

انتشار و میرایی نوسانات طولی شدت در ساختارهای تاج خورشیدی

عباس عابدینی^۱، مهدیه السادات موسوی منفرد^۲

^۱ ایران، قم، دانشگاه قم، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک؛
ایمیل: a.abedini@qom.ac.ir

^۲ ایران، قم، دانشگاه قم، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک؛

چکیده. در سال‌های اخیر، نوسانات طولی شدت به کرات در ساختارهای مختلف تاج خورشید به کمک تلسکوپ‌های فضایی مشاهده شده‌اند. بعضی از محققین معتقداند امواج مغناطوس-آگوستیک که در گرمایش پلاسمای تاج هم سهیم‌اند، عامل این نوسانات طولی شدت‌ها هستند. در این مطالعه هدف شناخت نحوه تولید، انتشار و میرایی امواج مغناطوس-آگوستیک در ساختارهای تاج و همچنین مقایسه نتایج مشاهداتی حاصل با پیش بینی‌های مدل‌های نظری است. برای این منظور سه ناحیه فعال خورشیدی مناسب انتخاب و از هر یک از نواحی حدود ۴۰۰ تصویر متوالی با گام‌های زمانی ۱۲ ثانیه در طول موج ۱۷۱ آنگستروم با استفاده از ابزار ای-آی-ای نصب شده بر روی تلسکوپ فضایی اس-دی-او گرفته می‌شوند. بعد از همسان سازی هیستوگرام تصاویر نسبت به تصویر اولیه، سریهای زمانی شدت حاصل از بخش‌های کوچک (ماکروپیکسل‌های) پی در پی با ابعاد 3×3 پیکسل بر روی مسی‌های مختلف در امتداد حلقه‌های نواحی فعال استخراج می‌گردند. بعد از اعمال صافی‌های متنوع روی سریهای زمانی شدت‌ها، فرکانس‌های واقعی و پایدار از فرکانس‌های غیر واقعی و ناپایدار ناشی از نوفه‌ها در چگالی توان طیفی با استفاده از الگوریتم لامب-اسکارگل مورد شناسایی قرار می‌گیرند. کمیت‌های فیزیکی فرکانس‌های غالب محاسبه می‌شوند. نتایج حاصل از این تجزیه و تحلیل نشان می‌دهند امواج مغناطوس-آگوستیک آرام در پایه حلقه‌های نواحی فعال تولید و در امتداد آنها منتشر و میرا می‌شوند. محدوده‌ی دوره تناوب نوسانات، سرعت فاز ظاهری، طول میرایی ظاهری، زمان میرایی و کیفیت میرایی این امواج استخراج شده به ترتیب $32 - 7$ دقیقه، $363 - 66$ کیلومتر بر ثانیه، $103 - 8$ مگامتر، $12 - 0.7$ دقیقه و $0.63 - 0.06$ می‌باشند. همچنین با مقایسه نتایج مشاهداتی با نتایج حاصل از مدل‌های نظری محدوده‌ی دمایی و چگالی عددی الکترونی نواحی انتخابی تخمین زده می‌شوند.

واژه‌های کلیدی: تاج خورشیدی، ناحیه فعال خورشیدی، نوسانات طولی شدت

Propagation and Damping of Longitudinal Intensity Oscillations in Solar Coronal Structures

Abbas Abedini¹, Mahdiah Sadat Mousavi Monfared²

¹ Department of Physics, University of Qom, Qom University Blvd Alghadir, P.O. Box 3716146611, Qom, Iran;
email: a.abedini@qom.ac.ir

² Department of Physics, University of Qom, Qom University Blvd Alghadir, P.O. Box 3716146611, Qom, Iran;

Abstract. Recently, the longitudinal oscillations of intensity have been frequently detected in the different structures of the solar corona using space telescope observations. Some researchers believe that the magneto-acoustic waves, which share the plasma heating processes in the corona, are responsible for the longitudinal oscillations of the intensities. In this study, the aim is to discover the location, generation, propagation and damping of the magneto-acoustic waves in the

corona structures as well as to compare the results with theoretical models. For this purpose, for each selected active region, about 400 sequence images are taken at 12 seconds intervals at 171 angstroms using AIA instrument onboard on the SDO space telescope. For each set, the histogram equalization is applied with respect to the first image for all images, then the time series of intensities are extracted from the successive macropixels with 3×3 pixels wide on different paths along the active region loops. Different filters are applied to the time series of the intensities, and real and stable frequencies are identified from the unrealistic and unstable frequencies of the noise in the spectral power density using the Lamb-Scargle algorithm. The physical quantities of the dominant frequencies are computed. The results of this analysis showed that magneto-acoustic waves are produced at the base of the loops of the active regions and propagated along the loops. The range of oscillation period, apparent velocity, apparent length, damping time, and damping quality of these extracted waves are 7 – 32 minutes, 66 – 363 km/s, 8 – 103 mega meters, 0.7 – 12 minutes and 0.06 – 0.63, respectively. Also, by comparing the observational results with the theoretical models, the temperature range and electron numerical density of the selected regions are estimated.

Keywords: Sun: corona. Sun: active region. Sun: longitudinal intensity oscillations

۱ مقدمه

در دهه‌های اخیر، تلسکوپ‌های فضایی متعددی با توان تفکیک فضایی و زمانی مناسب به فضا پرتاب شده‌اند. با استفاده از تصاویر این تلسکوپ‌ها در طول موج‌های مختلف از ساختارهای تاج، اطلاعات خوبی از مکان، نحوه‌ی تولید، انتشار و میرایی امواج مغناطوس-هیدرودینامیکی و عوامل موثر بر کمیت‌های فیزیکی وابسته به این امواج حاصل شده است. مقایسه نتایج مشاهداتی با پیش بینی‌های مدل‌های نظری باعث پیشرفت قابل توجهی در نظریه مغناطوس-هیدرودینامیکی بخصوص امواج مغناطوس-آگوستیک شده است. امواج مغناطوس-آگوستیک که ممکن است در گرمایش تاج سهیم باشند از نظر سرعت انتشار به دو دسته‌ی آرام و سریع و از نظر نوع ارتعاش به دو دسته عرضی (سوسیسی و کینکی) و طولی تقسیم بندی می‌شوند. امروزه، کارهای نظری و مشاهداتی متفاوت و زیادی در زمینه امواج مغناطوس-آگوستیک عرضی، طولی و نحوه‌ی برآورد کمیت‌های فیزیکی به کمک لرزه‌شناسی امواج یافت می‌شوند. در ادامه به اختصار به تعدادی از کارها انجام شده و ابزارهای مورد استفاده در این زمینه اشاره می‌شود. امواج مغناطوس-هیدرو دینامیکی در مقیاس بزرگ در تاج خورشید توسط تامسون و همکاران در سال ۱۹۹۸ با استفاده از ابزار ای آی تی روی ماهواره سوهو (EIT/SoHO) آشکار شدند [۱]. نوسانات شبه دوره‌ای از شدت نور با دامنه کم و دوره تناوب بلند (امواج مغناطوس-آگوستیک) در ساختارهای پره مانند نزدیک قطب‌های خورشیدی توسط آفمن و همکاران در سال ۱۹۹۷ و دی فورست و گورمن در سال ۱۹۹۸ به ترتیب با استفاده از ابزار وی سی اس ماهواره سوهو (UVCS/SOHO) و ابزار ای آی تی ماهواره سوهو (EIT/SoHO) مشاهده شدند [۲، ۳]. امواج مغناطوس-آگوستیک انتشاری در امتداد حلقه‌های تاجی در سال ۱۹۹۹ توسط بریگمنس و سلیتی با استفاده از ای آی تی (EIT/SoHO) و در سال ۲۰۰۲ توسط دیمورتل و همکاران با استفاده از تریس آشکار شدند [۴، ۵]. همچنین وجوه نوسات امواج مغناطوس-آگوستیک ایستاده آرام در حلقه‌های تاجی در سال ۲۰۰۲ توسط وانگ و همکاران همچنین کلایم و همکاران با استفاده از ابزار سومر نصب شده روی سوهو (SUMER/SoHO) یافته شدند [۶، ۷]. امواج سوسیسی سریع با دوره تناوب کم در حلقه‌های تاجی در محدوده طول موج رادیویی در سال ۱۹۸۴ توسط رابرت، ملینی کوف و همکاران در ۲۰۰۲ و اشواندن و همکاران در ۲۰۰۴ پیدا شدند [۸، ۹، ۱۰]. وجوه نوسانات سوسیسی در حلقه‌های تاج خورشیدی در محدوده طول موج‌های فرابنفش به کمک تریس و با استفاده تغییر شکل سطح مقطع حلقه‌های تاج توسط مورتون و همکاران در سال ۲۰۱۱ استخراج و مورد مطالعه قرار گرفتند [۱۱]. امواج سریع آلفن توسط ویلیامز و همکاران در سال ۲۰۰۱ با استفاده از اس ای سی اس (SECIS) مشاهده شدند [۱۲]. امواج سریع کینک در حلقه‌های تاج در سال ۲۰۰۴ توسط ویروویخت و همکاران با استفاده از تریس مورد شناسایی قرار گرفتند [۱۳]. مطالعات نظری و مشاهداتی نشان می‌دهند دوره تناوب و زمان میرایی نوسانات عرضی سریع، حدود چند ثانیه الی چند دقیقه ولی دوره تناوب و زمان میرایی نوسانات عرضی آرام به ده‌ها دقیقه هم می‌رسند. برای مثال، جهت یافتن محدوده کمیت‌های فیزیکی مثل دوره تناوب، زمان و طول میرایی، کیفیت میرایی، سرعت انتشار تاثیر عواملی همچون میدان مغناطیسی، چگالی شعاعی و طولی حلقه‌ها، انحنا حلقه‌ها همچنین مکانیزم‌های اتلافی همچون جذب تشدید، تداخل فازی، نشت انرژی بر کمیت‌های فیزیکی امواج عرضی انتشاری و ایستاده (کینکی و سوسیسی) مراجعه شود به (گوسینس و همکاران در ۲۰۰۲ [۱۴]، صفری

و همکاران در ۲۰۰۶ [۱۵]، صفری و همکاران در ۲۰۰۷ [۱۶]، اندرس و همکاران در ۲۰۰۹ [۱۷]، کرمی و بهاری در ۲۰۱۰ [۱۸]، فتحعلیان و صفری در ۲۰۱۰ [۱۹]، اشواندن و همکاران در ۲۰۱۱ [۲۰]، عبادی و همکاران ۲۰۱۳ [۲۱]، زنیار و کرمی ۲۰۱۶ [۲۲] و اسماعیلی و همکاران ۲۰۱۶ [۲۳]. اثر پدیده ویک ناشی از یک اختلال جایگزیده انتشاری بر میرایی نوسانات عرضی حلقه‌ها توسط رای و همکاران در ۱۹۸۲ و تراداس و همکاران در ۲۰۰۵ بطور نظری مورد بررسی قرار گرفت [۲۴، ۲۵]. همان طوریکه قبلا اشاره شد مطالعات نظری و مشاهداتی زیادی در مورد امواج مغناطوس-آگوستیک انجام گرفته است. مطالعات نشان می‌دهند دوره تناوب و زمان میرایی امواج مغناطوس-آگوستیک سریع از چند ثانیه تا چندین دقیقه و آرام از چند دقیقه تا ده‌ها دقیقه است. امواج مغناطوس-آگوستیک طولی باعث اختلال شبه تناوبی در شدت نور در ساختارهای تاج خورشید می‌شوند که به کمک آنها می‌توان دوره تناوب نوسانات، سرعت انتشار، دما و سایر کمیت‌های فیزیکی مرتبط را تخمین زد. برای نمونه جهت یافتن محدوده‌ی کمیت‌های فیزیکی مثل دوره تناوب نوسانات، سرعت فاز، زمان میرایی، کیفیت میرایی و تاثیر مکانیزم‌های اتلافی بر میرایی امواج آرام طولی انتشاری و ایستاده همچون رسانش، تابش، وشکسانی، لایه بندی گرانشی، همگرایی میدان مغناطیسی مراجعه شود به (سیگالوتی و همکاران در ۲۰۰۷ [۲۶]، اردلی و همکاران در ۲۰۰۸ [۲۷]، مارش و همکاران در ۲۰۰۹ [۲۸]، وانگ در ۲۰۱۱ [۲۹]، عابدینی و صفری در ۲۰۱۱ [۳۰]، یووان و ناکاریاکوف در ۲۰۱۲ [۳۱]، عابدینی و همکاران ۲۰۱۲ [۳۲]، عابدینی در ۲۰۱۶ [۳۶] طیه بحرینی نژاد و عابدینی ۱۳۹۳ [۳۴] و عابدینی در ۲۰۱۸ [۳۵]). طی سال‌های گذشته، کارهای محدودی در زمینه وابستگی به فرکانس کمیت‌های فیزیکی امواج مغناطوس-آگوستیک صورت گرفته است. برای مثال کریشنا پاراساد و همکاران در سال ۲۰۱۴ نحوه‌ی وابستگی طول میرایی به فرکانس در ساختارهای پره مانند قطبی، نواحی فعال و حلقه‌های پهنه مانند تاج خورشیدی را مورد بررسی قرار دادند [۳۶]. آنها با مقایسه طول‌های میرایی ظاهری در فرکانس‌های غالب در نواحی مختلف دریافتند که با افزایش دوره‌های تناوب نوسانات، طول‌های میرایی در امتداد حلقه‌های نزدیک نواحی فعال و ساختارهای پره مانند در سطح خورشید کاهش می‌یابند. اما در ساختارهای پره مانند نزدیک قطبی‌های خورشید با افزایش دوره تناوب، طول‌های میرایی افزایش می‌یابند. عابدینی در سال ۲۰۱۶ نحوه‌ی وابستگی فرکانس کمیت‌های همچون طول میرایی ظاهری، زمان میرایی و کیفیت میرایی را برای حلقه‌های ناحیه فعال در دو طول موج ۱۷۱ و ۱۹۳ آنگستروم مورد مطالعه قرار داد [۳۶]. نتایج بررسی نشان داد که طول و زمان میرایی با پیروی نوسانات افزایش می‌یابند. در اغلب مطالعات قبلی به فرکانس‌های غیر واقعی ناشی نوفه‌ها که به طور شانس‌ی در محاسبات وارد می‌شوند، توجه‌ای نشده است. بدین منظور در این مقاله، سه ناحیه فعال خورشیدی مناسب با استفاده از تصاویر ماهواره اس-دی-او انتخاب می‌گردند. با استفاده از ابزار ای-ای-آی روی ماهواره اس-دی-او از هر یک از نواحی فعال مورد نظر حدود ۴۰۰ تصویر متوالی با گام‌های زمانی ۱۲ ثانیه در ناحیه فرابنفش دور در طول موج ۱۷۱ آنگستروم گرفته می‌شوند. بعد از زدودن معایب اولیه تصاویر خام و یکسان سازی هیستوگرام تصاویر نسبت به تصویر اولیه، سریهای زمانی شدت حاصل از بخش‌های کوچک (ماکروپیکسل‌های) پی در پی با ابعاد 3×3 پیکسل بر روی مسیرهای مختلف در امتداد حلقه‌های نواحی انتخابی استخراج می‌گردند. با استفاده از تبدیل فوریه سریهای زمانی شدت‌ها، فرکانس‌های نوسانی شناسایی می‌شوند. از الگوریتم لامب-اسکارگل (Lamb - Scargle algorithm) جهت شناسایی فرکانس‌های حقیقی از فرکانس‌های ناشی از نوفه‌ها در آنالیز داده‌ها استفاده می‌شود. به کمک نمودارهای فضا-زمان فرکانس‌های غالب مورد نظر اختلالات انتشاری شبه دوره‌ای (امواج مغناطوس-آگوستیک آرام) با وضوح بیشتر در مقایسه با کارهای قبلی استخراج می‌گردند. سرعت فاز ظاهری، طول میرایی ظاهری، زمان میرایی با دقت بهتر نسبت به کارهای افراد قبلی تخمین زده می‌شوند. نتایج حاصل از این مطالعه نشان می‌دهند که سرعت‌های فاز ظاهری با افزایش دوره تناوب کاهش می‌یابند. طول‌های میرایی ظاهری بر خلاف اکثر یافته‌های قبلی با افزایش دوره تناوب کاهش می‌یابند. زمان‌های میرایی با دوره تناوب افزایش می‌یابند. و کیفیت‌های میرایی تابع حساسی از دوره تناوب نوسانات نیستند. این مقاله به صورت زیر مرتب شده است. در بخش ۲ مشخصات و روش تجزیه و تحلیل تصاویر انتخابی توضیح داده شده است. در بخش ۳ محاسبه کمیت‌های فیزیکی امواج آرام مغناطوس-آگوستیکی و وابستگی آنها به دوره تناوب بررسی شده است. در بخش ۴ نتایج مشاهداتی با مدل‌های نظری مقایسه شده‌اند. در بخش ۵ نتایج حاصل بررسی شده‌اند.

۲ مشخصات و روش تجزیه و تحلیل تصاویر انتخابی

همان طوریکه در مقدمه ذکر شده، امواج مغناطوس-آگوستیک آرام در بخش‌های مختلف تاج از جمله نواحی فعال مشاهده شده‌اند. بدین منظور، سه ناحیه فعال مناسب که مشخصات آنها در جدول (۱) نوشته شده، انتخاب شدند. با استفاده از ابزار ای-ای-آی روی ماهواره اس-دی-او از هر یک از نواحی فعال مورد نظر حدود ۴۰۰ تصویر متوالی با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه در ناحیه فرابنفش دور در طول موج ۱۷۱ آنگستروم گرفته شدند. بعد از زدودن معایب اولیه تصاویر خام

تلسکوپ‌های فضایی و برطرف کردن عیب ناشی از چرخش دیفرانسیلی خورشید مختصات همه تصاویر به مختصات اولین تصویر از نظر زمانی تطبیق داده شدند (عابدینی ۲۰۱۶ [۳۳]). علاوه بر این هیستوگرام تصاویر سه ناحیه انتخابی نسبت به تصویر اولیه یکسان سازی شدند (عابدینی ۲۰۱۸ [۳۵]). برای استخراج امواج مغناطی-آگوستیک آرام ابتدا مسیرهایی در امتداد حلقه‌های نواحی فعال انتخاب شدند. سپس این مسیرها با استفاده از نرم افزار متلب به بخش‌های کوچک متشکل از ماکروپیکسل‌های پی در پی با ابعاد 3×3 پیکسل تقسیم شدند. شدت هریک از این بخش‌ها محاسبه و شدت‌ها بر حسب مکان و زمان استخراج شدند. برای نمونه در سمت چپ شکل (۱) یک تصویر رنگی از ناحیه فعال شماره ۱ در سمت راست یک تصویر سیاه و سفید از همان ناحیه که مسیرهای انتخابی روی آن مشخص شده، نشان داده شده‌اند. مشخصات ناحیه فعال بالای هریک از تصاویر نوشته شده‌اند. برای آشکار سازی نوسانات احتمالی در سریهای زمانی شدت‌ها، لازم است تا شدت زمینه آنها کسر شوند. کم کردن شدت زمینه، مانند اعمال یک نوع صافی است و باید مناسب‌ترین روش برای آن لحاظ گردد. روش‌های مختلفی برای کسر کردن شدت زمینه وجود دارد. در اینجا، با پیروی از یانگ و ناکاریاکوف ۲۰۱۲ [۳۱] یک شدت زمینه بصورت زیر

$$I_b(s, t_n) = \sum_{h=-N/2}^{+N/2-1} I(s, t_{n+h})/N, \quad (1)$$

از سریهای زمانی شدت‌ها کسر شدند. در رابطه بالا N تعداد فریم‌های انتخاب شده، t_n زمان فریم شماره n ام، s موقعیت مکانی ماکروپیکسل‌ها نسبت مکان اولین ماکروپیکسل است. با انتخاب $N = 75$ (به عبارتی تضعیف کردن پیوندهای نوسانی بالای ۳۰ دقیقه از نوسانات شدت) سریهای زمانی شدت‌های با شدت زمینه کسر شده استخراج شدند. برای نمونه در شکل (۲) در ردیف بالا سری زمانی شدت اصلی (سمت چپ) و شدت بدون شدت زمینه برای ۱۰ امین ماکروپیکسل مسیر شماره ۱ مشخص شده در شکل (۱) برحسب زمان رسم شده‌اند. در ردیف پایین چگالی توان طیفی و احتمال شانس بودن دوره تناوب‌ها در چگالی توان طیفی به عبارتی دوره تناوب‌های ناشی از نوبه‌ها با استفاده از الگوریتم لامب-اسکارگل نمایش داده شده‌اند. در ادامه این بخش روش تحلیل فرکانسی به کمک الگوریتم لامب-اسکارگل به اختصار بیان شده است. سپس در بخش بعدی نحوه تجزیه و تحلیل سریهای زمانی و مکانی شدت جهت محاسبه کمیت‌های فیزیکی مربوطه توضیح داده شده است.

۱.۲ تحلیل فرکانس‌های سریهای زمانی با استفاده از الگوریتم لامب-اسکارگل

الگوریتم لامب-اسکارگل در واقع همان بهینه سازی شده الگوریتم تبدیل فوریه گسسته است [۳۷]. در این الگوریتم همانند تبدیل فوریه گسسته یک سری زمانی به یک ترکیب خطی از توابع سینوسی و کسینوسی به منظور تبدیل داده‌ها از دامنه‌های زمانی به دامنه‌های فرکانسی تجزیه می‌شود. دو روش لامب-اسکارگل و تبدیل فوریه گسسته تفاوت‌های دارند که به اختصار به مواردی از آنها اشاره می‌شود.

- در تبدیل فوریه لازم است گام‌های زمانی داده‌ها در سریهای زمانی (سیگنال‌ها) یکسان باشند. در لامب-اسکارگل نیازی به گام‌های زمانی مساوی در داده‌ها نمی‌باشد.
- در تبدیل فوریه برای بدست آوردن گام‌های مساوی باید داده‌های وارد تا جایگزین داده‌های غایب در سریها شوند. در روش لامب-اسکارگل نیازی به وارد کردن داده‌های غایب نیست.
- در روش تبدیل فوریه تعداد داده‌های سریهای زمانی به نزدیکترین عدد حاصل از 2^N تقریب زده می‌شوند. در روش لامب-اسکارگل برای تعداد داده‌های سریهای زمانی محدودیتی وجود ندارد.
- در تبدیل فوریه فرکانس‌های بدست آمده مستقل از هم هستند. در روش لامب-اسکارگل نیاز است استقلال فرکانس‌های بدست آمده ارزیابی شوند.
- در روش تبدیل فوریه تاکید روی بازه‌های مساوی فرکانسی است. در روش لامب-اسکارگل تاکید روی خود داده‌ها است.
- چگالی توان طیفی در روش تبدیل فوریه تابع توزیع آماری شناخته شده‌ای نداشته و باید تابع توزیع از روی نتایج بدست آمده تعیین شوند. در روش لامب-اسکارگل تابع توزیع چگالی توان طیفی فرکانس‌ها یک تابع نمایی است.

در بیشتر مواقع سربهای زمانی از شرایط مذکور بخصوص گام های مساوی برخوردار نیستند. برای مثال، داده های حاصل از تصاویر ماهواره ها و تلسکوپ های فضایی به دلایل مختلف همچون خرابی تصاویر از گام های زمانی مساوی برخوردار نبوده و بهتر است از الگوریتم لامب- اسگارگل بجای فوریه استفاده شود. برای درک روش تحلیل فرکانسی الگوریتم لامب- اسگارگل داده های یک سری زمانی مثل سری شدت های یک ماکروپیکسل در امتداد مسیرهای مشخص شده در شکل (۱) که شدت زمینه آن کسر شده، برحسب زمان $i(t_j)$ در تمام لحظه های t_j بصورت زیر

$$i(t_j) = \eta(t_j) + \varepsilon(t_j), j = 1, 2, \dots, N, \quad (2)$$

در نظر گرفته می شوند. در اینجا N تعداد داده های سری زمانی، $\eta(t_j)$ یک تابع تناوبی از زمان و $\varepsilon(t_j)$ تابع خطای تصادفی بهنجار شده متناوب با میانگین صفر با واریانس همگن در تمام t_j هستند. در الگوریتم لامب- اسگارگل چگالی توان طیفی با پیروی از پریس و ریباکی [۳۸] بصورت زیر

$$P_N(\omega_k) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{[\sum_{j=1}^N (i_j - \bar{i}) \cos(\omega_k(t_j - \tau))]^2}{\sum_{j=1}^N \cos^2(\omega_k(t_j - \tau))} + \frac{[\sum_{j=1}^N [(i_j - \bar{i}) \sin(\omega_k(t_j - \tau))]^2}{\sum_{j=1}^N \sin^2(\omega_k(t_j - \tau))} \right\} \quad (3)$$

$$\tan(2\omega_k \tau) = \frac{\sum_{j=1}^N \sin(2\omega_k t_j)}{\sum_{j=1}^N \cos(2\omega_k t_j)}, k = 1, 2, \dots, M,$$

تعریف می شود. در رابطه بالا $\omega_k = 2\pi f_k$ و M تعداد فرکانس های مستقل شناسایی شده در سیگنال است. همچنین واریانس ناشی از خطاهای تصادفی داده ها از رابطه زیر

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (i_j - \bar{i})^2, \quad \bar{i} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N i_j, \quad (4)$$

محاسبه می شود. اسکارگل در سال ۱۹۸۲ نشان داد برای یک سری زمانی با داده های زیاد شامل نوفه های با تابع توزیع گاوسی چگالی توان طیفی فرکانس ها دارای تابع توزیع نمای می شوند [۳۷]. احتمال مشاهده چگالی توان طیفی برای یک فرکانس خاص $Z_k = P_N(\omega_k)$ مثلا با مقدار کمتر یا مساوی z بصورت زیر

$$p(z) = P_r \{Z_k \leq z\} = 1 - \exp(-z) \quad (5)$$

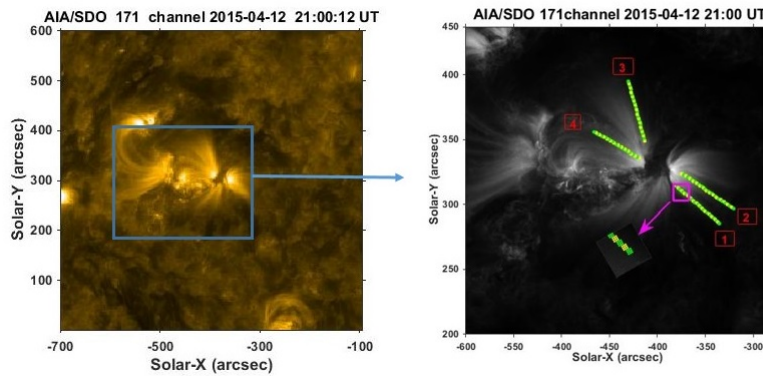
است. بطور کلی احتمال اینکه چگالی توان طیفی یک فرکانس خاص ناشی از نوفه ها یا به عبارتی بطور شانسی محاسبه شده باشد (p -value) بصورت

$$p_\nu = p - \text{value} = 1 - (1 - \exp(-z))^M \quad (6)$$

است. در روش لامب- اسگارگل احتمال استفاده شده در چارچوب فرض نول بوده احتمال بزرگ به معنای عدم واقعی بودن فرکانس مربوطه به عبارتی زیاد بودن احتمال ظهور فرکانس ناشی از نوفه ها در چگالی طیفی را نشان می دهد. در این مقاله، جهت اطمینان بیشتر فرکانس های متناظر با احتمال های بیشتر از $0.1 / 0$ غیر واقعی فرض شده اند. برای نمونه در شکل (۲) در ردیف پایین چگالی توان طیفی و احتمال برحسب دوره تناوب برای سری شدت های ماکروپیکسل شماره ۱۰ مسیر ۱ از شکل (۱) با استفاده از الگوریتم لامب- اسگارگل نمایش داده شده اند. دوره های تناوبی متناظر با احتمال های بیشتر از $0.1 / 0$ یعنی دوره های تناوبی $0.22 / 8$ و کوچکتر از 5 دقیقه ناشی از نوفه ها فرض شده اند.

۲.۲ محاسبه کمیت های فیزیکی امواج مغناطی - آگوستیکی وابستگی آنها به دوره تناوب نوسانات

به منظور محاسبه کمیت های فیزیکی وابسته به شدت های نوسانی و نحوه ی وابستگی آن به فرکانس، ضرایب تبدیل فوریه ی فرکانس های غالب در یک تابع گاوسی ضرب و فرکانس های مورد نظر انتخاب می گردند [۳۳]. سپس با اعمال عکس



شکل ۱: در سمت چپ یک تصویر رنگی از ناحیه فعال شماره ۱ که مشخصات آن روی تصاویر نوشته شده و در سمت چپ تصویر سیاه و سفید از همان ناحیه که مسیرهای انتخابی روی آن مشخص شده نشان داده شده است.

جدول ۱: شماره شناسه ناحیه فعال، تاریخ، طول موج و محدوده زمانی تصاویر انتخابی از ابزار ای-آی-آی تلسکوپ فضایی اس-دی-او در جدول زیر نوشته شده است.

شماره شناسه ناحیه فعال	تاریخ، طول موج و محدوده زمانی تصاویر انتخابی
AR : NOAA12322	AIA/SDO171channel, 2015-04-12 21:00:00 - 22:20:00 UT
AR : NOAA12367	AIA/SDO171channel, 2015-04-12 21:15:00 - 22:35:00 UT
AR : SPoCA17877	AIA/SDO171channel, 2015-04-12 20:50:00 - 22:30:00 UT

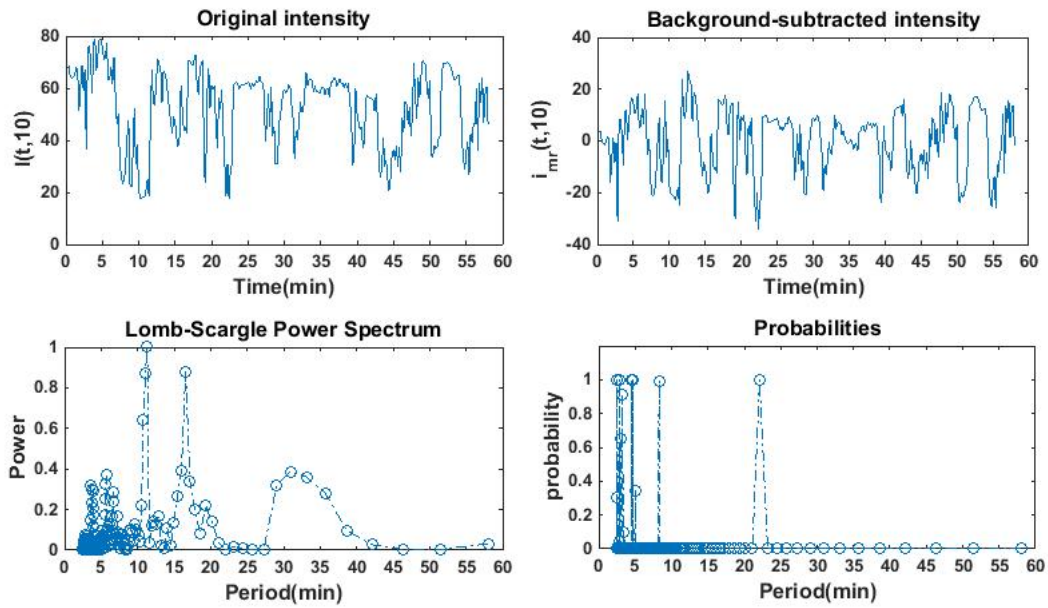
تبدیل فوری نمودارهای فضا-زمان این شدت‌ها رسم می‌شوند. برای نمونه نمودارهای فضا-زمان مسیرهای چهارگانه ناحیه فعال مشخص شده در شکل (۱)، برای تعدادی از دوره‌های تناوبی خاص نوسانات شدت در شکل (۳) رسم شده است. طرح‌های تیره و روشن در این تصاویر به وضوح نشان می‌دهند که یک اختلال دوره‌ای در محیط در حال انتشار است. همانطوریکه از شکل (۳) معلوم است این روش چند مزیت به کارهای قبلی دارد: (۱) شیب تصاویر فضا-زمان شدت فیلتر شده نشان می‌دهد که انتشار امواج صوتی از پایه‌های نواحی فعال به سمت بالا هستند. (۲) تشخیص نقاط هم فاز (با حداکثر جابجایی) از این تصاویر بسیار ساده‌تر از تصاویر فضا-زمان شدت فیلتر نشده است که در کارهای قبلی استفاده شده است. (۳) در این روش وابستگی کمیت‌ها از جمله سرعت انتشار به فرکانس معلوم است. در ادامه برای به دست آوردن طول میرایی در فرکانس‌های مختلف، به نمودار شدت‌های فیلتر شده برحسب فاصله یک تابع نمایی به صورت زیر برازش (فیت) شد.

$$A(s) = a \cdot \exp(-\gamma_d s) + c, \quad (7)$$

که در آن a و c ثابت دلخواه، γ_d ضریب میرایی و عکس آن نشان دهنده طول میرایی نوسانات است. یک نمونه از نمودارهای دامنه‌های میرایی بهنجار شده $A(s)/A(s)_{max}$ (نماد ستاره ای آبی رنگ) که برای بدست آوردن طول میرایی ظاهری یک تابع نمایی برازش شده و مقادیر حاصل در شکل (۴) نوشته شده است. در جدول (۲) مقادیر متوسط، کمینه، بیشینه کمیت‌های فیزیکی برای دوره تناوب‌های نوسانی غالب برای مسیرهای مختلف سه ناحیه فعال نوشته شده‌اند. همان طوریکه از جدول (۲) معلوم است. مقادیر و محدوده‌ی کمیت‌های فیزیکی در محدوده‌ی یافته‌های قبلی است [۴۴، ۳۱، ۴۵، ۴۶]. سرعت‌های فاز با دوره تناوب کاهش می‌یابند. زمان‌های میرایی با دوره تناوب نوسانات افزایش می‌یابند.

۳.۲ مقایسه نتایج مشاهداتی با مدل‌های نظری

مطالعات نظری نشان می‌دهند که امواج مغناطوس-آگوستیک آرام تحت تاثیر عواملی مثل رسانش، تابش، ویسکوزیته تراکمی، لایه بندی گرانشی و همگرایی میدان مغناطیسی در تاج خورشید میرا می‌گردند (برای مثال مراجعه شود به عابدینی و صفری ۲۰۱۱ [۳۰]، عابدینی و همکاران ۲۰۱۲ [۳۲]، عابدینی و بحرینی نژاد ۱۳۹۳ [۳۴]). در اینجا برای راحتی فرض می‌شود



شکل ۲: ردیف بالا سری زمانی شدت اصلی و شدت بدون شدت زمینه برای ۱۰ امین ماکروپیکسل نسبت به ماکروپیکسل ابتدای مسیر شماره ۱ از شکل (۱) رسم شده است. ردیف پایین چگالی توان طیفی و احتمال پریود های موجود در چگالی توان طیفی با استفاده از الگوریتم لامب - اسکارگل نمایش داده شده‌اند. دوره‌های تناوبی متناظر با احتمال‌های بیشتر از ۰/۰۱ / غیر واقعی به عبارتی ناشی از نوفه‌ها در نظر گرفته شده‌اند.

پلازما همگن، همدم، تحت تاثیر میدان مغناطیسی یکنواخت در حالت تعادل و سرعت زمینه صفر است. تنها عوامل اتلافی در پلازما شامل رسانش گرمایی، ویسکوزیته تراکمی و تابش هستند. آهنگ گرمایش و سرمایش این عوامل در واحد حجم به صورت زیر است:

$$E_c = \frac{\partial}{\partial z}(\kappa_{||} \frac{\partial T}{\partial z}), E_\eta = \frac{4}{3} \eta \cdot (\frac{\partial v}{\partial z})^2, E_r = \chi n_e^\gamma T^\alpha$$

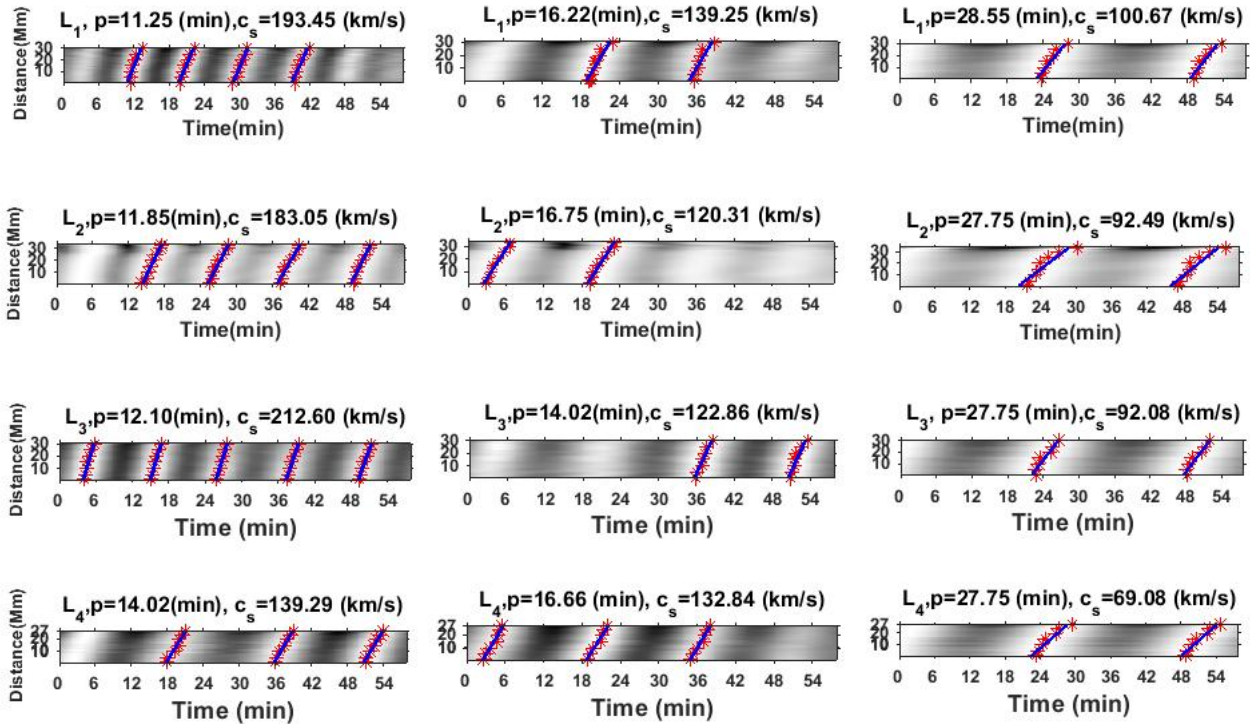
که E_c ، E_η و E_r به ترتیب آهنگ رسانش گرمایی، ویسکوزیته تراکمی و تابش در واحد حجم است [۲۶]. معادلات مغناطو-هیدرواستاتیکی (شامل معادلات ماکسول و سیالات) را با پیروی از پیندی و همکاران [۳۹] ۲۰۰۶ در یک حلقه تاج پلاسمای مستقیم در راستای محور z در نظر می‌گیریم، معادلات MHD مربوطه عبارتند از:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(\rho v), \quad (8)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{4}{3} \eta \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial z} = -\gamma p \frac{\partial v}{\partial z} + (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial z}(\kappa_{||} \frac{\partial T}{\partial z}) - (\gamma - 1)[\rho^\gamma \chi T^\alpha - H.], \quad (10)$$

$$p = 2 n_e k_B T = \frac{2}{m_p} \rho k_B T, \quad (11)$$

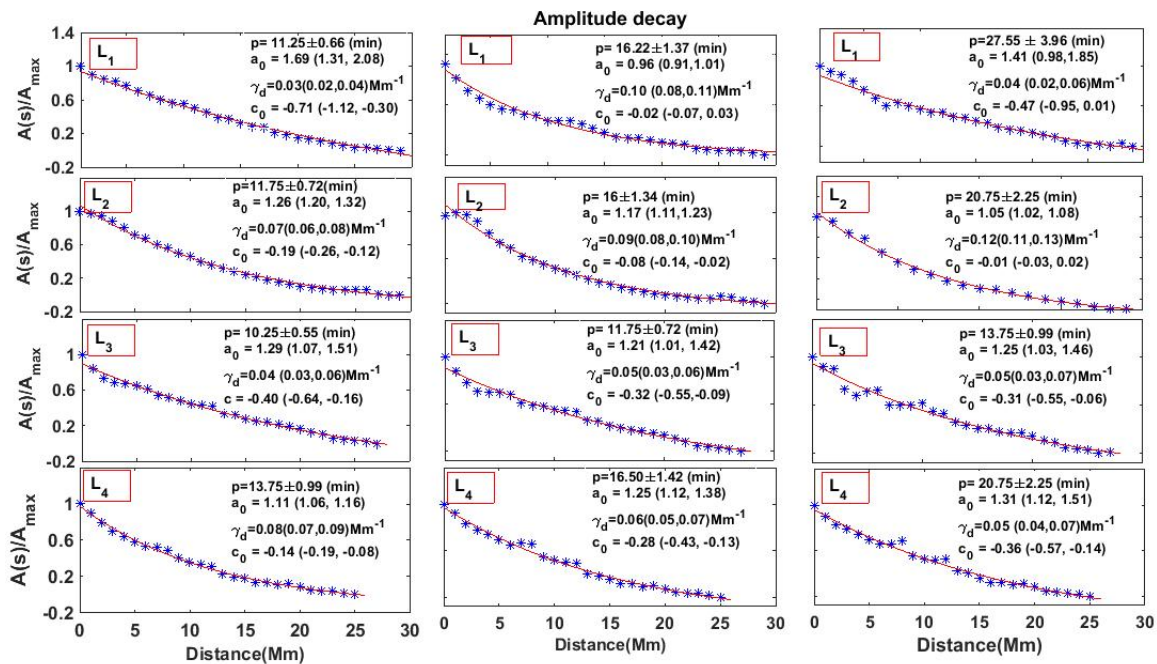


شکل ۳: نمونه ای از نمودارهای فضا-زمان شدت‌های مسیرهای چهار گانه (L_1 تا L_4) مشخص شده در شکل (۱) برای یک سری از پریودهای نوسانی خاص در چگالی توان طیفی رسم شده است. در این نمودارها به وضوح خاصیت دوره ای شدت‌ها قابل مشاهده است. برای بدست آوردن سرعت فاز انتشار شیب خطوط راست برازش شده (خطوط آبی رنگ) به نقاط بیشینه (ستاره‌های به رنگ قرمز) محاسبه و در بالای شکل‌ها نوشته شده‌اند.

که در اینجا p فشار گرمایی، T دما، ρ چگالی، $\kappa_{||} = 10^{-11} T^{3/2} \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ضریب آهنگ رسانش گرمایی، $\eta = 10^{-17} T^{3/2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ضریب آهنگ ویسکوزیته تراکمی، v سرعت، n_e چگالی عددی الکترون، k_B ثابت بولتزمن، $H = \rho^{1/2} \chi T^\alpha$ و m_p جرم پروتون هستند. مقادیر α و χ وابسته به دمای پلاسما است (مراجعه شود به هیلدینر ۱۹۷۴) [۴۰]. کمیت‌های تعادلی در معادلات (۱۷)–(۱۴) مختل و سپس خطی سازی می‌شوند. با فرض اینکه تمام جملات اختلالی به صورت $\exp i(kz - \omega t)$ باشند با جایگذاری در معادلات مختل شده یک معادله پاشندگی به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}
 Ak^4 + Bk^2 + C &= 0, \\
 A &= -(\gamma - 1)\kappa_{||} \left[\left(\frac{\eta}{\rho} \right) \left(\frac{T}{p} \right) \omega + i \left(\frac{T}{\rho} \right) \right], \\
 B &= (\gamma - 1) \left[\kappa_{||} \left(\frac{T}{p} \right) i \omega^2 - \left(\frac{\eta}{\rho} \right) \eta \alpha \rho \chi \left(\frac{T}{p} \right) \omega + i(\gamma - \alpha) \rho \chi T^\alpha \right] + i \omega^2 \left(\frac{\eta}{\rho} \right) \left(\frac{\eta}{\rho} \right) - \gamma \left(\frac{p}{\rho} \right) \omega, \\
 C &= \omega^2 \left[i(\gamma - 1) \alpha \rho \chi \left(\frac{T}{p} \right) + \omega \right], c_s^2 = \frac{\gamma p}{\rho} m^2 s^{-2},
 \end{aligned} \tag{۱۲}$$

در معادلات بالا با فرض اینکه ω حقیقی و k عدد موج موهومی به صورت $k = k_r + ik_i$ هست، طول میرایی برابر با



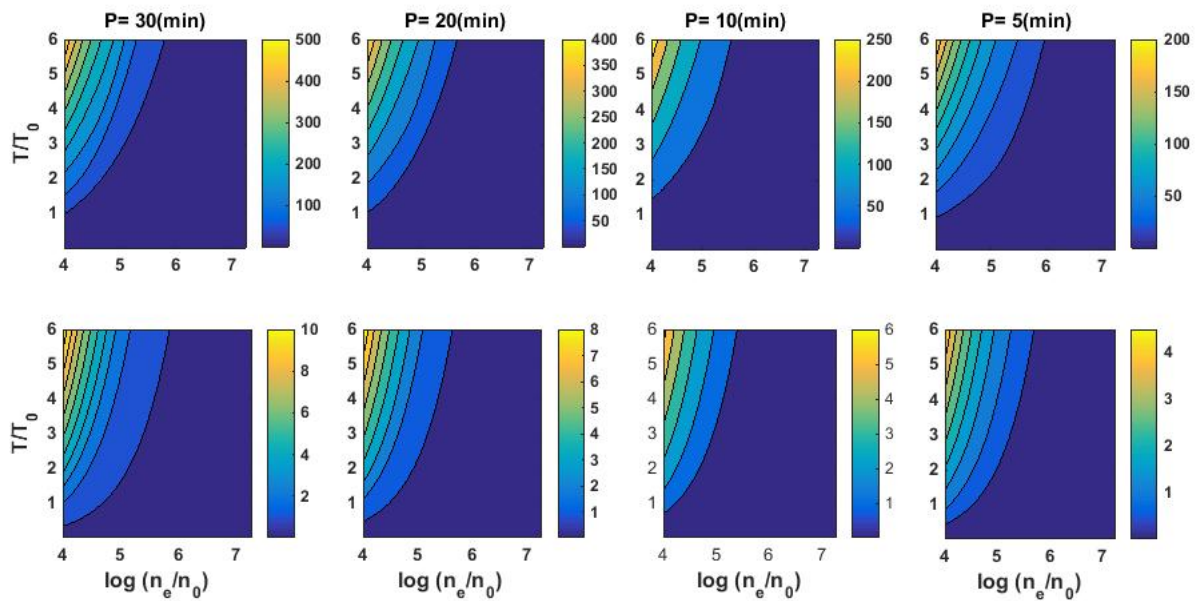
شکل ۴: نمونه ای از نمودارهای دامنه های میرایی بهنجار شده $A(s)/A(s)_{max}$ (نماد ستاره ای آبی رنگ) مسیر های چهار گانه (L_1 تا L_4) مشخص شده در شکل (۱) که برای بدست آوردن طول میرایی ظاهری یک تابع نمایی به شکل $A(s) = a \cdot \exp(-\gamma_d s) + c$ برازش شده و مقادیر حاصل در داخل شکل ها نوشته شده است.

عکس قسمت موهومی k_i خواهد بود [۴۳]. با قرار دادن ضرایب بالا در معادله ی پاشندگی (۱۸،۴) و حل عددی آن، طول های میرایی قابل قبول به ازای فرکانس های مختلف محاسبه می شوند. برای مثال محدوده ی چگالی عددی الکترون ها بازای دماهای مختلف در حضور عوامل رسانش، ویسکوزیته و تابش محاسبه و در شکل (۵) نمایش داده شده اند.

۳ نتایج

نوسانات شبه دوره ای از شدت نور با دامنه کم و دوره تناوب بلند در ساختارهای مختلف تاج خورشید به کرات توسط تلسکوپ های فضایی مشاهده شده است. امواج انتشاری یا ایستاده آرام در ساختارهای تاج خورشیدی ممکن است باعث این نوسانات طولی شدت باشند. عامل افزایش دمای غیر عادی تاج خورشید، با احتمال زیاد ناشی از میرایی امواج مغناطیو-هیدرو دینامیکی از جمله امواج مغناطیو-آگوستیک هستند. این امواج در لایه های پایین تولید و به طرف لایه های بالاتر منتشر و در اثر عوامل اتلافی میرا می شوند. شناخت بهتر ما از نحوه ی تولید، انتشار و میرایی این امواج و عوامل موثر در میرایی مسلما کمک زیادی به حل مسئله دمای غیر عادی تاج خواهد کرد. در این مقاله سه ناحیه ی فعال مناسب انتخاب و حدود ۴۰۰ تصویر متوالی با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه در طول موج ۱۷۱ آنگستروم که توسط ابزار ای-آی-آی ماهواره اس-دی-او گرفته شده اند، از طریق سایت اس-دی-او سفارش و داده ها دریافت شدند. بعد از یکسان سازی هیستوگرام تصاویر نسبت به تصویر اولیه، سریهای زمانی شدت حاصل از بخش های کوچک پی در پی با ابعاد 3×3 پیکسل بر روی مسیرهای مختلف در امتداد حلقه های نواحی انتخابی استخراج شدند. ابتدا شدت زمینه مناسب از سریهای زمانی شدت ها کسر شدند. سپس فرکانس های واقعی و پایدار از فرکانس های غیر واقعی و ناپایدار ناشی از نوفه ها در چگالی توان طیفی شدت ها با استفاده از الگوریتم لامب-اسکارگل شناسایی شدند. در نهایت کمیت های فیزیکی نوسانات طولی سریهای زمانی شدت ها محاسبه و تجزیه و تحلیل شدند. خلاصه نتایج حاصل از این مطالعه عبارتند از:

- امواج مغناطیو-آگوستیک آرام در پایه حلقه های نواحی فعال تولید و در امتداد آن منتشر و میرا می شوند.



شکل ۵: در ردیف بالا طول میرایی برحسب مگامتر و در ردیف پایین زمان میرایی برحسب دقیقه بصورت تابعی از دما و چگالی عددی الکترونها بازای دوره های تناوبی خاص که در بالای شکل ها نوشته شده رسم شده‌اند. در نمودار ها دما و چگالی عددی به مقادیر $T_e = 1 \text{ Mm}$ و $n_e = 10^{10} \text{ mm}^{-3}$ بی بعد شده‌اند.

جدول ۲: مقدار متوسط و محدوده‌ی (کمینه و بیشینه) کمیت‌های فیزیکی مثل طول میرایی، سرعت ظاهری، زمان میرایی و کیفیت میرایی در دوره تناوب های خاص در طول موج ۱۷۱ آنگستروم برای سه ناحیه ی فعال معین شده در جدول (۱)، نوشته شده است.

دوره تناوب (min)	طول میرایی ظاهری (Mm)	سرعت ظاهری (kms^{-1})	زمان میرایی (min)	کیفیت میرایی
$27/78 \pm 4/03$	$14/26(10/04, 20/00)$	$98/58(89/08, 100/67)$	$3/89(2/88, 5/10)$	$0/14(0/08, 0/20)$
$20/83 \pm 2/27$	$12/03(8/44, 19/21)$	$105/52(97/66, 121/25)$	$1/84(1/44, 2/64)$	$0/08(0/06, 0/12)$
$16/67 \pm 1/45$	$12/60(10/34, 16/34)$	$130/80(120/31, 139/25)$	$1/61(1/24, 2/05)$	$0/10(0/08, 0/12)$
$13/89 \pm 1/01$	$16/15(12/39, 19/90)$	$131/07(122/86, 139/29)$	$1/89(1/48, 2/30)$	$0/14(0/11, 0/16)$
$11/90 \pm 0/74$	$18/20(14/58, 20/83)$	$177/82(163/05, 190/60)$	$1/52(1/33, 1/71)$	$0/12(0/12, 0/14)$
$10/42 \pm 0/57$	$22/66(18/84, 26/48)$	$190/20(171/88, 205/52)$	$1/80(1/57, 2/03)$	$0/22(0/18, 0/26)$
$7/58 \pm 0/30$	$23/79(15/44, 26/15)$	$185/56(157/66, 204/45)$	$1/67(1/24, 2/01)$	$0/26(0/16, 0/32)$
$27/78 \pm 4/03$	$26/41(21/09, 36/93)$	$113/42(83/85, 136/66)$	$5/28(4/19, 7/22)$	$0/19(0/15, 0/26)$
$20/83 \pm 2/27$	$30/94(21/96, 40/19)$	$140/82(108/39, 173/92)$	$4/27(2/61, 5/40)$	$0/20(0/13, 0/24)$
$16/67 \pm 1/45$	$29/68(23/79, 34/06)$	$142/05(114/50, 183/44)$	$3/58(3/09, 4/54)$	$0/18(0/14, 0/23)$
$13/89 \pm 1/01$	$22/59(13/80, 29/53)$	$221/14(159/56, 282/65)$	$1/81(0/81, 2/87)$	$0/13(0/06, 0/20)$
$11/90 \pm 0/74$	$49/48(22/59, 66/37)$	$269/86(240/11, 299/60)$	$2/91(1/56, 4/25)$	$0/24(0/13, 0/34)$
$10/42 \pm 0/57$	$15/12(15/12, 15/12)$	$358/25(358/25, 358/25)$	$0/71(0/71, 0/71)$	$0/07(0/07, 0/07)$
$27/78 \pm 4/03$	$50/41(12/23, 96/64)$	$119/08(66/39, 199/87)$	$7/34(3/07, 12/03)$	$0/26(0/11, 0/50)$
$20/83 \pm 2/27$	$52/28(18/13, 03/57)$	$171/23(139/98, 221/00)$	$5/65(1/98, 11/33)$	$0/27(0/09, 0/58)$
$16/67 \pm 1/45$	$66/84(25/01, 101/41)$	$199/68(164/92, 263/37)$	$6/06(1/58, 9/74)$	$0/36(0/09, 0/48)$
$13/89 \pm 1/01$	$59/07(21/26, 89/75)$	$238/35(168/93, 350/36)$	$4/84(1/35, 9/02)$	$0/35(0/17, 0/62)$
$8/33 \pm 0/36$	$63/50(63/50, 63/52)$	$363/52(363/52, 363/52)$	$1/18(1/18, 1/18)$	$0/15(0/15, 0/15)$

- در نمودارهای فضا- زمان برای فرکانس‌های غالب مورد نظر اختلالات انتشاری شبه دوره‌ای (امواج مغناطوس- آگوستیک آرام) با وضوح بیشتری در مقایسه با کارهای قبلی استخراج شدند شکل (۳).
- محدوده‌ی پریود نوسانات، سرعت انتشاری ظاهری، طول میرایی ظاهری، زمان میرایی و کیفیت میرایی این امواج استخراج شده به ترتیب ۳۲ - ۷ دقیقه، ۳۶۳ - ۶۶ کیلومتر بر ثانیه، ۱۰۳ - ۸ مگامتر، ۱۲ - ۰/۷ دقیقه و ۰/۶۳ - ۰/۰۶ هستند جدول (۲). مقادیر و محدوده‌ی این کمیت‌های فیزیکی تطابق خوبی با کارهای افراد قبلی دارند [۴۱، ۳۳، ۴۴، ۳۱، ۴۵، ۴۶].
- سرعت‌های فاز ظاهری با افزایش دوره تناوب کاهش می‌یابند.
- طول‌های میرایی ظاهری بر خلاف اکثر یافته‌های قبلی با افزایش دوره تناوب کاهش می‌یابند. کاهش طول میرایی با افزایش دوره تناوب با یافته‌های کریشنا پاراساد و همکاران در سال ۲۰۱۴ برای نواحی خاص مثل در امتداد ساختارهای پره مانند در تاج خورشید در توافق است [۳۶].
- زمان‌های میرایی با دوره تناوب افزایش می‌یابند که با نتایج مشاهداتی و پیش بینی‌های مدل‌های نظری در توافق کامل است (برای مثال مراجعه شود به [۲۶، ۲۹، ۳۹]).
- کیفیت‌های میرایی تابع حساسی از دوره تناوب نوسانات نیستند.
- مقایسه نتایج مشاهداتی با نتایج حاصل از مدل‌های نظری نشان می‌دهند که دما و چگالی عددی الکترونی نواحی انتخابی به ترتیب در محدوده ۶ - ۱ مگا کلوین و ۱۰^{۱۶} - ۱۰^{۱۴} الکترون بر متر مکعب قرار دارند شکل (۵).

مراجع

- [1] Thompson B. J., Plunkett S. P., Gurman J. B., Newmark J. S., St. Cyr O. C., Michels D. J., 1998, Geophys. Res. Lett., 25, 2465
- [2] Ofman L., Romoli M., Poletto G., Noci G., Kohl J. L., 1997, ApJ, 491, L111
- [3] De Forest C. E., Gurman J. B., 1998, ApJ, 501, L2 17
- [4] Berghmans D., Clette F., 1999, Sol. Phys, 186, 207
- [5] De Moortel I., Hood A. W., Ireland J., Walsh R. W., 2002, Solar Phys, 209, 89
- [6] Wang T. J., Solanki S. K., Curdt W., Innes D. E., Dammasch I. E., 2002, ApJ, 574, L101
- [7] Kliem B., Dammasch I. E., Curdt W., Wilhelm K., 2002, ApJ, 568, L61
- [8] Roberts B., Edwin P. M., Benz A. O., 1984, ApJ, 279, 857
- [9] Melnikov V. F., Shibasaki K., Reznikova V. E., 2002, ApJ, 580, L185
- [10] Aschwanden M. J., Nakariakov V. M., Melnikov V. F., 2004, ApJ, 600, 458
- [11] Morton R. J., Erdelyi R., Jess D. B., Mathioudakis M., ApJ, 2011, 728, L18
- [12] Williams D. R., et al., 2001, MNRAS, 326, 428
- [13] Verwichte E., Nakariakov V. M., Ofman I., DeLuca E. E., 2004, Sol. Phys, 223, 77
- [14] Goossens M., Andries J., Aschwanden M. J., 2002, Astron. Astrophys, 394, L39
- [15] Safari H., Nasiri S., Karami K., Sobouti Y., 2006, Astron. Astrophys, 448, 375.

- [16] Safari H., Nasiri S., Sobouti Y., 2007, *Astron. Astrophys*, 1116, 470, 1111
- [17] Andries J., Van Doorselaere T., Roberts B., Verth G., Verwichte E., Erdélyi R., 2009, *Space Sci Rev* 149, 3
- [18] Karami K., Bahari K., 2010, *ApJ*, 757, 186
- [19] Fathalian N., Safari H., 2010, *Apj*, 416, 724
- [20] Aschwanden M. J., Schrijver J., 2011, *ApJ*, 736, 102
- [21] Ebadi H., Hosseinpour M., Fazel Z., 2013, *Astrophys Space Sci*, 245, 225
- [22] Ebrahimi Z., Karami K., 2016, *MNRAS*, 462, 1002E
- [23] Esmacili S., Nasiri, M., Dadashi N., Safari, H., 2016, *JGRA*, 121, 9340E
- [24] Rae I. C., Roberts B., 1982, *ApJ*, 256, 761
- [25] Terradas J., Oliver R., Ballester J. L., 2005, *ApJ*, 618, L149
- [26] Sigalotti L. Di. G., Mendoza-Briceño C. A., Luna-Cardozo M., 2007, *Sol. Phys*, 246, 187
- [27] Erdélyi R., Luna-Cardozo M., Mendoza-Briceño C. A., 2008, *Solar Phys*, 252, 305
- [28] Marsh M. S., Walsh R. W., Plunkett S., 2009, *ApJ*, 697, 1674
- [29] Wang T. J., 2011, *Space Sci. Rev.*, 158, 397
- [30] Abedini A., Safari H., 2011, *New Astronomy*, 317, 16A
- [31] Yuan D., Nakariakov V. M., 2012, *Astron. Astrophys*, 543, A9
- [32] Abedini A., Safari H., Nasiri S., 2012, *Sol. Phys*, 280, 137
- [33] Abedini A., 2016, *Astrophys Space Sci*, 361, 133A
- [۳۴] طیبیه بحرینی نژاد و عباس عابدینی، ۱۳۹۳، مجله پژوهشی فیزیک ایران جلد ۱۴، شماره ۱.
- [35] Abedini A., 2018, *Sol. Phys*, 293:22, <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1240-6>
- [36] Krishna Prasad S., Banerjee D., Van Doorselaere T., 2014, *ApJ*, 789, 118
- [37] Scargle, J. D., 1982, *ApJ*, 263, 835S
- [38] Press W. H., Rybicki G. B., 1989, *ApJ*, 338, 277
- [39] Pandey V. S., Dwivedi B. N., 2006, *Sol. Phys*, 236, 127
- [40] Hildner E., 1974, *Sol. Phys.*, 35, 123
- [41] De Moortel, I., 2009, *Space Sci. Rev.*, 149, 65
- [42] Wang T. J., Ofman L., Davila J. M., Mariska J. T., 2009, *Astron. Astrophys*, 503, L25
- [۴۳] عابدینی، عباس، امیر حسینی، طاهره، ۱۳۹۴، مجله پژوهشی فیزیک ایران جلد ۱۵، شماره ۴
- [44] Kiddie G., De Moortel I., Del Zanna G., McIntosh S. W., Whittaker I., 2012, *Sol. Phys*, 279, 427
- [45] Threlfall J., De Moortel I., McIntosh S. W., Bethge C., 2013, *Astron. Astrophys*, 556, A124
- [46] Sych R., Nakariakov V. M., 2014, *Astron. Astrophys*, 569, A72