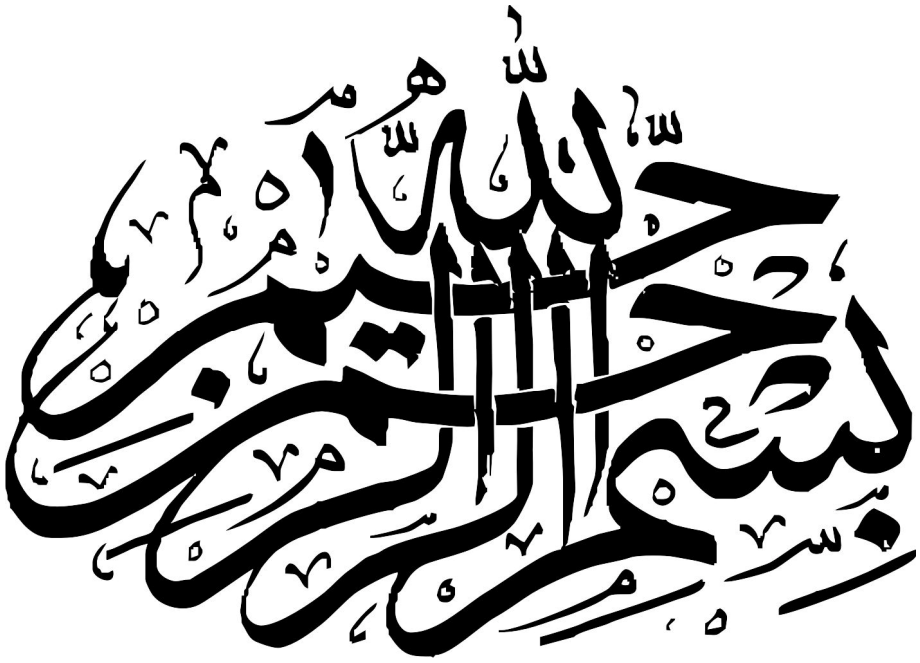
بسم الله الرحمن الرحيم

دانشکده علوم

گروه فیزیک

عنوان:

بررسی انتشار امواج در پلاسمای زوج

استاد راهنما:

دکتر ناصر سپهری جوان

استاد مشاور:

دکتر جعفر برهانیان

توسط:

عذرا تاجیک خاوه

دانشگاه محقق اردبیلی

زمستان ۱۳۹۰

دانشکده علوم
گروه فیزیک

بررسی انتشار امواج در پلاسمای زوج

پژوهشگر :

عذرا تاجیک خاوه

پایان‌نامه برای اخذ درجه کارشناسی ارشد
در رشته فیزیک بنیادی
از
دانشگاه محقق اردبیلی
اردبیل- ایران

ارزیابی و تصویب شده توسط کمیته پایان‌نامه با درجه: عالی

دکتر ناصر سپهری جوان (استاد راهنما و رئیس کمیته)	**استاد یار**
دکتر جعفر برهانیان (استاد مشاور)	**استادیار**
دکتر حسین محمدزاده (داور داخلی)	**استادیار**

زمستان ۱۳۹۰

تقدیم به

پدر بزرگوارم

و

مادر مهربانم

کوشیدند تا بیاسایم، رنج کشیدند تا بیارامم

سایه شان بر سرم همه مهر است و نثارم به پایشان همه سر

همسر عزیزم

که نور چشمانم شد تا زندگی را در کنار او با تمام سختی هایش زیباتر ببینم

خواهر و برادر دلسوزم

که به دستانم رفاقت، به چشمانم صداقت و به قلبم مهربانی آموختند.

تشکر و سپاس

الهی تو می دانی که عاجزم از شکر، تو به جای من شکر کن خود را، که شکر آن است و بس. در زیر این طاق بلند، آموختن و معرفت طلبی کیمیایی بود که در بهترین روزگار زندگانیم، بر من ارزانی شد و چنان است که نبض خاطرم همه لحظه به پاس شکر خواهد تپید و لطف بی دریغ و منتش را سپاس خواهم گفت.

بر خود لازم می دانم که از صمیم قلب، از سر اخلاص و بدون اغراق از زحمات بی دریغ، تلاش های بی وقفه و راهنمایی های ارزشمند استاد راهنمای بزرگوارم جناب آقای دکتر ناصر سپهری جوان که همواره با رویی گشاده و مناعت طبع در تمامی مراحل این پژوهش مرا راهنمایی کردند واز استادمشاور گرانقدرم آقای دکتر جعفر برهانیان که در این راه از هیچ مساعدتی دریغ نفرمودند، تشکر و قدردانی نمایم.

در نهایت آنچه نه وصف شدنی ست و نه انکار پذیر زحمات، حمایت ها و محبت های بی دریغ و خالصانه پدر و مادر بزرگوارم می باشد که از حضورشان رخصت می خواهم تا در کنارشان زانو بزنم و بگویم هر آنچه هست و هر آنچه دارم از وجودشان است.

از همسر مهربان، صبور و محبوبم که اشتیاق وی از آغاز تاکنون شیم راهم بود، خواهر و برادر عزیزم، که امید بخش زندگیم بودند، خانواده محترم همسرم که شمع وجودشان روشنی بخش راهم بود و تمامی عزیزانی که دوستشان دارم، همواره مایه دلگرمیم بودند و هرگز آفتاب مهرشان در خاطرم غروب نخواهد کرد نهایت سپاس و قدردانی را دارم و برایشان از خداوند منان بهترین ها را خواستارم.

نام خانوادگی: تاجیک خاوه **نام**: عذرا

عنوان پایان نامه: بررسی انتشار امواج در پلاسمای زوج

استاد راهنما: دکتر ناصر سپهری جوان

استاد مشاور: دکتر جعفر برهانیان

مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد **رشته**: فیزیک **گرایش**: بنیادی **دانشگاه**: محقق اردبیلی

دانشکده: علوم **تاریخ فارغ التحصیلی**: ۱۳۹۰/۱۱/۱۱ **تعداد صفحه**: ۸۶

کلید واژه‌ها: پلاسمای زوج، امواج خطی و غیر خطی، پاشندگی امواج

چکیده:

پلاسمای زوج از ذرات باردار با جرم‌های یکسان و بارهای مخالف مانند الکترون و پوزیترون تشکیل شده است و مطالعه آن در اخترفیزیک، ستاره‌های نوترونی، پالسارها، شراره‌های خورشیدی و در آزمایش‌های همجوشی هسته‌ای (جایی که از لیزرهای فوق‌العاده پر شدت استفاده می‌شود) دارای اهمیت زیادی می‌باشد. با توجه به جرم‌های مساوی ذرات بر خلاف پلاسماهای معمولی در اینجا نوسانات یون-های مثبت نیز می‌توانند در انتشار امواج نقش اساسی بازی کنند و سبب ایجاد تفاوت‌های اساسی در نحوه انتشار امواج شوند. در این پایان‌نامه به بررسی انتشار امواج الکترومغناطیسی و الکترواستاتیکی در پلاسمای سرد و گرم خواهیم پرداخت و اثر حضور زوج بر پاشندگی انواع مختلف امواج بررسی خواهد شد. انتشار امواج نسبیتی در پلاسمای زوج مغناطیده با استفاده از تئوری سیالی مورد مطالعه قرار گرفته و به عنوان یک کار جدید تأثیر باریکه اولیه بر پاشندگی پلاسمای زوج، مورد بررسی واقع شده است. نشان داده شده است، در صورتی که انرژی جنبشی باریکه اولیه خیلی بیشتر از انرژی جنبشی پلاسمای زوج ثانویه باشد، می‌توان از رابطه پاشندگی شش مد مستقل به صورت تحلیلی استخراج کرد. مسئله ناپایداری این امواج بررسی شده و در حالات حدی نرخ رشد حاصل شده است.

فهرست مطالب ..... صفحه

فصل اول دینامیک پلاسما ۱

۱-۱ پارامترهای توصیف کننده پلاسما ۲

۱-۲ مدل‌های توصیف کننده پلاسما ۴

۱-۲-۱ مدل جنبشی ۴

۱-۲-۲ مدل سیالی ۵

۱-۲-۳ نظریه دو سیالی پلاسما ۷

۱-۲-۴ نظریه تک سیالی پلاسما ۸

۱-۲-۴-۱ متغیرهای نظریه تک سیالی پلاسما ۸

۱-۲-۴-۲ معادلات نظریه تک سیالی پلاسما ۹

فصل دوم انتشار امواج در پلاسما ۱۰

مقدمه ۱۱

۲-۱ ثابت دی‌الکتریک یک پلاسمای خالی از میدان ۱۱

۲-۲ نوسانات پلاسما ۱۳

۲-۳ ثابت دی‌الکتریک یک پلاسمای مغناطیده سرد ۱۵

۲-۴ انتشار امواج هم‌راستا با میدان مغناطیسی در یک پلاسمای مغناطیده سرد ۱۸

۲-۴-۱ امواج فرکانس بالا ۱۸

۲-۴-۲ مد صفیری ۱۹

۲-۴-۳ فرکانس میانی امواج همراستا با میدان مغناطیسی ۲۰

۲-۴-۴ امواج فرکانس پایین ۲۱

۲-۵ انتشار امواج عمود بر میدان مغناطیسی در یک پلاسمای مغناطیده سرد ۲۳

۲-۵-۱ امواج فرکانس بالا ۲۳

فصل سوم انتشار امواج در پلاسمای زوج ۲۷

مقدمه ۲۹

۳-۱ امواج در پلاسمای زوج مغناطیده سرد ۲۹

۳-۲- معادله پاشندگی ۲۹
۳-۳ گاز الکترونی ۳۳
۳-۳-۱ انتشارامواج در راستای عمود بر میدان مغناطیسی ۳۳
۳-۳-۱-۱ رابطه پاشندگی در فرکانس بالا ۳۳
۳-۳-۱-۲ رابطه پاشندگی در فرکانس پایین ۳۴
۳-۳-۲ انتشارامواج در راستای میدان مغناطیسی ۴۰
۳-۳-۲-۱ امواج با فرکانس بالا ۴۰
۳-۳-۲-۲ امواج با فرکانس پایین ۴۰
۳-۳-۳ انتشار امواج در زاویه $\theta=\frac{\pi}{3}$ با میدان مغناطیسی ۴۳
۳-۴ پلاسمای زوج خالص ۴۵
۳-۴-۱ انتشارامواج در راستای عمود بر میدان مغناطیسی ۴۵
۳-۴-۲ انتشارامواج در راستای میدان مغناطیسی ۴۵
۳-۴-۳ انتشار امواج در زاویه $\theta=\frac{\pi}{3}$ با میدان مغناطیسی ۵۳
۳-۵- گاز الکترونی آمیخته با پوزیترون (پلاسمای زوج) ۵۳
۳-۵-۱- انتشارامواج در راستای عمود بر میدان میدان مغناطیسی ۵۱
۳-۵-۲ انتشارامواج در راستای میدان مغناطیسی ۵۳
۳-۵-۳ انتشار امواج در زاویه $\theta=\frac{\pi}{3}$ با میدان مغناطیسی ۵۳
فصل چهارم امواج نسبیتی وابسته به زمان دوسیالی در پلاسماهای زوج متحرک مغناطیده ۵۳
مقدمه ۵۳
۴-۱ ساختار پالسار ۵۳
۴-۲ تولید پلاسما ۵۹
۴-۳ امواج در پلاسما ۶۳
۴-۴ معادلات نسبیتی دو سیالی ۶۴
۴-۵ امواج نسبیتی ۶۶
۴-۵-۱ انتشار موازی ۷۰

۴-۵-۲ انتشار عمودی ۸۰
نتیجه‌گیری ۸۳
مراجع ۸۴

فهرست اشکال ..... صفحه

شکل ۲-۱ سیستم مختصات امواج الکترومغناطیسی منتشر شده در پلاسمای مغناطیده ۱۸

شکل ۲-۲ نمودار $\omega-K$ امواج الکترومغناطیسی منتشر شده در $\theta=0$ در پلاسمای مغناطیده همگن..... ۲۰

شکل ۲-۳ نمودار عدد موج برای موج صفیری (WHISTLER) ۲۱

شکل ۲-۴ نمودار ضریب شکست $\frac{K^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω برای پلاسمای پرچگال در $\theta=0$ ۲۳

شکل ۲-۵ نمودار فرکانس بر حسب عدد موج برای پلاسمای پرچگال در $\theta=0$ ۲۳

شکل ۲-۶ نمودار ضریب شکست $\frac{K^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω برای امواج منتشر شده در $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۲۵

شکل ۲-۷ نمودار فرکانس ω بر حسب عدد موج برای امواج منتشر شده در $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۲۶

شکل ۳-۱ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۳۷

شکل ۳-۲ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۳۷

شکل ۳-۳ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$. ۳۸

شکل ۳-۴ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۳۸

شکل ۳-۵ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۳۹

شکل ۳-۶ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۳۹

شکل ۳-۷ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ۴۲

شکل ۳-۸ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=0$ ۴۲

شکل ۳-۹ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ۴۳

شکل ۳-۱۰ نمودار ω/ω_p را بر حسب Kc/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=0$ ۴۳

شکل ۳-۱۱ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ۴۴

شکل ۳-۱۲ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ ۴۵

شکل ۳-۱۳ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ ۴۵

شکل ۳-۱۴ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای گاز الکترونی به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ ۴۶

شکل ۳-۱۵ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج خالص به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ .. ۴۷

شکل ۳-۱۶ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای پلاسمای زوج خالص به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$. ۴۸

شکل ۳-۱۷ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج خالص به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ... ۴۹

شکل ۳-۱۸ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای پلاسمای زوج خالص به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ .. ۴۹

شکل ۳-۱۹ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج خالص به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ .. ۵۰

شکل ۳-۲۰ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای پلاسمای زوج خالص به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$. ۵۰

شکل ۳-۲۱ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_pبرای پلاسمای زوج $(\zeta=0.8)$ به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ... ۵۱

شکل ۳-۲۲ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج $(\zeta=0.8)$ به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ .. ۵۱

شکل ۳-۲۳ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_pبرای پلاسمای زوج $(\zeta=0.8)$ به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$و $\theta=\frac{\pi}{2}$ .. ۵۲

شکل ۳-۲۴ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_pبرای پلاسمای زوج $(\zeta=0.8)$به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۵۲

شکل ۳-۲۵ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج $(\zeta=0.8)$به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۵۳

شکل ۳-۲۶ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج $(\zeta=0.8)$به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=\frac{\pi}{2}$ ۵۳

شکل ۳-۲۷ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ۵۴

شکل ۳-۲۸ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=0$. ۵۴

شکل ۳-۲۹ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ۵۵

شکل ۳-۳۰ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=5$ و $\theta=0$ ۵۵

شکل ۳-۳۱ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=0$ ۵۶

شکل ۳-۳۲ نمودار $\frac{k^2c^2}{\omega^2}$ بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ ۵۶

شکل ۳-۳۳ نمودار ω/ω_p بر حسب Kc/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ ۵۷

شکل ۳-۳۴ نمودار α بر حسب ω/ω_p برای پلاسمای زوج به ازای $\frac{\omega_c}{\omega_p}=0.5$ و $\theta=\frac{\pi}{3}$ ۵۷

شکل ۴-۱ ساختاری از پالسار ۶۱

شکل ۴-۲ نمایشی برای تولید پلاسما ۶۲

شکل ۴-۳ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای $\gamma_{p0}=1.3$، $\gamma_{b0}=2$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=3$ و $G_b=10$ ۷۰

شکل ۴-۴ منحنی نرخ رشد انتشار موازی برای $\gamma_{p0}=1.3$، $\gamma_{b0}=2$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=3$ و $G_b=10$ ۷۱

شکل ۴-۵ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای $\gamma_{p0}=1.3$، $\gamma_{b0}=2$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=3$ و $G_b=3$ ۷۲

شکل ۴-۶ منحنی نرخ رشد انتشار موازی برای $\gamma_{p0}=1.3$، $\gamma_{b0}=2$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=3$و $G_b=3$ ۷۲

شکل ۴-۷ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای $\gamma_{p0}=10$، $\gamma_{b0}=10^5$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=4.37$و $G_b=4.37$ ۷۳

شکل ۴-۸ منحنی نرخ رشد انتشار موازی برای $\gamma_{p0}=10$، $\gamma_{b0}=10^5$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=4.37$ و $G=4.37$. ۷۳

شکل ۴-۹ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای $\gamma_{0p}=1.3$، $\gamma_{b0}=2$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=4.37$ و $G_b=4.37$ ۷۶

شکل ۴-۱۰ منحنی نرخ رشد انتشار موازی برای، $\gamma_{0p}=1.3$، $\gamma_{b0}=2$، $d_p=1.5$، $d_b=1.8$، $G_p=4.37$ و $G_b=4.37$ ۷۷

شکل ۴-۱۱ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای $\gamma_{0p}=1.3$، $d_p=1.5$ و $G_p=1$ ۷۹

شکل ۴-۱۲ منحنی نرخ رشد انتشار موازی برای $\gamma_{0p}=1.3$، $d_p=1.5$ و $G_p=1$ ۷۹

شکل ۴-۱۳ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای $\gamma_{0p}=1.3$، $d_p=2$ و $G_p=4.37$ ۸۰

شکل ۴-۱۴ منحنی نرخ رشد انتشار موازی برای $\gamma_{0p}=1.3$، $d_p=2$ و $G_p=4.37$ ۸۰

شکل ۴-۱۵ منحنی پاشندگی انتشار موازی برای، $d_b=1$ و $G_b=1$ ۸۲

مقدمه

نیروی الکترومغناطیس معمولاً در تشکیل ساختارهای اتم‌ها، مولکول‌ها و جامدات کریستالی مشاهده می‌شود. قرارگیری در یک محیط به اندازه کافی داغ، اتم‌ها و مولکول‌ها را تجزیه می‌کند. در دمای نزدیک انرژی‌های یونیزاسیون اتمی، اتم‌ها به الکترون‌های باردار منفی و یون‌های باردار مثبت تجزیه می‌شوند. این ذرات باردار حقیقتاً آزاد نیستند بلکه به شدت تحت تأثیر نیروی الکترومغناطیسی ذره دیگر قرار دارند. اجتماع این بارها توانایی حرکت‌های جمعی بزرگ و پیچیده‌ای دارد. چنین اجتماعی پلاسما نامیده می‌شود.

می‌دانیم که برای ماده سه حالت جامد، مایع و گاز در نظر گرفته می‌شود. اما در مباحث علمی معمولاً یک حالت چهارم نیز برای ماده فرض می‌شود. بنابراین پلاسما اغلب به عنوان حالت چهارم ماده مطرح می‌شود که ممکن است تمام یا قسمتی از آن یونیده باشد. به این مفهوم که هر گاه گازی حرارت داده می‌شود به علت بالا رفتن انرژی جنبشی متوسط ذرات گاز و در نتیجه به علت بالا بودن میزان برخوردهای پر انرژی مقداری گاز یونیده شده و در محیط علاوه بر ذرات خنثی تولید یون‌های مثبت و الکترون می‌شود که به این محیط یونیده پلاسما می‌گویند. تعریف دیگری برای پلاسما چنین است: پلاسما گاز شبه خنثی‌ای است که از ذرات باردار مثبت و منفی تشکیل شده است و رفتار جمعی از خود نشان می‌دهد. رفتار جمعی بدان معنی است که در شکل‌گیری یک پدیده خاص، مانند انتشار یک موج تعداد زیادی از ذرات محیط نقش دارند [۱]. عبارت شبه پلاسما اولین بار توسط دو دانشمند روس به نام‌های روخادزه و سیلین در سال ۱۹۶۱ به کار گرفته شد. پلاسماهای غیر خنثی ممکن است شامل بارهایی فقط از یک علامت باشد.

یک نمونه بسیار طبیعی از پلاسما آتش است، بنابراین خورشید نمونه‌ای از پلاسمای داغ است. لایه‌های خارجی خورشید و ستاره‌ها معمولاً از ماده‌ای در یک حالت یونیده تشکیل شده و از این ناحیه‌ها بادهایی درمیان فضای بین ستاره‌ای با تابش درخشان می‌وزد[۲]. در پلاسمای ستارگان بالاخص در خورشید، هسته عناصر سبک به هم‌چسبیده، تولید هسته‌های سنگین‌تر می‌نمایند که به این عمل

همجوشی هسته‌ای می‌گویند. همجوشی هسته همراه با آزادسازی مقادیر زیادی انرژی صرف گرمایش پلاسما تا دماهای خیلی بالا می‌شود. در سال‌های اخیر دانشمندان کشورهای مختلف تلاش کردند تا در روی زمین شرایطی مشابه با محیط موجود در خورشید ایجاد نمایند تا از انرژی آزاد شده از همجوشی هسته‌ها استفاده نمایند، که به این عمل، همجوشی کنترل شده می‌گویند [۱].

اغلب گفته می‌شود که ٪۹۹ مواد موجود در طبیعت در حالت پلاسماست. در زندگی روزمره نیز با چند نمونه محدود از پلاسما مواجه می‌شویم: جرقه رعد و برق، تابش ملایم شفق قطبی، گازهای داخل یک لامپ فلورسنت یا لامپ نئون و یونیزاسیون و غیره. بنابراین می‌توان گفت که ما در یک در صدی از عالم زندگی می‌کنیم که در آن پلاسما به طور طبیعی یافت نمی‌شود.

در سال ۱۸۷۹ (میلادی) نیز فیزیکدان انگلیسی سر ویلیام کروکس، هنگام بررسی ویژگی‌های ماده در تخلیه الکتریکی، پیشنهاد کرد که این گازها حالت چهارم ماده هستند.

تابش سیکلوترونی الکترون‌های نزدیک به سطح ستاره نوترونی با میدان مغناطیسی $B \approx 10^{12}\ G$ می‌تواند سبب تابش خاموش مگنتارها[۱] (پالسارهای اشعه x ناهنجار[۲] ($AXPs$)و اشعه نرم گامای متواتر ($SGRs$)) شود [۳و۴و۵]. تابش پالسی توسط مکانیسم سینکروترون[۳] اطراف مغناطوسفر تولید می‌شود. تحولات ناگهانی در مقیاس زمانی کوتاه در ستاره نوترونی می‌تواند منجر به تولید شراره‌های[۴] تابش اشعه گاما با شدتی بیشتر از شدت اشعه x از مرتبه $2\gamma^2$ شود، که γ فاکتور لورنتس ذرات تابشی است [۶و۷و۸].

مسئله کارآیی تقویت امواج میکروویو[۵] یون-سیکلوترون توسط هشینو[۶] و ارونز[۷] در تقریب خطی تحلیل شده است[۹و۱۰]. یک پلاسمای الکترون-پوزیترون نسبیتی داغ نفوذ کرده در باریکه یون نسبیتی مورد بررسی قرار گرفته است. در جلوی موج ضربه مغناطوصوتی[۸]، یک موج الکترومغناطیسی تولید می‌شود، که به وسیله پوزیترون‌های پلاسما میرا می‌شود. که این امر به نوبه خود سبب گسیل سیکلوترونی از پوزیترون‌های پر انرژی در فرکانس‌های خیلی بیشتر از فرکانس‌های طبیعی پلاسما می‌شود [۱۱و۱۲].

---

1 - Magnetar
2 - Anomalous
3 - Synchrotron
4 - flares
5 - Maser
6 - Hoshino
7 - Arons
8 - Magnetosonic

پیشرفت‌های اخیر تولید زوج لیزری مربوط به آزمایشگاه ها و فیزیک نجومی بوده است. خیلی از پدیده‌های شامل پلاسمای الکترون-پوزیترون در آزمایشگاه‌ها بررسی شده است [۱۳].

در این پایان‌نامه پلاسمای پالساری که شامل دو بخش باریکه ابتدایی و پلاسمای ثانویه است مورد بررسی قرار گرفته است. پلاسمای زوج که در نواحی قطبی ستاره‌های نوترونی در حال چرخش تجمع می‌یابد توسط یک فرآیند آبشاری الکترومغناطیسی تولید می‌شود. القای میدان الکتریکی قوی سبب می-شود بارها از سطح ستاره جدا و در امتداد میدان مغناطیسی $\vec{B}$ شتاب گیرند، بنابراین یک باریکه خیلی نسبیتی تولید می‌شود. این ذرات در امتداد خطوط خمیده میدان مغناطیسی، فوتون‌های خمیده با انرژی بالا گسیل می‌کنند و در اثر برخورد با میدان مغناطیسی تولید زوج می‌کنند: $\gamma+\vec{B}\rightarrow e^{+}+e^{-}+\vec{B}$

در فصل اول این پایان نامه، دینامیک پلاسما، در فصل دوم انتشار امواج در پلاسما و درفصل سوم انتشار امواج در پلاسمای زوج در راستای عمود بر میدان مغناطیسی، در راستای میدان مغناطیسی و در یک زاویه با میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است و مدهای عادی و غیرعادی در فرکانس‌های بالا و پایین مشخص شده‌اند و همچنین دینامیک غیرخطی یک مد الکترومغناطیسی عادی در پلاسمای زوج بررسی شده است. در فصل چهارم انتشار امواج نسبیتی وابسته به زمان دو سیالی در پلاسمای زوج متحرک مغناطیده مورد مطالعه قرار گرفته است و تأثیر باریکه اولیه بر پاشندگی امواج در پلاسمای زوج بررسی شده است. در تقریبی که به واسطه انرژی بالای باریکه نسبت به پلاسمای زوج در نظر گرفته شده، شش مد حاصل می‌شود که ناپایداری امواج بررسی شده و نرخ رشد نیز حاصل شده است.

فصل اول

دینامیک پلاسما

۱-۱ پارامترهای توصیف کننده پلاسما

اولین کمیتی که برای توصیف یک پلاسما می‌توان به کار برد، چگالی یا دانسیته ذره نوع α است: n_α، که برای ذرات باردار از نوع یونی این اندیس با i، برای الکترون‌ها با e و برای ذرات خنثی با n نمایش داده می‌شود. کمیت مفید دیگر برای توصیف پلاسما نسبت دانسیته الکترونی به دانسیته ذرات خنثی است:

$$r = \frac{n_e}{n_n} \qquad (۱-۱)$$

با این عبارت می‌توان درجه یونیدگی پلاسما را مشخص کرد. بر این اساس برای پلاسمایی با: $r < 10^{-3}...10^{-2}$ پلاسمای کم یونیده و هنگامی که $r \to \infty$ پلاسما کاملا یونیده است و به عبارتی پلاسما فقط از ذرات باردار تشکیل شده است.

از کمیات دیگر می‌توان بار و جرم ذرات تشکیل دهنده پلاسما را نام برد. می‌دانیم که بار الکترون $|e| = 1.6\times10^{-19}C$ و یا $4.8\times10^{-10}esu$ و جرم آن $m_e = 0.91\times10^{-27}g$ می‌باشد، بنابراین بار یون $q_i = Ze$ (z درجه یونیزاسیون است) و جرم یون $m_i = A\times1.6\times10^{-24}g$ (A عدد اتمی است) است و نیز با توجه به این که جرم الکترون‌ها در مقایسه با یون‌ها خیلی کوچک است بنابراین در مورد ذرات خنثی می‌توان گفت که $m_n \approx m_i$. در حالت تعادل ذرات تشکیل دهنده پلاسما دارای حرکت نا منظم و اتفاقی حرارتی هستند. برای توصیف این حرکت در ترمودینامیک از کمیتی به نام دما استفاده می‌شود. برای هر مولفه پلاسما از عبارت T_α برای مشخص کردن دمای آن مولفه استفاده خواهد شد. در حالت کلاسیکی برای توصیف تعادل ترمودینامیکی می‌توان از تابع توزیع ماکسول استفاده کرد. اگر طول عمر پلاسما به اندازه‌ای باشد که در اثر برخوردهای متوالی، الکترون‌ها و یون‌ها به تعادل ترمودینامیکی برسند، آنگاه می‌توان صحبت از دمای واحد کرد ولی اغلب اتفاق می‌افتد که یون‌ها و الکترون‌ها، توزیع ماکسولی جداگانه‌ای با دماهای مختلف T_i و T_e دارند. این حالت با توجه به این که میزان برخورد بین خود یونها

یا خود الکترون‌ها از میزان برخوردهای بین یک یون و یک الکترون بیشتر است می‌تواند پیش بیاید. در حالتی که دمای یون‌ها و دمای الکترون‌ها با هم برابر باشد پلاسما را همدما (ایزوترمیک) می‌گویند. تابع توزیع ماکسولی سرعت‌ها برای ذره نوع α به شکل زیر است:

$$f(\vec{V}_\alpha) = n_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{2\pi K_B T_\alpha}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{{p_\alpha}^2}{2m_\alpha K_B T_\alpha}} \qquad (۲-۱)$$

که در اینجا K_B ثابت بولتزمن و مقدار عددی آن برابر است با: $K_B = 1.38\times10^{-23} J/K$ و $\vec{p}_\alpha$ اندازه حرکت کل ذره α:

$$\vec{P}_\alpha = m_\alpha \vec{V}_\alpha = m_\alpha (V_{\alpha x}\hat{i} + V_{\alpha y}\hat{j} + V_{\alpha z}\hat{k}) \qquad (۳-۱)$$

یکی از مشخصات اساسی پلاسما، که پلاسما را از گازهای معمولی متمایز می‌سازد، خصوصیت ایجاد حفاظ در مقابل پتانسیل‌های الکتریکی است. هر گاه در محدوده‌ای از پلاسما به علت حضور بار خالص پتانسیلی ایجاد شود، ذرات با بار مخالف در این ناحیه طوری آرایش می‌یابند که اثر این پتانسیل را خنثی کنند. بدیهی است که در یک پلاسمای سرد که هیچ‌گونه حرکت حرارتی وجود ندارد ذرات مخالفی که بارشان برابر با بار موضعی خارجی ایجاد شده است می‌توانند در ناحیه نازکی از فضا اثر حفاظ‌سازی را انجام داده و پتانسیل خارجی را سریعاً خنثی نمایند ولی به علت وجود حرکت حرارتی در ذرات پلاسما همواره جایی که انرژی ذرات با انرژی الکتروستاتیک ایجاد شده برابر است، ذرات می‌توانند از چاه پتانسیل فرار کنند. بنابراین گستردگی ابر حفاظ تا ناحیه‌ای از فضا خواهد بود که در آن انرژی جنبشی $K_B T$ ذرات برابر با انرژی پتانسیل الکتروستاتیک در آن نقطه باشد. پارامتری تحت عنوان طول دبای تعریف می‌شود که اندازه‌ای از فاصله حفاظ‌سازی را می‌دهد و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\lambda_{De} = \left(\frac{K_B T_e}{4\pi n_0 e^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۴-۱)$$

که در رابطه بالا n چگالی یون‌ها در فواصل دور می‌باشد. همان طور که از رابطه بالا مشاهده می‌شود، هر چقدر چگالی افزایش یابد λ_D کاهش پیدا می‌کند، زیرا هر لایه از پلاسما، تعداد الکترون‌های بیشتری را شامل است، به علاوه λ_D با افزایش $K_B T_e$ افزایش می‌یابد. علت این که در رابطه بالا از

دمای الکترون استفاده شده، این است که چون عموماً الکترون‌ها تحرک بیشتری نسبت به یون‌ها دارند، با حرکت خود و با تولید اضافه و یا نقصان بار منفی عمل حفاظ‌سازی را انجام می‌دهند، فقط در شرایط خاصی این امر صادق نمی‌باشد. حال می‌توانیم مفهوم شبه خنثی‌ای را بهتر توصیف کرد. اگر ابعاد L یک دستگاه، خیلی بزرگتر از λ_D باشد، در این صورت در هر جایی که تمرکز موضعی از بار به وجود آید یا پتانسیل خارجی به دستگاه اعمال شود، در مقابلشان حفاظی در یک فاصله کوتاه در مقایسه با L ایجاد می‌شود و این امر سبب می‌شود که قسمت عمده پلاسما از پتانسیل‌ها یا میدان‌های الکتریکی قوی، آزاد نگه داشته شود. پلاسما شبه خنثی است، یعنی آن اندازه خنثی است که بتوانیم $n_i \approx n_e \approx n$ را در نظر بگیریم، نه آن قدر خنثی که تمام نیروهای الکترومغناطیسی مورد توجه، حذف شوند، n چگالی مشترک است که چگالی پلاسما خوانده می‌شود.

۱-۲ مدل‌های توصیف کننده پلاسما

برای توصیف پلاسما لازم است تا جریان‌ها و چگالی‌های ناشی از وجود ذرات پلاسما نیز در معادلات ماکسول لحاظ شود و از طرف دیگر تاثیر نیروهای ناشی از میدان‌های القایی بر ذرات نیز باید در نظر گرفته شود ولی در پلاسماهایی با تعداد ذرات بالا در نظر گرفتن میدان‌ها و نیروهای آن‌ها کار مشکلی است. تقریب‌هایی وجود دارد که با استفاده از آن‌ها می‌توانیم با معادلاتی ساده به توصیف پلاسما بپردازیم.

در کل دو دیدگاه برای بررسی خواص پلاسما وجود دارد: ۱- مدل جنبشی ۲- مدل سیالی

۱-۲-۱ مدل جنبشی

در روش توصیف جنبشی از مکانیک آماری استفاده می‌شود، بدین مفهوم که برای هر نقطه از محیط یک تابع توزیع نسبت داده می‌شود و با استفاده از این تابع توزیع کمیات ماکروسکوپیک دیگر مانند چگالی، فشار، دما و سرعت تعریف می‌شود. روش جنبشی روشی دقیق‌تر از روش سیالی است ولی از ریاضیات پیچیده‌تری برخوردار است. معادلات مناسب برای مطالعه پلاسما در این روش به صورت زیر است:

$$\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t}+\vec{V}.\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial \vec{x}}+\frac{q_\alpha}{m_\alpha}(\vec{E}+\frac{1}{c}\vec{V}\times\vec{B}).\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial \vec{V}}=\left.\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t}\right|_C \qquad (۵-۱)$$

که در رابطه بالا $f_\alpha^{(1)}$ تابع توزیع ذره‌ای و $\left.\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t}\right|_C$ جمله‌ای است که اثرات برخوردی در آن لحاظ شده و $\vec{E}$ و $\vec{B}$ مجموع میدان‌های داخلی و خارجی متوسط می‌باشند که معادلات ماکسول را ارضا می‌کنند. اگر $\left.\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t}\right|_C$ را برابر صفر قرار دهیم، به عبارت دیگر اگر برخوردهای جفتی نادیده گرفته شود، معادله (۱-۵) معادله جنبشی پلاسما و یا معادله ولاسو[1] یا معادله بدون برخورد بولتزمن حاصل می‌شود.

۱-۲-۲ مدل سیالی

در این مدل، پلاسما مانند یک محیط پیوسته سیالی در نظر گرفته می‌شود که علاوه بر نیروهای سیالی معمولی مانند فشار، نیروهای الکترومغناطیسی نیز به سبب وجود ذرات باردار بر این سیال اثر می‌گذارند. در این روش به هر المان از فضا یک سرعت متوسط سیالی نسبت داده می‌شود که این سرعت، میانگین سرعت تک تک ذرات در المان ماکروسکوپیک است. روش سیالی در خیلی از موارد از جمله در توصیف انتشار امواج در پلاسما و نیز مسئله ناپایداری‌ها می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد ولی پدیده‌هایی مثل میرایی بدون برخورد لاندائو[2] و یا ناپایداری‌های سرعت–فضا[3] را نمی‌توان با این مدل پیشگویی کرد.

با انتگرال‌گیری از معادله (۱-۵) معادله پیوستگی زیرحاصل می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t}n_\alpha(\vec{x},t)+\vec{\nabla}.(n_\alpha(\vec{x},t))\ \vec{V}_\alpha(\vec{x},t)=0 \qquad (۶-۱)$$

معادله پیوستگی بیان‌گر قانون بقای تعداد ذرات است. در طرف راست این معادله عباراتی که متناظر با چشمه‌های خارجی تولید ذرات، یونیزاسیون و یا ترکیب مجدد هستند، می‌توانند قرار بگیرند. با ضرب کردن معادله پیوستگی در جرم ذره نوع α (m_α)، به معادله بقای جرم زیر می‌رسیم:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{m_\alpha})+\vec{\nabla}.(\rho_{m_\alpha}\vec{V}_\alpha)=0 \qquad (۷-۱)$$

1 - Vlasov
2 - Landau collisionless damping
3 - Space-Velocity Instability