

بررسی امواج رقیق و فشرده غبار صوتی با دامنه اختیاری در یک پلاسمای غباری کوانتومی با استفاده از روش پتانسیل سقدیف و کاربردهای آن در محیط‌های هوافضا

ندا پورجعفری^۱، سیده الهام عمادی^{۲*}

۱- عضو هیات علمی، گروه مهندسی شیمی، نفت و گاز، دانشگاه ملی مهارت، تهران، ایران.

۲- دکتری فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی تبریز، ایران

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۰۶/۱۵ تاریخ پذیرش: ۱۴۰۴/۰۱/۱۷)

چکیده

در این مقاله با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی، امواج غبار صوتی فشرده و رقیق با دامنه اختیاری در یک پلاسمای غباری کوانتومی شامل الکترون‌ها و پوزیترون‌های بدون اینرسی، یون‌ها، و ذرات غبار مثبت یا منفی مورد مطالعه قرار گرفته است. به این منظور روش شبه پتانسیل سقدیف را که بطور گسترده‌ای در مطالعه‌ی امواج منفرد با دامنه اختیاری مورد استفاده قرار می‌گیرد، به کار می‌گیریم. با اعمال شرایط لازم برای وجود جواب‌های موج منفرد، حد بالا و پایین عدد ماخ محاسبه گردیده و سپس به ازای مقادیر مختلف پارامترهای پلاسمایی، پتانسیل سقدیف بررسی شده است. نتایج، انتشار هر دو موج منفرد رقیق و فشرده را در این مدل پلاسمایی تایید می‌کنند. همچنین نتایج نشان می‌دهد افزایش عدد ماخ M منجر به افزایش دامنه و پهنای امواج منفرد غبار صوتی می‌شود؛ در حالیکه افزایش نسبت دمای فرمی الکترون به یون σ نتایج متفاوتی بر روی انتشار امواج رقیق و فشرده غبار صوتی دارد. این نتایج می‌توانند به بهبود درک رفتار امواج در محیط‌های پلاسمایی مرتبط با هوافضا، به‌ویژه در جریان‌های مافوق صوت و سامانه‌های ناوبری و ارتباطی فضاپیماها، کمک کنند. به‌ویژه تأثیر عدد ماخ بر رفتار امواج، اهمیت ویژه‌ای در طراحی سازه‌ها و سیستم‌های پروازی دارد.

واژه‌های کلیدی: امواج غبار صوتی، پلاسمای غباری کوانتومی، عدد ماخ، امواج منفرد فشرده و رقیق، محیط‌های پلاسمایی هوافضا

Sagdeev Potential Approach for Investigating Compressive and Rarefactive Dust Acoustic Waves with Arbitrary Amplitude in Quantum Dusty Plasma and its Applications in Aerospace Environments

Neda Pourjafari, Elham Emadi

Abstract

In this paper, we investigate arbitrary amplitude dust acoustic (DA) solitary waves in four-component quantum dusty plasma, comprising mobile positive/negative dust grains, ions, and inertialess positrons and electrons, using the quantum hydrodynamic (QHD) model. Employing the Sagdeev potential technique, we derive the necessary conditions for the existence of solitary wave solutions and determine the lower and upper bounds of the Mach number (M). A numerical analysis of the Sagdeev potential reveals the existence of both rarefactive and compressive solitary waves. Our results demonstrate that increasing the Mach number enhances the amplitude and width of DA solitary waves, while varying the electron-to-ion Fermi temperature ratio (σ) produces distinct effects on rarefactive and compressive waves. These findings contribute to a deeper understanding of nonlinear wave dynamics in quantum plasmas, with potential implications for aerospace applications, including supersonic flows and spacecraft navigation/communication systems. Notably, the influence of the Mach number on wave characteristics is critical for optimizing structural and flight system designs in plasma-rich environments.

Key words: Dust acoustic waves, Quantum dusty plasma, Mach number, Compressive and rarefactive solitary waves, Aerospace plasma environments

مقدمه

رفتار کنند. به طور مشابه نانوتیوب‌ها یا نانوذرات فلزی می‌توانند به عنوان ذرات غبار باردار شده که توسط الکترون‌های تبهگن، حفره‌ها و یون‌های غیرتبهگن احاطه شده‌اند، در نظر گرفته شوند [۱۴]. روش‌های ریاضی شناخته شده ی شرودینگر - پواسون و ویگنر - پواسون، به طور وسیعی برای مطالعه رفتارهای هیدرودینامیکی و آماری ذرات پلاسما در مقیاس‌های کوانتومی مورد استفاده قرار می‌گیرند. این روش‌ها مشابه مدل‌های سیالی و جنبشی در فیزیک پلاسماهای کلاسیکی هستند [۱۵، ۱۶]. مدل هیدرودینامیک کوانتومی (QHD) نیز یکی دیگر از مدل‌های ریاضی بمنظور مطالعه پلاسماهای کوانتومی می‌باشد که در واقع یک مدل کاهش یافته از دو مدل قبلی است. این مدل، اجازه بررسی مستقیم دینامیک جمعی را بدون بررسی پیچیدگی‌های مدل شرودینگر - پواسون و مدل ویگنر - پواسون، می‌دهد [۱۷، ۱۸]. هر دو مدل شرودینگر - پواسون و ویگنر - پواسون، با استفاده از تعریف‌های استاندارد ماکروسکوپیکی یا کمیت‌های متوسط گیری شده مانند چگالی، سرعت، فشار و غیره، منجر به مجموعه معادلات QHD می‌شوند به عبارت دیگر هر دوی این روش‌های ریاضی نتایج یکسانی ایجاد می‌کنند که حاصل یک مدل ساده شده است که همان QHD خواهد بود.

پلاسماهای فضایی، به‌ویژه در بخش‌های مختلف منظومه شمسی و فضای بین‌سیاره‌ای، نقش مهمی در دینامیک فضایی دارند. حضور پلاسما در نواحی اطراف ماهواره‌ها و فضاپیماها یکی از چالش‌های مهم در علوم هوافضا و فیزیک فضا است. مطالعه امواج غبار صوتی در این محیط‌های پلاسمایی می‌تواند به مدل‌سازی بهتر و پیش‌بینی رفتارهای امواج در اطراف فضاپیماها کمک کند، به‌ویژه در شرایطی که پلاسماهای فضایی با چگالی پایین و دمای بالا در اطراف زمین و سایر سیارات مشاهده می‌شوند [۱۹، ۲۰]. در سامانه‌های فضایی و هوافضا، پلاسماهای موجود در لایه‌های بالایی جو سیاره‌ها و فضای بین‌سیاره‌ای تأثیرات زیادی بر عملکرد سامانه‌های ناوبری و هدایت دارند. انتشار امواج در این محیط‌های پلاسمایی، به‌ویژه در حضور ذرات غبار باردار، می‌تواند بر انتقال سیگنال‌های رادیویی و سامانه‌های ارتباطی فضاپیماها تأثیرگذار باشد. بنابراین، مطالعه دینامیک امواج غبار صوتی در پلاسماهای غباری کوانتومی می‌تواند به بهبود عملکرد سامانه‌های ناوبری و

حضور ذرات غبار در بسیاری از محیط‌های فضایی و نجومی بسیار متعارف است. بسته به فرایندهای باردار شدن مانند گسیل فوتونی، گسیل الکترون ثانویه و گسیل ترمیونی، این ذرات می‌توانند هم دارای بار مثبت و هم منفی شوند [۱]. حضور ذرات غبار باردار منجر به ایجاد مدهای جدید غبار صوتی [۲] و غبار یون صوتی [۳] می‌شود که به صورت تجربی [۴-۶] هم مشاهده شده‌اند. ذرات غبار موجود در پلاسماهای کوانتومی، یک پلاسماهای غباری کوانتومی را ایجاد می‌کنند؛ برای مثال پیش‌بینی می‌شود که محیط‌های نجومی مانند ابرنواخترها، نانو ساختارهای فلزی و قطعات میکروالکترونی و آزمایش‌های برهم‌کنش لیزرهای پر قدرت با پلاسما، دارای ذرات غبار با بار زیاد باشند [۷-۹]. علی و شوکلا نخستین کسانی بودند که امواج غبار صوتی در یک پلاسماهای کوانتومی غیرمغناطیسی و غیربرخوردی که شامل الکترون‌ها و یون‌های بدون اینرسی و ذرات غبار بود را مورد مطالعه قرار دادند [۱۰]. نتایج مطالعات آن‌ها نشان داد که دامنه و پهنای این امواج به طور قابل ملاحظه‌ای تحت تاثیر تصحیحات کوانتومی قرار می‌گیرد. همچنین مدولاسیون امواج غبار صوتی در پلاسماهای کوانتومی توسط متوسط میزرا و همکارانش گزارش شد و نشان دادند که اثرات کوانتومی باعث کاهش پایداری می‌شود [۱۱]. سپس این امواج در یک پلاسماهای پیچیده گزارش و مشاهده شد که تنها سالیتون‌های رقیق قابل انتشار هستند [۱۲]. امواج غبار یون صوتی در پلاسماهای کوانتومی، نخستین بار توسط مسعود و همکارانش مورد مطالعه قرار گرفت [۱۳]. آن‌ها دریافتند که ویژگی‌های این امواج به پارامترهای پراکندگی کوانتومی ذرات پلاسما و به چگالی ذرات غبار بستگی دارند به طوری که پارامتر پراکندگی کوانتومی الکترون‌ها موجب کاهش پهنای و غلظت غبار موجب افزایش پهنای و دامنه‌ی سالیتون‌ها می‌شود. هنگامی که یک پلاسماهای غباری بسیار سرد می‌شود، طول موج دوبروی حامل‌های بار قابل مقایسه با ابعاد سیستم خواهد شد. در این حالت پلاسماهای غباری مانند یک گاز فرمی رفتار کرده و اثرات مکانیک کوانتومی نقش بسزایی در دینامیک ذرات باردار خواهد داشت. مواد بسیار ریز مانند میکرو و نانو ساختارهای فلزی و نیمه هادی، برای مثال سیستم‌های نانو الکترومکانیکی در پلاسماهای چگال می‌توانند مانند ذرات غبار

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d u_d)}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\mu(\beta - I)n_e + \beta n_d - I n_i - (1 - \mu)(\beta - I)n_p \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} = \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} - \delta n_d \frac{\partial n_d}{\partial x} \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x} - n_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + \frac{H_i^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \sqrt{n_i}}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} - \sigma n_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + \frac{H^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \sqrt{n_e}}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (5)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x} - m_p \frac{\partial n_p}{\partial x} + \frac{H^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \sqrt{n_p}}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (6)$$

برای دستیابی به معادلات بهنجار شده فوق، t با $1/\omega_{pd}$ ، (ω_{pd}) فرکانس پلاسمایی ذرات غبار، x با λ_D (طول دبی)، u_j با C_d (سرعت سیالی غبار)، n_j با n_{j0} (چگالی غیراختلالی) و ϕ با $\frac{2k_B T_{Fi}}{e}$ بهنجار می‌شود به طوری که

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{2k_B T_{Fi}}{4\pi Z_{d0} e^2 n_{d0}}}, \quad C_d = \sqrt{\frac{2Z_{d0} k_B T_{Fi}}{m_d}}$$

$\omega_{pd} = \sqrt{\frac{4\pi Z_{d0}^2 e^2 n_{d0}}{m_d}}$ [۴، ۳۱]. قابل ذکر است که از جرم یون‌ها، الکترون‌ها و پوزیترون‌ها در مقایسه با جرم ذرات غبار صرف‌نظر شده است. همچنین $\delta = T_{fd} / Z_{d0} T_{Fi}$ ، $\mu = 1 - p / \beta - i$ و $\gamma = T_{Fp} / T_{Fi}$ ، $\sigma = T_{Fe} / T_{Fi}$ خواهد بود، همچنین $H_i = \sqrt{\hbar^2 Z_{d0} \omega_{pd}^2 / m_i m_d C_d^4}$ و $H = \sqrt{\hbar^2 Z_{d0} \omega_{pd}^2 / m_{e,p} m_d C_d^4}$ پارامترهای بدون بعد کوانتومی هستند.

بررسی امواج غبار صوتی با دامنه اختیاری-روش پتانسیل سقذیف

به منظور بررسی ویژگی‌های امواج غبار صوتی با دامنه اختیاری، فرض می‌کنیم متغیرهای وابسته در معادلات (۱) تا (۶) تنها به متغیر $x - M\tau = \xi$ وابسته‌اند. ξ به λ_D بهنجار

ارتباطی کمک کند [۲۱]. از سوی دیگر عدد ماخ، به‌عنوان یکی از پارامترهای کلیدی در بررسی جریان‌های مافوق صوت، در حوزه هوافضا اهمیت زیادی دارد. این پارامتر نقش مهمی در تحلیل جریان‌های مافوق صوت اطراف فضاپیماها و هواپیماهای مافوق صوت دارد. درک رفتار امواج صوتی و غبار صوتی در محیط‌های پلاسمایی می‌تواند به پیش‌بینی و کنترل این جریان‌ها در اطراف فضاپیماها و حتی در جو سیارات کمک کند. با بررسی دقیق تغییرات عدد ماخ، می‌توان طراحی‌های بهتری برای سازه‌ها و سامانه‌های پروازی انجام داد [۲۲].

مطالعات زیادی در زمینه‌ی پلاسمای غباری کوانتومی صورت گرفته است [۲۳-۲۸]. از جمله بررسی امواج غبار صوتی غیرخطی در یک پلاسمای غباری کوانتومی مغناطیسی [۲۹] و مطالعه امواج منفرد و دوره‌ای با استفاده از روش اختلال کاهش‌ی در این نوع پلاسمای [۳۰]. این مقاله امواج غبار صوتی به دامنه اختیاری در یک پلاسمای غباری کوانتومی چهار مولفه‌ای با استفاده از روش هیدرودینامیک کوانتومی مورد مطالعه قرار خواهد گرفت. در بخش دوم معادلات حاکم بر دینامیک این امواج معرفی می‌شود. سپس پتانسیل سقذیف به دست آمده و تاثیر پارامترهای پلاسمایی بر روی این امواج مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در بخش آخر نتایج این پژوهش شرح داده می‌شود.

معادلات حاکم بر سیستم دینامیکی

امواج غبار صوتی در یک پلاسمای غباری کوانتومی شامل الکترون‌ها و پوزیترون‌های بدون اینرسی، یون‌ها، و ذرات غبار مثبت یا منفی را مورد مطالعه قرار خواهیم داد. اجزای تشکیل دهنده‌ی این نوع پلاسمای از شرط شبه خنثاییت $n_{i0} + n_{p0} = n_{e0} + \beta Z_{d0} n_{d0}$ ، n_{p0} ، n_{i0} ، n_{e0} و n_{d0} به ترتیب چگالی اولیه یون، پوزیترون، الکترون و غبار می‌باشند. هم‌چنین Z_{d0} بار ذره غبار و $\beta = \pm 1$ (۱+) برای ذرات غبار منفی و -۱ برای ذرات غبار مثبت) خواهد بود. برای سادگی، رابطه شبه خنثاییت به شکل $\beta - p = -e + i$ بازنویسی می‌شود که در آن $e = e_0 / n$ ، $p = n_{p0} / Z_{d0} n_{d0}$ و $I = n_{i0} / Z_{d0} n_{d0}$ پ غبار صوتی، با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی یک بعدی در معادلات ۱ تا ۶ نشان داده شده است.

شده و M عدد ماخ است. چگالی‌های بهنجار شده‌ی زیر با استفاده از این معادلات γ تا 10 به سادگی محاسبه می‌شوند.

$$n_d = \frac{m + \sqrt{\delta}}{2\sqrt{\delta}} \left(1 + \frac{2\beta\phi}{(m + \sqrt{\delta})^{1/2}} \right)^{1/2} + \frac{m - \sqrt{\delta}}{2\sqrt{\delta}} \left(1 + \frac{2\beta\phi}{(m - \sqrt{\delta})^{1/2}} \right)^{1/2} \quad (7)$$

$$n_i = \left[1 - 2\phi + H_i^2 (1 - 2\phi)^{-1/4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} (1 - 2\phi)^{1/4} \right]^{1/2} \quad (8)$$

$$n_e = \left[1 + \frac{2\phi}{\sigma} + \frac{H^2}{\sigma} (1 + \frac{2\phi}{\sigma})^{-1/4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} (1 + \frac{2\phi}{\sigma})^{1/4} \right]^{1/2} \quad (9)$$

$$n_p = \left[1 - \frac{2\phi}{\gamma} + \frac{H^2}{\gamma} (1 - \frac{2\phi}{\gamma})^{-1/4} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} (1 - \frac{2\phi}{\gamma})^{1/4} \right]^{1/2} \quad (10)$$

با جایگزین کردن معادلات (7) تا (10) در معادله پواسون، انتگرال انرژی این سیستم برابر خواهد شد با:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{d\xi} \right)^2 + V(\phi) = 0 \quad (11)$$

که پتانسیل سقذیف $V(\phi)$ عبارت است از:

$$V(\phi) = \left[-1 - \frac{\mu(\beta - I)H^2}{4\sigma^2} \left(1 + \frac{2\phi}{\sigma} \right)^{-3/2} + \frac{(1 - \mu)(\beta - I)H^2}{4\gamma^2} \left(1 - \frac{2\phi}{\gamma} \right)^{-3/2} + \frac{IH_i^2}{4} (1 - 2\phi)^{-3/2} \right]^{-1} \times \left[\frac{-\mu(\beta - I)\sigma}{3} \left(1 + \frac{2\phi}{\sigma} \right)^{3/2} + \frac{\mu(\beta - I)\sigma}{3} + \frac{(1 - \mu)(\beta - I)\gamma}{3} \left(1 - \frac{2\phi}{\gamma} \right)^{3/2} - \frac{(1 - \mu)(\beta - I)\gamma}{3} + \frac{I}{3} (1 - 2\phi)^{3/2} - \frac{I}{3} + \frac{(m + \sqrt{\delta})^3}{6\sqrt{\delta}} \left(1 + \frac{2\beta\phi}{(m + \sqrt{\delta})^2} \right)^{3/2} - \frac{(m + \sqrt{\delta})^3}{6\sqrt{\delta}} - \frac{(m - \sqrt{\delta})^3}{6\sqrt{\delta}} \left(1 + \frac{2\beta\phi}{(m - \sqrt{\delta})^2} \right)^{3/2} + \frac{(m - \sqrt{\delta})^3}{6\sqrt{\delta}} \right] \quad (12)$$

قابل ذکر است بر اساس جواب‌های موج منفرد پایا فرض

شده است که در ϕ_1 ، $|\xi| \rightarrow \infty$ و $\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial \xi^2}$ و $\frac{\partial \phi_1}{\partial \xi}$ به سمت

صفر میل می‌کنند. شرایط لازم برای وجود جواب‌های موج منفرد عبارتند از:

$$1- V(\phi) = 0, \phi_m \text{ در } \phi = 0, \phi_m \text{ ماکسیمم } \phi \text{ (است)}$$

$$2- \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0 \text{ و } \frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2} \leq 0 \text{ در } \phi = 0$$

$$3- V(\phi) \leq 0 \text{ وقتی که } 0 < \phi < \phi_m^+ \text{ و } 0 > \phi > \phi_m^- \text{ و } V(\phi_m) \geq 0 \text{ و } (\phi_m^- = -\frac{1}{2} \text{ و } \phi_m^+ = \frac{\gamma}{2})$$

با اعمال این شرایط می‌توان حد پایین عدد ماخ M را به دست آورد. همچنین با تحلیل مشتق سوم پتانسیل سقذیف اگر $\frac{d^3V(\phi)}{d\phi^3} > 0$ امواج منفرد فشرده و اگر $\frac{d^3V(\phi)}{d\phi^3} < 0$ امواج منفرد رقیق منتشر خواهد شد [۳۲]. در شکل ۱، مشتق دوم

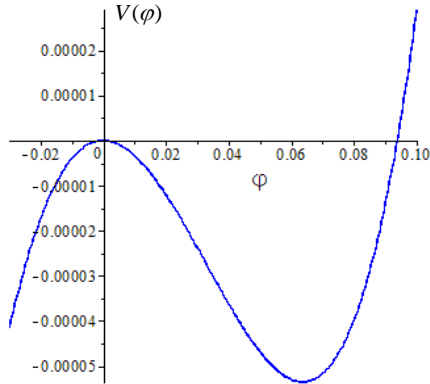
پتانسیل سقذیف را بر حسب M رسم کرده و حد پایین آن را به دست می‌آوریم. با در نظر گرفتن پارامترهای پلاسمایی $n_{i0} = 2 \times 10^{29} m^{-3}$ ، $n_{e0} = 5 \times 10^{29} m^{-3}$ ، $Z_d = 10^3$ ، $m_i = m_p$ و $m_d = 10^{-17} kg$ ، $T_i = 10K$ ، $T_e = 100K$ [۳۳] مقادیر ثابت $\sigma = \gamma = 10$ ، $\mu_+ = 1.63$ ، $\mu_- = 0.13$ ، $I = 1.18$ ، $H = 0.65$ ، $\delta = 0.005$ ، $H_i = 4.23 \times 10^3$ و $H = 0.65$ ، پ $M \approx 0.94$ ، $M \approx 0.99$ را به دست می‌آید. حد پایین M با استفاده از این ضرایب محاسبه کرده و در مشتق سوم تابع قرار می‌دهیم. نتایج نشان می‌دهد در پلاسمای شامل ذرات غبار مثبت، امواج منفرد رقیق (پتانسیل منفی) و در پلاسمای شامل ذرات غبار منفی، امواج منفرد فشرده (پتانسیل مثبت) منتشر خواهند شد.

از طرف دیگر با استفاده از شرط حقیقی بودن چگالی عددی ذرات غبار n_d در رابطه‌ی (7) می‌توان ماکسیمم مقدار ϕ را به دست آورد:

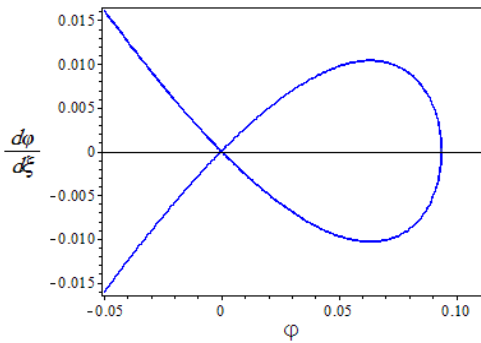
$$\phi_{\max} \geq -\frac{(M + \sqrt{\delta})^{1/2}}{2\beta}, \phi_{\max} \geq -\frac{(M - \sqrt{\delta})^{1/2}}{2\beta} \quad (13)$$

با جایگذاری رابطه فوق در معادله پتانسیل سقذیف (12) و رسم V_ϕ بر حسب عدد ماخ M می‌توان حد بالای عدد ماخ را به دست آورد (شکل ۱-ب).

نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود افزایش M در هر دو مدل پلاسما با ذرات غبار مثبت یا منفی منجر به افزایش دامنه و پهنای امواج منفرد فشرده و رقیق خواهد شد.

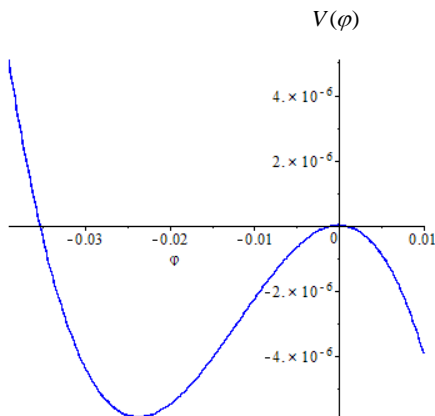


(الف)

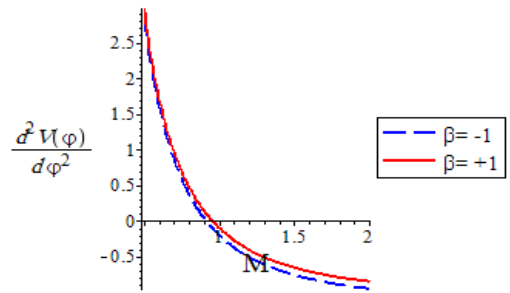


(ب)

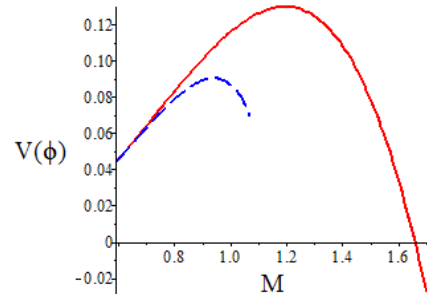
شکل ۲- (الف) منحنی پتانسیل سقدیف برای ذرات غبار منفی به ازای $M = 0.99$ و (ب) پیکره فازی متناظر با آن



(الف)



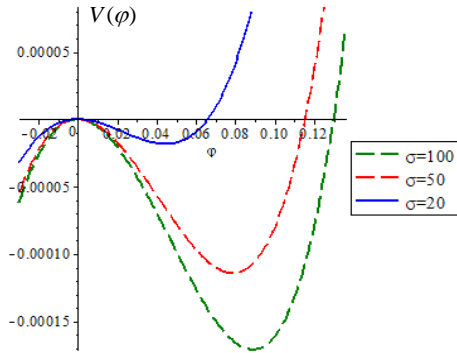
(الف)



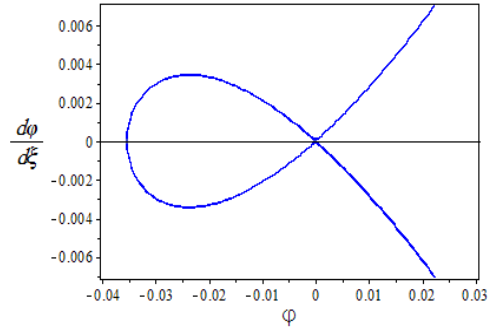
(ب)

شکل ۱- (الف) مشتق مرتبه دوم $V(\phi)$ بر حسب M ، (ب) پتانسیل سقدیف $V(\phi)$ بر حسب M

پتانسیل سقدیف $V(\phi)$ نقش مهمی در تشکیل امواج منفرد دارد، بنابراین بررسی دینامیک امواج منفرد به عنوان تابعی از پارامترهای پلاسما (M, σ, H) حائز اهمیت است. در شکل‌های ۲ و ۳ پتانسیل سقدیف و پیکره فازی متناظر با آن به ترتیب برای پلاسما شامل ذرات غبار منفی و مثبت رسم شده است. نتایج نشان می‌دهد که در حضور ذرات غبار منفی امواج منفرد فشرده و در پلاسما دارای ذرات غبار مثبت، امواج منفرد رقیق منتشر می‌شوند. همچنین پیکره فازی در هر دو حالت شامل مسیر هموکلینیک است که منطبق با انتشار سالیتون در هر دو مدل پلاسما می‌باشد. از دیدگاه مکانیکی، شبه ذره در $\phi = 0$ با سرعت صفر شروع به حرکت کرده و سرعت آن بعد از رسیدن به سرعت ماکسیمم، کاهش یافته تا در $\phi = \phi_{\max}$ صفر شود. سپس شبه ذره به واسطه نیروی پتانسیل به عقب بازگشته و به مبدا برمی‌گردد. در فضای فیزیکی، پتانسیل الکتریکی ϕ از مقدار صفر در $\xi = -\infty$ افزایش یافته تا به مقدار ماکسیمم خود در $\phi = 0$ برسد، سپس کاهش یافته و مجدداً در $\xi = +\infty$ صفر می‌شود. این ساختار پتانسیلی، تکرار نمی‌شود و نمایش دهنده موج منفرد می‌باشد. شکل ۴، پتانسیل سقدیف را برای مقادیر مختلف M

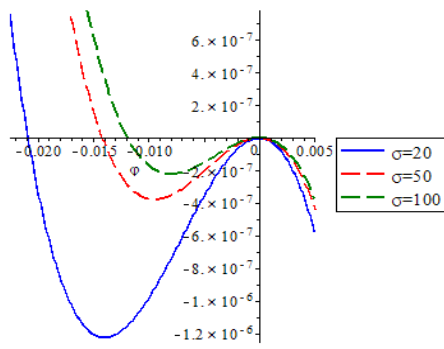


(الف)



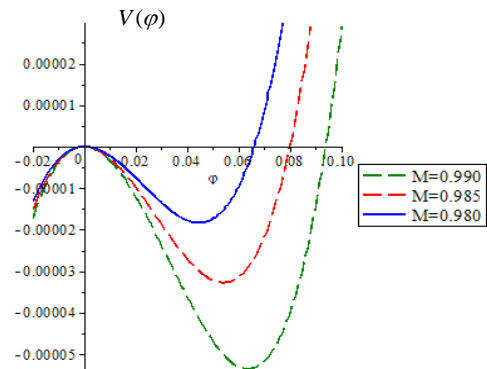
(ب)

شکل ۳- (الف) منحنی پتانسیل سقذیف برای ذرات غبار مثبت به ازای $M = 0.94$ و (ب) پیکره فازی متناظر با آن

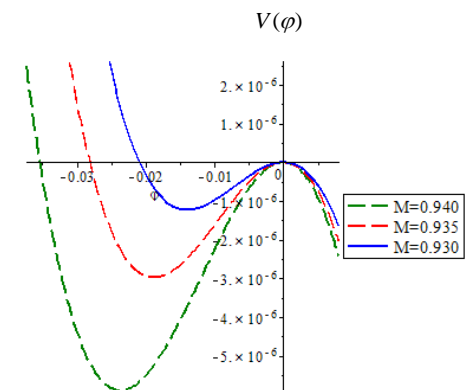


(ب)

شکل ۵- منحنی پتانسیل سقذیف به ازای مقادیر مختلف σ برای (الف) ذرات غبار منفی و (ب) ذرات غبار مثبت

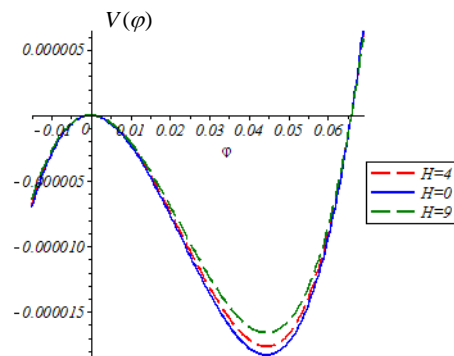


(الف)



(ب)

شکل ۴- منحنی پتانسیل سقذیف به ازای مقادیر مختلف M برای (الف) ذرات غبار منفی و (ب) ذرات غبار مثبت



(الف)

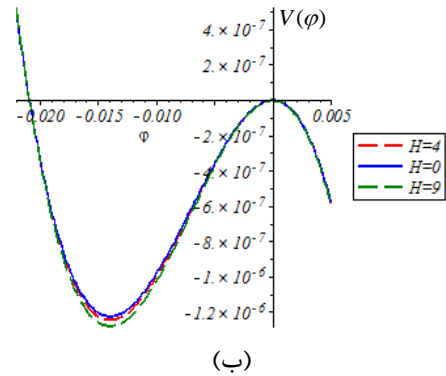
فضاپیماها مرتبط باشد، جایی که دمای ذرات الکترونی و یون‌ها نقش مهمی در رفتار پلاسما ایفا می‌کند. مطالعه این امواج به بهبود ارتباطات و انتقال سیگنال‌ها در این محیط‌های پراثری کمک خواهد کرد.

در حالی که تغییرات پارامتر کوانتومی H تاثیری بر روی دامنه ندارد و تنها عمق چاه پتانسیل تغییر می‌یابد، این تغییرات می‌تواند در پیش‌بینی رفتار امواج در پلاسماهای فضایی، به‌ویژه در اطراف ماهواره‌ها و ایستگاه‌های فضایی که در محیط‌های با چگالی پایین و دمای بالا فعالیت می‌کنند، اهمیت پیدا کند.

مقایسه نتایج با مرجع [۳۴] نشان می‌دهد که امواج با دامنه کوتاه و محدود در پلاسماهای غباری کوانتومی نیز متناظر با نتایج امواج با دامنه اختیاری هستند. در محیط‌های فضایی، این یافته‌ها می‌تواند به مدل‌سازی بهتر امواج صوتی در محیط‌های پلاسما اطراف فضاپیماها و همچنین تحلیل رفتار دینامیکی پلاسما در جو سیاره‌ها کمک کند. این مدل‌ها می‌توانند در بهبود سیستم‌های ناوبری و کنترل در فضاپیماها استفاده شوند.

مراجع

[1] U.N. Ghosh, K. Roy, P. Chatterjee, Head-on collision of dust acoustic solitary waves in a four-component dusty plasma with nonthermal ions, *Physics of Plasmas* (1994-present), 18 (2011) 103703.
 [2] W. El-Taibany, M. Wadati, Nonlinear quantum dust acoustic waves in nonuniform complex quantum dusty plasma, *Physics of Plasmas* (1994-present), 14 (2007) 042302.
 [3] N. d'Angelo, Ion-acoustic waves in dusty plasmas, *Planetary and Space Science*, 42 (1994) 507-511.
 [4] S. Ali, P. Shukla, Dust acoustic solitary waves in a quantum plasma, *Physics of Plasmas* (1994-present), 13 (2006) 022313.
 [5] A. Barkan, N. D'angelo, R. Merlino, Experiments on ion-acoustic waves in dusty plasmas, *Planetary and Space Science*, 44 (1996) 239-242.
 [6] R. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, N. D'angelo, Laboratory studies of waves and



شکل ۶- منحنی پتانسیل سکدیف به ازای مقادیر مختلف H برای ذرات غبار منفی و (ب) ذرات غبار مثبت

از شکل ۵ می‌توان دریافت که افزایش σ یا به عبارت دیگر افزایش دمای فرمی الکترون‌ها سبب کاهش دامنه و پهنای امواج منفرد رقیق و افزایش دامنه و پهنای امواج منفرد فشرده می‌شود. شکل ۶، نشان می‌دهد با افزایش پارامتر پراکندگی کوانتومی H عمق پتانسیل در پلاسماهای غباری با ذرات مثبت افزایش و در پلاسماهای غباری با ذرات منفی کاهش می‌یابد در حالی که دامنه بدون تغییر است.

نتایج

در این مقاله به بررسی امواج غبار صوتی با دامنه اختیاری در پلاسماهای غباری کوانتومی با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی پرداخته شد. نتایج نشان داد که در پلاسماهای شامل ذرات غبار مثبت، امواج منفرد رقیق و در پلاسماهای شامل ذرات غبار منفی، امواج منفرد فشرده قابل انتشار است. افزایش عدد ماخ (M) در هر دو مدل پلاسما با ذرات غبار مثبت یا منفی منجر به افزایش دامنه و پهنای امواج می‌شود. این موضوع می‌تواند در تحلیل جریان‌های مافوق صوت در اطراف فضاپیماها و هواپیماها به‌ویژه در شرایط پروازی با سرعت بالا در جو سیاره‌ها مفید باشد، زیرا در شرایطی که امواج صوتی در محیط پلاسما رخ می‌دهند، رفتار امواج غبار صوتی می‌تواند به بهبود طراحی سازه‌های مقاوم در برابر جریان‌های مافوق صوت کمک کند.

افزایش نسبت دمای فرمی سبب کاهش دامنه و پهنای امواج منفرد رقیق و افزایش دامنه و پهنای امواج منفرد فشرده می‌شود. در محیط‌های فضایی، نسبت دمای فرمی می‌تواند به شرایط خاص پلاسماهای موجود در نواحی فضایی اطراف

- [19] R.A. Treumann, W. Baumjohann, *Advanced space plasma physics*, Imperial College Press London 1997.
- [20] W. Baumjohann, R.A. Treumann, *Basic space plasma physics*, World Scientific 2012.
- [21] O. Molchanov, Interaction of VLF waves with energetic particles in the earth magnetosphere, *Magnitosfernye Issledovaniia*, 7 (1985) 5-35.
- [22] J.D. Anderson, *Hypersonic and high temperature gas dynamics*, Aiaa 1989.
- [23] E.M. Abulwafa, A.M. El-Hanbaly, H.F. Darweesh, The existence and propagation of dust acoustic waves in quantum four-component plasma, *Waves in Random and Complex Media*, DOI (2021) 1-15.
- [24] S. Usman, A. Mushtaq, Magnetorotational instability in quantum dusty plasma, *The Astrophysical Journal*, 911 (2021) 50.
- [25] Á.G. López, R. Ali, L. Mandi, P. Chatterjee, Average conservative chaos in quantum dusty plasmas, *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 31 (2021).
- [26] S. Singh, S.P. Bharti, Studies on growth rate of electron streaming instability in magnetized quantum dusty plasmas, *AIP Conference Proceedings*, AIP Publishing, 2020.
- [27] A. Abdikian, S. Sultana, Dust-acoustic solitary and cnoidal waves in a dense magnetized dusty plasma with temperature degenerate trapped electrons and nonthermal ions, *Physica Scripta*, 96 (2021) 095602.
- [28] A. El-Hanbaly, E.M. Abulwafa, H. Darweesh, Propagation features of head-on collision dust acoustic solitary waves in four-component quantum plasmas, *Waves in Random and Complex Media*, 30 (2020) 704-721.
- [29] A. Atteya, M. El-Borie, G. Roston, A. El-Helbawy, Nonlinear dust acoustic waves in an inhomogeneous magnetized quantum dusty plasma, *Waves in Random and Complex Media*, 33 (2023) 329-344.
- [30] H. Demiray, A. Abdikian, Analysis of periodic and solitary waves in a magnetosonic instabilities in dusty plasmas, *Physics of Plasmas*, 5 (1998) 1607-1614.
- [7] U. Abdelsalam, S. Ali, I. Kourakis, Nonlinear electrostatic excitations of charged dust in degenerate ultra-dense quantum dusty plasmas, *Physics of Plasmas*, 19 (2012) 062107.
- [8] W.T. Reach, M.J. Kuchner, T. Von Hippel, A. Burrows, F. Mullally, M. Kilic, D.E. Winget, The dust cloud around the white dwarf G29-38, *The Astrophysical Journal Letters*, 635 (2005) L161.
- [9] M. Marklund, P.K. Shukla, Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions, *Reviews of modern physics*, 78 (2006) 591.
- [10] S. Ali, P.K. Shukla, Dust acoustic solitary waves in a quantum plasma, *Physics of plasmas*, 13 (2006) 022313.
- [11] A.P. Misra, A. Roy Chowdhury, Modulation of dust acoustic waves with a quantum correction, *Physics of plasmas*, 13 (2006) 072305.
- [12] W. El-Taibany, M. Wadati, Nonlinear quantum dust acoustic waves in nonuniform complex quantum dusty plasma, *Physics of plasmas*, 14 (2007) 042302.
- [13] W. Masood, A. Mushtaq, R. Khan, Linear and nonlinear dust ion acoustic waves using the two-fluid quantum hydrodynamic model, *Physics of Plasmas*, 14 (2007) 123702.
- [14] P.K. Shukla, G. Morfill, Low-frequency electrostatic wave in a metallic electron-hole-ion plasma with nanoparticles, *Journal of Plasma Physics*, 75 (2009) 581-585.
- [15] S. Ali, *Waves and instabilities in quantum plasmas*, DOI (2008).
- [16] S.A. Khan, *Quantum Effects on Low Frequency Waves in Dense Plasmas*, COMSATS Institute of Information Technology, Islamabad, 2010.
- [17] F. Haas, *Introduction*, Springer 2011.
- [18] G. Brodin, M. Marklund, G. Manfredi, Quantum plasma effects in the classical regime, *Physical review letters*, 100 (2008) 175001.

quantum dusty plasma, Indian Journal of Physics, 95 (2021) 1255-1261.

[31] Y.-y. Wang, J.-f. Zhang, Cylindrical dust acoustic waves in quantum dusty plasmas, Physics Letters A, 372 (2008) 3707-3713.

[32] B. Wang, L. Hau, General formulation for electrostatic solitons in multicomponent nonthermal plasmas, Plasma Physics and Controlled Fusion, 57 (2015) 095012.

[33] W. El-Taibany, M. Wadati, Nonlinear quantum dust acoustic waves in nonuniform complex quantum dusty plasma, Physics of plasmas, 14 (2007).

[34] H. Zahed, E. Emadi, Linear and Nonlinear Dust Acoustic Waves in Quantum Dusty Electron-Positron-Ion Plasma, International Journal of Optics and Photonics, 10 (2016) 117-122.