



بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و دوازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه خوارزمی،
تهران، ایران.
۱۶-۱۵ بهمن ۱۳۹۸



مشخصات تغییرات فاز امواج سالیتمونی در پلاسمای کوانتومی

^۱جاوید ضمیرانوری، ^۲مسعود علیمحمدی و ^۳فهیمة دهقانی

^۱استادیار گروه فیزیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران، ایران

^۲استادیار گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران ^۳گروه فیزیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران

چکیده- در این مقاله، ویژگی‌های برهم‌کنش امواج سالیتمونی در پلاسمای غبار کوانتومی چهارمؤلفه‌ای با راه‌حلهایی برای امواج سالیتمونی غبار صوت برخوردی مورد بررسی قرار گرفته و تغییرات فاز اولیه، مسیرها و انتقال فاز به دست آمده است. اثرات تغییر پارامترهای فیزیکی مورد بررسی قرار گرفته است. در طول برهم‌کنش، دو موج برخوردی با تأخیر و تغییرات شدید در تغییرات فاز، مسیرها و انتقال فاز منتشر می‌شوند. نتایج به دست آمده از اهمیت ویژه‌ای برای تحقیقات تجربی برخوردارند. این نتایج برای درک بهتر برخورد امواج سالیتمونی که ممکن است در پلاسمای آزمایشگاهی، پلاسمای فضایی و محیط‌های دیگر پلازما رخ دهند، نیز به کار می‌روند.

کلیدواژه- امواج سالیتمونی صوتی، پلاسمای کوانتومی، تغییر فاز

The characteristics of phase shifts soliton waves in quantum plasma

Javid Zamir Anvari¹, Masoud Alimohamadi² and Fahimeh Dehghani³

Assistant Professor, Department of Physics, Shahid Rajaei Teacher Training University
Tehran, Iran¹ ijanvari@srttu.edu

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University Tehran, Iran²
m.alimohamadi@cfu.ac.ir

Department of Physics, Shahid Rajaei Teacher Training University Tehran, Iran³
Dehghani.fahimeh@yahoo.com

Abstract - In this paper, the interaction properties of acoustic soliton waves in four-dimensional quantum dust plasma with solutions to the acoustic soliton waves are investigated and the initial phase changes, paths and phase transitions to It has been achieved. The effects of changing physical parameters have been studied. During the interaction, two individual impact waves are propagated by delays and drastic changes in phase shifts, paths, and phase transitions the results are of particular importance for experimental research. These results are also used to better understand the impact of acoustic soliton waves that may occur on laboratory plasma, space plasma, and other plasma environments.

Key words: acoustic soliton waves, Phase shifts, qhantum plasma.

$$\frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} - \sigma n_e(x, t) \frac{\partial n_e(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{2} H_e^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\sqrt{n_e(x, t)}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \sqrt{n_e(x, t)} \right] = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} + n_i(x, t) \frac{\partial n_i(x, t)}{\partial x} - \frac{1}{2} H_i^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\sqrt{n_i(x, t)}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \sqrt{n_i(x, t)} \right] = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial x^2} - n_d^-(x, t) + \mu_d^+ n_d^+(x, t) - \mu_e n_e(x, t) + \mu_i n_i(x, t) = 0 \quad (7)$$

که $n_d^+(x, t)$ ، $n_d^-(x, t)$ عدد چگالی غبار مثبت و منفی و $u_d^+(x, t)$ ، $u_d^-(x, t)$ سرعت‌های آن‌ها است. $n_e(x, t)$ ، $n_i(x, t)$ و عدد چگالی الکترون‌ها و یون‌ها و $\varphi(x, t)$ پتانسیل الکترواستاتیک است. با بهنجارسازی به صورت $x \rightarrow x/\lambda_{Dd}$ ، $t \rightarrow t\omega_{pd}$ ، $n_j \rightarrow n_j/n_{j0}$ ، $u_j \rightarrow u_j/c_d$ ، $\varphi \rightarrow e\varphi/2k_B T_{Fi}$ و استفاده در معادلات (۷-۱) که n_{j0} عدد چگالی پلاسمای غباری غیراختلالی است. در این جا $\lambda_{Dd} = \sqrt{2k_B T_{Fi}/(4\pi z_d^- n_{d0} e^2)}$ شعاع دبای غبار و T_{Fi} به عنوان دمای فرمی یون، k_B ثابت بولتزمن، z_d^- تعداد الکترون‌های ساکن بر سطح ذرات غبار با بار منفی و e بزرگی بار الکترون تعریف می‌شوند.

$$\omega_{pd} = \sqrt{4\pi(z_d^-)^2 n_{d0} e^2 / m_d^-}$$

با m_d^- جرم ذره‌ی غبار منفی، $\sqrt{2k_B T_{Fi} z_d^-} / m_d^-$ ، $c_d = z_d^+ / z_d^-$ سرعت غبار صوت است. $\beta = \alpha = z_d^+ / z_d^-$ ، $\mu_d^+ = \sigma = T_{Fe} / T_{Fi}$ ، m_d^- / m_d^+ ، $\mu_i = n_{e0} / z_d^- n_{d0}^-$ و $z_d^+ n_{d0}^+ / z_d^- n_{d0}^-$ ، $n_{i0} / z_d^- n_{d0}^-$ و با شرط:

$$\mu_d^+ + \mu_i - \mu_e = 1 \quad \text{که } z_d^+ \text{ تعداد بارهای ساکن بر سطح ذره‌ی غبار مثبت، } m_d^+ \text{ جرم ذره‌ی غبار مثبت و } T_{Fe} \text{ دمای فرمی الکترون هستند. با انتگرال‌گیری از}$$

مقدمه

موج سالیتون موجی است که بدون هرگونه تغییر در شکل یا اندازه با سرعت گروه موج، در چارچوب مرجع منتشر شود و در بسیاری از زمینه‌ها از جمله ارتفاع سطح آب و شدت نور در فیبرهای نوری وجود دارد. سالیتون‌ها در نتیجه‌ی خنثی سازی غیرخطیت و پاشندگی در محیط ایجاد می‌شوند. پاشندگی به رابطه‌ی پراش بین فرکانس و سرعت امواج برمی‌گردد. آن‌ها دسته‌ی خاصی از جواب‌های موضعی یک معادله‌ی غیرخطی هستند که با شکل، ارتفاع و سرعت ثابت به پیشروی و انتشار در محیط ادامه می‌دهند.

تحلیل معادلات ریاضی امواج سالیتونی

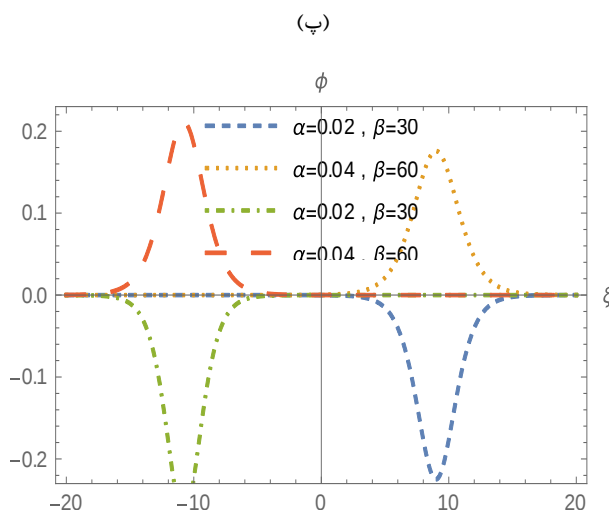
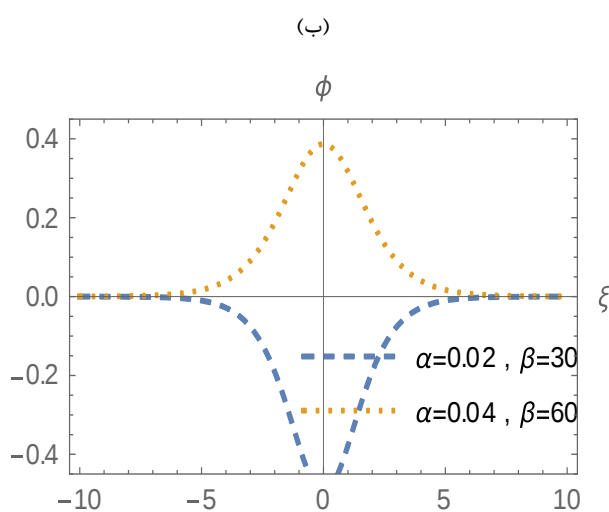
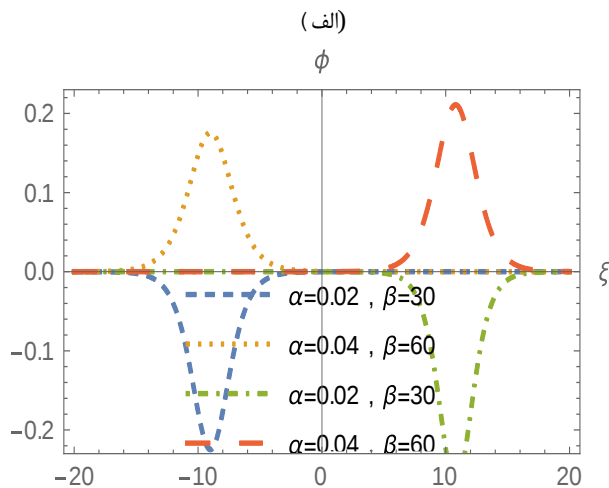
در این مقاله، برای بررسی تغییرات فاز اولیه، مسیرها و انتقال فاز امواج سالیتونی، ویژگی‌های برهم‌کنش امواج سالیتونی غبار صوت (DA) در پلاسمای غبار کوانتومی چهارمؤلفه‌ای [۱] در دستگاه مختصات کشیده‌ی پوین-کیر-لایت هیل-کو (PLK) [۲] و نیز با استفاده از دو معادله‌ی کورتوگ دوریس (kdv) با راه‌حلی برای امواج سالیتونی غبار صوت برخوردی به کار گرفته شده است. ابتدا دینامیک امواج غبار صوت (DA) غیرخطی در سیستم پلاسمای غبار مفروض با مدل هیدرودینامیکی به دست آمد و معادلات ۱ تا ۷ حاصل شد.

$$\frac{\partial n_d^-(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [n_d^-(x, t) u_d^-(x, t)] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_d^-(x, t)}{\partial t} + u_d^-(x, t) \frac{\partial u_d^-(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_d^+(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [n_d^+(x, t) u_d^+(x, t)] = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_d^+(x, t)}{\partial t} + u_d^+(x, t) \frac{\partial u_d^+(x, t)}{\partial x} - \alpha \beta \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (4)$$



شکل ۱. فرآیند برخورد دو موج سالیتون (سالیتون‌های متراکم ورقیق)

در حرکت به سمت یکدیگر (الف) قبل، (ب) حین و (پ) بعد از برخورد هم کنش به ازای

$$H_e = 0.2, u_R = 0.1, u_L = 0.12, \sigma = 2.0, \mu_e = 2.0, \mu_i = 2.3$$

معادلات (۵-۶) تحت شرایط مرزی $n_{e,i} \rightarrow 1$ و $\frac{\partial n_{e,i}}{\partial x} \rightarrow 0$ در $x \rightarrow \pm\infty$ منجر به معادلات زیر می‌شود:

$$\varphi = -\frac{1}{2}\sigma(1 - n_e^2) - \frac{H_e^2}{2\sqrt{n_e}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \sqrt{n_e} \right) \quad (8)$$

$$\varphi = \frac{1}{2}(1 - n_i^2) + \frac{H_i^2}{2\sqrt{n_i}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \sqrt{n_i} \right) \quad (9)$$

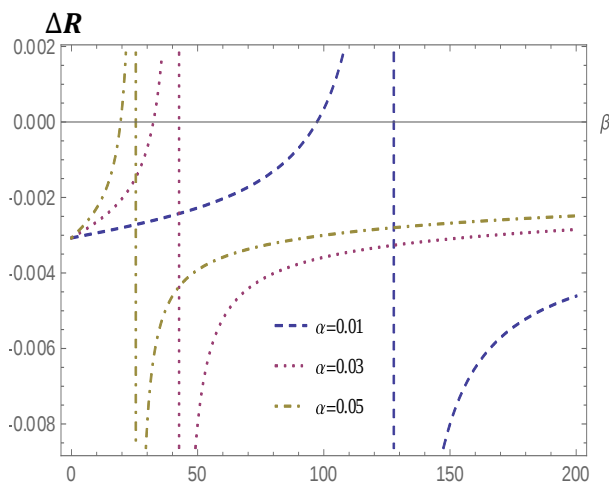
در این جا $H_i^2 = H_e^2 = \frac{z_d^- \hbar^2 \omega_{pd}^2}{(m_e m_d^- c_d^4)}$ پارامترهای کوانتومی الکترون‌ها و یون‌ها هستند. فرض شد دو موج R و L کم‌دامنه که در ابتدا از یکدیگر فاصله دارند در جهت مخالف هم [۳]، یکی در جهت مثبت x (موج سالیتون R) و دیگری در جهت منفی x (موج سالیتون L) منتشر می‌شوند. پس از مدتی، با هم برخورد کرده و سپس دور می‌شوند که تعامل بین دو موج سالیتون نسبتاً ضعیف است.

$$\xi = \varepsilon(x - \lambda t) + \varepsilon^2 P_0(\eta, \tau) + \dots \quad (11)$$

$$\eta = \varepsilon(x + \lambda t) + \varepsilon^2 Q_0(\xi, \tau) + \dots \quad (12)$$

$$\tau = \varepsilon^3 t \quad (13)$$

در این جا ξ و η مربوط به مسیرهای امواج سالیتونی انتشاری در خلاف جهت یکدیگر (R و L) با سرعت فاز λ است.



شکل ۲. تغییر انتقال فاز ΔR نسبت به β به ازای مقادیر مختلف

$$H_e = 0.2, \sigma = 2.0, \mu_e = 2.0, \mu_i = 2.3, u_L = 0.12, \varepsilon = 0.1$$

از آن جاکه تغییرات فاز $(\Delta R, \Delta L)$ تابعی از پارامترهای پلاسما هستند، شکل ۲ تغییرات انتقال فاز (ΔR) نسبت به ضریب جرم غبار (β) را برای مقادیر مختلف ضریب بار غبار (α) نشان می‌دهد. این شکل رفتار تغییر فازی (ΔR) مرتبط با امواج سالیونی رقیق نشان داد که می‌تواند منفی، صفر یا مثبت باشد.

نتیجه‌گیری

در طول برهم کنش، دو موج سالیون برخوردی با تأخیر و تغییرات شدید در تغییرات فاز، مسیرها و انتقال فاز منتشر می‌شوند. نتایج به دست آمده از اهمیت ویژه‌ای برای تحقیقات تجربی برخوردارند. همچنین، ویژگی‌های اصلی برخورد مستقیم و انتقال فاز مسیرهای امواج سالیونی را در کوتوله‌های سفید و ستاره‌های نوترونی نشان

می‌دهند. مرجع‌ها

- [۱] EM. Abulwafa, AM. Elhanbaly, AA. Mahmoud, et al. *Arbitrary amplitude dust-acoustic waves in four-component dusty plasma using nonextensive electrons and ions distributions-soliton solution*. *Phys Plasmas*;24(1):013704, 2017.
- [۲] M. Oikawa, N. Yajima. *Generalization of the reductive perturbation method to multi-wave systems*. *Suppl Prog Theor Phys*;55(1):3651, 1974.
- [۳] P. Chatterjee, MK. Ghorui, R. Roychoudhury. *Head-on collision of dust-ion-acoustic solitons in electron-dust-ion quantum plasmas*. *Pramana J Phys*;80(3):519-531, 2013.

(شکل الف) نشان می‌دهد که دوموج سالیون به یکدیگر نزدیک شده و در طول تعامل، انرژی و موقعیت آن‌ها مبادله می‌شود (شکل ب). پس از برهم کنش، دوموج سالیون از هم جدا شده و ویژگی‌های خود را حفظ می‌کنند (شکل پ). تغییر منحصربه‌فرد تعامل بین دوموج سالیون، انتقال فاز مسیرهای آن‌ها است. برای دستیابی به تغییرات فاز امواج سالیونی برخورد مستقیم (R, L) فرض می‌شود در زمان اولیه‌ی $(t = -\infty)$ ، امواج از هم فاصله دارند. امواج R ($\xi = 0, \eta = +\infty$) و امواج L ($\eta = 0, \xi = -\infty$) است. پس از برخورد $(t = +\infty)$ ، موج R به فاصله‌ی سمت راست موج L در $(\xi = 0, \eta = +\infty)$ اما موج L ($\eta = 0, \xi = -\infty$) است. تغییرات فاز $(\Delta R, \Delta L)$ به صورت زیر است:

$$\Delta R = \varepsilon(x - \lambda t)|_{\xi=0, \eta=+\infty} - \varepsilon(x - \lambda t)|_{\eta=0, \xi=-\infty} \quad (13)$$

$$\Delta L = \varepsilon(x + \lambda t)|_{\eta=0, \xi=-\infty} - \varepsilon(x + \lambda t)|_{\xi=0, \eta=+\infty} \quad (14)$$

که با استفاده از آن تغییر فاز امواج سالیونی (R, L) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\Delta R = 12\varepsilon^2 \sqrt{Bu_L} \frac{D}{(AC)} = 4\varepsilon^2 \left(\frac{D}{C}\right) \sqrt{\frac{3B\Phi_{0L}}{A}} \quad (15)$$

$$\Delta L = -12\varepsilon^2 \sqrt{Bu_L} \frac{D}{(AC)} = -4\varepsilon^2 \left(\frac{D}{C}\right) \sqrt{\frac{3B\Phi_{0R}}{A}} \quad (16)$$

موج سالیون که از چپ حرکت می‌کند، بسته به وضوح دامنه‌ی Φ_{0L} که از سمت راست حرکت می‌کند، دارای یک تغییر فاز ΔR است؛ در حالی که تغییر فاز ΔL موج انتشاری وابسته به دامنه‌ی موج حرکتی از چپ است. بنابراین هنگامی که دامنه‌های امواج سالیونی برخوردی متفاوت هستند، تغییر فاز به طور قابل توجهی تغییر می‌کند.