

دانشگاه کردستان

دانشکده علوم پایه  
گروه فیزیک

اثر میدان مغناطیسی غیریکنواخت روی نوسانات و  
میرایی لوله‌های تاج خورشید

پایان‌نامه کارشناسی ارشد رشته فیزیک گرایش نجوم و اخترفیزیک

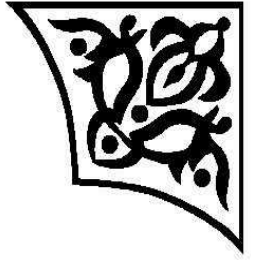
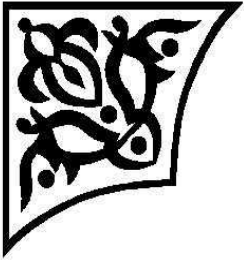
نویسنده:

مرجان برین

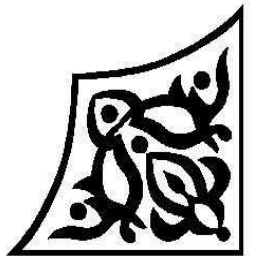
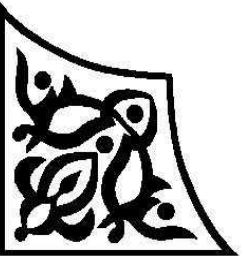
استاد راهنما:

دکتر کیومرث کرمی

آبان ماه ۱۳۸۷



بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ





دانشگاه کردستان

دانشکده علوم پایه

گروه فیزیک

اثر میدان مغناطیسی غیریکنواخت روی نوسانات و میرایی لوله‌های تاج خورشید

پایان نامه کارشناسی ارشد رشته فیزیک گرایش نجوم و اخترفیزیک

نام نویسنده:

مرجان برین

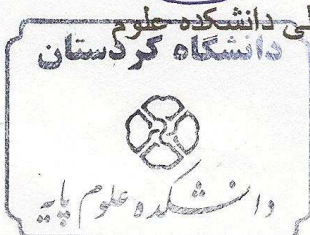
در تاریخ ۱۳۸۷/۸/۲۵ پایان نامه مربوطه توسط کمیته تخصصی و هیات داوران زیر با نمره ..... ۱۹/۷۵

مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت.

| اساتید                            | نام و نام خانوادگی | با مرتبه علمی | امضاء |
|-----------------------------------|--------------------|---------------|-------|
| ۱. راهنما                         | دکتر کیومرث کرمی   | استادیار      |       |
| ۲. داور خارجی                     | دکتر حسین صفری     | استادیار      |       |
| ۳. داور داخلی                     | دکتر شهریار سلیمی  | استادیار      |       |
| ۴. مدیر گروه                      | دکتر کیومرث کرمی   | استادیار      |       |
| ۵. نماینده تحصیلات تکمیلی دانشگاه | دکتر منصور دانا    | استادیار      |       |

دکتر کمال شاه نظری

معاون پژوهشی و نماینده تحصیلات تکمیلی دانشگاه کردستان  
امضاء و مهر گروه و دانشکده



کلیه حقوق مادی و معنوی مترتب بر نتایج مطالعات،  
ابتکارات و نوآوریهای ناشی از تحقیق موضوع این  
پایان نامه (رساله) متعلق به دانشگاه کردستان است.

تقدیم به:

## مادر م

تو بازگشت من به من  
بازگشت انسان، به انسانی.

ای غریبه با غربت

در من ایستاده‌ای

در من نشسته‌ای

در من حضور داری.

و

## همسر م

که در دلسردترین روزها، دلگرمی

من بود.

# قدردانی و تشکر

با سپاس فراوان از استاد گرانقدرم آقای دکتر کیومرث کرمی، که در تمامی مراحل تهیه و تدوین پایان نامه راهگشایم بودند.

## چکیده

در این رساله نوسانات و میرایی امواج ام. اچ. دی آهسته سطحی خالص و هیبریدی در حلقه‌های تاج در حضور میدان مغناطیسی پیچشی مورد مطالعه قرار گرفته است. برای این کار هر لوله شار را به صورت استوانه‌ای تودرتو و شماره را تراکم ناپذیر در نظر می‌گیریم. پیچش مغناطیسی را به عنوان یک عامل ناهمگنی در بخش میانی اعمال می‌کنیم. حل معادلات خطی ام. اچ. دی در غیاب جملات اتلافی منجر به یک معادله دیفرانسیل درجه دوم برای فشار کل سیستم می‌شود. جهت به دست آوردن فرکانس نوسانات روابط پاشندگی را برای وجوه کینکی و شیلیاری به صورت عددی حل می‌کنیم و سپس آهنگ میرایی نوسانات را در حضور اتلاف‌های وشکسانی و مقاومتی به دست می‌آوریم. سرانجام نتایج محاسبات عددی نشان می‌دهند که: ۱- به ازای پهنای ثابت ناحیه‌ی میانی، فرکانس و آهنگ میرایی وجوه کینکی و شیلیاری امواج سطحی خالص با افزایش پیچش افزایش می‌یابند. ۲- نسبت  $P_1/2P_2$  برای وجوه کینکی و شیلیاری امواج سطحی خالص در حضور میدان مغناطیسی پیچشی کوچکتر از یک خواهد بود که این نتیجه برای وجوه کینکی در توافق با مشاهدات تریس است. ۳- پهنای باند فرکانسی وجوه کینکی امواج هیبریدی در حالت پایه با افزایش پیچش افزایش می‌یابد.

# فهرست

چکیده ..... هفت

۱ مقدمه

۲ میدان‌های مغناطیسی

۸ ..... ۲-۱ مقدمه

۹ ..... ۲-۲ میدان‌های پتانسیلی

۱۰ ..... ۲-۲-۱ میدان‌های تک قطبی

۱۲ ..... ۲-۲-۲ میدان‌های دوقطبی

۱۴ ..... ۲-۳ میدان‌های بدون نیرو

۱۵ ..... ۲-۳-۱ میدان‌های خطی بدون نیرو

۱۶ ..... ۲-۳-۲ طاق‌های برشی



|    |       |  |
|----|-------|--|
| ۱۷ | ..... | ۲-۴ میدان‌های غیرخطی بدون نیرو           |
| ۱۸ | ..... | ۲-۵ میدان‌های مغناطیسی پیچشی             |
| ۱۸ | ..... | ۲-۵-۱ میدان‌های مغناطیسی پیچشی بدون نیرو |
| ۲۱ | ..... | ۲-۵-۲ معادله تعادل فشار                  |
| ۲۲ | ..... | ۲-۶ پارامتر $\beta$ پلازما در تاج خورشید |

### ۳ انتشار امواج ام. اچ. دی در لوله‌های شار مغناطیده پیچشی

|    |       |  |
|----|-------|--|
| ۲۴ | ..... | ۳-۱ مقدمه  |
| ۲۶ | ..... | ۳-۲ معادلات حرکت   |
| ۲۹ | ..... | ۳-۳ رابطه پاشندگی  |
| ۳۱ | ..... | ۳-۳-۱ شرایط مرزی   |
| ۳۲ | ..... | ۳-۴ حل عددی رابطه پاشندگی و طبقه بندی وجوه نوسانی        |
| ۳۲ | ..... | ۳-۴-۱ نتایج  |
| ۳۵ | ..... | ۳-۵ بسط رابطه پاشندگی (حالت های حدی)                     |
| ۳۵ | ..... | ۳-۵-۱ $k_z a$ کوچک                                       |
| ۳۸ | ..... | ۳-۵-۲ $k_z a$ بزرگ                                       |
| ۳۸ | ..... | ۳-۶ میدان مغناطیسی پیچشی در لوله‌های شار مغناطیده تودرتو |
| ۳۹ | ..... | ۳-۶-۱ معادلات حرکت                                       |

|    |   |
|----|---|
| ۴۱ | ..... ۳-۶-۲ شرایط مرزی، رابطه پاشندگی                   |
| ۴۴ | ..... ۳-۶-۳ شرایط مرزی                                  |
| ۴۵ | ..... ۳-۷ به کارگیری روابط پاشندگی در ساختارهای خورشیدی |
| ۴۵ | ..... ۳-۷-۱ لوله‌های شیدسپهری                           |
| ۴۶ | ..... ۳-۷-۲ لوله‌های شار چگال در محیطی مغناطیسی         |
| ۴۷ | ..... ۳-۷-۳ لوله‌های تخلیه                              |
| ۴۸ | ..... ۳-۸ حل‌های مجانبی                                 |
| ۴۹ | ..... ۳-۸-۱ طول موج‌های بلند ( $k_z a < k_z R \ll 1$ )  |
| ۴۹ | ..... الف) امواج سطحی خالص                              |
| ۵۱ | ..... ب) امواج هیبریدی                                  |
| ۵۳ | ..... ۳-۸-۲ طول موج‌های کوتاه ( $k_z R > k_z a \gg 1$ ) |
| ۵۶ | ..... ۳-۹ مروری بر مطالب و نتیجه‌گیری                   |

#### ۴ استخراج رابطه پاشندگی و به دست آوردن فرکانس و آهنگ میرایی

وجوه طبیعی نوسانات در یک لوله شار مغناطیده پیچشی

|    |  |
|----|--|
| ۵۸ | ..... ۴-۱ مقدمه                                      |
| ۶۰ | ..... ۴-۲ معادلات حرکت                               |
| ۶۱ | ..... ۴-۳ حل معادلات ام. اچ. دی در غیاب جملات اتلافی |
| ۶۴ | ..... ۴-۴ رابطه پاشندگی                              |

|    |       |                                       |
|----|-------|---------------------------------------|
| ۶۸ | ..... | شرایط مرزی ۴-۴-۱                      |
| ۶۹ | ..... | بررسی اتلاف‌های چسبندگی و مقاومتی ۴-۵ |
| ۷۶ | ..... | بی‌بعد سازی $\alpha$ ۴-۵-۱            |
| ۷۷ | ..... | نتایج محاسبات عددی ۴-۶                |
| ۹۳ | ..... | جداول پیوست                           |

A

|     |       |       |
|-----|-------|-------|
| ۱۱۳ | ..... | مراجع |
|-----|-------|-------|

# فصل اول

## مقدمه

تاج خورشید محیطی دینامیکی است که توجه بسیاری از محققین و دانشمندان را در زمینه‌ی نجوم و اختر فیزیک، از دیرباز تا کنون به خود جلب کرده است. تاج خورشید ساختاری عظیم و پیچیده از لوله‌های شاری<sup>۱</sup> است که در اصطلاح به آنها حلقه‌های تاج<sup>۲</sup> گفته می‌شود. لوله‌های شار مغناطیسی تاج حاوی پلاسما و میدان مغناطیسی‌اند. در اثر حرکت پلاسما، خطوط قوای مغناطیسی درون پلاسما دست‌خوش تغییرات می‌شوند و می‌توانند تحت نیروی بازگرداننده لورنتس حول وضع تعادل شروع به نوسان کنند. در این حالت خطوط قوا خیلی شبیه به یک تار مرتعش نوسان می‌کنند. به این نوسانات امواج مغناطوهیدرودینامیک<sup>۳</sup> گفته می‌شود. مطالعات نظری نشان می‌دهد که انتشار امواج مغناطوهیدرودینامیکی در حلقه‌های تاج و میرایی آنها در حضور مکانیسم‌های اتلافی نظیر وشکسانی و مقاومتی می‌تواند به گرمای زیاد تاج که دارای دمای حدود یک میلیون درجه کلوین است، منجر شود. از طرف دیگر لرزه‌نگاری<sup>۴</sup> تاج خورشید به کمک نوسانات لوله‌های آن می‌تواند

---

Flux tube<sup>۱</sup>

Coronal loop<sup>۲</sup>

Magnetohydrodynamic waves<sup>۳</sup>

Seismology<sup>۴</sup>

منجر به استخراج اطلاعات مفیدی راجع به ساختار میدان مغناطیسی خورشید شود. از این رو بررسی و مطالعه نوسانات امواج مغناطوهیدرودینامیک در حضور ساختاری مناسب برای میدان مغناطیسی در لوله‌های شار حائز اهمیت است. بعد از دست آوردهای اولیه‌ای که حدود سه دهه قبل، محققینی چون ویلسن<sup>۵</sup> [۳۵]، کرام<sup>۶</sup> و ویلسن [۸]، راپرتز<sup>۷</sup> [۲۹، ۳۰]، و ریوتوا<sup>۸</sup> [۳۲]، پیرامون نوسان لوله‌های شار خورشید به دست آوردند، مطالعه نوسانات لوله‌های شار در تاج از اهمیت ویژه‌ای برخوردار شد. نوع ساختار و نوسان حلقه‌های تاج تاکنون توسط تعداد زیادی از اخترفیزیکدانان مورد مطالعه قرار گرفته است. به طور مثال، ادوین<sup>۹</sup> و راپرتز [۱۱]، انتشار امواج مغناطوهیدرودینامیکی را در یک لوله شار مغناطیسی استوانه‌ای شکل در حضور میدان مغناطیسی ثابت و یکنواخت، تحت شرایط تاج و شیدسپهر مورد بررسی قرار دادند. آنها به کمک رابطه‌ی پاشندگی دریافتند در حالت تراکم پذیری، دو دسته وجه نوسانی با سرعت‌های انتشار متفاوت در سیستم حضور می‌یابند که عبارتند از:

۱- وجوه حجمی<sup>۱۰</sup>، ۲- وجوه سطحی<sup>۱۱</sup>. امواج سطحی امواجی هستند که دامنه نوسان آنها از مرکز به سمت دیواره لوله به طور نمایی افت می‌کند، بنابراین عمده دامنه نوسان در سطح لوله اتفاق می‌افتد. در مقابل، امواج حجمی عمدتاً داخل حجم لوله نوسان می‌کنند. در حالت تراکم ناپذیری وجوه حجمی از سیستم حذف شده و فقط وجوه سطحی حضور دارند. جنبه‌ی دیگری که در مطالعه لوله‌های شار مغناطیسی دارای اهمیت است، پیچش<sup>۱۲</sup> آنها می‌باشد. امروزه پیچش یک نظریه پذیرفته شده در مورد حلقه‌های تاج خورشید می‌باشد. حرکت‌های چرخشی مشاهده شده در طول حلقه‌ها نیز گواهی دیگر بر وجود پیچش در آنهاست (چایی<sup>۱۳</sup> و همکارانش [۷]). به دلیل اهمیت این نظریه و به منظور به دست آوردن ساختار واقعی میدان مغناطیسی در

Wilson<sup>۵</sup>

Cram<sup>۶</sup>

Roberts<sup>۷</sup>

Ryutova<sup>۸</sup>

Edwin<sup>۹</sup>

body modes<sup>۱۰</sup>

surface modes<sup>۱۱</sup>

Twist<sup>۱۲</sup>

Chae<sup>۱۳</sup>

ناحیه تاج، لوله‌های شار مغناطیسی پیچشی توسط پارکر<sup>۱۴</sup> [۲۷]، گوینس<sup>۱۵</sup> و همکارانش [۱۶]، ینت<sup>۱۶</sup> و همکارانش [۴]، کلیمچاک<sup>۱۷</sup> و همکارانش [۲۱]، اِرلی<sup>۱۸</sup> و فدون<sup>۱۹</sup> [۱۳] و ارلی و کارتر<sup>۲۰</sup> [۱۲]، مورد مطالعه قرار گرفته است.

طبق نظریه میدان دوقطبی<sup>۲۱</sup>، خطوط میدان مغناطیسی با افزایش ارتفاع از سطح خورشید باید واگرا شوند. در نتیجه نسبت شعاع سطح مقطع دایروی این حلقه‌ها در بالاترین قسمت<sup>۲۲</sup>، نسبت به شعاع آنها در پایه<sup>۲۳</sup>، که به آن فاکتور انبساط<sup>۲۴</sup> می‌گوییم، دیگر یک نخواهد بود. از طرفی مشاهدات مقدار اندازه‌گیری شده برای این فاکتور را حدود 1 تا 1.3 نشان می‌دهد که بیانگر تمایل لوله‌های تاج به داشتن ضخامت تقریباً یکنواخت است و در تناقض با واگرا بودن خطوط میدان مغناطیسی در تقریب دو قطبی است. ظاهراً نوع ساختار فضایی مربوط به میدان مغناطیسی لوله‌های شار می‌تواند توجیه کننده یکنواختی تقریبی در ضخامت این حلقه‌ها باشد. کلیمچاک و همکارانش [۲۱] برای حل این مسأله، پیچش خطوط میدان مغناطیسی داخل لوله‌ها نسبت به خطوط میدان مغناطیسی در خارج آنها را پیشنهاد کردند. واضح است که این پیچش باعث جمع شدن قسمت داخلی لوله‌ها و در نتیجه نزدیک شدن نتیجه محاسبات نظری به مقدار تجربی برای فاکتور انبساط می‌باشد. ینت و همکارانش [۴] به مطالعه اثر پیچش مغناطیسی روی وجوه نوسانی در یک لوله شار مغناطیسی استوانه‌ای پرداختند. آنها دریافتند که حضور پیچش در سیستم باعث ایجاد یک باند نامحدود از امواج حجمی می‌شود. در صورتیکه در همین مسأله در غیاب پیچش و در پلاسمای تراکم ناپذیر، همان‌گونه که [دوین و راپرتز [۱۱] نشان دادند، در لوله‌ها فقط امواج سطحی منتشر می‌شوند و هیچ موج حجمی وجود نخواهد داشت.

Parker<sup>۱۴</sup>

Goossens<sup>۱۵</sup>

Bennett<sup>۱۶</sup>

Klimchuk<sup>۱۷</sup>

Erdelyi<sup>۱۸</sup>

Fedun<sup>۱۹</sup>

Carter<sup>۲۰</sup>

Dipole field<sup>۲۱</sup>

apex<sup>۲۲</sup>

footpoint<sup>۲۳</sup>

Expansion factor<sup>۲۴</sup>

ارلی و فدون [۱۳] انتشار امواج مغناطوهیدرودینامیکی را در یک لوله شار مغناطیسی تراکم ناپذیر با پیچش یکنواخت بررسی کردند. پیچش را در هر دو ناحیه داخل و خارج لوله در نظر گرفتند. آنها دریافتند پیچش با درصد کمی باعث افزایش پریود نوسانات نسبت به حالت مشابه، اما بدون پیچش می شود. آنها همچنین نشان دادند که وجود پیچش ثابت در ناحیه خارج از لوله‌ها، باعث غیر صحیح بودن شاخص تابع بسل در رابطه‌ی پاشندگی می شود که نتیجه آن ایجاد باند وسیعی از امواج حجمی در لوله‌ها خواهد بود.

میخالیووف<sup>۲۵</sup> و سولووف<sup>۲۶</sup> [۲۳] انتشار امواج ام. اچ. دی<sup>۲۷</sup> را در یک لوله شار مغناطیسی تودرتو<sup>۲۸</sup>، واقع در یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بررسی کردند. لوله شامل یک هسته استوانه‌ای داغ و چگال است که به وسیله یک پوسته استوانه‌ای هم‌مرکز با آن احاطه شده است. بنابراین درون لوله شامل دو قسمت است که هر دو آنها دارای مقادیر متفاوتی از نظر سرعت صوت، سرعت آلفن<sup>۲۹</sup>، چگالی، میدان مغناطیسی و دما می باشند. نتیجه تحقیق آنها وجود دو موج مغناطوآکوستیکی آهسته<sup>۳۰</sup> و دو موج مغناطوآکوستیکی سریع<sup>۳۱</sup> را درون لوله‌ها تحت شرایط تاج نشان می داد. مشاهده دو موج مغناطوآکوستیکی آهسته در حلقه‌های تاج خورشید، تأییدی غیر مستقیم بر این واقعیت است که حلقه‌های تاج دارای ساختاری تودرتو<sup>۳۲</sup> هستند. مدل ارائه شده توسط میخالیووف و سولووف [۲۳] در توجیه مشاهداتی دو موج مغناطوآکوستیکی آهسته در حلقه‌های تاج موفق بود. ارلی و کارتر [۱۲]، انتشار امواج ام. اچ. دی را در لوله‌های تاج در مدلی مشابه با میخالیووف و سولووف [۲۳] اما برای یک ساختار پیچشی مغناطیسی در حضور پلاسمای تراکم ناپذیر بررسی کردند. وجود دو نوع وجه نوسانی مختلف با سرعت‌های انتشار متفاوت در قالب وجوه سطحی خالص<sup>۳۳</sup> و وجوه حجمی – سطحی<sup>۳۴</sup>، که در اصطلاح به آنها

Mikhalyaev<sup>۲۵</sup>

Solov'ev<sup>۲۶</sup>

MHD<sup>۲۷</sup>

double magnetic flux tube<sup>۲۸</sup>

Alfvèn<sup>۲۹</sup>

Slow magnetoacoustic wave<sup>۳۰</sup>

Fast magnetoacoustic wave<sup>۳۱</sup>

Double Structure<sup>۳۲</sup>

Pure surface mode<sup>۳۳</sup>

Body-Surface mode<sup>۳۴</sup>

وجوه هیبریدی<sup>۳۵</sup> گفته می‌شود یکی از نتایج به دست آمده توسط آنها بود. بررسی اثر پیچش روی وجوه نوسانی را در فصل سوم و چهارم به طور مبسوط بررسی خواهیم نمود.

به دلیل انحرافات که در بعضی موارد بین محاسبات نظری و کمیت‌های منتج شده از مشاهده وجود دارد، بخش مهمی از هر تحقیق میزان موفقیت در نزدیک کردن نظریه به تجربه است. یکی از این موارد انحراف نسبت  $P_1/2P_2$  است، که در آن  $P_1$  پریود نوسانات کینکی<sup>۳۶</sup> در حالت پایه<sup>۳۷</sup>، و  $P_2$  پریود همین نوسانات در اولین حالت برانگیختگی<sup>۳۸</sup> می‌باشد. در مواردی که سیستم یکنواخت و بدون ناهمگنی باشد، این مقدار دقیقاً برابر یک خواهد بود. اما انحراف این نسبت از یک که در حلقه‌های تاج اتفاق می‌افتد، اطلاعاتی درباره وجود ناهمگنی بویژه در ساختار طولی حلقه‌ها را به همراه دارد. ورویچ<sup>۳۹</sup> و همکارانش [۳۴] و وندورسیلیر<sup>۴۰</sup> و همکارانش [۳۳]، مقادیر مشاهداتی  $P_1/2P_2$  را برای لوله‌هایی با طول‌های متفاوت که توسط ماهواره تریس<sup>۴۱</sup> رصد شده بودند، کوچک‌تر از یک گزارش کرده‌اند. کرمی و اسوار [۱۹] با بررسی اثر لایه‌بندی<sup>۴۲</sup> چگالی در لوله‌های تاج، مشاهدات سال ۲۰۰۴ تریس را تأیید کردند. یکی از اهداف این رساله بررسی اثر پیچش روی نسبت  $P_1/2P_2$  می‌باشد.

یکی دیگر از ویژگی‌های مهم نوسانات مشاهده شده، میرایی سریع آنها همراه با افت نمایی زمان می‌باشد. در همین زمینه، مشاهدات تریس ۱۹۹۹ (ناکاریاکف و همکارانش [۲۴]) نوساناتی با میرایی  $14.5 \pm 2.7$  دقیقه و فرکانس  $3.9 \pm 0.13$  میلی هرتز، برای لوله‌هایی به طول  $(130 \pm 6) \times 10^6$  متر و ضخامت  $(2 \pm 0.36) \times 10^6$  متر، واقع در ناحیه‌ی روشن تاج<sup>۴۳</sup> را نشان می‌داد. وانگ<sup>۴۴</sup> و سلانکی<sup>۴۵</sup> [۳۶] نیز با استفاده از مشاهدات تریس در

<sup>۳۵</sup> Hybrid mode

<sup>۳۶</sup> Kink oscillation

<sup>۳۷</sup> Fundamental mode

<sup>۳۸</sup> First overtone mode

<sup>۳۹</sup> Verwichte

<sup>۴۰</sup> Van Doorselaere

<sup>۴۱</sup> TRACE (Transition Region And Coronal Explorer)

<sup>۴۲</sup> Stratification

<sup>۴۳</sup> Bright corona

<sup>۴۴</sup> Wang

<sup>۴۵</sup> Solanki



17 آوریل 2002 در طول موج 195 آنگستروم، زمان میرایی نوسانات را 11.9 دقیقه و پریود آنها را 3.9 دقیقه گزارش کردند. ناکاریاکف و همکارانش [۲۴] دریافتند که اگر چسبندگی<sup>۴۶</sup> پلاسما عامل ایجاد این میرایی‌ها باشد، با توجه به زمان میرایی مشاهده شده، عدد رینولدزی<sup>۴۷</sup> معادل  $10^{5.3} - 10^{6.1}$  پیشنهاد می‌شود که حدود 8 الی 9 مرتبه، کوچکتر از مقدار پیش‌بینی شده توسط محاسبات نظری است. اما اگر رسانندگی<sup>۴۸</sup> پلاسما علت پیدایش میرایی باشد، عدد لاندکویستی<sup>۴۹</sup> معادل  $10^5 - 10^{5.8}$  پیشنهاد می‌شود، که حدود 7 الی 8 مرتبه کوچکتر از مقداری است که از محاسبات نظری پیش‌بینی می‌شود. لازم به ذکر است، عدد رینولدز که نماینده اتلاف و شکسانی<sup>۵۰</sup> است، متناسب با عکس چسبندگی و عدد لاندکویست که نماینده اتلاف مقاومتی<sup>۵۱</sup> است، متناسب با عکس رسانندگی می‌باشند. کرمی و همکارانش [۲۵] با بررسی اثراتلاف‌های اهمی و شکسانی ضعیف، روی میرایی امواج ام. اچ. دی در یک لوله شار مغناطیسی دریافتند آهنگ میرایی متناسب با مجموع عکس اعداد رینولدز و لاندکویست می‌باشد.

در فصل دوم، به مطالعه‌ی چند ساختار پیشنهاد شده بر اساس مشاهدات تجربی برای میدان مغناطیسی در اتمسفر خورشید می‌پردازیم. در فصل سوم پس از معرفی امواج مغناطوهیدرو دینامیکی و طبقه‌بندی آنها به بررسی مبسوط مقاله‌ی بنت و همکارانش [۴] در زمینه‌ی انتشار امواج ام. اچ. دی در یک لوله شار استوانه‌ای و در حضور میدان مغناطیسی پیچشی یکنواخت خواهیم پرداخت. پس از آن مقاله‌ی ارلی و کارتر [۱۲] را به‌طور مبسوط مورد بررسی قرار می‌دهیم. در فصل چهارم که قسمت اصلی این رساله را تشکیل می‌دهد، اثر میدان مغناطیسی پیچشی روی انتشار امواج ام. اچ. دی مورد بررسی قرار می‌گیرد. حل مسأله در حالت تراکم ناپذیری پلاسما، منجر به یک معادله دیفرانسیل مرتبه دوم برای فشار کل سیستم (فشار حرارتی + فشار مغناطیسی) می‌شود. بعد از اعمال شرایط مرزی، رابطه پاشندگی<sup>۵۲</sup> در حالت کلی به دست می‌آید و از روی آن وجوه نوسانی

Viscosity<sup>۴۶</sup>

Reynolds<sup>۴۷</sup>

Conductivity<sup>۴۸</sup>

Lundquist<sup>۴۹</sup>

Viscos Dissipation<sup>۵۰</sup>

Resistive Dissipation<sup>۵۱</sup>

Dispersion Relation<sup>۵۲</sup>

لوله طبقه‌بندی شده و به هریک از آنها، سه عدد موج نسبت داده می‌شود. پس از آن ساز و کار اتلاف مقاومتی و وشکسانی که از نظر ریاضی دارای شکل یکسان؛ ولی هر کدام به ترتیب با عکس اعداد لاندکویست و رینولدز متناسبند، روی مسأله اعمال می‌شود. آهنگ این اتلاف‌ها برای هریک از وجوه نوسانی به دست می‌آیند. پیرو آن به بررسی نتایج محاسبات عددی، بحث و نتیجه‌گیری و مقایسه‌ی نتایج به دست آمده با اطلاعات مشاهداتی خواهیم پرداخت.

## فصل دوم

# میدان‌های مغناطیسی

### ۱-۲ مقدمه

همه ما به نقش مهمی که میدان مغناطیسی در حفاظت از سیاره‌مان زمین، ایفا می‌کند، آگاهیم. همانطور که می‌دانیم قدرت میدان مغناطیسی زمین به ندرت به یک گاوس ( $B \lesssim 1 G$ ) می‌رسد، اما اثرات محافظتی آن در گیراندازی ذرات پرنرژی و خطرناک که به طرق گوناگون از جمله از طریق بادهای خورشیدی به زمین می‌رسند، و جلوگیری از ورود آنها به جو زمین، برهیچکس پوشیده نیست. وقتی میدان مغناطیسی زمین با این مقدار ناچیز چنین نقش مهمی در محافظت از حیات روی زمین ایفا می‌کند، با کشف میدان‌های مغناطیسی قوی با مقادیری حدود چندین هزار گاوس در لکه‌های خورشیدی بیش از پیش به اهمیت میدان مغناطیسی خورشید پی می‌بریم. از آنجایی که در بیشتر قسمت‌های خورشید از جمله داخل آن، رنگین سپهر<sup>۱</sup> و فام‌سپهر<sup>۲</sup> همواره

---

<sup>۱</sup> Chromosphere

<sup>۲</sup> Heliosphere

فشار حرارتی بر فشار مغناطیسی غلبه می‌کند، یعنی پارامتر  $\beta$  که به صورت نسبت فشار حرارتی به مغناطیسی تعریف می‌شود، برای این مناطق همیشه بزرگتر از یک است ( $\beta = p_{th}/p_m \gg 1$ )، تاج خورشید از این نظر که دارای  $\beta$  کوچک‌تر از یک ( $\beta \ll 1$ ) می‌باشد، تبدیل به منطقه ویژه‌ای شده که بررسی نقش میدان مغناطیسی در آن نسبت به دیگر نواحی خورشید از اهمیت بیشتری برخوردار است. در بخش آخرین فصل بیشتر به مفهوم پارامتر  $\beta$  خواهیم پرداخت. در این فصل به منظور ایجاد درک روشن‌تری از شکل میدان مغناطیسی به معرفی چند ساختار پیشنهاد شده برای آن در اتمسفر خورشید می‌پردازیم.

## ۲-۲ میدان‌های پتانسیلی

میدان نیروی  $\vec{F}(\vec{r})$ ، یک میدان پتانسیلی است، هرگاه در حالت کلی بتوان آن را به صورت گرادیان یک تابع اسکالر پتانسیلی  $\phi(\vec{r})$  تعریف کرد:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\phi(\vec{r}) \quad (2.1)$$

برای مثال می‌توان به میدان نیروی گرانشی  $\vec{F}_{grav}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\phi_{grav}(\vec{r})$  که در آن  $\phi_{grav}(\vec{r}) = GMm\vec{r}/r^2$ ، و یا میدان نیروی الکتریکی  $\vec{E}_{el}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\phi_{el}(\vec{r})$  که  $\phi_{el}(\vec{r}) = Qq\vec{r}/r^2$  اشاره کرد. به طریق مشابه می‌توانیم میدان پتانسیل مغناطیسی  $\vec{B}(\vec{r})$  با تابع پتانسیل اسکالر مغناطیسی  $\phi(\vec{r})$  را به صورت زیر تعریف کرد:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla}\phi(\vec{r}) \quad (2.2)$$

با توجه به صفر بودن دیورژانس میدان مغناطیسی طبق قوانین ماکسول،  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ ، میدان پتانسیل مغناطیسی در معادله لاپلاس نیز صدق می‌کند:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}\phi) = \nabla^2\phi = 0 \quad (2.3)$$

با جایگزینی پتانسیل مغناطیسی  $\vec{B} = \vec{\nabla}\phi$  در تقریب غیرنسبیتی چگالی جریان  $j$ ، خواهیم داشت:

$$\vec{j} = \frac{1}{4\pi}(\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \frac{1}{4\pi}(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\phi) = 0 \quad (2.4)$$