بسم الله الرحمن الرحيم

١٠٢٦٤١

دانشگاه زنجان

دانشکده علوم- گروه فیزیک

پایان‌نامه کارشناسی ارشد

بررسی ساختار وجوه نوسانی لوله‌های شار مغناطیده با چگالی غیریکنواخت

نگارش:

سیروان امیری

۱۳۸۷ /۸/ ۳۰۴

اساتید راهنما:

استاد سعداله نصیری قیداری (دانشگاه زنجان)

دکتر کیومرث کرمی (دانشگاه کردستان)

اسفند ۱۳۸۶

۱۰۲۶۴۱

دانشگاه زنجان

صورتجلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد

شماره: ۲۵۲۰٤ ت/ت

تاریخ: ۸۶/۱۲/۷

با تأییدات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی‌عصر (عج) جلسه دفاع از پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد

آقای **سیروان امیری** رشته **فیزیک** گرایش **نجوم**

تحت عنوان : **بررسی ساختار وجوه نوسانی لوله‌های شار مغناطیده با چگالی غیر یکنواخت**

در تاریخ ۸۶/۱۲/۶ با حضور هیأت محترم دوران در دانشگاه زنجان برگزارگردید و نظر هیأت داوران بشرح زیر می‌باشد:

قبول(با درجه :عالی امتیاز: ۱۹) دفاع مجدد ☐ مردود ☐

۱- عالی(۲۰-۱۸)

۲- بسیارخوب(۱۷/۹۹- ۱۶)

۳- خوب(۱۵/۹۹- ۱۴)

۴- قابل قبول(۱۳/۹۹- ۱۲)

عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	رتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنمای اول	**دکتر سعدا... نصیری**	استاد	
۲- استاد راهنمای دوم	**دکتر کیومرث کرمی**	استادیار	
۳- استاد ممتحن خارجی	**دکتر حسین صفری**	استادیار	
۴- استاد ممتحن داخلی	**دکتر سیامک خادمی**	استادیار	
۵- نماینده تحصیلات تکمیلی	**دکتر محمد ابراهیمی**	استادیار	

دکتر محمدعلی اسم خانی
سرپرست آموزشی و تحصیلات تکمیلی
دانشکده علوم
۸۶/۱۲/۱۲

دکتر نعمت اسارشدی
مدیر تحصیلات تکمیلی دانشگاه

تحصیلات تکمیلی

۱۳۸۷/۸/۳

تقدیم به ...

پدر و مادر عزیزم

و

همه‌ی اساتید و معلمانم که عمر گرانمایه‌شان را صرف آموختن من کرده‌اند...

سپاس

بر خود لازم می‌دانم، به‌پاس زحمات بی‌دریغ و دلسوزانه‌ی اساتید راهنمایم، آقایان دکتر کیومرث کرمی و استاد سعداله نصیری قیداری، که در تمام مراحل انجام این تحقیق، بزرگوارانه اینجانب را یاری داده‌اند، از ایشان صمیمانه تشکر کنم. بی‌شک بیان میزان زحمات ایشان، در قالب کلماتی این‌چنین نمی‌گنجد. هم‌چنین از آقایان دکتر سیامک خادمی و دکتر حسین صفری که داوری این پایان‌نامه را قبول فرمودند، و از دوستان خوبم آقایان محسن محمدی — مهدی صادق — بهاء الدین رحمانی — بهادر شریفی — آرام رضایی — کمال قادری — رامین باقری و زانیار ابراهیمی که زحمات اینجانب را به دوش کشیدند، صمیمانه قدردانی می‌کنم.

چکیده

نوسانات امواج مغناطوهیدرودینامیک در حلقه‌های تاج خورشید، و میرایی آن‌ها به واسطه‌ی جذب تشدید، در حضور لایه‌بندی طولی چگالی، مورد مطالعه قرارگرفته‌است. برای این کار، حلقه‌های تاج خورشید، به‌مانند لوله‌ی شار استوانه‌ای مستقیم، و فاقد فشار که حاوی میدان مغناطیسی یکنواختِ زمینه است، درنظرگرفته‌می‌شوند. چگالی در هر دو راستای شعاعی و طولی متغیر است. با حذف اثر عوامل اتلافی، معادلات MHD به معادله‌ی بسلی که بر مؤلفه‌ی طولی میدان مغناطیسی حاکم است، تبدیل می‌شوند. با به‌دست‌آوردن فرمول اتصال مناسب، رابطه‌ی پاشندگی نوشته و جهت استخراج فرکانس وآهنگ میرایی نوسانات وجوه کینکی($m = 1$) و شیاری($m = 2$)، به‌طور عددی حل شده است. نتایج محاسبات عددی ما نشان می‌دهند که:

۱ — در هر دو وجه کینکی و شیاری، با افزایش پارامتر لایه‌بندی طولی چگالی، فرکانس نوسانات و آهنگ میرایی مد پایه و اولین مد برانگیخته افزایش می‌یابد.

۲ — در هر دو وجه کینکی و شیاری، در حضور لایه‌بندی طولی چگالی، نسبت ω_2/ω_1 از 2 کم‌تر است، و این نسبت با افزایش پارامتر لایه‌بندی کاهش می‌یابد. نتایج مربوط به مقدار این نسبت، با نتایج مطالعات قبلی و مشاهدات TRACE هم‌خوانی دارد.

۳ — به ازای تمام مقادیر بررسی شده‌ی پارامتر لایه‌بندی طولی چگالی، فرکانس و آهنگ میرایی لوله‌های ضخیم، بیش‌تر از لوله‌های نازک‌تر است، اما نسبت‌های فرکانس‌ها و آهنگ‌های میرایی آن‌ها، مستقل از پارامتر لایه‌بندی است.

۴ — $\omega/2\pi\gamma$ تعداد نوساناتی است که قبل از میرایی کامل، در لوله‌های شار انجام می‌شود، که این نسبت، به‌ازای تمام مقادیر پارامتر لایه‌بندی، در لوله‌های با لایه‌ی ناهمگنی ضخیم‌تر، کم‌تر است. مقادیر محاسبه‌شده‌ی این نسبت، در لوله‌های با لایه‌ناهمگنی ضخیم‌تر، به نتیجه‌ی مشاهدات TRACE، نزدیک است.

فهرست

چکیده . . . . . پنج

۱ مقدمه

۲ میرایی امواج، به واسطه‌ی جذب تشدید در لوله‌های شار مغناطیده

۱.۲ مدل و معادلات ۱۰

۲.۲ مدل‌های ناپیوسته ۱۲

۳.۲ لایه‌ی ناهمگنی نازک ۱۵

۴.۲ مدل ناهمگنی قوی ۱۹

۵.۲ نتایج ۲۱

۶.۲ همگرایی نسبت به η ۲۳

۷.۲ وابستگی به $\frac{l}{R}$ ۲۳

۸.۲ وابستگی به k_z ۲۵

۹.۲ وابستگی به l/R و k_z ۲۶
۱۰.۲ وابستگی به ζ ۲۷
۱۱.۲ خلاصه و بحث ۲۸
۱۲.۲ معادلات حرکت ۳۲
۱۳.۲ جواب‌های نواحی داخل و خارج ۳۳
۱۴.۲ رابطه‌ی پاشندگی و میرایی ۳۴
۱۵.۲ تقریب لایه‌ی نازک ۳۵
۱۶.۲ نتایج عددی ۳۶

۳ اثرات لایه‌بندی چگالی بر روی نوسانات و میرایی امواج مغناطوهیدرودینامیک در حلقه‌های تاج خورشید

۱.۳ مدل و معادلات خطی شده ۴۰
۲.۳ تعیین رابطه‌ی پاشندگی ۴۱
۳.۳ بسط خطی بر حسب α_n ۴۸
۴.۳ نتایج عددی مرتبط با پارامترهای حلقه ۵۰
۵.۳ خلاصه و نتیجه‌گیری ۵۴
۶.۳ معادلات حرکت ۵۷
۷.۳ فرایندهای اتلافی ۵۹
۸.۳ نتایج عددی ۶۱
۹.۳ خلاصه و نتیجه گیری ۶۳

۴ جذب تشدید و میرایی امواج ایستاده‌ی حجمی مغناطوهیدرودینامیک، در حضور لایه‌بندی طولی چگالی، در لوله‌های شارمغناطیده

۱.۴ معادلات خطی شده ۶۹

۲.۴ جواب‌ها و شرایط مرزی ۷۶

۳.۴ فرمول اتصال ۸۰

۴.۴ اثر اختلال مرتبه‌ی اول لایه‌بندی، بر روی ویژه‌مدها و ویژه‌مقادیر عملگر آلفن ۹۱

۵.۴ رابطه‌ی پاشندگی ۹۵

۶.۴ محاسبات عددی و نتیجه‌گیری ۹۸

مراجع ۱۱۱

فصل اول

مقدمه

خورشید ـ آشناترین ستاره برای ما ـ کره‌ای سوزان از گاز است، که عمده‌ی آن را هیدروژن و هلیم تشکیل داده است. به‌دلیل آن‌که تحولات و فعالیت‌های خورشید، بر زمین و حیات روی آن نقش بسزایی دارد، از این‌رو، شناخت هر چه بیش‌تر آن، به نظر امری ضروری می‌رسد. هم‌چنین با توجه به آن‌که قسمت عظیمی از هستی را ستارگان تشکیل داده‌اند، شناخت خورشید به عنوان ستاره‌ای متوسط در عالم، به معنی شناخت طیف عظیمی از ستارگان است.

خورشید را به چهار قسمت اصلی (1) هسته (2) ناحیه‌ی تابشی (3) ناحیه‌ی همرفتی و (4) اتمسفر، تقسیم می‌کنند. اتمسفر خورشید نیز، خود متشکل از سه ناحیه‌ی فوتوسفیر،[۱] کروموسفیر[۲] و تاج [۳] است. تاج خورشید که حاوی پلاسما و میدان‌مغناطیسی است، شامل لوله‌هایی است که حلقه‌های تاج [۴] گفته می‌شوند. در واقع این حلقه‌ها، لوله‌های شاری [۵] هستند که در آن‌ها پلاسمای موجود در تاج قرار دارد.

آن‌چه از تجربه‌ی عادی خود می‌دانیم، آن است که، هر چه از یک منبع گرما دورتر شویم، انتظار افت دما را

---

۱ Photosphere

۲ Chromosphere

۳ Corona

۴ Coronal Loop

۵ Flux Tube

داریم. در خورشید نیز از هسته — که محل واکنش هسته‌ای و تولید انرژی است — تا ناحیه‌ی فوتوسفیر دما رفته‌رفته کم می‌شود (از حدود 14 میلیون کلوین تا 5800 کلوین). اما با دورشدن از سطح فوتوسفیر و رفتن به ناحیه‌های بالاتر، دما افزایش می‌یابد. در ناحیه‌ی بالایی کروموسفیر دما به 25000 کلوین، و در داخل تاج به 10^6 کلوین می‌رسد. از زمان کشف چنین دمای بالایی، بیش از 60 سال می‌گذرد و تاکنون مطالعات زیادی در راستای توجیه آن صورت گرفته‌است، که در ادامه به بیان تاریخچه‌ی این مطالعات و شرح برخی از آن‌ها خواهیم‌پرداخت. اما مسئله‌ی گرمایش تاج خورشید، هنوز هم به عنوان معمایی خودنمایی کرده و به طور کامل حل نشده‌است.

در یک گاز، معادلات مکانیکی توصیف گر موجی تراکمی (طولی) با دامنه‌ی کم هستند، که آشفتگی در فشار گاز، باعث ایجاد و انتشار آن می‌شود. اگر فشار و چگالی گاز در حالت تعادل به ترتیب P_0 و ρ_0 باشند، دراین‌صورت سرعت انتشار این موج، که موج صوتی نامیده‌می‌شود به صورت $C_s = (\frac{\gamma P_0}{\rho_0})^{\frac{1}{2}}$ داده‌می‌شود. که در آن γ نسبت گرمای ویژه در فشار ثابت به گرمای ویژه در حجم ثابت است.

مغناطوهیدرودینامیک [۶] (MHD)، به بررسی شاره‌های تراکم‌پذیر که در یک میدان مغناطیسی قرار گرفته‌اند می‌پردازد. درمغناطوهیدرودینامیک حرکت غیرنسبیتی برای شاره‌ای رسانا، با متغیرهای هیدرودینامیکی چگالی، فشار و سرعت، به همراه نیروهای مغناطیسی و گرانشی توصیف می‌شود. در این بررسی امواج تولید شده در شاره را امواج مغناطوهیدرودینامیکی می‌گویند[۱۲].

فیزیک پلاسما و امواج مغناطوهیدرودینامیک، با هم توصیف کننده‌ی یک سیستم شامل میدان الکترومغناطیسی و یک گاز یا مایع رساناست، که رسانایی تحت تأثیر حرکت‌های الکترونی در میدان الکترومغناطیس به وجود می‌آید. برای یک شاره، چه مایع و چه گاز، تأثیرات میدان الکترومغناطیسی روی الکترون‌ها، به اثرهای دینامیکی منجر می‌شود[۲۳].

تفاوت بین امواج مغناطوهیدرودینامیکی و فیزیک پلاسما خیلی محسوس نیست، و حوزه بحث آن‌ها دربسیاری موارد مشترک است. به عنوان مثال، الکترون‌ها در اثر میدان الکترومغناطیسی شتاب گرفته و در اثر برخورد تغییر جهت می‌دهند. که دراین‌صورت، حرکت آن‌ها هم جهت با میدان و در خلاف جهت نیروی

[۶] Magnetohydrodynamics

مقاومتی اصطکاک $\vec{f} = -\nu m\vec{V}$ می‌باشد، که در آن ν فرکانس برخورد، m جرم الکترون‌ها و $\vec{V}$ سرعت حرکت الکترون‌هاست[۲۳]. حال اگر فرکانس میدان اعمال شده متناسب با فرکانس برخورد باشد، سرعت الکترون‌ها در حین برخورد کم‌ترشده و بنابراین شکل نیروهای اینرسی پیچیده می‌شود. از این‌رو در فرکانس‌های بالاتر از فرکانس برخورد، فرایندهایی اتفاق می‌افتد که الکترون‌ها و یون‌ها، در حال حرکت، تمایل به جداشدن از هم دارند. در این راستا، نوساناتِ با فرکانس‌های بالا را نوسانات پلاسما، و نوسانات با فرکانس‌های پایین را که با تفکیک نشدن بار همراه‌اند، امواج مغناطو هیدرودینامیک می‌گویند[۲۳].

وجه تمایز یک پلاسمای مغناطوهیدرودینامیکی در آن است که علاوه بر امواج صوتی، موج دیگری که بدون متراکم نمودن پلاسما به وجود می‌آید، در آن‌ها منتشر می‌شود. این موج از نیروی الکترومغناطیسی حاصل و موج آلفن [۷] نامیده‌می‌شود. امواج آلفن شبیه موج عرضی منتشر شونده در یک طناب الاستیک هستند. در این‌جا میدان مغناطیسی ایجاد کننده‌ی نیروی کشش (همانند نیروی کشش در طناب)، و چگالی محیط نیز همانند جرم واحد طول در طناب است. اگر B_0 و ρ_0 به ترتیب میدان مغناطیسی و چگالی محیط باشند، سرعت آلفن به صورت $v_A = \sqrt{\frac{B_0}{4\pi\rho_0}}$ داده می‌شود. بنابراین در توصیف مغناطوهیدرودینامیکی یک محیط، هر دو دسته امواج آلفن و امواج صوتی حضور دارند. برای محیط‌های با شرایط مختلف (از قبیل فشار، چگالی، شدت میدان مغناطیسی، نسبت گرمای ویژه در فشار ثابت به‌گرمای ویژه در حجم ثابت و تراوایی مغناطیسی)، مقادیر سرعت های آلفن و صوت مختلف است. بنابراین ممکن است برای یک محیط، این دو به هم نزدیک، و یا یکی خیلی بزرگتر از دیگری باشد. از این‌رو می‌توان این امواج را بر حسب سرعت‌های انتشار به دسته‌هایی تقسیم نمود.

اگر سرعت کل انتشار موج را در یک گاز (یا لوله‌ی شار) به صورت $C_T = \sqrt{C_s^2 + V_A^2}$ تعریف کنیم، که در آن C_s و V_A به ترتیب سرعت صوت و سرعت آلفن هستند، آن‌گاه:

الف: اگر $V_A < C_s$ باشد، دراین‌صورت موج منتشر شونده، موج مغناطو آکوستیکی آهسته نامیده می‌شود.

ب: اگر $V_A > C_s$ باشد، در این صورت موج منتشر شونده، موج مغناطوآکوستیکی سریع گفته می‌شود.

پ: اگر $V_A \gg C_s$ باشد، موج منتشر شونده موج آلفن نامیده می‌شود[۲۳].

امواج مغناطوآکوستیکی آهسته وقتی حاصل می‌شوند که فشار پلاسما و فشار مغناطیسی هم جهت عمل کنند و

---

[۷] Alfven Wave

امواج مغناطو آکوستیکی سریع، از عمل این دو در خلاف جهت هم، به وجود می آیند. برای محیط تاج خورشید، سرعت صوت در حدود $200km/s$ و سرعت آلفن $10^3km/s$ است.

برخی دیگر از ویژگی‌های فیزیکی محیط تاج که در اکثر مطالعات به عنوان مبنا قرار می‌گیرند، عبارتند از[۲۳]:

ـ دما بالاتر از $1MK$ است.

ـ پلاسما عمدتاً هیدروژن و به‌طور کامل یونیزه شده‌است. تعداد ذرات در واحد حجم کم‌تر از مرتبه‌ی 10^{15} عدد بر سانتی‌مترمکعب است.

ـ پلاسما مغناطیده و میدان مغناطیسی از مرتبه‌ی 5 تا 100 گاوس، متغیر است.

ـ پلاسما سرد است، یعنی نسبت فشار حرارتی به فشار مغناطیسی پایین، و از مرتبه‌ی 10^{-3} تا 10^{-2} است ($\beta = \frac{P_T}{P_m} \ll 1$).

ـ اندازه‌ی شتاب گرانشی در حدود $274m/s^2$ است.

ـ ارتفاع مقیاس [۸] چگالی و فشار(یعنی فاصله‌ای که باید طی‌شود تا چگالی و فشار، به $1/e$ام چگالی و فشار در پایه‌ها برسد.)، در حدود $50 - 60Mm$ است.

ـ مرتبه‌ی اعداد رینولدز [۹] و لاندکویست [۱۰] بالاتر از 10^6 است (اعداد رینولدز و لاندکویست به ترتیب نماینده‌ی مکانیسم‌های اتلافی وشکسانی [۱۱] و مقاومتی [۱۲] هستند).

ـ فرکانس آستانه‌ی صوتی در حدود $0.2mHz$(پریود در حدود 60 دقیقه) می‌باشد.

در حدود 66 سال قبل، در مطالعات خطوط طیفی حاصل از خورشید، خطوط مربوط به $CaXIV$ و $FeIX$ مشاهده‌شد[۸]. وجود اتم‌هایی با این درجه ی یونش بالا، منجر به‌پیش‌بینی دمایی در حدود $1MK$ برای تاج خورشید گشت، و این خود باعث پی‌بردن به این مسئله شد که تاج خورشید عمدتاً، از هیدروژن کاملاً یونیزه، به شکل پلاسما تشکیل‌یافته‌است[۵].

پی‌بردن به چگونگی امکان وجود دمایی در حدود 200 برابر دمای ناحیه‌ی فوتوسفیر، در محیط تاج، و

[۸] Scale Height
[۹] Reynolds
[۱۰] Lundquist
[۱۱] Viscosity
[۱۲] Resistivity

مکانیسم‌های مرتبط با آن، سال‌هاست که کانون توجه بسیاری از مطالعات است. اگر فقط رسانش گرمایی را عامل این دمای بالا بدانیم، بنابر قانون دوم ترمودینامیک، می‌بایست، دما به طور هموار، از ناحیه‌ی کروموسفیر تا تاج (یعنی با افزایش فاصله از مرکز خورشید)، کاهش می‌یافت. هم‌چنین از آن‌جا که از ناحیه‌ی تاج، تابش فرابنفش صورت می‌گیرد، در صورت نبود منابع گرمایی دیگری برای حفظ دمای تاج، باید این دما در مدت چند روز یا چند ساعت به طور کامل پایین می‌آمد[۵].

در سال 1999 مشاهدات فضاپیمای تریس [۱۳] ($TRACE$)، وجود نوسانات در حلقه‌های تاج خورشید را نشان داد. این نوسانات می‌تواند در هر سه جهت فضا رخ دهد. مثلاً اگرمؤلفه‌های r، ϕ و z در مختصات استوانه‌ای را در نظر بگیریم، نوسانات در امتداد هر کدام از این سه مؤلفه را می‌توان به ترتیب، با اعداد موج n، m و k مشخص نمود. اگر $m = 0$ باشد، وجه نوسانی را وجه سوسیسی [۱۴]، و اگر $m = 1$ باشد، آن وجه را وجه کینکی [۱۵] (تابی) می‌گویند. وجه متناظر با $m = 2$ نیز وجه شیاری [۱۶] است. هم‌چنین در هر وجه، نوسانات مرتبط با $k = 0$، $k = 1$ و $k = 2$ به ترتیب، مد پایه [۱۷]، اولین مد برانگیخته [۱۸]، و دومین مد برانگیخته [۱۹] خوانده می‌شوند.

ناکاریاکف [۲۰] و همکارانش[۱۶]، در تحلیل مشاهدات $TRACE$، از کشف 5 لوله‌ی تاج با دوره‌ی تناوبی از 285 تا 320 ثانیه، و هم‌چنین از میراشدن این امواج، در مدت چند نوسان خبر دادند. آن‌ها زمان میرایی نوسانات مشاهده شده را در حدود 14 تا 15 دقیقه گزارش کرده‌اند.

در اغلب نوسانات مشاهده شده از لوله‌های تاج خورشید، مشخص شده‌است که دامنه‌ی این امواج، بعد از چند نوسان، به صورت نمایی میرا می‌شود.

مطالعات نظری نشان می‌دهد، که انتشار امواج مغناطوهیدردینامیکی در لوله‌های تاج و میرایی آن‌ها در حضور مکانیسم های اتلافی نظیر وشکسانی و مقاومت الکتریکی، می تواند منجر به این دمای بالا در تاج شود[۲۳].

---

[۱۳] Transition Region and Coronal Explorer

[۱۴] Sausage Mode

[۱۵] Kink Mode

[۱۶] Fluting Mode

[۱۷] Fundamental Mode

[۱۸] First-Overtone Mode

[۱۹] Second-Overtone Mode

[۲۰] Nakariakov

شناخت عوامل اصلی میرایی نوسانات حلقه‌های تاج خورشید، در شناخت ساختار حلقه‌ها، و نظریه‌هایی که گرمایش تاج را ناشی از امواج منتشر شونده در آن می‌دانند، موثر است. اخیراً مکانیسم‌های مختلفی به عنوان عوامل دخیل در میرایی نوسانات و گرمایش تاج خورشید مورد مطالعه قرار گرفته و می گیرند، که عبارتند از[۱]: «تأثیر عوامل غیرایده‌آلی نظیر وشکسانی و مقاومتی»، «تابش اپتیکی و رسانش گرمایی»، «نشت جانبی امواج به خاطر انحنای لوله‌ها»، «مکانیسم‌های ناشی از چگونگی ساختار مغناطیسی، نظیر حرکت پایه‌ها»، «نشت در پایه‌ها[۲۱] به واسطه‌ی تغییرات چگالی در کروموسفیر»، «ترکیب شدگی فاز[۲۲] امواج»، و «جذب تشدید[۲۳] امواج».

پدیده‌ی جذب تشدید اولین بار توسط یانسن در سال 1978 مطرح شد[۱۱]، و تاکنون توسط افراد مختلفی به روش‌های تحلیلی و عددی مورد بررسی قرارگرفته‌است.

برای لوله‌های تاج که $\beta = 0$ است، میدان مغناطیسی در داخل لوله تغییرات اندکی دارد. اما چگالی در داخل این لوله‌ها می‌تواند تغییرکند. این تغییرات چگالی در لوله، باعث تغییر سرعت آلفن از نقطه‌ای به نقطه‌ی دیگر در داخل لوله‌می‌شود. پدیده‌ی جذب تشدید، بر این‌اساس استوار است که، به علت تغییرات سرعت آلفن، در نقطه‌ای درون لوله، فرکانس طبیعی نوسانات لوله، با فرکانس موضعی آلفن (ω_A که وابسته به سرعت آلفن است) برابر می‌شود. این امر باعث به وجود آمدن تکینگی در معادلات آیده‌ال مغناطوهیدرودینامیک (MHD) می‌شود. اما در صورت در نظر گرفتن عوامل اتلافی در مسئله، تکینگی از بین می‌رود. درواقع عوامل اتلاف، در نقاط مجاور نقطه‌ی مورد نظر (نقطه‌ی تشدید)، نقش قابل‌ملاحظه دارند، و در نتیجه می‌توانند باعث میرایی سریع نوسانات شوند(نقش عوامل اتلافی در معادلات با تغییرات شیب میدان‌ها نسبت مستقیم دارد. به‌جز در مجاورت نقطه‌ی تشدید، در سایر نقاط درون لوله، تغییرات موج به‌صورت هموار، و در نتیجه تغییرات شیب آن ناچیز است). بنابراین پدیده‌ی جذب تشدید، با درنظرگرفتن این‌که امواج آلفن در یک لایه(لایه‌ی تشدید یا لایه‌ی ناهمگنی) توسط عوامل اتلافی (وشکسانی و مقاومتی) جذب می‌شوند، سعی در توجیه میرایی نوسانات، و گرمایش تاج خورشید دارد.

---

[۲۱] Footpoint Leakage

[۲۲] Phase Mixing

[۲۳] Resonant Absorption

گوسنس[۲۴] و همکارانش[۱۰]، نظریه‌ی جذب تشدید رابه‌عنوان توضیحی جالب برای میرایی شبه مدهای کینکی نوسانات لوله‌های تاج خورشید دانستند، چون در این روش نیز، همانند روش ترکیب شدگی فاز، نیازی به تغییر در تخمین اعداد رینولدز نیست. آن‌ها هم‌چنین، همانند رادرمن و رابرت[۲۵][۱۷]، از معادلات و روش‌های تحلیلی، در تقریب لوله‌ی نازک و لایه‌ی ناهمگنی نازک[۲۶] ($TTTB$)، برای تخمین طول لایه‌ی ناهمگنی 11 لوله استفاده نمودند، و باتوجه به اعداد به‌دست‌آمده نشان دادند که آن اعداد خیلی بزرگ‌تر از آن حدی هستند که بتوان تقریب $TTTB$ را، روشی دقیق و واقعی دانست. صفری[۲۷] و همکارانش [۱۱]، به بررسی شبه مدهای نوسانات لوله‌های شار پرداختند و نشان دادند، که در پدیده‌ی جذب تشدید، با افزایش عدد موج طولی، آهنگ میرایی کاهش می یابد. هم چنین به این نکته که، امواج سطحی[۲۸] و امواج حجمی[۲۹] نقش یکسانی در گرمایش تاج خورشید دارند، اشاره نموده‌اند.

در محاسبه‌ی وجوه نوسانی لوله‌های شار، براساس نظریه‌ی مغناطوهیدرودینامیک، نسبت فرکانس اولین مد برانگیخته، به فرکانس مد پایه، دقیقاً 2 است. اما وِرویچت[۳۰] وهمکارانش[۲۲]، با استفاده از مشاهدات $TRACE$، برای اولین‌بار، به طور هم‌زمان، چندین مد از نوسانات لوله‌های تاج خورشید را شناسایی کردند. آن‌ها نسبت فوق را 1.64 و 1.81 به دست آوردند، که با عدد 2 اختلاف دارد. این انحرافات را می‌توان ناشی از عوامل مختلفی، هم‌چون انحنای لوله‌ها، اثر نشت، پیچش میدان مغناطیسی و لایه‌بندی چگالی در لوله‌ها دانست. مندوزا[۳۱] و همکارانش [۱۵]، با مطالعه‌ی اثر لایه‌بندی چگالی نشان دادند، که زمان میرایی در حضور لایه‌بندی، $20 - 10$ درصد کاهش می‌یابد[۱۳].

کرمی و اسوار[۳۲][۱۳] نیز، اثر لایه‌بندی چگالی را بررسی نموده و نشان‌دادند که با افزایش پارامتر لایه‌بندی طولی چگالی، هم فرکانس نوسانات و هم آهنگ میرایی افزایش می‌یابد. هم‌چنین در حضور لایه‌بندی، نسبت ω_2/ω_1

[۲۴] Goossens
[۲۵] Ruderman & Roberts
[۲۶] Thin Tube and Thin Boundary
[۲۷] Safari
[۲۸] Surface Waves
[۲۹] Body Waves
[۳۰] Vewichte
[۳۱] Mendoza
[۳۲] Karami & Asvar

(نسبت فرکانس اولین مد برانگیخته به فرکانس مد پایه) و ω_3/ω_1 (نسبت فرکانس دومین مد برانگیخته به فرکانس مد پایه)، برای وجوه کینکی ($m = 1$) و شیاری ($m = 2$) به ترتیب کم‌تر از 2، و 3 است، که نتایج مربوط به نسبت ω_2/ω_1، با مشاهدات $TRACE$ هم‌خوانی دارد.

ادوین[۳۳] و رابرت[۹]، رابطه‌ی پاشندگی برای استوانه‌ای مغناطیده که در محیطی مغناطیده قرار دارد را، به طور مبسوط شرح دادند. کرمی و همکارانش[۱۴] نیز، با استفاده ازمدل ادوین و رابرت[۹]، اما بدون محدودنمودن مسئله به باریک بودن لوله، رابطه‌ی پاشندگی را در حالت کلی حل کرده و نشان‌دادند که در حضور اتلاف‌های ضعیف مقاومتی و وشکسانی، آهنگ میرایی مربوط، به ترتیب متناسب با معکوس اعداد لاندکویست و رینولدز می‌باشد.

دِمورتل[۳۴] و هود[۳۵][٦]، به مطالعه‌ی امواج مغناطوآکوستیکی آهسته در تاج خورشید و در حضور رسانش گرمایی و وشکسانی تراکمی پرداخته و نشان‌دادند، که وجود رسانش گرمایی باعث به وجود آمدن مدهای گرمایی شده، که این مد برای امواج ایستاده فقط میرایی، اما برای امواج منتشر شونده، هم نوسانی و هم میرایی است. هم‌چنین نشان دادند که برای محیطی هم‌چون تاج، با دمای $1MK$، رسانش گرمایی مکانیسم غالب در میرایی است.

دایموا[۳٦] و رادرمن[۷]، با در نظر گرفتن لایه‌بندی چگالی در هر دو راستای شعاعی و طولی، نشان دادند که، فرکانس نرمال و نشتی نوسانات لوله، توسط معادله‌ی اشتورم — لیوویل[۳۷] با معادله‌ای دیفرانسیل مرتبه‌ی دوم، و با شرط مرزی صفر در انتهای لوله داده می‌شود.

آندریس و همکارانش[۲]، لوله‌ی شار استوانه‌ای مغناطیده را به عنوان مدل لوله‌های تاج در نظر گرفتند، و به بحث مبسوط در مورد اثر لایه‌بندی چگالی بر روی فرکانس و آهنگ میرایی امواج سریع سطحی در اثر جذب تشدید پرداختند. هم‌چنین آندریس و همکارانش[۱] نشان دادند که، نسبت دوره‌ی نوسان مد پایه به دوره‌ی اولین مد برانگیخته، کمتر از 2 است. آن‌ها از این نسبت برای تخمین ارتفاع مقیاس چگالی در اتمسفر خورشید، استفاده‌نمودند.

---

[۳۳] Edwin

[۳۴] De Moortel

[۳۵] Hood

[۳٦] Dymova

[۳۷] Sturm-Liouville

صفری و همکارانش[۱۹] نیز، به مطالعه‌ی نوسانات لوله‌های تاج در پلاسمای سرد ($\beta = 0$) پرداخته و با استفاده از تقریب لایه‌ی نازک، معادلات شعاعی را حل کردند. معادلات عرضی را نیز از دو روش اختلال و عددی حل نمودند. آن‌ها نیز، نسبت پریود نوسانات مد پایه به پریود نوسانات اولین مد برانگیخته را، کم‌تر از 2 به دست آوردند.

در فصل دوم به بررسی پدیده‌ی جذب تشدید، و بررسی اثر آن در میرایی نوسانات لوله‌های تاج خورشید می‌پردازیم. ابتدا از کدهای عددی برای بررسی لوله‌های شار با لایه‌ی ناهمگنی ضخیم و سنجش میزان اعتبار تقریب‌های لایه‌ی نازک (TT)، و لوله‌ی نازک با لایه‌ی ناهمگنی نازک($TTTB$)، برای کاربرد در لایه‌ی ناهمگنی ضخیم، استفاده شده‌است. در انتها نیزبه مرور تقریب TB و روش محاسبه‌ی فرکانس‌ها و آهنگ میرایی نوسانات، خواهیم پرداخت.

فصل سوم به بررسی اثرات لایه‌بندی چگالی، بر روی نوسانات و میرایی امواج مغناطوهیدرودینامیکی در لوله‌های شار اختصاص داده‌شده‌است. در آن فصل، ابتدا پدیده‌ی جذب تشدید در امواج سطحی در حضور لایه‌بندی، بیان و سپس نوسانات و میرایی امواج حجمی به واسطه‌ی اتلاف های مقاومتی و وشکسانی در حضور لایه‌بندی طولی چگالی توضیح داده‌می‌شود.

در فصل چهارم، به بررسی پدیده‌ی جذب تشدید در حضور لایه‌بندی طولی چگالی پرداخته، و نوسانات و میرایی امواج سریع ایستاده‌ی حجمی، در حلقه‌های تاج خورشید را توضیح خواهیم‌داد.

فصل دوم

میرایی امواج، به واسطه‌ی جذب تشدید در لوله‌های شار مغناطیده

در این فصل، ابتدا مروری داریم بر کار وان‌دورسلیر[1] و همکارانش[۲۱]، که در آن با استفاده از محاسبات عددی، لوله‌های شار مورد بررسی قرار گرفته‌اند. آن‌چه در این کار جالب توجه است، آن است که در مطالعات تحلیلی فرمول‌های گوناگونی وجوددارد که همگی در تقریب لوله‌ی نازک با لایه‌ی نازک هم‌ارزند، اما هنگامی که لایه‌ی ناهمگنی ضخیم باشد، در ضریبی از 2 با هم تفاوت دارند[۲۱]:

۱.۲ مدل و معادلات

ما لوله‌ای استوانه‌اي دراز، مستقیم و متقارن را به‌عنوان مدلی از لوله‌های تاج خورشید درنظرگرفته، و از انحنای لوله چشم‌پوشی می‌کنیم. دلیل موجه برای این فرض، این می‌تواند باشد که، معمولاً شعاع انحنای لوله بسیار بزرگ‌تر از شعاع آن است. این مدل را درصورتی‌که لوله در دستگاه مختصات استوانه‌ای (r, φ, z) درنظرگرفته‌شود، که محور z منطبق بر محور استوانه (لوله) بوده و میدان مغناطیسی، فشار و چگالی به ترتیب $B = (0, B_\varphi(r), B_z(r))$، $P(r)$ و $\rho(r)$، فقط تابعی از مختصه‌ی شعاعی باشند، مدل یک بعدی می‌گویند.

[1] Van Doorsselaere

اگرچه این مدل، در مقایسه با ساختار تعادلی لوله‌های تاج خورشید، که مشاهدات تریس نشان‌دهنده‌ی توزیع دو بعدی و حتی سه بعدی در چگالیِ آن‌هاست، خام و ابتدایی است، اما در بردارنده‌ی عامل فیزیکی دخیل در میرایی نوسانات لوله‌های تاج خورشید است. این عامل تغییرات چگالی و درنتیجه، تغییرات موضعی سرعت آلفن است. بررسی تغییرات سرعت آلفن در حالت‌های تعادل دو بعدی و سه بعدی، و هم‌چنین میرایی نوسانات این مدل‌های تعادلی سخت است، اما اصول فیزیکی موجود در آن‌ها با این مدل یکسان است. در واقع نتایج مربوط به محاسبات این مدل ساده‌ی استوانه‌ایِ یک بعدی، تقریباً در توافق خوبی با مشاهدات هستند [۲۱]، و این، مؤید آن است که مکانیسمی که باعث میرایی نوسانات می‌شود، در مدل یک بعدی درنظرگرفته شده‌است.

فشار و میدان مغناطیسی، در رابطه‌ی تعادل نیرو در راستای شعاع، صدق می‌کنند:

$$\frac{d}{dr}(p+\frac{B^2}{2\mu})=-\frac{B_\varphi^2}{\mu r} \qquad (۱.۲)$$

در این رابطه چگالی وجود ندارد، بنابراین تابع چگالی می‌تواند به‌صورت دلخواه انتخاب شود. چون در لوله‌های تاج خورشید، فشار پلاسما بسیار کوچک‌تر از فشار مغناطیسی است، بنابراین اولین فرض و تقریب مناسب، صرف‌نظر از فشار پلاسما است. تقریب $\beta=0$ باعث حذف امواج مغناطو آکوستیکی آهسته، از تحلیل‌های مسئله می‌شود. درصورتی‌که میدان مغناطیسی، مستقیم و در راستای محور لوله و به صورت $\vec{B}=B(r)\vec{e}_z$ درنظرگرفته شود، معادله‌ی (۱.۲) نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی ثابت است. بنابراین لوله‌های شار، به عنوان ناحیه‌هایی با چگالی بیش‌تر که میدان مغناطیسی یکنواخت در آن‌ها قراردارد، فرض می‌شوند. یعنی لوله‌های‌تاج خورشید، متفاوت با لوله‌های شارِ حاوی میدان مغناطیسی فوتوسفیر و داخل خورشید که از اطراف با نواحی چگال‌تر و فاقد میدان احاطه شده‌اند، هستند.

چون کمیت‌های حالت تعادل فقط تابع r هستند، بنابراین می‌توان اختلال آن‌ها را برحسب مؤلفه‌های φ و z، به صورت توابعی متناسب با $\exp(i(m\varphi+k_z z))$ بسط فوریه داد، که m(عددی صحیح) و k_z به ترتیب عدد موج سمتی و طولی هستند. به‌همین ترتیب می‌توانیم وابستگی زمانی را به صورت $\exp(-i\omega t)$ درنظربگیریم، که در آن ω فرکانس زاویه‌ای است. چون فرکانس را به‌صورت مختلط درنظرمی‌گیریم، که قسمت موهومی آن باعث میرایی دامنه‌ی امواج می‌شود، بنابراین در روش ریاضی مورد استفاده، تبدیل لاپلاس مناسب‌تر از تبدیل فوریه