بسم الله الرحمن الرحيم

دانشگاه الزهراء

**دانشکده علوم‌پایه**

**پایان‌نامه**
**برای دریافت درجه کارشناسی‌ارشد در رشته**

**فیزیک**

**گرایش نظری**

**عنوان**

# امواج سولیتاری یون-آکوستیک در پلاسمایی که الکترون‌هایش دارای توزیع عام کاپا می‌باشند

استاد راهنما

**دکتر محمود رضا روحانی**

استاد مشاور

**دکتر حسین حکیمی‌پژوه**
**دکتر امیر آقامحمدی**

دانشجو

**سیما دودمان**

اسفند ۱۳۹۱

تقدیم به پدر بزرگوارم

و

مادر دلسوز و مهربانم

که سجده ی ایثارش گل محبت را در

وجودم پروراند و
دامان گهربارش لحظه های مهربانی را به
من آموخت.

# قدردانی و تشکر

سپاس خدای را که سخنوران، در ستودن او بمانند و شمارندگان، شمردن نعمت های او ندانند و کوشندگان، حق او را گزاردن نتوانند. و سلام و دورد بر محمّد و خاندان پاك او، طاهران معصوم، هم آنان که وجودمان وامدار وجودشان است؛ و نفرین پیوسته بر دشمنان ایشان تا روز رستاخیز...

بدون شک جایگاه و منزلت معلم، اجّل از آن است که در مقام قدردانی از زحمات بی شائبه ی او، با زبان قاصر و دست ناتوان، چیزی بنگاریم. اما از آنجایی که تجلیل از معلم، سپاس از انسانی است که هدف و غایت آفرینش را تامین می کند و سلامت امانت هایی را که به دستش سپرده اند، تضمین؛ بر حسب وظیفه و از باب " من لم یشکر المنعم من المخلوقین لم یشکر اللّه عزّ و جلّ" :

ازپدر و مادر عزیزم...این دو معلم بزرگوارم... که همواره بر کوتاهی و درشتی من، قلم عفو کشیده و کریمانه از کنار غفلت هایم گذشته اند و در تمام عرصه های زندگی یار و یاوری بی چشم داشت برای من بوده اند؛

از استاد با کمالات و شایسته؛ جناب آقای دکتر محمودرضا روحانی که در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کمکی در این عرصه بر من دریغ ننمودند و زحمت راهنمایی این رساله را بر عهده گرفتند؛

از اساتید فرزانه و محترم ، جناب آقای دکتر حسین حکیمی‌پژوه و جناب آقای دکتر امیر آقامحمدی ، که زحمت مشاوره این رساله را در حالی متقبل شدند که بدون مساعدت ایشان، این پروژه به نتیجه مطلوب نمی رسید؛

کمال تشکر و قدردانی را دارم.

باشد که این خردترین، بخشی از زحمات آنان را سپاس گوید .

## چکیده

در این پایان نامه میرائی لاندائو موج غبار – صوت (DA) در پلاسمای غباری غیر مغناطیسی و بدون برخورد ، شامل الکترون‌ها ، یون‌های منفی و مثبت ابر گرم با توزیع لورنتزی (کاپا) و ذرات غبار با توزیع ماکسولی ، با استفاده از معادله‌ی ولاسوف - پواسون ، بررسی شده است . نشان داده شده که نرخ میرایی به شاخص طیفی $\kappa$ ، نسبت چگالی‌ها ، دماها و جرم های یون منفی به یون مثبت وابسته است (که به ترتیب $\delta_-$، $\beta_-$ و $\mu_-$ معرفی شده‌اند). چگونگی وابستگی نرخ میرایی به این مولفه‌ها بحث شده و نرخ میرایی بیشینه بدست آمده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش $\kappa$ و $\delta_-$، نرخ میرایی زیاد می‌شود. در پلاسمایی که یون مثبت سبک‌تر (سنگین‌تر) از یون منفی است، افزایش $\beta_-$ نرخ میرایی را افزایش (کاهش) می‌دهد. افزایش $\mu_-$ نرخ میرایی را زیاد می‌کند.

ویژگی‌های سالیتون‌های غبار صوت غیرخطی در پلاسمای غباری چهار مولفه‌ای شامل ذرات غبار دارای بار منفی ، الکترون‌ها ، یون‌های منفی و مثبت با توزیع کاپا بررسی شده‌است. برای مطالعه سالیتون‌های غبار صوت دامنه دلخواه پتانسیل ساگدییف بدست‌آمده علاوه برآن برای تحلیل سالیتون‌های دامنه کوچک معادله‌ی K-dV حساب شده‌است. نشان داده شده که پهنا و دامنه‌ی این امواج به کاپا و چگالی یون‌های منفی وابسته است و تنها سالیتون‌های با دامنه‌ی منفی (سالیتون‌های رقیق) می‌توانند منتشر شوند. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش کاپا و کاهش چگالی یون‌های منفی دامنه افزایش و پهنا کاهش می‌یابد. حضور یون‌های منفی در پلاسما و همچنین کاهش کاپا هر دو حد بالا و پایین عدد ماخ را کم می‌کنند.

# فهرست مطالب


چکیده . . . . . ت

پیشگفتار . . . . . ۱

**۱ مقدمه** **۱**

۱.۱ پلاسمای غباری . . . . . ۱

۲.۱ فرآیند باردار شدن ذرات غبار . . . . . ۵

۳.۱ امواج غبار صوت . . . . . ۹

۴.۱ تابع توزیع کاپا . . . . . ۹

**۲ پلاسمای غباری با حضور یون‌های منفی** **۱۲**

۱.۲ امواج غبار صوت $(AD)$ . . . . . ۱۳

۲.۲ امواج خطی $DA$با حضوریون منفی . . . . . ۱۶

۳.۲ میرایی لاندائو خطی . . . . . ۱۸

۴.۲ میرایی لاندائو موج غبار صوت . . . . . ۲۰

**۳ پلاسمای غباری لورنتزی با حضور یون منفی** **۲۹**

۱.۳ جریان ناشی از ذرات ابر گرم بر سطح ذره‌ی غبار . . . . . ۳۰

۲.۳ امواج خطی $DA$ با حضور یون منفی . . . . . ۳۱

۳.۳ میرایی لاندائو موج $DA$ در پلاسمای غباری لورنتزی ۴ مولفه‌ای . . . . . ۳۳

۴.۳ سیستم‌های غیرخطی و سالیتون‌ها . . . . . ۴۷

۵.۳ امواج سالیتونی موج غبار-صوت دامنه کوچک . . . . . ۴۹

۶.۳ امواج سالیتونی موج غبار -صوت دامنه‌ی دلخواه . . . . . ۵۳
۱.۶.۳ بررسی عددی پتانسیل ساگدییف . . . . . ۵۷
نتیجه‌گیری و جمع‌بندی . . . . . ۶۷
مراجع و منابع . . . . . ۶۹

# فهرست جداول


۱.۲ افزایش چگالی یونهای منفی $k\lambda_D = 0.6$ و $\delta_d = 0.6$ . . . . . ۲۵

۲.۲ افزایش چگالی یونهای منفی $k\lambda_D = 0.6$ و $\delta_d = 0.3$ . . . . . ۲۵

۱.۳ بیشینه نرخ میرایی با تغییرات $\kappa$ . . . . . ۴۰

۲.۳ جدول تغییرات $k\lambda_{D_{m+}}$ با افزایش $\beta_-\kappa = 0.2$ و $\delta_- = 2$ . . . . . ۴۴

# فهرست شکلها


۱.۱ تابع توزیع کاپا به ازاء مقادیر متفاوت $\kappa$ . . . . . ۱۱

۱.۲ تقسیم بندی توزیع الکترون‌ها به بخش اصلی و تشدیدی . . . . . ۱۹

۲.۲ منحنی تغییرات نرخ میرایی برای $\delta_-$ های مختلف به ازا $\beta_- = 1$ . . . . . ۲۶

۳.۲ منحنی تغییرات نرخ میرایی برای $\beta_-$ های مختلف به ازاء $\delta_- = 0.2$ . . . . . ۲۷

۴.۲ منحنی نرخ میرایی برای دو پلاسما با نسبت جرم‌های مختلف به ازاء $\beta_- = 1$ و $\delta_- = 0.2$ . . . . . ۲۸

۱.۳ : منحنی رابطه‌ی پاشندگی موج غبار-صوت در توزیع کاپا . . . . . ۳۶

۲.۳ منحنی تغییرات نرخ میرایی بیشینه برحسب $\kappa$ برای $\delta$های مختلف به ازای $\beta_- = 1$ و $\delta_e = 0.01$ . . . . . ۳۸

۳.۳ منحنی تغییرات نرخ میرایی بیشینه برحسب $\kappa$ های مختلف $\beta_- = 1$ و $\delta_e = 0.2$ . ۳۹

۴.۳ منحنی تغییرات $\left|\frac{\gamma}{\omega_{pd}}\right|$ بر حسب $k\lambda_+$ برای $\delta_-$ های مختلف به ازای $\beta_- = 1$ و $\kappa = 2$ ۴۱

۵.۳ منحنی تغییرات $\left|\frac{\gamma}{\omega_{pd}}\right|$ بر حسب $k\lambda_+$ برای $\beta_-$ های مختلف به ازای $\delta_- = 0.2$ و $\kappa = 2$ برای پلاسمای غباری $(O_2^+ - O_2^- - e)$ . . . . . ۴۳

۶.۳ منحنی تغییرات $\left|\frac{\gamma}{\omega_{pd}}\right|$ بر حسب $k\lambda_+$ برای $\beta_-$ های مختلف به ازای $\delta_- = 0.2$ و $\kappa = 2$ برای پلاسمای غباری $(O_2^+ - O^- - e)$ . . . . . ۴۳

۷.۳ منحنی تغییرات $\left|\frac{\gamma}{\omega_{pd}}\right|$ بر حسب $k\lambda_{D_+}$ برای پلاسماهای با نسبت جرم‌های متفاوت ۴۵

۸.۳ مقدار بیشینه‌ی عدد ماخ در سالیتون‌های رقیق بر حسب $\kappa$ به ازای مقادیر متفاوت $\delta_-$ و $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5, \delta_e = 0.1$ . . . . . ۵۸

۹.۳ مقدار کمینه‌ی عدد ماخ در سالیتون‌های رقیق بر حسب $\kappa$ به ازای مقادیر متفاوت $\delta_-$ و $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5, \delta_e = 0.1$ . . . . . ۵۸

۱۰.۳ بیشینه (منحنی بالا) و کمینه (منحنی پایین) عدد ماخ M در سالیتون‌های رقیق بر حسب $\delta_-$ به ازای مقادیر متفاوت $\kappa$ و $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5, \delta_e = 0.1$. . . . . ۵۹

۱۱.۳ اثر افزایش عدد ماخ M بر پتانسیل ساگدییف به ازای $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5$، $\delta_- = 0.2$، $\delta_e = 0.1$ و $\kappa = 5$ . . . . . ۶۱

۱۲.۳ اثر افزایش عدد ماخ M بر پتانسیل دامنه و پهنای سالیتون به ازای $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5$، $\delta_- = 0.2$، $\delta_e = 0.1$ و $\kappa = 5$ . . . . . ۶۱

۱۳.۳ تغییرات ضریب جمله غیرخطی A برحسب $\kappa$ به ازای مقادیر متفاوت $\delta_-$ و $\sigma_- = 0.5$، $\delta_e = 0.4$. . . . . ۶۲

۱۴.۳ اثر افزایش چگالی نسبی $\delta_-$ بر پتانسیل به ازای $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5, \delta_e = 0.4, \kappa = 5$ و $M = 0.5$. . . . . ۶۳

۱۵.۳ اثر افزایش چگالی نسبی $\delta_-$ بر دامنه و پهنای سالیتون به ازای $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5, \delta_e = 0.4, \kappa = 5$ و $M = 0.5$. . . . . ۶۳

۱۶.۳ اثر افزایش $\kappa$ بر روی پتانسیل به ازای $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5$، $\delta_e = 0.1$، $\delta_- = 0.2$ و $M = 0.5$. . . . . ۶۵

۱۷.۳ اثر افزایش $\kappa$ بر روی دامنه و پهنای سالیتون به ازای $\sigma_- = \sigma_+ = 0.5$، $\delta_e = 0.1$، $\delta_- = 0.2$ و $M = 0.5$. . . . . ۶۵

# پیشگفتار

مطالعات متعددی بر روی امواج غبار صوت (DA) در ناحیه خطی و غیرخطی صورت گرفته است. بعنوان مثال در ناحیه‌ی خطی مونگ-جاء لی در مقاله‌ی خود میرایی لاندائو امواج غبار صوت را با حضور ذرات الکترون‌ها و یون‌های مثبت ابرگرم و ذرات غبار ماکسولی بدست آورده‌است [۲۴]. سان کیو و جینگ لی در کار مشترکی رون ناپایداری این امواج با درنظر گرفتن توزیع کاپا برای همه ذرات در پلاسمای غباری معمولی بحث کرده‌اند [۲۵]. از آن‌جا که حضور یون منفی در اکثر پلاسماهای آزمایشگاهی و فضایی مانند مزوسفر زمین ثابت شده‌است [۲۶]، بنابراین اثر حضور یون منفی بعنوان مولفه‌ی اضافی در پلاسمای غباری هائز اهمیت است و در این پژوهش تاثیر یون منفی در میرایی لاندائو امواج DA با توزیع ذرات کاپا مورد بررسی قرار گرفته است.

در ناحیه‌ی غیرخطی بیشتر مطالعات انجام شده بر روی امواج غبار صوت در پلاسمای غباری معمولی بوده‌است، که از جمله‌ی آن می‌توان به کار مشترک بالوکو و هلبرگ اشاره کرد که در آن به بررسی سالیتون‌های دامنه دلخواه با الکترون‌ها و یون‌های ابرگرم (توزیع کاپا) پرداخته شده است [۳۳]. اثر حضور یون منفی به عنوان مولفه‌ی چهارم در پلاسمای غباری توسط زنگ- کیسونگ وانگ و همکارانش در امواج سالیتونی دامنه دلخواه با در نظر گرفتن بار غبار متغیر با پتانسیل محلی $\varphi$ [۳۴]، و همچنین توسط حافظ رحمان با بار غبار ثابت [۳۲]، مورد بررسی قرار گرفته است. در قسمتی از این پایان‌نامه اثر حضور یون‌های منفی با توزیع کاپا بر روی رفتار سالیتون‌های موج DA با توجه به اهمیت موضوغ مورد مطالعه قرار گرفته است.

به‌طور خلاصه آنچه در این رساله مورد تحقیق قرار گرفته‌است، اثر حضور یون‌های منفی با تابع توزیع لورنتزی تعمیم یافته (کاپا) در میرایی لاندائو و همچنین رفتار سالیتون‌های موج غبار-صوت می‌باشد. توزیع الکترون‌ها و یون‌های مثبت کاپا در نظر گرفته شده و بار ذرات غبار منفی فرض شده‌است. در فصل اول مقدمه‌ای بر پلاسمای غباری آورده شده است. در فصل دوم امواج خطی غبار صوت در پلاسمای غباری چهار مولفه‌ای ماکسولی، بدست آمده و همچنین میرایی لاندائو در این حالت بطور

مجزا مورد بررسی قرار گرفته است. در فصل سوم رابطه‌ی پاشندگی امواج خطی با حضور ذرات ابرگرم بدست آمده و در ادامه به بررسی میرایی لاندائو در توزیع کاپا و در حضور یون‌های منفی پرداخته شده است و در بخش آخر این فصل امواج سالیتونی با دامنه‌ی دلخواه و دامنه‌ی کوچک در چنین پلاسمایی مورد بررسی قرار گرفته شده است.

# فصل ۱

# مقدمه

## ۱.۱ پلاسمای غباری

تاریخچه پلاسمای غباری به سال ۱۹۹۷ بر می‌گردد. از یک ستاره دنباله دار پرنور، که در فاصله دور مشاهده شد به عنوان زمینه‌ای برای مطالعه بر هم کنش پلاسما - غبار و آثار دینامیکی و فیزیکی آن‌ها استفاده کرده‌اند. در واقع ذرات ریز جامدی در فضای اطراف ما وجود دارند که آن‌ها را ذرات غبار می‌نامیم. اگر این ذرات وارد محیط پلاسما شوند، پلاسمای غباری شکل می‌گیرد. در واقع پلاسمای غباری تقریبا بعنوان یک پلاسمای یون - الکترون نرمال با یک جزء باردار اضافی از ذرات با ابعاد میکرون یا زیر-میکرون تعریف می‌شود. این جزء اضافی (ذرات غبار) پیچیدگی سیستم را افزایش می‌دهد، به همین علت پلاسمای غباری را پلاسمای پیچیده نیز می‌نامند. دانه‌های غبار سنگین هستند بطوریکه جرم آن‌ها معمولا میلیون‌ها بار بیشتر از جرم پروتون‌ها می‌باشد. همچنین اندازه‌ی آن‌ها از مرتبه‌ی میکرومتر تا نانومتر است. این ذرات می‌توانند فلزی، رسانا یا بصورت ذرات یخی باشند. شکل و ابعاد دانه‌های غبار می‌تواند متفاوت باشد مگر ذرات غباری که ساخت دست انسان هستند [۱].

ذرات غبار در فضاهای کیهانی مانند دنباله‌ی ستاره‌های دنباله دار ، حلقه‌های زحل ، ابرهای بین ستارگان و... [۲، ۳] همچنین در پلاسماهای آزمایشگاهی مشاهده شده اند همچنین پلاسماهای غباری در

ژئوفیزیک کاربرد دارند [۴، ۵، ۶].

یک پلاسما با ذرات یا دانه‌های غبار می‌تواند از "نوع غبار در پلاسما" یا "پلاسمای غباری" باشد که بستگی به تعدادی از مشخصات طولی دارد. که شامل شعاع ذره‌ی غبار $(r_d)$، فاصله میانگین بین ذرات غبار $(a)$ و شعاع دبای پلاسمای غباری $(\lambda_D)$ می‌باشند.

زمانیکه رابطه‌ی بین این مشخصات طولی به شکل $r_d \ll \lambda_D < a$ برقرار باشد، حالت غبار در پلاسما به وجود می‌آید (در این حالت ذرات غبار بصورت مجموعه‌ای از دانه‌های جدا شده منزوی بررسی می‌شوند). در حالیکه اگر رابطه $r_d \ll a < \lambda_D$ برقرار باشد به مورد پلاسمای غباری اشاره می‌کند ( در این وضعیت ذرات غبار باردار در رفتار جمعی مشارکت دارند). وقتی پلاسما را با دانه‌های غبار منزوی در نظر می‌گیریم $(a \gg \lambda_D)$، پلاسمایی بطور موضعی ناهمگن خواهیم داشت. از طرفی، در حالت عکس یعنی $(a \ll \lambda_D)$، رفتار دانه‌های غبار را مانند ذرات باردار شده‌ی حجیم شبیه به یون‌های مثبت و منفی در نظر می‌گیریم.

**مشخصه‌های پلاسمای غباری**

۱) خنثایی ماکروسکوپی:

شرط خنثایی پلاسمای غباری نسبت به پلاسمای معمولی یون - الکترون ، بعلت حضور ذرات غبار دارای بار منفی بصورت زیر در می‌آید:

$$q_i n_{i0} - e n_{e0} + q_d n_{d0} = 0 \qquad (۱.۱)$$

که $q_d = eZ_d$ ، و $Z_d$ تعداد باری است که روی سطح غبار می‌نشیند.

در پلاسمای آزمایشگاهی و فضایی اغلب الکترون‌ها طی فرآیند باردار شدن ذرات غبار گیر می‌افتند، در نتیجه چگالی الکترون‌ها در محیط کاهش می‌یابد. بنابراین می‌توان برای این ذرات غبار دارای بارمنفی از رابطه‌ی $n_{i0} \approx Z_d n_{d0}$ بجای معادله‌ی (۱.۱) استفاده کرد.

۲) حفاظ دبای:

وارد کردن یک گوی باردار در درون پلاسما، باعث ایجاد یک میدان الکتریکی در محیط می‌شود. که ذرات با بار مخالف توسط این میدان جذب می‌شوند. بنابراین ابری از ذرات با بار مخالف اطراف گوی را فرا می‌گیرند. اگر پلاسما سرد باشد و هیچگونه حرکت حرارتی وجود نداشته باشد، مقدار بار ابر و گوی برابر می‌شوند و پوشش کاملی در مقابل پتانسیل گوی صورت می‌گیرد. پس حفاظ کامل می‌شود و هیچ میدان الکتریکی در حجم پلاسما در خارج از ناحیه‌ی ابر وجود نخواهد داشت. این حفاظ را اصطلاحا حفاظ دبای می‌گویند. اما اگر پلاسما گرم باشد (دارای دما باشد) برخی ذرات از ابر فرار می‌کنند، پس لبه‌ی ابر در شعاعی قرار می‌گیرد که انرژی پتانسیل و حرارتی ذرات تقریبا برابر باشند در نتیجه پوشش غیر کامل خواهد بود.

طول دبای در پلاسمای غباری بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De}\,\lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}} \qquad (۱.۲)$$

که در آن $\lambda_{De} = \frac{K_B T_e}{4\pi n_{e0} e^2}$ و $\lambda_{Di} = \frac{K_B T_i}{4\pi n_{i0} e^2}$ که $(T_i) T_e$ و $(n_{i0}) n_{e0}$ به ترتیب دمای الکترون (یون) و چگالی تعادلی الکترون‌ها (یون‌ها) هستند.

کمیت $\lambda_D$، مقیاسی از ضخامت غلاف یا فاصله استحفاظی است. در یک پلاسمای غباری با ذرات غبار دارای بار منفی، $n_{e0} \ll n_{i0}$ و $T_e \geqslant T_i$ پس $\lambda_{De} \gg \lambda_{Di}$. بنابراین $\lambda_D \simeq \lambda_{Di}$ خواهد بود.این بدان معنی است که ضخامت غلاف در یک پلاسمای غباری نوعا توسط دما و چگالی یون‌ها تعیین می‌شود. با این حال، زمانیکه ذرات غبار بطور مثبت باردار شده و بسیاری از یون‌ها بر روی سطح دانه‌ی غبار متصل هستند، یا بعبارتی وقتی $T_e n_{i0} \ll T_i n_{e0}$ ، داریم $\lambda_{De} \ll \lambda_{Di}$. در نتیجه $\lambda_D \simeq \lambda_{De}$ است. بنابراین در یک پلاسمای غباری با ذرات غبار داری بار مثبت، ضخامت غلاف توسط دما و چگالی الکترون‌ها بدست می‌آید.

۳) فرکانس‌های مشخصه:

وقتی پلاسما از حالت تعادل خارج می‌شود، یک میدان داخلی حاصل از جدایی بار فضایی ایجاد شده و منجر به حرکات جمعی می‌شود. این حرکات جمعی تمایل به بازگرداندن پلاسما به حالت خنثای اولیه

دارد و بوسیله‌ی فرکانس طبیعی نوسانات پلاسما بیان می‌شوند که بصورت زیر نشان داده می‌شود:

$$\omega_p^2 = \sum_j \frac{4\pi n_{j0} q_j^2}{m_j} = \sum_j \omega_{pj}^2 \qquad (۱.۳)$$

که $\omega_{pj}$ فرکانس پلاسمایی مولفه‌ی ذره‌ی نوع $j$ است. یکی از فرکانس‌های مشخصه‌ی مهم در پلاسما فرکانس برخورد ذرات پلاسما با ذرات خنثای ساکن است. که فرکانس برخورد مولفه‌ی نوع $j$ پلاسما به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$\nu_{jn} = n_n \sigma_j^n V_{Tj} \qquad (۱.۴)$$

که در آن $n_n$ چگالی ذرات خنثی، $\sigma_j^n$ سطح مقطع پراکندگی ( که از مرتبه $5 \times 10^{-15} cm^2$ است) و $V_{Tj} = \sqrt{\frac{K_B T_j}{m_j}}$ سرعت حرارتی مولفه‌ی است.

برخورد ذرات پلاسما با ذرات خنثی منجر به میرایی نوسانات جمعی آن‌ها می‌شود و به تدریج دامنه نوسان را کاهش می‌دهد. این میرایی تنها زمانیکه فرکانس برخورد $\upsilon_{jn}$ کوچکتر از $\omega_p$ باشد،قابل صرفنظر کردن است $(\nu_{en}, \nu_{pn}, \nu_{dn} < \omega_p)$.

۴) جفت شدگی کولن:

این پارامتر امکان شکل گیری بلورهای پلاسمای غباری را تعیین می‌کند. و بصورت نسبت انرژی پتانسیل غبار $(\frac{q_d^2}{a} exp(-a/\lambda_D))$ به انرژی حرارتی $(K_B T_d)$ تعریف می‌شود و طبق رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$\Gamma_c = \frac{Z_d^2 e^2}{a K_B T_d} \, exp\left(\frac{-a}{\lambda_D}\right) \qquad (۱.۵)$$

که در آن $a$ فاصله‌ی دو ذره‌ی غبار از یکدیگر است.

اگر $\Gamma_c \ll 1$ باشد، ذرات غبار به طور ضعیف با یکدیگر جفت شده‌اند و اگر $\Gamma_c \gg 1$ باشد، ذرات غبار با یکدیگر جفت‌شدگی قوی دارند.

## ۲.۱ فرآیند باردار شدن ذرات غبار

باردار شدن ذرات غبار به روش‌های مختلفی می‌تواند اتفاق بی‌افتد. از جمله‌ی آن می‌توان به جمع آوری الکترون‌ها و یون‌های زمینه پلاسما به وسیله دانه‌های غبار، گسیل ثانویه، اثر یونش، بمباران الکترونی، اثر فوتوالکتریک اتمی واپاشی پرتوزا و... اشاره کرد.

بمباران الکترونی روش متداولی برای باردار کردن ذرات غبار در پلاسماهای غباری آزمایشگاهی است. اما اثر فتوالکتریک یا واپاشی پرتوزا فقط برای نواحی خاص و بعضی موقعیت‌های اخترفیزیکی پراهمیت هستند [۷].

ذرات پلاسما (یون‌ها و الکترون‌ها) به وسیله دانه‌های غبار جمع آوری می‌شوند. تغییر بار ذرات غبار $(q_d)$ توسط رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$\frac{dq_d}{dt} = \sum_j I_j$$

که در آن $I_j$ جریان ناشی از مولفه‌ی j بر سطح ذره‌ی غبار است. در حال تعادل جریان خالص روی سطح دانه غبار صفر است ( $\sum_j I_{0j}$ که $I_{0j}$ جریان تعادلی می‌باشد.)

ذرات غبار می‌توانند بصورت مثبت و منفی باردار شوند و این دانه‌های باردار مثبت و منفی می‌توانند بطور همزمان در پلاسماهای فضایی و آزمایشگاهی وجود داشته باشند [۸، ۹].

فرآیند باردار شدن ذرات غبار در دو حالت ذرات غبار منزوی و غیر منزوی بطور اختصار شرح می‌دهیم.

**ذرات غبار منزوی**

ذرات غبار شناور در پلاسمای غیرمغناطیسی، شامل یون‌ها والکترون‌ها در نظر می‌گیریم. از آنجا که سرعت حرارتی الکترون‌ها بسیار بزرگتر از سرعت حرارتی یون‌ها است، این ذرات سریع‌تر از یون‌ها به سطح ذره‌ی غبار می‌رسند و ذرات غبار بار منفی بدست می‌آورند. پتانسیل منفی در سطح ذره‌ی غبار منجر به دفع الکترون‌ها و جذب یون‌ها می‌شود، پس بار ذره افزایش پیدا می‌کند تا جایی که شار

یون‌ها و الکترون‌ها در سطح ذره به تعادل می‌رسد و جریان خالص بر آن صفر می‌شود ($\sum I = 0$).
از طرفی جذب یون‌های پلاسما توسط ذرات غبار، بار و پتانسیل سطح آن را مثبت می‌سازد. در این حالت الکترون‌ها جذب و یون‌ها دفع می‌شوند.

برای توصیف جریان الکترونی و یونی بر سطح ذره‌ی غبار از تقریب $OLM\,(Orbit\,Limited\,Motion)$ یا همان حرکت مداری مقید استفاده می‌شود. در واقع مسیر الکترون یا یون، بدون برخورد در مجاورت یک ذره غبار است و در توصیف آن اصل بقاء تکانه‌ی زاویه‌ای و انرژی بکار برده می‌شود. بنابراین سطح مقطع برخورد برای یون‌ها و الکترون‌ها با ذره‌ی غبار را باید بدست آورد. کمیتی به نام پارامتر برخورد تعریف می‌شود که کمترین فاصله ذره از مرکز نیرو است یعنی ذره فرودی نمی‌تواند در فاصله کمتر از این مقدار از کنار هسته عبور کند. بنابراین سطحی بنام سطح مقطع موثر داریم که اگر ذره فرودی در این ناحیه قرار گیرد، پراگندگی موثر اتفاق می‌افتد.

وقتی ذره پلاسما وارد کره دبای می‌شود تاثیر ذره غبار را حس می‌کند و پس از برخورد خراشان و بعلت نیروی الکتروستاتیک مسیرش را تغییر میدهد. سطح مقطع برخورد آن‌ها عبارت خواهد بود از $\sigma_j^d = \pi b_j^2$ و $b_j$ پارامتر برخورد است. اصل بقاء تکانه زاویه‌ای و بقاء انرژی به ترتیب بصورت زیر بیان می‌شوند:

$$m_j v_j b_j = m_j v_{gj} r_j \qquad (۱.۶)$$

$$\frac{1}{2} m_j v_j^2 = \frac{1}{2} m_j v_{gj}^2 + q_j \varphi_d \qquad (۱.۷)$$

که در آن $\varphi_d$ پتانسیل روی سطح غبار است و $\varphi_d = \frac{q_d}{r_d}$ که $q_d$ بار روی غبار است.
سطح مقطع برخورد با استفاده از معادلات (۱.۶) و (۱.۷) بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\sigma_j^d = \pi r_j^2 \left(1 - \frac{2 q_j \varphi_d}{m_j v_j^2}\right) \qquad (۱.۸)$$

جریان باردار شدن ذره‌ی غبار ناشی از مولفه‌ی j پلاسما بصورت زیر است:

$$I_j = q_j \int_{v_j^{min}}^{\infty} v_j \sigma_j^d F_j(v_j) \times 4\pi v^2 \, dv \qquad (۱.۹)$$

که در آن $F_j$ تابع توزیع سرعت ذرات پلاسما است. $v_j^{min}$ کم‌ترین سرعت ذره‌ی پلاسما است که به سطح دانه غبار برخورد می‌کند. اگر $q_j\varphi_d < 0$ ذره پلاسما و غبار یکدیگر را جذب می‌کنند و انتگرال‌گیری در تمام بازه انجام می‌گیرد. و اگر $q_j\varphi_d > 0$ باشد ذره پلاسما و غبار یکدیگر را دفع می‌کنند. بنابراین حداقل سرعتی لازم است تا برخورد انجام شود. برای سرعت‌های کوچک‌تر از $v_j^{min}$، سطح مقطع برخورد صفر است. و $v_j^{min}$ بصورت زیر بدست می‌آید:

$$v_j^{min} = \left(\frac{2q_d\varphi_d}{m_j}\right)^{1/2}$$

با فرض اینکه توزیع سرعت ذرات پلاسما ماکسولی باشد،

$$F_j(v_j) = n_j\left(\frac{m_j}{2\pi K_B T_j}\right)^{3/2} exp\left(\frac{mv_j^2}{2K_B T_j}\right)$$

جریان‌ها برای دو حالت فوق به شکل زیر در می‌آیند:

$$\begin{cases} I_j = 4\pi r_d^2 n_j q_j \left(\frac{K_B T_j}{2\pi m_j}\right)^{1/2}\left(1 - \frac{q_j\varphi_d}{K_B T_j}\right) & q_j\varphi_d < 0 \\ I_j = 4\pi r_d^2 n_j q_j \left(\frac{K_B T_j}{2\pi m_j}\right)^{1/2} exp\left(-\frac{q_j\varphi_d}{K_B T_j}\right) & q_j\varphi_d > 0 \end{cases} \qquad (۱.۱۰)$$

از آنجایی که فرکانس برخورد الکترون‌ها با ذرات غبار خیلی بیشتر از فرکانس برخورد یون‌ها با ذرات غبار است، ذرات غبار دارای بار منفی خواهند شد. در نتیجه جریان‌های یونی و الکترونی بر سطح ذره غبار منزوی دارای بار منفی با استفاده از رابطه‌ی (۱.۱۰) به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$I_i = 4\pi r_d^2 n_i e\left(\frac{K_B T_i}{2\pi m_i}\right)^{1/2}\left(1 - \frac{e\varphi_d}{K_B T_i}\right) \qquad (۱.۱۱)$$

$$I_e = -4\pi r_d^2 n_e e\left(\frac{K_B T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} exp\left(\frac{e\varphi_d}{K_B T_e}\right) \qquad (۱.۱۲)$$

$n_i$ و $n_e$ به ترتیب چگالی عددی یون‌ها و الکترون‌ها می‌باشند.

**ذرات غبار غیر منزوی**

با افزایش چگالی دانه‌های غبار $(n_d)$ فاصله‌ی بین ذرات غبار کاهش یافته و کوچکتر از طول غلاف

$(\lambda_D)$ می‌شود در نتیجه ذرات غبار شروع به برهم کنش الکتروستاتیکی می‌کنند. برای ذرات غبار دارای بار منفی رابطه خنثایی بصورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{n_e}{n_i} = 1 - \frac{Z_d n_d}{n_i} \qquad (۱.۱۳)$$

هنگامی که $\frac{Z_d n_d}{n_i} \ll 1$ است، دانه‌های غبار را به عنوان ذرات منزوی در نظر گرفته می‌شود و زمانی که $\frac{Z_d n_d}{n_i}$ قابل مقایسه با یک باشد، دانه‌های غبار به عنوان ذرات غیر منزوی در نظر گرفته می‌شوند. بنابراین در این حالت طبق رابطه‌ی (۱.۱۳) با افزایش $n_d$، $Z_d$ با سرعت بیشتری نسبت به حالت ذرات غبار منزوی کاهش می‌یابد. در واقع با افزایش چگالی ذرات غبار تعداد الکترون‌های موجود برای هر دانه‌ی غبار کاهش یافته و در نتیجه بار ذرات کاهش می‌یابد. ار آن‌جا که پارامتر جفت شدگی کولن $\Gamma_c$ با $Z_d^2$ متناسب است، این کاهش بار می‌تواند موجب تحول پلاسمای غباری از حالت جفت‌شدگی قوی به حالت جفت‌شدگی ضعیف شود.

در حالت ذرات غبار غیر منزوی، برای ذرات غبار دارای بار منفی جریان‌های یونی و الکترونی به شکل معادلات (۱.۱۱) و (۱.۱۲) برقرار هستند. با افزایش اندازه پتانسیل سطح غبار $(\varphi_d)$ جریان الکترونی کاهش و جریان یونی افزایش می‌یابد تا اینکه تعادل بین این دو جریان برقرار شود $(I_i + I_e = 0)$ و ذرات غبار به یک مقدار بار ثابت تعادلی برسند. با استفاده از معادلات (۱.۱۱) تا (۱.۱۳) در $I_i + I_e = 0$ خواهیم داشت:

$$\left(\frac{T_i m_e}{T_e m_i}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{e\varphi_d}{K_B T_i}\right) exp\left(-\frac{e\varphi_d}{K_B T_e}\right) = 1 - Z_d \frac{n_d}{n_i} \qquad (۱.۱۴)$$

که در آن رابطه‌ی $\varphi_d$ و $Z_d$ به شکل زیر برقرار است:

$$\varphi_d = -\frac{eZ_d}{r_d} \qquad (۱.۱۵)$$

همانطور که از روابط (۱.۱۴) و (۱.۱۵) مشخص است برای ذرات غبار منزوی $(Z_d n_d / n_i \ll 1)$، $\varphi_d$ و $Z_d$ تنها به شعاع ذره‌ی غبار بستگی دارند در حالیکه برای ذرات غیر منزوی $(Z_d n_d / n_i \sim 1)$، $\varphi_d$ و $Z_d$ علاوه بر $r_d$ به چگالی ذره‌ی غبار $n_d$ نیز وابسته هستند [۱].