

۱۳۰۰۷۷



دانشگاه بیرجند
دانشکده علوم-گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک اتمی و مولکولی (پلاسما)

عنوان پایان نامه:

اثرات غیرخطی ایجاد شده به وسیله امواج الکترومغناطیس قوی در
پلاسمای الکترون-پوزیترون - یونی مغناطیده

استاد راهنما:

دکتر سید محمد خراشادی زاده

نگارنده:

حسین زین الدینی میمند

۱۳۸۸/۱۰/۲۷

مرداد ماه ۱۳۸۸

۱۳۰۰۷۷

صورتحجلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد

فرم شماره ۱۰

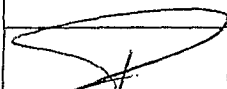
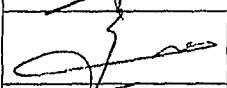

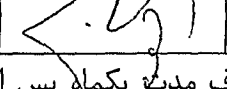
با تاییدات خداوند متعال جلسه دفاع از پایان نامه تحصیلی کارشناسی ارشد آقای حسین زین الدینی میمند

به شماره دانشجویی: ۸۵۱۳۱۰۴۰۶۰ رشته: فیزیک گرایش: اتمی و مولکولی دانشکده: علوم

تحت عنوان: «اثرات غیرخطی ایجاد شده به وسیله امواج الکترو مغناطیس قوی در پلاسماهای الکترون-پوزیترون-یونی مغناطیده»

به ارزش: ۶ واحد در ساعت: ۱۰ روز: چهارشنبه مورخ: ۸۸/۵/۱۴

با حضور اعضای محترم جلسه دفاع و نماینده تحصیلات تکمیلی به شرح ذیل تشکیل گردید:

امضاء	رتبه علمی	نام و نام خانوادگی	سمت
	استادیار	آقای دکتر سید محمد خراشادیزاده	استاد راهنما
	استادیار	آقای دکتر علیرضا نیکنام	داور اول
	استادیار	آقای دکتر عباس عابدی	داور دوم
	استادیار	آقای دکتر محمد مهدی فیروزآبادی	نماینده تحصیلات تکمیلی

نتیجه ارزیابی دفاع که منوط به ارائه اصلاحات پیشنهادی توسط هیئت داوران حداکثر ظرف مدت یکماه پس از تاریخ دفاع می باشد، به شرح زیر مورد تایید قرار گرفت:

قبول (با درجه: عالی و امتیاز: ۱۹,۵) دفاع مجدد غیرقابل قبول

۱- عالی (۱۹-۲۰) ۲- بسیار خوب (۱۸-۱۸/۹۹) ۳- خوب (۱۷/۹۹-۱۶) ۴- قابل قبول (۱۵/۹۹-۱۴)

(بدیهی است عواقب آموزشی ناشی از عدم ارائه به موقع اصلاحات مزبور به عهده دانشجو می باشد)

کلیه حقوق و مزایا اعم از چاپ، تکثیر، نسخه برداری، اقتباس و ... از پایان نامه‌ی کارشناسی

ارشد برای دانشگاه بیرجند محفوظ است، نقل مطالب با ذکر مأخذ بلامانع است.

تقدیم به :

ساحت رفیع پدر

حریم عظیم همراهِ

و همراه‌های زندگیم، شریک رنج‌ها و درد‌ها،

که ایستاده است چو شمع، هم‌سرم

و نورهای دیدگانم که دیده‌ی امیدم به سوی آن‌هاست و روشنایی فردایم از آنان

علیرضا، افشین و فرزین

سپاس:

از سروران و آموزگاران اندیشیدن:

استاد ارجمند جناب آقای دکتر سید محمد خراشادی زاده راهنمای صبور این تحقیق به خاطر مهدی ها و راهنمایی های خردمندانه شان.
و از استادان ارجمند جناب آقایان دکتر علیرضا نیکنام و دکتر عباس جلدی که داور این تحقیق را بر عهده داشتند و دکتر
محمد مهدی فیروزآبادی ناینده محترم تحصیلات تکمیلی و دکتر کاظم نفیسی، دکتر هادی عربی، دکتر رضا پشوش، دکتر محمد بهدانی،
و سرکار خانم دکتر فاطمه ابراهیمی به خاطر روشنائی کلامشان، و سرکار خانم نخعی به خاطر تمامی الطافشان، سپاس گزارم.

و تقدیر و سپاس:

از پدر، همسر و زنده یاد مرحومه مادر، همسرم به خاطر لطفی که در حق اینجانب داشتند،

از خواهر و برادرانم و خواهران و برادران، همسرم که همراهم خوبی برای من بودند

از همکلاسی خوبم سرکار خانم نوربخش،

و از تمامی دوستان خوبم، بخصوص، آقایان، طهاسب شراد، اسدی، همدور، ابراهیمی، درویشی، نیردان پناه، لقمان نیا،

امراهی، دانش، غلامحسین پور، کاردانی، شیرزاد، افتخاری، امام، زین الدینی، سهرابی نیا، فغانی، شاهر جیبیان،

و تمامی کسانی که در انجام این پایان نامه مرا یاری رسانند

خداوند دوست را سپاس گزارم که حسن بهرامی این جوان را نصیبم فرمود،

امید که در پناه لطف خویش تندرست و سعادتمندشان بدارد. (آمین)

چکیده:

در این پایان نامه با به دست آوردن مجموعه‌ای از معادلات غیرخطی، اثر میدان مغناطیسی خارجی در برهم‌کنش‌های غیرخطی بین امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی شدید با امواج شبه صوتی و امواج لانگمور در پلاسمای الکترون-پوزیترون-یونی مغناطیده مورد بررسی قرار گرفته است. با تجزیه و تحلیل معادلات به دست آمده، ناپایداری مدولاسیون و امواج سالیوتونی ایجاد شده در این برهم‌کنش‌ها بررسی شده‌اند. این بررسی نشان می‌دهد که در میدان مغناطیسی خارجی، مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی شدید در برهم‌کنش با امواج شبه صوتی در حالت مغناطیده ضعیف ($\gamma\omega_0 \gg \Omega_e$) ناپایدار است و با زمان رشد می‌کند و در این حالت امواج سالیوتونی روشن تشکیل می‌شود و در حالت مغناطیده شدید ($\gamma\omega_0 \ll \Omega_e$) مدولاسیون پایدار است و امواج سالیوتونی تاریک تشکیل می‌شود. همچنین مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در برهم‌کنش با امواج لانگمور در حالت مغناطیده ضعیف ($\gamma\omega_0 \gg \Omega_e$) پایدار است و در این حالت امواج سالیوتونی تاریک تشکیل می‌شود و در حالت مغناطیده شدید ($\gamma\omega_0 \ll \Omega_e$) امواج سالیوتونی روشن تشکیل می‌شود و مدولاسیون میرا می‌شود. از مقایسه دامنه و پهنای امواج سالیوتونی در دو حالت فوق نتیجه می‌شود که انرژی سالیوتون‌ها در پلاسمای مغناطیده کمتر از انرژی آن‌ها در پلاسمای غیرمغناطیده است.

واژگان کلیدی: امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی، امواج شبه صوتی، امواج لانگمور، مدولاسیون، ناپایداری، پایداری، امواج سالیوتونی،

فهرست مطالب:

مقدمه ۱

فصل اول: مبانی عمومی امواج پلاسمایی با دامنه محدود

۴ ۱-۱) مقدمه
۴ ۲-۱) تعاریف و پارامترهای پلاسما
۴ ۱-۲-۱) طول دبابی
۴ ۲-۲-۱) پارامتر اساسی پلاسما
۵ ۳-۲-۱) معیارهای پلاسما
۶ ۴-۲-۱) فرکانس پلاسمایی
۶ ۵-۲-۱) پلاسمای مغناطیده
۶ ۳-۱) چگالی اختلالی ذرات پلاسما تحت اثر امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی
۸ ۴-۱) مدل‌های بررسی رفتار پلاسما
۸ ۱-۴-۱) مدل جنبشی
۹ ۲-۴-۱) مدل سیالی
۱۱ ۵-۱) معادله پاشندگی عمومی امواج الکترومغناطیس در محیط پلاسما
۱۲ ۶-۱) روش‌های بررسی انتشار امواج الکترومغناطیس در محیط‌های پلاسما
۱۲ ۱-۶-۱) تقریب خطی
۱۲ ۲-۶-۱) تقریب شبه خطی
۱۳ ۷-۱) تعاریف خاص در بررسی اثرات غیرخطی
۱۳ ۱-۷-۱) نیروی پاندرماتیو
۱۵ ۲-۷-۱) سوق پلاریزاسیون
۱۶ ۳-۷-۱) حرکت ذره بر حسب انرژی‌های نسبی
۱۶ ۴-۷-۱) سالیتون‌ها
۱۸ ۵-۷-۱) پدیده مدولاسیون امواج
۱۹ ۶-۷-۱) ناپایداری مدولاسیون
۱۹ ۷-۷-۱) معادله غیرخطی شرودینگر

فصل دوم: انتشار خطی امواج در پلاسمای غیرمغناطیده و پلاسمای مغناطیده

الکترون - پوزیترون - یون

۲۵.....(۱-۲)مقدمه

۲-۲)بخش اول

۲۵.....(۱-۲-۲)انتشار امواج در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون

۲۵.....(۲-۲-۲)امواج لانگمور

۲۷.....(۳-۲-۲)امواج یونی- صوتی

۲۹.....(۴-۲-۲)امواج الکترومغناطیس فرکانس بالا

۳-۲- بخش دوم

۳۱.....(۱-۳-۲)انتشار امواج فرکانس بالا در پلاسمای سرد مغناطیده

۳۰.....(۲-۳-۲)انتشار امواج الکترومغناطیس فرکانس بالا در جهت عمود بر میدان مغناطیسی

۳۵.....(۳-۳-۲)انتشار امواج الکترومغناطیس فرکانس بالا موازی با میدان مغناطیسی

۳۸.....(۴-۳-۲)انتشار امواج فرکانس پایین در پلاسمای مغناطیده

۳۸.....(الف)تانسور دی الکتریک

۴۰.....(ب)رابطه پاشندگی پلاسمای سرد

۴۲.....(ج)امواج آلفن

۴۳.....(د)امواج مغناطیسی صوتی سریع

فصل سوم: انتشار غیر خطی امواج در پلاسمای غیرمغناطیده

الکترون - پوزیترون - یون

۴۶.....(۱-۳)مقدمه

۴۶.....(۲-۳)امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون

۴۸.....(۳-۳)امواج شبه صوتی در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون

۴۹.....(۴-۳)امواج لانگمور در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون

۵-۳)مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در پلاسمای

غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....۵۰

۶-۳)ناپایداری مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در برهم کنش

- ۵۱..... با امواج شبه صوتی در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۷-۳) ناپایداری مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در برهم کنش
- ۵۲..... با امواج لانگمور در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۸-۳) امواج سالیونی حاصل از برهمکنش امواج الکترومغناطیسی قطبیده
- ۵۳..... دایروی با امواج شبه صوتی در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۹-۳) امواج سالیونی حاصل از برهمکنش امواج الکترومغناطیسی قطبیده
- ۵۴..... دایروی با امواج لانگمور در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....

فصل چهارم: بررسی انتشار غیرخطی امواج در پلاسمای مغناطیده

الکترون- پوزیترون- یون

- ۵۴..... ۱-۴) مقدمه.....
- ۵۶..... ۲-۴) امواج الکترومغناطیس پلاریزه قطبیده در پلاسمای الکترون- پوزیترون- یون مغناطیده.....
- ۵۹..... ۳-۴) امواج شبه صوتی در پلاسمای مغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۶۰..... ۴-۴) امواج لانگمور در پلاسمای مغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۵-۴) مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در پلاسمای مغناطیده
- ۶۱..... الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۶-۴) ناپایداری مدولاسیون در برهم کنش امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی
- ۶۳..... با امواج شبه صوتی در پلاسمای مغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۷-۴) ناپایداری مدولاسیون امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی در برهم کنش
- ۶۵..... با امواج لانگمور در پلاسمای مغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۸-۴) امواج سالیونی حاصل از برهمکنش امواج الکترومغناطیسی قطبیده
- ۶۶..... دایروی با امواج شبه صوتی در پلاسمای مغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....
- ۹-۴) امواج سالیونی حاصل از برهمکنش امواج الکترومغناطیسی قطبیده
- ۶۸..... دایروی با امواج لانگمور در پلاسمای مغناطیده الکترون- پوزیترون- یون.....

۷۲..... بحث و نتیجه گیری

۷۷..... مراجع

۷۹..... پیوست

- شکل (۱.۱) : نمودار حرکت سینوسی ذره باردار در میدان الکتریکی فرکانس بالا ۱۳
- شکل (۱.۲) : نمودار حرکت ذره باردار در میدان الکتریکی فرکانس بالا
- که در X^- ضعیفتر و در X^+ قویتر است ۱۴
- شکل (۱.۳) : نمودار اثر جمله غیر خطی در معادله (۱.۵۱) ۱۸
- شکل (۱.۴) : نمودار موج سالیتون ۱۸
- شکل (۱.۵) : نمودار میدان الکتریکی و چگالی و میدان مغناطیسی
- سالیتون روشن در $t = 0$ ۲۱
- شکل (۱.۶) : نمودار میدان الکتریکی و چگالی و میدان مغناطیسی
- سالیتون تاریک در $t = 0$ ۲۲
- شکل (۱.۷) : نمودار کاهش چگالی القا شده در اثر افزایش میدان ۲۳
- شکل (۱.۸) : نمودار مدولاسیون موج در اثر نیروی پاندرماتیو ۲۳
- شکل (۲.۱) : نمودار پاشندگی امواج الکتروستاتیک فرکانس بالای لانگمور
- در پلاسمای غیر مغناطیده ۲۷
- شکل (۲.۲) : نمودار پاشندگی امواج یونی - صوتی در پلاسمای غیر مغناطیده ۲۹
- شکل (۲.۳) : نمودار پاشندگی امواج فرکانس بالا در پلاسمای غیر مغناطیده ۳۱
- شکل (۲.۴) : نمودار پاشندگی امواج الکترومغناطیس غیر عادی که در جهت
- عمود بر میدان مغناطیسی منتشر می شوند ۳۴
- شکل (۲.۵) : نمودار پاشندگی امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی چپگرد
- که در جهت موازی میدان منتشر می شوند ۳۶
- شکل (۲.۶) : نمودار پاشندگی امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی راستگرد
- که در جهت موازی با میدان مغناطیسی منتشر می شوند ۳۷
- شکل (۲.۷) : نمودار پاشندگی امواج آلفن راستگرد ۴۲
- شکل (۲.۸) : نمودار پاشندگی امواج آلفن چپگرد ۴۳

- شکل (۴.۱): نمودار سالیتون حاصل از برهم کنش امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی با
امواج شبه صوتی و امواج لانگمور برای ($k_s = 2$, $\lambda = 0.05$) ۷۴
- شکل (۴.۲): نمودار سالیتون حاصل از برهم کنش امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی با
امواج شبه صوتی و امواج لانگمور برای ($k_s = 2$, $\lambda = 0.2$) ۷۴
- شکل (۴.۳): نمودار سالیتون حاصل از برهم کنش امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی با
امواج شبه صوتی و امواج لانگمور برای ($k_s = 0.5$, $\lambda = 0.05$) ۷۵
- شکل (۴.۴): نمودار سالیتون حاصل از برهم کنش امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی با
امواج شبه صوتی و امواج لانگمور برای ($k_s = 0.5$, $\lambda = 0.02$) ۷۵

پلاسماهای الکترون- پوزیترونی به طور گسترده در مطالعات نجومی مورد بررسی قرار می‌گیرند و اعتقاد بر این است که پلاسماهای الکترون- پوزیترونی مولد تابش‌های شدید الکترومغناطیسی در مگنتوسفر پالسرها^[۱] و هسته‌های مرکزی کهکشان‌ها^[۲] هستند. آزمایش‌ها نشان داده است که امکان ایجاد پلاسمای الکترون- پوزیترونی در آزمایشگاه‌ها و دستگاه‌های همجوشی وجود دارد^[۳].

در غیاب ابعاد طولی و زمانی مشخص، انتشار امواج الکترومغناطیسی در پلاسمای الکترون- پوزیترونی نسبت به پلاسماهای الکترون- یونی از ویژگی‌های بهتری برخوردار است. یکی از مکانیسم‌های غیرخطی ناشناخته در پلاسماهای الکترون- پوزیترونی، مدولاسیون دامنه امواج الکترومغناطیسی است. عامل این مکانیسم که بر انتشار امواج غیرخطی در محیط‌های پاشنده حاکم است، خود بر هم‌کنشی موج حامل و یا برهم‌کنش پارامتریکی موج است و به پدیده‌هایی مانند انرژی نوسانات موضعی و ناپایداری مدولاسیون و پوش‌های موضعی بستگی دارد^[۴].

تا کنون بسیاری از محققان^[۵-۶] انتشار غیرخطی امواج الکترومغناطیس شدید در پلاسمای الکترون- پوزیترون- یونی را در آزمایشگاه‌ها^[۷-۸] و شهاب‌های مولد پرتو گاما^[۹] و تشعشعات خورشیدی^[۱۰] مطالعه کرده‌اند. ریزاتو^۲ به طور تحلیلی امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی (CPEM) را در پلاسمای سرد شامل الکترون‌ها و پوزیترون‌ها با یون‌های ساکن بررسی کرده است^[۵]. او و دیگران نتیجه گرفتند که این پلاسمای سه مؤلفه‌ای که در شتاب دادن ذرات به کار برده می‌شود، امواج الکترومغناطیسی را می‌تواند تقویت کند^[۱۱].

برژیانی^۳ و ماهاجان^۴ وجود شبه سالیتون‌های^۵ الکترومغناطیسی با دامنه بزرگ در پلاسمای الکترون- پوزیترون- یونی را کشف کردند^[۱۲]. شوکلا^۶ و یاراناش^[۱۳] برهم‌کنش‌های غیرخطی بین امواج الکترومغناطیس شدید و امواج شبه صوتی را که به وسیله نیروی پاندرماتیو^۷ امواج الکترومغناطیس ایجاد می‌شوند، در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون- پوزیترون- یونی الکترون- پوزیترون- یون در دمای غیر

¹ - Pulsar

² - Rizzato

³ - Berezhiani

⁴ - Mahajan

⁵ - Soliton

⁶ - Shukla

⁷ - Ponderomotive

نسبیتی بررسی کرده‌اند. آنها وجود ناپایداری مدولاسیون و سالیون‌های مربوط به امواج الکترومغناطیسی با دامنه بزرگ شامل تغییر نسبیتی جرم الکترون‌ها و پوزیترون‌ها را گزارش داده‌اند.

در این تحقیق برهم‌کنش غیرخطی امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی شدید با امواج شبه صوتی و امواج لانگمور در پلاسمای الکترون-پوزیترون-یونی الکترون-پوزیترون-یون مغناطیده مورد بررسی قرار گرفته است. این بررسی مشتمل بر چهار فصل است که در فصل اول تعاریف اولیه مورد نیاز آورده شده است و در فصل دوم انتشار خطی امواج الکترومغناطیسی و الکتروستاتیکی در پلاسمای سرد غیرمغناطیده و پلاسمای سرد مغناطیده شرح داده شده است. در فصل سوم اثرات غیرخطی ایجاد شده در برهم‌کنش امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی شدید با امواج الکتروستاتیکی شبه صوتی و لانگمور در پلاسمای غیرمغناطیده الکترون-پوزیترون-یون بررسی شده است و در فصل چهارم از پدیده‌های غیرخطی ایجاد شده در برهم‌کنش غیرخطی امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی شدید با امواج شبه صوتی و امواج لانگمور در پلاسمای الکترون-پوزیترون-یون مغناطیده، ناپایداری مدولاسیون در این برهم‌کنش و سالیون‌های تشکیل شده بررسی شده است و نتایج به دست آمده در این بررسی با نتایج فصل سوم در حالت پلاسمای غیرمغناطیده مقایسه شده است.

فصل اول

مبانی عمومی امواج پلاسمایی با دامنه محدود

(۱-۱) مقدمه:

پلازما محیطی شبه خنثی از الکترون‌ها و یون‌های آزاد و اتم‌ها یا مولکول‌ها است که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهند. در چنین سیستمی که شامل تعداد زیادی نوسانگر جفت شده و تعداد زیادی درجه آزادی است، نوسانات زیادی می‌تواند وجود داشته باشد و اختلالات شبه موجی می‌توانند در آن منتشر شوند. در سالهای اخیر تئوری انتشار امواج الکترومغناطیس در محیط پلازما بطور قابل ملاحظه‌ای مورد توجه قرار گرفته است. در مقیاس بزرگ این توجه با کاربرد مسائل جاری در ارتباطات رادیویی، اخترشناسی رادیویی و کنترل همجوشی‌های گرما هسته‌ای بیشتر تحریک شده است^[۱۴]. بنابراین در این فصل روشهای بررسی انتشار امواج الکترومغناطیس در پلازما را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

(۲-۱) تعاریف و پارامترهای پلازما:

(۱-۲-۱) طول دبای:

طول دبای^۱ شعاعی است که تحت آن حامل‌های بار متحرک، پتانسیل‌های الکتریکی خارجی را پوشش می‌دهند و از پلازما جدا می‌کنند، به طوریکه جدایی بارها در فاصله بیشتر از آن نمی‌تواند وجود داشته باشد.

با استفاده از تابع توزیع بولتزمن^۲ و معادله پواسون^۳ طول دبای از رابطه زیر به دست می‌آید^[۱۵].

$$\lambda_{\alpha} = \left(\frac{T_{\alpha}}{4\pi n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1)$$

در این معادله α معرف نوع ذره و T_{α} دمای ذره و n_0 چگالی ذره و e بار الکترون است. اگر ابعاد گاز یونیزه (L) از λ_{α} کوچکتر باشد گاز خصوصیات یک پلازما را هیچوقت از خود نشان نخواهد داد بنابراین این باید $L \gg \lambda_{\alpha}$ باشد.

(۲-۲-۱) پارامتر اساسی پلازما:

یک پلاسمای یونیزه شامل تعداد الکترون‌ها و یون‌های برابر را در نظر می‌گیریم. اساساً لازم

¹ - Debye
² - Boltzmann
³ - Poisson

نیست که سیستم در تعادل حرارتی باشد، با این حال از معادله $E_{\alpha} = \frac{3}{2} n_{\alpha} k T_{\alpha}$ می‌توانیم رابطه $T_{\alpha} \equiv \frac{1}{3} m_{\alpha} \langle v_{\alpha}^2 \rangle$ را بنویسیم. این نشان می‌دهد که دمای جنبشی بر حسب واحد انرژی (یعنی ژول) اندازه گرفته می‌شود. در اینجا v سرعت ذره و مقدار داخل براکت متوسط جمعی را نشان می‌دهد و دمای جنبشی ذره‌های نوع α اساساً متوسط انرژی جنبشی این ذرات است. در حالت شبه خنثایی باید $n_e \approx n_i \equiv n$ باشد که چگالی ذرات نوع α است. اگر فرض کنیم الکترون‌ها و یون‌ها دارای دمای یکسان T باشند (همیشه این حالت برقرار نیست)، سرعت ذرات نوعی که سرعت گرمایی نامیده می‌شود با $v_{T\alpha} \equiv \sqrt{\frac{2T}{m_{\alpha}}}$ برابر است و چون $v_{Te} \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} v_{Ti}$ است بنابراین این سرعت گرمایی یون‌ها از سرعت گرمایی الکترون‌ها خیلی کوچکتر است (T و n در پلاسما معمولاً تابعی از مکان هستند). اگر چگالی یک نوع ذره در یک پلاسما n_0 باشد فاصله یک ذره تا ذره مجاور تقریباً $\frac{1}{3} n_0$ است و متوسط انرژی پتانسیل یک ذره از ذره مجاور تقریباً $\frac{e^2}{r}$ است که $\frac{e^2}{r} \approx n_0 \frac{1}{3} e^2$ می‌باشد و طبق تعریف باید:

$$n_0 \frac{1}{3} e^2 \ll T_{\alpha} \Rightarrow n_0 \frac{2}{3} \left(\frac{T_{\alpha}}{n_0 e^2} \right) \gg 1 \Rightarrow \Lambda_{\alpha} \equiv n_0 \lambda_{\alpha}^3 \gg 1$$

که Λ_{α} پارامتر پلاسمایی ذره نوع α نامیده می‌شود^[۱۵]. مفهوم $\Lambda_{\alpha} \gg 1$ این است که تعداد ذرات در حفاظ ایجاد شده اطراف پتانسیل‌های خارجی باید خیلی زیاد باشد. در غیر این صورت تعریفی که برای طول دمای شده است، از لحاظ آماری اعتبار نخواهد داشت.

۱-۲-۳) معیارهای پلاسما:

به جز دو شرط $L \gg \lambda_D$ و $\Lambda_{\alpha} \gg 1$ ، شرط سومی هم باید وجود داشته باشد تا گاز یونیزه خواص پلاسما را داشته باشد و آن مربوط به برخوردها است. گازی که خیلی کم یونیزه شده باشد شرایط پلاسما را دارا نیست زیرا حرکت ذرات باردار بجای نیروهای الکترومغناطیسی بیشتر توسط نیروهای هیدرودینامیکی معمولی کنترل می‌شود. بنابراین اگر ω فرکانس نوسانات نوعی پلاسما و τ زمان متوسط بین برخوردهای انجام شده با اتم‌های خنثی باشد، باید علاوه بر دو شرط $L \gg \lambda_D$ و $\Lambda_{\alpha} \gg 1$ ، شرط $\omega \tau > 1$ نیز برقرار باشد تا گاز شرایط پلاسما را داشته باشد^[۱۶].

۱-۲-۴) فرکانس پلاسمایی:

در یک پلاسمای خنثی شامل الکترون‌ها و یون‌های با جرم نامحدود، وقتی الکترون‌ها مقدار کمی از وضع تعادل خود نسبت به یون‌ها خارج می‌شوند، نیروی کولنی ایجاد شده مانند یک نیروی برگرداننده قوی آنها را به طرف وضع اولیه‌شان می‌کشد تا خنثی بودن پلازما را بوجود آورد و به علت وجود این نیرو الکترون‌ها حول وضع تعادل خود نوسان خواهند کرد. این نوسان آنقدر سریع است که یون‌های سنگین فرصتی برای پاسخگویی به نیروی نوسان کننده ندارند بنابراین آنها را می‌توان ثابت در نظر گرفت. با استفاده از معادله حرکت و معادله پیوستگی برای الکترون‌ها و معادله پواسون با روش خطی سازی و با فرض ثابت بودن یون‌ها و عدم وجود میدان مغناطیسی و حرکات‌های حرارتی، فرکانس نوسانات به صورت زیر به دست می‌آید [۱۶]:

$$\omega_e = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

۱-۲-۵) پلاسمای مغناطیده:

در یک پلاسمایی که در میدان مغناطیسی قوی قرار دارد، میدان مغناطیسی باعث دوران سیکلوترونی ذرات باردار می‌شود. با استفاده از معادله حرکت، فرکانس سیکلوترونی حرکت ذرات باردار به صورت زیر به دست می‌آید [۱۶]:

$$\Omega_\alpha = \frac{q_\alpha B_0}{m_\alpha c} \quad (1.3)$$

در این معادله Ω_α فرکانس سیکلوترونی ذره نوع α و B_0 میدان مغناطیسی خارجی و c سرعت نور است.

۱-۳) چگالی اختلالی ذرات تحت اثر امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی:

با فرض امواج الکترومغناطیس قطبیده دایروی با میدان الکتریکی:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}(z)(\cos \omega t, \pm \sin \omega t, 0) \quad (1.4)$$

(علامت \pm برای موج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد است) در پلاسمای مغناطیده $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$

معادله حرکت ذرات را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$n_{\alpha} m_{\alpha} \left(\frac{\partial \bar{v}_{\alpha}}{\partial t} + \bar{v}_{\alpha} \cdot \nabla \bar{v}_{\alpha} \right) = n_{\alpha} q_{\alpha} (\bar{E} + \bar{v}_{\alpha} \times \bar{B}) - \nabla p_{\alpha} \quad (1.5)$$

∇p_{α} گرادیان فشار ذره α است.

در معادله (1.5) مؤلفه عمودی سرعت ذرات به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\bar{v}_{\alpha} = \frac{q_{\alpha} \bar{E}_{(z)}}{m_{\alpha} (\omega \pm \Omega_{\alpha})} (\sin \omega t, \mp \cos \omega t, 0) \quad (1.6)$$

Ω_{α} فرکانس سیکلوترونی ذره α است.

از میدان الکتریکی $E(z, t)$ با استفاده از معادله ماکسول میدان مغناطیسی موج به صورت زیر است:

$$\bar{B}_w = -\frac{1}{\omega} \frac{d\bar{E}_z}{dz} (\pm \cos \omega t, \sin \omega t, 0) \quad (1.7)$$

از مؤلفه موازی در معادله (1.5) داریم:

$$n_{\alpha} q_{\alpha} (\bar{E}_{\parallel} + \bar{v}_{\alpha} \times \bar{B}_w) - \frac{\partial}{\partial z} p_{\alpha} = 0 \quad (1.8)$$

چون سرعت ذره‌ها و میدان مغناطیسی موج برای موج قطبیده دایروی متقابل بر هم عمودند، ضرب

برداری $q_{\alpha} (\bar{v}_{\alpha} \times \bar{B}_w)$ مستقل از زمان است و عبارت $\bar{F}_{pm} = q_{\alpha} (\bar{v}_{\alpha} \times \bar{B}_w)$ همان نیروی

پاندرماتیو¹ موج است. بنابر این داریم:

$$q_{\alpha} (\bar{v}_{\alpha} \times \bar{B}_w) = -q_{\alpha} \frac{\partial \phi_{p\alpha}}{\partial z} \hat{z} \quad (1.9)$$

$\phi_{p\alpha}$ پتانسیل نیروی پاندرماتیو برای ذره α است.

با جایگذاری $\bar{E}_{\parallel} = -\frac{\partial \phi}{\partial z}$ و $p_{\alpha} = n_{\alpha} T_{\alpha}$ در معادله (1.8) و با استفاده از معادله (1.9) چگالی ذرات به

صورت زیر به دست می‌آید^[17]:

$$n_{\alpha} \frac{\partial}{\partial z} q_{\alpha} (\phi + \phi_{p\alpha}) + T_{\alpha} \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial z} = 0 \Rightarrow n_{\alpha}(z) = n_{\alpha 0} \exp\left[-\frac{q_{\alpha} (\phi + \phi_{p\alpha})}{T_{\alpha}}\right] \quad (1.10)$$

برای حالت $q_{\alpha} (\phi + \phi_{p\alpha}) \ll T_{\alpha}$ و با توجه به $e^x = x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{6} + \dots$ از معادله (1.10) چگالی

اختلالی ذرات عبارت است از:

$$n_{\alpha 1} = -n_{\alpha 0} \frac{q_{\alpha}}{T_{\alpha}} (\phi + \phi_{p\alpha}) \quad (1.11)$$

¹ - Ponderomotive

۱-۴) مدل‌های بررسی رفتار پلاسما:

برای بررسی خواص و فرایندهای پلاسما از دو دیدگاه توصیف ماکروسکوپیکی (ترمودینامیکی - سیالی) و توصیف میکروسکوپیکی (جنبشی - آماری) استفاده می‌شود. دیدگاه ماکروسکوپیکی بر اساس توصیف کمیت‌هایی مانند سرعت متوسط و دما که به صورت تابعی از مکان و زمان هستند و در اندازه‌گیری خواص پلاسما اهمیت دارند، بیان می‌شود. توصیف میکروسکوپیکی پلاسما بر اساس توزیع موقعیت و سرعت ذرات پلاسما و ارتباط بین این ذرات با میدانهای تولید شده به وسیله ذرات دیگر پلاسما، انجام می‌شود. اندازه‌گیری کمیت‌های میکروسکوپیکی که در تعیین خواص پلاسما نقش مهمی را بازی می‌کنند، در مقیاس میکروسکوپیکی خیلی مشکل است. برای مثال بر اساس تئوری دو سیالی، دو جریان الکترونی که با سرعت برابر در خلاف جهت هم از میان یکدیگر می‌گذرند، ناپایدارند و باعث تقویت امواج الکتروستاتیکی می‌شوند. اما اگر الکترون‌ها در این مثال بعنوان یک سیال منفرد با سرعت صفر در نظر گرفته شوند، معادلات سیالی ناپایداری را پیشگویی نمی‌کنند. در قالب تک سیالی، امواج و پایداری امواج به دست می‌آیند. بنابر این در دیدگاه ماکروسکوپی اثر توزیع سرعت ذرات پلاسما بطور واضح دیده می‌شود. تئوری جنبشی برای توصیف سیالی پلاسما و همچنین توصیف تاثیر برخوردهای ذرات پلاسما و محاسبه جابجایی خواص پلاسمای کاملاً یونیزه، یک فرمول اساسی تهیه کرده است. بعلاوه در زمینه پراکندگی، نشر و تابش به وسیله پلاسما (که اثرات گسستگی ذره هستند) لازم است که توصیف جنبشی بررسی شود [۱۸].

۱-۴-۱) مدل جنبشی:

در تئوری جنبشی حرکت همه ذرات پلاسما در نظر گرفته می‌شود. در این تئوری یک راه کامل مطالعه فیزیک پلاسما استفاده از معادله لیوویل^۱ است. در این جا سعی نمی‌شود که حرکت همه ذرات در نظر گرفته شود بلکه بجای آن از مقدار متوسط یا تقریبی متغیرهای پلاسما استفاده می‌شود. بنابر این سودمندی معادله لیوویل در به دست آوردن معادلات تقریبی برای توصیف متغیرهای متوسط پلاسماست. در اینجا توصیف آماری یک سیستم N ذره‌ای بر حسب تابع توزیع:

$$\int F dx_1 \dots dx_N dv_1 \dots dv_N = 1$$

می‌شود، بطوریکه $F(x_1, x_2, \dots, x_N, v_1, v_2, \dots, v_N, t)$

^۱ - liouville