

بررسی اثر افت و خیزهای بار، یونها و ذرات پر انرژی بر امواج یون صوتی در پلاسمای غباری

سمیه موسوی

دانشکده فیزیک شیمی دانشگاه الزهراء، خیابان شیخ بهایی شمالی میدان شیخ بهایی، خیابان دهونک

چکیده

در این مقاله در چارچوب نظریه جنبشی روابط پاشندگی امواج طولی در پلاسمای همگن غیر مغناطیده مورد بررسی قرار می‌گیرد. تاثیر افت و خیز بار و حضور یون منفی بر انتشار امواج یون صوتی غباری بررسی می‌شود. در بررسی اثر افت و خیزهای بار یون منفی ماکسولی است و توزیع الکترونها و یونها به صورت کاپایی در نظر گرفته می‌شود. حضور افت و خیز بار ناشی از برخوردهای ناکشسان و همچنین ذرات پر انرژی باعث افزایش میرایی در امواج شد.

The ions, suprathermal particles and charge fluctuation effects on ion acoustic waves in dusty plasma

Mousavi, Somayeh

¹Department of Physics, University of Alzahra, Tehran

Abstract

In the frame of kinetic theory we investigated the dispersion relation of ion acoustic waves in unmagnetized homogeneous dusty plasma. In fluence of charge fluctuation and negative ions on the propagation of waves are investigated. The Landau damping rate have been found to be increased as the fraction of suprathermal particles and charge fluctuation are increased on waves.

مقدمه

پاشندگی امواج طولی در پلاسمای همگن غیر مغناطیده را مورد بررسی قرار دادیم. در بررسی افت و خیز بار، برخورد بین ذرات غبار و ذرات پلاسمایی را ناکشسان در نظر گرفتیم. برای الکترونها و یونها (مثبت و منفی) توزیع ماکسولی و کاپایی و برای ذرات غبار و یون منفی سنگین توزیع ماکسولی و دیراکی (ساکن) در حالت تعادل فرض کردیم. با محاسبه دی‌الکتریک از طریق حل معادله ولاسوف و بولتزمن، معادلات اساسی رابطه پاشندگی در حالت انتشار طولی مورد بررسی قرار گرفته و اثرات ذرات بر میرایی و رشد مطالعه شده است و چگونگی وابستگی نرخ میرایی و رشد به نسبت چگالی‌ها و جرم‌های یون منفی، یون مثبت و عدد موج و سایر پارامترهای پلاسمای تا مرتبه اول رشد و میرایی نشان داده شده است. در تمامی مراحل تحقیق فرض کردیم که

پلاسمای اصل گازی است یونیزه، شامل فوتونها، الکترونها، یون‌های مثبت و منفی، اتم‌ها، رادیکال‌های آزاد و ملکول‌های برانگیخته و غیر برانگیخته که دائما در حال برهمکنش با یکدیگر می‌باشند. اگر محیط کم یونیده شده باشد پلاسمای غباری شامل یون، الکترون، ذرات غبار و همچنین ذرات خنثی خواهد بود. بسیاری از پلاسمای غباری فضایی، مزوسفر و فوتوسفر خورشیدی علاوه بر الکترون، یون مثبت و غبار شامل مولفه‌ای از یون‌های منفی نیز هستند. جنس ذرات غبار در نواحی مختلف متفاوت است. به عنوان نمونه در مزوسفر زمین اغلب از جنس یخ و یا در آگروز راکت‌های فضایی به صورت گرده‌های اکسید آلومینیوم است. پلاسمای غیر خنثی قوی اصولا در آزمایشات لابراتوری رخ داده است. در چارچوب نظریه جنبشی روابط

$$\varepsilon^{lo} = 1 + \sum_{\alpha} \chi_{\alpha} + \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}^{\sigma} \quad (4)$$

χ_j ضریب تاثیر پذیری وقتی افت و خیز بار در پلاسما وجود ندارد، χ_j^{σ} ضریب تاثیر پذیری وقتی افت و خیز بار در پلاسما وجود دارد. تابع توزیع الکترون‌ها و یون‌ها را توزیع کاپایی و ماکسولی و برای ذرات غبار و یون منفی سنگین ماکسولی و ساکن در نظر گرفتیم:

$$X_{\alpha} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}} \int d^3 p \frac{1}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}} \vec{k} \cdot \frac{\partial f_{\alpha o}}{\partial \vec{v}} \quad (5)$$

به کمک روابط (۶) و (۷) ضرایب تاثیر پذیری مطلوب را بدست می‌آوریم:

$$\begin{cases} Z(\zeta_{\alpha}) = \frac{1}{\zeta_{\alpha}} - \frac{1}{2\zeta_{\alpha}^3} - \frac{3}{4\zeta_{\alpha}^5} \dots, & |\zeta_{\alpha}| \rightarrow \infty \\ Z(\zeta_{\alpha}) = i\sqrt{\pi} e^{-\zeta_{\alpha}^2} - 2\zeta_{\alpha} + \frac{4}{3}\zeta_{\alpha}^3 + \dots, & |\zeta_{\alpha}| \rightarrow 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} Z_k(\zeta_k) = \frac{ik!k^{\frac{k-1}{2}}\sqrt{\pi}}{(k-\frac{3}{2})!} \frac{1}{\zeta_k^2(k+1)} \left[1 - \frac{k(k+1)}{\zeta_k^2} + \dots \right] - \\ - \frac{(2k-1)}{2k} \frac{1}{\zeta_k} \left[1 + \frac{k}{2k-1} \frac{1}{\zeta_k^2} + \frac{3k^2}{(2k-1)(2k-3)} \frac{1}{\zeta_k^4} + \dots \right], & |\zeta_k| \rightarrow \infty \\ Z_k(\zeta_k) = \frac{ik!\sqrt{\pi}}{k^{\frac{3}{2}}(k-\frac{3}{2})!} \left[1 - \frac{k+1}{k} \zeta_k^2 + \dots \right] - \\ - \frac{(2k-1)(2k+1)}{2k^2} \zeta_k \left[1 - \frac{2k+3}{3k} \zeta_k^2 + \dots \right], & |\zeta_k| \rightarrow 0 \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \chi_{\alpha}^{\sigma} = & -2i\sqrt{\pi} \frac{\omega}{\omega_{pa}} \frac{K!}{(K-\frac{3}{2})!} \sum_{\alpha=+i,-i,e,M} \frac{1}{(k\lambda_{D\alpha})^3} \frac{1}{K^{\frac{3}{2}}} \left(1 + \frac{1}{K(k\lambda_{D\alpha})^2} \frac{\omega^2}{\omega_{pa}^2} \right)^{-K-1} \\ & - \sum_{\alpha=+i,-i,e,M} 2i\sqrt{\pi} \frac{\omega}{\omega_{pa}} \frac{1}{(k\lambda_{D\alpha})^3} \end{aligned} \quad (8)$$

کاپای یون‌های مثبت و منفی و نیز الکترون‌ها مساوی‌اند، فرض کردیم بسامد گیر افتادن ذرات پلاسما توسط ذرات غبار کوچک باشد و از مقدار میانگین آن استفاده کردیم ولی زمان بررسی سیستم را کوچک در نظر گرفتیم، زمان به تعادل رسیدن بار غبار بسیار طولانی‌تر از زمان‌های استفاده شده در این تحقیق است، Γ, G را کوچک در نظر می‌گیریم به طوری که در روابط توانستیم از آنان صرف‌نظر کنیم. تاثیر افت و خیز بار و حضور یون منفی بر انتشار امواج بررسی شد. در بررسی اثر افت و خیز بار توزیع ذرات غبار و یون منفی سنگین را ماکسولی و همچنین در حالتی که ساکن باشند در نظر گرفتیم و نیز توزیع الکترون‌ها و یون‌ها به دو حالت ماکسولی و کاپایی در سیستم‌ها در نظر گرفته شده است. همچنین تاثیر حضور ذرات پر انرژی بر میرایی امواج مذکور بررسی شد.

روابط پاشندگی

در بررسی افت و خیز بار، برخورد بین ذرات غبار و ذرات پلاسما را ناکشسان در نظر گرفتیم.

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_{\alpha}} \cdot \vec{\nabla} f_{\alpha} + \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_p f_{\alpha} = \sum_{\beta} \left(\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} \right)_{col}^{\alpha\beta} \quad (1)$$

\vec{F} نیروی وارد بر ذرات پلاسما است. جمله برخوردی را به فرم زیر تعریف می‌کنیم:

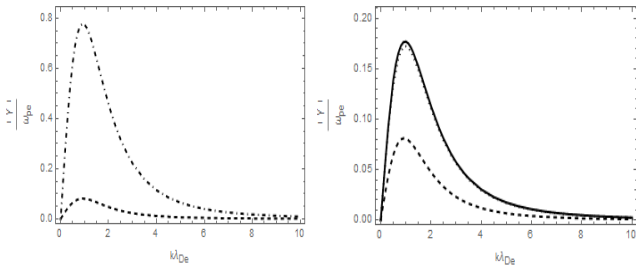
$$\left(\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} \right)_{col}^{\alpha d} = - \int dq_d \sigma_{\alpha}^d V (f_d f_{\alpha} - f_{d\alpha} f_{\alpha o}) \quad (2)$$

زاویه برخورد بین جهت افت و خیز بار و حرکت ذره سنگین را 90° درجه می‌گیریم (ذرات غبار به علت جرم زیادی که دارند تاثیر چندانی در روابط نداشتند) و به کمک روابط تعریف شده به ضریب گذردهی طولی مورد نظر در این تحقیق می‌رسیم:

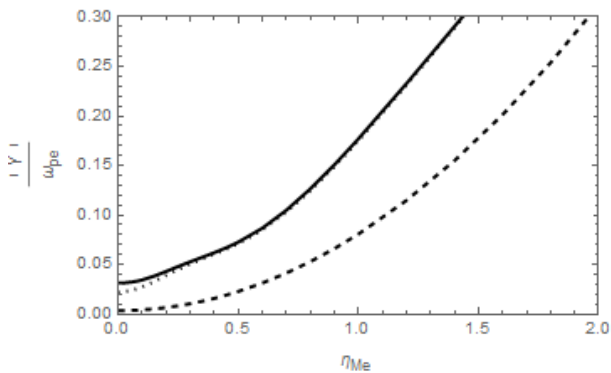
$$\varepsilon^{lo} = 1 + \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}} \int d^3 p \frac{1}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{V} + iv_{\alpha}^d(V)} \vec{k} \cdot \frac{\partial f_{\alpha o}}{\partial \vec{v}} \left(1 + \frac{iv_{\alpha}^d(V)}{\omega + iv_{ch}} \frac{1 + \Gamma}{1 + G} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\delta}{\omega_{pe}} = -\sqrt{\pi} \frac{K!}{\left(\frac{K-3}{2}\right)!} \left(\frac{\rho_e}{\rho_i}\right)^{\frac{1}{2}} \eta_{De} \left(1 + \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e-}} + \frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e+}}\right)\right) \frac{(k\lambda_{De})}{\left((k\lambda_{De})^2 + \frac{4K-2}{2K-3}\right)} \left(\frac{2K-1}{2K-3}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2K-1}\right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{(K)! \left(\frac{K-3}{2}\right)!} \left(\frac{\rho_e}{\rho_i}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{k\lambda_{De}}{k\lambda_{De}}\right)^3 \left(1 + \eta_{De}^2 \frac{\rho_e \rho_{e-}}{\rho_i \rho_{e-}} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{k\lambda_{De}}{k\lambda_{De}}\right)^2 \left(\frac{k\lambda_{De}}{k\lambda_{De}}\right)^2 \frac{\left(1 + \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e-}} + \frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e+}}\right)\right)^{K-1}}{K(k\lambda_{De})^2}\right)\right)^{K-1} + \left(\frac{k\lambda_{De}}{k\lambda_{De}}\right)^3 \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(1 + \eta_{De}^2 \frac{\rho_e \rho_{e-}}{\rho_i \rho_{e-}} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{k\lambda_{De}}{k\lambda_{De}}\right)^2 \left(\frac{k\lambda_{De}}{k\lambda_{De}}\right)^2 \frac{\left(1 + \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e-}} + \frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e+}}\right)\right)^{K-1}}{K(k\lambda_{De})^2}\right)\right)^{K-1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \eta_{De} \left(\frac{\rho_e}{\rho_i}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \eta_{De}^2 \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{(k\lambda_{De})^2}{\left((k\lambda_{De})^2 + \frac{4K-2}{2K-3}\right)} \frac{\left(1 + \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e-}} + \frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e+}}\right)\right)^{K-1}}{K(k\lambda_{De})^2}\right)\right)^{K-1} - \sqrt{\pi} \frac{K!}{2(2K-1)! \left(\frac{K-1}{2}\right)!} \frac{1}{\left(\frac{2K-1}{2K-3}\right)} \frac{(k\lambda_{De})}{K^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\rho_e}{\rho_i}\right)^{\frac{1}{2}} \eta_{De} \left(1 + \frac{\rho_e}{\rho_i} \frac{1}{(\eta_{De})^2} \left(\frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e-}} + \frac{\rho_e \eta_{De}^2}{\rho_{e+}}\right)\right) \frac{(k\lambda_{De})}{\left((k\lambda_{De})^2 + \frac{4K-2}{2K-3}\right)}$$

(11)



شکل (۱): نرخ میرایی لانداو بر حسب عدد موج نرمالیزه شده (خط-خط) و بدون یون منفی (نقطه-نقطه). مقایسه میرایی لانداو دو یون مثبت پوزیترون و پروتون (شکل چپ)



شکل (۲): نرخ میرایی لانداو بر حسب پارامتر یون منفی سنگین (خط-خط) و بدون یون منفی (نقطه-نقطه).

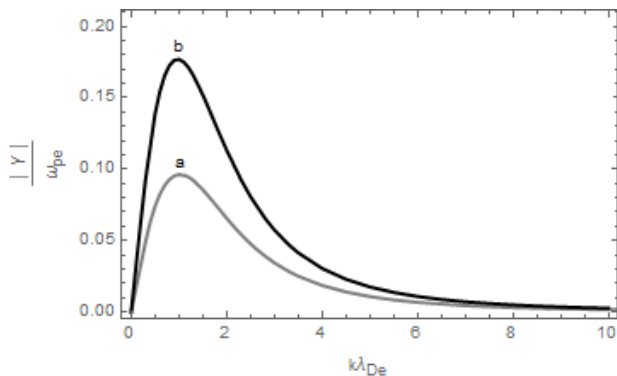
$$\zeta_K = \frac{\omega}{kv_{K\alpha}}, \zeta = \frac{\omega}{kv_{\alpha}} \quad (9)$$

بخش اول رابطه (۸) مربوط به ذرات با توزیع کاپا است و بخش دوم این روابط مربوط به ذرات با توزیع ماکسولی است. به کمک رابطه (۹) نرخ رشد و میرایی را بدست می آوریم.

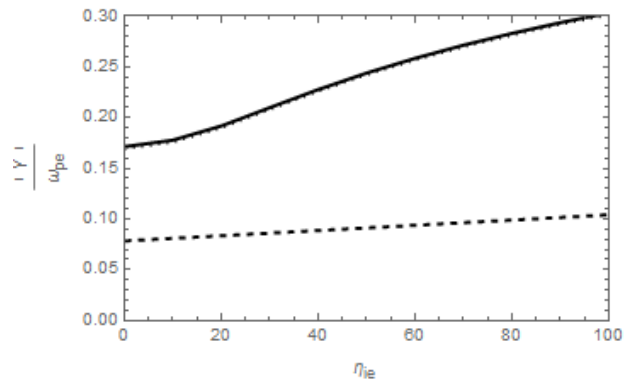
$$\gamma = - \frac{\varepsilon^{im}(\omega_r, k)}{\left. \frac{\partial \varepsilon^{re}}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_r}} \quad (10)$$

روابط امواج یون صوتی

انتشار امواج غبار یون-صوت همچون انتشار موج صوتی یا فشاری به صورت طولی و صوتی صورت می گیرد. امواج غبار یون صوت که مشابه امواج یون صوت در پلاسمای معمولی اند و فرکانسی از مرتبه ی فرکانس یونها دارند (KHZ) با این تفاوت که رابطه ی پاشندگی آنها به واسطه ی حضور ذرات غبار تغییر پیدا کرده است. اگر برخوردی انجام نشود امواج صوتی معمولی رخ نمی دهند. با این حال یونها باز هم به دلیل بارشان می توانند ارتعاشات را به یکدیگر منتقل کنند، و امواج آکوستیکی از طریق یک میدان الکتریکی واسطه می توانند حادث شوند. وقتی تاثیر الکترون ها و یونها (مثبت و منفی) با توزیع کاپا بر امواج یون صوتی و یونهای منفی سنگین را با توزیع ماکسولی را در پلاسمای غباری بررسی کردیم به نتایج زیر رسیدیم.



شکل (۵): نرخ میرایی بر حسب عدد موج نرمالیزه شده وقتی سرعت الکترون بالاست (a).



شکل (۳): نرخ میرایی لاندائو بر حسب چگالی عددی یون (مثبت) به الکترون (خط-خط).

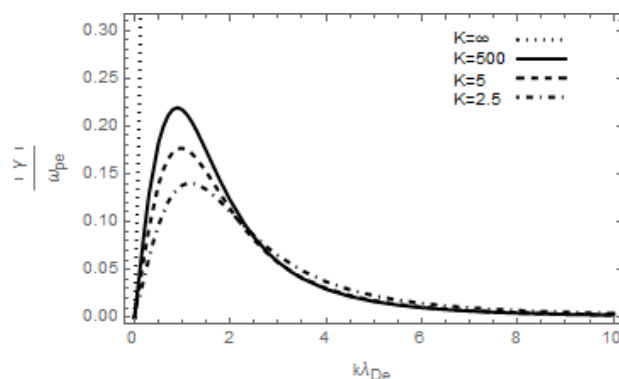
نتیجه گیری:

در امواج یون صوتی با افزایش ذرات پرنرژی افزایش در نرخ میرایی را مشاهده کردیم و همچنین افت و خیز بار بر افزایش نرخ میرایی تاثیر بسزایی داشت. یون منفی افزایش در نرخ میرایی را نشان می دهد.

منابع:

- [۱]: Vladimirov, *Phys. Plasmas* ۱, ۲۷۶۲ (۱۹۹۴)
 [۲]: D.Summers and R.M.Thoren, *phys.Fluids B* ۳, ۱۸۳۵(۱۹۹۱)
 [۳]: M.C.de Juli and R.S.Schneider, L.F.Ziebell, and V.Jatenco-Pereira, *Phys. Plasmas* ۱۲,۰۰۲۱۰۹ (۲۰۰۵)
 [۴]: A.Hasegawa, K. Mima, M. Duong-van, *Phys. Lett.* ۵۸ (۱۹۸۵) ۲۶۰
 [۵]: P.K.Shukla and A.A Mamum, "Introduction to Dusty Plasma Physics," Institute of Physics Publishing, Bristol. (۲۰۰۲)
 [۶]: Myoung-Jae Lee, "Effects of suprathermal particles on the dust ion-acoustic waves in a complex plasma," *Science Direct*.(۲۰۱۰)
 [۷]: V.Baumjohann and R.Treumann, "Basic space plasma physics," Imperial College Press (September ۱, ۱۹۹۶)
 [۸]: Francis F.Chen, "Basic space plasma physics," Introduction to Plasma Physics and Controlled Fustion ۲ nd ed, c۱۹۸۴,
 [۹]: A.F.Alexandrov, L.S.Bogdankevich, A.A.Rukhadze "Principles of plasma Electrodynamics," springer-verlag Berlin Heidelberg New York

یون منفی کوچک تاثیر چندانی در تغییر میرایی بر حسب چگالی عددی یون (مثبت) به الکترون نداشت ولی برخورد ذرات باردار با یون های منفی سنگین تاثیر بسزایی در افزایش میرایی داشت.



شکل (۴): نرخ میرایی بر حسب عدد موج نرمالیزه شده برای

$$K = 2.5, 5, 500, \infty$$

برای این سیستم وقتی سرعت الکترون ها را بالا گرفتیم و مقایسه کردیم ملاحظه شد: شکل a مربوط به سیستمی است که تمام خصوصیات سیستم شکل b را دارد، با این اختلاف که سرعت الکترون ها در امواج یون صوتی بالاست (سرعت یون ها پایین است)، میرایی در این حالت به گونه ای یافت شد که بر خلاف سیستم شکل b، بدون حضور افت و خیز بار صفر می شود. همانطور که در شکل ملاحظه می شود میرایی در مقادیر کوچک عدد موج در سیستم b بیشتر از سیستم a است و هر چه عدد موج بیشتر می شود، این اختلاف کمتر می شود.