیوس بیتونیابی (راعدالفنون) از روی متن عربی آن و "تفسیری از مجسطی بطلمیوس"

۷. "تبصیرات المهندرس" نقدی بر شرح توسعی از هندسه اقليدس. دست نوشته آن "کتابخانه اسیایی کلکته" به شماره ۱۴۹۰ و نگارش ۱۲۴۵ ق / ۱۸۳۰ م. نسخه خطی دیگر در "کتابخانه خصوصی مهاراجه بنارس"

به سفارش و حمایت فرزند مسلمان راجه ی تیکاری، احشام الدوله، مبارزالملک نوشته شده و جوپوری این کتاب را در ۷۰۰ صفحه قطع رحلی به او تقدیم کرده است عنوان درست "مفناح الرصد" در نسخه دست نویس مولف در کتابخانه عمومی لاہور آمده است.

این دانشنامه در بردارنده ۶ کتاب است خزینه (گنجینه) و هر کتاب به فصل های به نام حرز (قلعه) تقسیم شده است.

موضوع این شش کتاب هندسه، نورشناسی (علم المناظر)، حساب، مساحتی، و تابع های مثلثاتی همراه با حل مشاهی مسطح و کروی و نجوم نظری (علم هیئت) است پس از پایان تالیف جامع بهادر خانی در ۱۲۸۴ ق / ۱۸۳۸ م نوشته شده و به راجه خان بهادر خان تقدیم شده است . نام درست آن "آفادات نصاب زیج بهادر خانی" است که نخستین زیج از نوع خود تا به حال به زبان فارسی تالیف و چاپ شده است

نسخه چاپی آن "کتابخانه موزه سالار جنگ حیدر آباد" و نیز نزد پژوهندگان این نوشتار در ۹۶۶ صفحه قطع رحلی موجود است.

## نکات:

غلامحسین هفت ویژگی متمایز کننده زیج بهادر خانی را در پیش گفتار کتاب برشمرده است مانند:

محاسبات ریاضیات نجومی، شرح و توضیح اصطلاحات نجومی، جدول های تنهه، پنجهتر، جوک و کرن (اصطلاح اهل هند)، جدول های تالع و زایچه تا عرض جغرافیایی ۶۶ درجه و ۳۳ دقیقه.

زیج بهادرخانی یک مقدمه و هفت مقاله دارد.

## مقاله ی اول:

درباره حساب هندی، دستگاه شمارش شصتگانی و اصطلاح های تقویمی

## مقاله ی دوم:

در بازشناسی تقویم ها و روش تبدیل تاریخ ها که در برگیرنده ۱۵ باب است مانند تقویم های هبوطی، طوفانی، قبطی، رومی اسکندرانی، ترکی و چینی، هندی (سبت و شاکه)، هجری فرس قدیم، ملکی (جالالی)، الاهی (اکبر شاهی)، محمد شاهی، طغیانی و اروپایی. گزارش غلامحسین از این تقویم ها جامع ترین گزارش ها از نوع خود است. او در کنار زیج محمد شاهی به دو منبع به نامهای مرات الاعلام و روضات المنجمین اشاره می کند.

## مقاله ی سوم:

در شناسی و تبیین طالع و مسائل آن. دارای ۲۳ باب و یک بخش پایانی با موضوع محاسبه پارامترهای نجوم کروی و توابع مثلثاتی که برای همه زیج ها ضروری است.

## مقاله ی چهارم:

در مورد رصد ستارگان و سیارات و دانستن موقعیت آسمانی (طول و عرض) آنها، محاسبه‌ی خور گرفت و مه‌گرفت، رویت هلال، طلوع و غروب ستارگان و سیاره‌ها است.

#### مقاله‌ی پنجم:

تیتیس و ناکشاتراس (نجوم هندی)

#### مقاله‌ی ششم و هفتم:

در مورد طالع بینی و اختر گویی

#### نتیجه‌گیری:

- در نگاه نخست این کتاب نوعی تفسیر زیج محمد شاهی است اما در عمل نقد و اصلاح آن است:
  ۱. اصلاح مدار اجرام آسمانی و معادله‌های حرکتی آنها
  ۲. اصلاح حرکت اعتدالی سیاره‌های بزرگ و کوچک و درج در جدولهای زیج بهادرخانی او تعديل های اول و دوم سیارات بزرگ و نیز معادله اعتدالی ژولینی را در جدول هایی آورده است که در واقع بر اساس جدول های لائیر است.
  ۳. افزودن پانزده صورت فلکی واقع در نیم کره جنوبی به ۴۸ صورت فلکی شمالی (۱۰۲۵ ستاره)
  ۴. فهرست میزان تفاوت تغییر طول دائره البروجی ستارگان برای یک درجه در ۱۰۰ سال، ۷۰ سال و ۶۰ سال خورشیدی این تغییرها بین بیشینه یک درجه در هر شصت و یک سال و هشت ماه و هشت روز قمری و کمینه یک درجه در هر هشتاد و دو سال و سه ماه و هفده روز قمری در نوسان است.

در مجموع زیج بهادرخانی غلامحسین جونپوری اثری جالب در مکتب دیرپایی نوشتارهای زیج نویسی است. در این اثر، عناصر جدید دانش نجومی اروپایی با سیک عربی اسلامی زیج نویسی درهم بافته شده است.

#### پی‌نوشت:

S.M.razaullah Ansari & S.R.Sarma,"Ghulam Hussain Jaunpuri's encyclopedia of mathematics and astronomy", studies in history of medicine and science, XVI (number 1-2)(1999-2000)

S.M.razaullah Ansari"Ghulam Hussain Jaunpuri and his ziji Bahadorkhani", studies (in history of medicine and science, XVI, number 1-2(1995-1996

۳-غلامحسین جونپوری، جامع بهادرخانی، چاپ سنگی، کلکته ۱۸۳۵

۴-غلامحسین جونپوری، زیج بهادرخانی، چاپ سنگی، بنارس ۱۸۵۸-۱۸۵۵

۵-محمد رضا الله انصاری، جونپوری غلامحسین، دانشنامه جهان اسلام، ج ۱۱، تهران ۱۳۸۶

۶-احمد منزوی، فهرست مشترک نسخه‌های خطی فارسی پاکستان، اسلام آباد ۱۳۷۰-۱۳۶۲

۷-خیر الدین محمد جونپوری، تذکره‌ی علمای جونپور، چاپ محمد ثنا الله، کلکته ۱۳۵۲ق ۱۹۳۴م

## ۵۷. آشکارسازی مدهای نوسانی خطی خورشید (g مدها)

همایونی، یاسمن<sup>۱</sup>؛ عجبشیری زاده، علی<sup>۱</sup>

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

### چکیده:

مدهای گرانشی رهیافت مطلوبی برای اندازه گیری کمیت های داخل خورشید هستند. این مدها همچنین ابزار مناسبی برای پی بردن به ساختار درون خورشید به خصوص دینامیک قلب خورشید می باشند که تا به حال نظری قطعی راجع به آن ها ارائه نشده است. بررسی این مدهای گرانشی این امکان را فراهم می سازد که مسئله ای نوترینوی خورشیدی نیز مورد بحث و بررسی قرار گیرد. از آنجا که این مدها به سختی قابل آشکارسازی می باشند بررسی ها در این حیطه به طور عمده بصورت تئوریکی صورت می گیرد. در اینجا ما با فرض تراکم جرم تا شعاع ۲۰٪ خورشید و کمک گرفتن از هندسه ای نسبیتی حل آنالیتیکی از مسئله ای مدهای گرانشی خورشید ارائه می کنیم و طی آن وابستگی فرکانسی این مدها را از مرکز تا شعاع ۴٪ طبق نتایج تئوریکی بیان می کنیم.

### مقدمه

طی چند دهه ای اخیر مطالعات بروی لرزه شناسی خورشید اطلاعات ارزشمندی با جزئیات کافی برای فهم ساختار درونی خورشید که قابل تعمیم به ستارگان دیگر است به دست میدهد. الگوی نوسانی مشاهده شده در سطح خورشید از برهم نهی میلیون ها مدهای نوسانی خورشیدی به وجود می آید. خورشید را می توان کره های دانست که به صورت تشید در کننده ای میلیونها وجه طبیعی عمل می کنند بعضی از این وجوه نوسانی در محفظه تشیدی در نزدیکی فوتوسفر هستند در حالیکه بعضی دیگر در مرکز خورشید قابلیت انتشار دارند.

مدهای خورشیدی به سه دسته g-modes (fundamental waves) f-mode (Acoustic waves) p-modes و (gravitational waves) تقسیم می شوند.

از این میان مدهای p در سطح و مدهای g در قلب خورشید نوسان می کنند. مدهای نوسانی خورشید توسط سه عدد کوانتمومی مشخص می شوند. n (مرتبه ای گره ها در جهت شعاعی) و m درجه و l, m تعداد ساختار افقی ویژه توابع نوسانی را تعیین می کنند). که با هماهنگ های کروی  $y_l^m(\theta, \varphi)$  تعریف می شوند.

بررسی g مدها اطلاعاتی از قلب خورشید به ما می دهد که p مدها قابلیت ارائه اطلاعات از آن ناحیه را ندارند. آنچه که در اینجا ارائه می شود عبارتست از معادلات نوسانی خورشید در حالت شعاعی و دست یافتن به فرم کلی بردار جابجایی  $\delta r$  یا جابجایی بر حسب  $\theta$  و  $\varphi$  بی نهایت کوچک، پس از آن با استفاده از مفهوم خمس فضا زمانی به علت تراکم زیاد جرم در این ناحیه از هندسه نسبیتی کمک گرفته و مقدار جابجایی در راستای شعاع را بدست می آوریم و با ترکیب آن با معادلات قبلی به جای  $\theta$  در معادله حرکت نوسانات جایگذاری کرده و فرکانس نوسانات را بدست می آوریم.

## بسط معادلات نوسانی خطی خورشید

معادلات حاکم بر نوسانات خطی خورشید را حول حالت تعادل با در نظر گرفتن تقارن کروی به دست می‌آوریم. در صورتی که تقارن کروی اختلالات در نظر گرفته نشود. (یعنی  $\zeta = 0$ ) معادلات مربوط به نوسانات شعاعی به دست می‌آیند که حالت خاصی از نوسانات غیر شعاعی هستند. ابتدا برای بررسی ساده معادلات نوسان از روش جداسازی مؤلفه‌ها استفاده می‌کنیم به طوریکه هر کمیت برداری را به دو مؤلفه شعاعی واقعی تقسیم می‌کنیم، مثلاً جابه‌جایی

$$\delta r = \zeta_r \hat{a}_r + \zeta_\theta \hat{a}_\theta + \zeta_\phi \hat{a}_\phi = \zeta_r \hat{a}_r + \zeta_h \quad (1)$$

یک مؤلفه شعاعی و  $\zeta_h$  مؤلفه افقی جابه‌جایی و  $\hat{a}_r, \hat{a}_\theta, \hat{a}_\phi$  بردارهای یکه در راستای افزایش  $\phi, \theta, r$  می‌باشند. با توجه به در دست داشتن معادله حرکت بر حسب کیستهای اختلالی به صورت زیر است [۱ و ۴] :

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \delta_r}{\partial t^2} = -\nabla_h \rho' + \rho_0 g' + \rho' g_0 \quad (2)$$

حال اگر این تفکیک‌ها در معادله حرکت قرار دهیم خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 \delta_r}{\partial t^2} &= \nabla \rho' + \rho_0 g' + \rho' g_0 \\ \rho_0 \frac{\partial^2 \zeta_h}{\partial t^2} &= -\nabla_h \rho' + \rho_0 \nabla_h \phi' \end{aligned} \quad (3)$$

گرادیان مماسی کمیتهای تعادلی صفر می‌شوند با گرفتن دیورژانس از دو طرف معادله بالا داریم:

$$\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla_h \cdot \zeta_h) = -\nabla_h^2 \rho' + \rho_0 \nabla_h^2 \phi' \quad (4)$$

و همچنین از معادله پیوستگی داریم:

$$\rho' + \nabla_h \cdot \rho_0 (\zeta_r \hat{a}_r + \zeta_h) = 0 \Rightarrow \rho' = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_0 \zeta_r) - \rho_0 \nabla_h^2 \zeta_h \quad (5)$$

با حذف عبارت  $\nabla_h^2 \zeta_h$  از دو معادله (۴) و (۵) داریم:

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \rho' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_0 \zeta_r) \right) = -\nabla_h^2 \rho' + \rho_0 \nabla_h^2 \phi' \quad (6)$$

پس مؤلفه شعاعی معادله حرکت به فرم زیر تبدیل می‌شود.

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial t^2} = -\frac{\partial \rho'}{\partial r} - \rho' g_0 + \rho_0 \frac{\partial}{\partial r} \phi' \quad (7)$$

همچنین معادله پواسون به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r} \phi') + \nabla_h^2 \phi' = 4\pi G \rho' \quad (8)$$

در این معادلات مشتق است به  $\rho, \phi, \theta$  در مؤلفه مماسی گرادیان  $\nabla_h$  ظاهر می‌شود.

با توجه به تجربه‌ای که در موج‌های کروی داریم و با نتیجه‌گیری از معادلات نوسانی بالا، متغیرهای  $r, \zeta, \rho'$  که در معادلات نوسانی ظاهر می‌شوند را می‌توانیم در فرم زیر بنویسیم.

$$\begin{cases} \zeta_r(r, \theta, \phi; t) = \sqrt{4\pi} \tilde{\zeta}_{r(r)} y_l^m(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \\ p'(r, \theta, \phi; t) = \sqrt{4\pi} \tilde{\rho}_{(r)} y_l^m(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \\ \rho'(r, \theta, \phi; t) = \sqrt{4\pi} \tilde{\rho}'_{(r)} y_l^m(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (9)$$

با جایگذاری معادلات (9) در معادلات (۳) و (۷) معادلات حاکم به قسمت شعاعی کمیتهای  $\tilde{\zeta}_{r(r)}$ ,  $\tilde{\rho}'_{(r)}$  و ... را می‌توان

بدست آورد، مؤلفه شعاعی:

$$-\omega^2 \rho_0 \tilde{\zeta}_r = -\frac{\partial \tilde{p}'}{\partial r} - \tilde{\rho}' g_0 - \rho_0 \frac{\partial \tilde{\phi}'}{\partial r} \quad (10)$$

$$-\omega^2 \left[ \tilde{\rho}' + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho_0 \tilde{\zeta}_r) \right] = \frac{l(l+1)}{r^2} (\tilde{p}' - \rho_0 \tilde{\phi}') \quad (11)$$

این دو معادله مستقل از  $m$  هستند و این نتیجه‌ای است که با فرض تقارن کروی در حالت تعادل به دست می‌آید. به طوری که ایجاب می‌کند نتایج باید مستقل از انتخاب محور قطبی برای سیستم مختصات باش و تغییر محور قطبی، ساختار کروی را تغییر می‌دهد و این تغییر در دینامیک نوسانات تأثیر ندارد و معادلات باید مستقل از  $m$  باشند ( $m=0$ ) باشند (۳) داریم: همچنین می‌توان مؤلفه مماسی جابجایی  $\dot{\zeta}_h$  را هم به دست آوریم. با استفاده از رابطه (۳) داریم:

$$\tilde{\zeta}_h = \sqrt{4\pi} \zeta_{h(r)} \left( \frac{\partial y_l^m}{\partial \theta} \hat{a}_\theta + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial y_l^m}{\partial \phi} \hat{a}_\phi \right) e^{-i\omega t} \quad (12)$$

$$\tilde{\zeta}_{h(r)} = \frac{1}{r\omega} \left( \frac{1}{\rho_0} p' - \phi' \right) \quad (13)$$

بنابراین فرم کلی بردار جابجایی  $\delta r$  به صورت زیر می‌باشد [۲]:

$$\delta_r = \sqrt{4\pi} \operatorname{Re} \left\{ \zeta_r(r) y_l^m(\theta, \phi) \hat{a}_r + \zeta_h(r) \left( \frac{\partial y_l^m}{\partial \theta} \hat{a}_\theta + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial y_l^m}{\partial \phi} \hat{a}_\phi \right) \right\} e^{-i\omega t} \quad (14)$$

در این معادله (۱۴) فرکانس نوسانی مدهای کروی می‌باشند که مختلط است. قسمت حقیقی آن معمولاً فرکانس تناوبی نامیده می‌شود. در مقابل قسمت موهومی میزان رشد (نمود) مد نامیده می‌شود هرگاه قسمت موهومی ثابت باشد گفته می‌شود مد از نظر ارتعاشی پایدار است. بدین معنا که نوسان میدانی می‌شود و دامنه نوسان به خود نمایی کاهش می‌یابد و اگر قسمت موهومی منفی باشد مد از نظر ارتعاشی نپایدار است و نوسان تحریک می‌گردد.

## فضای نسبیتی

از دیدگاه نسبیتی به علت وجود جرم در فضای نسبیتی خمس ایجاد شده باعث به هم خوردن هندسه اقلیدسی می‌شود [۳]. در فضای اقلیدسی متريک به صورت  $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$  تعریف می‌شود در حالیکه در فضای نسبیتی متريک به فرم  $ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$  است. با توجه به آنکه متريک شوارتز-شيلد عبارتست از:

$$ds^2 = -c^2 \phi dt^2 + c^2 \Delta dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (15)$$

این متریک را می‌توان به فرم زیر نیز نوشت:

$$ds^2 = -e^{2\phi} dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{2m}{r}} + r^2(d\phi^2 + \sin^2 \theta d\theta^2) \quad (16)$$

که در آن  $m$  جرم موجود در داخل فاصله شعاعی  $r$  می‌باشد. اگر خمس فضا – زمان را روی شعاع یک جسم بررسی کنیم آنگاه می‌توان کمیت‌های  $\phi, \theta, t$  را ثابت کرد و متریک شوارتز-شیلد به فرم زیر کاوش می‌یابد:

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - 2m/r} \quad (17)$$

که در آن  $S$  فاصله در فضای خمیده است یا به عبارتی  $S$  فاصله واقعی از مرکز تا سطح می‌باشد.

$$S = \int_0^R \frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{2m}{r}}} \quad (18)$$

حاصل این انتگرال با در نظر گرفتن  $R_s = 2M$  (شعاع شوارتز-شیلد) به این صورت به دست می‌آید:

$$S = \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi GP}} \arcsin\left(\sqrt{\frac{R_s}{R}}\right) \quad (19)$$

اگر بخوبیم مقدار فاصله واقعی در فضای خمیده را در فضای اقلیدسی تصویرسازی کنیم، برای داخل خورشید این مقدار را  $(r)$   $z$  می‌نامیم. در واقع  $(r)$   $z$  جایه‌جایی در راستای شعاعی ستاره است بگونه‌ای که در فضای اقلیدسی  $(r, z)$  تصویر شده باشد با توجه به آنکه  $ds^2 = dz^2 + dr^2$  می‌باشد، برای چگالی یکنواخت مقدار  $(r)$   $z$  چنین به دست می‌آید:

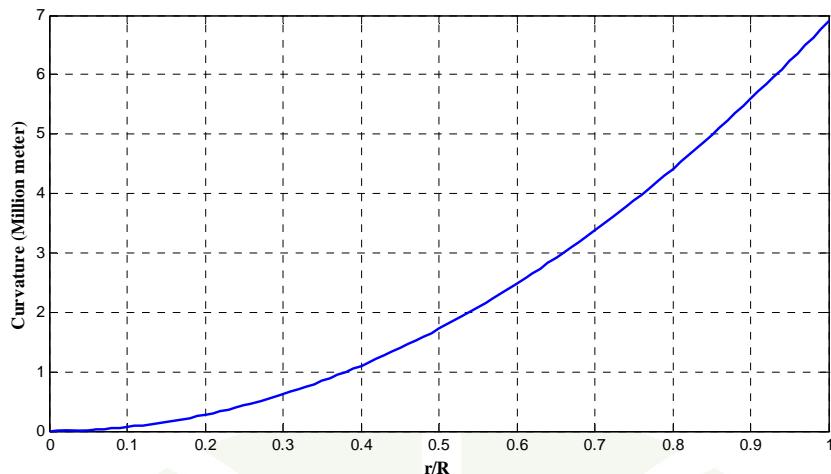
$$z(r) = \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G\rho}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{8\pi G\rho}{3c^2} r^2}\right) \quad (20)$$

چنانچه مقدار  $(r)$   $z$  را با جایگذاری مقادیر معلوم ساده سازی کنیم و با فرض آنکه  $x = \frac{r}{R_o}$  شعاع خورشید است

خواهیم داشت:

$$z(r) = 0.345 \times 10^{11} \left(1 - \sqrt{1 - 4 \times 10^{-4} x^2}\right) \quad (21)$$

که به ازای  $x = 0.4$  مقدار  $(r)$   $z$  عبارتست از  $1.1 \times 10^6 m$



شکل ۱- نمودار خمس در راستای شعاع خورشید بر حسب نسبت شعاع.

چنانچه پارامتر  $(r)$  را برابر با مؤلفه جابه‌جایی  $\tilde{\zeta}_r$  از معادله (۱) بگذاریم و همچنین از معادله (۱۴)  $\delta r$  فقط قسمت شعاعی را برداریم

$$\delta r = \sqrt{4\pi} \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\zeta}_r y_l^m(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \right\} \quad (22)$$

قسمت شعاعی از آنجا که ما در اینجا از اثر گرانش استفاده کرده‌ایم و با استفاده از مفهوم کروی بودن این اثر، انتخاب را محدود به  $m=0, l=0$  می‌کنیم. پس

$$y_0^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$$

این مقدار را در معادله (۲۲) جایگذاری می‌کنیم:

$$\delta r = z(r) \cos \omega t \quad (23)$$

در معادله حرکت بر حسب کمیت‌های اختلالی در سمت راست جمله اول منشأ به وجود آمدن  $p$  مدها است، جمله دوم طبق Cowling صفر می‌شود و جمله سوم منشأ به وجود آمدن  $g$  مدها است.  
بار دیگر با توجه به قبل فقط قسمت شعاعی  $\delta r$  را انتخاب می‌کنیم:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \delta r}{\partial t^2} = \rho' g_0 \quad (24)$$

$$\text{و حال } \delta r \text{ را از رابطه (۲۳) در رابطه (۲۴) جایگذاری می‌کنیم. } g = \frac{Gm}{r^2}$$

$$-\rho_0 \omega^2 z(r) \cos \omega t = \rho' g_0 \quad (25)$$

$$\Rightarrow -\rho_0 \omega^2 z(r) \cos \omega t = \rho' \frac{G\mu(r)}{r^2} = \rho' \frac{G\rho_0 \frac{4}{3}\pi r^3}{r^2} \quad (26)$$

که  $\rho'$  مقدار مختل شده چگالی است.

$$\Rightarrow -\omega^2 z(r) \cos \omega t = \rho' G \frac{4}{3} \pi r \quad (27)$$

مقدار  $\rho'$  را این طور انتخاب می‌کنیم:  $\rho' = ACos\omega t$  و در معادله فوق جایگذاری می‌کنیم.

$$\Rightarrow -\omega^2 z(r) \cos \omega t = -A \cos \omega t G \frac{4}{3} \pi r \quad (28)$$

علت این انتخاب را برای  $\rho'$  توضیح می‌دهیم:

$$\rho = \frac{M}{V} , \quad \rho = \rho_0 + \rho' = \frac{M}{V} = \frac{M}{V_0 + V'} \quad$$

که در آن  $V_0 + V'$  مختلف شده است.

$$\Rightarrow (\rho_0 + \rho')(V_0 + V') = M = Const.$$

$$\Rightarrow \rho_0 V_0 + \rho' V_0 + V' \rho_0 = M$$

از آنجا که جمله سمت راست و نیز اولین جمله سمت چپ نیز ثابت است پس باید جمله  $\rho' V_0 + V' \rho_0$  نیز ثابت باشد.  
این مقدار ثابت را برای سهولت صفر انتخاب می‌کنیم.

$$\rho' V_0 + V' \rho_0 = 0$$

$$\rho' V_0 = -\rho_0 V'$$

$$, V' = V'_0 \cos \omega t \Rightarrow \rho' = -\frac{\rho'_0 V'_0}{V_0} \cos \omega t = -\rho'_0 \cos \omega t \quad (29)$$

پس از معادله (28) داریم:

$$\omega^2 z(r) = \rho'_0 G \frac{4}{3} \pi r \Rightarrow \omega^2 = \frac{4 \pi G r}{3 z(r)} \quad (30)$$

$$\omega(r) = 2 \pi v(r) \quad (31)$$

با جایگذاری معادله (31) در معادله (30) فرکانس نوسانات داخلی بدست می‌آید.

$$v(r) = \left( \frac{\rho'_0 r G}{3 \pi z(r)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

با توجه به داده‌هایی که برای شعاع  $r = 0.4 R_0$  بدست آمده فرکانس نوسانات ۶۹۰ میکروهرتز است. با استفاده از این مقدار مرزی می‌توان معادله (32) را برآش کرد و مقدار  $\rho'_0$  را بدست آورد.

با محاسبات انجام شده این مقدار برای شعاع ۰.۴ میکروهرتز به این اندازه به دست می‌آید.

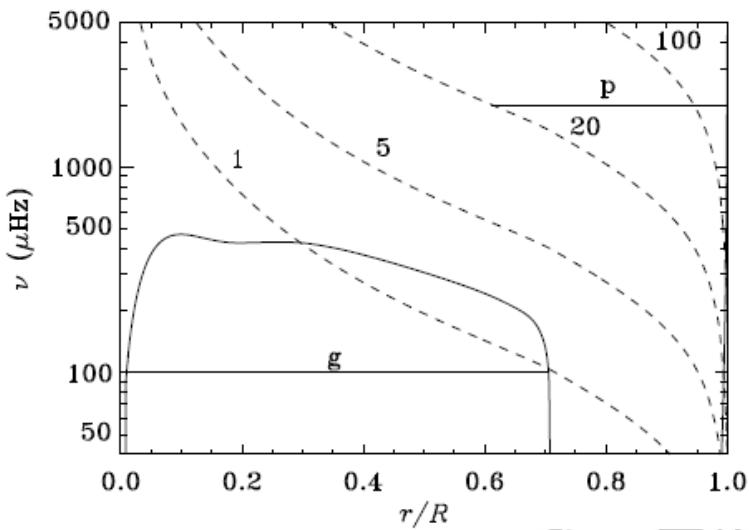
$$\rho'_0 = 267.65 \quad \left( \frac{kg}{m^3} \right)$$

با در دست داشتن مقدار  $\rho'_0$  و نیز فرمول  $R_0 = \sqrt{\frac{3.81 \times 10^{-11} x}{(1 - \sqrt{1 - 4 \times 10^{-4} x^2})}}$  با فرض  $x = R_0$  می‌توان معادله نهایی برای فرکانس به فرم زیر بدست می‌آید:

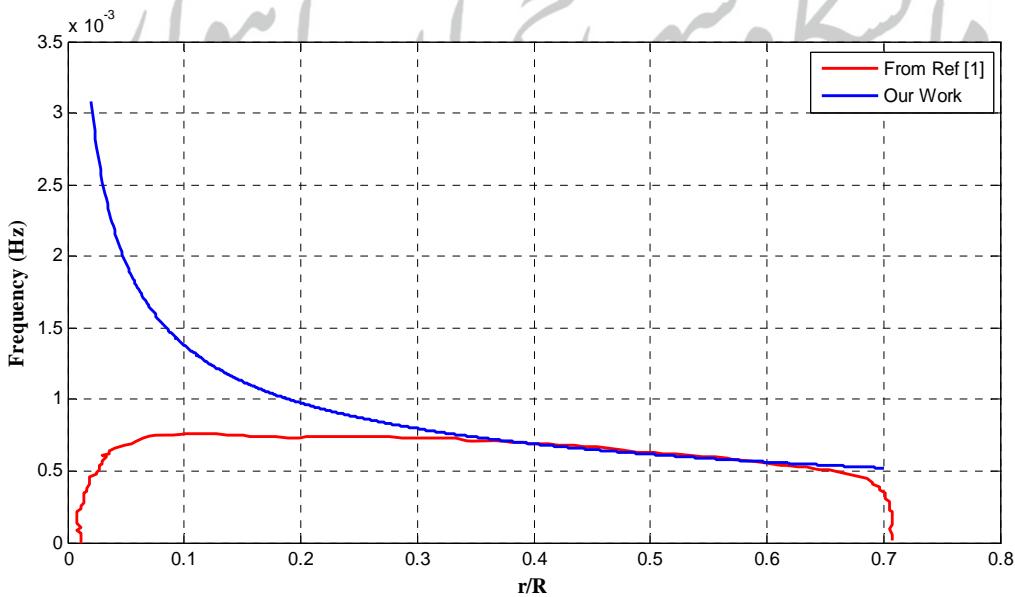
$$v(r) = \sqrt{\frac{3.81 \times 10^{-11} x}{(1 - \sqrt{1 - 4 \times 10^{-4} x^2})}} \quad (33)$$

## نتیجه گیری

در این مقاله فرمول محاسبه شده برای فرکانس  $\nu$  با فرض حضور متراکم جرم در داخل شعاع  $0.4R$  خورشید است که منجر به خمس فضا - زمانی در این ناحیه شده است. این خمس با فرض فضای نسبیتی حل شده است، که با تبدیل کردن آن به مقدار محاسبه شد در فضای اقلیدسی و حل آنالیتیکی معادلات در قلب خورشید حاصل شده است، این محاسبات با فرض  $m=0$  و  $l=0$  انجام شده است که میان اثر تقارن کروی گرانشی است. این فرکانس ها در مرکز بزرگ هستند و در نزدیکی  $0.4R$  با فرکانس  $690\text{ }\mu\text{Hz}$  میکروهرتز برابر شده اند. آنچه با این تطبیق دادن بدست آمده با داده های قبلی [1] در نموداری در زیر مقایسه شده که این دو نمودار تطابق مطلوبی را از مقدار  $0.3R$  نشان میدهد که حتی تا شعاع  $0.7R$  هم از همخوانی به نسبت بالایی برخوردار است.



شکل ۲ - نمودار فرکانس بر حسب فاصله‌ی شعاع خورشید [۴].



شکل ۳ - نمودار فرکانس از مرکز تا سطح که از تلفیق نمودار فرق با منحنی حاصل از محاسبات تئوری به دست آمده است.

**مراجع:**

- [1] Christesen-Dalsgaard, Lecture notes on Stellar Oscillation, Springer, 1997.
- [2] Jean Pierre Rozelot, the Sun's Surface and Subsurface, Springer, 2003.
- [3] Wm. Robert Johnston, Calculations on space-time curvature within the Earth and Sun, [www.johnstonsarchive.net/relativity](http://www.johnstonsarchive.net/relativity), 2008.
- [4] محمد اسماعیل زاده اقدم، نویسنات مد های  $g$ ، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه تبریز، ۱۳۸۶.



## ۶. مدولاسیون پریود مداری در سیستم UV Leo

داود منظوری

دانشگاه محقق اردبیلی-دانشکده علوم گروه فیزیک

**چکیده:** در این پژوهش تغییرات پریود سیستم UV Leo با استفاده از روش کالیمیریس مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج حاصل از آنالیز فوریه تابع  $P(E)$  تغییرات چرخه ای با پریود ۹.۹۶ و ۱۱۰ سال را نشان میدهد. با توجه به تغییرات چرخه ای تابع  $P(E)$  و نیز نوع ستاره های همدم که از رده طیفی G0 و G2 و به لحاظ مغناطیسی بسیار فعال می باشندو با الهام گرفتن از مدل اپلیگیت به منظور مطالعه وجود یا عدم وجود اثر چرخه مغناطیسی بر روی تغییرات پریود مداری سیستم، با گردآوری تغییرات روشناهی خارج از گرفت ها (در فازهای ۲۵ و ۷۵٪) از روی منحنی های نوری دسترس پذیر، تغییرات بلند مدت تابندگی ورنگ سیستم مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاصل دلالت بروجود چرخه ای  $10/4$  ساله دارد که سبب مدولاسیون پریود مداری از طریق مکانیزم اپلیگیت در این سیستم می گردد.

**۱- مقدمه:** سیستم دو تایی UV Leo با قدر دیدگانی  $V \text{ mag} = 8.9$  شامل دو ستاره ای خورشید مانند با رده ای طیفی G0، G2 است. این سیستم در قسمت پائین نمودار H-R قرار دارد، یعنی ناحیه ای که مطالعه نسبتاً اندکی بر روی آن صورت گرفته است. مهمترین و بارزترین کارهایی که در سالهای اخیر بر روی این سیستم انجام شده است عبارتند از:

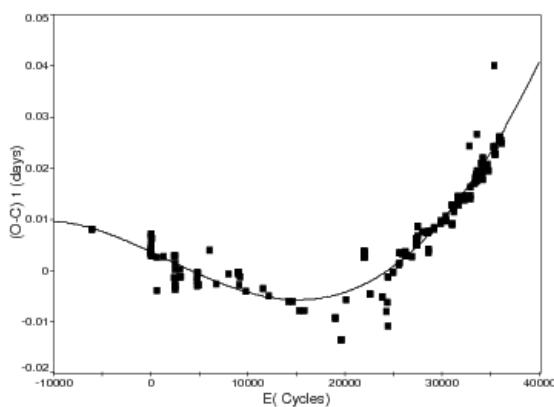
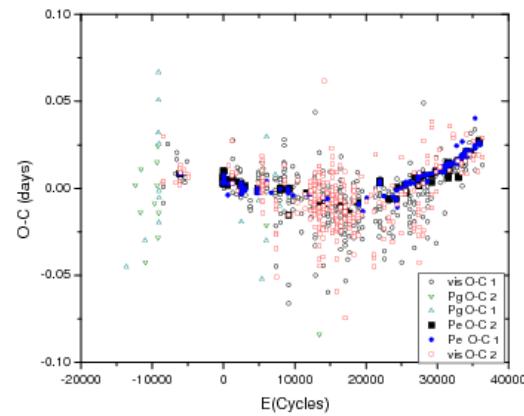
**منظوری** [۱] پارامترهای فیزیک و مداری سیستم را محاسبه و منحنیهای رنگ سیستم را مورد مطالعه قرار داده است. فردیک واتزل [۱] سیستم را از نظر نورسنجی فتوالکتریک در فیلترهای UBVIR مورد مطالعه قرار دادند. ضمن تخمین پارامتری های مداری و فیزیکی سیستم وجود دو لکه سرد را در عرضهای نسبتاً زیاد برروی همدم ثانویه گزارش کردند. نتایج فردیک واتزل نشان می داد که همدم اولیه به لحاظ اندازه کوچکتر و همدم ثانویه بزرگتر بوده، اما دارای جرم کمتری نسبت به همدم اولیه می باشد.

**پوپر** [۳] در سالهای ۱۹۹۳، ۱۹۹۵ و ۱۹۹۷ ضمن مطالعه طیف سنجی سیستم دریافت که هر دو همدم تقریباً دارای درخشندگی یکسان بوده و همدم ثانویه بر خلاف تخمین های نورسنجی انجام شده توسط فردیک واتزل دارای تابندگی اندکی کمتر نسبت به همدم اولیه می باشد.

**۲- مطالعه تغییرات پریود سیستم:** داده های O-C سیستم از منابع مختلف، عمدتاً از وب سایت به روز شده انجمن نجوم چک گردآوری و سپس توسط افرمی زیر

$$T=2432995.5538 + 0.6000853E$$

که از اطلس O-C کرانیز گرفته شده است. کلیه داده ها به یک اپک مشترک تبدیل گردیده و در شکل ۱ ترسیم شده اند.

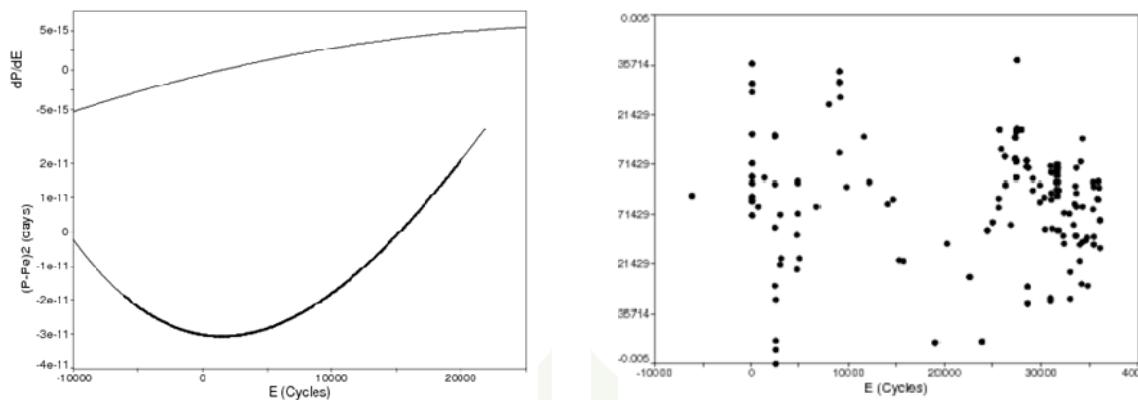
شکل ۲- منحنی  $O-C$  (فقط داده های فتوالکتریک) و برآش آن بكمک منحنی درجه ۴شکل ۱- نمایش تغییرات مقادیر  $O-C$  با علامت  $\times$  و

(O-C) دایره های تو پر

در مرحله بعد جهت تحلیل منحنی  $O-C$ ، به منظور رعایت دقیق بیشتر از داده های دیدگانی و فتوگرافیک صرفنظر شده و فقط داده های فتوالکتریک در شکل ۲ ترسیم شده، و در تحلیل منحنی  $O-C$  بکار رفته اند. بعد از ترسیم داده های  $O-C$ ، مشاهده شد یک (منحنی) چند جمله مرتباً ۴ که ضرایب آن به همراه خطاهای مربوطه در جدول شماره ۱ ذکر شده اند، بهترین برآزش را به داده ها نشان می دهد. شکل ۳ نمودار باقیمانده های  $(O-C)$  با منحنی برآزش شده درجه ۴ را نمایش می دهد. بعد از بدست آوردن ضرایب فیت از روش کالیمیرس [۴] تابع  $P(E)$ ، تغییرات پریود بر حسب دوره و  $dP/dE$ ، آهنگ تغییرات پریود بدست آمده و در شکل ۴ ترسیم شده اند.

جدول ۱- ضرایب بدست آمده برای برآش منحنی درجه ۴ به داده های  $O-C$ 

$c_0$	$Cor. Coeff.$	$St. Err$	$c_4$	$c_3$	$c_2$	$c_1$	
0.00464	0.8359	0.00346	2.592e-20	-2.577e-15	-1.690e-11	-9.677e-07	0.00464



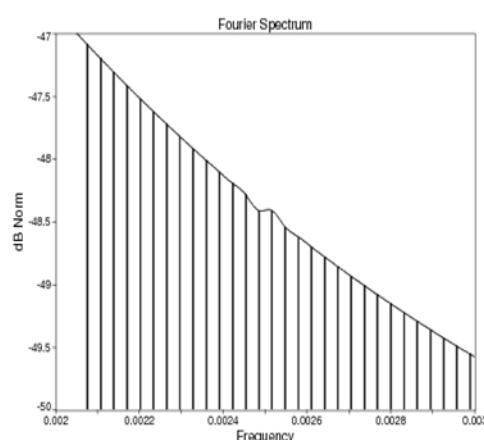
شکل ۴- منحنی تغییرات  $P_e = \frac{dP}{dE}$  و  $(P - P_e)/2$  نسبت به  $E$  (cycles)

شکل ۳- نمودار باقیماندهای (C-O) با منحنی برآذش شده درجه ۴

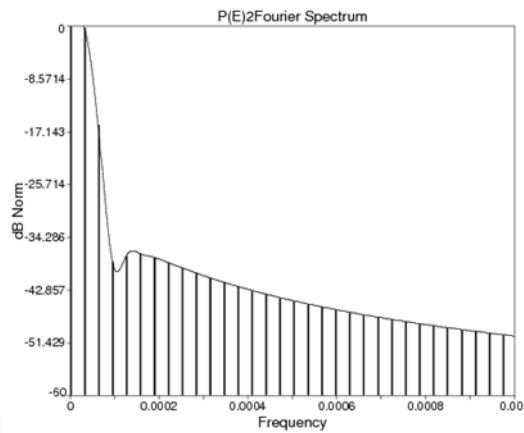
پس از محاسبه  $P(E)$  به منظور بی بردن به اینکه آیا پریود مداری توسط تغییرات دوره ای دیگری مدوله شده است یا نه ، تابع  $P(E)$  مورد تحلیل فوریه قرار گرفته است که نتایج آن در جدول ۲ تنظیم گردیده و طیف فوریه مربوطه در شکل ۵ و ۶ نشان داده شده اند. همانطور که از شکلها پیداست ، طیف فوریه مربوطه دارای دو قله واضح در فرکانسها ۰/۰۰۰۱۶۵ و ۰/۰۰۰۲۵۰۹ که پریود متناظر آنها ۹/۹۶ و ۱۰/۱۱ سال می باشد.

جدول ۲- حاصل آنالیز فوریه توابع  $P(E)$  و  $\Delta V$

تابع	فرکانس	dB Norm	پریود
$P(E)$	۰/۰۰۰۱۶۵	-۳۷/۱۱۵	۹/۹۶±۱/۱۵
$P(E)$	۰/۰۰۰۲۵۰۹	-۵۷/۴۲۷	۱/۱۰±۱/۴۰
$\Delta V$	۰/۰۰۰۱۴۵۴	-۲۳/۴۷۸	۱۸/۸۸±۲/۰۷
$\Delta V$	۰/۰۰۰۲۶۱	-۲۸/۲۸۶	۱۰/۴۹±۱/۳۲



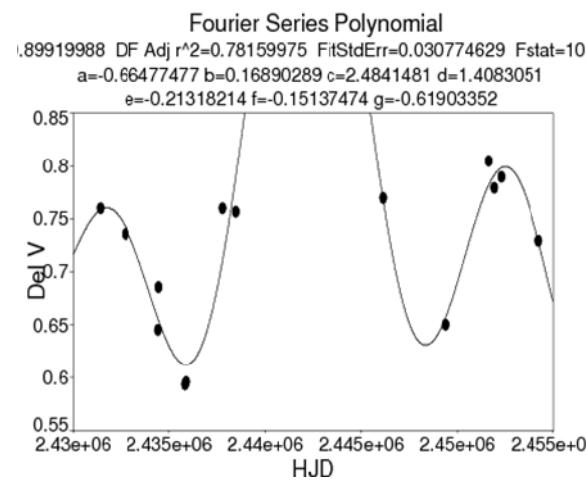
شکل ۶- طیف فوریه تابع (p-pe) با مقیاس متفاوت ستاره ای دوتایی UV Leo



شکل ۵- طیف فوریه تابع (p-pe) ستاره ای دوتایی UV Leo

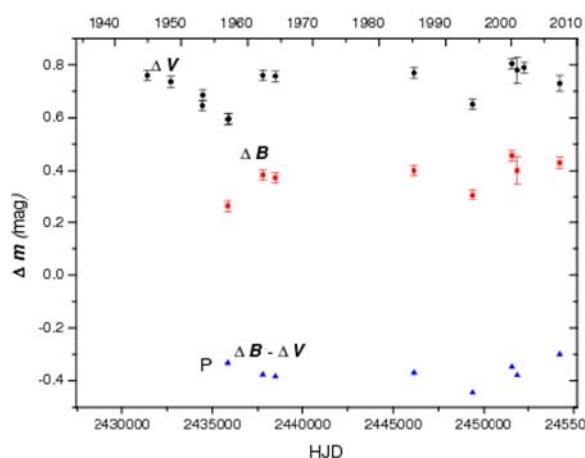
شکل ۵ به ظاهر فقط یک قله را نشان می دهد. اما در واقع قله دیگری در فرکانس **0.002509** وجود دارد که به علت دامنه نسبی (قدرت) اندک در شکل مذکور نمایان نمی باشد. بنابراین شکل ۶ با انتخاب مقیاس مناسب طوری ترسیم شده است که قله دوم نیز نمایان شده است.

**۳- بررسی تغییرات تابندگی:** به منظور بررسی تغییرات تابندگی در این سیستم، منحنی های نوری منتشر شده این سیستم از سال ۱۹۵۰ به بعد گردآوری و شدتهای خارج از گرفت در فازهای  $0/0$  و  $0/75$  در فیلترهای  $V$  و  $B$  تعیین شده اند. سپس قدرهای دیفرانسیلی  $\Delta V$  و  $\Delta B$  (به معنی قدر ستاره متغیر- منهای قدر ستاره مقایسه ای) محاسبه و در جدول ۳ تنظیم گردیده اند. در حین گردآوری این داده ها از آنجا که مولفین مختلف ستاره های مقایسه ای متفاوتی را بکار برد بودند، لذا همه داده های موجود نسبت به یک ستاره مقایسه (**BD+152227** تبدیل) و سپس منحنی تغییرات تابندگی  $\Delta V$  و  $\Delta B$  و تغییرات رنگ  $\Delta B - \Delta V$  در شکل ۷ ترسیم شده اند. همانطور که از این شکل پیداست، تغییرات چرخه ای در تابندگی و رنگ به ویژه در فیلتر  $V$  قابل توجه است.



شکل ۸- نمودار تغییرات نور بیشینه خارج از گرفت اول فاز نور ۲۵

۰ در فیلتر  $V$  و برآش آنه توسط یک منحنی درجه ۶



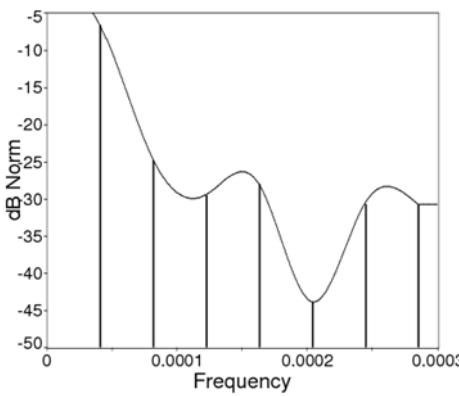
شکل ۷- نمودار تغییرات تابندگی بیشینه خارج از گرفت اول (فاز

۰/۷۵ در فیلترهای  $V$  و  $B$  بالا و رنگ پائین

نهایتاً نظر به اینکه تعداد داده ها در فیلتر  $V$  نسبت به داده ها در فیلتر  $B$  بیشتر بود، لذا مجدداً داده های  $\Delta V$  (در فاز  $0/25$ ) در شکل ۶ ترسیم و توسط یک چندجمله ای فوریه که ضرایب آن در بالای شکل ۸ به همراه ضریب همبستگی و خطاهای مربوط به برآذش ذکر شده اند. پس از برآذش منحنی،تابع بدست آمده مورد آنالیز فوریه قرار گرفته است که نتایج این تحلیل در جدول ۲ ذکر و طیف فوریه مربوطه در شکل ۹ نمایش داده شده است. چنانکه از شکل پیداست، این طیف نیز دارای دو قله واضح در فرکانسها  $f = 0.0001454$

و  $f = 0.000261$  که به ترتیب با پریودهای  $18/88$  و  $10/49$

سال متناظر می باشدند.



شکل ۹- طیف فوریه تابع  $\Delta V$  ستاره ای دوتایی UVLe

۴- نتایج و بحث: در ستارگان دوتایی نزدیک که حداقل یکی از همدهما از نوع ستارگان تحول یافته (Late type) می باشد، وجود فعالیت مغناطیسی باعث تغییرات شکل هندسی سیستم به علت تغییرات در توزیع تکانه زاویه در لایه های خارجی ستاره فعال شده و در نتیجه گشتاور چهار قطبی گرانشی سیستم تغییر می یابد. این تغییرات در توزیع تکانه زاویه ای از طریق تغییرات میدان گرانشی به مدار سیستم منتقل شده و باعث تغییرات دوره تناوب مداری می شود. مدل اپلیگیت [5] سه خصوصیت مشاهده پذیر به شرح زیر را پیش بینی می کند:

۱- چرخه تغییرات تابندگی بلند مدت با پریود مدو لاسیون تغییرات پریود مداری باید یکسان باشد.

۲- تغییر در نور سیستم باید یا رنگ سیستم هم فاز باشد، بعارت دیگر ستاره به موازات درخشانتر شدن باید آبی تر به نظر آید.

۳- تغییرات در تابندگی ناشی از تغییرات چهار قطبی مغناطیسی در حدود  $mag 1/10$  است.

با مراجعه به شکل ۴ و رفتار چرخه ای تابع ( $E$ )  $P$  تغییرات پریود با زمان و تا حدودی  $dP/dE$  ، اثرگذاری عاملی با تغییرات تقریباً منظم را بر روی پریود مداری به ذهن متبار می سازد، چنین تغییراتی می تواند ناشی از وجود جرم سوم در مدار با سیستم ویا حرکت قطر اطول مداری باشد. حرکت قطر اطول را به راحتی میتوان رد کرد، زیرا که لازمه وجود چنین عاملی مداری کشیده با خروج از مرکز بالا می باشد. مراجع [3] را بینید. چنین امری در مورد این سیستم صحت ندارد، مقاله های [2] و [3]. دو مین شرطی که باید در حرکت قطر اطول برآورده شود، نمودارهای  $1(O-C)$  و  $2(O-C)$  باید در فاز مخالف باشد. اما با مراجعه به شکل ۱ و ۲ متوجه می شویم

که این نقاط کاملا همفاز هستند. بنابراین حرکت قطر اطول را نمی توان به عنوان یک عامل تغییرات پریود در این سیستم به حساب آورده.

جرم سوم: وجود جرم سوم باعث می شود که نمودار (O-C) سیستم تغییراتی سینوسی منظم را نشان دهد. اما مراجعه به شکل‌های ۱ و ۲ چنین تغییرات منظمی مشاهده نمی شود. از شکل‌های ۱ و ۲ واضح است که پراکندگی داده‌ها O-C به صورت سهمی که انحنای آن به طرف بالاست. لذا علیرغم اینکه الماسلی [6] تغییرات این سیستم را به وجود جرم سوم نسبت داده است. اما شکل تغییرات منحنی (O-C) سیستم به گونه‌ای است که به عقیده مولف نمی توان جرم سوم را عامل تغییرات پریود دانست.

از سوی دیگر تغییرات تابع (E) P و نمودار (O-C) به صورت چرخه‌ای بوده و تحلیل فوریه تابع (E) همانطور که اشاره شد، دو پریود را بدست می دهد. ۹/۹۶ و ۱/۱۰ سال، از طرفی دیگر با عنایت به تغییرات تابندگی و شکل‌های ۵ و ۶ نیز تحلیل فوریه تابع  $\Delta V$ ، دو پریود ۱۸/۹ سال و ۱۰/۴۹ سال را بدست داد جدول ۲، که به نظر می رسد اولی به خاطر پنجره موجود در داده‌ها بین سالهای ۱۹۶۸ تا ۱۹۸۵. اما پریود دوم ۱۰/۴۹ سال بسیار نزدیک به ۹/۹۶ سال است، لذا مورد اول نظریه اپلیگیت [5] برآورده شده است. مقایسه مقادیر  $\Delta V$  و  $\Delta B - \Delta V$  و  $\Delta B$  ترسیم شده در شکل همفازی بین منحنی روشنایی  $\Delta B$  و منحنی رنگ ( $\Delta B - \Delta V$ ) کاملا مشهود است و این یعنی تایید مورد دوم نظریه اپلیگیت. با مراجعه مجدد به شکل ۷ مشاهده می شود که دامنه متوسط  $\Delta V$  و  $\Delta B$  به زحمت از ۱/۰ تجاوز میکند. یعنی مورد سوم نظریه اپلیگیت تایید شده است. علاوه بر موارد فوق، محاسبات انجام شده توسط مولف بر روی سیستم طی مقاله [1] وجود مکانیزم ایلیگیت را در سیستم تائید می کند.

## مراجع

[1] منظوری (زیر چاپ) مجله پژوهشی فیزیک ایران جلد ۹ شماره ۳ پاییز ۱۳۸۸

[2] Frederik, M.C.G. & Etzel, P.B., 1996, AJ, 111, 2081.

[3] Popper, D.M., 1997, AJ, 114, 119

[4] A Kalimeris, H R Iivaniou, and P Rovithis, Astron. & Astrophys. 282 (1994) 775

[5] J H Applegate, Astrophys. J. 385 (1992) 621

[6] Elmasli, A., Aksu, O., Kara, A., Albayrak, B., Ak, T. & Selam, S.o.: 2005, ASPC, 335, 287

## ۴. طراحی و ساخت بزرگترین ساعت خورشیدی حلقوی کشور

ذبیحین پور ، سید محمد<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده علوم پایه، دانشگاه پیام نور، مرکز جهرم

### چکیده

ساعت‌های آفتابی به عنوان اولین ساعت‌ها ساخته شده توسط نوع بشر بسیار مهم می‌نمایند. یک ساعت خورشیدی از قسمت‌های مختلفی تشکیل شده است که شامل صفحه ساعت، شاخص، قاعده و درجه بنده صفحه و... است.

در این مقاله بطور خلاصه مراحل ساخت یک ساعت خورشیدی از نوع چند حلقه‌ای که شامل سه حلقه هم اندازه از جنس پروفیل، یک لوله آهنی رو به شمال جغرافیایی جهت شاخص که زاویه اش با افق برابر عرض جغرافیایی محل نصب و یک صفحه که با افق زاویه ای برابر متمم عرض جغرافیایی محل می‌سازد و شامل یک تقسیم بنده دوازده ساعته است و سایه شاخص بر روی صفحه ساعت، زمان را نشان می‌دهد، می‌باشد.

### مقدمه

قبل از اختراع ساعت‌های مکانیکی و الکترونیکی متداول امروزی، ساعت آفتابی وسیله معمولیاندازه گیری زمان بود که در سطح وسیعی به کار گرفته می‌شد. تکامل ساعت‌های مکانیکی در اوایل قرن بیستم صورت گرفت و قبل از آن در بیشتر نقاط دنیا، ساعت‌های آفتابی بیش از هر وسیله دیگری برای سنجش زمان بکار می‌رفت.

به طور قطع مسئله تغییر طول و محل سایه که شیء ایستاده به علت حرکت ظاهری خورشید در طول روز، برای انسان‌های قدیمی پدیده ای شناخته شده بوده است. آنها می‌توانستند با فرو بردن یک چوب دستی در زمین سایه آن را مورد مطالعه و دقت قرار دهند. همچنین به طور قطع می‌توانستند با قرار دادن تکه‌های متعدد سنگ انتهای سایه‌ها به فواصل زمانی کوتاه، اوقات کوتاه مدت را در طول روز مشخص نمایند.

قدیمی‌ترین ساعت آفتابی بدست آمده متعلق به ۱۵۰۰ سال قبل از میلاد مسیح و مربوط به مصریان است. نکته قابل توجه این است که - برعکاف امروز که ساعت با طول زمانی مساوی به کار می‌رود - مصریان ساعت با طول زمانی نامساوی را بکار می‌گرفتند. این مطلب از آنجا ناشی می‌شود که مصریان زمان بین طلوع و غروب آفتاب در یک روز را به ۱۲ قسمت مساوی تقسیم می‌نمودند. چون طول روز در تمام سال برابر نمی‌باشد، لذا ساعت‌های بدست آمده بجز در روز معینی که برای آن حساب شده اند با هم برابر نیستند. البته لزوماً برای مدرج کردن ساعت تمام روزهای سال را در نظر نمی‌گرفتند، کافی است که در روز اول بهار و اول پاییز<sup>۱</sup> که طول شب

روز برابر است و همچنین در روزهای اول تابستان و اول زمستان که شب و روز با هم بیشترین اختلاف را دارند، درجه بندی صفحه را انجام داد.

در حدود صد سال بعد از بوجود آمدن اصول اقلیدس، اصول مخروط شناخته شد. از آن به بعد ساعت‌ها به شکل مخروط کنده کاری شده، ساخته می‌شدند که مزیت آن بر انواع قبلی، دقت بیشتر آنهاست. یکی از جالب ترین آثاری که از یک قرن قبل از میلاد مسیح بجا مانده و هنوز پابرجاست، برج بادها<sup>۱</sup> در یونان است. علاوه بر خود این برج که به شکل هشت وجهی و بسیار مورد توجه است، ساعت‌های خورشیدی واقع بر هشت وجه آن نیز اهمیت بسیار دارند.

در قرن دوم میلادی، بطیموس<sup>۲</sup> در رساله مهم خود، در ریاضیات و نجوم روش‌های ساختن ساعت‌های خورشیدی با استفاده از روش آنالما را تشریح نموده است، بطوری که بتوان از طریق هندسی، امتداد یک سایه را تصویر نمود. ابوالحسن، دانشمند عربی که اوایل قرن سیزدهم میلادی می‌زیسته است، روش بکار بردن ساعت با طول مساوی زمانی را - که امروزه متداول است - ارائه نموده است.

دوران رنسانس، اوج استفاده از ساعت‌های خورشیدی و سنجش وقت بوسیله خورشید است. ساعت آفتابی بصورت یک ابزار دقیق علمی و قابل اعتماد درآمد که تنها عیب آن لزوم تابش آفتاب بود. حتی ساعت‌هایی ساخته شد که بوسیله آن می‌شد در شب‌های مهتابی با رصد نمودن ستارگان و یا با استفاده از نور ماه وقت را سنجید.

البته باعث تعجب است که گفته شود اختراع ساعت‌های مکانیکی نه تنها باعث عقب افتادن ساعت‌های خورشیدی نشد بلکه موجبات پیشرفت آن را نیز فراهم کرد. چه ساعت‌هایی مکانیکی ساخته شده در آن زمان زیاد دقیق نبودند لذا اغلب ساعت‌های خورشیدی دقیق را برای میزان کردن ساعت‌های مکانیکی بکار می‌بردند.

امروزه نیز اگر این گونه ساعت‌ها با دقت و تکنولوژی حاضر ساخته شود، دقت آن‌ها در نشان دادن وقت همه را به تعجب و اخواهد داشت.

## شرح روش ساخت

نخست با مطالعات اولیه بر روی انواع ساعت آفتابی تصمیم به ساخت ماکت‌های ساعت آفتابی از نوع استوایی گرفتیم. با توجه به متفاوت بودن اشکال این نوع ساعت و به تبع آن تفاوت در نحوه ساخت و مدرج کردن آن‌ها شروع به ساخت ماکت‌هایی متفاوت نمودیم.

پس از آزمایش‌های عملی که بر روی هر کدام از ماکتها انجام گردید، بهترین گزینه برای ساخت ساعت آفتابی در اندازه بزرگ ساعت خورشیدی چند حلقه‌ای انتخاب گردید. این ساعت از نقطه نظر طراحی بسیار قابل انعطاف بوده و از نظر آموزشی نیز بسیار قابل استفاده

1- The Tower of winds  
1- Ptolemy  
2- Almagest

است. در حقیقت چنانکه از اسم آن پیداست، این دستگاه نجومی قدیمی از چند حلقه که تشکیل یک کره توخالی را می دهند، بوجود می آید. در آن ها معمولاً ده حلقه که نماینده دایره های مهم کره سماوی و یا کره زمین از جمله: استوا، دایره افقی، دایره البروج، می باشد، در وضعیت مناسب نسبت به همدیگر قرار داده می شوند.

در ابتدا مهم ترین مساله انتخاب جنس و ماده مناسب قابل دسترس جهت ساخت ساعت در اندازه بزرگ بود که البته می بایست قابلیت خم شدن را نیز دارا باشد لذا برای این منظور از سه شانه پروفیل که قابلیت خم شدگی دارد استفاده نموده و آن ها را توسط دستگاه مخصوص به شکل دایره کامل خم نمودیم (با قطر داخلی ۱۷۶cm). شاخص نیز از یک میله استوانه ای از جنس آهن با طولی برابر با قطر حلقه ها ساخته شد و صفحه ساعت را یک ورق آهنی با قطر یک میلی متر که قابلیت خم شدن به شکل نیمداire را داشت انتخاب نمودیم.

ساعت را می بایست به گونه ای طراحی می نمودیم که زاویه های شاخص، صفحه و جهت رو به شمال شاخص - به دلیل ایجاد شدن خطاهای احتمالی - قابل تغییر باشند. برای این منظور در دو طرف شاخص بلبرنگی به کار برده شد که میله شاخص به راحتی بتوا ند بر روی محیط حلقه حرکت کند و در محل مورد نظر با استفاده از یک پیچ محکم شود. در دو طرف صفحه نیز پیچ های قابل تنظیمی به کار بردم که صفحه را در مکان مورد نظر تنظیم می نمود. در مورد تنظیم جهت روبه شمال شاخص نیز از دو لوله استوانه ای فرو رفته در هم به عنوان پایه ساعت استفاده کردیم؛ بدین گونه که از لوله ای به طول ۹۰ cm که تنها ۳۰ cm آن بالای سطح زمین قرار دارد و لوله دیگر با طول ۸۰cm و قطری کمتر از لوله اولیه در آن فرو می رفت، به کار برده شد. دو پیچ در دو طرف لوله بیرونی جوش داده به طوری که بعد از تنظیم جهت شاخص به سمت شمال، باستن پیچ ها پای ساعت کاملاً محکم می شود.

سازندگان ساعت های آفتابی معتقدند که یک ساعت آفتابی کامل علاوه بر دقت بالایی که باید داشته باشد، شکل ظاهری آن نیز بسیار پر اهمیت است. بنابراین باید رنگی را انتخاب می کردیم که علاوه بر هماهنگی با رنگ صفحه منعکس کننده خوبی از نور خورشید نباشد تا مانع از دیدن سایه بر روی صفحه نشود. رنگ مسی برای این کار بسیار مناسب بود.

اعداد بر روی صفحه هم باید از رنگ و فرم مناسبی انتخاب می گردید که علاوه بر زیبایی، به راحتی قابل خواندن باشد. رنگ مشکی برای این هدف مناسب می نمود و به همان دلایل انتخاب رنگ بدنه ساعت، مشکی را نیز برای شاخص به کار بردم.

مرحله بعدی تعیین جهت شمال آسمان و اندازه گیری دقیق عرض جغرافیایی بود. همان طور که گفته شد، ستاره قطبی در حال حاضر تقریباً جهت دقیق شمال جغرافیایی را مشخص می کند. برای تعیین جهت شمال، از دوربین ثنودولیت و تنظیم آن بر روی ستاره قطبی استفاده شد. و با استفاده از همین دوربین، عرض جغرافیایی را نیز اندازه گیری کردیم. برای مطمئن شدن از اندازه عرض جغرافیایی مقدار آن را با GPS نیز مشخص نمودیم که با مقدار اخیر تنها اختلافی در حدود یک درجه داشت.

بعد از آن نیاز بود که صفحه و شاخص را به ترتیب با متمم عرض جغرافیایی و عرض جغرافیایی تنظیم کنیم. با توجه به بالاتر بودن آن ها از سطح افق و انحنای صفحه تنظیم مستقیم زاویه ها امکان پذیر نبود بنابراین از تاثرات زاویه ها استفاده کرده و صفحه و شاخص را تنظیم کردیم.

## نتیجه گیری

ساعت حلقه ای یکی از انواع دقیق ساعت های خورشیدی نوع استوایی است که سطح داخلی حلقه مربوط به دایره استوا تشکیل صفحه مدرج اینگونه ساعت را می دهد و شاخص آن از یک میله نازک تشکیل شده است که از دو قطب کره گذشته و موازی محور زمین می باشد. ارتفاع زاویه ای لبه شاخص - که همان میله نازک است - برابر عرض جغرافیایی محل تنظیم می شود؛ به عبارت دیگر میله شاخص با سطح افق زاویه ای برابر عرض جغرافیایی محل را دارد و خط ساعت ۱۲ ظهر خورشیدی اینگونه ساعت ها باید در امتداد صفحه نصف النهار محل باشد. این ساعت می تواند ساعت خورشیدی روز - از طلوع تا غروب آفتاب - را نشان دهد.

پس از کسب اطلاعات کافی و مورد نیاز درباره این نوع ساعت خورشیدی شروع به ساخت آن نموده و با پیمودن مراحل ساخت بیان شده در قبل موفق به ساخت آن شدیم. ساعت ساخته شده در حال حاضر در محوطه دانشگاه پیام نور مرکز جهرم نصب گردیده و مورد استفاده قرار می گیرد.

لازم به ذکر است که ساعت ساخته شده که از نوع حلقه ای می باشد، در حال حاضر بزرگترین ساعت خورشیدی شناخته شده در نوع خود در کشور است. نتایج به دست آمده با زمان مکانیکی تطابق بسیار خوبی دارد. بخشی از نتایج به دست آمده به شرح زیر است:



۱- ساعت مکانیکی بر طبق ساعت رسمی کشور در ۶ ماهه اول سال می باشد.

**مراجع**

ساعت های خورشیدی- اصول و راهنمای ساخت، علی احیایی، ماشاءالله، تهران، انتشارات امیر کبیر، چاپ اول، ۱۳۶۹.

ساخت و ساخت ساعت های آفتابی، جنکینز، جرالد و بیر، مگدالن، ترجمه محمد باقری، تهران، شرکت انتشارات علمی و فرهنگی، ۱۳۸۵.

عنوان اصلی کتاب:

Sundial &timedial: a collection of working models to cut-out and glue together

و سایتهاي:

<http://www.sundials.org/>  
<http://www.sundialsoc.org.uk/>  
<http://sundials.gnomonica.com/>  
<http://www.shakhes.org/>  
<http://www.digitalsundial.com/>  
<http://en.wikipedia.org/wiki/Sundial>  
<http://www.mysundial.ca/tsp/tsp.html>  
<http://www.lmsal.com/YPOP/Classroom/Lessons/Sundials/sundials.html>  
<http://www.liverpoolmuseums.org.uk/nof/sun/san5.html>  
<http://www.jgiesen.de/analemma/>  
<http://www.visitredding.org/sundial.cfm>  
<http://www.steveirvine.com/sundial.html>  
<http://www.uwrf.edu/sundial/welcome.html>  
<http://www.infraroth.de/cgi-bin/slinks.pl>  
<http://liftoff.msfc.nasa.gov/Academy/Earth/Sundial/Sundial-how.html>  
[http://www\\_qwerty\\_com](http://www_qwerty_com)

# دانشگاه شید همراه اهواز



## ۸. ردیابی موج ای آئی تی و تاریکی

علیپوراد، نسیبه<sup>۱</sup>؛ دکتر صفری، حسین<sup>۲</sup>

گروه فیزیک، دانشگاه زنجان

### چکیده

تاریکی و امواج تاج، بهترین دلیل بر شکل‌گیری مجلد میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس تاج، وابسته به شروع سی‌ام‌ای است. مکانیزم فیزیکی قبل موج ای آئی تی، هنوز هم واضح نیست. آن‌ها به صورت امواج ام‌اچ‌دی و یا اثری از تراکم پلاسمای در مرزهای توسعه یافته تاریکی مطرح می‌شوند. در این مقاله ردیابی خودبُخودی و آنالیز موج ای آئی تی و تاریکی در تصاویر ای‌یووی نشان داده می‌شود. علاوه بر آن راهی برای استخراج این رویدادها از داده پیشنهاد می‌شود و پارامترهایی از قبیل زمان عمر، عمق، مساحت و حجم تاریکی تعیین می‌شود. برای موج ای آئی تی، نزدیک به وضعیت مینیمم خورشید، مرکز فوران، جبهه موج ای آئی تی و سرعت انتشار آن تعریف می‌شود. در مجموع روش‌های ارائه شده نگرش جدیدی درباره شکل هندسی تاریکی و ارتباط آن با ویژگی‌های جبهه موج ای آئی تی را نشان می‌دهد.

### مقدمه

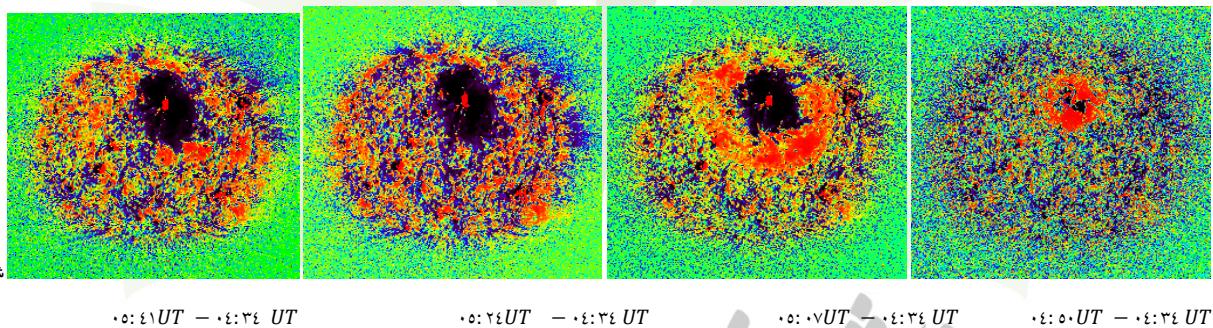
اختلال‌های بزرگ مقیاس میدان مغناطیسی تاج در طول شروع سی‌ام‌ای، توسط تاریکی و موج ای آئی تی به صورت تماشایی تری آشکار می‌شود [۱]. موج ای آئی تی به وسیله تلسکوپ تصاویر فرابنفش (T) در سوهو، به صورت ساختاری شبیه به موج ناپایدار، با افزایش انتشار تاج به دنبال گسترش ناحیه تاریکی کشف می‌شود. تحقیقات گذشته درباره تاریکی و موج ای آئی تی، انتشار شبیه همگرا در بخش‌های زاویه‌ای بزرگ و شبیه متقارن، در اطراف مرکز فوران را نشان می‌دهد [۲]. موج ای آئی تی به صورت اختلال ام‌اچ‌دی بیان می‌شود که شبیه به امواج مرتن مشاهده شده در  $H\alpha$  است [۳]، هرچند سرعت موج ای آئی تی معمولاً دو تا سه برابر کوچک‌تر است. جایی که موج ای آئی تی شبیه ایستاست، این امواج به صورت اثری از تراکم پلاسمای در انتشار مرز تاریکی، در ناحیه‌ای از خطوط میدان مغناطیسی باز شده مطرح می‌شوند [۴]. به طور مشابه، مطابق با مدهای تئوری چن و همکارانش موج ای آئی تی، موج واقعی نیست اما با باز شدن پی‌درپی خطوط میدان مغناطیسی بسته شکل می‌گیرد [۵، ۶]. این نویسنده‌ها اظهار می‌دارند که مرزهای جبهه‌ی روشن ای آئی تی با گسترش ناحیه تاریکی ارتباط دارند و هر جبهه موج ای آئی تی منبع یک اختلال جدید است که امواجی با مدهای سریع منتشر می‌کنند. هر دو مدل، ساختار موج ای آئی تی و تاریکی را به هم مربوط می‌سازند. در این مقاله روش جدیدی برای انتشار خودبُخودی تاریکی و موج ای آئی تی با استفاده از داده‌های ۱۲ می ۱۹۹۷ که به وسیله ای آئی تی / سوهو مشاهده شده، پیشنهاد می‌شود [۷]. ما فرض می‌کنیم که موج ای آئی تی و تاریکی به شدت به فاصله از مرکز فوران بستگی دارند. بنابراین در سیستم مختصات قطبی کار می‌کنیم، به طوری که منحنی‌های کروی سطح خورشید در محل فوران متمرکز می‌شوند. فوران به صورت هاله‌ی سی‌ام‌ای به وسیله لاسکو ردیابی می‌شود.

### ۱. مروری بر رویداد

رویدادهای دینامیکی قرص خورشید (از قبیل تاریکی و موج ای‌آی‌تی) با استفاده از دو دسته اختلاف تصاویر مورد مطالعه قرار می‌گیرد. تصویر اختلاف پی‌درپی، با تفاضل تصویر فعلی از تصویر قبل آن مشاهده می‌شود. تصویر اختلاف پایه یا اختلاف ثابت، با تفاضل یک تصویر با مرجع ثابت که قبل از رویداد گرفته شده، از هر تصویر بعدی ایجاد می‌شود. اگر عمق واقعی تاریکی بین دو تصویر کاهش پیدا کند، این انتشار مصنوعی افزایش می‌یابد. تصاویر اختلاف ثابت (شکل ۱.الف)، ساختار هندسی و ویژگی‌های فیزیکی و دینامیکی تاریکی را بهتر نشان می‌دهند. تصاویر اختلاف پی‌درپی (شکل ۱.ب)، برای مطالعه‌ی ویژگی‌های موج ای‌آی‌تی نظری سرعت شعاعی انتشار جبهه، ویژگی غیر همگن جبهه‌ی متتمرکز و دینامیک جبهه‌ی موج مفید است.

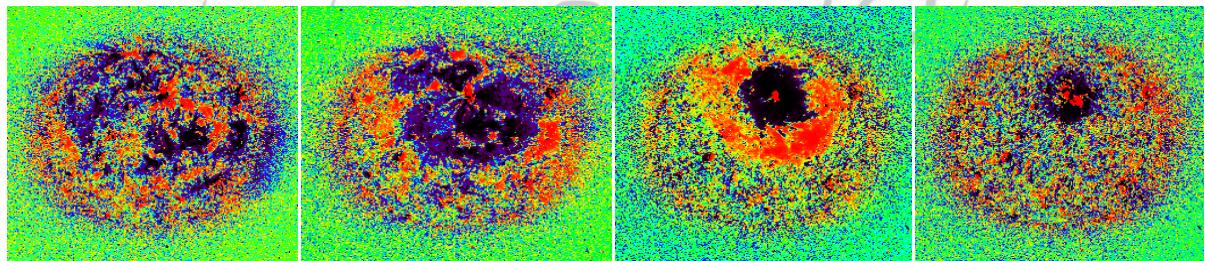
## ۲. ردیابی رویداد

تصاویر، به وسیله ای‌آی‌تی/سوهو در طول موج  $195\text{\AA}$  مشاهده می‌شوند. ردیابی موج ای‌آی‌تی بدون استفاده از اطلاعات فضایی مبنی بر ویژگی‌های توزیع هیستوگرام (پیکسل  $256 \times 256$ ) تصاویر اختلاف پی‌درپی انجام می‌شود.



شکل ۱.الف)

۰۵:۴۱UT – ۰۴:۲۴UT      ۰۵:۲۴UT – ۰۴:۲۴UT      ۰۵:۰۷UT – ۰۴:۳۴UT      ۰۴:۵۰UT – ۰۴:۳۴UT

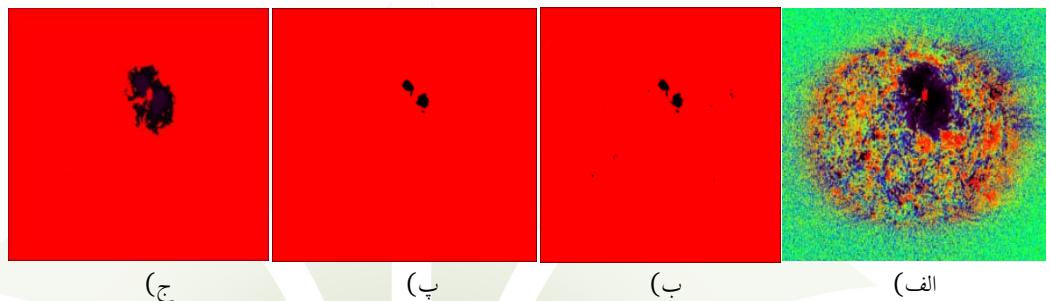
شکل ۱.ب)  $UT - UT$  ۰۵:۴۱UT - ۰۵:۲۴UT      ۰۵:۲۴UT - ۰۵:۰۷UT      ۰۵:۰۷UT - ۰۴:۵۰UT      ۰۴:۵۰UT - ۰۴:۳۴UT

شکل ۱: اختلاف تصاویر، از تصاویر ای‌آی‌تی در ۱۲ می ۱۹۹۷ با طول موج  $195\text{\AA}$ . شکل ۱.الف) اختلاف ثابت از  $UT - UT$  و گسترش ناحیه تاریکی را شرح می‌دهد. شکل ۱.ب) تصاویر اختلاف پی‌درپی و انتشار موج ای‌آی‌تی را نشان می‌دهد.

## ۳. استخراج تاریکی

برای تعیین ویژگی‌هایی از قبیل ساختار، مرزها و شدت، فرض می‌کنیم که ناحیه‌های تاریکی به هم می‌پیوندند. بنابراین مساحت آنها نسبت به مساحت‌های دیگری که شدت در آن‌ها کاهش یافته، خیلی بزرگ‌تر است. پیکسل‌ها را در دو گروه، طرح پیکسل ماکریم و مینیم دسته‌بندی می‌کنیم. طرح پیکسل ماکریم با انتخاب همه پیکسل‌ها در اختلاف تصویر، زیر آستانه‌ی ضعیفی ایجاد می‌شود. همه پیکسل‌های مطابق با مساحت تاریکی، طرح پیکسل ماکریم را در بر می‌گیرند. هیستوگرام تصاویر اختلاف ثابت، توزیع پیک نزدیک به صفر و پهنای معین  $5$  را نشان می‌دهد. طرح

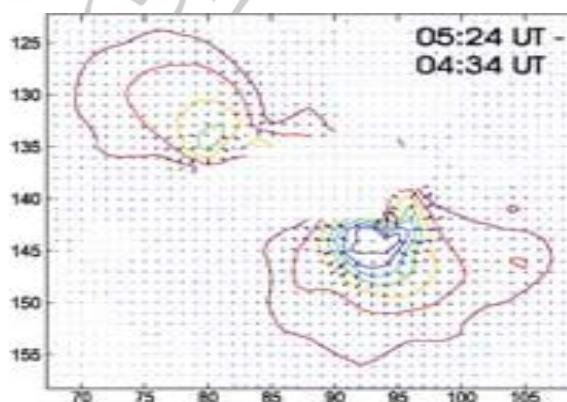
پیکسل مانکریم، پیکسل هایی را در بر می گیرد که شدت آنها پایین ۵ است (شکل ۲.ج). طرح پیکسل مانیم با انتخاب ۱٪ تاریکترین پیکسل ها از تصاویر اختلاف ثابت ایجاد می شود (شکل ۲.ب). همه پیکسل ها در طرح پیکسل مانیم با فرضی به ناحیه تاریکی تعلق دارند. اگرچه بخش معینی از تاریکی در طرح پیکسل مانیم وجود ندارد. مطابق شکل ۲.ب) علاوه بر عمق بریده شده از تاریکی نقاط سیاه دیگری وجود دارند که تحت عنوان نویز بیان می شوند. نویزها با این فرض که مساحت تاریکی نسبت به ناحیه های دیگر خورشید باشد پایین، خیلی بزرگتر است، قابل صرفه نظر می باشند. برای حذف کردن نویزها از صافی میانه استفاده می کنیم (شکل ۲.پ).



شکل ۲ : مراحل بعد از استخراج تاریکی، از تصاویر اختلاف ثابت. (الف) همه ناحیه ها با شدت منفی. (ب) عمق هسته تاریکی همراه با نویز. (پ) عمق هسته تاریکی بعد از صافی میانه. (ج) ناحیه های با شدت منفی، مطابق با اندازه کل تاریکی

### ۱.۳ ساختار تاریکی

شکل ۴ ساختار تاریکی را نشان می دهد. پیکان ها جهت بردار گرادیان شدت را نمایش می دهند. خطوط داخلی مربوط به هسته عمیق تر تاریکی می باشند. ناحیه عمیق تر تاریکی مستقیما با مرکز فوران ارتباط دارد. تاریکی های ضعیف، ناحیه بین تاریکی و جبهه موج را در بر می گیرند. استخراج تاریکی، امکان آنالیز جزئیات گسترش و ساختار آنها، شامل: دینامیک تغییرات شکل، ناحیه انتشار، حجم و مختصات تاریکی را فراهم می کند. این ویژگی ها برای مطالعه فرایندهایی که در قرص خورشید، بعد از فوران رخ داده، مهم می باشند.

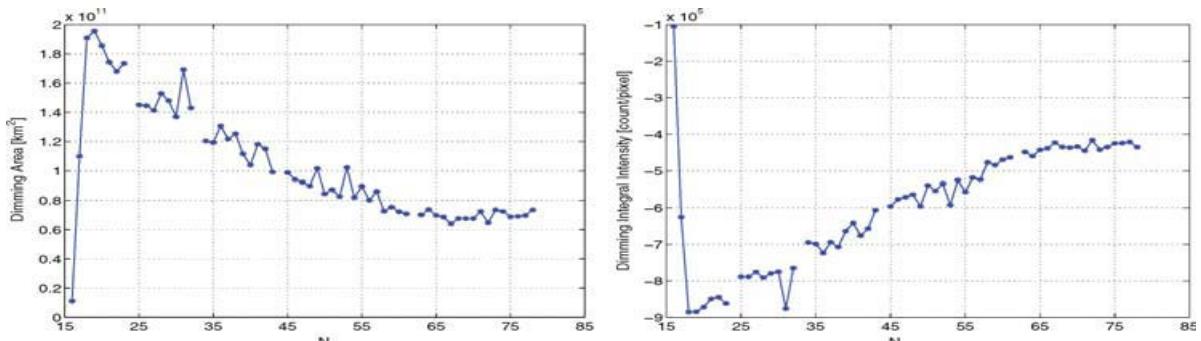


شکل ۴ : ساختار تاریکی را نشان می دهد.

### ۲.۳ پارامترهای هندسی تاریکی

برای مطالعه انتشار تاریکی، مساحت و شدت این ناحیه ها را در طول ۲۰ ساعت از شروع رویداد ( $UT = 04:50$  تا  $04:05$ ) محاسبه می کنیم. مطابق شکل ۵ تاریکی در فاصله زمانی ( $UT = 05:00$  تا  $04:24$ )،  $N = 16 - 18$  به شدت انتشار می یابد. و در فاصله زمانی ( $UT = 05:24$  تا  $05:05$ )،

$N = 18 - 19$  تغییرات کمی در این ویژگی‌ها مشاهده می‌شود. به طوری که مساحت تاریکی افزایش می‌یابد. اما شدت آن تقریباً تغییر نمی‌کند. بعد از  $41UT:05$  وقتی که موج ای‌آی‌تی در حال ناپدید شدن از قرص می‌باشد، تاریکی نیز کاهش می‌یابد. این ویژگی انتشار ناحیه‌ی تاریکی، فرضیات مربوط به وابستگی امواج تاج به مرازهای ناحیه‌ی تاریکی را تایید می‌کند.



شکل ۵: وابستگی مساحت و شدت تاریکی به زمان را در طول ۲۰ ساعت از  $43UT:00$  تا  $50UT:04$  می ۱۹۹۷ تا ۱۳ می ۱۹۹۷ نشان می‌دهد.

## نتیجه‌گیری

در اینجا مراتب انجام شده توسط پلاذرکوا و برگمنز برای بدست آوردن مشخصات موج ای‌آی‌تی و تاریکی، مدت بیست ساعت از داده‌های ای‌آی‌تی/سوهو مرور شده است. نتایج بدست آمده به صورت زیر خلاصه می‌شود.

- دینامیک ساختار توسعه یافته، شامل: مرکز فوران، تاریکی و موج ای‌آی‌تی
- ارتباط بین افزایش جبهه موج ای‌آی‌تی و تاریکی در اطراف مرکز فوران

## مراجع ها

- [1] J. P. Delaboudiniere., G. E. Artzner and J. Brunau; “EIT:Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the Soho Mission”; Solar Phys **162**, 291 (1995).
- [2] B. J. Thompson., S. P. Plunkett and J. B. Gurman; “SOHO/EIT Observations of an Earth-Directed Coronal Mass Ejection on May 12, 1997”; Geophys. Res. Lett **25**, 2465 (1998).
- [3] G. E. Moreton and H. E. Ramsey; “Recent Observations of Dynamical Phenomena Associated with Solar Flares”; PASP **72**, 357 (1960).
- [4] C. Delanee and G. Aulanier; “CME Associated with Transequatorial Loops and a Bald Patch Flare”; Solar Phys. **190**, 107 (1999).
- [5] p. F. Chen., S. T. Wu., K. Shibata and C. Fang; “Evidence of EIT and Moreton Waves in Numerical Simulations”; Astrophys. J **572**, 99L (2002).
- [6] P. F. Chen., C. Fang and K. Shibata; “A Full View of EIT Waves”; Astrophys. J **622**, 1202 (2005).
- [7] o. Podladchikova and d. Berghmans; “Automated Detection of EIT Waves and Dimming”; solar physics **225**, 265-284 (2005).

## ۱۰. ارائه‌ی الگویی برای سرعت انبساط گاز در سحابی سیاره‌نما IC4593

قنبیری، جمشید؛<sup>۱</sup> آرین راد، سمیه<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد

<sup>۲</sup>دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد مشهد

### چکیده:

با رانه الگو دوباد ستاره‌ای و یک تابع توزیع چگالی وابسته به عکس مجازی فاصله ساختار دینامیکی و یونیدگی سحابی سیاره‌نما IC4593 را مطالعه نمودیم. باد سریع با آهنگ جرمی  $M_{\text{sun}} \text{yr}^{-1} 1.035 \times 10^{-4}$  با ابربادی با آهنگ جرمی  $M_{\text{sun}} \text{yr}^{-1} 1.15 \times 10^{-5}$  و سرعت  $10 \text{ کیلومتر بر ثانیه}$  برخورد می‌کند و محیط متراکم درخشناسی را به وجود می‌آورد. در این الگو، سرعت انبساط خط طیفی HI برابر  $13 \text{ کیلومتر بر ثانیه}$  پیش‌بینی می‌شود. عمر دینامیکی  $3300 \text{ سال}$  برای سحابی توافق خوبی با عمر تحول ستاره بعد از برخورد دو باد ستاره‌ای دارد، و به جرم  $M_{\text{sun}} 0.076$  برای سحابی منجر می‌شود.

### مقدمه

ایده شکل‌گیری سحابی سیاره‌نما از لایه‌های بیرونی جو ستارگان غول سرخ به شکل‌وسکی (۱۹۵۶) برمی‌گردد. اصولاً ستارگان مرکزی این سحابی‌ها از نوع ستارگان O با دمایی حدود  $3 \times 10^4 - 5 \times 10^5 \text{ درجه کلوین}$  و قدر مطلق  $-5 - 3 - 2 - 1 - 0$  هستند. چگالی این سحابیها برابر عددی بین  $500$  تا  $1000$  ذره در هر سانتی‌متر مکعب است و جرمی از مرتبه  $1 - 0.001$  برابر جرم خورشید را دارا می‌باشند.

بادهای ستاره‌ای اساس الگوهایی هستند که برای بررسی دینامیک این سحابی‌ها مطرح می‌شوند. ابر بادی با سرعت  $10 \text{ km/s}$  با آهنگ خروج ماده  $n_{\text{sw}} \cong 10^{-4} - 10^{-5} M_{\text{sun}} \text{yr}^{-1}$  با باد سریعی که دارای سرعت  $2000 \text{ km/s}$  و آهنگ خروج ماده  $n_{\text{sw}} \cong 10^{-7} - 10^{-8} M_{\text{sun}} \text{yr}^{-1}$  می‌باشد برخورد نموده و در نهایت چهار ناحیه مجزای  $S_1$  و  $S_2$  در اطراف ستاره بوجود می‌آورد که در شکل مشخص شده است. ناحیه  $b$  با عدد ماخ بسیار بالا با ضربه قوی به محیط بی‌درو با دمای  $T_s = \frac{3}{32} \left( \frac{M_H V_*^2}{k} \right) \cong 4 \times 10^7 \text{ K}$  تبدیل می‌شود

(دایسون ۱۹۸۰). این ضربه داخلی در ناحیه  $b$  آن باعث گرم شدن این ناحیه می‌شود. سرعت صوت در این ناحیه زیاد است

$$C_b = \left( \frac{k T_b}{\mu M_H} \right)^{\frac{1}{2}} \cong 100 \frac{\text{km}}{\text{s}}$$

است که به مرور زمان کاهش می‌یابد. به علت چگالی پائین این ناحیه زمان لازم برای تابش‌هایی که باعث سردشدن می‌گردند خیلی زیاد بوده و می‌توان از تابش‌های این ناحیه صرف نظر نمود. لذا می‌توان با تقریب خوبی ضربه  $S_1$  را بی‌درو فرض کرد. سرعت انبساط این ناحیه کمتر از سرعت صوت در آن است از این رو انرژی در آن فقط به صورت گرمایی منتشر می‌شود.

محیط C با چگالی بسیار زیادتر از محیط b و با جذب فوتونهای فرابنفش ستاره مرکزی، با تابش‌های گوناگون به محیط درخشناسی بدل می‌شود که تشکیل یک سحابی سیاره‌نما را می‌دهد. و این ناحیه در اثر برخورد دوباد با یکدیگر بوجود می‌آید و ضربه خارجی  $S_2$  از آن می‌گذرد. تابش‌های ستاره مرکزی باعث یونیدگی گازهای این ناحیه می‌شود. از طرفی دیگر تابش سردکننده در این ناحیه مؤثر است زیرا چگالی این ناحیه زیاد بوده و این ناحیه نسبتاً نازک می‌باشد. نتیجه فرآیندهای فوق گاز را تا دمای حدود  $k^{10} \text{ سرد}$  می‌کند.

ناحیه a شامل باد سریع ستاره‌ای فاقد ضربه  $S_1$  و ناحیه d شامل ابر باد فاقد ضربه  $S_2$  است.

### ارائه الگو

چون تابع چگالی پوش غول سرخ زمینه اصلی برای مطالعه شکل سحابی‌های سیاره‌نما است. در حالت کلی این شکل شناسی دو بعدی می‌تواند به کمک یک توزیع چگالی غیرکروی توصیف شود. قنبیری (۱۹۸۹) با در نظر گرفتن تابعی به صورت زیر برای آهنگ کاهش

جرم پوش غول سرخ الگوی دو بعدی جهت ساختار دینامیکی سحابی ها ارائه نمود.

$$\rho(r) = \frac{\dot{m}_{sw}(1 + \varepsilon \sin^n(\theta))}{V_{sw} \int_0^{4\pi} (+\varepsilon \sin^n(\theta)) dw} \frac{1}{r^2} \quad (1)$$

که در آن  $m_{sw}$  و  $V_{sw}$  به ترتیب آهنگ جرمی ابریاد و سرعت آن بوده و به فضا و زمان وابسته نمی باشند.  $n$  صحیح و  $\varepsilon$  کمیتی حقیقی، پارامترهایی هستند که باعث تغییرتابع چگالی می شوند و برای  $\varepsilon = 0$  توزیع چگالی کروی خواهد بود. با توجه به ساختار کروی IC4593، از تابع چگالی با توزیع کروی برای ابر باد استفاده می کنیم.

$$\rho(r) = \frac{\dot{m}_{sw}}{4\pi R^2 V_{sw}} \quad (2)$$

برای یک عنصر جرم  $dM_s$  از پوسته و سرعت شعاعی  $\dot{R}_s$  در زمان  $t$  معادله حرکت شعاعی مواد پوسته سحابی به صورت زیر می باشد.

$$\frac{d}{dt} \left[ \left( \dot{R}_s - \dot{V}_{sw} \right) dM_s \right] = P_w dA_s \quad (3)$$

$dA_s$  عنصر سطح از پوسته است. طرف راست این رابطه نیروی وارد بر عنصر سطح پوسته را نشان می دهد و طرف چپ تغییر اندازه حرکت عنصر سطح پوسته در واحد زمان می باشد. جرم عنصر سطح پوسته  $dM_s$  نیز تابع زمان می باشد و تغییرات زمانی آن از رابطه زیر محاسبه خواهد شد.

$$\frac{d}{dt} (dM_s) = \rho(r) \left( \dot{R}_s - \dot{V}_{sw} \right) dA_s \quad (4)$$

با ترکیب معادلات ۳ و ۴، معادله دیفرانسیل زیر نتیجه می دهد.

به علت این که انرژی خروجی از ناحیه  $b$  تقریباً به طور کامل به شکل گرمایی است می توان از انرژی گرمایی در یکای حجم یک گاز تکاتمی ۱.۵ برابر فشار گاز است استفاده کرد. قانون پایستگی انرژی را می توان بصورت زیر نوشت:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} P_w V \right) = L_w - P_w \frac{dV}{dt} \quad (6)$$

که در آن  $V$  حجم ناحیه  $b$  آهنگ انرژی مکانیکی باد سریع است. چون  $V = \frac{4}{3} \pi R_s^3$ ، می توان رابطه ۶ را بصورت زیر نوشت:

$$2\pi R_s^3 P_w + 10\pi P_w R_s^2 R_s = L_w \quad (7)$$

اگر برای لحظات اولیه یک حل همانی  $R_s = At$  (ثابت) انتخاب کنیم داریم.

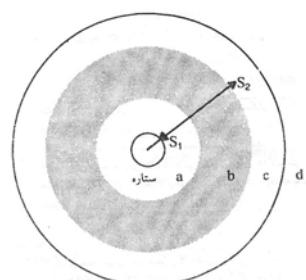
طرف دوم رابطه ۸ ثابت است. پس هر جمله از طرف چپ نیز باید ثابت باشد در نتیجه می توان نتیجه گرفت که

$$P_w \propto \frac{1}{t^2}$$



شکل ۲. عکس از سحابی سیاره نمای IC4593

شکل ۱. نمایی از برخورد دو باد ستاره ای جهت شکل گیری ضربات  $S_1$  و  $S_2$  و محیطهای چهارگانه  $a, b, c$  و  $d$



حل مسئله

به منظور بدست آوردن شعاع و سرعت و دیگر پارامترهای سحابی فرض می‌کنیم در زمان  $t_0 - \tau = t$  ابرباد شروع به وزیدن کرده است. در  $\tau$  سال بعد باد سریع شروع به وزیدن نماید. در  $t_0$  سال بعد از شروع باد سریع، دو باد با یکدیگر برخورد نموده و برهم‌کشی بین آنها رخ می‌دهد. این زمان  $t=0$  خواهد بود. در هنگام وزیدن ابرباد ستاره، غول قرمز است که شعاع آن ( $R_{rg}$ ) ۱۰۰ تا ۲۰۰ برابر شعاع خورشید است. در موقع شروع باد سریع شعاع ستاره خیلی کمتر از شعاع غول سرخ خواهد بود ( $R'$ ).

$$R_o = R_{rg} + V_{sw}(t_0 + \tau) \quad \text{الف}$$

$$R_o = R' + V_{fw}t_0 \approx V_{fw}t_0 \quad \text{ب}$$

$$R_s = R_o + \lambda V_{sw}t \quad \text{ج}$$

$$\dot{R}_s = \lambda V_{sw} \quad \text{د}$$

$\lambda$  پارامتری است که سرعت اولیه پوسته را معین می‌کند. و  $R_0$  شعاع پوسته در لحظه  $t = 0$  است.

$$t_0 = \frac{R_{rg} + V_{sw}\tau}{V_{fw} - V_{sw}} \quad (10)$$

$$R_o = R_{rg} + V_{sw}(\tau + \frac{R_{rg} + V_{sw}\tau}{V_{fw} - V_{sw}}) \quad (11)$$

که حتی به ازای مقادیر کوچک  $\tau$ ، داریم  $R_o \gg R_{rg}$ . چنانچه مقادیر اولیه  $R_s$  و  $R'$  و چگالی پیشنهادی را در رابطه ۵ قرار دهیم نتیجه

$$P_w = \frac{((\lambda-1)/\lambda)^2 m_{sw}^o}{4\pi V_{sw} t^2} \quad (12)$$

با استفاده از مقادیر  $R_s$  و  $R'$  و رابطه ۱۲ می‌توان از معادله انرژی، انرژی باد سریع را بر حسب پارامتر  $\lambda$  محاسبه نمود:

$$L_w = \frac{3}{2} \lambda (\lambda-1)^2 m_{sw}^o V_{sw}^2 \quad (13)$$

و با ترکیب معادلات (۴) و (۶) به معادله دیفرانسیل زیر می‌رسیم:

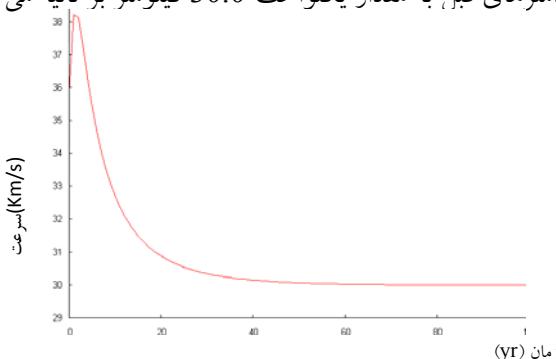
$$R_s^{\infty} R_s (R_s - V_{sw}t) + 3R_s^{\infty} R_s (R_s - V_{sw} + 3R_s^{\infty} R_s (R_s - V_{sw}t) + 3R_s^{\infty} (R_s - V_{sw})^2) = \frac{L_w}{2\pi\rho(r)R^2} \quad (14)$$

معادله فوق به ازای مقادیر اولیه شعاع، سرعت پوسته و انرژی مکانیکی باد ستاره‌ای که به  $\lambda$  وابسته می‌باشد با استفاده از روش رانگ-کوتا قابل حل می‌باشد.

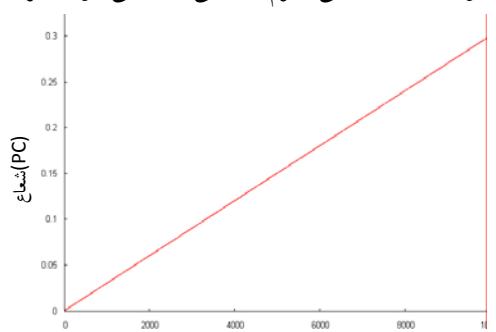
### IC4593 بررسی ساختار

این سحابی بر حسب نمادگذاری Villaver و Mancharo جزو سحابی‌های گرد (کروی) است. مشخصات سماوی آن (pottasch, 1984) و ستاره مرکزی از نوع 07f با دمای مؤثر ۴۰°+۲۵°، (Perek and Cohoutek, 1967) درجه کلوین و شعاعی ۲/۳۷ برابر شعاع خورشید است.

با انتخاب پارامترهای قبل و حل عددی معادلات حرکت نمودارهای سرعت و شعاع سحابی بر حسب زمان در شکل‌های ۳ و ۴ نشان داده شده است. رفتار سرعت بر حسب زمان مبین یک حرکت شتابدار افزاینده در زمانهای اولیه است که به علت کم بودن جرم سحابی قابل توجیه است وقتی جرم سحابی زیاد می‌شود. سرعت سحابی با انتخاب پارامترهای قبل، به مقدار یکنواخت ۳۰.۰ کیلومتر بر ثانیه می‌رسد.



شکل ۴. نمودار سرعت پوسته (km/s) بر حسب زمان دینامیکی سحابی (yr)



زمان (yr)  
شکل ۳. نمودار شعاع سحابی (pc) بر حسب زمان دینامیکی سحابی (yr)

### محاسبه سرعت ابیساط مواد

برای محاسبه سرعت ابیساط از روی نمایه طیفی در سحابی‌های کروی هندسه‌ای مطابق شکل برای ناظر و سطح مقطع سحابی در صفحه آسمان در نظر می‌گیریم.

ناحیه C سحابی سیاره نما است که سرعت ابیساط مواد در آن در امتداد دید ناظر (راستای AB)،  $V(r) = R_s^0 \cos \theta$  خواهد بود.

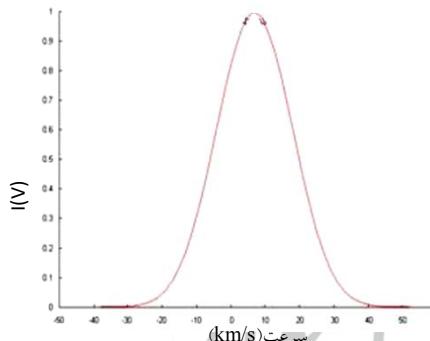
$$I(v) = cte \int N_e N_i e^{-\frac{m(v(r)-v)^2}{2kT}} dl \quad (15)$$

بدست می‌آید.  $m$  جرم یون است. شدت خط نشری بر حسب سرعتهای پوسته گوناگون در امتداد خط دیداز رابطه (15) شدت هر خط نشری بر حسب سرعتهای تابع  $V$  سرعت اتفاقی یون نیز خواهد بود.

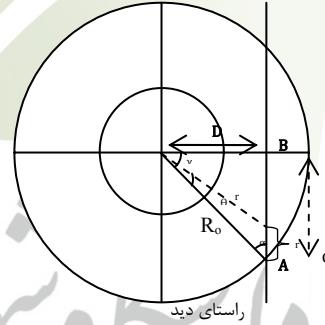
جهت محاسبه انتگرال فوق، عمر دینامیکی و شعاع داخلی و شعاع خارجی سحابی که ضخامت در راستای شعاع را معین می‌کند براورد شده و در جدول ذکر شده است و لازم است ضخامت در راستای دید نیز مشخص گردد.

$$D = R_{out} \times k \quad \frac{R_{out}}{\sin 90^\circ} = \frac{d_1}{\sin \gamma} = \frac{D}{\sin \alpha} \quad r = (\Delta r^2 + R_{out}^2 - 2R_{out} \cos \alpha \Delta r)^{1/2} \quad (16)$$

$k$  کسری از شعاع سحابی است و انتخابی است، تا موقعیت ناظر را در صفحه آسمان معین کند. اکنون ضخامت سحابی در امتداد خط دید AB با معلوم شدن زوایای  $\gamma$  و  $\alpha$  از روابط فوق مشخص می‌گردد.



شکل ۴. نمودار شدت بهنجار شده خطوط طیفی HI بر حسب سرعت پهنا در نممه بیشته شدت ده داد سرعت HI است



شکل ۵. نمایش هندسی ناظر و مقطع سحابی در صفحه آسمان. سرعت پوسته است AB در امتداد شعاع سحابی است و تصویر آن در امتداد دید، در راستای

منحنی (v) بر حسب I(v) عرض نیمه بیشینه‌ای است که نصف آن سرعت آن ابیساط ماده مورد نظر خواهد بود. نمودار شدت خطوط H در شکل ۶ نشان داده شده است. عرض نیمه بیشینه برای خط فوق الذکر برابر است با 25.8 کیلومتر بر ثانیه که نصف این مقدار با سرعت مشاهده شده در توافق بسیار خوبی است

### بحث و نتیجه‌گیری

عکس‌های سحابی IC4593 نشان می‌دهد که سحابی نامبرده از یک توزیع کروی برای ابرباد برخوردار است که با استفاده از الگو برهمنکش باد سریع و ابر باد، ساختار دینامیکی سحابی را تعیین کردیم. از زمان برخورد دو باد، توافق خوبی بین عمر دینامیکی سحابی و تحول ستاره مرکزی وجود دارد. مورد دیگری که بررسی گردید سرعت ابیساط مواد در سحابی است که به سرعتی در حدود 13 کیلومتر بر ثانیه رسیدیم که توافق خوبی با مشاهدات Sabadin (1984) دارد و سرانجام جدول ۱ فهرستی از کمیات محاسبه شده توسط الگو و کمیات مشاهده شده در دسترس را ارائه می‌دهد.

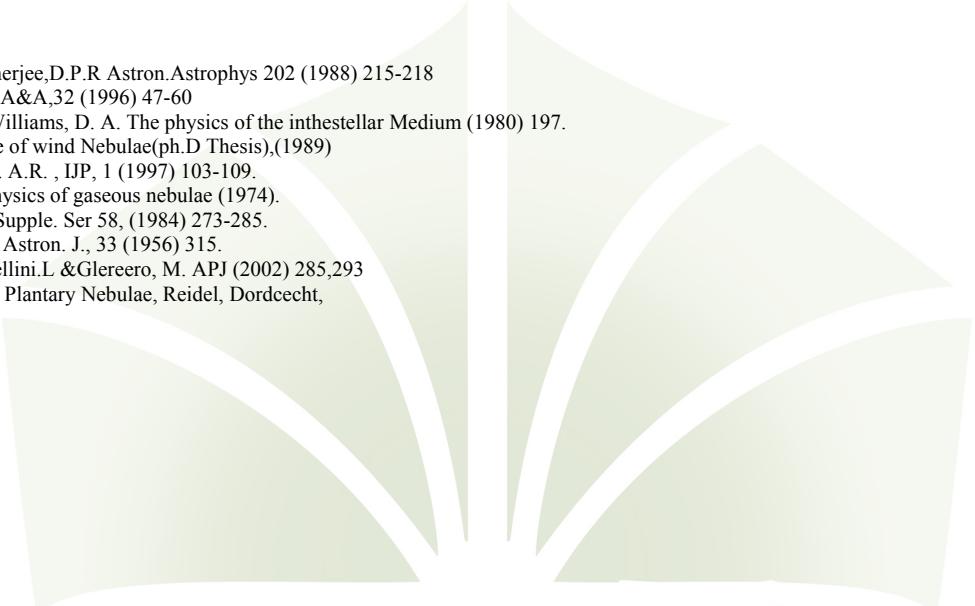
جدول ۱

پارامترها	داده‌های مشاهده‌ای	نتایج بدست امده از الگو
$T_{eff}$	۲۸۰۰K	-

$2V_{\text{exp}}$	HI	25.2 Km/s	25.8km/s
$t_{\text{dyna}}$		-	3300yr
$R_s$		-	•.•• pc
$R^o_s$		-	•. km/s
$m_{sw}$		-	$1.15 \times 10^{-9} M_{\text{sun}} \text{yr}^{-1}$
$m_{fw}$		-	$1.035 \times 10^{-8} M_{\text{sun}} \text{yr}^{-1}$
$M_{neb}$		-	$0.076 M_{\text{sun}}$

## منابع

- 1-Anandaraao,B.G&Banerjee,D.P.R Astron.Astrophys 202 (1988) 215-218  
 2-Bohigas,J&Olguin,L,A&A,32 (1996) 47-60  
 3-J. E. Dyson. J. E & Williams, D. A. The physics of the inthestellar Medium (1980) 197.  
 4- Ghanbari. j. structure of wind Nebulae(ph.D Thesis),(1989)  
 5- Ghanbari.J , Khesali, A.R. , IJP, 1 (1997) 103-109.  
 6- Oster brock, Astrophysics of gaseous nebulae (1974).  
 7- Sabadin. F. A & A. Supple. Ser 58, (1984) 273-285.  
 8- I. S. Shklovski, Sov. Astron. J., 33 (1956) 315.  
 9-Manchado,A,Stanghellini,L &Glerero, M. APJ (2002) 285,293  
 11-Pottasch,S.R (1984) Plantary Nebulae, Reidel, Dordcecht,



دانشگاه شید همراه اهواز

## ۱۱. بخش بندی تصاویر فرابنفش تاج خورشید

امیرخانلو، فاطمه<sup>۱</sup>؛ فتحعلیان، نرگس<sup>۲</sup>؛ صفری، حسین<sup>۲</sup>؛ علی امیری<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup>فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، صندوق پستی ۵۱۹۵-۱۱۵۹

<sup>۲</sup>گروه فیزیک دانشگاه زنجان،

<sup>۳</sup>گروه کامپیوتر دانشگاه زنجان،

### چکیده

تابش های فرابنفش، ایکس و گاما می خورشید، در جو زمین جذب شده و امکان مطالعه این نواحی به سادگی میسر نمی باشد، لذا برای مطالعه دقیقتر این فرایند های دینامیکی از داده های ماهواره های مداری استفاده می شود.(از جمله: تریس، سوهو، یوهکو، استرو و...) در این راستا تاکنون تحلیل های انجام شده به صورت غیر خودکار و با اتکا به چشم انسان صورت گرفته است که با افزایش حجم و پیچیدگی داده ها از یک طرف و از طرف دیگر زمان بر بودن و خطای بالای روش های غیر خودکار، نظر محققان را به روش های خودکار و ماشینی این داده ها سوق داده است. ما نیز در راستای همین هدف به دنبال روشی خودکار میباشیم که تا کنون تا مرحله پیش پردازش به نتایجی دست یافته ایم، که به تفصیل در مقاله بیان شده است.

### مقدمه

در این مقاله، مسئله آشکار سازی ساختار های قوسی شکل خورشید در شدت تصاویر تاج را در نظر می گیریم. این ساختار های قوسی شکل همان حلقه های تاج هستند و آشکار سازی آنها میتواند در تحلیل رفتار دینامیکی خورشید مفید باشد. مطالعه میدان های مغناطیسی خورشید منوط به درک ساختار حلقه های تاج می باشد که این ساختارها هر چقدر دقیق تر باشند، یقیناً در دردک میدان های مغناطیسی خورشید و حل مسئله نوسانات حلقه های تاج قابل توجه خواهند بود.

بعضی از فیزیک پیشگان علم خورشید ساختار حلقه های تاج را با استفاده از برجسته سنگی و تحلیل پهنه ای استخراج کردند. (اشواندن ۱۹۹۹، ویگلمن ۲۰۰۲). این روش ها براساس تشخیص چشمی است و برای تمیز حلقه های تاج و تعیین ساختار آنها نیاز به روش های خودکار می باشد.

اولین بار در سال ۲۰۰۵، یک روش خودکار برای بخش بندی تصاویر تاج خورشید، (داده های ماهواره تریس)، توسط نیومن و همکارانش مطرح شد. این روش که بر اساس الگوریتم استرس میباشد، روش وصل کردن جهت نامیده شده است. (OCM)<sup>[۱]</sup>.

اصول این روش به این صورت میباشد که در یک تصویر یک نقطه را انتخاب می کند و برای این نقطه هشت جهت در همسایگی اش در نظر می گیرد. این جهات همان جهت خطوط میدان مغناطیسی هستند. در واقع در اطراف یک پیکسل، هفت پیکسل را شناسایی می کند و پیکسل ها را با یکدیگر مقایسه می کند، هر پیکسلی که شدتاش از پیکسل های اطرافش بیشتر باشد را به عنوان حلقه مشخص میکند، این

عمل را برای همه همسایگی‌ها تکرار می‌کند و به این ترتیب روشنترین پیکسل را به عنوان حلقه ثبت می‌کند و بقیه را غیر حلقه شناسایی می‌نماید.

مشکلات این الگوریتم:

- ۱- بسیاری از نویزهای زمینه و نقاط بسیار روشن را به عنوان حلقه شناسایی می‌کند.
- ۲- نبودن فرایندی که بتواند، پیکسل‌های شناخته شده به عنوان حلقه را به یکدیگر وصل کند.
- ۳- تنها میتواند از مکان‌هایی که در آنجا حلقه هست یا نیست، صحبت کند، نه مسیر دقیق حلقه.
- ۴- برای برخی از نقاط تاج خورشید که تصاویر مگنتوگرام آتها وجود ندارد، این روش قابل کاربرد نیست.

به خاطر وجود چنین ایراداتی، نیomon و همکارانش، روش جدیدی، را مطرح نمودند (DAM)، که در آن رفتار شبه گوسی شکل پروفایل شدت سطح مقطع حلقه‌های تاج را در نظر گرفتند، بخش بندی حلقه‌ها از طریق پیدا کردن آن دسته تصاویری است که پروفایل شدت آنها با سطح گوسی خیلی خوب برازش می‌شود.

الگوریتم این روش به طور مفصل در [۲] شرح داده شده است. در این روش برای حذف نویزها و برخی از ساختارهایی که حلقه نیستند و همینطور حلقه‌هایی که در مرز کدر دیده می‌شوند و همچنین برای افزایش تقابل بین حلقه‌ها و زمینه از فیلترهای خاصی استفاده شده، از جمله آستانه شدت، فیلترهای میانی و... به عنوان مراحل پیش پردازش به کار برده شده است.

روش دیگر (UDM) [۳] می‌باشد، و همینطور روش (ODM) [۴] که توسط اشواندن در سال ۲۰۰۷، مطرح شد. این روش شامل چهار قسمت می‌باشد.

- ۱- مرحله پیش پردازش.
- ۲- پیدا کردن نقاط شروع حلقه.
- ۳- در نظر گرفتن هردو جهت حلقه‌ها برای رسیدن به نقاط انتهای آنها.
- ۴- کاهش نویزهای ساختارهای منحنی شکل با استفاده از صاف کردن؛

در مرحله اول از فیلترهای خاصی استفاده می‌شود، در مرحله دوم یک نقطه دلخواه به عنوان نقطه شروع حلقه انتخاب می‌شود و با در نظر گرفتن جهت شار ماکزیمم مسیر حلقه را ردیابی می‌کنند و این کار آنقدر ادامه می‌یابد تا هیچ حلقه‌ای آشکار نشود، این عمل را در دو جهت مخالف هم انجام میدهند تا کل مسیر یک حلقه مشخص شود.

در سال ۲۰۰۷ اینهستر و همکارانش روش RAS را مطرح کردند [۵]. که در واقع تعمیم یافته روش OCM می‌باشد. اینهستر به جای استفاده از الگوریتم استروس نقاط را توسط الگوریتم چند مقیاس اصلاح شده، بررسی می‌کند.

این روش شامل چند مرحله می‌باشد:

- ۱- تشخیص لبه.

-۲- وصل کردن لبه ها.

-۳- برآش یک منحنی روی این زنجیره با استفاده از روش اسپیلاین.

آخرین کار انجام شده در ارتباط با این موضوع ردیابی منحنی های با ابعاد بزرگ میباشد (LCT) که توسط اشواندن در ۰۹ ۲۰۰۹ بیان شد که به طور مفصل در [۶] شرح داده شده است. کد این برنامه در بسته نرم افزاری IDL نوشته شده است.

خلاصه ای از این روش را در زیر بیان میکنیم، ابتدا یک نقطه را به عنوان پیک در نظر میگیرید ، و آنرا با استفاده از جهت شار ماسیموم ردیابی می کند، در هر دو جهت ای که یک حلقه تشکیل می شود پیش میرود و در هر قسمت از تصویر یک جعبه کار به طول ۳۰ و پهنای ۶ پیکسل در نظر میگیرد و شروع به ردیابی حلقه می کند این عمل تا جایی ادامه پیدا میکند که شدت روشنایی خیلی کم شود، که در واقع همان نقاط انتهایی حلقه تاج هستند. این ردیابی در دو جهت انجام می شود، تا مسیر دقیق یک حلقه مشخص شود. بنابراین با در نظر گرفتن یک جعبه کار در مسیر حلقه و استفاده از یک سری پارامترهایی که در مقاله دقیقاً تعریف شده مسیر یک حلقه مشخص می شود.

#### کارهای تجربی:

ما نیز در صدد هستیم، در راستای همین اهداف روش جدیدی برای آشکارسازی خودکار تصاویر فرابنفش تاج خورشید، پیدا کنیم. تا کنون توانسته ایم، در مرحله پیش پردازش داده ها از روش های موجود بهره ببریم این کدها را در نرم افزار مطلب و همین طور در بسته نرم افزاری IDL توسط کامپیوترهای لینوکس نوشتمیم. از جمله کارهایی که برای افزایش کیفیت و وضوح تصاویر انجام دادیم استفاده از کد افزایش وضوح و میانگین گیری روی تصاویر و به کار بردن مدمکس در IDL و مطلب بوده است.

تمام روش های ذکر شده، بر روی داده عای ماهواره استرو آزمایش شد. همچنانی ما این مسئله را در نظر گرفتیم که با به کار بردن تصاویر همزمان استرو ای و بی، وضوح تصاویرمان را در مرحله پیش پردازش بالا ببریم.

یادآوری می کنیم که تصاویر گرفته شده از ماهواره به صورت فیتس هستند، که این تصاویر تحت یک کد در مطلب به تصاویر تیف تبدیل شدند. از آنجا که تصاویر ما برای اعمال برنامه افزایش وضوح ، خیلی بزرگ بودند ابتدا آنها را با یک کد به تصاویر با ابعاد کوچکتر تبدیل نمودیم و بعد آنرا را روی چند تصویر همزمان و پشت سر هم در هر دو ماهواره ای و بی اعمال نمودیم. روش میانگین گیری نیز در این راه کمک خوبی برای بهتر شدن تصاویر بوده است. در ادامه سعی داریم شبکه عصبی را به عنوان یک روش خودکار برای بخش بندي تصاویر فرابنفش گرفته شده از تاج خورشید به کار ببریم.

به طورکلی مرحله بین پردازش داده ها تا کنون شامل چهار بخش بوده است:

-۱- افزایش وضوح.

-۲- میانگین گیری.

-۳- مدمکس

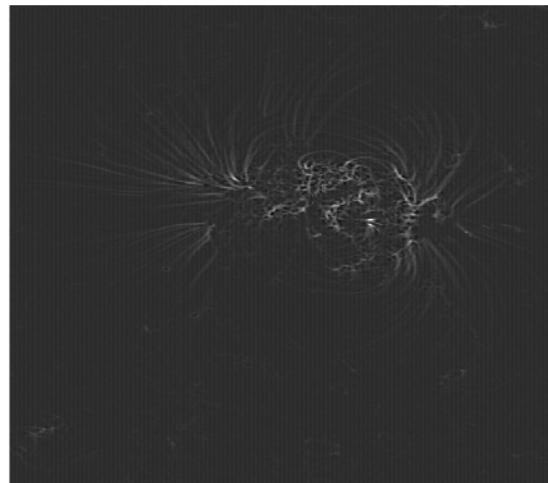
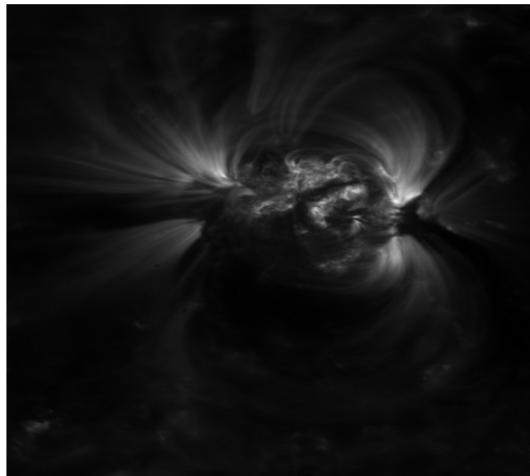
-۴- آشکارسازی لبه

-۵- شبکه های عصبی

-۶- اما همچنان در تلاش هستیم تا روش های دیگری را نیز برای افزایش وضوح تصاویر اعمال نماییم.

در زیر نمونه هایی از تصاویری که روش های بالا بر روی آنها اعمال شده، آورده شده است.

مدمکس برنامه ایست که تحت IDL اجرا میشود و در واقع لبه ها را برای ما آشکارسازی مینماید. به طرق مختلف این روشها را اعمال نمودیم تا بهترین تصاویر را داشته باشیم.



شکل ۱ : سمت چپ، تصویر بربده شده از تصویر

اصلی؛ سمت راست، بعد از اعمال مدمکس و افزایش وضوح

### نتیجه گیری

تمام روش های ذکر شده در مقاله می تواند، کمک قابل توجهی در رسیدن به اهداف ما جهت پیدا کردن روشی برای آشکارسازی خودکار حلقه های تاج باشد.

### مرجع ها

- [1] Timothy S.Newman and Jong Kwan Lee and G.Allen Gary;"*oriented connectivity-based method for segmenting solar loops(OCM)*" ; pattern recognition 39(2006) 246-259
- [2] Timothy S.Newman and Jong Kwan Lee and G.Allen Gary'*dynamic aperture-based solar loop segmentation (DAM)*" ; 1-4244-0069-04/06/\$20.00/2006 IEEE
- [3] Steger,"*unibased detection of curvi-linear structures method*"(UDM)
- [4] Markus J.Aschwanden, lee. Jong, G.Allen Gary, Smith.Mike, Inhester.Bernd ; "comarison of five numerical codes for automated tracing of coronal loops (ODM)" ;printed in the nethreland 21/May/2007
- [5] Inhester.B, L.Feng, T.Wiegelman; "*segmentation of loops from coronal EUV image (RAS)*" ; 10.1007/s11207-007-9027,31/July/2007
- [6] Markus. J.Aschwanden; "*a code for automated tracing of coronal loops approaching visual perception (LCT)*" ; Resived Oct 2009;

## ۱۷. الگوریتم شبیه سازی خوشه های ستاره ای بر مبنای واهلش ستاره ها به روش مونته کارلو

هادیان پور ، حسین ؛ عصاره ، حبیب‌اله

دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

### چکیده

روش‌های مونته کارلو و روش‌های دینامیک مولکولی دو دیدگاه مهم و عمده از شبیه‌سازی کامپیوتری در فیزیک آماری می‌باشند. روش مونته کارلو تلاشی در جهت توصیف احتمال گونه است که از آغاز منطبق بر استفاده از اعداد تصادفی می‌باشد. در این نوشتار با استفاده از توصیف کد مونته کارلو به مطالعه دینامیک ستاره‌ای مربوط به یک خوشه‌ی ستاره‌ای در مرکز یک کهکشان که سیاه‌چاله‌ای سنگین را دربرگرفته، می‌پردازم. برای اینکه بتوانیم به تمامی عوامل فیزیکی مرتبط (واهلش دو-ذره‌ای) بپردازیم، از روش عددی که اولین بار توسط هنون (Henon 1971b, a; Henon 1973) به کار گرفته شد، بهره می‌بریم. این روش اساساً یک تحلیل مونته کارلو از معادله فوکر-پلانک (Fokker-Planck) می‌باشد. این روش برای هر نوع طیف جرمی ستاره‌ای و یا توزیع سرعت قابل استفاده است. به عنوان روشنی با رویکرد ذره‌ای این قابلیت فراهم می‌شود که بتوانیم برخوردهای ستاره‌ای را در حالتی واقعی مطالعه کنیم.

### مقدمه

مولفه‌های کلیدی که بصورت کلی یک الگوریتم مونته کارلو را تشکیل می‌دهند عبارتند از: مولد اعداد تصادفی، نمونه برداری، تابع توزیع احتمال و برآورد خطای برای یک شبیه‌سازی مونته کارلوی شامل میلیونها عدد تصادفی، دارای نقش اساسی هستند. در این مقاله الگوریتمی جدید از دینامیک ستاره ارائه شده است که می‌توان آن را توصیف مونته کارلو از معادله فوکر-پلانک برای یک خوشه‌ی ستاره‌ای دانست. هرچند که منشاء این کد طرح هنون در دهه ۷۰ می‌باشد اما با این حال بطور مطلوبی با مطالعات تحول بلند مدت هسته‌ی چگال کهکشانی که در بردارنده سیاه‌چاله سنگین هستند، مطابقت دارد. از مهمترین مزیت‌های این روش می‌توان از یک طرف به بازدهی بالای محاسباتی آن (در مقایسه با کدهای N-ذره‌ای) و از طرف دیگر به توانایی شمول بسیاری از پارامترهای فیزیکی باواقعیت بالا (در مقایسه با روش‌های گازی و نیز تحلیل فوکر-پلانک) اشاره کرد. این ویژگی‌ها باعث شد تا اشخاصی چون گیرز و جاشی ((Giersz 1998 and Joshi et al. ۲۰۰۰) و همکارانش به فکر احیای دوباره‌ی روش هنون در حوزه‌ی دینامیک خوشه‌های کروی بیافتدند. کُدی که در اینجا مورد بحث قرار می‌گیرد تنها شامل مبحث واهلش دو-ذره‌ای می‌باشد. سرعت محاسباتی این کُد بطور رضایت‌بخشی بالا است به نحوی که تحول یک خوشه‌ی کروی تک-جرمی با تعداد ۵۱۲۰۰۰ فوق ستاره تا رسیدن به حد رمبهش هسته، تنها به میزان ۵ واحد CPU-روز بر روی یک پردازنده‌ی معمولی پتیوم II MHz ۴۰۰ ، طول می‌کشد. این درست معادل است با مقدار محاسبات لازم برای شبیه‌سازی یک خوشه با ۳۲۰۰۰ فوق ستاره توسط رایانه‌ی Makino که برای انجام آن سه ماه زمان صرف می‌کند. برتری سرعت مربوط به کد مونته کارلو در مقایسه با شبیه‌سازی N-ذره‌ای مربوط می‌شود به مقیاس زمانی CPU که به جای اینکه بصورت  $N^{2-3}$  باشد، بصورت  $N \cdot \log cN$  است (این زمان را بصورت  $T_{cpu} \propto N^{2-3}$  گزارش کرده است). پارامتر C در این رابطه همانطور که هنون ذکر کرده، وابسته به جرم و نیز توزیع ستارگان در سیستم است. از این گذشته در شبیه‌سازی‌های مونته کارلو مجبور نیستیم که مشکل مربوط به مقیاس زمانی مداری را حل کنیم زیرا گام زمانی این شبیه‌سازی‌ها، بصورت کسری از زمان واهلش است که برای یک خوشه‌ی خود-گرانش با تعداد میلیون ستاره به میزان  $10^5$  برابر بزرگتر است. امروزه گُدۀای مونته کارلو با فراهم کردن این

امکان که محققین بتوانند شبیه‌سازی‌های بسیاری را با در نظر گرفتن شرایط اولیه و فرایندهای فیزیکی گوناگون اجرا کنند، در آستانه‌ی تبدیل شدن به ابزاری برای اکتشاف در دینامیک خوشه‌های ستاره‌ای می‌باشند. از طریق این گُد برای دستیابی به نتایج سریع و بدون از بین بردن شرایط واقعی، تنها با داشتن رایانه‌های عادی خانگی نیز موفق خواهیم بود.

هدف اصلی این است که تحول یک هسته‌ی کهکشانی را در مدت زمان  $10^9$  سال شبیه‌سازی کنیم. اما در این مدت فرآیندهای فیزیکی متعددی رخ می‌دهد که بطور قابل توجه‌ای می‌توانند در نتیجه این تحول دخالت داشته باشند. بطور کلی عواملی که در این شبیه‌سازی تاثیر می‌گذارند به قرار زیر است:

- واهلشی که توسط برخوردهای گرانشی دو-ذره‌ای بوجود می‌آید،
- آشفتگی کشندهای ستاره‌ها توسط سیاه‌چاله
- برخوردهای ستاره‌ای
- تحول ستاره‌ای
- رشد سیاه‌چاله

## واهلش

در این نوشتار صرفاً به تحلیل شبیه‌سازی بر مبنای واهلش پرداخته می‌شود و از تأثیر عوامل دیگر صرف‌نظر می‌شود. نظریه‌ی واهلش زیرینا و شاکله‌ی اصلی در تحلیل مونته‌کارلوی متعلق به هنون است (Henon 1973; Saslaw 1985; Spitzer 1987; Binney & Tremaine 1987). اصل اساسی در این نظریه این است که پتانسیل گرانشی یک سیستم ستاره‌ای شامل تعداد زیادی ستاره، را می‌توان بصورت مجموع یک سهم اصلی  $\Phi$  و یک سهم دانه‌ای  $\delta\Phi$  توصیف کرد. فرض اولیه این است که تأثیر  $\delta\Phi$  را بصورت مجموع چندین برخورد گرانشی هایپربولیک دو-ذره‌ای با زوایای انحراف کوچک در نظر بگیریم. بر این اساس اگر یک ستاره‌ی آزمون (ستاره‌ی ۱) در مدت زمان  $\delta t$  از درون میدان همگن ستاره‌های ۲ عبور کند که همگی دارای خصوصیات یکسان (جرم و انرژی) می‌باشند، مسیر طی شده‌ی آن نسبت به راستای اولیه‌اش با زاویه  $\theta$  بر طبق خواص آماری بصورت زیر قابل دستیابی است:

$$\langle \theta \rangle_{\delta t} = 0 \quad (1)$$

$$\langle \theta^2 \rangle_{\delta t} = \delta \pi n \ln \left( \frac{b_{max}}{b_o} \right) \frac{G^2 (M_1 + M_2)}{v_{rel}^3} \delta t \quad (2)$$

در این رابطه  $n$  چگالی تعداد ستاره‌ها،  $M_1$  جرم ستاره‌ی آزمون،  $M_2$  جرم مربوط به هر میدان ستاره‌ای،  $v_{rel}$  سرعت نسبی بین ستاره‌ی آزمون و ستاره‌های میدان،  $b_o$  پارامتر برخورد که منجر می‌شود به زوایه‌ی انحرافی به میزان  $\frac{\pi}{2}$  و  $b_{max}$  نیز پارامتر قطع می‌باشد که از واگرایی لگاریتمی جلوگیری می‌کند. این مقدار مبهم نشان‌دهنده‌ی بزرگترین مقدار پارامتر برخورد می‌باشد و بدین ترتیب باستی از مرتبه‌ی اندازه‌ی ستاره‌ای ( $R_{cl}$ ) باشد. اگر  $\sigma_v$  پراکندگی سرعت در خوشه‌ی ستاره‌ای و  $M_*$  جرم ستاره‌ای میانگین باشد، آنگاه آرگومان  $\ln$  (لگاریتم کولن) بصورت زیر تخمین زده می‌شود:

$$\frac{b_{max}}{b_0} \cong \frac{v_{rel}^2 R_{cl}}{G(M_1 + M_2)} \cong \frac{\sigma_v^2 R_{cl}}{GM_*} \cong \gamma \frac{M_{cl}}{M_*} \cong \gamma N_* \quad (3)$$

که در آن  $\gamma$  یک ثابت تناسب بدون بعد است. این تناسب تنها در مورد یک خوشی خود-گرانشی ویرال برقرار است. ثابت  $\gamma$  در بیشتر کاربردها مورد استفاده قرار می‌گیرد و مقدار آن، هم از طریق تئوری و هم از طریق شبیه‌سازی‌های N-ذره‌ای بدست آمده است. با ادغام روابط (۲) و (۳) داریم:

$$\langle \theta^2 \rangle_{\delta t} = \left( \frac{\pi}{2} \right)^2 \frac{\delta t}{\hat{T}_{rel}^{(1,2)}} \quad (4)$$

که  $\hat{T}_{rel}^{(1,2)}$  بصورت زیر تعریف می‌شود؛

$$\hat{T}_{rel}^{(1,2)} = \frac{\pi}{32} \frac{v_{rel}^3}{\ln(\gamma N_*) G^2 n (M_1 + M_2)^2} \quad (5)$$

این کمیت را بدلیل وابستگی به خواص ستاره‌ای  $M_1$  و  $M_2$  و چگالی  $n$  و نیز  $v_{rel}$  و نیز  $\gamma$ ، تحت عنوان «زمان واهلش برخورده» می‌شناسیم. می‌توان این کمیت را بصورت زمان مورد نیاز برای برخوردهای انجام شده با ستاره‌های میدان ۲ برای ایجاد انحراف تدریجی در جهت حرکت ستاره‌ی ۱ به میزان  $\frac{\pi}{2}$  رادیان، تفسیر کرد (Henon 1973; Saslaw 1985; Spitzer 1987; Binney & Tremaine 1987).

## شبیه‌سازی مونته‌کارلوی واهلش

در این بخش به بررسی پایه‌ای برخوردهای عددی می‌پردازیم. برخلاف کدهای فوکر-پلانک، روش هنون از بار اضافی تحمیلی به محاسبات می‌کاهد و ساده‌سازی‌هایی روی برآوردهای ضرایب انتشار اعمال می‌کند. این مهم از طریق استفاده‌ی مستقیم از رابطه‌ی (۱) برآورده می‌شود. بطوری که کاربرد مکرر آن برای فوق ستاره‌ی خاص ۱ درست معادل با اینکه روی ضرایب انتشار انتگرال‌گیری مونته‌کارلو انجام شود، البته به شرطی که خصوصیات ذرات (ستاره‌های) میدان ۲ بطور صحیح نمونه‌گیری شوند. این وقتی ممکن است که برخوردها موضعی بوده و خصوصیات را همان طوری در نظر بگیریم که فوق ستاره‌های همسایه دارا می‌باشند. بنابراین امکان تصحیح دقیق سرعتهای هردوی فوق ستاره‌ها در یک زمان، که هر یک به عنوان نماینده‌ای از میدان نسبت به دیگری می‌باشند، برقرار می‌شود. از این رو در گُدد مونته‌کارلو فوق ستاره‌ها در جفت‌های متقارنی در نظر گرفته می‌شوند. بنابراین اجزای اساسی موجود، تغییر مکان‌های گرانشی دو-ذره‌ای بین فوق ستاره‌های همسایه را شبیه‌سازی می‌کنند. بنابراین به جای برخوردهای تک-تک که باعث کند شدن گام‌های محاسباتی در مقیاس  $N_{part}^2$  می‌شوند، در حقیقت با فوق برخوردهایی سروکار داریم که بطور آماری می‌توانند اثرات تراکمی مربوط به تغییر مکان‌های یک سیستم واقعی در فواصل زمانی  $\delta t$  را ایجاد کنند. یک چنین برخورد عددی دارای دو جنبه است؛ اولاً بصورت یک اندرکنش گرانشی دو-ذره‌ای مجازی با زاویه‌ی انحراف  $\theta_{SE}$  در مختصات مرکز جرم می‌باشد و ثانیاً به عنوان نماینده‌ای از کل انحرافات (با زوایای کوچک) است که ستاره‌ی آزمون ۱ در مدت زمان  $\delta t$  حین ملاقات با ستاره‌های میدان ۲ تجربه می‌کند و همچنین از روابط (۴) و (۵) تبعیت می‌کند. در نتیجه  $\theta_{SE}$  باید برابر با ریشه‌ی میانگین مربع انحرافات تراکمی باشد؛

$$\theta_{SE} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\delta t}{\hat{T}_{rel}^{(1,2)}}} \quad (6)$$

این دوگانگی مربوط به برخورد همان نقشی را ایفا می‌کند که تابع توزیع احتمال در مونته‌کارلو ایفا می‌کند و بایستی به کمک یک مولد اعداد تصادفی، این دو حالت را بطور تصادفی تولید کند. حال ب شرح گام به گام محاسبات برای یک برخورد عددی خاص می‌پردازیم. محاسبات به مراحل زیر تجربیه می‌شوند؛

- a. یک جفت فوق ستاره‌ی همسایه و یک گام زمانی  $\delta t$  انتخاب می‌شود.
- ii. چگالی موضعی  $n$  که تعیین آن مستلزم محاسبه  $\hat{T}_{rel}^{(1,2)}$  از رابطه‌ی (5) می‌باشد، معین می‌شود.
- iii. سرعتهای فوق ستاره‌ی  $U_1$  و  $U_2$  بصورت تصادفی جهت‌گیری می‌شود. ضمن اینکه باید تکانه‌ی زاویه‌ای  $\|J_i\| = J_i$  و انرژی جنبشی ویژه  $T_i = \frac{1}{2}v_i^2$  (جرم اولیه خوش برابر با ۱ است) مربوط به هر دو فوق ستاره مدنظر قرار گیرند. این منجر به تعیین سرعت مرکز جرم  $v_{CM}$  و سرعت نسبی  $v_{rel}$  می‌شود. سرعت چارچوب مرکز جرم را مشخص می‌کند و  $v_{rel}$  امکان می‌دهد که  $\theta_{SE}$  را طبق روابط (5) و (6) تعیین کنیم.
- iv. در چارچوب مرکز جرم، جهت‌گیری صفحه‌ی مداری بصورت تصادفی حول راستای  $v_{rel}$  انتخاب می‌شود. با معلوم شدن  $\theta_{SE}$ ، سرعتهای پس از برخورد در چارچوب مرکز جرم بدینه می‌شود.
- v. این سرعتها به چارچوب خوشی ستاره‌ای برگردانده می‌شود، جایی که  $J_i$  و  $T_i$  های جدید برای هردو فوق ستاره تعریف می‌شوند.

بنابراین تنها جزء فیزیکی‌ای که در این مراحل باقی می‌ماند تعیین  $\theta_{SE}$  است و هر چیز دیگر جز آن مربوط می‌شود به انتقالهای چارچوب‌های مرجع و با نمونه‌گیری صحیح از پارامترها در درون کل مونته‌کارلو قابل دستیابی است.

## مرجع‌ها

- [1] M. Freitag and W. Benz; "A new Monte Carlo code for star cluster simulations I. Relaxation"; *Astronomy & Astrophysics* 375, 711-738 (2001)
- [2] R. Spurzem, M. Giersz; "A stochastic Monte-Carlo approach to model real star cluster evolution, I. The model"; *Astron Soc* 317, 581-606 (2000).
- [3] Paul. Harrison; "Computational Methods in Physics, Chemistry and biology"; John Wiley and Sons, ISBN 0471495638, 115-130 (2001).

## F10.7. مطالعه الکترون ها در جو مشتری با استفاده از همخوانی شار DIM مشتری و شار

### خورشیدی

داوری، مسیح‌ا؛ عصاره، حبیب ...

گروه فیزیک، دانشگاه شهید چمران اهواز

### چکیده:

بررسی ها و مشاهدات تابش دسی متري (DIM) مشتری، که از الکترون های نسبیتی موجود در کمربند تابشی مشتری ناشی می شوند، اطلاعاتی در مورد مگنتوسفر داخلی مشتری ارائه می دهند. با مطالعه شار تابش دسی متري و ارتباط بین این شار و شار F10.7 خورشیدی، می توان اطلاعاتی در مورد مکانیزم تابش DIM به دست آورد. با تشدید تابش UV خورشیدی، جو بالایی مشتری گرم شده و باعث پخش شعاعی می گردد که منجر به تغییرات شار DIM در محدوده تشبعات رادیویی موجود می شود.

مقدمه:

سیاره مشتری تابش های رادیوئی از خود گسیل می کند که به میدان مغناطیسی مگنتوسفر مشتری (از مرتبه گوس) مربوط است. مگنتوسفر مشتری به سه ناحیه تقسیم می شود: داخلی، میانی و بیرونی. مگنتوسفر داخلی تا حدود ۶ برابر شعاع مشتری ( $R_p$ ) ادامه داشته که ناشی از جریان الکترون-های داخل سیاره است و بخش اعظم تابش های رادیویی مشتری در این ناحیه تولید می شود. این تابش رادیوئی شامل دو نوع تابش حرارتی و غیر حرارتی است. قسمتی از تابش غیر حرارتی مشتری، تابش دسی متري (DIM) است که از گسیل سینکروترونی ناشی از الکترون های نسبیتی موجود در کمربند تابشی داخلی مشتری به وجود می آید. گسیل سینکروترونی به وسیله ذرات باردار (معمولًا الکترون ها) که در حال حرکت مارپیچ حول خطوط میدان مغناطیسی، با سرعتی نزدیک به سرعت نور حرکت می کنند، تولید می شود.

تغییرات شار رادیویی مشتری را می توان به سه دسته تقسیم کرد:

تغییرات بلند برد (long-term variation): شامل تغییرات شار با زمان در هر سیکل خورشیدی (قریباً ۱۱ سال) است.

تغییرات کوتاه برد (short-term variation): شامل تغییرات شار با زمان در چند روز یا چند ماه است.

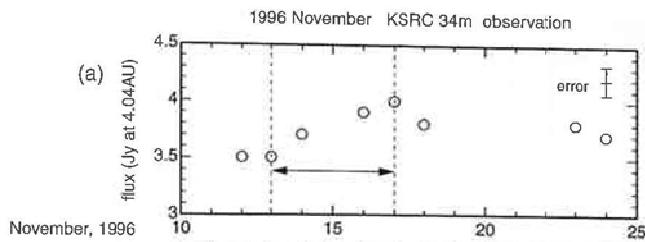
تغییرات منحنی باریکه: شامل تغییرات سینوسی شار با زمان در هر دوره چرخش مشتری (قریباً ۱۰ ساعت) است.

در این مقاله تغییرات کوتاه برد مشتری (از طریق مشاهده و شبیه سازی) مورد بررسی قرار گرفته است. تغییرات کوتاه برد DIM را نمی توان با پرسه پخش شعاعی معمولی بیان کرد، تنها در صورت تغییر چگالی فضای فاز و یا ضریب پخش درون کمربند تابشی مشتری، تغییرات کوتاه برد DIM حاصل می شود.

تغییرات کوتاه برد مشتری با شار F10.7 خورشیدی رابطه دارد. شار F10.7 معرف شار رادیوئی خورشید است که در طول زمان ثابت نیست. این شار رادیوئی که از لایه های جو بالایی در کروموفر و پایینی در کرونا سرچشمه می گیرد، در فرکانس  $2800\text{ MHz}$  یا طول موج  $10.7\text{ cm}$  شده است.

بحث:

در شکل ۱ تغییرات شار روزانه تابش سینکروترونی (تغییرات کوتاه برد DIM) از تاریخ ۲۵ نوامبر ۱۹۹۶ داده شده است. این مشاهدات توسط تلسکوپ رادیوئی KSRC (Kashima Space Research Center) CRL (Communication Research Laboratory) انجام شده است. محور افقی گذر زمان بر حسب روز و محور قائم شار تابش سینکروترونی مشتری را بر حسب واحد جانسکی نشان می‌دهد. این شار از فاصله AU ۴.۰۴ (کمی کمتر از فاصله زمین از سطح مشتری ۵AU) در زمین دریافت شده، زیرا این گسیل ناشی از الکترون‌های مگنتوسفر داخلی مشتری است که در فاصله کمی دورتر از سطح مشتری تولید می‌شوند.



شکل ۱: تغییرات شار روزانه تابش سینکروترونی (DIM) از تاریخ ۲۵ نوامبر ۱۹۹۶

افزایش آنی پخش شعاعی، به عنوان مکانیزم ممکن برای تغییرات شار کوتاه برد DIM، لحظه می‌شود. برای ارزیابی ویژگی‌های این مکانیزم، با استفاده از معادله یک بعدی Fokker-Planck یک شبیه سازی عددی وابسته به زمان توسط Hood در ۱۹۹۳ انجام شد.

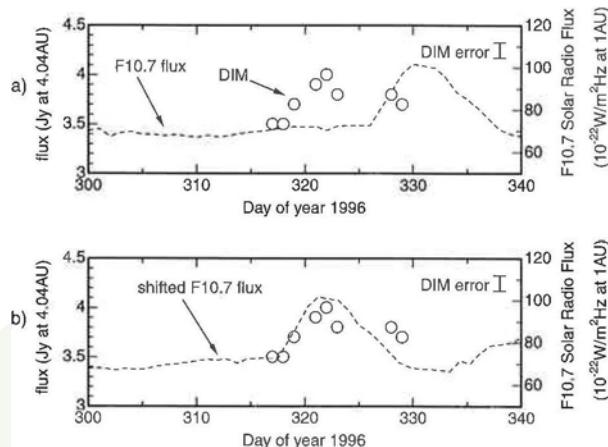
$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) - \sum_{j=1}^4 \frac{f}{\tau_j}$$

که  $f$  چگالی فضای فاز،  $t$  زمان و  $L$  پارامتر McIlwain است  $\tau$  نیز معرف طول عمر که وابسته به (جذب‌ها، اتصال‌ها و پراکندگی‌ها) عوامل مختلف است.  $D_{LL}$  عامل مربوط به ضرایب پخش است، که با تغییر این ضریب پخش تغییرات کوتاه برد حاصل می‌شود.

در کمربند تابشی مشتری، پخش شعاعی الکترون‌های نسبیتی در اثر افت و خیزهای میدان‌های الکتریکی به وجود می‌آید. این میدان‌های الکتریکی در جو مشتری از پروسه‌های متخرکی نظیر باد خنثی جوی تولید می‌شود. [Brice, MeDonough, 1973] فرض می‌کنیم که افزایش  $D_{LL}$  در بالا به تغییر این باد خنثی نسبت داده می‌شود، Brice, Donough پیش‌بینی کردند باد خنثی جوی که منجر به تغییر ضریب پخش شعاعی می‌شود، به طور عمده شامل گرمای UV خورشیدی است. وقتی UV باعث گرمای جو می‌شود شار DIM افزایش می‌یابد و بنابراین بایستی تطبیقی بین تغییرات شار F10.7 (مربوط به گرمای UV) و شار DIM وجود داشته باشد. در شکل ۲ ارتباط بین شار DIM مشاهده شده و شار F10.7 آورده شده، به این صورت که شار DIM مشتری حدود ۹ روز قبل از شار F10.7 از روی زمین مشاهده شده است. شکل ۲(b) شار DIM مشاهده شده و شار F10.7 شیفت یافته را نشان می‌دهد، که گواهی است بر اینکه شار DIM به صورت هماهنگ با افزایش شار F10.7 مشاهده شده است. همه این نتایج گویای این است که افزایش شار F10.7 (UV) افزایش پخش شعاعی به دلیل گرمای UV خورشیدی در جو بالایی مشتری می‌شود.

در شکل ۲ ارتباط بین شار DIM مشاهده شده و شار F10.7 خورشیدی نشان داده شده، محور افقی گذر زمان بر حسب روز و محور قائم بیانگر شار تابشی است. دایره‌ها شار DIM و نمودار نقطه چین شار F10.7 را نشان می‌دهد. شار DIM مشتری حدود ۹ روز قبل از شار F10.7 از روی زمین مشاهده شده است. شکل ۲(b) شار DIM مشاهده شده و شار F10.7 شیفت یافته را نشان می‌دهد، که گواهی است بر اینکه شار

DIM به صورت هماهنگ با افزایش شار F10.7 افزایش یافته است. همه این نتایج گویای این است که افزایش شار F10.7 (UV) منجر به افزایش پخش شعاعی به دلیل گرمای UV خورشیدی در جو بالای مشتری می‌شود.



شکل ۲. (a) دایره‌ها تغییرات شار DIM مشاهده شده و نمودارهای نقطه چین بیانگر تغییرات شار F10.7 خورشید هستند (b) شار DIM مشاهده شده و شار F10.7 شیفت یافته را نشان می‌دهد.

### نتیجه گیری:

مشاهدات DIM توسط تلسکوپ رادیویی ۳۴ متری KSRC,CRL نشان داد که این شار طی چند روز افزایش می‌یابد.

با شبیه سازی پخش شعاعی و افزایش ضریب پخش به عنوان عامل اصلی افزایش شار DIM، نتایج حاصل شده با این افزایش شار DIM مشاهده شده توافق داشت.

از مقایسه شار F10.7 خورشیدی و شار DIM می‌توان دریافت که تغییرات کوتاه برد DIM به تشذیبد شار F10.7 مربوط می‌شود. به این صورت که تغییر شار DIM به دلیل پخش شعاعی افزایش می‌یابد که این افزایش پخش شعاعی نیز از گرمای UV خورشیدی در جو بالای مشتری ناشی می‌شود. نتیجه کلی در مورد دینامیک جو مشتری این است که علی رغم اینکه در گذشته تصور می‌شد که الکترون‌های نسبیتی در جو داخلی مشتری ثابت و پایدار هستند، اکنون می‌توان دریافت که تغییرات کوتاه بردی دارند. مشاهدات پیوسته از شار DIM و بررسی‌های بعدی برای مطالعات جزئی تر دینامیک مگنتوسفرداخلی مشتری بسیار ضروری است.

### مراجع ها:

- [۱] Yshizumi, M. et al.; "observation of short-term variation of Jupiter's synchrotron radiation"; Geophysical Research Letters, VD 26; (1999)
- [۲] Hodo, L.L.; "Long term changes in jovian synchrotron radio emission: intrinsic variation or effects of viewing geometry?" J. Geophys. Res. (1993), 98, 5769–5783
- [۳] Bric, N. T.R. McDonough, "Jupiter's radiation belt", Icarus, 18, 206–219, (1973)

## ۱۹. دسته بندی شراره های خورشیدی بر اساس تشعشعات نوع II و CME

توحیدی، نفیسه؛ عصاره، حبیب الله

دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز

### چکیده

در این مقاله با استفاده از ۲ شاخص *CME* و انفجارات نوع II شراره های جو خورشید مورد بررسی قرار گرفته اند و به صورت نوع A، نوع B و نوع C دسته بندی می شوند. در این دسته بندی پارامترهایی نظری شار، زمان دوام و *impulsive* مدل نظر قرار گرفته اند که با استفاده از داده های *GOES* به بررسی تفاوت آنها پرداخته می شود.

### مقدمه

شراره شدیدترین اتفاقی است که در کروموسفر خورشید رخ می دهد. این پدیده اولین بار در سال ۱۹۶۰ در محدوده X-ray مشاهده شد. عامل مهم در ایجاد شراره، میدان مغناطیسی خورشید است که خودش ناشی از وجود لکه های خورشیدی است. در واقع می توان گفت که لکه پایه ایجاد شراره خورشیدی بوده و باعث بروز ریزی شدیدی در جو خورشید می باشد به طوری که حدود  $10^{34}$ - $10^{38}$  ارگ انرژی آزاد می کند. این انرژی به صورت انرژی الکترومغناطیسی (از گاما تا رادیویی)، ذرات انرژی دارو جرم آزاد شده (CME) می باشد.

در این مقاله دسته بندی شراره ها بر اساس دو شاخص *CME* و انفجارات نوع II صورت گرفته است.

(coronal mass ejection) CME: جرمی در حدود  $10^{11}$ - $10^{14}$  kg را در جو خورشید آزاد می کنند. سرعت فوران آنها در حوادث آهسته تر کمتر از  $50\text{ km/s}$  و در حوادث سریعتر بیش از  $2000\text{ km/s}$  است.  $\frac{2}{3}$  آنها مربوط به انفجارات زبانه اند و کسر کوچکی به شراره ها مربوط اند.

انفجارات رادیویی نوع II: گسیل رادیویی به دنباله شراره به سرعت قابل تغییر است و اغلب در گستره طول موجهای سانتی متر، دکتر مترو متر مورد مطالعه قرار می گیرد. در گستره متر انفجارات ممکن است ثانیه و یا دقیقه ها دوام داشته باشند و در طول موجهای سانتی متر فعالیت کمتر ولی دوام آنها بیشتر است. انفجارات رادیویی توسط وايلد به دو فاز تقسیم می شوند. فاز ۱ شروع یک انفجار قوی رادیویی، در یک گستره کوتاه است که بعد از آشکار شدن شراره آغاز می شود. اغلب انفجارات نمونه III و VII در این فازند. اما در شراره های بزرگ یک رشته طولانی تر به دنباله فاز ۱ برقرار می شود که آنها را فاز ۲ میخوانیم. این فاز با جابجایی آهسته انفجارات آغاز می شود. (نمونه II)

این انفجارات دارای آهنگ جابجایی از مرتبه  $20 \text{ MHz}/\text{Min}$  هستند، در حالیکه آهنگ جابجایی فرکانس در انفجارات نمونه III،  $20 \text{ MHz}/\text{s}$  است و به نظر می‌رسد این انفجارات بوسیله نوسانات پلاسمایی در پیشانی یک شوک از گسترش ابر گاز که در محل شراره بالا می‌آید ایجاد می‌شوند.

بر اساس این ۲ شاخص شراره‌ها به سه دسته A, B, C تقسیم می‌شوند:

شراره نوع A (شامل انفجارات نوع II به همراه CME)

شراره نوع B (شامل انفجارات نوع II بدون CME)

شراره نوع C (شامل CME بدون انفجارات نوع II).

حال با این دسته بندهی به بررسی داده‌های گرفته شده از GOES برای تعدادی از شراره‌های سالهای ۱۹۹۸-۲۰۰۰ می‌پردازیم:

Table 1  
Summary of peak and integrated flux for SXR flares

	Peak flux ( $\text{W/m}^2$ )		
	Mean	Min	Max
Class A	$7.2 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-7}$	$5.6 \times 10^{-4}$
Class B	$3.2 \times 10^{-6}$	$7.1 \times 10^{-7}$	$6.4 \times 10^{-6}$
Class C	$4.4 \times 10^{-6}$	$7.8 \times 10^{-7}$	$8.0 \times 10^{-6}$

از آنجه بر اساس این داده‌ها بدست می‌آید به نظر می‌رسد بیشترین شار X-ray مربوط به شراره نوع A (شامل انفجارات نوع II و CME) بوده که مقدار میانگین آن  $7.2 \times 10^{-5}$  می باشد و کمترین شار مربوط به شراره نوع C با مقدار  $4.4 \times 10^{-6}$  است.

Table 2  
Duration, rise time and decay time of the SXR flares

	Rise time (s)			Decay time (s)			Dur. (s)		
	Mean	Min	Max	Mean	Min	Max	Mean	Min	Max
Class A	867.0	240.0	3480.0	1310.0	240.0	4980.0	2177.0	480	5710
Class B	890.2	241.0	2340.0	840.3	216.0	2090.0	1730.5	481	4430
Class C	1488.0	540.0	2280.0	1928.4	540.0	3540.0	3416.4	1080	5760

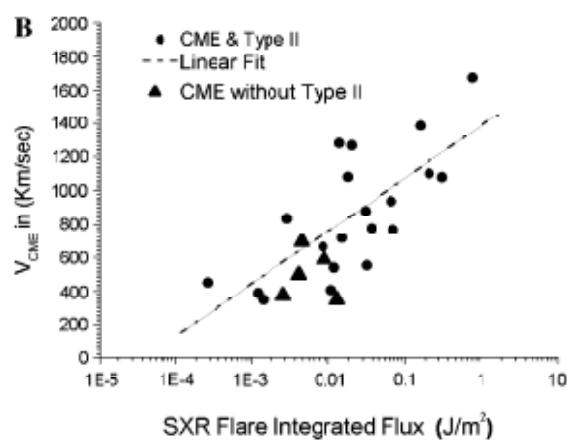
جدول ۲ می‌بین این است که زمان بالا و پایین آمدن شراره در نوع C بیشترین و در نوع A کمترین است و کوتاهترین دوام مربوط به شراره نوع B (شامل انفجارات نوع II بدون CME) با متوسط ۱۷۳۰ ثانیه در مقایسه با شراره‌های دیگر می‌باشد.

Table 3  
Impulsiveness ( $\text{Wm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) of the SXR flares

	Mean	Min	Max
Class A	$8.0 \times 10^{-8}$	$1.9 \times 10^{-9}$	$4.4 \times 10^{-7}$
Class B	$6.4 \times 10^{-9}$	$2.1 \times 10^{-9}$	$1.2 \times 10^{-8}$
Class C	$4.5 \times 10^{-9}$	$5.7 \times 10^{-10}$	$1.5 \times 10^{-8}$

و بر اساس جدول ۳ ضربه ای بودن (impulsive) شراره مورد بررسی قرار می گیرد که نشان دهنده این است که شراره نوع A به دلیل دارا نبودن انفجارات نوع II کمترین impulsive را نسبت به سایر انواع شراره با مقدار متوسط  $4.5 \times 10^{-9}$  و شراره نوع C بیشترین impulsive را دارد.

در نمودار زیر پراکندگی شراره های نوع A,B,C را نسبت به شار و سرعت CME نشان داده شده است.



این نمودار نشان می دهد سرعت CME در شراره های نوع C به طور مستقیم با شار SXR رابطه دارد و نیز بیانگر این است برای نوع C در سرعت های پایین، نمودار به صورت خوش است.

## نتیجه گیری

با توجه به داده های گرفته شده از GOES، شراره ها به سه دسته A، B، C تقسیم می شوند و آنچه در این مقاله آمده است نشان می دهد که بیشترین شار X-ray مربوط به شراره نوع A و کمترین آن مربوط به شراره نوع B است، کوتاهترین دوام مربوط به شراره نوع B و بیشترین دوام مربوط به شراره نوع C می باشد، در ضمن شراره نوع C کمترین impulsive است.

لازم به ذکر است که دسته بندی های دیگری نیز برای شراره وجود دارد از جمله تقسیم بندی بر اساس soft X-ray که به ۲ دسته بزرگ، تدریجی (gradual) و ضربه ای (impulsive) تقسیم می شوند و به نظر می رسد در آینده این تقسیم بندی می تواند به شناخت بیشتر شراره و تاثیر میدان مغناطیسی روی آنها کمک کند.

## مرجع ها

- [۱] A.Hillaris and et al; “Solar flares with and without SOHO/LASCO coronal mass ejection and type II shocks”;science direct ,**38** 1007-1010(2006)
- [۲] Classen,H.T and Aurass,H; “on the association between type II radio bursts and CMEs”;A&A **384**,1098-1106(2002)
- [۳] Joseph M.Grebowsky, J.H.Hoffman, “Planet space science, vol.29,PP.**651** to **660**”,Pergamon press,(1977)



## ۲۱. تناظر مدل انرژی تاریک ایجگرافیک جدید با مدل های میدان اسکالر در عالم غیر تخت

کیومرث کرمی، محمد سعید خالدیان، فرشته فعله‌گری، زهره آذرمنی  
گروه فیزیک، دانشگاه کردستان

### چکیده

در این مقاله، یک انرژی تاریک از نوع ایجگرافیک جدید را مطالعه می‌کنیم که در حال برهمکنش با ماده تاریک سرد در عالم غیر تخت می‌باشد. از مقایسه مدل ایجگرافیک جدید برهمکنشی با مدل‌های میدان اسکالر تاخیون، K-essence، دیلیتون، دینامیک این میدان‌ها و پتانسیل‌های متناظر با آنها را استخراج می‌کنیم.

### ۱. مقدمه

داده‌های رصدی ابرنواخترهای نوع Ia نشان می‌دهد که عالم دارای انبساط شتابدار است [۱]. نظریه‌های مختلفی برای توجیه این شتاب وجود دارد که از میان آنها می‌توان به نظریه انرژی تاریک اشاره کرد. طبق این نظریه، شتاب عالم ناشی از یک نوع انرژی عجیب با فشار منفی است که به آن انرژی تاریک می‌گویند زیرا تا به حال مشاهده نشده است. اخیراً مدل‌های انرژی تاریک ایجگرافیک اصلی و جدید به ترتیب توسط Cai [۲] و Wei & Cai [۳] ارائه شدند. Cai [۲] مدل ایجگرافیک اصلی را به منظور توجیه شتاب عالم پیشنهاد داد. این نظریه بر اساس روابط عدم قطعیت مکانیک کوانتمی و همچنین اثرهای گرانشی در نسبیت عام بنا شده است. اما مدل ایجگرافیک اصلی دارای مشکلاتی می‌باشد، به ویژه مرحله غلبه ماده را توجیه نمی‌کند [۲]. این موضوع باعث شد تا Wei & Cai [۳] مدل ایجگرافیک جدید را پیشنهاد دهند که در آن برای مقیاس زمان، زمان همدیس را به جای عمر عالم در مدل ایجگرافیک اصلی انتخاب کردند. مدل ایجگرافیک جدید فارغ از مشکل علیت می‌باشد که در مدل انرژی تاریک هولوگرافیک وجود دارد. مدل‌های ایجگرافیک با جزئیات بیشتری در مقاله‌های [۴] بررسی شده‌اند.

## ۲. انرژی تاریک ایجگرافیک جدید برهمکنشی در عالم غیر تخت

متريک فريدمان- راپرسون- والكر (FRW) را در عالم غیر تخت به صورت زير در نظر مي گيريم

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left( \frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right). \quad (1)$$

كه در آن  $k = 0, 1, -1$  نشان دهنده عالم (FRW) به ترتیب تخت، بسته و باز می‌باشد. برای عالم (FRW) غیر تخت شامل انرژی تاریک و ماده تاریک، معادله اول فريدمان به شکل زير خواهد بود

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{3M_p^2} (\rho_\Lambda + \rho_m), \quad (2)$$

كه در آن  $\rho_\Lambda$  و  $\rho_m$  به ترتیب چگالی انرژی تاریک و ماده تاریک می‌باشند. با تعریف چگالی انرژی‌های بدون بُعد به صورت

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_{cr}} = \frac{\rho_m}{3M_p^2 H^2}, \Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{cr}} = \frac{\rho_\Lambda}{3M_p^2 H^2}, \Omega_K = \frac{k}{a^2 H^2}, \quad (3)$$

معادله اول فريدمان به صورت زير در خواهد آمد

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 + \Omega_K. \quad (4)$$

چگالی انرژی تاریک ایجگرافیک جدید به صورت زير می‌باشد [۵]

$$\rho_\Lambda = \frac{3n^2 M_p^2}{\eta^2}, \quad (5)$$

که در آن  $n$  یک مقدار ثابت است و بر اساس داده‌های اختوفیزیکی، بهترین مقدار برآش شده برای این ثابت به صورت  $n = 2.716^{+0.111}_{-0.109}$  گزارش شده است [۵]. همچنین  $\eta$  زمان همدیس عالم (FRW) بوده و به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\eta = \int \frac{dt}{a} = \int_0^a \frac{da}{Ha^2}, \quad (6)$$

با استفاده از تعریف چگالی بحرانی  $\rho_\Lambda = 3M_p^2 H^2 \Omega_\Lambda$ ، می‌توان رابطه

$$\eta = \frac{n}{H \sqrt{\Omega_\Lambda}}. \quad (7)$$

را به دست آورد. در اینجا ما عالم را شامل انرژی تاریک ایجگرافیک جدید برهمنشی با چگالی  $\rho_\Lambda$  و ماده تاریک سرد با چگالی  $\rho_m$  که دارای پارامتر معادله حالت  $\omega_m = 0$  است در نظر می‌گیریم. معادله انرژی برای دو مولفه مذکور به صورت

$$\rho_\Lambda + 3H(1+\omega_\Lambda)\rho_\Lambda = -Q, \quad (8)$$

$$\rho_m + 3H\rho_m = Q, \quad (9)$$

می‌باشند. که در آن  $Q = \Gamma \rho_\Lambda$  جمله برهمنشی و  $\Gamma = 3b^2 H \left(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda}\right)$  آهنگ تبدیل انرژی تاریک به ماده تاریک سرد با

ثبت جفت‌شدگی  $b^2$  می‌باشد [۷]. با محاسبه مشتق زمانی رابطه (۵) به دست می‌آوریم که  $\dot{\eta} = \frac{1}{a}$ ، آنگاه با استفاده از این رابطه و رابطه (۷) خواهیم داشت

$$\rho_\Lambda = -\frac{2H\sqrt{\Omega_\Lambda}}{na} \rho_\Lambda, \quad (10)$$

با قرار دادن رابطه (۱۰) در رابطه (۸)، می‌توان پارامتر معادله حالت مدل انرژی تاریک ایجگرافیک جدید برهمنشی را به صورت

$$\omega_\Lambda = -1 + \frac{2\sqrt{\Omega_\Lambda}}{3na} - b^2 \left(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda}\right). \quad (11)$$

استخراج کرد.

### ۳. مدل ایجگرافیک جدید تاخیون

میدان تاخیونی به عنوان یک چشممه انرژی تاریک پیشنهاد شده است. چگالی انرژی و فشار میدان تاخیونی به صورت زیر معرفی می‌شوند [۸]

$$\rho_T = \frac{V(\phi)}{\sqrt{1-\phi^2}}, \quad (12)$$

$$p_T = -V(\phi)\sqrt{1-\phi^2}, \quad (13)$$

که در آنها  $V(\phi)$  پتانسیل تاخیونی است. پارامتر حالت برای میدان اسکالر تاخیونی به صورت زیر نتیجه می‌شود

$$\omega_T = \frac{p_T}{\rho_T} = \phi^2 - 1. \quad (14)$$

جهت برقراری تناظر بین مدل ایجگرافیک جدید و تاخیون، می‌توان از تساوی های  $\omega_T = \omega_\Lambda$  و  $\rho_T = \rho_\Lambda$  استفاده کرد. در این صورت خواهیم داشت

$$V(\phi) = 3M_p^2 H^2 \Omega_\Lambda \sqrt{1 - \frac{2\sqrt{\Omega_\Lambda}}{3na} + b^2 \left(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda}\right)}, \quad (15)$$

$$\phi(a) - \phi(1) = \int_1^a \sqrt{\frac{2\sqrt{\Omega_\Lambda}}{3na} - b^2 \frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda}} \frac{da}{Ha}. \quad (16)$$

که در آنها  $a_0 = 1$  برای زمان حال در نظر گرفته شده است. برای بررسی رفتار عالم در زمانهای نهایی می‌توان قرار داد  $b = 0$  و  $\Omega_\Lambda = 1, \Omega_k = 0$

$$\phi(a) - \phi(1) = \frac{2e^{\frac{1}{n}}}{H_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \left( \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{n}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{na}}\right) \right). \quad (17)$$

#### ۴. مدل ایجگرافیک جدید K-essence

میدان اسکالر K-essence یکی دیگر از مدل‌های انرژی تاریک می‌باشد که می‌تواند شتاب آینده عالم را توجیه کند. چگالی انرژی و فشار برای میدان K-essence به صورت زیر می‌باشد [۹]

$$p(\phi, \chi) = f(\phi)(-\chi + \chi^2), \quad (18)$$

$$\rho(\phi, \chi) = f(\phi)(-\chi + 3\chi^2), \quad (19)$$

که در آن  $\chi = \frac{\phi^2}{2}$  می‌باشد. پارامتر حالت برای میدان اسکالر K-essence به صورت زیر نتیجه می‌شود

$$\omega_K = \frac{p(\phi, \chi)}{\rho(\phi, \chi)} = \frac{\chi - 1}{3\chi - 1}. \quad (20)$$

با برابر قرار دادن معادله (۲۰) با پارامتر معادله حالت ایجگرافیک جدید (۱۱)،  $\omega_K = \omega_\Lambda$  و استفاده از می‌توان معادله تحولی میدان اسکالر K-essence را به صورت

$$\phi(a) - \phi(1) = \int_1^a \sqrt{\frac{4 - \frac{4\sqrt{\Omega_\Lambda}}{3na} + 2b^2 \left(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda}\right)}{4 - \frac{2\sqrt{\Omega_\Lambda}}{na} + 3b^2 \left(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda}\right)}} \frac{da}{Ha}. \quad (21)$$

به دست آورد. برای عالم در زمانهای نهایی، معادله (۲۱) به رابطه زیر منجر می‌شود.

$$\phi(a) - \phi(1) = \frac{e^{\frac{1}{n}}}{H_0} \left[ \ln a + \frac{11}{12n} \left( \frac{1}{a} - 1 \right) - \frac{131}{576n^2} \left( \frac{1}{a^2} - 1 \right) + \frac{503}{10368n^3} \left( \frac{1}{a^3} - 1 \right) + O\left(\frac{1}{a^4} - 1\right) \right]. \quad (22)$$

#### ۵. مدل ایجگرافیک جدید دیلیتون

مدل انرژی تاریک میدان اسکالر دیلیتون مانند میدان اسکالار فانتوم گونه عمل می‌کند. چگالی انرژی و فشار مدل دیلیتون به صورت

$$\rho_D = -\chi + 3ce^{\lambda\phi}\chi^2, \quad (23)$$

$$p_D = -\chi + ce^{\lambda\phi}\chi^2, \quad (24)$$

می‌باشد [۱۰].

که در آنها  $c$  و  $\lambda$  کمیت‌های ثابت و مثبتی هستند و  $\phi^2 = 2\chi$  می‌باشد. پارامتر حالت میدان اسکالر دیلیتون به صورت زیر نتیجه می‌شود

$$\omega_D = \frac{p_D}{\rho_D} = \frac{-1 + ce^{\lambda\phi}\chi}{-1 + 3ce^{\lambda\phi}\chi}, \quad (25)$$

با برابر قرار دادن معادله (۲۵) با پارامتر حالت ایجگرافیک جدید (۱۱)،  $\omega_D = \omega_\Lambda = 2\chi$  و استفاده از رابطه  $\phi^2 = 2\chi$  می‌توان رابطه زیر را نتیجه گرفت

$$\phi^{\frac{\lambda\phi}{2}} = \sqrt{\frac{1}{c} \left( \frac{4 - \frac{4\sqrt{\Omega_\Lambda}}{3na} + 2b^2(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda})}{4 - \frac{2\sqrt{\Omega_\Lambda}}{na} + 3b^2(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_\Lambda})} \right)}. \quad (۲۶)$$

که با انتگرال‌گیری نسبت به  $a$  خواهیم داشت

$$e^{\frac{\lambda\phi(a)}{2}} = e^{\frac{\lambda\phi(1)}{2}} + \frac{\lambda}{2\sqrt{c}} \int_1^a \sqrt{\frac{4na\Omega_\Lambda - \frac{4}{3}\Omega_\Lambda^{\frac{3}{2}} + 2nab^2(1+\Omega_k)}{4na\Omega_\Lambda - 2\Omega_\Lambda^{\frac{3}{2}} + 3nab^2(1+\Omega_k)}} \frac{da}{Ha}. \quad (۲۷)$$

برای عالم در زمان‌های نهایی یعنی  $\Omega_\Lambda = 1$ ، معادله (۲۷) به رابطه زیر تقلیل می‌یابد

$$\phi(a) = \frac{2}{\lambda} \ln \left[ e^{\frac{\lambda\phi(1)}{2}} + \frac{\lambda e^{\frac{1}{n}}}{2H_0 \sqrt{c}} \left[ \ln a + \frac{11}{12n} \left( \frac{1}{a} - 1 \right) - \frac{131}{576n^2} \left( \frac{1}{a^2} - 1 \right) + \frac{503}{10368n^3} \left( \frac{1}{a^3} - 1 \right) + O\left(\frac{1}{a^4} - 1\right) \right] \right]. \quad (۲۸)$$

## ۶. نتیجه‌گیری

در این مقاله، مدل انرژی تاریک ایجگرافیک جدید برهمکنشی با ماده تاریک سرد در عالم غیر تحت (FRW) در نظر گرفته شد. سپس تناظر بین انرژی تاریک ایجگرافیک جدید با چگالی انرژی‌های تاخیون، K-essence و دیلیتون در عالم غیر تحت (FRW) مورد بررسی قرار گرفت. در نهایت، پتانسیل و دینامیک این مدل‌های میدان اسکالر که توصیف کننده کیهان‌شناسی‌های تاخیون، K-essence و دیلیتون می‌باشند، استخراج شدند.

## مراجع

- [1] A.G. Riess et al., Astron. J. **116**, 1009 (1998).
- [2] R.G. Cai, Phys. Lett. B **657**, 228 (2007).
- [3] H. Wei, R.G. Cai, Phys. Lett. B **660**, 113 (2008).
- [4] Y.W. Kim et al., Mod. Phys. Lett. A **23**, 3049 (2008).
- [5] A. Sheykhi, Phys. Lett. B **680**, 113 (2009).
- [6] H. Wei, R.G. Cai, Phys. Lett. B **663**, 1 (2008).
- [7] H. Kim, H.W. Lee, Y.S. Myung, Phys. Lett. B **632**, 605 (2006).
- [8] A. Sen, J. High Energy Phys. **10**, 008 (1999).
- [9] T. Chiba, T. Okabe, M. Yamaguchi, Phys. Rev. D **62**, 023511 (2000).
- [10] M. Gasperini, F. Piazza, G. Veneziano, Phys. Rev. D **65**, 023508 (2002).

## ۲۶. جواب self-similars برای انساط پلاسماهای فضایی در خلاء

رضا شکوهی

تهران، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک، کد پستی ۱۵۸۷۵-۴۴۱۳

چکیده:

جهاتی self-similars برای انساط یک پلاسمای بدون بخورد غیر مغناطیسی در خلاء برای پلاسماهای فضایی (غیر ماکسولی) به صورت تحلیلی محاسبه شده است.تابع توزیع لورنتزی برای نزدیکی هرچه بیشتر تئوری انساط پلاسما در خلاء به حالت‌های واقعی این پدیده مورد مطالعه قرار گرفته است و سرعت ، چگالی و میدان الکتریکی برای چنین حالتی محاسبه شده است.تابع توزیع لورنتزی در حد  $\rightarrow \infty$  به توزیع ماکسولی منتهی می‌شود و لذا کلیه جهاتی به دست امده نیز در چنین حدی به جهاتی self-similars برای توزیع ماکسولی می‌رسند.

مقدمه:

تحقیقات اخیر بر روی ستاره‌ها و جرم‌کشانی حاکی از آن است که بر اثر ایجاد برخی شرایط خاص مقداری از جرم ستاره به سمت خلا اطراف آن پاشیده می‌شود که وجود چنین پدیده‌هایی لزوم بررسی انساط پلاسما در خلاء به طور جدی نشان می‌دهد. انساط پلاسماهای گاوسی به وسیله یک جواب self-similars برای حالت شبه خنثی زمانی که شعاع پلاسما از شعاع دیابی بزرگتر باشد به طور کامل توصیف شده است [۱-۴]. در بسیاری از گزارشات در مطالعه پدیده انساط پلاسما در خلاء از مدل‌های سیالی برای بررسی خواص انساط پلاسما در خلاء استفاده شده است [۵-۶]. Gurevich و همکارانش در سال ۱۹۶۴ [۷] جواب self-similars یک سیال ایده‌آل را برای انساط پلاسما در خلاء تحمیم دادند. این مدل مناسب با حالتی است که پلاسما متصل به یک منبع بی نهایت بوده و اثری مریبوط به فرایند انساط پلاسما و شتاب یونها به طور نامحدود قابل تامین می‌باشد ولذا دمای الکترونها در بینه اصلی پلاسما همواره ثابت فرض می‌شود.

اکثر تحقیقات انجام شده در می‌بین انساط پلاسما در خلاء مریبوط به پلاسماهای ماکسولی بوده و انساط مریبوط به حالت‌های غیر ماکسولی به اندازه کافی مورد توجه قرار نگرفته است. مطالعات اخیر امکان وجود تابع توزیع جدیدی برای ذرات می‌دهد که به خاطر وجود دنباله‌های پر انرژی با تابع توزیع ماکسولی اساساً متفاوت است [۸، ۹، ۱۰، ۱۱]. این تابع توزیع جدید تابع توزیع لورنتزی (kappa function) بوده که summer و همکارانش [۸] این تابع را بر حسب مقادیر انتگرالی kappa به دست آورده‌اند.

: self-similars جواب

الف) حالت ماکسولی:

در ابتدا فرض می کنیم پلاسما به صورت نیمه نامحدود بوده و در زمان  $t=0$  شروع به انبساط می کند. پس از گذشت زمانی از مرتبه چند برابر عکس فرکانس یونی پلاسما می توان انبساط را به صورت شبه خنثی تصور کرد ( $n_i = n_{e0}$ ). یونها نیز در ابتدا سرد بوده و با معادلات سیالی توصیف می شوند. با فرض ماسکولی بودن الکترونها، چگالی الکترونها بولتمنی خواهد بود.

$$n_e = n_{e0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\theta \sqrt{\pi}} e^{-(\frac{v^2}{\theta^2} - \frac{2ev\phi}{m_e \theta^2})} dv = n_{e0} e^{\frac{e\phi}{T_e}} \quad (1)$$

که

$$\theta = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}$$

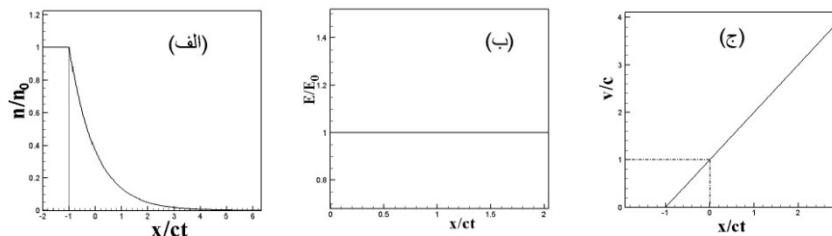
که  $n_i$  و  $n_{e0}$  چگالی الکترون و یون،  $T_e$  چگالی حالت غیر مختل الکترون،  $\phi$  پتانسیل الکتریکی،  $m_e$  به ترتیب دما و جرم الکترون می باشند.

مجموعه معادلات سیالی برای یونها و رابطه (1) به همراه شرط شبه خنثی بودن، مجموعه معادلات

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv_i) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{c^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (3)$$

را برای توصیف انبساط پلاسما در خلا می دهد که  $C$  سرعت یون صوت و  $v_i$  سرعت سیالی یونها و  $n$  چگالی می باشد. با در نظر گرفتن  $t=x/ct$  یا جواب self-similar برای انبساط پلاسما را به دست خواهیم آورد [۱۲]. چگالی  $n=n_0 \text{exe}(-1-x/ct)$  و سرعت  $v=v_0 \text{exe}(-1-x/ct)$  و میدان الکتریکی که درین حالت مستقل از مکان می باشد به صورت  $E=T_e/ect=1/\omega_{pe}t$  به دست می ایند که جواب self-similar مربوط به توزیع ماسکولی می باشد (شکل ۱).



شکل ۱. جواب self-similar مربوط به حالت ماسکولی (الف) چگالی یونها بر حسب  $x/ct$ . (ب) میدان الکتریکی بر حسب  $x/ct$ . (ج) سرعت یونها بر حسب  $x/ct$ .

ب) حالت غیر ماسکولی:

اکنون فرض می کنیم پلاسما از حالت تعادل ماکسولی خارج شده و توزیع سرعت ذرات به صورت لورنتزی باشد. اگر الکترونها در ابتدا پتانسیل  $\varphi$  را احساس کنند توزیع لورنتزی به شکل زیر خواهد بود [۲۸].

$$f_k = \frac{n_{e0}}{\theta\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{1/2}\Gamma(\kappa-1/2)} (1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2} - \frac{2e\phi}{m_e\kappa\theta^2})^{-\kappa} \quad (4)$$

که

$$\theta = (\frac{2\kappa-3}{\kappa})^{1/2} (\frac{T_e}{m_e})^{1/2}$$

اکنون چگالی الکترونی از حالت بولتزمنی خارج شده و به صورت زیر درمی آید

$$\begin{aligned} n_e &= \int_{-\infty}^{\infty} f_k dv = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_{e0}}{\theta\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{1/2}\Gamma(\kappa-1/2)} (1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2} - \frac{2e\phi}{m_e\kappa\theta^2})^{-\kappa} dv \\ &= n_{e0} (1 - \frac{2e\phi}{(2\kappa-3)T_e})^{-\kappa+1/2} \end{aligned} \quad (5)$$

که رابطه (۵) در حد  $\infty \rightarrow \kappa$  به همان رابطه بولتزمنی برای چگالی الکترونها منتهی می شود.

با در نظر گرفتن رابطه (۵) برای چگالی الکترونها و همچنین شرط شبیه ختنی بودن  $n_0 = n_i$  معادله حرکت حاکم در دینامیک یونها به صورت

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = \frac{(2\kappa-3)c^2}{1-2\kappa} n_0^{\frac{2}{1-2\kappa}} n^{1-\frac{2}{1-2\kappa}} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (6)$$

خواهد بود که  $n_0$  چگالی حالت غیر مختلط می باشد.

با در نظر گرفتن  $\alpha/x = \xi$  جواب self-similar انبساط پلاسما برای یک پلاسمای لورنتزی به شکل زیر خواهد بود.

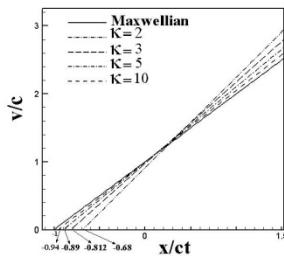
$$\frac{n}{n_0} = (1 + \frac{\xi + c}{c\sqrt{(2\kappa-1)(2\kappa-3)}})^{1-2\kappa} \quad (7)$$

$$v_i - \xi = c \sqrt{\frac{2\kappa-3}{2\kappa-1}} + \frac{\xi + c}{2\kappa-1} \quad (8)$$

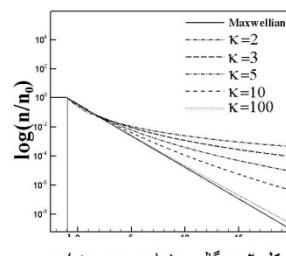
رابطه (۷) و (۸) در حد  $\infty \rightarrow \kappa$  به جواب self-similar مربوط به حالت ماکسولی میل می کند.

شکل (۲) پروفایل چگالی را بر حسب  $x$  نشان می دهد. همان طور که دیده می شود در حالتهای مربوط به kappa کوچکتر نرخ انبساط پلاسما سریعتر بوده و با افزایش مقدار kappa نرخ انبساط به حالت مربوط به ماکسولی نزدیک تر می شود.

شکل (۳) سرعت یونها بر حسب  $x$  را نشان می دهد. این شکل به خوبی نشان می دهد که در حالتهای مربوط به kappa کوچکتر که متناظر با توزیعهای پرانرژی تر می باشد پروفایل سرعت شبیب بیشتری داشته و یونها با شتاب بالاتری به سمت خلا حرکت می کنند.



شکل ۳، سرعت یونها بر حسب  
برای مقادیر مختلف .kappa



شکل ۴، چگالی یونها بر حسب  
برای مقادیر مختلف .kappa

از رابطه (۵) و (۷) پتانسیل الکتریکی به شکل

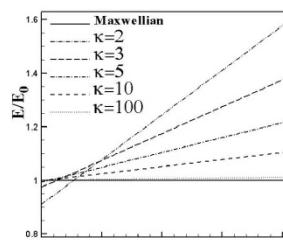
$$\phi = \frac{(2\kappa-3)I_e}{2e} \left(1 - \left(1 + \frac{\xi + c}{c\sqrt{(2\kappa-1)(2\kappa-3)}}\right)^2\right) \quad (10)$$

در می آید. اکنون میدان الکتریکی را می توان به صورت زیر نوشت:

$$E = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{E_0}{\omega_{pi} t} \frac{(2\kappa-3)}{\sqrt{(2\kappa-1)(2\kappa-3)}} \left[ 1 + \frac{\frac{\xi}{c} + 1}{\sqrt{(2\kappa-1)(2\kappa-3)}} \right] \quad (11)$$

که  $E = (E_0/\omega_{pi} t)^{1/2}$  و  $E_0 = (n_0 T / \epsilon_0)^{1/2}$  می باشد. میدان الکتریکی در حد  $\rightarrow \infty$  به مقدار  $E = (E_0/\omega_{pi} t)^{1/2}$  رسید که همان میدان الکتریکی مربوط به حالتهای ماکسولی است.

میدان الکتریکی برای حالت لورنتزی تفاوت عمدی با میدان الکتریکی مربوط به حالت ماکسولی دارد. میدان مربوط به حالت ماکسولی مستقل از  $X$  بوده و فقط وابستگی زمانی دارد و در تمام نقاط ذرات در حال انبساط میدان الکتریکی یکسانی احساس می کنند. در حالی که میدان الکتریکی مربوط به حالت غیر ماکسولی علاوه بر وابستگی زمانی وابستگی مکانی هم دارد (شکل ۴).



شکل ۴، میدان الکتریکی بر حسب  
برای مقادیر مختلف .kappa

**نتیجه گیری:**

در این مقاله تابع توزیع لورنتزی برای انبساط پلاسمای خلا در نظر گرفته شده است و چگالی یونها، میدان الکترومغناطیسی و سرعت بیونها در این حالت برای حالت self-similar محاسبه شده است. در این کار نشاد داده شده است که برای حالت‌های لورنتزی متناظر با مقادیر kappa کوچکتر از انبساط پلاسمای بیشتر بوده که این مساله به خاطر وجود ذنباله‌های پرانرژی مربوط به حالت لورنتزی می‌باشد که نسبت به حالت ماکسولی انرژی بیشتری را برای انبساط پلاسمای خلا تامین می‌کند.

**مراجع:**

1. D. S. Dorozhkina and V. E. Semenov, Phys. Rev. Lett. **81**, 2691 (1998).
2. A. V. Baitin and K. M. Kuzanyan, J. Plasma Phys. **59**, 83 (1998).
3. V. F. Kovalev, V. Yu. Bychenkov, and V. T. Tikhonchuk, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **122**, 264 (2002) [JETP **95**, 226 (2002)].
4. V. F. Kovalev and V. Yu. Bychenkov, Phys. Rev. Lett. **90**, 185004 (2003).
5. J. E. Crow, P. L. Auer, and J. E. Allen, J. Plasma Phys. **14**, 65 (1975).
6. Ch. Sack and H. Schamel, Phys. Rep. **156**, 311 (1987).
7. A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **49**, 647 (1965) Sov. Phys. JETP **22**, 449 (1966).
8. D. Summers and R. M. Thorne, Phys. Fluids B **3**, 1835 (1991).
9. D. Summers and R. M. Thorne, J. Geophys. Res. **97**, 16 827 (1992).
10. D. Summers, S. Xue, and R. M. Thorne, Phys. Plasmas **1**, 2012 (1994).
11. D. Summers, R. M. Thorne, and H. Matsumoto, Phys. Plasmas **3**, 2496 (1996).
12. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*. (Addison Wesley, Reading, Mass., 1959).

Filename: self محاسبه جواب  
Directory: C:\Documents and Settings\shokoohi\My Documents  
Template: C:\Documents and Settings\shokoohi\Application  
Data\Microsoft\Templates\Normal.dotm  
Title:  
Subject:  
Author: shokoohi  
Keywords:  
Comments:  
Creation Date: 12/1/2009 1:45:00 PM  
Change Number: 8  
Last Saved On: 12/8/2009 7:40:00 PM  
Last Saved By: shokoohi  
Total Editing Time: 889 Minutes  
Last Printed On: 12/8/2009 7:40:00 PM  
As of Last Complete Printing  
Number of Pages: 5  
Number of Words: 1,392 (approx.)  
Number of Characters: 7,938 (approx.)

## ۲۸. نوسان حلقه های تاج خورشید با مدل میدان مغناطیسی دو قطبی

خشکرودی، آزاده؛ صفری، حسین؛ جباری، سارا

گروه فیزیک دانشگاه زنجان

چکیده

در این مقاله شکل دوقطبی برای حلقه های تاج خورشید پیشنهاد شد است. با چنین مدلی اثرات پارامترهای تغییرات سطح مقطع، تغییرات شدت میدان، خمیش لوله ها همگنی در نوسانات عرضی و طولی وارد می شوند. باین منظور ما از مختصات متعامد جفت شده در هندسه دو قطبی برای لوله هی شار خورشید در میدان مغناطیسی دو قطبی پتانسیلی استفاده می کنیم. این مختصات، نمایش متریک مناسبی در طول خطوط میدان در مقایسه با سیستم مختصات دو قطبی دارد که از آن به منظور مطالعه تحلیلی در هندسه دو قطبی استفاده می شود. با در نظر گرفتن این مختصات، لوله های شار مغناطیسی شکل بنایی واقعی تری را نسبت به حالتی که لوله هی شار مغناطیسی به صورت مستقیم یا خمیده می باشد، پیدا می کنند. معادلات ام اج دی در این پس از ساده سازی به یک جفت معادله جفتیده تبدیل می شوند.

مقدمه

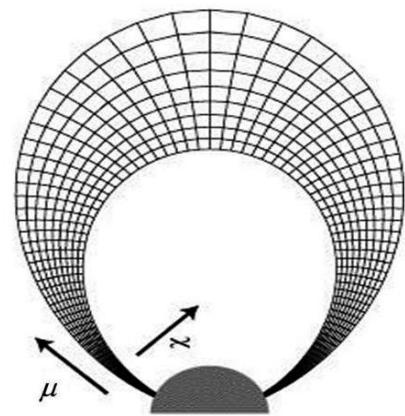
# دانشگاه شهید صدر اهواز

بسیاری از حلقه های تاج خورشید دارای شکل نیم دایره ای با قطب های مغناطیسی جفت شده هستند، که این حلقه ها در پایه های شید سپهر در خلاف جهت هم قرار گرفته اند. بنابراین به طور تقریبی می توان آنها را با میدان مغناطیسی دو قطبی توصیف نمود. اولین مدلی که برای حلقه های تاج خورشید در نظر گرفته شده بود، لوله هی مغناطیسی مستقیم همگن بود، که این لوله دارای پایه های منجمد شده در شید سپهر پر چگال بود. بعدها شکل بندی لوله های شار، کامل تر شد. وان دورسلیرو همکارانش در سال ۲۰۰۴<sup>[۳]</sup> و تراداس و همکارانش در سال ۲۰۰۶<sup>[۴]</sup> حلقه های خمیده با سطح مقطع دایره ای که دارای شعاع ثابت بودند در نظر گرفتند که این مدل به ندرت شرایط واقعی حلقه ها را ارضاء می کرد. به طور کلی خمیدگی لوله سبب تغییر در شکل سطح مقطع می شود. در این مقاله تمام شرایط واقعی برای لوله در نظر گرفته شده است. همچنین مختصاتی که برای این شرایط در نظر گرفتیم، مختصات دو قطبی با مولفه های جدید در یک سیستم متعامد می باشد.

## معادلات حاکم بر سیستم

با فرض مختصات جدید متعامد در سیستم حاضر شکل (۱) مولفه‌های آن به این شکل هستند:

شکل ۱: مختصات استفاده شده برای استخراج معادلات در این شکل نشان داده شده است.



$$\chi = \frac{\sin^2(\theta)}{r} \quad \varphi = \varphi \quad \mu = -\frac{\cos(\theta)}{r^2} \quad (1)$$

سنجه‌های مربوط به این سیستم بدین:

$$\nabla^\rho \mu = \frac{1}{h_\mu} \mu \quad (2)$$

$$\nabla^\rho \mu = \frac{2 \cos(\theta)}{r^3} \rho + \frac{\sin(\theta)}{r^3} \theta \quad (3)$$

از تساوی روابط (۲) و (۳)  $h_\mu$  به دست می‌آید:

$$h_\mu = \frac{r^3}{\Theta} \quad (4)$$

$$\nabla \chi = \frac{1}{h_\chi} \rho \quad (5)$$

$$\nabla \chi = -\frac{\sin^2(\theta)}{r^2} \rho + \frac{2\sin(\theta)\cos(\theta)}{r^2} \theta \rho \quad (6)$$

از تساوی دو رابطه‌ی (۵) و (۶) به این صورت به دست می‌آید:

$$h_\chi = \frac{r^2}{\Theta \sin(\theta)} \quad (7)$$

در این عبارت‌ها

$$\Theta = \sqrt{1 + \cos^2(\theta)} \quad (8)$$

و  $h_\phi$  نیز از رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$h_\phi = r \sin(\theta) \quad (9)$$

اثر تعامل در این مختصات به صورت زیر می‌باشد :

$$\chi \cdot \dot{\phi} = 0 \quad \mu \cdot \dot{\phi} = 0 \quad \mu \cdot \dot{\chi} = 0 \quad (10)$$

با استفاده از معادلات ایده‌آل ام اچ دی خطی شده‌ی:

$$\dot{B} = B_0(\mu, \chi) \dot{\mu} \quad \dot{b} = (b_\mu, b_\chi, b_\phi) \quad \dot{v} = (v_\mu, v_\chi, v_\phi) \quad (11)$$

با استفاده از معادلات ایده‌آل ام اچ دی خطی شده‌ی:

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{b}) \times \vec{B} \quad (14)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \nabla \times (v \times B) \quad (15)$$

به چنین روابطی خواهیم رسید:

$$\rho_0(\mu, \chi) \frac{\partial v_\mu}{\partial t} = 0 \Rightarrow v_\mu = 0 \quad (16)$$

$$\rho_0(\mu, \chi) \frac{\partial v_\chi}{\partial t} = -\frac{B_0}{4\pi h_\mu h_\chi} \left( \frac{\partial}{\partial \mu} h_\chi b_\chi - \frac{\partial}{\partial \chi} h_\mu b_\mu \right) \quad (17)$$

$$\rho_0(\mu, \chi) \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi h_\mu h_\varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \mu} h_\varphi b_\varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} h_\mu b_\mu \right) \quad (18)$$

$$\frac{\partial b_\mu}{\partial t} = -\frac{1}{h_\chi h_\varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \chi} h_\varphi v_\chi B_0 + \frac{\partial}{\partial \varphi} h_\chi v_\varphi B_0 \right) \quad (19)$$

$$\frac{\partial b_\chi}{\partial t} = \frac{1}{h_\mu h_\varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \mu} h_\varphi v_\chi B_0 \right) \quad (20)$$

$$\frac{\partial b_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{h_\mu h_\chi} \left( \frac{\partial}{\partial \mu} h_\chi v_\varphi B_0 \right) \quad (21)$$

از رابطه (21) خواهیم داشت :

$$b_\chi = -\frac{i}{\omega h_\mu h_\varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \mu} h_\varphi v_\chi B_0 \right) \quad (22)$$

با جایگذاری  $b_\chi$  در رابطه (17) :

$$\left( \frac{\omega^2}{v_A^2} - \frac{1}{h_\chi} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{1}{h_\varphi^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \frac{h_\varphi}{h_\mu} \right) \right) \frac{v_\chi}{i\omega} = -\frac{1}{h_\chi} \frac{\partial}{\partial \chi} h_\mu b_\mu \quad (23)$$

پس از کمی عملیات جبری برداری معادلات زیر را بدست می آوریم:

$$\left( -\frac{\omega^2}{v_A^2} - \frac{1}{h_\varphi^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{h_\varphi}{h_\mu h_\chi} \frac{\partial}{\partial \mu} \right) + \frac{m^2}{h_\varphi^2} \right) h_\mu b_\mu = \left( \frac{\omega^2}{v_A^2} + \frac{1}{h_\varphi^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{h_\varphi}{h_\mu h_\chi} \frac{\partial}{\partial \mu} \right) \right) \frac{1}{i\omega} \frac{\partial}{\partial \chi} B_0 h_\varphi v_\chi$$

(۲۴)

### نتیجه‌گیری

ما در این مقاله معادلات ام اچ دی را با مدل میدان مغناطیسی دو قطبی، چگالی غیر یکنواخت را به یک جفت معادله کاهش دادیم. در ادامه این کار معادلات بدست آمده با روش های تحلیلی و عددی حل خواهند شد و نتایج حاصل با مدل های ساده و یکنواخت میدان ثابت مقایسه می شوند.

### مرجع ها

[۱] Aschwanden, M.J., *Physics of the Solar Corona: An Introduction*, 2004 , (Berlin: Springer-Verlag).

[۲]Akira, K., Tooru, S., Kunihiko, W. and Tetsuya,S., *Computers & Geosciences* , 2006, **32**, 265

[۳]Van Doorsseleare,T., Debosscher,A.,Andries,J.,and Poedts,S.,A&A , 2004, **424**,1065.

[۴]Terradas, J., Oliver, R., and Ballester, J.L., APJ, 2006, **L91**, 650.

[۵]Ruderman, M. S., A&A, 2006, **506**, 885.

## ۳۴. تابع توزیع تکانه نوترونها در ماده نوترونی

احمد رجبی

گروه فیزیک، دانشگاه علوم پایه، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، خیابان شهید شعبانلو، لویزان، تهران، ایران، صندوق پستی ۱۶۷۸۸

### چکیده

در این مقاله تابع توزیع تکانه ماده نوترونی، در دمای صفر با استفاده از فرمول بندی ریستیک-کلارک محاسبه شده است. برای محاسبه تابع همبستگی از روش وردشی با پایین ترین مرتبه قید استفاده شده است. برای برهم کنش دو نوکلئون از پتانسیلهای پدیده شناختی *Reid*، *Delta-Ried* و *Av18* استفاده شده است. نتایجی که برای تابع توزیع تکانه به دست آمده است، نشان می دهد که در حالتی که ذرات برهمکنش دارند کسری از ذرات به تکانه بالای فرمی می روند.

### مقدمه

محاسبه احتمال اشغال اریتالها در فضای تکانه یک کار ضروری برای توصیف میکروسکوپیکی سیستمهای بس ذره ای است. در ستاره های نوترونی برای تخمین و محاسبه انرژی تک ذره و همچنین یافتن معادله حالت ستاره باستی تابع توزیع تکانه ستاره را داشته باشیم. برای اندازه گیری تجربی تابع توزیع تکانه هسته های عناصر از تکنیک پراکندگی غیر کشسان عمیق استفاده می شود[۱]. به این صورت که اگر تکانه انتقال یافته از طریق نوترون فرودی به هدف مورد نظر نسبتاً بزرگ باشد، با تحلیل تکانه ذرات خروجی که با تقریب همراه است، می توان سطح مقطع برخورد را محاسبه نموده و با داشتن سطح مقطع برخورد در یک پراکندگی می توان تابع پاسخ دینامیکی یک سیستم بس ذره ای را محاسبه نموده و از آنجا اطلاعاتی از تکانه هدف به دست آورده. اما وجود همبستگی های بس ذره ای و برهمکنش بین ذره فرودی و هدف مشکلاتی در اندازه گیری توزیع تکانه هدف به وجود می آورد که متنهی به تقریب و تخمین نتایج می شود و نتایج حاصل زیاد قابل استناد نیست[۲]. از این‌رو غالب اطلاعات در دسترس از تابع توزیع تکانه، مبنی بر محاسبات نظری است که بر پایه رهیافت های میکروسکوپیکی بنا نهاده شده اند. در این مقاله با استفاده از روش وردشی با پایین ترین مرتبه قید و بسط خوش ای ریستیک-کلارک تابع توزیع نوترونها را درون یک ستاره نوترونی خالص که فقط از نوترون ساخته شده است را محاسبه خواهیم نمود.

### فرمولبندی تابع توزیع تکانه

ساده ترین شکل تابع توزیع تکانه برای گاز فرمیونی آزاد بی نهایت(بدون برهم کنش) می باشد. در این حالت در دمای صفر گاز در حالت پایه خود بوده و ذرات کلیه ترازهای پایین تر از تکانه فرمی ( $\mathbf{k}_F$ ) را اشغال می کنند. در این حالت تابع توزیع تکانه، به صورت تابع پله ای هاوی ساید در می آید.

$$\mathbf{n}_0(\mathbf{k}) = \Theta(\mathbf{k}_F - \mathbf{k}) \quad (1)$$

اما در حالتی که ذرات سیستم با همدیگر بر هم کنش دارند، باید به نوعی اثر برهم کنش وارد شود. اعمال برهمکنشهای بین ذرات و محاسبات مربوط به تابع توزیع تکانه توسط گروههای مختلفی دنبال شده است. ما فرمولبندی ارائه شده توسط ریستینگ و کلارک را دنبال می کنیم[۳]. روش ریستینگ و کلارک مبنی بر بسط خوش ای است. در این روش احتمال اشغال اریتال  $k$  که با

$n_k$  نمایش داده می شود طبق تعریف برابر است با:

$$n_k = \frac{\langle \psi | a_k^\dagger a_k | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad (2)$$

که عملگر  $a_{\hat{k}}$  ( $a_{\hat{k}}^+$ ) یک ذره با تکانه  $\eta k$  را تولید (نایاب) می‌کند.  $\psi$  بردار حالت سیستم بوده و در روش وردشی جسترو به صورت:

$$\psi = \prod_{i < j} f(r_{ij}) \phi \quad (3)$$

تعریف می‌شود. در روش وردشی با پایین ترین مرتبه قید (LOCV) تابع همبستگی دو جسمی  $f(r_{ij})$  طوری به دست می‌آید که مقدار چشمداشتی انرژی کمینه شود [۴۵]. برای برهم کنش نوترونها از سه پتانسیل پدیده شناختی Reid, Delta-Ried, Av18 استفاده کرده ایم. در این روش تابع همبستگی طوری به دست می‌آید که نه تنها متوسط هامیلتونی سیستم کمینه شود، بلکه توابع موج به دست آمده نیز به یک بهنجار شوند.

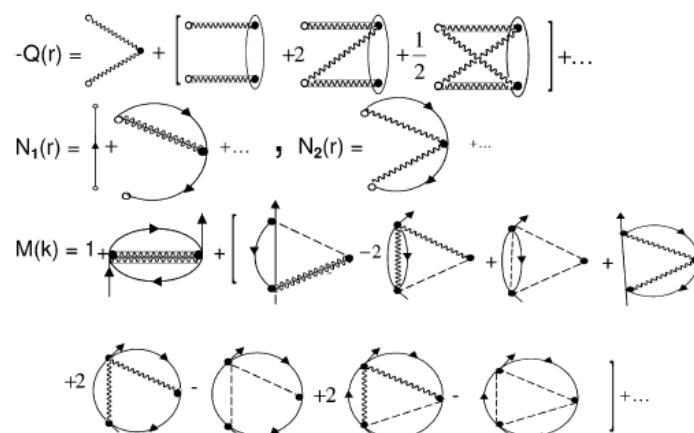
با بسط رابطه (۲) به صورت خوش‌ای، درست همانطور که ریستیگ و کلارک انجام داده‌اند، عبارت زیر برای احتمال اشغال اربیتال  $k$  به دست می‌آید.

$$n_k = n[N(k) + n_0(k)M(k)] \quad (4)$$

که در آن  $n = e^{Q(0)}$  و

$$N(k) = \frac{\rho}{V} \int dr [N_1(r)(e^{-Q(r)} - 1) + N_2(r)e^{-Q(r)}] e^{ik^0 r} \quad (5)$$

مطابق رابطه (۱) تابع توزیع تکانه گاز بدون برهم کش است،  $V, \rho$  به ترتیب چگالی و تبعگی سیستم می‌باشند. کمیتهای  $N_1(r), N_2(r), Q(r), M(k)$  توابع اصلی و مهم بسط بوده و نمایش دیاگرامی آنها در شکل (۱) آمده است.



شکل ۱: نمایش دیاگرامی توابع مربوط به تابع توزیع تکانه

برای برآورد هریک از توابع که دیاگرام آنها نمایش داده شده است، بایست از قوانین زیر پیروی کنیم:

۱- هر خط موج مانند که دو نقطه  $a, b$  را به هم وصل می‌کند، معادل تابع  $f(r_{ab}) - 1$  می‌باشد.

۲- هر خط نقطه چین که دو نقطه  $a, b$  را به هم وصل می کند ، معادل تابع  $1 - \eta_{ab} = f^2(r_{ab})$  می باشد.

۳- هر خط جهت دار محدود که دو نقطه  $a, b$  را به هم وصل می کند ، معادل تابع  $(r_{ab})^\gamma$  می باشد که این تابع به صورت :

$$\gamma(r) = \frac{\nu}{(2\pi)^3} \int dk n(k) e^{-ik \cdot p} \quad (6)$$

تعريف می شود.

۴- هر خط جهت دار غیرمحدود نمایشگر فاکتور  $\frac{e^{ik \cdot p}}{N}$  می باشد.

۵- به ازای خطوط جهت داری که تشکیل یک حلقه بسته با  $p$  نقطه متصل به هم می دهند ، یک فاکتور  $\nu^{1-p}$  بایست در عبارت به دست آمده ضرب گردد.

۶- هر حباب با دو نقطه داخلش ، معادل تابع  $1 - g(r_{ab})$  است ، که تابع  $(r_{ab})^\gamma$  تابع توزیع شعاعی دوجسمی می باشد.

۷- در نهایت به ازای هر نقطه توپر بایست یک انتگرال  $\rho \int dr$  جاگذاری و انتگرالها محاسبه گردند.

در فرمولبندی ارائه شده می بینیم که برای محاسبه احتمال اشغال سه تابع  $f(r), \eta(r), g(r)$  را که از تابع همبستگی ،  $f(r_{12})$  در دست می آیند ، بایست به عنوان ورودی مساله داشته باشیم.  $g(r_{12})$  تابع احتمال یافتن دو ذره در فاصله  $r$  را نمایش می دهد و در دمای صفر از رابطه زیر به دست می آید.

$$g(r_{12}) = f^2(r_{12}) \left(1 - \frac{1}{\nu} \lambda^2(k_F r_{12})\right) \quad (7)$$

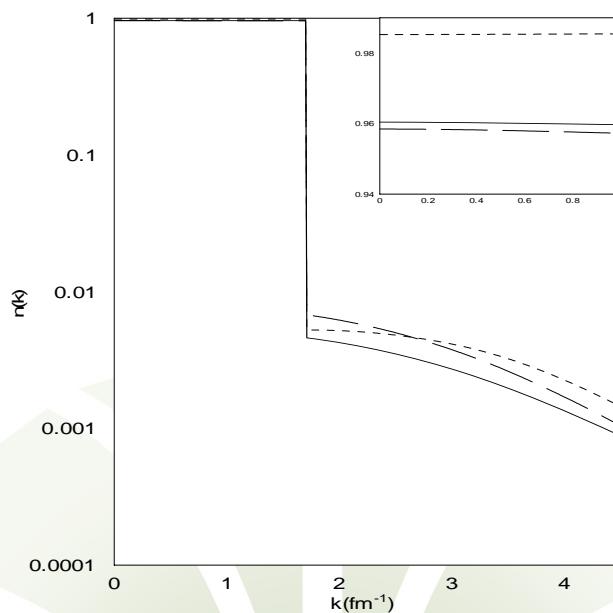
که در آن  $(k_F r)$  تابع اسلاتر است و به صورت زیر تعریف می شود:

$$\lambda(x) = \frac{3}{x^3} (\sin x - x \cos x) \quad (8)$$

با برآورد هریک از دیاگرامهای نمایش داده شده در شکل مطابق با روندی که در مرجع [۵] انجام گرفته است ، احتمال اشغال اربیتالهای فضای تکانه محاسبه می گردد. نتایج محاسبه شده در شکل (۲) نمایش داده شده است.

## نتیجه گیری

همانطور که در شکل (۲) دیده می شود، برخلاف حالت بدون برهمکنش کسری از ذرات به تکانه های بالاتر از تکانه فرمی می روند. نتایج حاصل در حالتی که نوترونها برهم کنش دارند تفاوت محسوسی با حالت بدون برهمکنش ندارد. محاسبات این مقاله با نتایج حاصل از محاسبات قبلی که برای ماده هسته ای متقارن انجام شده است در توافق می باشد. می توان با دردست داشتن تابع توزیع تکانه انرژی تک ذره در ستاره نوترونی را نیز محاسبه نمود.



شکل ۲: نمایش نتایج به دست آمده برای تابع توزیع تکانه ستاره نوترونی خالص در چگالی  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-1}$  برای سه پتانسیل Ried (خط پر)، Av18 (خط تیره) و Delta-Reid (خط نقطه چین)

## مرجع ها

- [1]- P.E. Sokol, R.N. Silver, J.W. Clark, *Momentum distributions* (Plenum Press, New York, 1989);
- [2]- E. Feenberg, *Theory of Quantum Liquids* (Academic, New York, 1969);
- [3]- M.L. Ristig, J.W. Clark, Phys. Rev. B **14**, 2875(1976);
- [4]- M. Modarres, A. Rajabi, H.R. Moshfegh, Phys.Rev. C **76**, 064311 (2007);
- [5]- M. Modarres, A. Rajabi, H.R. Moshfegh, Nucl. Phys. A **808**, 60 (2008);

### ۳۵. اثر هدایت گرمایی بر روی قرصهای برافزایشی در حضور میدان چنبره‌ای: بررسی

#### صحت جواب‌های خود مشابهی

شهرام عباسی<sup>۱</sup>، منیره عابد زیدی<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

چکیده

در این تحقیق سعی کرده ایم حل‌های خود مشابهی را برای قرصهای برافزایشی در حالتی که هدایت گرمایی به همراه میدان چنبره‌ای وجود دارد را داشته باشیم تا با استفاده از آن جواب‌های اصلاح شده‌ای را برای معادله درجه چهار بیاییم (**S. Abbassi, J.Ghanbari and S.Najjar 2008**). مثبت بودن  $C_2^2$  قیدی ایجاد می‌کند. ما بر آنیم تا جوابهای معادله را تحت این قید بررسی کنیم. در نهایت به بررسی اثر هدایت گرمایی روی ساختار دینامیکی قرص می‌پردازیم.

# دانشگاه سید همراه اهواز

مقدمه

مسئله‌ی برافزایش در دهه‌های اخیر مبحث پر توجهی بوده است. و مدل‌های بسیاری برای آن ارایه شده است (Kato, Fukue & Mineshige 1998). قرصهای ADAF در حد برافزایش کم و زیاد رخ میدهد. وقتی آهنگ برافزایش کوچکتر از آهنگ برافزایش ادینگتون باشد، قرص از نظر اپتیکی نازک است و در این حال قرص فرست کافی برای تابش انرژی آزاد شده از برافزایش را نداشته و مقداری از انرژی به همراه سیال پهنه‌رفت می‌کند. اگر آهنگ برافزایش بزرگ باشد، قرص از نظر اپتیکی ضخیم خواهد بود و به دلیل اینکه فوتون‌ها در قرص به دام می‌افتد، مقداری از انرژی آزاد شده در قرص گیر می‌افتد و در نتیجه قرص در حد پهنه‌رفت غالب قرار می‌گیرد (Ichimaru 1977, Narayan & Yi 1994, 1995a, 1995b; Abramowicz 1995 و در نتیجه قرص در حد پهنه‌رفت غالب قرار می‌گیرد) (Menou 2005-2006). اخیرا (Narayan & Yi 2004) با استفاده از حل‌های خود مشابهی (Abrahamowicz 1995

فرضیه‌ای ADAF ارایه شده بود توانست اثرات هدایت گرمایی را در این شاره‌ها مطالعه نماید. نتایج او تایید میکند که هدایت گرمایی میتواند نقش فیزیکی عمده‌ای در سهم برافراش داغ قرصها داشته باشد.

برافراش در سیاه‌چاله‌ها در طی چند دهه‌ی اخیر همواره مورد توجه پژوهشگران بوده است و مدل‌های

مشاهداتی که از هسته‌های فعال کهکشانی دریافت شده حاکی از وجود فرضیه برافراش کم می‌باشد. زمانی که به مطالعه‌ی این قرصها می‌پردازیم معقول است آثار میدان مغناطیسی را بر دینامیک فرض در نظر بگیریم. وارد کردن میدان مغناطیسی در معادلات حاکم بر سیستم باعث ایجاد پیچیدگی‌هایی می‌شود. میدان مغناطیسی تاثیر عمده‌ای بر فرض دارد. در یک فرض مغناطیسی، لختی گاز می‌تواند خطوط میدان مغناطیسی را خم کند و در نتیجه یک مؤلفه‌ی میدان مغناطیسی چنبره‌ای در فرض ایجاد می‌شود که ممکن است باعث ایجاد شارش‌های بروون سوی ماده تا فاصله‌های زیاد به صورت جت‌ها شود.

همان طور که در چکیده بیان شد، ما در این تحقیق برایم با استفاده از قید سیستم، صحت جوابهای خود مشابهی را بررسی کنیم و در ادامه اثر قید را بروی پارامترهای دیگر ببینیم.

### معادلات حاکم بر سیستم

در این تحقیق ما شاره‌های برافراشی پایا، هم دما، چرخشی و یا تقارن محوری که شامل میدان مغناطیسی چنبره‌ای است را بررسی می‌کنیم. میدان مغناطیسی تنها شامل مؤلفه  $B_\Phi$  است ( $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \Phi}$ ). بر این اساس معادلات MHD حاکم بر سیستم را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Sigma v_r) &= 2 \rho H \\ v_r \frac{d v_r}{dr} &= \frac{V_\Phi^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma C_s^2) - \frac{C_A^2}{r} - \frac{1}{2\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma C_A^2) \end{aligned}$$

$$\frac{GM}{r^3} H^2 = C_s^2 [1 + \frac{1}{2} (\frac{C_A}{C_s})^2] = (1 + \beta) C_s^2$$

$$\frac{\Sigma v_r}{\gamma - 1} \frac{d C_s^2}{dr} + \frac{\Sigma C_s^2}{r} \frac{d}{dr} (r v_r) = Q_{vis} - Q_{rad} + Q_{cond}$$

$$\mathcal{V}_r \frac{d\mathcal{C}_A^2}{dr} + \mathcal{C}_A^2 \frac{d\mathcal{V}_r}{dr} - \frac{\mathcal{C}_A^2}{r} \mathcal{V}_r = 2\mathcal{C}_A^2 \frac{\dot{B}_\phi}{B_\phi} - \mathcal{C}_A^2 \frac{2\rho H}{\Sigma}$$

در این معادلات  $\Sigma$  چگالی سطحی،  $H$  ضخامت قرص،  $\mathcal{C}_s$  سرعت آلفون و

$$\beta = \frac{P_{mag}}{P_{gas}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\mathcal{C}_A}{\mathcal{C}_s} \right)^2$$

$Q_{vis}$  انرژی آزاد شده ناشی از وشكسانی است،  $Q_{rad}$  انرژی آزاد شده به صورت تابش و  $Q_{cond}$  انرژی منتقل شده به

صورت هدایت گرمایی است،  $Q_{adv}$

$$Q_{vis} = \Sigma \frac{\alpha \mathcal{C}_s^2}{\Omega_k} r^2 \left( \frac{d\Omega}{dr} \right)^2$$

$$Q_{rad} = \frac{8acT^4}{3\kappa\rho H}$$

$$Q_{con} = -\frac{2H}{r} \frac{d}{dr} (r F_s)$$

که در آن  $F_s = 5\Phi\rho \mathcal{C}_s^2$ . برای حل معادلات بالا از روش خود مشابه استفاده می کنیم. جواب های پیشنهادی به صورت زیر است:

$$\mathcal{V}_r = -C_1 \alpha \sqrt{\frac{GM}{r}},$$

$$\mathcal{V}_\Phi = C_1 \sqrt{\frac{GM}{r}},$$

$$\mathcal{C}_s^2 = C_3 \frac{GM}{r},$$

$$\mathcal{C}_A^2 = \frac{B_\Phi^2}{4\pi\rho} = 2\beta \mathcal{C}_s \frac{GM}{r},$$

$$\Sigma = \Sigma_0 r^{-\frac{1}{2}},$$

$$\rho = \rho_0 r^{-3},$$

$$\dot{B}_\Phi = \dot{B}_\Phi r^{-\frac{11}{4}},$$

اگر این جواب ها را در معادلات سیستم قرار دهیم، به معادلات ساده زیر می رسیم:

$$\rho = 0,$$

$$\frac{1}{2}\alpha^2 C_1^2 + C_2^2 - 1 + \frac{1}{2}[3 - \beta]C_3 = 0,$$

$$C_1 = \frac{3C_3}{2},$$

$$\frac{H}{r} = \sqrt{(1 + \beta)C_3},$$

$$C_2^2 = \frac{3-\gamma}{\gamma-1} \frac{2}{9f} C_1 + \frac{40}{9\alpha f} \frac{-1}{\sqrt{\frac{3}{2}}} \Phi \sqrt{C_1},$$

$$\dot{B}_0 = \frac{5C_1\alpha GM}{4} \sqrt{4\pi \sum_0 \frac{\beta C_3}{\sqrt{(1+\beta)C_3}}},$$

ضریب  $V_\Phi C_2$  است و باید مثبت باشد:

$$C_2^2 \geq 0$$

با اعمال این شرط به قید زیر میرسیم:

$$C_1 \phi \frac{200}{3} \frac{\Phi^2}{\alpha^2}$$

$\alpha, \Phi$  مقادیر فیزیکی که در شرط فوق صدق کنند را می پذیرند. ما این شرط را بروی جواب های (S.Abbassi, J.Ghanbari) اعمال می کنیم و در پی جوابهایی هستیم که صحت فیزیکی داشته باشند. در ادامه سعی خواهیم کرد اثر آن را بروی پارامترهای دیگر مانند سرعت صوت، دما و چگالی بررسی کنیم.  
از ترکیب معادلات بالا به معادله درجه چهارم زیر می رسیم:

$$D^2 C_1^4 + 2BD C_1^3 + (B^2 - 2D) C_1^2 - (A^2 + 2B) C_1 + 1 = 0,$$

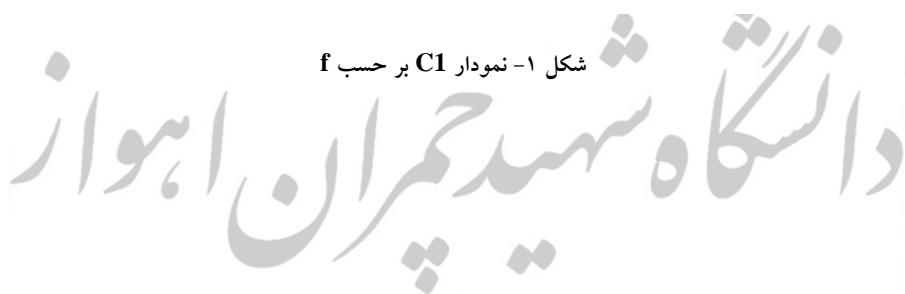
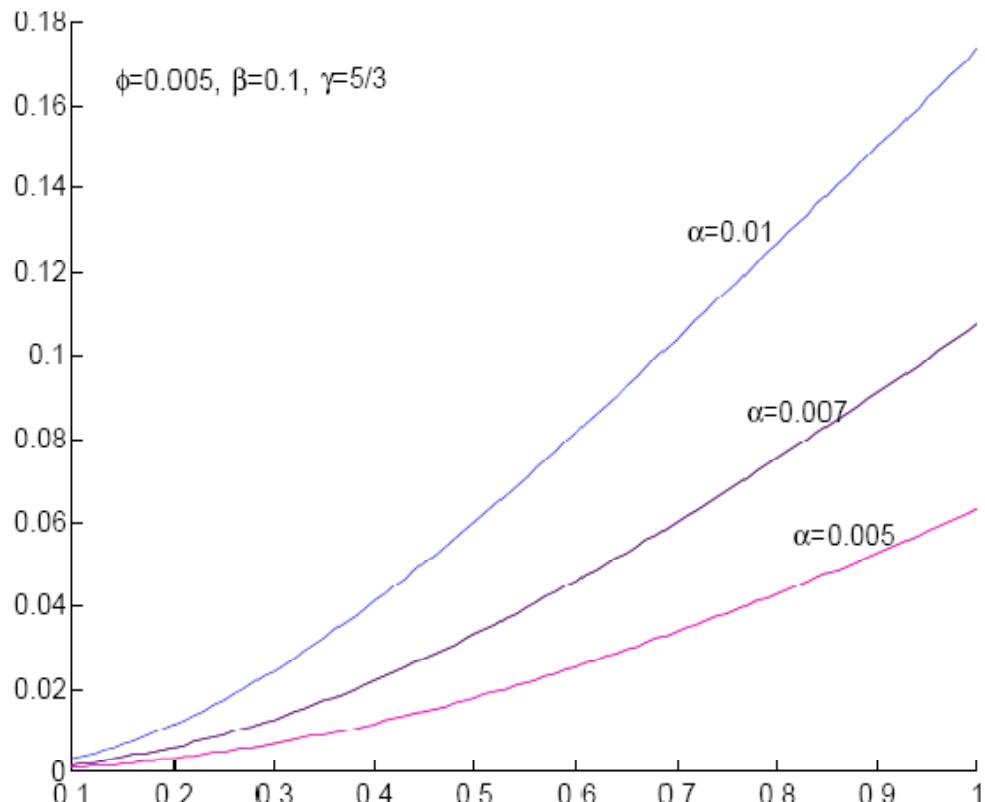
که در آن

$$D = \frac{1}{2} \alpha^2,$$

$$B = \left[ \frac{4}{9f} \left( \frac{1}{\gamma-1} - \frac{1}{2} \right) - \frac{\beta}{3} + 1 \right],$$

$$A = \frac{-40}{9\alpha f} \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi,$$

با اعمال قید فوق به معادله درجه چهار بالا انتظار داریم که جوابهای معادله مان محدودتر شود. در نمودار زیر رفتار یکی از ریشه ها را تحت قید مسئله با مقادیر متفاوت  $\phi, \alpha$  رسم کردیم.

شکل ۱- نمودار C1 بر حسب  $f$ 

مراجع

- [1] Abbassi, S., Ghanbari, J., Najjar, S., *MNRAS*, 2008, 388, 663
- [2] Narayan, R., Yi, I., 1995a, *ApJL*, 428, L13
- [3] Tanaka, T., Menou, K., 2006, *ApJ*, 649, 345
- [4] Akizuki, C., Fukue, J., 2006, *PASJ*, 58, 461

## ۳۸. کنترل گیرنده رادیو تلسکوپ جهت تنظیم آن در جهت مطلوب (سیستم Go to)

اله وردی، فریده و معتمدی نسب، امین

دانشگاه آزاد اسلامی واحد اندیمشک

[allahverdi.f@gmail.com](mailto:allahverdi.f@gmail.com)

[a.motamedi@hotmail.com](mailto:a.motamedi@hotmail.com)

چکیده

با توجه به قرار گرفتن اجرام سماوی در نقاط مختلف پنهان آسمان برای رصد رادیویی این اجرام، نیازمند قرار گیری دقیق رادیو تلسکوپ در جهت مناسب این اجرام می باشیم. بنابراین رادیو تلسکوپ باید شرایطی داشته باشد که بتواند در تمام جهت های آسمان حرکت کند. یکی از روشهای جستجوی منابع رادیویی این است که رادیو تلسکوپ (دیش) مجهز به دو موتور باشد که یکی از موتورها در جهت ارتقایی و دیگری در جهت سمتی، دیش را تغییر دهند تا دیش در جهت مطلوب تنظیم شود. در این پژوهش ابتدا ساختار فنی رادیو تلسکوپ مورد بررسی قرار می گیرد و پس از بررسی مدارهای مربوطه سعی بر طراحی کنترلری جهت رسیدن رادیو تلسکوپ به مسیر مطلوب می شود.

مقدمه:

رادیو تلسکوپ برای مطالعه رخدادهای رادیویی از ستاره ها، کهکشانها، اختنامها و سایر اشیای فضایی استفاده می شود. این تلسکوپها در محدوده ای امواج رادیویی فعالیت می کنند و بر اساس امواج رادیویی که دریافت می کنند داده های زیادی را برای ما آشکارسازی می نمایند. برای نمونه ستاره های در حال تولد، خورشید، کوازارها، ستاره های نوترونی، طوفانهای سیاره ای و ... با استفاده از تلسکوپ های رادیویی قابل مشاهده اند.

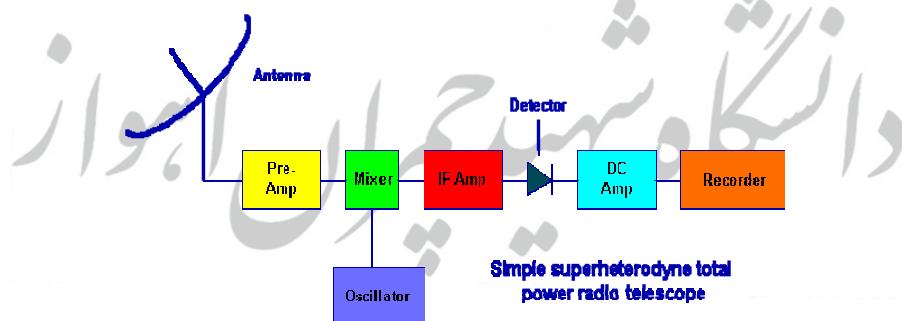
آنتن ها می توانند از یک آنتن ساده و معمولی نیم موج دو قطبی نظری آنچه در گیرنده های تلویزیونی استفاده می شود، یا آنتن های مجهرز به بشتابهای عظیم  $300$  متری باشند. در تلسکوپهای رادیویی نیز همانند آنچه در مورد همتای نوری آنها صادق است، بزرگ بودن سطح جمع آوری امواج از دو جنبه مفید می باشد. اول آنکه توان جمع آوری امواج برای رصد منابع ضعیف و یا خیلی دور افزایش می یابد و دوم اینکه توان تفکیک نسبت مستقیمی با قطر بشتاب آنتن دارد. هر چه قدرت تفکیک تلسکوپی بیشتر باشد، توانایی آن برای جداسازی جزئیات تصویر

افزایش خواهد یافت. قدرت تفکیک تلسکوپ‌ها رابطه تنگاتنگی با سطح جمع آوری کننده امواج و طول موج آنها دارد.

### ساختار فنی رادیو تلسکوپ‌ها

رادیو تلسکوپ‌ها همانند دستگاه‌های رادیویی معمولی که در تمام منازل یافت می‌شوند، کار می‌کنند، بدین معنی که همانند رادیوهای معمولی از یک آنتن، یک آمپلی‌فایر و یک آشکارساز تشکیل شده است اما میان این دو وسیله، دو تفاوت عمده وجود دارد. اول امواجی که رادیو تلسکوپ‌ها مجبور به آشکارسازی آنها هستند، بسیار ضعیف بوده و دوم رادیو تلسکوپ‌ها باید تمام سیگنال‌های دریافتی را برای آنالیزهای بعدی ذخیره نمایند. از نظر ساختمانی، یک رادیو تلسکوپ را می‌توان به هشت قسمت اصلی و مهم زیر تقسیم نمود:

۱. آنتن
۲. پیش تقویت کننده یا آمپلی‌فایر اولیه
۳. مخلوط کننده
۴. نوسان ساز
۵. تقویت کننده موج متوسط یا IF
۶. آشکارساز مجدولری
۷. تقویت کننده DC
۸. ابزار ضبط اطلاعات



نمای بلوکی بخش‌های مختلف گیرنده رادیو تلسکوپ

### آنتن

در دنیای الکترونیک، آنتن سیستمی است مشتمل بر سیمهای و یا سایر اجسام هادی گفته می‌شود که جهت ارسال و یا دریافت امواج رادیویی یا سایر طول موج‌های امواج الکترومغناطیسی به کار می‌روند. در یک آنتن فرستنده، سیگنال‌های رسیده از مدار الکتریکی باعث نوسان الکترونها در آنتن می‌شوند. حرکت بار الکتریکی باعث تولید میدان الکترومغناطیسی در اطراف خود شده و این میدان به نوبه خود امواج الکترومغناطیسی را در جهت خاصی که

به طراحی آتن بستگی دارد پخش می کند. برای مثال آتن ایستگاه های رادیویی به گونه ای طراحی می شوند تا امواج را در تمام جهات به طور یکسان پخش نمایند اما از آن سو آتن های یک دستگاه رادار امواج را در جهت خاصی منتشر می نماید.

در آتن های گیرنده ، مسیر بر عکسی برای تولید جریان در مدار آتن طی می شود. ابتدا امواج الکترومغناطیسی به گونه ای باعث تحریک الکترونها می شوند که جریان القایی در مدار آتن تولید می گردد، سپس این جریان در مدارهای الکتریکی خاصی تقویت و فیلتر شده و در نهایت اطلاعات آن استخراج می شود.

#### پیش تقویت کننده

سیگنالهای رادیویی گسیل شده از فضا بسیار ضعیف هستند. ضعف این سیگنالها زمانی بیشتر نمایان می شود که بدانیم اگر تمامی انرژی حاصل از دریافت این سیگنالها را از ابتدای تاریخ مشاهده فضا با تلسکوپهای رادیویی، با هم جمع کنیم به سختی قادر به آتش زدن یک چوب کبریت خواهیم شد. متوسط انرژی سیگنالهای رادیویی که از فضا دریافت می شوند در حدود  $2 \times 10^{-5}$  وات می باشد.

برای اندازه گیری و مشاهده چنین سیگنال ضعیفی باید آنچه را که دریافت می کنیم میلیونها بار تقویت نماییم. اما مشکل زمانی خود را نشان می دهد که بدانیم ابزارهای الکتریکی که در رادیوتلسکوپها مورد استفاده قرار می گیرند، در زمان عملکرد نویزهای ضعیف و قوی فراوانی تولید می کنند.

#### مخلوط کننده

وظیفه مخلوط کننده کاهش و تغییر فرکانس سیگنالهای دریافتی از پیش تقویت کننده می باشد. این کار به دو دلیل انجام می گیرد. اول اینکه از نظر تکنولوژیکی، ساخت تقویت کننده ها، فیلترها و سایر قطعات الکترونیکی که قادر به کار با امواج فرکانس بالا باشند، سخت و گران است. دوم اینکه اگر ما تمام تقویتها را با فرکانسی که دریافت می کنیم انجام دهیم، امکان بازگشت امواج به آتن و تولید پس خور به شدت افزایش خواهد یافت. این اثر مشابه حالتی است که یک سخنران میکروفون را بسیار نزدیک به دهان نگه دارد.

#### نوسان ساز

اکثر رادیوتلسکوپها از نوسان سازهای کوارتز استفاده می کنند. مزیت عمدۀ استفاده از کریستالهای کوارتز در تولید نوسان، پایداری خوب و اغتشاش کم در خروجی آنها است. از آنجایی که طبیعت رادیوتلسکوپها اقتضایی می کند تا در باند پنهانی از امواج عمل نمایند، اغتشاش اندکی در نوسان تولیدی، قابل اغماض می باشد. اگرچه اغتشاشات آنقدر بزرگ نیستند که تولید مزاحمت نمایند اما باید مراقب بود که این اغتشاشات، نویزهای طبیعی سیستم را تشدید ننمایند، چراکه در آن صورت سیگنالهای خروجی تلسکوپ تغییر خواهد کرد و اغتشاشات همانند دریافت واقعی تفسیر خواهد شد.

#### تقویت کننده آی اف

حاصل نگریستن به آسمان با یک رادیوتلسکوپ، عددی است که نماینده قدرت امواج دریافتی از آن محدوده می باشد. اگر زاویه دید رادیو تلسکوپ مورد استفاده ۱ درجه باشد، با هر بار رصد مقدار عددی ولتاژی را به دست

می‌آوریم که متناظر با قدرت امواج رادیویی گسیل شده از آن منطقه است. حال می‌توان با چرخاندن رادیوتلسکوپ و دریافت اطلاعات سایر نقاط در آن حوالی، نقشه رادیویی منطقه‌ای از آسمان را تهیه کرد. این نقشه رادیویی، ماتریسی از اعداد است که با توجه به زاویه دید تلسکوپ، وسعت مشخصی از فضا را در بر می‌گیرد. هر قدر زاویه دید تلسکوپ کوچکتر باشد، قدرت تفکیک تصاویر حاصل از آن افزایش می‌یابد.

طراحی مدار الکترونیکی جهت تنظیم صحیح دیش

اصلی‌ترین قسمت در طراحی یک مدار، پروگرام کردن یک میکروکنترلر است. میکروکنترلر یک آئی سی قابل برنامه ریزی می‌باشد که عملکرد آنها از قبل تعیین شده است. میکروکنترلرها از چند بخش تشکیل شده اند: (۱) **CPU** واحد پردازش (۲) **ALU** واحد محاسبات (۳) **I/O** ورودی‌ها و خروجی‌ها (۴) **RAM** حافظه اصلی میکرو (۵) **ROM** حافظه‌ای که برنامه روی آن ذخیره می‌شود (۶) **Timer** برای کنترل زمان و ...

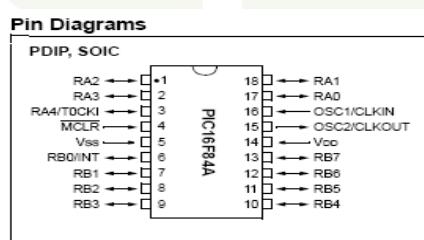
میکروکنترلرها مانند یک کامپیوتر کوچک با قدرت کمتر هستند. این آئی سی‌ها معمولاً برای کنترل و تصمیم‌گیری استفاده می‌شوند که مطابق الگوریتم برنامه‌ای که برای آن تعریف می‌شود عمل می‌کنند. یکی از مزایای مهم میکروکنترلر نسبت به مدارهای منطقی این است که به راحتی می‌توان برنامه میکروکنترلر را تغییر داد و تا هزاران بار می‌توان روی میکرو برنامه‌های جدید نوشت و پاک کرد.

میکروکنترلرها را می‌توان در سه گروه **AVR**, **PIC** و **8051** قرار داد. خانواده **8051** جزو اولین میکروکنترلرهایی بود که رایج شده و در مقابل خانواده‌های **PIC** و **AVR** از امکانات کمتری برخوردار است. خانواده میکروکنترلر **AVR** تمام امکانات **8051** را دارا می‌باشد و امکاناتی چون **ADC** (مدل آنالوگ به دیجیتال)، نوسان‌ساز داخلی و قدرت و سرعت بیشتر از جمله مزایای این خانواده می‌باشد. خانواده **PIC** از نظر امکانات مانند **AVR** می‌باشد و در کل صنعتی تر است.

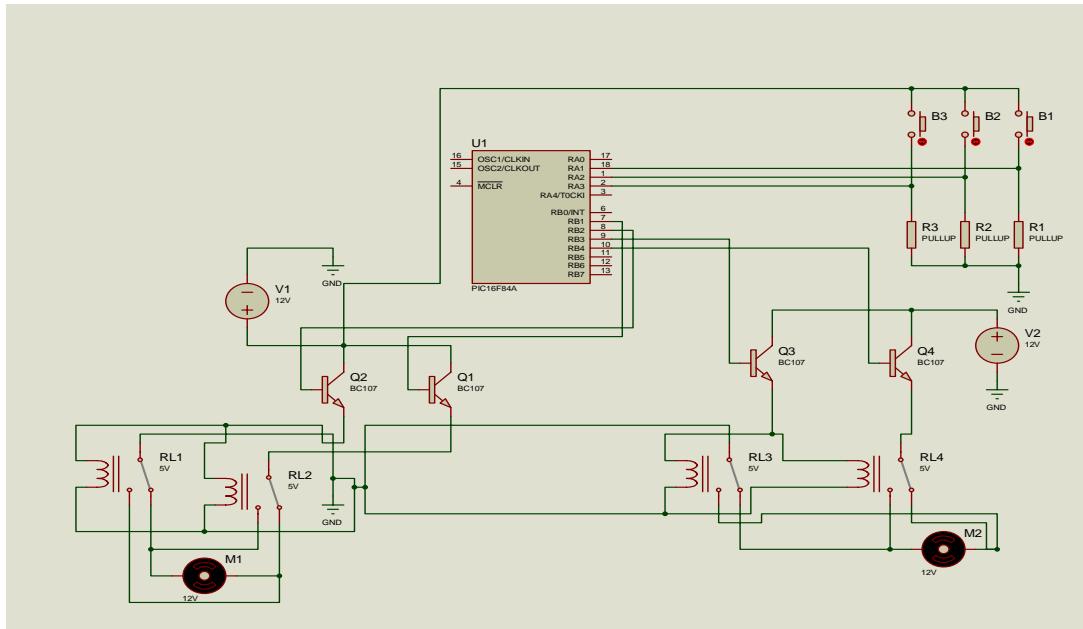
در این طرح از یک میکروکنترلر خانواده **PIC** (Programmable Interface Controller) با شماره **PIC16F84A** استفاده شده است.

این میکروکنترلر قابلیت ۴۰ سال نگهداری اطلاعات **EEPROM** و ۱۰۰۰ بار خواندن و نوشتن حافظه **flash** و همچنین از قابلیت **10.000.000** بار خواندن و نوشتن حافظه **EEPROM** را برخوردار می‌باشد. مشخصات جانبی میکروکنترلر **PIC16F84A**:

دارای ۱۳ پایه ورودی خروجی (دو درگاه ورودی خروجی به نام A با ۵ پایه و B با ۸ پایه) ، هر پین ورودی خروجی دارای مدار Latch میباشد ، یعنی هر بیت اطلاعات که از طریق میکرو به عنوان خروجی به پورت ریخته میشود روی پورت باقی میماند تا وقتی که اطلاعات جدید روی آن ریخته شود . همچنین اگر هر بیت اطلاعات به عنوان ورودی روی پورت ها ریخته شود تا وقتی اطلاعات جدید وارد نگردد تغییر نمیکند . در شکل زیر تصویر میکروکنترلر نشان داده شده است. به عنوان توضیح به ترتیب از بالا به پایین سمت چپ از ۱ تا ۹ و سمت راست از ۱۰ تا ۱۸ از پایین به بالا (سر میکرو رو به بالاست) پایه ها معرفی می شوند .



- پایه شماره ۱۰- به عنوان بیت سوم از پورت B
- پایه شماره یازده ۱۱- بیت ششم پورت B
- پایه شماره دوازده ۱۲- بیت هفتم پورت B
- پایه شماره سیزده ۱۳- بیت هشتم پورت B
- پایه شماره چهارده VDD یا همان VCC (به عنوان تغذیه)
- پایه شماره پانزده به یک سر کریستال وصل می شود.
- پایه شماره شانزده به سر دیگر کریستال وصل میشود.
- پایه شماره هفده ۱۷- بیت اول پورت A
- پایه شماره هیجده ۱۸- بیت دوم پورت A
- پایه شماره یک- به عنوان بیت چهارم از پورت A (شماره گذاری پورت A شماره از صفر شروع شده است)
- پایه شماره دو- به عنوان بیت پنجم از پورت A
- پایه شماره سه- بیت پنجم از پورت A (پایه شماره ۴- پایه ی ریست این میکروکنترلر هستش که باید در حالت عادی با یک مقاومت به VCC تغذیه وصل باشد و برای ریست کردن باید لحظه ای به زمین GND وصل شود .)
- پایه شماره پنج ۵- به زمین GND وصل می شود .
- پایه شماره شش ۶- بیت اول پورت B
- پایه شماره هفت ۷- بیت دوم پورت B
- پایه شماره هشت ۸- بیت سوم پورت B
- پایه شماره نه ۹- بیت چهارم از پورت B



مدار اصلی طراحی شده جهت تنظیم دیش

در این طرح از سه مقاومت (R1, R2, R3) pullup استفاده شده است. همچنین از ترانزیستورهای (BC107) و رله های (Q1, Q2, Q3, Q4) استفاده شده است. همچنین پارامترهای وضعیت های مطلوب از قبل برای میکروکنترلر تعريف می شود. مثلا M1, M2 اینکه می خواهیم دیش در چه جهتی و در چه زاویه ای قرار گیرد.

#### نحوه کار و تست مدار

در این نمونه مارکتrol هم‌مان سه جهت متفاوت A, B, C انجام می شود یعنی زاویه و جهت های مربوط به سه نقطه متفاوت از آسمان توسط برنامه ای برای میکروکنترلر تعريف شد. با انتخاب هر کدام از کلید های R1, R2, R3 می توان در هر لحظه دستگاه را به یکی از نقاط مورد نظر (که قبلًاً مختصات آنها برای میکروکنترلر تعريف شده است) برد. این فرآیند با دستوری که از میکرو به دو موتوری که برای تنظیم دیش نصب شده است، انجام می شود. به طور مثال اگر کلید R1 انتخاب شود برنامه مربوط به آن از طریق میکرو فرآخوانی و اجرا شده که این امر سبب فعال شدن موتور M1 می شود که وظیفه تنظیم دیش در جهت DEC را بر عهده دارد و پس از رسیدن به DEC مورد نظر موتور M1 به طور خودکار قطع شده و سپس موتور دوم به طور خودکار فعال می شود که وظیفه این موتور تنظیم زاویه بعد منبع مورد نظر را به عهده دارد. پس از مدت زمان کوتاهی دیش در جهت مطلوب قرار گرفته و رصد گر می تواند به راحتی از منبع

مورد نظر پالس های ساطع شده را در محدوده کار دستگاه دریافت کند. برای کلید های R2، R3 نیز فرآیند مشابه انجام می گیرد.

این عمل به طور آزمایشی برای سه جهت متفاوت توسط نرم افزار قدرتمند الکترونیکی PROTEUS تست شده است که این نرم افزار خاص شبیه سازی فرآیندهای الکترونیکی می باشد.

#### بحث و نتیجه گیری

یکی از مسائل پیش روی منجمان رادیویی، تنظیم دقیق رادیو تلسکوپ در جهت مطلوب می باشد که در این تحقیق مداری جهت تنظیم دقیق دیش طراحی گردید که با استفاده از نرم افزار سه نقطه آسمان مورد امتحان قرار گرفتند. به نظر می رسد که وجود چنین سیستمی در کنار تلسکو بسیار ضروری احساس می شود همچنان که در تلسکوپ های نوری هم اینک این سیستم بر روی تلسکوپ ها نصب گردیده است.

#### منابع:

- ۱- هربرت کراوس، فردیک راب، چارلز بوستین "مدارهای مخابراتی"، ترجمه محمود دبانی، انتشارات آستان قدس رضوی ۱۳۸۷
- ۲- کنت کلارک و دونالد هس، "مدارهای مخابراتی"، ترجمه رضا گلپور روزبهانی، انتشارات دانشگاه علم و صنعت - ۱۳۷۵
- ۳- [www.Microship.com](http://www.Microship.com)
- ۴- آموزش نرم افزار پروتوس [www.ECA.ir](http://www.ECA.ir)
- ۵- Kraus,"Radio Astronomy", 2<sup>nd</sup> edition, MC Graw Hill,1989

## ۴۳. اصل عدم قطعیت در آگاهی کیهانی

عصاره، محمدحسین

علوم، پیام نور ، تهران

### چکیده

سال نجوم، بجهان‌ای مناسب برای مرور دانسته‌ها و نادانسته‌های ما در علوم کیهانی است. در عمر تقریبی پانزده میلیارد ساله جهان، پسر با زمان ناچیز ده هزار ساله عمر خود وقایع بی‌شماری را پشت سر گذاشته و هر چه به جلوتر آمده، به حقایق حیرت‌انگیزتری پی‌برده است. دریافت‌های علمی نجوم قرون اخیر بیش از میزان آن در تمام ادوار تاریخ بشر بوده و هیچ چیز شگفت‌انگیزتر از این یافته‌ها و حقایق نبوده است. از هنگامی که بشر آموخت به گونه‌ای تحلیلی فکر کند، مزه‌های وسیعی را درنوردید و با اتكاء به فرضیات خود، مجھولات بیشتری را نمایان و کشف کرد.

### مقدمه

خداآوند همان ذات اقدسی است که هفت آسمان را کاملاً منطبق برهم آفرید. درآفرینش خداوند رحمان هیچ رخنه‌ای نمی‌بینی، باز بنگر آیا هیچ نقصانی می‌بینی؟ بار دیگر چشم باز کن و بنگر تا نگاهت درمانده از یافتن نقص، به‌سویت باز گردد.

(سوره مُلک - آیات ۳ و ۴)

امروزه موقیت علم، مرهون صداقت آن است و به همین دلیل علم جدید بر فرضیات صحیح استوار شده است. انسان تا مادامی که در ذهن خود قوانین علمی را نپذیرد، نمی‌تواند به مزه‌های علوم جدید و مدرن برسد. علم که معرفتی مأْخوذ از یافته‌های تجربی است، نه فقط به بیان ساده اکتشافات بلکه به شرح پیشرفت علمی، گسترش تدریجی آگاهی و تمایل به درک آنها که به نوعی افزایش سهم ما در تکامل هوش کیهانی است، نیز منجر می‌گردد. ابطال‌پذیری، یکی از قوانین و معیارهای علمی بودن فرضیات بشر است که هرچه ابطال‌پذیری بیشتر، پیش‌بینی‌های بدیع و رشد علم بیشتر. با نگاهی به گذشته و در بازه زمانی فقط دوهزار ساله در تاریخ علم، به افرادی هوشمند برمی‌خوریم که فارغ از دیدگاه انسان مدارانه، داهیانه و جسورانه اصول ناوردایی را برای بشر تعمیم دادند. آن‌ها قوانین طبیعت را با استنتاج و تجربه آزمودند تا با عینیت و آگاهی به زبانی ریاضی تأویل کنند. این موقیت‌ها که تأثیر آنها بر سرنوشت بشر غیر قابل انکار است، مؤید اساس فرضیات و تفکرات صادق آن‌ها به مثابه یک ساختار بوده است. این همان مفهومی است که عقل سلیم از علم بعنوان مظہر زیبایی آفرینش یاد می‌کند.

از عصر تفکرات پویا و دینامیکی حکمایی متأله در کشورمان مانند ابن‌سینا، خواجه نصیرالدین طوسی، خیام، غیاث‌الدین کاشانی، صوفی رازی و ...، که در این کارگاه هستی با علم به دنیال تبیین حقیقت بوده‌اند، سال‌ها گذشته است. تفکراتی راستین و استوار بر پایه‌های دانش و منطق که با تبیینی آفاق‌گرایانه از تغییر نظریه‌های علمی، منجر به گسترش علوم در جهان غرب شد. « اساس و مبنای قرار گرفتن مطالعات ریاضی الجبر (Algebra) خوارزمی توسط اروپائیان قبل از رنسانس، ابطال هیئت بطلمیوسی متکی بر نظریه‌ی زمین مرکزی توسط رازی، ابن سینا، ابو‌ریحان بیرونی و خواجه نصیرالدین طوسی قبل از گالیله و کوپرنيک، تفکرات خواجه نصیرالدین طوسی با ابداع جفت طوسی و مثالثات مسطحه و کروی که بعدها توسط کوپرنيک و کپلر ارائه و فرموله شد، دیدگاه ژرف بین علمی - فلسفی ملاصدرا با حدوث تدریجی، حرکت جوهری و حل الأشکالات الفلكیه، در باب چگونگی سیلان زمان قبل از ارائه نسبیت عام اینشتین، و ... » از این قبیل هستند. در تاریخ علم، یافته‌های حاصل از مشاهده با استقراء به تئوری‌ها و قوانین منجر گشته و سپس با قیاس به پیش‌بینی و تبیین، مبدل گردیده‌اند.

در این پروسه و مسیر پر فراز و نشیب علم نجوم، دانش‌پیشه‌ها با تلاش‌های فراوان خود در آزمایش‌ها، مشاهدات، اکتشافات و نظریه‌های پیشرفت، بینش‌ها و راه‌های جدیدی را در مقابل مشکلات علم می‌گشودند. امروزه اما، علم در دستان افراد خاصی نیست بلکه سازمان‌ها و مراکز علمی نهادینه شده توسط قدرت‌های بزرگ، تحقیقات علمی را پی می‌گیرند. اما حکمت آفریننده‌ی علم همچنان بر بشر مستولی است و با کشف بیشتر معلومات، مجھولات غیر شناختاری او نیز فزونی می‌یابد تا با این لطف ابدی، عقل معرفت آموز او همچنان در پی استقراء حققت باشد. حکمتی که سبب شد تا این‌سینا به اقرار خود با وصف تابیدن هزاران خورشید علم در دلش، در شناخت کمال ذره‌ای کوچک ناکام بماند و با دانشی در اوج معرفت پی به عدم کمال خود ببرد (تا بدان‌جا رسید دانش من / که بدانم همی که ندانم)، و نیوتون تمام تلاش علمی بشر را همانند بازی کودکان با سنگ‌ریزه‌های کنار ساحلی بداند که اقیانوسی عظیم، اسرارآمیز و ناشناخته از حقیقت را در ورای خود دارد، یا ارسسطو را در پایان عمری جستجو و کاوش در سرزمین‌های دانش، به آگاهی از جهل خود معترف نماید و یا پیش‌تر از آن سقراط را وادر نماید تا تنها حقیقت کشف شده‌اش را ندانی خود بداند.

هنوز بشر اطلاعاتی بسیار اندک، نسبت به کل عالم دارد. اطلاعاتی اندک که برای پیش‌بینی‌های متکی بر مشاهدات ما کافی نخواهند بود. ما فقط قادریم مناطقی بسیار کوچک، کرانمند و تنها از کل عالم را مورد مطالعه قرار دهیم که آشکارا هستند و قسمت اعظم آن بر ما پوشیده است. هنوز ما راز پیدایش جهان و اطلاعاتی قبل از آن، چگونگی گسترش، آینده‌ی آن و خیلی از موارد دیگر را نمی‌دانیم. هنوز رفتار ماده برخلاف ظاهر خود مانند ماهیت پیوستگی و اقتران فضا و زمان در نسبیت عام، یا عدم صحت اطلاعات توأمان اندازه حرکت و تعیین وضعیت آن در تعبیر کپنهاگی کوانتم (اصل عدم قطعیت) و همچنین روند زمانی پاد ماده، اسرار قبل از بیگ‌بنگ و چگونگی آغاز جهان، عامل گرانش، منشأ و حاکمیت قوانین با خصلتی ریاضی در جهان، تبعیت همه‌ی جهان از قوانین عام و یکسان در گستره‌ی فضا-زمان و بسیاری پارادوکس‌های دیگر؛ خارج از قلمرو فیزیک و ادراکات برهانی ما قرار دارند. اکنون اما، سال نجوم فرستی است تا با مروری کوتاه و سریع بر دستاوردها و واقعیات اخیر بشر در کیهان و انسجام آنها در ذهن خود، کائناست را با دیدگانی واقعی‌تر نظاره کنیم.

## ابعاد عالم

ابعاد جهان در تاریخ علم نجوم، از تفکرات فرزانگان پیشاسقراطی یونان تا کتب مابعدالطبیعه ارسسطو، المحسطی بطلمیوس، اصول ریاضی فلسفه طبیعت نیوتون، درجهات ۳ گانه هندسی قابل تعریف بود. سپس اینشتین در تئوری نسبیت عام با فرموله کردن انحنای فضا - زمان و حرکت در آن، تیندگی زمان در فضا و جهان ۴ بعده را ترسیم نمود. مدت کوتاهی پس از آن، کوانتم با تئوری آبر ریسمان، جهان را ۹ بعده و متعاقب آن تئوری  $M$  برای وحدت تئوری‌های مختلف آبر ریسمان، جهان را ۱۱ بعده و بالآخره دکتر کامران وفا از دانشگاه هاروارد با افزودن یک بعده دیگر زمان و ارائه زمان دو بعده در تئوری  $F$ ، جهان را ۱۲ بعده توصیف نمود. تئوری  $F$  مسائل لایحل تئوری  $M$  را حل می‌کند، اما از طرفی با اصل نسبیت اینشتین که قوانین فیزیک را برای تمامی ناظران یکسان می‌داند، در پارادوکس قرار می‌گیرد، لذا فوق العاده پیچیده، مبهم، اسرارآمیز و با چالش‌های عمیق فلسفی نمایان می‌گردد. این تئوری زمان را نه یک خط، بلکه یک صفحه تعریف می‌کند که توأمان در هر جهت و خلاف آن، حرکت و یا توقف امکان‌پذیر است و حتی می‌توان در هر لحظه‌ی آن به مسافرتی ابدی پرداخت، سفری در امتداد عمود بر جهت سیر زمان که می‌توان در آینده‌ی آن، گذشته را تغییر داد.

## مقادیر عالم

ما اکنون بیش از صد میلیارد کهکشان را شناخته‌ایم که هر کدام از آنها نیز بیش از صد میلیارد ستاره دارند. اما با وجود میلیاردها میلیارد ستاره با آن‌همه عظمت، چگالی جهان به علت فواصل غیر قابل تصور بین آن‌ها، ناچیز است به‌طوریکه در کهکشان ما با چگالی مناسب‌تر، هر ستاره در مکعب مربعی با ابعاد حدود ۸ سال نوری قرار گرفته است. استفن هاوکینگ براساس معادلات ماکسول، اینشتین، پوآنکاره، مایکلسون و مورلی، زمان را بصورت مخروطی از نور ترسیم نمود. در این مخروط ما در نقطه‌ای واقع در اوج زمان، فقط گذشته‌ی عالم را می‌بینیم. تمام اطلاعات عالم در «مخروط نور گذشته» است و ما فقط قادریم مناطقی از جهان را نظاره کنیم که در محدوده مخروط نور گذشته قرار دارند و لذا مناطقی که در حال حاضر وجود دارند، در مخروط نور آینده‌اند و نور آن‌ها نمی‌تواند از این مناطق در زمان تششعع به ما برسد و نامردی باقی خواهد ماند. هرچه سن جهان رو به کهولت رود، نور فرصت و زمان بیشتری برای رسیدن به ما خواهد داشت و در نتیجه گستردگی جهان برای ما وسیع‌تر خواهد شد (به‌طور متوسط هر سال ۱۰ کهکشان وارد عالم مرئی ما می‌شوند). مرزهای نوری، ما را از واقعیت‌های موجود در عالم جدا می‌سازند. تئوری نسبیت خاص اینشتین، یادآوری می‌کند که چیزی به‌نام اکنون، گذشته و یا آینده وجود ندارد و مظروفات زمان به یکدیگر پیوسته و وابسته‌اند، چون همه‌ی عالم با سرعتی برابر در حرکت است.

## آگاهی کیهانی

بر اساس مقادیر و مدل‌های عالم، ما از پیله‌ی ناگاهی اولیه خارج و به نتایجی شگرف دست یافته‌ایم. می‌دانیم جهان مادی به‌صورت مستقل از اندیشه ما وجود ندارد و داستان تورم جهان آغازین و نشانه‌های فیزیک ذرات را برای درک کل جهان، بکار می‌بریم. می‌دانیم مطالعه ما فقط در جهانی است که زندگی می‌کنیم و نمی‌توانیم از آن بیرون برویم تا جهان‌های دیگر را بررسی کنیم و جای‌گاه آن‌ها را بدانیم. می‌دانیم علم و آگاهی ما در سراسر فضا – زمان، پیچ و تاب می‌خورد و با دگرگونی جهان، آگاهی ما نیز متحول می‌گردد و تعییرهای دیگری جایگزین آن می‌شود. می‌دانیم نیرو، مقدار و اساس کیهان در حاکمیت اعدادی فوق العاده دقیق و ریاضی ( $D, \lambda, N, \Omega$ ) می‌باشد. می‌دانیم هر واحد جهان، ایمانی از کل جهان است. می‌دانیم حاکمیت جهان در اختیار گرانش و امواج آن است و این نیرو می‌تواند باعث تداخل جهان‌ها در هم گردد. می‌دانیم که مناطقی مشخص در جهان، پتانسیل وجود هوشی و تکامل آن را دارند و بر اساس اصل کیهانی آنتروپیک (اصلی که جهان را منحصر به‌فرد و تکینه برای پیدایش حیات می‌داند)، جهان باید در احداث اولیه خود با ثابت‌های ارزشمند و اساسی طبیعت، شرایط مناسب را داشته باشد، چه در غیر این صورت امیدی به زندگی وجود نخواهد داشت. می‌دانیم آنچه هست فقط تغییر است و ساختار جهان امروز که الگویی از ساخت اولیه‌اش است، در هنگام رشد خود تغییر زیادی کرده است. می‌دانیم سفر در فضا و زمان را به سمت آینده یا گذشته آن امکان‌پذیر است (بسیاری از کیهان‌شناسان سقوط هر جرم در سیاه‌چاله‌ها را سفری به پشت زمان‌ها و گذشته، تلقی می‌کنند). می‌دانیم جهان در مقیاس‌های بسیار بزرگ به صورت همسان‌گرد (ایزوتروپیک) است و توزیع خوش‌های کهکشانی در این مقیاس‌ها، دارای بی‌نظمی است. می‌دانیم تابش زمینه‌ای (تشعشعات پیش‌زمینه ریز موج کیهانی، امواج فسیل شده یا نجوای ضعیف شده بیگنگ) در تمام جهان وجود دارند و دمای آنها فقط حدود ۳ درجه کلوین (۲۷۰ درجه سلسیوس) می‌باشد.

می‌دانیم برخی ذرات در واکنش‌های اتمی (پرتوی آبی یا تشعشعات چرنکوف) می‌توانند سریع‌تر از سرعت نور حرکت کنند. می‌دانیم وجود کهکشان‌های آبی رنگ، تأییدی در صدق نسبیت عام است. می‌دانیم عناصر سبک و فراوان هلیم، دوتریوم (هیدروژن) و لیتیم، توسط ترکیب هسته‌ای آغازین در مراحل اولیه بیگنگ خلق شده‌اند که خود مؤید چیرگی گرانش، در سرانجام جهان است. می‌دانیم تقریباً همه‌ی جهان گم شده است و مسئله ماده تاریک واقعی است.

آیا تغییر پارادایم‌ها و استقراء علوم کیهانی با کل درهم تنیده‌اش، سبب تحول انگاره‌ها (تحول گشتالتی) می‌گردد؟ آیا انرژی تاریک، قدرتمندترین، مرموزترین و ناشناخته‌ترین انرژی جهان، انساط عالم را شتاب می‌بخشد؟ آیا در طرف دیگر سیاه‌چاله‌ها، سفید‌چاله‌ای مشغول دفع و تولید فضایی دیگر در زمانی معکوس قرار دارد؟ آیا اصل آنتروپیک با روایت‌های ضعیف و قوی خود، آلترناتیوی در آفرینش عالم است؟ آیا تئوری‌های وحدت بزرگ (GUT)، نیروهای بنیادی طبیعت را در یک ساختار متقاضی، تلفیق خواهد نمود؟ آیا در این عالم تنها هستیم؟ (آرتورسی کلارک فیزیکدان و نویسنده مشهور بر این باور بود: دو احتمال پیش روی ماست، یا در عالم تنها هستیم و یا نیستیم. هر دو صورت وحشت‌ناکند). آیا بر اساس مدل‌های موجود، جهان چند بار خلق گردیده است؟ آیا جهان مدام در تکاپوی ما، تنها یک جهان از میان جهان‌های بی‌شمار شناور در پنهان کائنات است؟ آیا انفجار آغازین خلقت، بر اثر برخورد دو جهان موازی بوده است؟ آیا امکان تفاوت قوانین فیزیکی و هندسی ما، در جهان‌های دیگر وجود دارد؟

سرانجام این داستان چه خواهد شد؟

## نتیجه‌گیری

امروزه بشر با کوله باری از آگاهی‌های شگرف علوم دقیقه، خصوصاً در قرن حاضر بیشتر به این واقعیت پی می‌برد که حضور وی در این عالم لايتناهی تصادفی نیست و شعور خلاق کیهانی با چنین دقی در اعداد و نواختن آهنگ موزون جهان، وجود یک معمار بزرگ، با آگاهی مطلق را در خلق مدام فضا - زمان ایجاد می‌کند.

شاید امواج انتشار یافته‌ی انفجار آغازین در لحظه‌ی شروع آفرینش که اکنون به‌نام نجوابی ضعیف بیگنگ در سراسر عالم گسترانیده‌اند، پیامی از ماوراء فضا - زمان، برای آگاهی کیهانی و مکافهه‌ی موجودات عالم با معمار بزرگ کائنات باشد.

در خاتمه نیز همانند آغاز، به کلام یکتای هستی بخش توجه می‌کنیم:

ما آسمان را مانند طوماری از نوشته‌ها، درهم می‌بیچیم و همان‌گونه که خلقت را آغاز کردیم آنرا به‌همان صورت اول باز می‌گردانیم، این وعده‌ی ماست و قطعاً آن را تحقق خواهیم بخشید. (سوره انیاء - آیه ۱۰۴)

## مرجع‌ها

- [۱] گلشنی، مهدی؛ «تحلیلی از دیدگاههای فلسفی فیزیکدانان معاصر» پژوهشگاه علوم انسانی و مطالعات فرهنگی؛ صفحه ۱۶۵ تا ۲۵۹.
- [۲] باربور، ایان؛ «علم و دین» مرکز نشر دانشگاهی؛ صفحه ۳۱۷ تا ۳۱۱.
- [۳] هاوکینگ، استفان؛ «تاریخچه زمان» مؤسسه کیهان؛ صفحه ۲۹ تا ۵۲ و ۷۳ تا ۸۴ و ۱۰۵ تا ۱۲۶.
- [۴] اینشتین، آلبرت؛ «نسبیت» شرکت سهامی انتشارات خوارزمی؛ صفحه ۵۵ تا ۵۲ و ۷۳ تا ۱۱۶ و ۱۱۷ تا ۱۸۰ و ۲۲۱ تا ۲۳۱.
- [۵] چیز، چیز؛ «فیزیک و فلسفه» شرکت انتشارات علمی و فرهنگی؛ صفحه ۱۵۱ تا ۱۷۸ و ۲۰۳ تا ۲۴۳.
- [۶] F.Verger and I.Sourbes and R.Ghirardi ; "Space" 1<sup>th</sup> edition,THE CAMBRIDGE.(2003) 10-29
- [۷] S.Shostak and A.Barnett ; "Cosmic Company" 1<sup>th</sup> edition,THE CAMBRIDGE.(2003) 37-58
- [۸] M.H.Jones and R.A.Lambourne ; "Galaxies and Cosmology" 1<sup>th</sup> edition,THE CAMBRIDGE.(2004) 220-222

## ۴۴. حل خود مشابهی قرص های خودگرانشی پهن رفت غالب در حضور میدان

### مغناطیسی چنبره ای

عباسی، شهرام<sup>۱</sup>؛ مصلی نژاد، امین<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup> دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

### چکیده

در این تحقیق ما حلی خود مشابه برای قرص خودگرانش نازک پهن رفت غالب با تقارن محوری و وشکسان را با الگوی آلفا، در حضور میدان مغناطیسی چنبره ای ارائه کردیم. اثر خودگرانشی به صورت نسبت جرم قرص به جرم جسم مرکزی،  $D \propto \frac{M_d}{M_s}$  نشان داده شده است. در نهایت معادله درجه دومی بدست آمده رابطه است بین ضریب خودگرانش قرص و ضریب سرعت شعاعی. این رابطه گویای اهمیت اثر خودگرانشی در ساختار دینامیکی قرص نازک خواهد بود.

### مقدمه

قانون خودگرانشی در قرص های های برافزايشی توسط (paczynski, 1978) مورد مطالعه قرار گرفت. او ساختار عمودی یک قرص گازی polytropic تحت اثر خودگرانش را مورد محاسبه قرار داد. زمانی که قرص به حد کافی سرد باشد، ناپایداری های گرانشی اتفاق می افتد. (Toomro, 1964)، که منع وشکسانی قرص را فراهم می کند (lin&pringle 1987) و یا باعث تکه شدن آن می شود (Bodenheimer,tohline,&black, 1980). چندین محقق تاثیر خودگرانش در قرص را در سوخت و ساز هسته فعال کهکشانی مورد بررسی قرار دادند (Shore & white, 1982). از سوی دیگر، اثرات خودگرانشی در وضعیت سیال برافزايشی اطراف سیاه چاله با سرعتی در حد سرعت صوت مورد بررسی قرار گرفته است. با در نظر گرفتن قرص چرخان غیر وشکسان ما به دو حل مهم دست می یابیم. Mestel, 1963 اولین کسی بود که به یک حل ساده که همه کمیت ها به صورت عمودی نسبت به صفحه استوایی انتگرال گیری شده بودند دست پیدا کرد. Hayashi,narita,& miyama(1982) به یک حل دو بعدی، همدما با دمای محدود پی بردن. حل های پایا عددی نیز تا کنون توسط چندین گروه محاسبه شده است. (Hachisu, Eriguchi, & Nomoto 1986; Bodo & Curir 1992). در اینجا ما با استفاده از کارهای Abbasi ,Ghanbari & 2006 و همچنین Akizuki & Fukue, 2006 ، بر آنیم تا با در نظر گرفتن عبارت خودگرانشی قرص و میدان مغناطیسی چنبره ای حل های خود مشابهی برای معادلات تمان بیابیم. تاثیر خودگرانش را به صورت نسبت جرم قرص به جرم جسم مرکزی در نظر گرفته ایم.

### معادلات حاکم بر سیستم

ما قرص برازیشی را نازک و حول سیاهچاله ای به جرم  $M$  در حد پهن رفت غالب در نظر می گیریم. در دستگاه مختصات استوانه ای  $(r, \varphi, Z)$ ، در راستای عمودی از قرص انگرالگیری می کنیم. علاوه بر این فرض می کنیم قرص دارای تقارن محوری و ایستا باشد  $(\frac{\partial}{\partial \varphi} = \frac{\partial}{\partial t} = 0)$ ، همچنین تمام کمیت های فیزیکی تابعی از شعاع باشند. ما از اثرات نسبیتی صرف نظر می کنیم و گرانش سیاهچاله مرکزی را به صورت نیوتونی در نظر می گیریم. همچنین از دستور العمل (shakura&sanyev 1973)، برای وسکسانی قرص استفاده خواهیم کرد. برای میدان مغناطیسی هندسه چنبره ای انتخاب شده است. معادلات حاکم بر سیستم عبارت است از:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \rho u_r) = \dot{\rho} \quad (1)$$

$$u_r \frac{du_r}{dr} = \frac{u_\varphi^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dr} (\rho c_s^2) - \frac{c_A^2}{r} - \frac{1}{2\rho} \frac{d}{dr} (\rho c_A^2) - \frac{GM}{r} - \frac{d\Psi_{SG}}{dr} \quad (2)$$

$$r \rho u_r \frac{d}{dr} (r u_\varphi) = \frac{d}{dr} \left( \frac{\alpha \rho c_s^2 r^3}{\Omega_k} \frac{d\Omega}{dr} \right) \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\Psi_{SG}}{dr} \right) = 4\pi G \rho \quad (4)$$

$$\frac{u_r}{\gamma-1} \frac{dc_s^2}{dr} + \frac{c_s^2}{r} \frac{d}{dr} (r u_r) = f \frac{\alpha c_s^2 r^2}{\Omega_k} \left( \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \quad (5)$$

$$u_r \frac{dc_A^2}{dr} + c_A^2 \frac{du_r}{dr} - \frac{c_A^2 u_r}{r} = c_A^2 \left( 2 \frac{\dot{B}_\varphi}{B_\varphi} - \frac{\dot{\rho}}{\rho} \right) \quad (6)$$

در روابط بالا  $\Psi_{SG}$ ، پتانسیل ناشی از خود گرانشی قرص،  $c_A, c_s, u_\varphi, u_r$ ، به ترتیب، سرعت شعاعی، سرعت درجهت  $\Phi$ ، سرعت صوت و سرعت آلفن می باشند.  $\Omega$  سرعت زاویه ای کپلری،  $\Omega_k$  سرعت زاویه ای و  $f$  پارامتر پهن رفت است. قبل از حل معادلات به روش خود مشابهی، کمیات زیر را برای بدون بعد کردن معادلات بالا تعریف می کنیم:

$$x = \frac{r}{R_d} \quad , \quad u_r = u_x \left( \frac{GM}{R_d} \right)^{1/2} \quad , \quad u_\varphi = u_\varphi \left( \frac{GM}{R_d} \right)^{1/2} \quad , \quad c_s = c_s \left( \frac{GM}{R_d} \right)^{1/2} \quad , \quad c_A = c_A \left( \frac{GM}{R_d} \right)^{1/2}$$

$$\Psi_0 = \frac{GM}{R_d} \quad , \quad \Psi = \Psi_0 S \quad , \quad \rho = \rho_0 \hat{\rho}$$

$$\dot{B}_\varphi = \dot{B}_{0\varphi} \dot{B}_\varphi \quad , \quad B_\varphi = B_{0\varphi} B_\varphi \quad , \quad t = t \left( \frac{GM}{R_d} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

با به کار بردن کمیات بالا در معادلات، به معادلات بدون بعد شده زیر می رسیم:

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} (x \hat{\rho} u_x) = \hat{\rho} \quad (7)$$

$$u_x \frac{du_x}{dx} = \frac{u_\varphi^2}{x} - \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{d}{dx} (\hat{\rho} c_s^2) - \frac{c_A^2}{x} - \frac{1}{2\hat{\rho}} \frac{d}{dx} (\hat{\rho} c_A^2) - \frac{1}{x^2} - \frac{ds}{dx} \quad (8)$$

$$x\hat{\rho}u_x \frac{d}{dx}(xu_\varphi) = \frac{d}{dx}(\alpha\hat{\rho}c_s^2x^{\frac{9}{2}}\frac{d}{dx}(\frac{u_\varphi}{x})) \quad (9)$$

$$\frac{1}{x}\frac{d}{dx}\left(x\frac{ds}{dx}\right) = 3\frac{M_d}{M_*}\hat{\rho} \quad (10)$$

$$\frac{u_x}{\gamma-1}\frac{dc_s^2}{dx} + \frac{c_s^2}{x}\frac{d}{dx}(xu_x) = f\alpha c_s^2x^{\frac{7}{2}}(\frac{d}{dx}(\frac{u_\varphi}{x}))^2 \quad (11)$$

$$u_x \frac{dc_A^2}{dx} + c_A^2 \frac{du_x}{dx} - \frac{c_A^2 u_x}{x} = c_A^2(2\frac{\dot{B}_\varphi}{B_\varphi} - \frac{\hat{\rho}}{\hat{\rho}}) \quad (12)$$

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

$$u_x = c_1x^{-\frac{1}{2}}, \quad u_\varphi = c_2x^{-\frac{1}{2}}, \quad c_s^2 = c_3x^{-1}, \quad c_A^2 = 2\beta c_3x^{-1}, \quad \hat{\rho} = c_4x^{-3}, \quad \hat{\rho} = \hat{\rho}_0 x^{-\frac{9}{2}},$$

$$\dot{B}_\varphi = \dot{B}_0 x^{-\frac{1}{2}}$$

و رابطه بین ضرایب نیز برابر خواهد بود با:

$$\frac{1}{2}c_1^2 + c_2^2 + c_3(4 + 2\beta) + D - 1 = 0 \quad (D = 3c_4 \frac{M_d}{M_*}) \quad (13)$$

$$c_3 = \frac{c_1}{6\alpha} \quad (14)$$

$$c_2^2 = \frac{\epsilon c_1}{\alpha} \quad \epsilon = \frac{2}{9} \left( \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \right) \frac{1}{f} \quad (15)$$

با تلفیق روابط (13)، (14) و (15) به معادله درجه دوم زیر می رسمیم:

$$c_1^2 + \left( \frac{1}{\alpha} \left( 2\epsilon + \frac{4+2\beta}{3} \right) \right) c_1 + (D - 1) = 0 \quad (16)$$

نتیجه گیری:

با توجه به معادله بدست آمده گام بعدی ما بدست آوردن ضرایب، رسم نمودارها و تفسیر اثر خود گرانش بر ساختار دینامیکی قرص برافزایشی با پهن رفت غالب خواهد بود

مراجع:

- [1] Akizuki, C., Fukue, J., 2006, PASJ, 58, 461
- [2] Abbassi, S., Ghanbari, J.; Najjar, S. 2008, MNRAS, 388, 663
- [3] Ghanbari, J. Abbassi, S., 2004, MNRAS, 350, 143
- [4] Mineshige, S., Nakayama, K., Umemura, M., 1997, PASJ, 49, 439
- [5] Mineshige, S., Umemura, M., 1997, APJ, 480, 167
- [6] Mineshige, S., Umemura, M., 1996, APJ, 469, 49

## ۵۱. جداسازی ریخت‌شناختی ستاره از کهکشان در داده‌های SDSS DR7 با استفاده از شبکه‌های عصبی خودسازمان (SOM)

صداقت‌کیش، آروین<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup> موسسه‌ی سپهر اختن شیراز، شیراز، خیابان داریوش، مجتمع شهر، طبقه چهارم، پلاک ۶۰۶

### چکیده

با استفاده از شبکه‌های عصبی خودسازمان بر روی بخشی تصادفی از داده‌های SDSS DR7 راه حلی پیدا شد که ضمن این که دقیق تقریباً برابر (حدود ۱٪ خطأ) راه حل‌های دیگر دارد می‌تواند با کار بر داده‌های کمتری رده‌بندی و جداسازی انجام دهد. از همین رو به نظر می‌رسد به کار گرفتن آن در مواردی که توان پردازشی و پهنای باند اجراهی کار با مجموعه‌ی بزرگی از داده‌ها را نمی‌دهد بر روش‌های دیگر برتری دارد.

### مقدمه

در اثر پیشرفت ابزارهای آشکارسازی داده‌های نجومی روز به روز افزوده می‌شوند به شکلی که امروزه برخی از پویش‌های بزرگ آسمان اجرامی از مرتبه‌ی یکصد میلیون را ثبت می‌کنند. یکی از اولین پردازش‌هایی که بر تصاویر گرفته شده صورت می‌گیرد تعیین نوع اجرامی است که ثبت شده‌اند. به دلیل اینکه ما در کهکشان محصوریم تصویر ستاره‌ها نیز در تمامی تصویر برداری‌ها ثبت می‌شود. از آن گذشته عوامل مزاحمی مانند نوافه‌های حاصل از خطای آشکارساز، خطای جوی، خطای ابزار نوری، عبور جسم نورانی و ... نیز در تصاویر دیده می‌شوند. به دلیل چندی از جمله بزرگی تعداد اجرام ثبت شده و اندازه زاویه‌ای نمی‌توان انتظار داشت متخصصان به روش دستی این جداسازی را انجام دهند. از سوی دیگر گونه‌گونی مشخصات تصاویر ثبت شده (شکل، نوارنیت و ...) تشخیص خودکار را بسیار دشوار می‌کند. همین امر مسئله‌ی جداسازی ستاره از کهکشان را به مسئله‌ای معمول در دنیای داده‌پردازی و پردازش تصویر نجومی بدل ساخته است. تا کنون تلاش‌های زیادی در این زمینه صورت گرفته است که به دلیل شرایط خاص این مسئله عموماً از تکنیک‌های هوش مصنوعی یا شبکه‌های عصبی بهره برده‌اند. کاربرد شبکه‌های عصبی مصنوعی در حل مسائلی از این دست بسیار معمول است چرا که آن‌ها رفتار مغز انسان را شبیه‌سازی می‌کنند. به هر روی اکنون دیگر روشی است که این مسئله راه حل مطلق ندارد فقط می‌توان کارآیی راه حل‌های مربوط به آن را بهبود بخشدید تا بتوانند سریع‌تر و موفق‌تر جداسازی را انجام دهند. از جمله این روش‌های پیشنهاد شده برای این گونه مسئله [۷] و [۸] است که یکی با استفاده از انحراف از تقارن محوری و دیگری با استفاده از منحنی دو بعدی پخش نور تشخیص می‌دهند که جرم مورد بررسی شان ستاره است یا کهکشان، هر چند این راه حل‌ها سریع هستند اما دقت‌شان در مقابل راه حل‌هایی مانند [۲] و [۳] که از تکنیک‌های هوش مصنوعی استفاده می‌کنند، کمتر است و اگر با خطاهای زیادی در تصویر مواجه شوند امکان جداسازی شان به شدت کاهش می‌یابد.

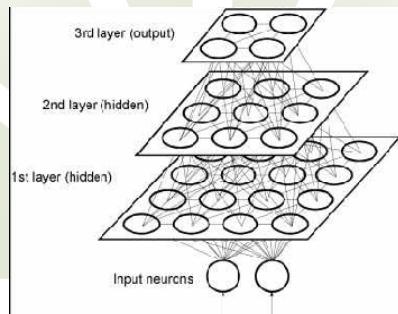
یکی از مهم‌ترین پویش‌های آسمان که در سال‌های اخیر به انجام رسیده و هنوز هم عملیات داده‌پردازی آن ادامه دارد Sloan Digital Sky Survey است. هر چند که تیم‌های فعال در این پژوهه و دیگر گروه‌های پژوهشی مدت‌ها است که به راه حل‌هایی برای جداسازی در داده‌های شان دست یافته‌اند اما همچنان از دو دیدگاه مسئله‌ی جداسازی در داده‌های SDSS مدعی نظر است؛ بهبود راه حل‌های قبلی، و آزمودن راه حل‌های جدید بر یکی از بزرگ‌ترین مجموعه‌های داده‌ی نجومی که تاکنون وجود داشته است.

## شبکه‌های عصبی SOM

SOM‌ها که از جمله شبکه‌های عصبی بی‌بازنگری هستند در اوخر دهه‌ی ۱۹۸۰ توسط کوهن و همکارانش [۴] و [۵] و [۶] مطرح شدند (و تا اوایل قرن حاضر تکمیل گشتند). این شبکه‌های می‌توانند فضای داده‌ی ورودی را به بخش‌های جداگانه تقسیم کنند. آن‌ها فضای داده را به خوش‌هایی تقسیم می‌کنند و به هر یک از نرون‌ها یک بردار وزن نسبت می‌دهند که بی‌ابهام، الگوی ویژگی هر خوش را در فضای مختصات ورودی‌ها از بقیه جدا می‌سازد. پس از فاز یادگیری شبکه می‌تواند کاملاً فضای ورودی را طبقه‌بندی کند. در یک شبکه‌ی SOM از یک لایه نرون که در یک شبکه‌ی مستطیلی شکل آرایش شده‌اند تشکیل شده است. وقتی که الگوی  $x$  به چنین شبکه‌ی عصبی‌ای داده می‌شود هر یک از نرون‌ها ( $i$ ) ورودی را دریافت می‌کنند و فاصله‌ی  $d_{i,j}$  میان بردار وزن  $w_i$  و  $X$  محاسبه می‌کند هر نرونی که این مقدار برایش حداقل باشد برنده است. پس از آن در مرحله‌ی انطباق اصلاح وزن از رابطه‌ی زیر صورت می‌گیرد:

$$w_i^{(t+1)} = w_j^{(t)} + \varepsilon^{(t)} h_{\sigma(t)}[d_{j,k}] (x - w_j^{(t)}) \quad (1)$$

و  $k$  است و با زمان افزایش می‌یابد.



شکل ۱: شبکه‌ی عصبی خودسازمان چندلایه SOM-ML

## داده‌های مورد بررسی

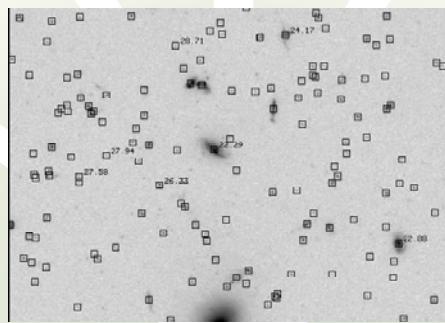
داده‌های مورد بررسی ما به تصادف از میان هفتمنی انتشار (SDSS DR7) انتخاب شده است. این انتشار از داده‌ها ۲۸۷ میلیون جرم تفکیک شده دارد. همان طور که مشخص است، علت این انتخاب محدودیت‌های پردازشی برای سنجیدن درستی روش بر روی همه‌ی داده‌های این پویش بزرگ بوده است. از آنجا که شبکه‌ی عصبی مورد بررسی ما با داده‌های کمتری نسبت به دیگر همتایانش کارجداسازی را انجام می‌دهد این کم کردن تعداد نمونه‌ها به نسبت داده‌ی اصلی مشکلی ایجاد نمی‌کند. مشخصات دیگر این انتشار داده‌ها را می‌توان در جدول دید.

جدول ۱: مشخصات فوتومتریک داده‌ها [۹]

PSF width	1.4 "median in $r$																														
Pixel size	0.396"																														
Exposure time for each pixel	53.9 s																														
Photometric calibration	<table border="1"> <thead> <tr> <th colspan="5">Regular CAS and DAS</th> <th colspan="5">Only Ubcical table in CAS</th> </tr> <tr> <th><math>r</math></th><th><math>u-g</math></th><th><math>g-r</math></th><th><math>r-i</math></th><th><math>i-z</math></th><th><math>R</math></th><th><math>u-g</math></th><th><math>g-r</math></th><th><math>r-i</math></th><th><math>i-z</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>2%</td><td>3%</td><td>2%</td><td>2%</td><td>3%</td><td>1%</td><td>2.2%</td><td>1.5%</td><td>1.5%</td><td>1.5%</td></tr> </tbody> </table>	Regular CAS and DAS					Only Ubcical table in CAS					$r$	$u-g$	$g-r$	$r-i$	$i-z$	$R$	$u-g$	$g-r$	$r-i$	$i-z$	2%	3%	2%	2%	3%	1%	2.2%	1.5%	1.5%	1.5%
Regular CAS and DAS					Only Ubcical table in CAS																										
$r$	$u-g$	$g-r$	$r-i$	$i-z$	$R$	$u-g$	$g-r$	$r-i$	$i-z$																						
2%	3%	2%	2%	3%	1%	2.2%	1.5%	1.5%	1.5%																						
Astrometry	< 0.1 "Rms absolute per coordinate																														

## روش کار

اجرام موجود در تصویر از پیش توسط الگوریتمی که در [۱] پیشنهاد داده شده علامت گذاری شده و ابعادشان اندازه‌گیری می‌شود. چون روشی که انتخاب شده یک روش ریخت‌شناختی است بنابراین مهم‌ترین پارامترهای مورد بررسی ما «بیضوی بودن» (E) است (برای نمایش خروج از تقارن محوری در فضای دوبعدی) که باید پیش از آن مقدار تابع پهن شدگی نقاط تصویر به ازاء ابعاد هر جرم را از آن کم کرده باشیم. پس از این کلیه‌ی ورودی‌ها را مستقل از مقیاس ساخته (با کم کردن از میانه و تقسیم بر واریانس) و سپس به شبکه تزریق کردیم. جرم‌های شمارش شده در صفحات انتخاب شده به تصادف ۲۴۲۸ عدد است (بخش‌هایی در شکل ۲ قابل رویت است). پس از این شبکه‌ی عصبی به طور خودکار داده‌ها را به پنج دسته تقسیم می‌کند این پنج دسته را پس از بررسی مشخصاتشان می‌توان کهکشان، ستاره، نوفه (تصویر تخریب شده)، جرم ناشناخته و آسمان است. به دلیل این که با هدف مقاله‌ی حاضر تطبیقی نداشت از جدا کردن تغییرات تصویری دیگر مانند آنچه در پایگاه داده‌ی SDSS موجود است (۸ دسته‌ی مختلف) خودداری شد.



شکل ۲: بخشی از تصاویر مورد آزمایش

جدول ۲: درصد هر یک از رده‌ها به تفکیک

نوع	تعداد	درصد از کل
ستاره	۱۱۷۱	۴۸.۲۲
کهکشان	۵۲۳	۲۱.۵۴
ناشناخته	۱۹۷	۸.۱۱
آسمان	۲۱۶	۸.۸۹
نوفه	۳۲۱	۱۳.۲۲

این مقادیر با انجراف کمتر از ۰.۰۱ با مقادیر محاسبه شده‌ی پژوهه برای به همین رده‌ها مطابقت دارد [۹].

## نتیجه‌گیری

با وجود این که راه حل پیشنهادی ما برای مسئله‌ی جداسازی کهکشان از ستاره (استفاده از شبکه‌ی عصبی خودسازمان برای رده‌بندی) نیز تقریبا همان حد دقیقی را دارد که دیگر راه حل‌های معمول دارند، اما چون این روش با داده‌های کمتری نیز می‌تواند رده‌بندی را انجام دهد (زمانی که راه حل‌های دیگر باید چند ده هزار داده داشته باشند تا بتوانند طبقه‌بندی درستی ارائه دهند، روش ما تنها با چند صد داده قادر است این کار انجام می‌دهد) برای مجموعه داده‌های بزرگ روش بهتری است.

## مراجع

- [۱] N .M .Ball et .Al.; “*Galaxy Types in the Sloan Digital Sky Survey Using Supervised Artificial Neural Networks* ”; MNRAS,)2003.(
- [۲]P .Boineet .Al .; “*Automatic Classification using Self-Organising Neural Networks in Astrophysical Experiments*”;)2003.(
- [۳]M .S .Miller and M .J .Coe.; “*Star/Galaxy Classification using Kohonen Self-Organizing Maps* ”, )1996 ( MNRAS, 279, 293-300.
- [۴] Kohonen T.,, “*Biological Cybernetic*”s,) 1982( 43, 59.
- [۵]Kohonen T.;“*Self-organization and associative memory*”,) 1988( 2nd edn.Springer-Verlag, Berlin
- [۶]Kohonen T., “*Self-Organizing Maps*”, )2001 (3rd extended edition, Springer Series in Information Sciences, Vol. 30, Springer, Berlin.
- [۷]Refregier, A .2003, *MNRAS*, **338**, 35
- [۸]Refregier, A .& Bacon, D .2003, *MNRAS*, **338**, 48
- [۹]SDSS Official WebSite :<http://www.SDSS.org/dr7/>

دانشگاه شیده‌چمران اهواز

## تخمین تابش خورشیدی در استان کهگیلویه و بویر احمد

صاحب سروش فر<sup>۱</sup>، حبیب الله عصاره<sup>۲</sup>، امیر قاری<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup>دانشگاه آزاد اسلامی واحد دهدشت

<sup>۲</sup>دانشگاه شهید چمران اهواز

### چکیده

انرژی خورشیدی یکی از مهمترین منابع انرژی کره زمین می باشد. از جمله داده های مربوط به انرژی خورشیدی، نرخ تشعشع و میزان دریافتی آن در نقاط مختلف کره زمین می باشد. در این مقاله از مدل اصلاحی سیاغ به دلیل استوار بودن بر اساس پارامترهای های شرایط آب و هوایی و شرایط منطقه ای، برای محاسبه میانگین ماهانه تابش خورشیدی روزانه در استان کهگیلویه و بویر احمد (دو ایستگاه: یاسوج و گچساران) استفاده شده است. محاسبات نشان می دهد که میزان تابش خورشید در این استان، بین  $14 \text{ تا } 29 \text{ MJm}^{-2}\text{day}^{-1}$  می باشد. نتایج به دست آمده از این مدل توافق نسبیتاً خوبی با داده های واقعی دارند.

### مقدمه

اطلاع از داده های انرژی خورشیدی نقش مهمی در برنامه ریزی ها و اجرای پروژه های مختلف ایفا می کند. از جمله این داده ها، نرخ تشعشع و میزان دریافتی آن در نقاط مختلف کره زمین می باشد. بهترین روش برای تخمین تابش خورشید، استفاده از داده های تجربی می باشد. متاسفانه تعداد ایستگاه های هواشناسی در جهان و بویژه در ایران کم بوده و بنابراین داده های کافی از میزان تابش خورشید در دسترس نمی باشد. بنابراین استفاده از مدلهای نظری برای تخمین تابش خورشیدی در مکان های مختلف جهان با شرایط آب و هوایی متفاوت، به خصوص مکانهایی که امکان دسترسی به داده های تجربی کم می باشد، بسیار مهم و ضروری است. تا کنون روش های مختلفی برای تخمین میزان تابش خورشید در یک منطقه از سطح زمین، توسط پژوهشگران مختلف پیشنهاد شده است [12]. اکثر این روابط ابعادی بوده و دارای مقادیر ثابتی هستند که برای کشور خاصی تعیین شده اند. واضح است که هرچه تعداد پارامترهای جوی و فیزیکی بکار برد شده در مدل بیشتر باشند، ارقام بدست آمده از طریق محاسبه، دقیق تر خواهند بود. در این مقاله از مدل اصلاحی سیاغ، به دلیل استوار بودن بر اساس پارامترهای شرایط آب و هوایی و شرایط فیزیکی منطقه، برای محاسبه میزان تابش خورشیدی دو ایستگاه (جدول 1) در استان کهگیلویه و بویر احمد استفاده شده است.

جدول(1): مشخصات جغرافیایی دو ایستگاه در استان کهگیلویه و بویراحمد[13].

ارتفاع(m)	طول جغرافیایی	عرض جغرافیایی	
1837	51 35	30 40	پاسوج
699.5	50 46	30 26	گچساران

## شرح روش

مدل اصلاحی سیاغ، برای تخمین میزان تابش خورشید به صورت زیرمی باشد[1]:

$$R_{est} = 0.06407(1 + 0.066 / (NDD + 1)) (K_g) (K_{alt-glob}) (K_e) \times \exp[L(n/N - (RH)^{0.333}/100 - 1/T_{max} - 0.011NDD)] \quad (1)$$

که در اینجا،  $R_{est}$ ، میانگین ماهانه تابش کلی خورشید ( $MJm^{-2}day^{-1}$ ) بر روی یک سطح افقی است،  $(n)$  میانگین ماهانه طول روز واقعی خورشید،  $(RH)$  رطوبت نسبی،  $(T_{max})$  میانگین ماهانه حداقل دمای مطلق روزانه،  $(NDD)$  تعداد روزهای گرد و غباری،  $(N)$  میانگین ماهانه، ماکریتم طول روز خورشیدی به صورت زیر می باشد: [2] .

$$N = \frac{2}{15} \cos^{-1}(-\tan L \tan \delta). \quad (2)$$

$$\delta = 23.45 \sin\left(\frac{360}{365} \frac{284 + DN}{DN}\right) \quad (3)$$

$(\delta)$  زاویه انحراف محور زمین،  $(DN)$  شماره روز در سال میلادی،  $(K_{alt-glob})$  فاکتور تصحیح ارتفاع،  $(K_e)$  فاکتور تصحیح فاصله زمین – خورشید و  $(K_g)$  فاکتور فصلی و جغرافیایی به صورت زیر می باشد[1]:

$$K_{alt-glob} = [1 + 0.02(h - h_{ref})] \quad (4)$$

$$K_e = 1 + .033 \cos [(2\pi(DN - 0.5) / 365)] \quad (5)$$

$$K_g = 100 (\lambda N + \Psi_m \cos L) \quad (6)$$

$$\lambda = 0.2 / (1 + 0.1 L) \quad (7)$$

در اینجا،  $(h)$  ارتفاع محل از سطح دریا،  $(h_{ref})$  ارتفاع مرجع، برابر با  $0.265 km$  می باشد[1] و  $(L)$  عرض جغرافیایی محل و  $\Psi_m$  فاکتور فصلی است[3].

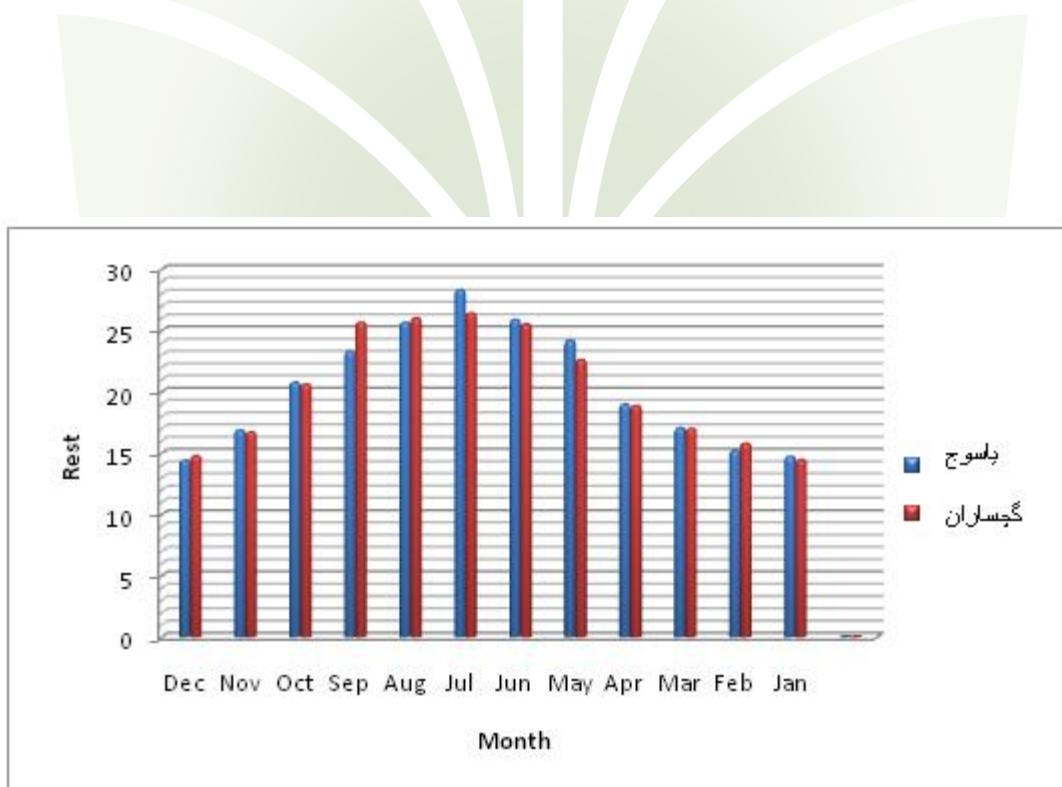
1 . modified Sabbagh method

### نتیجه گیری

با استفاده از روابط فوق و داده های هواشناسی، میانگین ماهانه تابش کلی روزانه (در طی یک دوره ۵ ساله)، برای ایستگاه های مذکور محاسبه گردید و داده های بدست آمده با مقادیر واقعی مقایسه شدند. مقادیر به دست آمده برای ماه های مختلف سال در جدول (2) نشان داده شده است. همچنین نمودار تابش خورشیدی در ماه های مختلف سال برای شهرهای مورد نظر در شکل (1) رسم شده است.

جدول (2): میانگین ماهانه تابش کلی روزانه خورشید ( $MJm^{-2}day^{-1}$ ) بر روی یک سطح افقی.

	Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec
یاسوج	14.7	15.18	17.04	18.97	24.18	25.87	28.30	25.64	23.29	20.75	16.85	14.39
گچساران	14.45	15.78	16.99	18.86	22.60	25.50	26.39	26	25.63	20.59	16.70	14.77



شکل (1): نمودار تابش کلی خورشید( $MJm^{-2}day^{-1}$ ) در ماههای مختلف سال برای دو ایستگاه.

با مراجعه به جدول (2) و شکل (1)، دیده می شود که میزان تابش خورشید در این استان، بین ۱۴ تا  $29 MJm^{-2}day^{-1}$  می باشد. با تمام موارد فوق، میزان خطای محاسبه شده در مواردی که مقادیر واقعی در دسترس بوده

است زیر شش درصد بوده است. با داشتن امکانات لازم و در صورتی که وسایل مناسبی جهت گردآوری و ذخیره سازی فراهم شوند، از این انرژی عظیم می‌توان استفاده بیشتری در آینده به عمل آورد.

## مراجع

- [1] Sabziparvar AA, A simple formula for estimation global solar radiation in central arid desert of Iran. *Renewable Energy* 2008;33:1002–1010.
- [2] Cooper PI. The absorption of solar radiation in solar stills. *SolEnergy* 1969;12(B):333–4.
- [3] Reddy SJ. An empirical method for the estimation of total solar radiation. *Sol Energy* 1971;13:289–91.
- [4] Sabbagh J, Sayigh AAM, Al-Salam EMA. Estimation of the total solar radiation from meteorological data. *Sol Energy* 1977;19:307–11.
- [5] Rehman Sh. Solar radiation over Saudi Arabia and comparisons with empirical models. *Energy* 1998;23(12):1077–82.
- [6] Almorox J, Benito M, Hontoria C. Estimation of monthly Angstro" m–Prescott equation coefficients from measured daily data in Toledo, Spain. *Renew Energy* 2005;30:931–6.
- [7] Paltridge GW, Proctor D. Monthly mean solar radiation statistics for Australia. *Sol Energy* 1976;18:235–43.
- [8] Daneshyar M. Solar radiation statistics for Iran. *Sol Energy* 1978;21:345–9.
- [9] Jafarpour K, Yaghoubi MA. Solar radiation for Shiraz, Iran. *Sol Wind Technol* 1989;6(2):177–9.
- [10] Samimi J. Estimation of height-dependent solar irradiation and application to the solar climate of Iran. *Sol Energy* 1994;52(5):401–9.
- [11] Ardehali MM. Rural energy development in Iran: non-renewable and renewable resources. *Renew Energy* 2006;31:655–62.
- [12] Firoz AHMAD, Intikhab ULFAT, Empirical Models for the Correlation of Monthly Average Daily Global Solar Radiation with Hours of Sunshine on a Horizontal Surface at Karachi, Pakistan. *Turk J Phys* (2004), 28: 301 -307.
- [13] <http://www.irimo.ir>

## ۵۶. طراحی و ساخت رادیوتلسکوپ های آنتنی و دیشی

افتخاری ، بابک<sup>۱</sup>؛ مربوطی مرجان<sup>۲</sup>

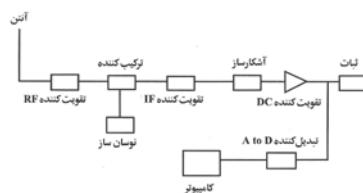
<sup>۱,۲</sup>دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه ازاد دزفول، دزفول-کوی ازادگان

### چکیده

تحقیق و پژوهش در زمینه های مختلف علوم راهی مناسب برای درک هستی و آفرینش است. نجوم رادیویی در عین حال زیبا و جالب است. این مقاله درباره ساخت رادیوتلسکوپ آنتنی و دیشی است تا از آن در تحقیقات بعدی استفاده شود. در این زمینه کار جدی در کشور ما صورت نگرفته و کتاب های زیادی در دسترس نیست. نرم افزاری که همراه با دستگاه اسیلوسکوپ دیجیتال ما کار می کند، نرم افزار اسپکترو آنالیزور FFD است که با PC اسیلوسکوپ راه اندازی می شود که می تواند در آن واحد ۴ تا ۵ واحد امواج مختلف را از فضای کیهانی دریافت کند. رسیور و آنتن مورد نظر طوری طراحی شده است که در یک باند باریک از باند SW 20MHZ است فعالیت می کند. این فرکانس بهترین فرکانسی است که می توان از سیاره مشتری دریافت کرد.

### مقدمه

نجوم روز به روز با پیشرفت های باور نکردنی در حال طی مسیر کشف های فوق العاده ای است که از این میان نجوم رادیویی نقش مهمی را بازی می کند. با توجه به مطالعه بر روی تلسکوپ های رادیویی که گیرنده آنها دیش می باشد، به فکر ساختن یک نمونه رادیو تلسکوپ دیشی افتادیم. برای ساختن یک تلسکوپ رادیویی باید موارد استفاده و نحوه عملکرد آن را مورد بررسی قرار داد. همچنین از امکانات ساخت و کارگاه های مورد نیاز برای درست کردن یک مدل از آن مطلع بود. اولین قدم تهیه یک نقشه و راهنمای درست و جامع برای ساخت قسمت های سخت افزاری تلسکوپ است. در روند ساخت تلسکوپ رادیویی بعد از بررسی دقیق و آماده سازی نقشه و برنامه ریزی ساخت و زمان بندی مناسب باید از نحوه کاربرد و کارکرد قطعات و قسمت های مورد استفاده در رادیو تلسکوپ آگاه بود، زیرا این امر درک و دیدگاه ما را نسبت به هرچه بهتر و دقیقتر ساختن قطعات و سرهم کردن آنها باز خواهد کرد و کیفیت و کمیت را پا به پای هم بالا خواهد برد. یک رادیو تلسکوپ به ترتیب از قسمت های سخت افزاری و نرم افزاری تشکیل شده است که ابتدا شروع به ساخت قسمت های سخت افزاری کردیم و بعد اقدام به تهیه نرم افزارها و سیستم رایانه ای آن نمودیم. از روی نقشه مناسب برای ساخت دیش که اندازه و سایزهای کامل در آن نوشته شده است شروع به ساخت آن نمودیم. دیاگرام اصلی یک تلسکوپ رادیویی در شکل (۱-۱) زیر نشان داده شده است.



شکل ۱-۱- دیاگرام اصلی یک تلسکوپ رادیویی

نوع تلسکوپ، فرکانس دریافتی، پهنهای باند و نوع فیلتر در طراحی تعیین کننده است. مهم ترین قسمت تلسکوپ رادیویی آتن آن است. این قسمت هم به عنوان وسیله تطبیق دهنده امپدانس عمل می کند هم امواج رادیویی را در جهت دلخواه هدایت می کند. این که تلسکوپ ما در چه گستره ای از فرکانس کار بکند، آتن آن می تواند به شکل های سیم، میله، حفره تشدید و یا ترکیبی از آنها باشد.

### قسمت های اصلی رادیو تلسکوپ آتنی

این سیستم شامل چهار قسمت آتن، پایه و رسیور و رایانه که نرم افزار رایانه ان اسپکتروم آنالیزر می باشد که قطعات ان به ترتیب ساخت عبارتند از:

۱- آتن: آتن مورد استفاده شده در این سیستم، یک دایره مسی است که بر روی یک شبکه از توری نصب شده است و این دو تا بر روی پایه قرار دارند و به صورت مایل به سمت فضا نشانه می روند.

۲-پایه: پایه ای که دوره مسی و توری را تحمل می کند به صورت سه پایه بوم نقاشی است که آنها به جای تابلو بر روی قسمت جلوی آن نصب می گردند و چهار پایه که از جنس چوب یا پلاستیک بر روی توری نقش عایق را بازی می کند.

۳-رسیور: دستگاهی است که وقتی امواج رادیویی که به آتن برخورد می کنند آنها را به صورت سیگنال هایی در می آورد و به رسیور و دستگاه پردازش تحويل می دهد. نقش اصلی این دستگاه آنالیز و تقویت دیتا های ورودی از آتن است. دارای مدار و نقشه پیچیده ای برای تجزیه تحلیل داده ها می باشد(شکل ۲).



شکل ۲: نمایی از رسیور ساخته شده

### ۴- رایانه و نرم افزار :

نرم افزار این پروژه اسپکتروم آنالیزور<sup>۱</sup> می باشد که کامپیوتر را قادر می سازد سیگنال های دریافتی از طریق کارت صوتی را روی صفحه نمایشگر، نشان دهد. سیستم رایانه ای که در این رادیو تلسکوپ نصب می گردد باید از نوع پیشرفته باشد. این سیستم از پردازش گری قوی برخوردار است و یک ورودی صدا به قسمت مادر برد آن اتصال دارد. سایر قسمت های سیستم مثل

<sup>1</sup> Specturm Analyzer

سایر سیستم های رایانه ای می باشد. رسیور و آنتن مورد نظر طوری طراحی شده است که در یک باند باریک از باند SW در فرکانس 20MHz<sup>2</sup> است فعالیت می کند. این فرکانس بهترین فرکانسی است که می توان از سیاره مشتری دریافت کرد.

روش های پیدا کردن کانون دیش: برای پیدا کردن کانون روش ها و راه های مختلفی وجود دارد که به صورت عملی و تئوری می توان از آنها استفاده کرد که به دو روشن عملی که از انها در این تحقیق استفاده شده اشاره می شود :

**الف - استفاده از دستگاه های آشکارساز و نوسان ساز:** در این روش یک نوسان ساز 10.5 GHz گیگاهرتز و یک آشکارساز ماکروویو را در اختیار داریم، آشکارساز را در مقابل دهانه دیش، محل دریافت قویترین سیگنال را مشخص می کنیم به دیش قرار می دهیم، سپس با تغییر دادن محل آن در مقابل دهانه دیش، محل دریافت قویترین سیگنال را مشخص می کنیم به عبارتی این محل کانون ما خواهد بود. این مقدار در نمونه های ساخته شده in 26.5 cm ( 67.31 cm ) بوده که نسبت به مقدار طراحی شده in 0.5 اینچ ( 127 cm ) خطأ دارد و شدت انحراف عقریه آشکارساز خیلی بیش از مقدار مورد انتظار بوده است و این خود نشان دهنده بهره زیاد این آنتن می باشد.

**ب - استفاده از رسیور دیجیتال و LNB :** در این روش ما دیش را به صورت یک گیرنده ماهواره در نظر می گیریم. به جای فیدهورن<sup>3</sup> ( تقویت کننده حساس نویز پایینی ) را قرار می دهیم این LNB ها در بازه های فرکانسی 8 MHz تا 14 GHz مگاهرتز کار می کنند. بعد از جاسازی LNB ، اندازه های پایه ها را به صورت تقریبی با استفاده از فرمول مربوطه تنظیم می کنیم. حال سیم را از LNB به رسیور دیجیتال اتصال می دهیم و رسیور را نیز به یک TV اتصال می دهیم تا تصویر منوی دستگاه را مشاهده کنیم. در قسمت منو بر روی گزینه نصب و در قسمت بالای پنجه باز شده که مربوط به اسم ماهواره هاست بر روی ماهواره 902 ku Intehsat کلید می کنیم و فرکانس 11555 را در سیمبل ریت 27500 و افقی (H) انتخاب می کنیم دکمه ok را می زنیم. دستگاه فایندر یا جوینده را بین LNB و رسیور قرار می دهیم. فایندر<sup>3</sup> وسیله ای برای جهت یابی و پیدا کردن ماهواره ها و تنظیم آسان دیش هاست که به صورت آنالوگ و دیجیتال تولیدی شود. جهت دیش را 62<sup>0</sup> درجه سمت شرقی می چرخانیم و ساعت LNB را بین 6 تا 12 قرار می دهیم. بعد ولوم روی فایندر را می چرخانیم و عقریه را بین 7 و 6 قرار می دهیم با چرخاندن دیش در جهت مورد نظر و شنیدن صدای بوق ممتد ولوم را کم کرده و دوباره به جای اولی خود می آوریم این کار را تا حالت ماکریم و دریافت فرکانس بالا انجام می دهیم. حال به صفحه TV نگاه می کنیم تا کیفیت و قدرت فرکانس را چک کنیم، فرکانس ما بالای ۸۰ و قدرت بالای ۹۰ شد، این نشان دهنده پیدا کردن کانون است و دیش دارای دقت می باشد. قابل ذکر است که دیش ما قابلیت دریافت و گرفتن ماهواره های رادیویی و تلویزیونی را دارد. ما توانستیم کanal های تلویزیونی داخلی را دریافت کنیم و به وسیله TV مشاهد کنیم.

### اتصال اجزاء رادیو تلسکوپ و دریافت امواج

<sup>2</sup> Love Noise Amplifier

<sup>3</sup> Finder

مرحله آخر سر هم کردن قطعات ساخته شده است. بعد از تهیه و مونتاژ در هر سیستم، هماهنگ کردن اجزاء، مرحله نهایی ساخت خواهد بود. ابتدا باید از سلامت و درستی کار قطعات آگاه بود، بعد از تست و امتحان کل قطعات به صورت جداگانه، به ترتیب آنها را از دیش و اجزاء دیگر به هم وصل کردیم به این گونه گیرنده ما که یک دیش است را در موقعیت مناسب جاسازی کردیم و بعد از نصب به ورویدی رسیور آنالوگ می زنیم، رسیور باید روی **MHZ 1420** تنظیم باشد، از خروجی صدای رسیور به کارت صوتی سیستم رایانه ای اتصال برقرار می کنیم. در کامپیوتر برای آشکارسازی و تفکیک امواج نیاز به نرم افزار اسپکتروم آنالیزور داریم. ورویدی کارت بر روی مادر برو کامپیوتر نصب است، بعد از نصب نرم افزار مورد نظر، دیش را در جهت جرم آسمانی که می خواهیم نشانه می روییم تا از آن دیتا بگیریم، بعد از برقراری جریان برق در سیستم، رادیو تلسکوپ ما آماده کار است. انتن رادیو تلسکوپ می تواند در محدوده فرکانس مشتری و در موج کوتاه ۱۸ تا ۳۲ مگاهرتز فرکانس ها و امواج را دریافت کند. نحوه دریافت دیتا به این گونه است که بعد از دریافت امواج توسط دیش، دیتا به آمپلی فایر اولیه انتقال داده می شود، خروجی به میکسر می رود، در کنار میکسر یک نوسان ساز فرار دارد که کار تنظیم را بر عهده دارد. چون ما با فرکانس های ضعیف سر کار داریم و اجرامی ان را تولید می کنند که خیلی از ما دورند نیاز به تقویت کننده فرکانس های بالا داریم. بعد از تقویت کننده یک قسمت آشکارساز وجود دارد، آشکارساز به تقویت کننده دیگری وصل است و بعد از آن دستگاه ضبط اطلاعات را قرار دارد. نرم افزاری که با دستگاه اسیلوسکوپ دیجیتال ما کار می کند، نرم افزار اسپکترو آنالیزور **FFD PC** است که با اسیلوسکوپ راه اندازی می شود که می تواند در آن واحد ۴ تا ۵ واحد امواج مختلف را از فضای کیهانی دریافت کند. فرم باند صوتی ما می تواند به صورت اسپکترو آنالیزور و یا به صورت طیف سنجی برای ما دریافت گردد.



شکل ۱: نمایی از دیش رادیو تلسکوپ ساخته شده

### نتیجه گیری

در این تحقیق طریقه طراحی و ساخت رادیوتلسکوپ آتنی و دیشی با جزئیات کامل مورد بررسی قرار گرفته است. قدم بعدی اتصال این انتن به یک کامپیوتر پیشرفته و گرفتن سیگنال می باشد.

### مراجع

- [۱] گاتاک، آجوی؛ ((نورشناسی)), ترجمه ناصر مقبلی، انتشارات فاطمی
- [۲] کندي، ج.؛ ((سيستم هاي مخابراتي و الکترونيکي)), جلد اول، ترجمه حجت کاشاني، انتشارات فني حسينيان
- [۳] ريد، اف.اج.؛ ((تابش الکترومغناطيسی)), ترجمه مهدی خواجهي، انتشارات کتابستان

## ۵۸. ارائه یک مدل ریاضی برای نمایش طول روز و شب در طول سال

هادی بصیرزاده — دانشگاه شهید چمران اهواز  
 حبیب الله عصاره — دانشگاه آزاد اسلامی ذرفول  
 Email : basirzad@scu.ac.ir  
 Email : asareh.h@scu.ac.ir

**چکیده:** در این مقاله یک مدل ریاضی برای نمایش طول روز و طول شب در طول سال ارائه می شود. طول روز و طول شب در فصول مختلف سال متفاوت است. چندین فرمول برای بدست آوردن زمان طلوع و غروب خورشید و زمان ظهر شرعی مورد استفاده منجمین قرار گرفته است. با توجه به متفاوت بودن مختصات جغرافیائی نقاط مختلف زمین طول روز و شب در نقاط مختلف زمین متفاوت بوده و فرمول های گوناگونی با کاربردهای خاص ارائه گردیده است. این مدل ریاضی که ارائه می شود با توجه به سادگی حائز اهمیت است. در این مقاله ضمن شناسایی رفتار طول روز و طول شب در طول سال در برخی از شهرهای ایران تلاش شده یک مدل ریاضی که بتواند تا حدود قابل قبولی این رفتار را مدل بنده نماید پیشنهاد شود. در ضمن نمودارهای بدست آمده توسط مدل با نمودار طول روز و طول شب براساس داده های موجود مقایسه گردیده است.

**واژه های کلیدی:** طول روز ، طول شب ، اعتدالین ، انقلابین ، زمان طلوع و غروب و تقویم سال شمسی

### ۱ مقدمه

یکی از مسائل مهم و کاربردی که همواره مورد توجه قرار گرفته است مسئله روز و شب و اوقات طلوع و غروب خورشید می باشد. در قرآن کریم از نظام موجود در گردش خورشید به عنوان نشانه های قدرت خداوند یاد شده و آمده است :  
**وَجَعْلَنَا إِلَيْكُمْ النَّهَارَ مَبْصُرَةً لَتَبْتَغُوا فَضْلَامِنَ رَبِّكُمْ وَلَتَعْلَمُوا عَدَدَ السَّنِينَ وَالْحِسَابَ وَكُلَّ شَيْءٍ فَصَلَنَاهُ تَفْصِيلًا** [۱]  
 و ما شب و روز را دو آیه و نشانه قرار دادیم. آنگاه از آیت شب کاستیم و آیت روز را تابان ساختیم تا از فضل



پروردگار تان طلب کنید و شمار سالها و حساب (زمان) را بدانید و ما هر چیزی را به روشنی بیان کردیم . نظام سال شمسی که به زندگی بشر نظم و برنامه می دهد بر اساس گردش خورشید و زمین است . مبدأ سال در تقویم ایرانیان لحظه ای که خورشید روی استوای زمین قرار گرفته و نیمکره شمالی زمین به سوی آن تمایل دارد [۲]. بسیاری از برنامه ریزی های شهری و تصمیمات مدیریت انسانی و زمان شروع و خاتمه کارها متاثر از زمان و طول زمان شب و روز در سال است . توجه به اوقات شرعی و مسائل فقهی ناشی از آن در زندگی مسلمانان اهمیت پرداختن به آن نظام را مضاعف کرده است . اوقات شرعی و زمان طلوع و غروب خورشید در تقویم ها آورده شده و همه روزه مورد استفاده قرار می گیرد . اختلاف بین طول روز و طول شب در همه نقاط یکسان نیست و به طول و عرض جغرافیائی محل بستگی دارد . این اختلاف در طول سال نیز برای یک محل متفاوت می باشد .

## ۲ رفتار طول روز و شب در طول سال

برای اینکه رفتار طول روز و شب را در طول سال شناسایی نماییم داده های نقطه به نقطه که توسط مراکز نجوم ارائه می شوند را می توان مبنای قرار داد . این مراکز برای هر محل جدولی از اوقات طلوع و غروب خورشید ارائه می کنند که برای هر محل اعتبار دارد و با توجه به طول و عرض جغرافیائی محل با هم متفاوت می باشند . لذا برای اینکه یک رویه مشخص را برای بدست آوردن طول روز و شب برای هر محل دلخواه به کار بندیم روز متناظر با شب یلدا را به عنوان نقطه شروع انتخاب می کیم که کوتاهترین روز در هر سال می باشد .

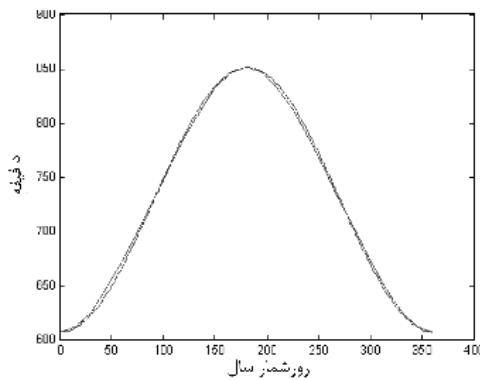
در این مقاله فرمولی را ارائه می دهیم که با استفاده از آن بتوان طول روز و طول شب را در طول سال بدست آورد . برای ارائه این فرمول کافیست ما اندازه کوتاهترین روز سال و بلندترین روز سال را داشته باشیم . اگر کوتاهترین روز سال را با  $R_{min}$  و بلندترین روز سال را با  $R_{max}$  نمایش دهیم فرمول زیر را خواهیم داشت :

$$TR = R_{min} + (\frac{1}{2}) * [R_{max} - R_{min}] * (1 - \cos(\frac{360}{365} * x)), \quad x = 0 \dots 365$$

که  $TR$  در فرمول بالا بیانگر طول روز می باشد و کوتاهترین روز سال  $R_{min}$  و بلندترین روز سال  $R_{max}$  در هر محل مناسب با آن محل تعیین می شود . و  $x$  روز شمار سال می باشد و در مخرج کسر برای راحتی از عدد ۳۶۵ استفاده کرده ایم . نقطه شروع در این فرمول روز آغاز زمستان است که  $x = 0$  . لذا برای بدست آوردن طول روز دیکی از روزهای سال کافی است عدد روز شمار را در فرمول قرار دهیم . برای محاسبه طول شب در طول سال نیز فرمولی مشابه به آنچه گفته شد می توان معرفی نمود .

### ۳ مقایسه مدل ارائه شده با رفتار واقعی آن

در این بخش داده های آماری که براساس تقویم اوقات شرعی بدست آمده اند با فرمول ارائه شده مقایسه شده اند برای این کار داده های دوشهر اهواز و تهران را که از منبع [۲] و [۵] و [۶] گرفته شده اند را مورد نظر داریم. در منبع [۶] شهر مقدس قم ملاک می باشد که با شهر تهران اختلاف مقایسه منحنی طول روز در طول سال براساس جدول اوقات شرعی و منحنی مربوط به طول روز به دست آمده توسط فرمول مدل به افق شهر اهواز نیز آورده شده است . در این مقاله نشان می دهیم فرمول ارائه شده تقریب مناسبی برای واقعیت است .



شکل ۱ – مقایسه منحنی طول روز نقطه به نقطه با مدل ریاضی به افق اهواز

### ۴ نتیجه گیری و پیشنهاد

در این مقاله یک مدل ریاضی برای به دست آوردن طول شب و روز در هر یک از روزهای سال ارائه نمودیم . این مدل برای هر نقطه از کره زمین کارائی دارد هرچند در این مقاله دوشهر اهواز و تهران را به عنوان نمونه آورده ایم. برای استفاده از فرمول های ارائه شده کافی است بلندترین و کوتاهترین طول شب یا روز را در یک نقطه دلخواه داشته باشیم و به سادگی فرمول طول روز را برای آن به دست آوریم . کاربرد این فرمول ها به ویژه برای مناطق کوهستانی به اهمیت آن می افزاید. برای مثال در مناطقی که زمان دقیق طلوع و غروب خورشید به سختی قابل مشاهده است اما می توان زمان ظهر شرعی را با استفاده از شاخص [۹] به دست آورد با استفاده از زمان نیم روز و داشتن طول روز در آن محل می توان زمان طلوع و غروب خورشید را به دست آورد. به بیان دیگر از میان چهار متغیر طول روز و زمان طلوع و زمان غروب و نیمه روز کافی است دو متغیر را برای یک نقطه دلخواه داشته باشیم دو متغیر دیگر قابل محاسبه خواهند بود.

لازم به ذکر است که برآش منحنی به صورت بالا در هیچ مورد توسط نویسندهای پافت نشده و کاملاً بدیع است ولی نتایج مورد نظر به *Almanac* های موجود از جمله در شماره های مختلف مجله *Sky&Telescope* هم خوانی دارد [۱۰].

## مراجع

- ۱ - قرآن کریم - سوره اسرا - آید ۱۲
- ۲ - دهر - پویشی در جهان بیکران - حسین سالاری - نشر مهاجر - ۱۳۸۴
- ۳ - راهنمای اوقات شرعی به افق خوزستان - تالیف واستخراج آیت الله سید علی شفیعی ۱۳۸۷
- ۴ - اصول و مبانی جغرافیای ریاضی - تالیف دکتر تقی عدالتی و حسن فرخی بنیاد پژوهش‌های اسلامی آستان قدس رضوی ۱۳۸۰
- ۵ - مرکز تقویم موسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران - مرکز سایت دانشگاه تهران - *Online - Calendar*
- ۶ - پیش بینی وضعیت هلال ماه در آغاز ماه های قمری - ۱۴۳۰ - مرکز مطالعات و پژوهش‌های فلکی - نجومی وابسته به دفتر آیت الله العظمی سیستانی - ۱۳۸۸
- ۷ - *Fundamental Astronomy*, H.Karttunen, fifth edition, Springer, ۲۰۰۷ -
- ۸ - راهنمای کشف آسمان شب - (ترجمه کتاب *NightSky*) - جلال صمیمی - ص ۶ - چاپ اول - ۱۳۸۸
- ۹ - مبانی و مرزهای ستاره شناسی - جلد اول - تقی عدالتی و جمشید قنبری - آستان قدس رضوی - ۱۳۶۳
- ۱۰ - *Sky&Telescope - GuidetoSun*, ...January, ۱۹۹۳ -

## ۵۹. چگونگی طراحی و ساخت صفحه میزان عنکبوت در اسٹرالاب

اسدالله صفایی

از رصدخانه دانشگاه کاشان

asafaei@kashanu.ac.ir

**چکیده:**

اسٹرالاب رایج ترین ابزار نجومی از هزاران سال قبل بوده است. این ابزار از چند دستگاه مختصات کروی تشکیل شده است. مختصات سمتی- ارتفاعی ، مختصات استوایی و مختصات دایره البروجی مهم ترین دستگاه های مختصات به کار رفته در اسٹرالاب است. این دستگاه های مختصات نسبت به یکدیگر می توانند حرکت کنند. اگر یک پارامتر را از یک دستگاه مختصات داشته باشیم. دیگر پارامترها را در هر یک از دستگاه های مختصات می توانیم پیدا کنیم. صفحه عنکبوت در اسٹرالاب بر اساس مختصات استوایی طراحی می شود. و صفحه های عرض جغرافیایی بر اساس مختصات سمتی- ارتفاعی طراحی می شود.

صفحه میزان عنکبوت صفحه ای است، که شبکه ای از خطوط سیستم مختصات دایره البروجی بر روی آن به صورت تصویر استریوگراف رسم می شود . همچنین موقعیت برجهای دوازده گانه را بر روی آن مشخص می نمایند. سپس شبکیه یا صفحه عنکبوتی اسٹرالاب بر روی صفحه میزان عنکبوت منطبق می گردد. سپس شظیه هر ستاره را با مختصات دایره البروجی آن مقایسه می کنند. و در صورت نیاز با وارد کردن ضربه به نوک شظیه تصحیح انجام می گیرد.

در این مقاله نمونه های موجود مقایسه شده است. محاسبه و طراحی این قطعه از اسٹرالاب توضیح داده شده است. همچنین کاربرد آن را شرح داده ام.

### مقدمه

اخترشناصی و استفاده از ابزارهای نجومی در ایران سابقه چندین هزار ساله دارد. در این میان سابقه استفاده از استرالاب به عنوان یکی از مهم ترین ابزار های نجومی در ایران سابقه چند هزار ساله دارد. چراکه کشف قدیمی ترین استرالاب جهان باقدمت بیش از چهار هزار سال در منطقه خوارزم در قلعه ای به نام قلعه گوسفندداران (قوی قریلگان قلعه) در شمال ایران می تواند دلیلی بر این مُدعَا باشد. [ ۱ ]

واژه استرالاب ( Astrolabe ) ظاهرا از دو واژه ( Astro ) یا ستاره و ( Lab ) یعنی ترازو ، گرفته شده است. برخی آن را ستاره یاب ، مقیاس ستاره ، آینه نجوم ، جام جمشید ، جام جهان نما و... نیز نامیده اند.[۴] این ابزار شامل بخشی برای اندازه گیری پارامترهای نجومی یا هندسی بوده و در بخش دیگر می توان پارامترهای اندازه گیری شده را تجزیه و تحلیل کرده و نتایج بسیار جالب و کاربردی از آن به دست آورد. به عبارت دیگر می توان آن را یک کامپیوتر آنالوگ چند منظوره دانست که داده های مورد نیاز را می توان به وسیله

خود استرلاپ اندازه گیری نمود. بنابراین شاید به جرات بتوان گفت از بسیاری از ابزارهای کنونی تکامل یافته تر است.

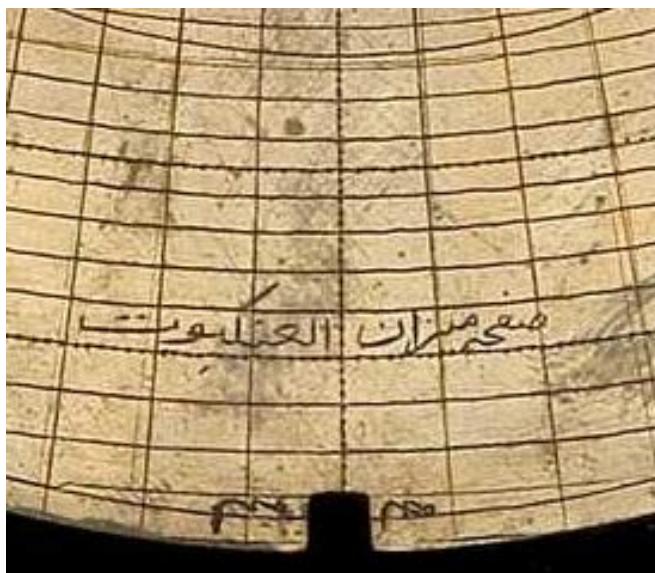
هرچند استرلاپ در انواع مختلف ساخته می شده است. ولی رایج ترین آن استرلاپ مسطح می باشد. و معمولاً از جنس فلزی ساخته می شده . ام یا مادر، صفحات، شبکیه یا صفحه عنکبوتی ، عضاده یا خط کش و قطب مهمترین قسمتهای استرلاپ محسوب می شود.[ ۲،۳،۴،۵،۶،۷ ]

### ساختار استرلاپ و صفحه میزان عنکبوت:

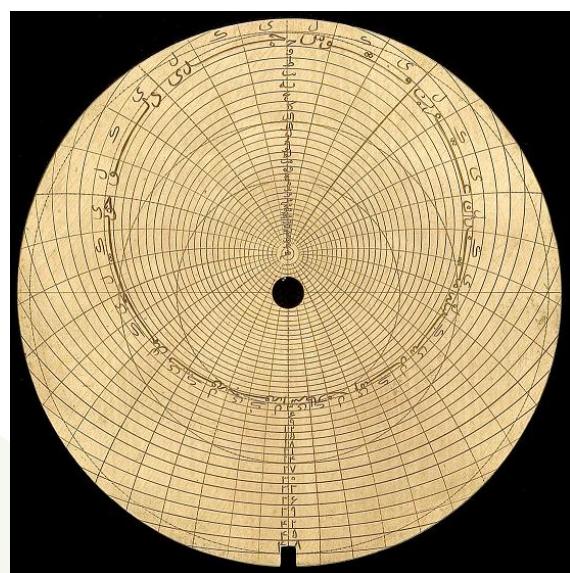
این ابزار از چند دستگاه مختصات کروی تشکیل شده است. مختصات سمتی- ارتفاعی ، مختصات استوایی و مختصات دایره البروجی مهم ترین دستگاه های مختصات به کار رفته در استرلاپ است. این دستگاه های مختصات نسبت به یکدیگر می توانند حرکت کنند. اگر یک پارامتر را از یک دستگاه مختصات داشته باشیم. دیگر پارامترها را در هر یک از دستگاه های مختصات می توانیم پیدا کنیم. صفحه عنکبوت در استرلاپ بر اساس مختصات استوایی طراحی می شود. و صفحه های عرض جغرافیایی بر اساس مختصات سمتی- ارتفاعی طراحی می شود. اما مختصات ستارگان در زیجها بر اساس مختصات دایره البروجی نوشته می شود.[ ۲،۳،۴،۵،۶،۷ ]

استرلاپ یک ابزار مکانیکی است. دقت ابزارهای مکانیکی براثر ضربه ، فرسایش و... کم می شود. همچنین به دلیل حرکت تقدیمی زمین ، محل ستارگان در مختصات استوایی تغییر می کند. بنابراین اسٹرلاپ را باید پس از مدتی تنظیم کرد. یا اصطلاحاً کالیبره نمود. و معمولاً استرلاپ سازها تنظیم استرلاپ را انجام می داده اند. اما برای بعضی از استرلابهای صفحه ای مخصوص ساخته می شده است. که صفحه میزان عنکبوت نام دارد. تنظیم صفحه عنکبوت استرلاپ را به وسیله صفحه میزان عنکبوت انجام می داده اند.

صفحه میزان عنکبوت صفحه ای است، که شبکه ای از خطوط سیستم مختصات دایره البروجی برروی آن به صورت تصویر استریوگراف رسم می شود . همچنین موقعیت برجهای دوازده گانه را برروی آن مشخص می نمایند. سپس شبکیه یا صفحه عنکبوتی استرلاپ برروی صفحه میزان عنکبوت منطبق می گردد. سپس شظیه هر ستاره را با مختصات دایره البروجی آن مقایسه می کنند. و در صورت نیاز با وارد کردن ضربه به نوک شظیه تصحیح انجام می گیرد. هرچند در هیچ یک از منابعی که در پایان مقاله اشاره شده ذکری از صفحه میزان عنکبوت به میان نیامده است. ولی طی پژوهشی که در مورد انواع استرلابهای موجود در جهان و اجزای تشکیل دهنده آنها انجام می دادم، به نمونه هایی از صفحه غیر معمول برخورد نمودم. بر روی بعضی از این صفحات نام آنها به عنوان صفحه میزان عنکبوت حک شده است. که با توجه به ساختار خطوط و نقوش درج شده می توان موارد مشابه را نیز شناسایی نمود. با بررسی حدود ۱۵۰ استرلاپ ، ۱۷ مورد صفحه میزان عنکبوت در بین آنها پیدا کردم. با بررسی هایی که انجام داده ام. تاکنون در هیچیک از استرلابهای افریقایی، اروپایی، عربی و... به مورد مشابهی برخورد ننمودام. و معمولاً استرلابهایی که دارای چنین صفحه ای هستند، در ایران و پاکستان ساخته شده است. یکی از نمونه های آن استرلاپ نفیسی است که توسط محمد یزدی در دوران صفوی ساخته شده و در شکل (۱) نشان داده شده است. در شکل (۲) نمونه پاکستانی که نام صفحه بر روی آن حک شده ، مشاهده می شود.

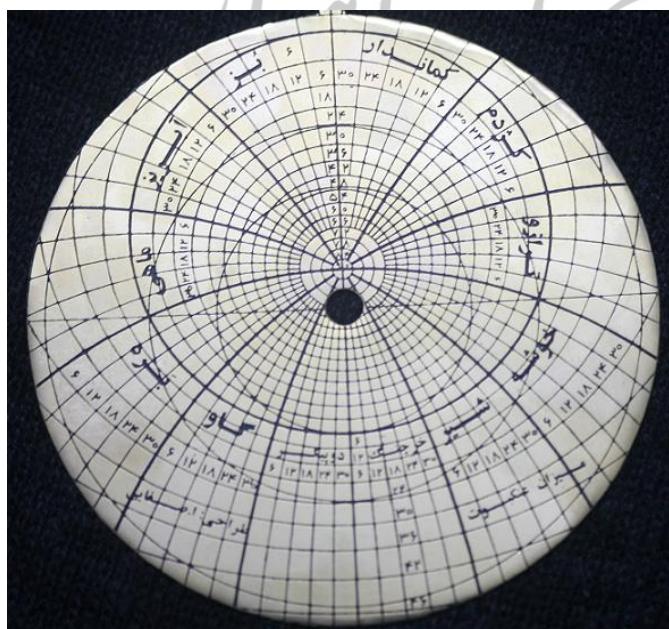


شکل (۲)



شکل (۱)

بنابراین جهت احیای این قطعه از استرلاپ، تصمیم گرفتم این صفحه را برای استرلاپ خود که از نوع مسطح است، بسازم. استرلاپ مذکور از جنس فلز برنج ساخته شده، و قطر آن ۱۶ سانتیمتر است. در صفحه میزان عنکبوتی که برای این استرلاپ طراحی نمودم، خطوط شبکه مختصات دایره البروجی را با فاصله ۶ درجه رسم شده، و درجه بندي آن نوشته شده است. محل دایره البروج بر روی آن مشخص شده، همچنین نام برجهای دوازده گانه بر روی آن نوشته شده است. در شکل (۳) خود استرلاپ و در شکل (۴) صفحه میزان عنکبوتی که برای آن طراحی نموده ام مشاهده می شود.



شکل (۴)



شکل (۳)

## منابع:

- [ ۱ ] - بناهای تقویمی و نجومی ایران  
مرادی غیاث آبادی
- [ ۲ ] - رساله بیست باب در معرفت اسطلاب  
نصرالدین طوسی
- [ ۳ ] - استیعاب الوجه الممکنه فی صناعته الاسطرباب  
ابوریحان بیرونی
- [ ۴ ] - التفہیم لاوائل صناعته التنجیم  
الدین همایی
- [ ۵ ] - اسطلاب یا شمارشگر نجوم  
نوشته : سرفراز غزنى
- [ ۶ ] - تحفه حاتمی یا هفتاد باب (در اسطلاب)  
تقی عدالی
- [ ۷ ] - هدایت طلاب به دانش اسطلاب  
دکتر ابوالفضل نبئی
- نوشته :  
نوشته : ابوریحان بیرونی  
به تصحیح دکتر جلال
- نوشته : شیخ بهایی  
تصحیح : دکتر ابوالفضل نبئی - دکتر
- نوشته :

# دانشگاه شیدھرمان اهواز