تأثیر فرکانس برخورد یون - خنثی و شاخص طیفی کاپا بر دینامیک امواج یون - صوتی غیر خطی در پلاسماهای فوق حرارتی

مصطفی مهدی پور*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گنبد کاووس، صندوق پستی: ۱۶۳، گنبد کاووس - ایران

*Email: mehdipoor.m59@gmail.com

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۹/۴/۱۵ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۹/۶/۳۰

چکیده

در این مقاله انتشار امواج غیرخطی یون - صوتی در یک پلاسمای برخوردی با حضور الکترون‌های فوق حرارتی با تابع توزیع کاپا مطالعه شده است. با نوشتن معادلات سیالی برای یون‌ها و لحاظ کردن سهم برخورد بین یون‌ها با اتم‌های خنثی و همچنین به کار بردن روش اختلال کاهشی، معادله غیرخطی تعمیم‌یافته کورته وگ - ده وری (K-dV) تعیین شده است. نتایج نشان‌دهنده انتشار پالس الکتریکی با دامنه مثبت (امواج سالیوتونی متراکم) است. بررسی‌های عددی نشان می‌دهند که برخورد یون‌ها با اتم‌های خنثی تأثیر ویژه‌ای بر ساختار امواج یون - صوتی دارند. به عبارت دیگر، با افزایش فرکانس برخورد دامنه (پهنای) موج یون - صوتی کاهش (افزایش) می‌یابد. علاوه بر این، اثر شاخص طیفی الکترون‌های فوق حرارتی و دمای یون‌ها نیز بر ساختار این امواج مورد بررسی قرار گرفته است.

کلیدواژه‌ها: امواج یون - صوتی، پلاسمای برخوردی، الکترون‌های فوق حرارتی، روش اختلال کاهشی، معادله K-dV اصلاح شده

Influence of ion-neutral collisional frequency and Kappa spectral index on dynamics of nonlinear ion-acoustic waves in superthermal plasmas

M. Mehdipoor*

Department of Physics, Faculty of Science, Gonbad Kavous University, P.O.Box: 163, Gonbad Kavous - Iran

Research Article

Received 5.7.2020, Accepted 20.9.2020

Abstract

The present work investigates the propagation of nonlinear ion-acoustic waves in a collisional plasma with superthermal electrons and a Kappa distribution function. Considering the basic fluid equations and the ion-neutral collisions, a modified nonlinear Korteweg-de Vries (K-dV) equation is derived using the reductive perturbation method. It was found that only compressive ion-acoustic solitary waves can be propagated in this model. Also, the numerical results show that ion-neutral collisions have significant effects on solitary wave structures. In other words, the amplitude (width) of the ion-acoustic solitons decreases (increases) with increasing the ion-neutral collision frequency. Moreover, the present plasma model has also studied the effects of the spectral index of superthermal electrons and ion temperature on the ion-acoustic solitons.

Keywords: Ion-acoustic waves, Collisional plasma, Superthermal electrons, Reductive perturbation method, Modified K-dV equation

۱. مقدمه

که در آن n_0 تعداد چگالی ذرات در حالت تعادل را بیان می‌کند و $\theta = [(1 - 3/(\kappa \kappa_B T / m))^{1/2}]^{1/2}$ سرعت گرمایی مؤثر است که توسط ضریبی بر حسب کاپا κ به سرعت حرارتی $v_{th} = (\frac{\kappa \kappa_B T}{m})^{1/2}$ مرتبط می‌شود. پارامترهای m و T به ترتیب نشان‌دهنده دما و جرم ذره می‌باشند. در اینجا $\Gamma(x)$ بیانگر تابع گاما بوده و $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ مربع اندازه سرعت در فضای سه‌بعدی می‌باشد. ضریب کاپا κ به عنوان شاخص طیفی معرفی شده و میزان انحراف از توزیع ماکسول-بولتزمن را نشان می‌دهد. مقادیر پایین κ توزیع‌هایی با جمعیت بزرگ‌تری از ذرات فوق حرارتی (یعنی ذراتی با سرعتی بیش‌تر از سرعت حرارتی) را بیان می‌کنند؛ در حالی که در مقادیر خیلی بزرگ κ ، تابع توزیع سرعت به توزیع ماکسولی میل می‌کند. لازم به ذکر است که سرعت گرمایی مؤثر θ فقط به ازای مقادیر $\kappa > 3/2$ از نظر فیزیکی معتبر می‌باشد. بنابراین در تعیین کمیت‌های فیزیکی مانند چگالی ذرات، که از طریق انتگرال‌گیری از معادله ۱ استخراج می‌شود، حتماً باید شرط اخیر را مد نظر قرار داد.

انتشار امواج یون- صوتی در پلاسماهای دو مؤلفه‌ای شامل الکترون- یون و با فرض توزیع کاپا برای الکترون‌ها توسط پژوهشگران زیادی بررسی شده است. برای مثال، امواج یون- صوتی با دامنه دلخواه در یک پلازما با یون‌های سرد و الکترون‌های فوق حرارتی در مرجع [۱۴] مطالعه شده بود. آن‌ها نشان دادند که همانند یک پلازما با توزیع ماکسولی، تنها سالیتون‌هایی با پتانسیل مثبت (سالیتون‌های متراکم) امکان انتشار خواهند داشت. علاوه بر این، آن‌ها نشان دادند که وجود الکترون‌های فوق حرارتی ناحیه مجاز عدد ماخ را که در حالت ماکسولی به صورت $1/58 < M < 1$ می‌باشد، کاهش داده و هم‌چنین باعث افزایش دامنه و شیب پالس سالیتون‌های یون- صوتی خواهند شد.

تأثیر الکترون‌های فوق حرارتی با توزیع کاپا بر روی ساختار امواج یون- صوتی با دامنه دلخواه در یک پلاسمای دو مؤلفه‌ای مغناطیسه و انحراف آن نسبت به یک پلازما با توزیع ماکسولی در مرجع [۱۵] بررسی شده است. آن‌ها دریافتند که با افزایش زاویه بین راستای انتشار موج با میدان مغناطیسی خارجی، دامنه امواج سالیتونی افزایش می‌یابد. اثر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر ساختار امواج یون- صوتی نیز در این پژوهش مطالعه شده بود [۱۵]. آن‌ها مشاهده کردند که میدان مغناطیسی خارجی بر دامنه تأثیری نداشته و با افزایش شدت میدان مغناطیسی، پهنای امواج کم‌تر خواهد شد. به عبارت دیگر،

امواج یون- صوتی یکی از مهم‌ترین مدهای الکتروستاتیک در فیزیک پلازما می‌باشند. این امواج در اثر نوسان یون‌ها و در حضور الکترون‌های زمینه، که نقش نیروی بازگرداننده را فراهم می‌کنند، ایجاد می‌شوند. وجود امواج یون- صوتی برای اولین بار به صورت آزمایشگاهی توسط ایکیز و همکارانش [۱] اثبات شده بود. تاکنون پژوهشگران زیادی ساختار امواج یون- صوتی را به صورت تئوری مطالعه کرده‌اند. روش مدنظر در این گونه مطالعات معمولاً استفاده از آنالیز اختلال کاهشی می‌باشد که اولین بار توسط واشیمی و تانیوتی [۲] گزارش شده بود. در ادامه تئوری غیرخطی کامل‌تری نیز برای بررسی این گونه امواج توسط سقدی اف [۳] معرفی گردید. بر طبق روش اختلال کاهشی، که در تقریب امواج با دامنه کوچک اما محدود معتبر می‌باشد، تحول امواج توسط یک معادله غیرخطی بیان می‌شود که از آن جمله می‌توان به معادله کورته وگ- ده وری ($K-dV$) و یا معادله اصلاح شده آن ($mK-dV$) اشاره کرد [۴]. حل این گونه معادلات در پلازما، منجر به جواب‌های سالیتونی می‌شود؛ یعنی امواجی که با یک سرعت مشخص و بدون تغییر شکل می‌توانند در محیط پلازما منتشر شوند. چنین امواجی از توازن بین اثرات غیرخطی که سبب افتادگی موج می‌شود با پاشندگی که منجر به پهن شدن موج می‌گردد، ایجاد می‌شوند. سرعت فاز سالیتون‌های یون- صوتی معمولاً از سرعت حرارتی الکترون‌ها خیلی کم‌تر و از سرعت حرارتی یون‌ها بیش‌تر است؛ از این رو در بیش‌تر مواقع برای مطالعه این امواج می‌توان از اینرسی الکترون‌ها صرف‌نظر کرده و آن‌ها را با یک تابع توزیع مناسب (مانند ماکسولی و یا غیر ماکسولی) مشخص نمود.

بیش‌تر محیط‌های پلاسماهای فضایی، حضور الکترون‌ها و یا یون‌های پر انرژی را تأیید می‌کنند. این ذرات فوق حرارتی از تابع توزیع کاپا (κ) و یا توزیع لورنتسی تبعیت می‌کنند. توزیع کاپا در واقع تعمیمی از تابع توزیع ماکسول- بولتزمن به شکل دنباله‌هایی توانی از سرعت است که اولین بار توسط وسیلیونس [۵] معرفی شده و هدف آن در ابتدا توصیف پلاسماهای دور از تعادل گرمایی نظیر پلاسمای موجود در مگنتوسفرهای مختلف (مانند زمین، مریخ، زحل و اورانوس) و بادهای خورشیدی بود [۶-۱۰]. شکل کلی تابع توزیع کاپا در فضای سه‌بعدی توسط رابطه زیر بیان می‌شود [۱۱-۱۳]:

$$f_{\kappa}(v) = \frac{n_0}{(\pi \kappa \theta^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa \theta^2}\right)^{-(\kappa + 1)} \quad (1)$$

منفی، هر دو با افزایش شاخص طیفی الکترون‌های سرد افزایش می‌یابد [۲۶].

لازم به توضیح است که تمامی مقالات اشاره شده مربوط به حالتی است که پلاسما بدون برخورد فرض شده است. تاکنون مطالعات مختلفی بر انتشار امواج سالیوتونی در پلاسماهای برخوردی انجام شده است. قوش و همکارانش [۲۷] دینامیک امواج یون-صوتی غیرخطی را در یک پلاسمای جفت یون (متشکل از اتم‌های C_6^+ و C_6^-) بررسی کردند. برخورد بین هر دو گونه یون‌های مثبت و منفی با ذرات خنثی در نظر گرفته شده بود. آن‌ها با استفاده از روش اختلال کاهشی، معادله $K-dV$ اصلاح شده‌ای را که حاوی یک جمله میرایی متناسب با اثرات برخوردی بود را تعیین کردند. هم‌چنین آن‌ها دریافتند که امواج سالیوتونی با هر دو پتانسیل مثبت و منفی در این مدل وجود خواهند داشت. علاوه بر این، انتشار مایل امواج پایدار یون-صوتی در یک پلاسمای مغناطیده برخوردی و در حضور الکترون‌های ابرگرم و ذرات غبار ساکن نیز در مرجع [۲۸] بررسی شده بود. مشاهده شده است که به دلیل برخورد یون‌ها با ذرات خنثی، دامنه امواج به‌طور نمایی با گذشت زمان کاهش می‌یابد. هم‌چنین آن‌ها دریافتند که حضور ذرات غبار آلود باعث انتشار سالیوتون‌های تراکمی و انبساطی می‌گردد. اثرات شاخص طیفی کاپا و زاویه انتشار امواج نسبت به میدان مغناطیسی خارجی نیز در مقاله [۲۸] بررسی شده بود. رفتار پوش سالیوتون‌های الکترون-صوتی در یک پلاسمای سه مؤلفه‌ای برخوردی شامل الکترون‌های سرد، الکترون‌های ابرگرم با توزیع کاپا و یون‌های ثابت نیز در مرجع [۲۹] بررسی شده است. مطالعات زیادی نیز ساختار امواج ضربه‌ای را در پلاسماهای برخوردی بررسی کرده‌اند [۳۰، ۳۱]. با این حال، در پژوهش حاضر، به‌منظور درک بهتر پلاسماهای فضایی و آزمایشگاهی و هم‌چنین از بین رفتن این کمبود در بین مطالعات موجود، بحث انتشار سالیوتون‌ها در حضور برخوردها در یک پلاسمای الکترون-یون با الکترون‌های فوق‌حرارتی بررسی شده است. از آن‌جا که سرعت گرمایی الکترون‌ها خیلی بزرگ‌تر از سرعت فاز امواج یون-صوتی است، در نتیجه از اینرسی الکترون‌ها صرف‌نظر شده و معادلات سیالی برای الکترون‌ها لحاظ نشده است. به عبارت دیگر، الکترون‌ها با یک توزیع غیرماکسولی مرسوم به توزیع کاپا در نظر گرفته شده‌اند. از طرف دیگر، در یک پلاسمای یونیزه شده ضعیف، ذرات خنثی نیز حضور خواهند داشت. به دلیل سنگینی ذرات خنثی، پاسخ آن‌ها به اختلالات الکتروستاتیکی خیلی آرام خواهد بود و بنابراین می‌توان آن‌ها را به‌عنوان ذرات زمینه در نظر گرفته و از سهم برخورد آن‌ها با الکترون‌ها صرف‌نظر کرد. از سوی دیگر، فرض می‌شود که یون‌ها بی‌دررو

در حضور یک میدان مغناطیسی قوی‌تر، سالیوتون‌های باریک و تیزتری منتشر خواهند شد. هم‌چنین آن‌ها دریافتند که میدان مغناطیسی خارجی بر ناحیه مجاز عدد ماخ تأثیری ندارد و فقط مقادیر ضریب کاپا و زاویه انتشار بر عدد ماخ تأثیرگذار هستند. لازم به ذکر است که در مطالعات صورت گرفته در مراجع [۱۴، ۱۵]، وجود امواج سالیوتونی با دامنه دلخواه با استفاده از روش شبه پتانسیل سقذی اف بررسی شده بود. این روش معادله حاکم بر تحول امواج را بیان نمی‌کند. در سال ۲۰۱۱ میلادی، به‌منظور تعیین تحول امواج غیرخطی، اثر الکترون‌های غیرگرمایی بر سالیوتون‌های یون-صوتی در یک پلاسمای الکترون-یون بررسی شده بود [۱۶]. آن‌ها با تعیین جواب سالیوتونی معادله غیرخطی $K-dV$ دریافتند که شاخص طیفی کاپا تأثیر به‌سزایی بر ساختار امواج دارد. هم‌چنین آن‌ها مشاهده کردند که الکترون‌های غیرگرمایی تأثیر ویژه‌ای بر دامنه سالیوتون‌های یون-صوتی، چنان‌چه انتشار آن‌ها به سمت عقب باشد، دارند [۱۶].

علاوه بر این، باید دقت کرد که در حضور الکترون‌های دو دمایی (سرد و گرم)، ویژگی سالیوتون‌های یون-صوتی به شدت تغییر خواهد کرد. این الکترون‌ها در پلاسماهای آزمایشگاهی و فضایی مشاهده شده‌اند. نویسندگان زیادی انتشار امواج یون-صوتی در یک پلاسما با الکترون‌های دو دمایی با توزیع ماکسولی را بررسی کرده‌اند [۱۷-۲۰]. علاوه بر این، حضور الکترون‌های دو دمایی سرد و گرم در مگنتوسفر زحل نیز مشاهده شده بود [۲۱-۲۲]. پژوهشگران دریافتند که الکترون‌های دو دمایی در مگنتوسفر زحل با توزیع کاپا به‌خوبی قابل توصیف هستند [۲۳] و شاخص‌های طیفی برای الکترون‌های سرد K_c و گرم K_h به‌ترتیب در بازه $10 < K_c < 1/8$ و $7 < K_h < 3$ قرار می‌گیرند.

وجود سالیوتون‌های یون-صوتی در یک پلاسما در حضور الکترون‌های دو دمایی با توزیع کاپا مطالعه شده است [۲۴]. آن‌ها دریافتند که به ازای مقادیر خاصی از چگالی الکترون‌های داغ، هر دو امواج سالیوتونی تراکمی و رقیق‌شونده وجود خواهند داشت. انتشار امواج یون-صوتی در یک پلاسمای مغناطیده و در حضور الکترون‌های دو دمایی با توزیع کاپا نیز در مرجع [۲۶] مطالعه شده است. آن‌ها نیز حضور امواج سالیوتونی با دامنه مثبت و منفی را گزارش کرده‌اند. هم‌چنین آن‌ها مشاهده کردند که شاخص طیفی الکترون‌های سرد و داغ اثرات ویژه و متضادی بر ساختار سالیوتون‌ها دارد؛ به‌طوری‌که با افزایش K_c دامنه (پهنای) امواج سالیوتونی با پتانسیل مثبت کم (زیاد) می‌شود، درحالی‌که دامنه و پهنای سالیوتون‌های با پتانسیل

طول دبای $\lambda_D = (T_e / 4\pi e^2 n_o)^{1/2}$ بهنجار شده‌اند. فرکانس $\nu = \nu_{in} / \omega_{pi}$ بهنجار شده بین یون‌ها و اتم‌های خنثی می‌باشد و $\chi = T_i / T_e$ به‌عنوان نسبت دمای یون‌ها به الکترون تعریف می‌شود. در حالت تعادل شرط $n_{eo} = n_{io} = n_o$ برقرار است.

تابع چگالی بهنجار شده برای الکترون‌ها با انتگرال‌گیری از رابطه ۱ بر حسب سرعت‌ها، به‌صورت زیر بدست می‌آید [۱۱-۱۳]:

$$n_e = \left\{ 1 - \frac{\phi}{\left(\kappa_e - \frac{3}{2} \right)} \right\}^{-\kappa_e + \frac{1}{2}} \quad (5)$$

که در آن شاخص κ_e میزان انحراف الکترون‌ها از توزیع ماکسولی را نشان می‌دهد. همان‌طور که پیش از این بیان شد، مقادیر کوچک این شاخص بیان‌گر حضور بیش‌تر الکترون‌های فوق‌حرارتی (پر انرژی) خواهند بود و در ازای مقادیر بزرگ ($\kappa_e \rightarrow \infty$)، توزیع فوق (مرسوم به توزیع کاپا) به توزیع ماکسولی منجر می‌شود.

۳. دینامیک غیرخطی: تعیین معادله K-dV اصلاح‌شده

برای تعیین معادله حاکم بر تحول امواج یون-صوتی در پلاسمای برخوردی مورد نظر از روش استاندارد اختلال کاهشی استفاده شده است [۲]. قبل از پرداختن به جزئیات این روش، باید توجه شود که در سیستم پلاسمای حاضر، اثرات برخوردی با انتخاب مقیاس $v = \varepsilon^{1/2} v_o$ [۲۷-۲۸] یک کمیت بدون بعد که بیان‌گر فرکانس برخورد است) در رابطه ۳ لحاظ می‌شوند. این شرط با فرض کوچک بودن فرکانس برخوردی نسبت به فرکانس یونی پلازما سازگار است ($\nu_{in} \ll \omega_{pi}$). لازم به توضیح است که در تحلیل عددی، کمیت‌های به‌کار رفته طوری انتخاب شده‌اند که مقیاس فوق همواره برقرار باشد. برای این منظور پلاسمایی با چگالی در محدوده $10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ، با دمای الکترونی $T_e = 5 \text{ eV}$ و دمای یونی $T_i = 0.1 \text{ eV}$ انتخاب شده است. هم‌چنین در محاسبه بسامد برخورد نیز از رابطه $\nu_{in} = 4\pi n_n \sigma_{in} (k_B T / \pi m_i)^{1/2}$ استفاده شده است [۳۲] که در آن سطح مقطع برخورد به‌صورت $\sigma_{in} = 1.16 \times 10^{-18} m^2$ تعریف می‌شود. در این‌جا T دمای ذرات خنثی و $n_n = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ چگالی آن‌ها می‌باشد. پارامتر

(آدیاباتیکی) بوده و با اتم‌های خنثی موجود در پلازما از طریق فرکانس ν_{in} برخورد می‌کنند. هم‌چنین از برخورد کولنی بین یون‌ها و الکترون‌ها نیز به‌دلیل پایین بودن میزان درجه یونیزاسیون صرف‌نظر شده است. تحت این شرایط، در پژوهش حاضر به بررسی امواج سالیوتونی یون-صوتی در یک پلاسمای برخوردی پرداخته شده و به کمک روش اختلال کاهشی، معادله $K-dV$ اصلاح شده به دست خواهد آمد. هدف اصلی این پژوهش شناخت بیش‌تر مدهای یون-صوتی در حضور برخوردها بوده و این‌که برخوردها و هم‌چنین سایر پارامترهای موجود در پلازما چه تأثیری می‌توانند بر ساختار امواج سالیوتونی داشته باشند؟

در بخش دوم، معادلات اساسی سیال یونی با درنظرگرفتن سهم برخورد یون‌ها با ذرات خنثی ارایه می‌شود. در بخش سوم، دینامیک غیرخطی لازم معرفی شده، معادله $K-dV$ اصلاح شده به دست آمده و در نهایت جواب تحلیلی این معادله را بیان خواهیم کرد. سرانجام نتایج عددی و نتیجه‌گیری نیز به‌ترتیب در بخش‌های ۴ و ۵ ارایه خواهند شد.

۲. معادلات اساسی

در این پژوهش، انتشار امواج یون-صوتی در یک پلاسمای برخوردی که شامل یون‌های گرم و الکترون‌های فوق‌حرارتی می‌باشد، بررسی شده است. انتشار امواج در یک‌بعد درنظر گرفته شده و فرض می‌شود فرکانس نوسانی اختلالات کوچک است و از این‌رو از جرم الکترون در مقایسه با جرم یون صرف‌نظر شده است. هم‌چنین، چنان‌که پیش از این نیز بیان شد، فرض می‌شود یون‌ها با فرکانس ν_{in} ، که خیلی کم‌تر از فرکانس یونی پلازما می‌باشد، با ذرات خنثی برخورد می‌کنند. بنابراین، معادلات اساسی سیال یونی به‌صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i u_i) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - 3\chi n_i \frac{\partial n_i}{\partial x} - \nu u_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n_e - n_i \quad (4)$$

در روابط بالا، چگالی یون‌ها n_i به چگالی مختل نشده n_o ، سرعت u_i به $C_o = (T_e / m_i)^{1/2}$ (سرعت یون-صوتی)، که در آن T_e دمای الکترون و m_i جرم یون است، پتانسیل الکتریکی ϕ به T_e / e (بار الکترون)، زمان t و مکان x به‌ترتیب به فرکانس یونی پلازما $\omega_{pi} = (4\pi e^2 n_o / m_i)^{1/2}$

که به دمای یون ها χ و شاخص فوق حرارتی κ_e بستگی داشته و مستقل از فرکانس برخورد می باشد. در حالت خاص (برای یون های سرد $\chi = 0$ و الکترون های ماکسولی) رابطه پاشندگی فوق به صورت $\omega = kC_0$ تبدیل می شود که به خوبی با رابطه پاشندگی امواج یون- صوتی مطابقت دارد. نتایج عددی نشان می دهند که به ازای یک مقدار معین κ_e ، با افزایش دمای یون ها، سرعت فاز موج افزایش می یابد. همچنین، در پلاسمای برخوردی حاضر، چنانچه توزیع الکترون ها ماکسولی باشد (مقادیر بزرگ پارامتر κ_e)، امواج غیرخطی با سرعت فاز بیش تری نسبت به توزیع کاپا می توانند در محیط پلازما منتشر شوند. این رفتار با نتایج گزارش شده در مراجع [۱۴، ۱۶] مطابقت دارد.

در ادامه، از مرتبه بعدی ε معادلات زیر نتیجه می شوند:

$$-\lambda \frac{\partial n_{i\tau}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{i\tau}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{i1}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{i1} u_{i1})}{\partial \xi} = 0 \quad (13)$$

$$-\lambda \frac{\partial u_{i\tau}}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi_\tau}{\partial \xi} + \chi \frac{\partial n_{i\tau}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{i1}}{\partial \tau} + u_{i1} \frac{\partial u_{i1}}{\partial \xi} \quad (14)$$

$$+ \chi n_{i1} \frac{\partial n_{i1}}{\partial \xi} + v_0 u_{i1} = 0$$

$$-n_{i\tau} + \left(\frac{\kappa_e - \frac{1}{2}}{\kappa_e - \frac{3}{2}} \right) \varphi_\tau + \left(\frac{\left(\kappa_e - \frac{1}{2} \right) \left(\kappa_e + \frac{1}{2} \right)}{2 \left(\kappa_e - \frac{3}{2} \right)^2} \right) \varphi_\tau^2 - \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \xi^2} = 0 \quad (15)$$

اکنون با ضرب رابطه ۱۳ در λ و ترکیب آن با ۱۴ و همچنین به کار بردن روابط ۱۰ و ۱۱، کمیت اختلالی $n_{i\tau}$ به صورت زیر بیان می شود:

$$\frac{\partial n_{i\tau}}{\partial \xi} = \frac{2\lambda}{(\lambda^2 - 3\chi)^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} + \left[\frac{3(\lambda^2 + \chi)}{(\lambda^2 - 3\chi)^2} \right] \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} + \frac{1}{(\lambda^2 - 3\chi)} \frac{\partial \varphi_\tau}{\partial \xi} + \frac{\lambda v_0}{(\lambda^2 - 3\chi)^2} \varphi_1 \quad (16)$$

حال با مشتق گیری از طرفین رابطه ۱۵ نسبت به ξ ، و با استفاده از رابطه ۱۶، یک معادله $K-dV$ تعمیم یافته برای مرتبه اول پتانسیل به شکل زیر به دست می آید:

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} + M \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} + N \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \xi^2} + R \varphi_1 = 0 \quad (17)$$

k_B نیز ثابت بولتزمن است. محاسبات عددی نشان می دهند که مقدار کمیت $v = v_{in} / \omega_{pi}$ از مرتبه 10^{-4} - 10^{-5} خواهد بود که با انتخاب مقیاس $v = \varepsilon^{3/2} v_0$ به خوبی مطابقت دارد.

اکنون برای تعیین دینامیک حاکم بر سیستم، طبق روش اختلال کاهشی، ابتدا متغیرهای کند تغییر $\xi = \varepsilon^{1/2} (x - \lambda t)$ و $\tau = \varepsilon^{3/2} t$ در نظر گرفته می شوند، به طوری که λ سرعت فاز موج و بهنجار شده به C_0 و $\varepsilon \ll 1$ یک پارامتر خیلی کوچک است که میزان غیرخطی بودن سیستم را مشخص می کند. سپس متغیرهای چگالی، سرعت و پتانسیل به صورت زیر بسط داده می شوند:

$$\begin{aligned} n_i &= 1 + \varepsilon n_{i1} + \varepsilon^2 n_{i2} + \dots \\ u_i &= \varepsilon u_{i1} + \varepsilon^2 u_{i2} + \dots \\ \varphi &= \varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2 + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

با جای گذاری عبارات فوق در روابط ۲ تا ۴، برای پایین ترین مرتبه ε خواهیم داشت:

$$-\lambda \frac{\partial n_{i1}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{i1}}{\partial \xi} = 0 \quad (7)$$

$$-\lambda \frac{\partial u_{i1}}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} + \chi \frac{\partial n_{i1}}{\partial \xi} = 0 \quad (8)$$

$$n_{i1} - \left(\frac{\kappa_e - \frac{1}{2}}{\kappa_e - \frac{3}{2}} \right) \varphi_1 = 0 \quad (9)$$

به طوری که با انتگرال گیری از معادلات ۷ و ۸ و به کار بردن شرایط مرزی $n_{i1} = 1$ و $u_{i1} = \varphi_1 \rightarrow 0$ در حد $\xi \rightarrow \pm \infty$ ، برای پایین ترین مرتبه کمیت های اختلالی چگالی و سرعت داریم:

$$n_{i1} = \frac{1}{\lambda^2 - 3\chi} \varphi_1 \quad (10)$$

$$u_{i1} = \frac{\lambda}{\lambda^2 - 3\chi} \varphi_1 \quad (11)$$

اکنون با استفاده از رابطه ۱۰ و همچنین پایین ترین مرتبه معادله پواسون (معادله ۹)، سرعت فاز امواج غیرخطی به صورت زیر بدست می آید:

$$\lambda = \sqrt{3\chi + \frac{\kappa_e - \frac{3}{2}}{\kappa_e - \frac{1}{2}}} \quad (12)$$

لازم به ذکر است که در حضور برخوردها، رابطه ۱۷ به طور دقیق یک سیستم هامیلتونی انتگرال پذیر نیست و از این رو انرژی سالیتون ثابت باقی نمی ماند. تغییرات زمانی انرژی سالیتون به شکل زیر تعیین خواهد شد: طبق تعریف، انرژی سالیتون به صورت $E = \int_{-\infty}^{+\infty} (\varphi_1^2(\xi, \tau)) d\xi$ است و مشتق زمانی آن را می توان با رابطه زیر بیان کرد:

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} = \int_{-\infty}^{+\infty} 2\varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} d\xi \quad (20)$$

برای سادگی آرگومان حذف شده است. اکنون با توجه به رابطه ۱۷، رابطه فوق به فرم زیر بازنویسی خواهد شد:

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} = \int_{-\infty}^{+\infty} 2\varphi_1 \left(-M\varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} - N \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \xi^2} - R\varphi_1 \right) d\xi \quad (21)$$

در ادامه با محاسبه انتگرال فوق و در نظر گرفتن اینکه φ_1 و مشتقات اول و دوم آن در $\xi \rightarrow \pm\infty$ صفر می شوند، حاصل دو جمله اول در ۲۱ صفر شده و در نهایت (با توجه به تعریف انرژی سالیتون و جمله میرایی R) تغییرات انرژی به صورت $\partial E / \partial \tau = -V_0 E$ تعیین خواهد شد. رابطه اخیر بیان می کند که در غیاب برخوردها ($V_0 = 0$)، انرژی سالیتون ثابت است درحالی که در حضور برخوردها، فرکانس برخورد یون-خنثی در میرایی انرژی سالیتون نقش ویژه ای خواهد داشت.

اکنون با توجه به رابطه تغییرات انرژی سالیتون و با استفاده از مراجع [۳۳، ۳۴]، جواب تحلیلی رابطه ۱۷ به فرم زیر تعیین خواهد شد:

$$\varphi_1(\xi, \tau) = \varphi_0(\tau) \operatorname{sech} \sqrt{\frac{M\varphi_0(\tau)}{12N}} \left(\xi - \frac{M}{3} \int_0^\tau \varphi_0(\bar{\tau}) d\bar{\tau} \right) \quad (22)$$

که در آن $\frac{M}{3} \frac{d}{d\tau} \int_0^\tau \varphi_0(\bar{\tau}) d\bar{\tau}$ سرعت سالیتون می باشد. در این جا دامنه $\varphi_0(\tau)$ ، پهنا $L(\tau)$ و سرعت انتشار پالس $V(\tau)$ تابعی بر حسب زمان می باشند و به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\varphi_0(\tau) = \varphi_0 \exp \left(-\frac{2V_0}{3} \tau \right) \quad (23)$$

$$L(\tau) = \sqrt{\frac{12N}{M\varphi_0}} \exp \left(\frac{V_0}{3} \tau \right) \quad (24)$$

$$V(\tau) = \frac{M\varphi_0}{3} \exp \left(-\frac{2V_0}{3} \tau \right) \quad (25)$$

لازم به ذکر است که در عبارت فوق، بنابر رابطه پاشندگی ۱۲، جملات حاوی پتانسیل اختلال φ_2 حذف خواهند شد. در این جا، ضرایب غیر خطی M ، پاشندگی N و میرایی R به فرم زیر داده می شوند:

$$M = \left\{ \frac{3(\lambda^2 + \chi)}{(\lambda^2 - 3\chi)^2} - 2 \left(\frac{\kappa_e - \frac{1}{2}}{\kappa_e + \frac{1}{2}} \right) \right\} N$$

$$N = \frac{(\lambda^2 - 3\chi)^2}{2\lambda}$$

$$R = \frac{V_0}{2} \quad (18)$$

همان طور که مشاهده می شود، ضرایب غیرخطی و پاشندگی مستقل از فرکانس برخورد بین یون ها با اتم های خنثی هستند و اثر فرکانس برخورد فقط در جمله میرایی R ظاهر می شود. بررسی عددی نشان می دهد که ضریب غیرخطی M همواره مثبت است؛ این نکته بیان کننده این است که در مدل پلاسمای تحت بررسی فقط پالس الکتریکی با پتانسیل مثبت یا سالیتون های تراکمی وجود خواهند داشت. سالیتون های رقیق شونده (انبساطی) در صورت منفی بودن ضریب غیرخطی ایجاد می گردند که در سیستم حاضر مشاهده نمی شوند. لازم به ذکر است که این ویژگی با پلاسماهای غیربرخوردی دو مؤلفه ای، متشکل از الکترون-یون و با حضور الکترون های ماکسولی و یا کاپا به خوبی مطابقت دارد اما با نتایج داده شده در مراجع [۲۷-۲۸] متفاوت است. هم چنین نتایج عددی نشان می دهند که با افزایش پارامتر κ_e ضریب غیرخطی کاهش می یابد درحالی که ضریب پاشندگی N افزایش می یابد.

۱.۳ جواب های تحلیلی

در غیاب برخوردها ($V_0 = 0$) با توجه به تبدیل مختصات $\eta = \xi - U_0 \tau$ و در نظر گرفتن شرایط مرزی φ_1 و مشتقات آن که در $\eta \rightarrow \pm\infty$ صفر شوند، جواب معادله ۱۷ به صورت زیر تعیین می شود:

$$\varphi_1(\xi, \tau) = \varphi_0 \operatorname{sech} [\delta^{-1} \eta] \quad (19)$$

که در آن $\varphi_0 = 3U_0 / M$ دامنه و $\delta = 2\sqrt{N/U_0}$ پهنا می باشد. امواج سالیتونی را نشان می دهند ($U_0 = \varphi_0 M / 3$) سرعت انتشار موج پایدار در چارچوب مرجع متحرک می باشد.

شکل ۱. تحول زمانی پتانسیل الکتروستاتیکی (الف) در غیاب برخوردها و (ب) در حضور برخوردها ($V_0 = 0.1$) برای زمان‌های مختلف $\tau = 0$ (نمودار نقطه‌ای)، $\tau = 100$ (نمودار خط‌چین) و $\tau = 200$ (نمودار خط مستقیم). سایر پارامترها به صورت $\chi = 0.02$ ، $K_e = 4$ و $U_0 = 0.1$ در نظر گرفته شده‌اند.

تحول زمانی چگالی یون‌ها در یک پلاسمای برخوردی نیز در شکل ۲ نمایش داده شده است. مشاهده می‌شود که در حضور برخوردها، بیشینه چگالی ذرات نیز به‌طور نمایی با گذشت زمان کاهش می‌یابد.

در ادامه باید دقت شود که رابطه‌های ۲۳ و ۲۴ وابستگی دامنه و پهنای امواج سالیتمی را به‌طور نمایی به فرکانس برخورد بین یون‌ها با ذرات خنثی و همچنین زمان انتشار بیان می‌کنند. بنابراین شکل ۳ تغییرات دامنه $\phi_0(\tau)$ و پهنای $L(\tau)$ امواج یون- صوتی را در حضور برخوردها نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با گذشت زمان دامنه امواج کاهش و پهنای آن‌ها افزایش می‌یابد. از سوی دیگر، در یک زمان ثابت، به‌عنوان مثال $\tau = 100$ ، مشاهده می‌شود که با افزایش فرکانس برخورد دامنه (پهنای) کاهش (افزایش) می‌یابد. به عبارت دیگر، در یک پلاسمای برخوردی، هر چه فرکانس برخورد بیش‌تر شود

ϕ_0 دامنه اولیه پالس در زمان $\tau = 0$ می‌باشد.

در ادامه به بررسی ساختار امواج یون- صوتی در پلاسمای برخوردی مد نظر پرداخته خواهد شد.

۴. تحلیل عددی و بررسی خواص امواج

تاکنون دینامیک حاکم بر انتشار امواج یون- صوتی را در یک پلاسمای دو مؤلفه‌ای برخوردی شامل الکترون- یون بررسی کردیم. الکترون‌ها را فوق‌حرارتی در نظر گرفته و فرض شد از تابع توزیع کاپا تبعیت می‌کنند. همچنین برخورد بین یون‌ها با اتم‌های خنثی نیز لحاظ شدند. اکنون برای کامل شدن بحث و ایجاد درک فیزیکی بیش‌تر بر ساختار امواج یون- صوتی در پلاسمای فضایی و آزمایشگاهی یونیزه شده ضعیف، اثرات برخورد بین یون‌ها با اتم‌های خنثی بر دینامیک امواج سالیتمی بررسی خواهند شد. در حضور برخوردها ($V_0 \neq 0$)، از آن‌جا که رابطه ۱۷ به‌طور دقیق یک سیستم هامیلتونی انتگرال‌پذیر نیست، بنابراین برای حل آن باید از روش‌های عددی استفاده شود. بنابراین در این پژوهش برای به دست آوردن تحول زمانی امواج، در نرم‌افزار متلب الگوی تفاضل محدود به کار برده شد. به عبارت دیگر، رابطه ۱۸ که در غیاب برخوردها می‌باشد را به‌عنوان جواب اولیه در نظر گرفته $\phi_1(\xi, 0) = \phi_0 \text{sech}^2[\delta^{-1}\xi]$ به‌طوری‌که $\xi \in [-L, L]$ ، سپس با توجه به شرط مرزی $\phi_1(-L, \tau) = \phi_1(+L, \tau) = 0$ جواب عددی رابطه ۱۷ تعیین خواهد شد. با توجه به نتایج عددی، ملاحظه می‌شود که در غیاب برخوردها دامنه و پهنای پالس ثابت باقی می‌ماند. این رفتار به‌عنوان یک ویژگی اصلی برای امواج سالیتمی در نظر گرفته می‌شود و با مراجع موجود به خوبی سازگار است؛ درحالی‌که در حضور برخوردها، دامنه پالس با گذشت زمان کاهش می‌یابد. بنابراین مشاهده می‌شود که نیروهای اتلافی (به‌واسطه برخورد یون‌ها با ذرات خنثی) نقش کلیدی بر تغییر ساختار امواج یون- صوتی دارند و سبب کاهش انرژی سالیتمون می‌شوند. جزییات بیش‌تر در شکل ۱ نشان داده شده است. از طرفی بنا بر رابطه ۱۰، می‌توان چگالی یون‌ها را به‌صورت زیر بیان کرد:

$$n_{i1}(\xi, \tau) = \frac{1}{(\lambda^2 - 3\chi)} \phi_1 = \frac{1}{(\lambda^2 - 3\chi)} \phi_0(\tau) \text{sech}^2 \sqrt{\frac{M\phi_0(\tau)}{12N}} \left(\xi - \frac{M}{3} \int_0^\tau \phi_0(\bar{\tau}) d\bar{\tau} \right) \quad (26)$$

(الف)

(ب)

شکل ۳. تغییرات (الف) دامنه $\phi_0(\tau)$ و (ب) پهنای $L(\tau)$ امواج سالیونی بر حسب زمان به ازای فرکانسهای برخورد مختلف. سایر پارامترها به صورت $U_0 = 0.1$ ، $\chi = 0.02$ ، $\kappa_e = 4$ و $\tau = 0$ در نظر گرفته شده‌اند.

به منظور بررسی اثر شاخص طیفی الکترون‌های فوق حرارتی κ_e ، تغییرات دامنه و پهنای امواج سالیونی به ازای مقادیر مختلف این شاخص در شکل ۴ ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش این پارامتر، ساختار امواج یون-صوتی به‌طور ویژه‌ای اصلاح می‌شود. به عبارت دیگر، دامنه و پهنای امواج با افزایش κ_e هر دو افزایش می‌یابند. این بدان معنی است که هر چه جمعیت الکترون‌های پر انرژی بیشتر باشد (مقادیر کوچک κ_e) امواج سالیونی با دامنه و پهنای کمتری مشاهده خواهند شد و در حضور الکترون‌هایی با توزیع ماکسولی (مقادیر بزرگ κ_e)، امواج با دامنه و پهنای بزرگ‌تری نسبت به توزیع کاپا منتشر می‌شوند. دلیل فیزیکی این رفتار آن است که در حضور الکترون‌های پر انرژی کاپا، ضریب جمله غیرخطی رابطه ۱۷ بزرگ‌تر و ضریب پاشندگی کوچک‌تر خواهد شد.

پالس‌های کوتاه‌تر و پهن‌تری منتشر خواهند شد. دلیل فیزیکی این رویداد، وابستگی نمایی دامنه و پهنای امواج به فرکانس برخورد است؛ به‌طوری‌که طبق رابطه‌های ۲۳ و ۲۴ دامنه با افزایش بسامد برخورد کاهش و پهنای افزایش می‌یابد. باید توجه شود که هر چند ساختار سالیتون‌ها به دو عامل ضریب غیرخطی و پاشندگی محیط وابسته بوده و این دو ضریب مستقل از فرکانس برخورد هستند (رابطه ۱۸ را ملاحظه کنید)، با این وجود، در حضور آثار برخوردی ضعیف، به دلیل کاهش انرژی سالیتون با بسامد برخورد انتظار می‌رود که دامنه نیز با افزایش فرکانس برخورد کاهش یابد. از سوی دیگر، از آنجا که حاصل ضرب دامنه در مربع پهنای امواج سالیونی همواره یک مقدار ثابت است (به ازای مقادیر ثابتی از پارامترهای پلاسما)، این‌رو انتظار می‌رود پهنای با افزایش فرکانس برخورد کاهش یابد.

شکل ۴. تحول زمانی چگالی یون‌ها در حضور برخوردها ($v_0 = 0.1$) برای زمان‌های مختلف $\tau = 0$ (نمودار نقطه‌ای)، $\tau = 100$ (نمودار خط‌چین) و $\tau = 200$ (نمودار خط ممتد). سایر پارامترها به صورت $U_0 = 0.1$ ، $\chi = 0.02$ ، $\kappa_e = 4$ و $\tau = 0$ در نظر گرفته شده‌اند.

شکل ۵. پروفایل امواج سالیونی در یک پلاسمای برخوردی در زمان $\tau = 50$ به ازای دماهای یونی مختلف. سایر پارامترها به صورت $K_e = 4$ ، $U_0 = 0.1$ و $V_0 = 0.1$ ، در نظر گرفته شده‌اند.

۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله انتشار امواج یون-صوتی در یک پلاسمای دو مؤلفه‌ای برخوردی و در حضور الکترون‌های پر انرژی با توزیع کاپا برای الکترون‌ها مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور، با نوشتن معادلات سیالی برای یون‌ها و به کار بردن روش استاندارد اختلال کاهشی، یک معادله $K-dV$ تعمیم‌یافته برای سالیون‌های یون-صوتی به دست آورده شد و جواب تحلیلی و عددی آن مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که برخوردها تأثیر ویژه‌ای بر ساختار امواج یون-صوتی دارند. به عبارت دیگر، در پلاسمای ضعیف یونیزه شده حاضر، برخورد یون‌ها با ذرات خنثی مانند یک نیروی میرایی عمل کرده و سبب کاهش انرژی و به دنبال آن، کاهش دامنه سالیون می‌گردد. همچنین مشاهده شد که هر چه اندازه فرکانس برخورد بین یون‌ها و ذرات خنثی بیشتر شود، سالیون‌های یون-صوتی با دامنه کم‌تر و پهنای بیش‌تری منتشر خواهند شد. از سوی دیگر، حضور ذرات پر انرژی باعث کاهش دامنه در هر دو حالت برخوردی و غیر برخوردی می‌شود. علاوه بر این، باید توجه شود که به ازای جمعیت بیش‌تر الکترون‌های پر انرژی (مقادیر کم K_e)، آثار غیرخطی همواره قوی‌تر از پاشندگی خواهند بود و این باعث می‌شود دستگاه‌های برخوردی با توزیع کاپا رفتار متفاوتی نسبت به توزیع ماکسولی داشته باشند. نتایج به دست آمده در این پژوهش می‌توانند سهم به‌سزایی در درک بهتر رفتار محیط‌های آزمایشگاهی و فضایی در حضور ذرات پر انرژی داشته باشند. همچنین حضور میدان مغناطیسی و در نظر گرفتن آثار یونیزاسیون نیز می‌تواند به عنوان چشم‌اندازی برای آینده این پژوهش محسوب شود.

بنابراین با توجه به رابطه‌های $\phi_0 \propto 1/M$ و $\delta \propto N$ تمایل به کاهش دامنه و پهنای امواج بیش‌تر خواهد شد. به عبارت دیگر، هر چه انحراف از تعادل ترمودینامیکی (توزیع ماکسولی) بیش‌تر باشد، امواج با دامنه و پهنای کم‌تری منتشر خواهند شد. این نتایج با یافته‌های حاصل از مراجع [۱۴، ۱۵] که در آن‌ها ساختار امواج یون-صوتی در یک پلاسمای بدون برخورد در حضور الکترون‌های فوق‌حرارتی بررسی شده‌اند، مطابقت دارد. سرانجام برای کامل شدن بحث، تأثیر دمای یون‌ها بر ساختار امواج سالیونی در یک پلاسمای برخوردی با حضور الکترون‌های فوق‌حرارتی بررسی خواهد شد. از شکل ۵ مشاهده می‌شود که افزایش دمای یون‌ها تأثیر قابل‌توجهی بر دامنه و پهنای امواج یون-صوتی ندارد. اگرچه بررسی دقیق‌تر نشان می‌دهد که با افزایش دما، دامنه و پهنای کاهش می‌یابد با این حال این کاهش خیلی محسوس نیست.

شکل ۴. تغییرات (الف) $\phi_0(\tau)$ و (ب) پهنای $L(\tau)$ امواج سالیونی بر حسب زمان به ازای شاخص‌های طیفی مختلف. سایر پارامترها به صورت $\chi = 0.002$ ، $V_0 = 0.1$ و $U_0 = 0.1$ ، در نظر گرفته شده‌اند.

مراجع

1. H. Ikezi, R. Taylor, D. Baker, *Formation and Interaction of Ion-Acoustic solitons*, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 11 (1970).
2. H. Washimi, T. Taniuti, *Propagation of Ion-Acoustic Solitary Waves of Small Amplitude*, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 996 (1966).
3. R.Z. Sagdeev, *Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas*, *Rev. Plasma Phys.* **4**, 23 (1966).
4. B. Bhattacharyya, *Dominance of ion motion over electron motion in some intensity-induced wave processes in a magnetized plasma*, *Phys. Rev. A*, **27**, 1 (1983).
5. V.M. Vasyliunas, *A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3*, *J. Geophys. Res.* **73**, 2839 (1968).
6. V. Pierrard, J. Lemaire, *Lorentzian ion exosphere model*, *J. Geophys. Res.* **101**, 7923 (1996).
7. S.P. Christon, et al. *Energy spectra of plasma sheet ions and electrons from ~50 eV/e to ~1 MeV during plasma temperature transitions*, *J. Geophys. Res.* **93**, 2562 (1988).
8. M. Maksimovic, V. Pierrard, P. Riley, *Ulysses electron distributions fitted with Kappa functions*, *Geophys. Res. Lett.* **24**, 1151 (1997).
9. M. Krimigis, et al, *General characteristics of hot plasma and energetic particles in the Saturnian magnetosphere: Results from the Voyager spacecraft*, *J. Geophys. Res.* **88**, 8871 (1983).
10. V. Pierrard, H. Lamy, J. Lemaire, *Exospheric distributions of minor ions in the solar wind*, *J. Geophys. Res.* **109**, A02118 (2004).
11. M.P. Leubner, *Fundamental issues on kappa-distributions in space plasmas and interplanetary proton distributions*, *Phys. Plasmas*, **11**, 1308 (2004).
12. M.A. Hellberg, et al, *Electron-acoustic waves in the laboratory: an experiment revisited*, *J. Plasma Phys.* **64**, 433 (2000).
13. T.K. Baluku, M.A. Hellberg, *Dust acoustic solitons in plasmas with kappa-distributed electrons and/or ions*, *Phys. Plasmas*, **15**, 123705 (2008).
14. N.S. Saini, I. Kourakis, M.A. Hellberg, *Arbitrary amplitude ion-acoustic solitary excitations in the presence of excess superthermal electrons*, *Phys. Plasmas*, **16**, 062903 (2009).
15. S. Sultana, et al, *Oblique electrostatic excitations in a magnetized plasma in the presence of excess superthermal electrons*, *Phys. Plasmas*, **17**, 032310 (2010).
16. Y.D. Jung, W.P. Hong, *Nonthermal effects on the ion-acoustic solitons in Lorentzian electron-ion plasmas*, *Phys. Plasmas*, **18**, 024502 (2011).
17. B.N. Goswami, B. Buti, *Ion acoustic solitary waves in a two-electron-temperature plasma*, *Phys. Lett. A*, **57**, 149 (1976).
18. G.C. Das, S.N. Paul, B. Karmakar, *Ion-acoustic solitary waves in two-temperature electron plasmas*, *Phys. Fluids*, **29**, 2192 (1986).
19. S.S. Ghosh, K.K. Ghosh, A.N.I. Sekar, *Large Mach number ion acoustic rarefactive solitary waves for a two electron temperature warm ion plasma*, *Phys. Plasmas*, **3**, 3939 (1996).
20. O.R. Rufai, et al, *Low frequency solitons and double layers in a magnetized plasma with two temperature electrons*, *Phys. Plasmas*, **19**, 122308 (2012).
21. D.D. Barbosa, W.S. Kurth, *On the generation of plasma waves in Saturn's inner magnetosphere*, *J. Geophys. Res.* **98**, 9351 (1993).
22. E.C. Sittler, Jr., K.W. Ogilvie, J.D. Scudder, *Survey of low-energy plasma electrons in Saturn's magnetosphere: Voyagers 1 and 2*, *J. Geophys. Res.* **88**, 8847 (1983).
23. P. Schippers, et al, *Multi-instrument analysis of electron populations in Saturn's magnetosphere*, *J. Geophys. Res.* **113**, A07208 (2008).
24. T.K. Baluku, M.A. Hellberg, *Ion acoustic solitons in a plasma with two-temperature kappa-distributed electrons*, *Phys. Plasmas*, **19**, 012106 (2012).
25. F. Verheest, M.A. Hellberg, I. Kourakis, *Ion-acoustic supersolitons in plasmas with two-temperature electrons: Boltzmann and kappa distributions*, *Phys. Plasmas*, **20**, 082309 (2013).
26. N.S. Saini, et al, *Zakharov-Kuznetsov equation in a magnetized plasma with two temperature superthermal electrons*, *Phys. Plasmas*, **21**, 022114 (2014).
27. S. Ghosh, A. Adak, M. Khan, *Dissipative solitons in pair-ion plasmas*, *Phys. Plasmas*, **21**, 012303 (2014).
28. S. Sultana, *Ion acoustic solitons in magnetized collisional non-thermal dusty plasmas*, *Phys. Lett. A* **382**, 1368–1373 (2018).
29. S. Sultana, *Dissipative high-frequency envelope soliton modes in nonthermal plasmas*, *Phys. Rev. E*, **98**, 033207 (2018).
30. A. Adak, S. Ghosh, N. Chakrabarti, *Ion acoustic shock wave in collisional equal mass plasma*, *Phys. Plasmas*, **22**, 102307 (2015).
31. I.S. Elkamash, I. Kourakis, *Electrostatic shock structures in dissipative multi-ion dusty plasmas*, *Phys. Plasmas*, **25**, 062104 (2018).
32. J. Vranjes, P.S. Krstic, *Collisions, magnetization, and transport coefficients in the lower solar atmosphere*, *Astron. Astrophys.* **554**, 22–32 (2013).
33. V.I. Karpman, E.M. Maslov, *Perturbation Theory for Solitons*, *Sov. Phys. JETP*, **46**, 2 (1977).
34. R.L. Herman, *A direct approach to studying soliton perturbations*, *J. Phys. A*, **23**, (1990).

استناد به این مقاله

مصطفی مهدی پور (۱۴۰۰)، تأثیر فرکانس برخورد یون- خنثی و شاخص طیفی کاپا بر دینامیک امواج یون- صوتی غیرخطی در پلاسماهای فوق حرارتی، ۹۷، ۵۲-۶۱

DOI: 10.24200/nst.2021.1296

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1296.html