

ORIGINAL ARTICLE

Bifurcation Analysis of Ion-Acoustic Waves in a Dusty Plasma

Mostafa Mehdipoor

1 Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran.

Correspondence

Mostafa Mehdipoor

Email: mehdipoor.m59@gmail.com

How to cite

Mehdipoor, M. (2023). Bifurcation Analysis of Ion-Acoustic Waves in a Dusty Plasma. *Optoelectronic*, 5(2), 19-26.

ABSTRACT

In this article, the stability and instability of low-frequency electrostatic waves (ion-acoustic waves) in a dusty plasma consisting of cold ions and non-thermal electrons with a Kappa-Cairns combined distribution are investigated. The basic equations to describe the plasma and the dynamic equation of the present system are determined. It is observed that the presence of the high-energy electrons has a significant effect on the ion-acoustic wave structures. The numerical results have shown that dust particles can also change the stability of the system. Moreover, according to phase space analysis, the presence of homoclinic, nonlinear periodic as well as super-periodic circuits have also been investigated for different conditions. Therefore, in this system, due to a small change in the amount of plasma parameters, we will see different behavior for the ion-acoustic waves.

KEYWORDS

Dusty Plasma, Ion-Acoustic Waves, Kappa-Cairns distribution, Bifurcation of Waves.

دوفصلنامه علمی

اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

تحلیل دوشاخگی امواج یون - صوتی در یک پلاسمای غبارآلود

مصطفی مهدی پور

چکیده

در این مقاله پایداری و ناپایداری امواج الکتروستاتیک فرکانس پایین که به اختصار امواج یون - صوتی نامیده می‌شوند در یک پلاسمای غبارآلود شامل یون‌های سرد و الکترون‌های غیرگرمایی با توزیع ترکیبی کاپا-کرنز بررسی شده است. ابتدا معادلات سیالی لازم برای توصیف پلاسمای بیان و سپس معادله دینامیکی سیستم تعیین شده است. مشاهده می‌شود که حضور الکترون‌های پرانرژی تأثیر بسزایی بر روی دوشاخگی امواج یون - صوتی دارند. علاوه بر این، نتایج عددی نشان می‌دهند که ذرات غبارآلود نیز می‌توانند پایداری سیستم را تغییر دهند. همچنین، بر طبق تحلیل فضای فاز، وجود مدارهای هوموکلینیک، مدارهای دوره‌ای غیرخطی و همچنین تناوبی با دامنه بالا نیز برای شرایط مختلف بررسی شده است. بنابراین، در این سیستم، به واسطه تغییر کوچکی در مقدار پارامترهای پلاسمای، رفتار متفاوتی را برای دینامیک امواج یون - صوتی مشاهده خواهیم کرد.

واژه‌های کلیدی

پلاسمای غبارآلود، امواج یون - صوتی، توزیع کاپا - کرنز، دوشاخگی امواج.

1 استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گنبد کاووس، گنبد کاووس، ایران.

نویسنده مسئول:

مصطفی مهدی پور

رایانامه:

mehdipoor.m59@gmail.com

استناد به این مقاله:

مهدی پور، مصطفی (1402). تحلیل دوشاخگی امواج یون - صوتی در یک پلاسمای غبارآلود. دوفصلنامه علمی اپتوالکترونیک، (2)5، 19-26.

<https://jphys.journals.pnu.ac.ir>

مقدمه

پلاسماهای غبارآلود اهمیت ویژه‌ای در حوزه فیزیک پلاسما و فنی مهندسی دارند و در بین محققین، انتشار امواج در آنها بسیار حائز اهمیت می‌باشد. چنین پلاسماهایی علاوه بر الکترون‌ها و یون‌ها، شامل دانه‌های گرد و غبار باردار نیز هستند. بار این ذرات به دو صورت مثبت یا منفی در پلاسماهای فضایی و یا آزمایشگاهی گزارش شده است. در این تحقیق ما ذرات غبارآلود منفی را در نظر گرفته‌ایم و از نوسانات بار آنها صرف‌نظر می‌کنیم. علاوه بر این، این ذرات معمولاً سنگین هستند و اندازه آن‌ها در حد میکرون و کوچک‌تر می‌باشد.

با وجود اینکه مدهای مختلفی می‌توانند در این‌گونه پلاسماهای منتشر شوند، در این بین امواج یون-صوتی یکی از مهم‌ترین امواجی است که قابلیت انتشار در محیط پلاسما حاضر را دارند. این امواج در اثر نوسان یون‌ها و در حضور الکترون‌ها و ذرات غبار زمینه که نقش نیروی بازگرداننده را فراهم می‌کنند ایجاد می‌شوند. به دلیل سنگینی یون‌ها، این امواج فرکانس پایینی دارند و چون از سهم میدان‌های مغناطیسی صرف‌نظر شده است به صورت یک موج الکتروستاتیک قابلیت انتشار در محیط پلاسما را دارند.

اولین بار ایکیز¹ و همکارانش [1] وجود امواج یون-صوتی را به صورت آزمایشگاهی ثابت کرده بودند. روش‌های متعددی نیز برای مطالعه تئوری ساختار امواج در پلاسماهای وجود دارد. به عنوان نمونه، روش پتانسیل سفید² [2] وجود امواج با دامنه دلخواه را در یک پلاسما معین توصیف می‌کند. علاوه بر این به کمک روش اختلال کاهشی [3] می‌توان معادله حاکم بر تحول امواج غیرخطی دامنه کوچک اما محدود را بررسی کرد. مقالات بسیاری ساختار امواج یون-صوتی را در پلاسماهای غبارآلود به کمک روش‌های ذکر شده بررسی کرده‌اند [4-8]. با این حال، به کمک تحلیل دینامیک غیرخطی به عنوان یک ابزار کلاسیک و اثرگذار در بررسی پایداری سیستم‌های پیچیده می‌توان اطلاعات جامع و متفاوتی را نسبت به روش‌های مرسوم به دست آورد. به عبارت دیگر، برخی از ویژگی‌های دینامیکی سیستم مانند تحلیل دوشاخگی، پایداری و گذار سیستم به حالت آشوب را می‌توان از طریق بررسی و تحلیل فضای فاز مطالعه کرد [9-13]. فضای فاز شامل مدارهای تناوبی و بسته‌ای است که هر کدام از این مسیرها نمایانگر انتشار مدهای نوسانی مختلفی می‌باشد. وجود امواج سالیوتونی،

پریودیک، سوپرسالیوتون‌ها و امواج پریودیک غیرخطی با دامنه خیلی بالا، ساختارهای متفاوتی از مدهای الکتروستاتیک هستند که منطبق با مدارهای هوموکلینیک و مسیرهای بسته تناوبی در نمودار فضای فاز، در محیط پلاسما قابل توصیف و بررسی هستند. محققین زیادی ویژگی‌های متفاوتی از امواج غیرخطی را با استفاده از تئوری دوشاخگی بررسی کرده‌اند [14-16] اما تاکنون انواع دوشاخگی‌ها که به واسطه تغییر کوچکی در مقدار پارامترهای پلاسما اتفاق می‌افتند و می‌توانند ساختار مدهای انتشار در پلاسما را کنترل کنند، در یک پلاسما غبارآلود و در حضور الکترون‌های غیرگرمایی با توزیع ترکیبی کاپا-کرنز³ [17] بررسی نشده است. باید دقت کنیم که به دلیل گیرافتادن الکترون‌ها در چاه پتانسیل امواج، در بیشتر مواقع الکترون‌ها از توزیع معروف ماکسولی تبعیت نمی‌کنند. در چنین شرایطی، سایر توزیع‌های غیرماکسولی مانند توزیع کاپا [18] و یا توزیع کرنز [19] برای توصیف پلاسما به کار برده می‌شود. در توزیع کاپا، تعداد ذرات پرنرژی - در فضای فاز - در انتهای تابع توزیع بیشتر از تعداد ذرات در مبدأ است در حالی که در توزیع کرنز، ذرات پرنرژی در همسایگی مبدأ بیشتر یافت می‌شوند. با این حال، محیط‌های پلاسمایی وجود دارند که برای درک و توصیف مشاهدات تجربی حاصل از آن‌ها باید از یک حالت ترکیبی برای تابع توزیع الکترون‌ها استفاده کرد. بنابراین در این مقاله سعی شده است بعد از بیان معادلات اساسی در یک پلاسما غبارآلود و در حضور تابع ترکیبی کاپا-کرنز برای الکترون‌ها، ابتدا معادله دینامیکی سیستم تعیین و سپس پایداری و ناپایداری تعادل سیستم بررسی شود. در نهایت با به کار بردن تئوری فضای فاز، انواع مختلفی از امواج غیرخطی که قابلیت انتشار در محیط پلاسما مدنظر را دارند بررسی خواهیم کرد.

معادلات اساسی

در این مقاله، با استفاده از معادلات سیالی انتشار امواج یون-صوتی در یک پلاسما غبارآلود شامل یون‌های سرد، الکترون‌های غیرگرمایی و ذرات غبارآلود با بار منفی ساکن بررسی شده است. چون سرعت گرمایی الکترون‌ها خیلی بزرگ‌تر از سرعت فاز امواج یون-صوتی است در نتیجه از اینرسی الکترون‌ها صرف‌نظر شده و معادلات سیالی برای آن‌ها بیان نشده است. به عبارت دیگر، الکترون‌ها با یک توزیع غیرماکسولی ترکیبی مرسوم به توزیع کاپا-کرنز توصیف شده‌اند. در چنین شرایطی،

1 Ikezi

2 Sagdeev

می‌توانیم معادلات اساسی فوق را به یک معادله دینامیکی تبدیل کرده و فضای فاز سیستم را مطالعه کنیم. در اینجا مقادیر M به نحوی انتخاب می‌شوند که امواج یون- صوتی با دامنه کوچک اما محدود را برای ما تداعی نمایند. با این فرض و انتخاب شرایط مرزی $n \rightarrow 1$ ، $u \rightarrow 0$ ، $\phi \rightarrow 0$ و $d\phi/d\xi \rightarrow 0$ در صورتی که $\xi \rightarrow \pm\infty$ ، از معادلات (1) و

$$(2) \text{ داریم} \quad n = \frac{M}{\sqrt{M^2 - 2\phi}} \quad (8)$$

$$u = M + \frac{M}{\sqrt{M^2 - 2\phi}} \quad (9)$$

با قرار دادن معادلات (4) و (8) در معادله (3) و به کار بردن بسط تیلور خواهیم داشت:

$$\frac{d^2\phi}{d\xi^2} = R\phi + S\phi^2 + T\phi^3 \quad (10)$$

طوری که

$$R = \frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}} - \Gamma \left(1 + \frac{3}{2(\kappa - 5/2)} \right) - \frac{\mu}{M^2} \quad (11)$$

$$S = \frac{(\kappa - \frac{1}{2})(\kappa + \frac{1}{2})}{2(\kappa - \frac{3}{2})^2} - \Gamma \left(1 + \frac{3}{2(\kappa - 5/2)} \right) \left(\frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}} \right) + \Gamma \left(1 + \frac{1}{(\kappa - 3/2)} + \frac{3}{4(\kappa - 3/2)(\kappa - 5/2)} \right) - \frac{3\mu}{2M^4} \quad (12)$$

$$T = \frac{(\kappa - \frac{1}{2})(\kappa + \frac{1}{2})(\kappa + \frac{3}{2})}{6(\kappa - \frac{3}{2})^3} - \Gamma \left(1 + \frac{3}{2(\kappa - 5/2)} \right) \left(\frac{(\kappa - \frac{1}{2})(\kappa + \frac{1}{2})}{2(\kappa - \frac{3}{2})^2} \right) + \Gamma \left(1 + \frac{1}{(\kappa - 3/2)} + \frac{3}{4(\kappa - 3/2)(\kappa - 5/2)} \right) \left(\frac{\kappa - \frac{1}{2}}{\kappa - \frac{3}{2}} \right) - \frac{5\mu}{2M^6} \quad (13)$$

معادله (10) را می‌توانیم به فرم هامیلتونی زیر بازنویسی کنیم:

$$\begin{cases} \frac{d\phi}{d\xi} = Z \\ \frac{dZ}{d\xi} = R\phi + S\phi^2 + T\phi^3 \end{cases} \quad (14)$$

که تحول سیستم دینامیکی موجود را توصیف می‌کند. بر طبق تئوری دوشاخگی، یک مدار هوموکلینیک (پیرامون نقاط زینی) از سیستم (14) در فضای فاز، نشان‌دهنده انتشار امواج سالیتمونی (پالس کوهانی شکل که با سرعت معینی و بدون تغییر شکل در محیط پلاسما منتشر می‌شود) و یک مدار بسته (پیرامون نقاط ثابت مرکزی) انتشار امواج تناوبی غیرخطی را توصیف می‌کند. برطبق این تئوری مشاهده می‌شود که سه نقطه تعادلی $A_0(\Phi_0, 0)$ ، $A_1(\Phi_1, 0)$ و $A_2(\Phi_2, 0)$ در سیستم وجود دارد

دینامیک غیرخطی امواج یون- صوتی بر طبق معادلات بهنجار زیر بیان می‌شوند [20]:

معادله پیوستگی یون‌ها

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nu) = 0 \quad (1)$$

معادله حرکت یون‌ها

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2)$$

معادله پواسون

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n_e - \mu n + \frac{n_{d0}}{n_{e0}} Z_d \quad (3)$$

تابع چگالی بهنجار شده الکترون‌ها بر طبق توزیع ترکیبی کاپا- کرنز به صورت زیر داده می‌شود [17]

$$n_e = (1 - \Gamma_1 \phi + \Gamma_2 \phi^2) \left(1 - \frac{\phi}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa + \frac{1}{2}} \quad (4)$$

طوری که

$$\Gamma_1 = \Gamma \left(1 + \frac{3}{2(\kappa - 5/2)} \right) \quad (5)$$

$$\Gamma_2 = \Gamma \left(1 + \frac{1}{(\kappa - 3/2)} + \frac{3}{4(\kappa - 3/2)(\kappa - 5/2)} \right) \quad (6)$$

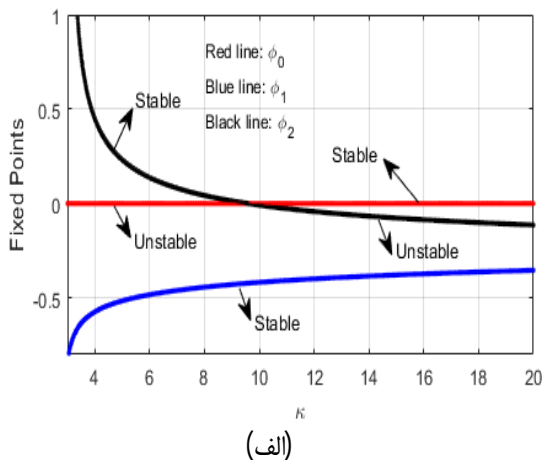
$$\Gamma = \frac{4\alpha}{1 + 3\alpha(\kappa - 5/2)} \quad (7)$$

در معادلات فوق، چگالی یون‌ها n و الکترون‌ها n_e به چگالی مختل نشده الکترون‌ها n_{e0} بهنجار شده است. سرعت u به سرعت یون- صوتی $C_0 = (T_e/m_i)^{1/2}$ ، پتانسیل الکتریکی ϕ به T_e/e ، زمان t و مکان x به ترتیب به فرکانس یونی ω_{pi} ، $\lambda_D = (T_e/m_i)^{1/2}$ و طول دبای $(4\pi e^2 n_{i0}/m_i)^{1/2}$ ، $\mu = n_{i0}/n_{e0}$ پارامتر بهنجار شده‌اند. در اینجا، پارامتر $4\pi e^2 n_{i0}$ به عنوان نسبت چگالی مختل نشده یون‌ها به الکترون‌ها می‌باشد. در حالت تعادلی داریم $\mu = 1 + \delta$ طوری که $\delta = n_{d0} Z_d / n_{e0}$ غلظت ذرات غبار آلود را نشان می‌دهد. باید دقت کنیم که در ازای مقدار $\kappa \rightarrow \infty$ و $\alpha = 0$ معادله (4) به توزیع ماکسولی منجر می‌شود.

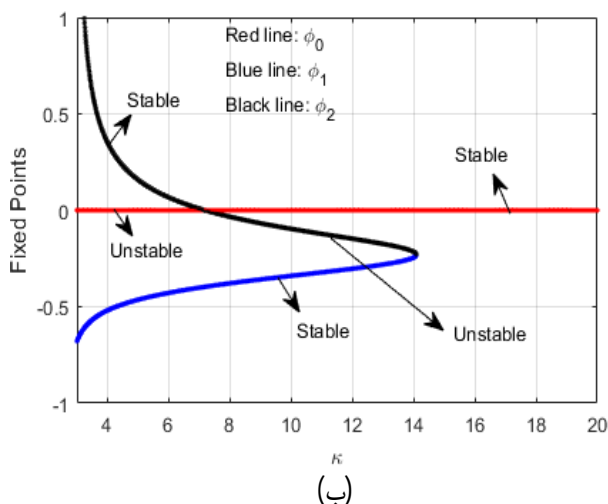
ساختار دینامیکی سیستم

در این بخش با در نظر گرفتن متغیر مستقل $\xi = x - Mt$ طوری که M (بهنجار شده به C_0) سرعت موج رونده است

به بیان دیگر، پایداری نقاط تعادل چنانچه $K = K_c$ ممکن است تغییر کند. در این حالت، دینامیک غیرخطی امواج یون-صوتی با یک دوشاخگی ترابحرانی در نقطه $\Phi_0 = \mathbf{0}$ مواجه می‌شود. همان‌طور که گفته شد بعد از دوشاخگی، دو نقطه ثابت Φ_0 و Φ_2 ناپدید نمی‌شوند بلکه فقط ثابت آن‌ها تغییر خواهد کرد. نتایج عددی نشان می‌دهند که به‌ازای مقادیر داده‌شده در شکل 1(الف)، $K_c = 9.57$ به‌دست می‌آید. همچنین، محاسبات عددی نشان می‌دهند که با افزایش جمعیت الکترون‌های پرنرژی (از طریق افزایش پارامتر α)، مقدار شاخص ترابحرانی K_c کاهش می‌یابد. برحسب نتایج داده‌شده در شکل 1(ب)، با افزایش α ، مقدار این کمیت به $7/18$ تقلیل خواهد یافت.



(الف)



(ب)

شکل 1. تغییرات نقاط ثابت (تعادلی) و پایداری‌شان با شاخص طیفی کاپا (به ازای الف) $\alpha = 0.02$ و (ب) $\alpha = 0.03$

در ادامه قصد داریم اثر ذرات غبارآلود را بر روی ساختار دینامیکی سیستم حاضر بررسی کنیم. شکل 2 موقعیت نقاط ثابت و پایداری آن‌ها را با تغییرات چگالی ذرات غبارآلود نشان می‌دهد.

طوری که $\Phi_0 = \mathbf{0}$ و $\Phi_{1,2} = \frac{1}{2T}(-S \pm \sqrt{S^2 - 4RT})$. همچنین اگر $P(\Phi_i, \mathbf{0})$ ماتریس ضرایب فرم خطی شده معادله (14) در نقطه تعادل $A_i(\Phi_i, \mathbf{0})$ باشد، در این صورت ژاکوبین به فرم زیر بیان می‌شود:

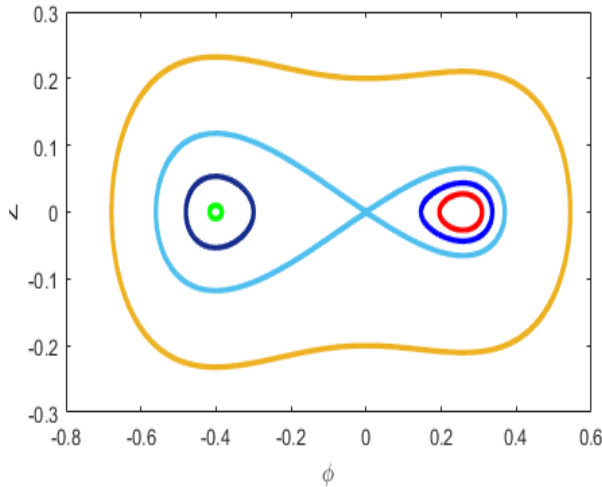
$$J = \det P(\Phi_i, \mathbf{0}) = -(R + 2S\Phi_i + 3T\Phi_i^2) \quad (15)$$

برطبق تئوری سیستم‌های دینامیکی، شکل موضعی مسیرهای نزدیک نقاط تعادل به‌وسیله علامت ژاکوبی مشخص می‌شود [12]. برای حالتی که $J < 0$ باشد نقاط تعادل سیستم زینی و ناپایدار است و برای حالتی که $J > 0$ ، تعادل به‌صورت یک مسیر دایره‌ای بسته (مرکزی) پایدار می‌باشد.

نتایج عددی

در این بخش ابتدا تاثیر حضور الکترون‌های پرنرژی با توزیع ترکیبی کاپا-کرنز و همچنین ذرات غبارآلود را بر روی دوشاخگی امواج غیرخطی بررسی و سپس جزئیات فضای فاز را مطالعه خواهیم کرد. شکل 1 موقعیت نقاط ثابت (تعادل) را برحسب پارامتر K وقتی که کمیت α تغییر می‌کند را نشان می‌دهد. در اینجا $M = 1.1$ و $\delta = 0.25$ در نظر گرفته شده‌اند. شکل 1(الف) که به‌ازای $\alpha = 0.02$ رسم شده است نشان می‌دهد که هر سه نقطه تعادل برای تمام مقادیر K وجود دارند. درحالی که از شکل 1(ب) ملاحظه می‌شود که به‌ازای مقدار $\alpha = 0.03$ ، برخلاف نقطه تعادل بدهی $\Phi_0 = \mathbf{0}$ که همچنان برای تمام مقادیر K دیده می‌شود، نقاط تعادلی $\Phi_{1,2}$ به‌ازای مقادیر $K > 14$ حضور نخواهند داشت. در واقع در چنین شرایطی انتشار امواج یون-صوتی در پلاسمای مدنظر را نخواهیم داشت. همچنین از این نمودارها مشاهده می‌شود که نقطه تعادلی Φ_1 (منحنی آبی‌رنگ) همواره منفی و پایدار است درحالی که نقطه تعادلی Φ_2 می‌تواند دارای مقادیر مثبت و منفی باشد. به عبارت دیگر، به‌ازای مقادیر $K < K_c$ ، مقدار نقطه تعادلی Φ_2 مثبت و برای مقادیر $K > K_c$ مقدار نقطه تعادلی Φ_2 منفی است. K_c به‌عنوان پارامتر دوشاخگی ترابحرانی تعریف می‌شود و مقدار آن از حل $\Phi_2 = \mathbf{0}$ تعیین می‌شود. منظور از دوشاخگی ترابحرانی یعنی یک نقطه ثابتی که برای همه مقادیر مختلف از پارامترهای سیستم وجود دارد و از بین نمی‌رود. به عبارت دیگر، قبل و بعد از دوشاخگی، یک نقطه ثابت ناپایدار و یک نقطه ثابت پایدار وجود دارد. وقتی که آن‌ها به هم برخورد می‌کنند پایداری‌شان تغییر می‌کند طوری که، نقطه ثابت ناپایدار، پایدار می‌شود و برعکس. در مدل حاضر، در ازای $K = K_c$ دوشاخگی ایجاد می‌شود. بعد از دوشاخگی، دو نقطه ثابت Φ_0 و Φ_2 ناپدید نمی‌شوند بلکه فقط ثابت آن‌ها تغییر خواهد کرد.

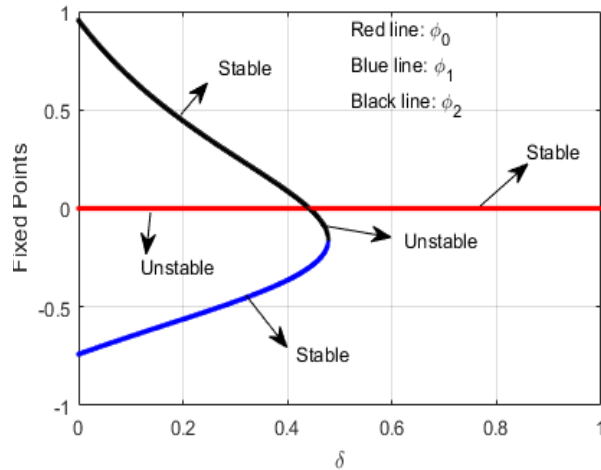
برای حضور امواج سالیوتونی همراه با دو مدار تناوبی غیرخطی حول مراکز دایره‌ها جهت تأیید حضور امواج تناوبی را نشان می‌دهد. مدارهای دایره‌ای سمت راست (قرمز و آبی‌رنگ) امواج تناوبی با دامنه مثبت و دایره‌های سمت چپ (سبز و بنفش‌رنگ)، امواج تناوبی با دامنه منفی را نشان می‌دهند. مدارهای بسته با شعاع‌های مختلف نمایانگر مقادیر متفاوت هامیلتونی سیستم هستند. علاوه بر این، مسیر بسته‌ی بالای نقطه زینی، نشان‌دهنده انتشار امواج تناوبی غیرخطی با دامنه خیلی زیاد [21] نسبت به امواج تناوبی قبلی می‌باشد (منحنی زردرنگ در شکل 3 را مشاهده کنید).



شکل 3. منحنی فضای فاز در یک پلاسمای غبارآلود و در حضور الکترون‌های پرنرژی با توزیع ترکیبی کاپا-کرنز به ازای $M = 1$ ، $\delta = 0.25$ و $\alpha = 0.02$ و $\kappa = 3$

در نهایت پروفایل امواج منتشر شده در یک پلاسمای غبارآلود و در حضور الکترون‌های پرنرژی با توزیع کاپا-کرنز در شکل 4 نمایش داده شده است. همان‌طور که قبلاً اشاره شد امواج تناوبی با دامنه منفی ($NPWs^1$) و دامنه مثبت ($PPWs^2$)، امواج سالیوتونی با دامنه منفی ($NSWs^3$) و دامنه مثبت ($PSWs^4$) در کنار امواج تناوبی با دامنه خیلی بالا ($SPWs^5$) قابلیت انتشار در این محیط را دارند. لازم به ذکر است که شرایط اولیه سیستم معادلات دینامیکی (14) وابسته است.

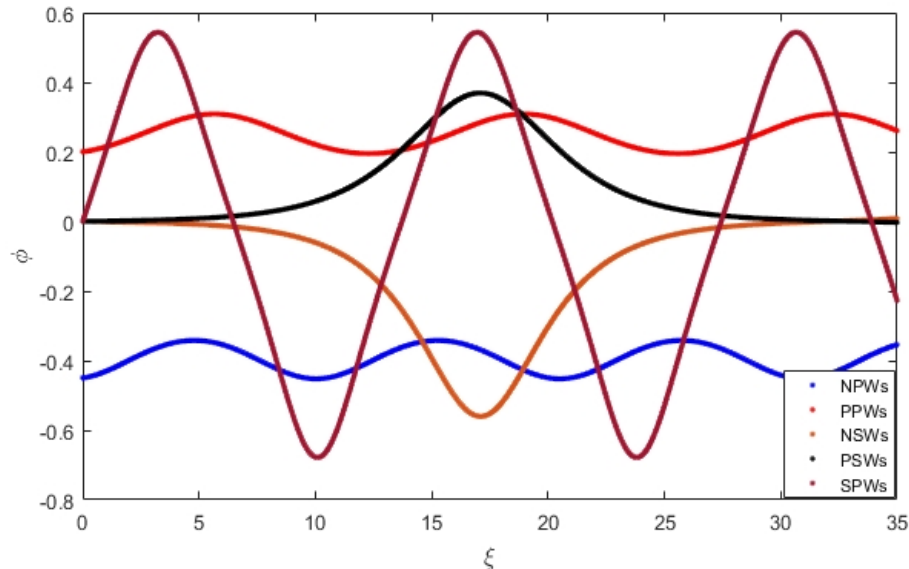
در اینجا نیز مشاهده می‌شود که نقطه تعادل بدیهی ($\Phi_0 = 0, 0$) برای تمام مقادیر δ وجود دارد درحالی‌که نقطه ثابت ($\Phi_{1,2}, 0$) فقط به‌ازای مقادیر $\delta < 0.48$ ظاهر می‌شوند. از طرف دیگر، مشاهده می‌شود که به‌ازای یک مقدار بحرانی از چگالی ذرات غبارآلود ($\delta = \delta_c = 0.44$) شاهد دوشاخگی ترابحرانی در سیستم خواهیم بود طوری‌که پایداری نقاط تعادلی ثابت Φ_0 و Φ_2 تغییر خواهد کرد. علاوه بر این، نتایج عددی نشان می‌دهند که به‌ازای مقادیر بزرگ‌تر $\delta = 0.48$ ، دو نقطه ثابت Φ_1 و Φ_2 به هم برخورد می‌کنند و از بین می‌روند. این احتمال دوشاخگی زین-گره را نشان می‌دهد که نقاط ثابت به سمت یکدیگر حرکت می‌کنند، برخورد می‌کنند و متقابلاً نابود می‌شوند. این شرایط باعث عدم انتشار امواج سالیوتونی و امواج تناوبی در محیط پلاسمای می‌گردند.



شکل 2. تغییرات نقاط ثابت (تعادلی) و پایداری‌شان با چگالی ذرات غبار آلود به ازای $\kappa = 4$ و $\alpha = 0.03$

اکنون برای توصیف کیفی انواع مختلفی از امواج غیرخطی که قابلیت انتشار در محیط پلاسمای حاضر را دارند از تحلیل فضای فاز استفاده می‌کنیم. در سیستم پلاسمای حاضر، تحلیلی دوشاخگی بیان می‌کند که وجود و پایداری نقاط ثابت به شدت به پارامترهای محیط پلاسمای نظیر شاخص طیفی کاپا κ ، پارامتر غیر گرمایی α و چگالی ذرات غبارآلود δ وابسته است. شکل 3، تحلیل عددی سیستم معادلات دینامیکی (14) را در فضای فاز به‌ازای $M = 1$ ، $\delta = 0.25$ ، $\alpha = 0.02$ و $\kappa = 3$ نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که نقطه بدیهی $\Phi_0 = 0$ نقطه زینی ناپایدار است و نقاط $\Phi_1 = 0.25$ و $\Phi_2 = -0.4$ پایدار و مرکزی هستند. بنابراین شکل 3 یک مدار هوموکلینیک (منحنی به رنگ سبز-آبی) در نقطه زینی

1. Negative Periodic Waves
2. Positive Periodic Waves
3. Negative Solitary Waves
4. Positive Solitary Waves
5. Super Periodic Waves



شکل 4. امواج منتشر شده در یک پلاسمای غبارآلود و در حضور الکترون‌های پرنرزی با توزیع ترکیبی کاپا-کرنز

می‌توانند پایداری سیستم را تغییر دهند. همچنین، بر طبق تحلیل فضای فاز، وجود مدارهای هوموکلینیک، مدارهای دوره‌ای غیرخطی و همچنین تناوبی با دامنه بالا که به ترتیب بیانگر انتشار امواج سالیونی، تناوبی و پرپودیک با دامنه بالا هستند نیز برای شرایط مختلف بررسی شده است. نتایج حاصل از این کار برای درک بهتر پدیده‌های غیرخطی که در پلاسمای فضایی و آزمایشگاهی غبارآلود شامل ذرات پرنرزی رخ می‌دهند قابل کاربرد می‌باشند.

بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله پایداری و ناپایداری امواج یون- صوتی غیرخطی در یک پلاسمای شامل یون‌های سرد، الکترون‌های غیرگرمایی با توزیع ترکیبی کاپا-کرنز و ذرات غبارآلود با بار منفی و ایستا بررسی شده است. معادلات سیالی شامل معادلات پیوستگی و حرکت در کنار معادله پواسون برای توصیف پلاسمای بیان و سپس معادله‌ی تحول دینامیکی سیستم تعیین شده است. مشاهده می‌شود که شاخص مربوط به حضور الکترون‌های پرنرزی (α و κ) تاثیر بسزایی بر روی دوشاخگی امواج دارند. علاوه بر این، نتایج عددی نشان دادند که چگالی ذرات غبار نیز

منابع

- [1] H. Ikezi, R. Taylor, D. Baker, Formation and interaction of ion-Acoustic solitons, *Physical Review Letters* 25 (1970) 11-14.
- [2] R. Z. Sagdeev, Review of plasma physics, *Phys. Plasmas* 4 (1966) 23.
- [3] H. Washimi, T. Taniuti, Propagation of ion-acoustic solitary waves of small amplitude, *Physical Review Letters* 17 (1966) 966.
- [4] N. D'Angelo, Ion-acoustic waves in dusty plasmas, *Planetary and Space Science*, 42 (1994) 507-511.
- [5] A. E. Dubinov, M. A. Sazonkin, Nonlinear adiabatic models of ion-acoustic waves in dust plasma. *Tech. Phys.* 53 (2008) 1129-1140.
- [5] N. C. Adhikary, M. U. Deka, H. Bailung, Observation of rarefactive ion acoustic solitary waves in dusty plasma containing negative ions, *Physics of Plasmas* 16 (2009) 063701.
- [6] A. E. Dubinov, D. Y. Kolotkov, Ion-Acoustic Super Solitary Waves in Dusty Multispecies Plasmas, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 40 (2012) 5.
- [6] S. Bansal, M. Aggarwal, T. S. Gill, Nonplanar ion acoustic waves in dusty plasma with two temperature electrons: Application to Saturn's E ring, *Physics of Plasmas* 27 (2020) 083704.
- [7] G. M. Zaslavsky, et. al., Large-scale behavior of the tokamak density fluctuations, *Physics of Plasmas* 7 (2000) 3691-3695.
- [8] M. Nurujjaman, R. Narayanan, A. N. Iyengar, Parametric investigation of nonlinear fluctuations in a dc glow discharge plasma, *Chaos* 17 (2007) 043121-6.
- [8] A. M. Wharton, et. al., Theoretical and numerical modelling of chaotic electrostatic ion cyclotron

- (EIC) oscillations by Jerk equation”, *Physics of Plasmas* 21(2014) 022311-6.
- [9] P. Feng, J. Zhang, W. Wang, Spike-like solitary waves in incompressible boundary layers driven by a travelling wave, *Chaos* 26 (2016) 063104.
- [10] S. Strogatz, *Nonlinear Dynamics and Chaos: With Applications to Physics, Biology, Chemistry, and Engineering*. Perseus, Massachusetts (1994).
- [11] U. N. Ghosh, A. Saha, N. Pal, P. Chatterjee, Dynamic structures of nonlinear ion acoustic waves in a nonextensive electron-positron-ion plasma, *Journal of Theoretical and Applied Physics* 9 (2015) 321–329.
- [12] H. Alinejad, Effect of dust polarity on transcritical bifurcation of dust ion-acoustic waves in a nonextensive dusty plasma, *Chaos, Solitons and Fractals* 157 (2022) 111907.
- [13] H. Alinejad, Stability and bifurcation analysis of low-frequency electrostatic waves in warm negative ion plasmas, *Contributions to Plasma Physics* 62 (2022) 9.
- [14] D. Debnath, A. Bandyopadhyay, Combined effect of Kappa and Cairns distributed electrons on ion acoustic solitary structures in a collisionless magnetized dusty plasma, *Astrophys. Space Sci.* 365 (2020) 72.
- [15] 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 (1968) 2839.
- [16] R. A. Cairns, A. A. Mamun, R. Bingham, R. Boström, R. O. Dendy, C. M. C. Nairn, P. K. Shukla, Electrostatic solitary structures in non-thermal plasmas. *Geophys. Res. Lett.* 22 (1995) 2709.
- [17] R. C. Davidson, *Methods in Nonlinear Plasma Theory*, Academic Press: New York (1972).
- [18] A. E. Dubinov, D. Y. Kolotov, Ion-acoustic supersolitons in plasma, *Plasma Physics Report* 38 (2012) 909-912.