

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۸/۲۳؛ پذیرش: ۱۳۹۱/۷/۱۶)

(v)

$0 < v < 1$

v

KdV

سالیتون با دامنه مثبت (متراکم) امکان انتشار سالیتون با دامنه منفی (رقیق) هم وجود دارد [۷]. بررسی‌ها نشان داده است که تابع توزیع ذرات در بیشتر پلاسماهای فضایی غیرماکسولی می‌باشد [۱۱ - ۱۳] در سال ۱۹۹۵ تابع توزیع اصلاح شده‌ای برای الکترون‌های ابرگرم توسط کایرنز<sup>۳</sup> و همکاران پیشنهاد شد [۱۴]. از این تابع توزیع برای بررسی اثر الکترون‌های پرانرژی روی ساختار امواج یون آکوستیک (که توسط ماهواره فرجا<sup>۴</sup> مشاهده شده بود) استفاده کردند. سابری<sup>۵</sup> و همکاران با استفاده از تابع توزیع کایرنز اثر الکترون‌های پرانرژی را روی ویژگی‌های امواج سالیتونی یون آکوستیک در پلاسمایی با یون مثبت و منفی  $(H^+, O_2^-), (H^+, H^-)$  بررسی کردند و نشان دادند که

پلاسمای سه مؤلفه‌ای (شامل یون‌های مثبت و منفی و الکترون) دارای اهمیت زیادی در زمینه‌های مختلف علم پلاسما می‌باشد. [۱ و ۲] یون منفی در پلاسماهای فضایی مانند دنباله ستاره دنباله‌دار [۳] و یونسفر زمین [۴] و جو تیتان [۵] وجود دارد. امواج سالیتونی یون صوت در پلاسمای سه مؤلفه‌ای شامل الکترون‌هایی با تابع توزیع بولتزمنی در مراجع [۶ - ۹] بررسی شده است. در پلاسمای با یون منفی حضور یون منفی رفتار سالیتون‌ها را تغییر می‌دهد. داس<sup>۱</sup> و تاگر<sup>۲</sup> روش اختلال کاهش یافته را برای اختلالات غیرخطی در یک پلاسمای سه مؤلفه‌ای با توزیع الکترون‌های بولتزمنی به کار بردند و مشاهده کردند که با تنظیم چگالی نسبی یون منفی به یون مثبت (v) علاوه بر

۳. Cairns

۴. Freja

۵. Sabery

۱. Das

۲. Tagare

$$\frac{\partial u_-}{\partial t} + u_- \frac{\partial u_-}{\partial x} = \frac{z_-}{z_+} Q \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{n_e}{z_+} + \frac{z_- n_-}{z_+} - n_+, \quad (4)$$

که در آن چگالی یون و  $u$  سرعت سیال یونی،  $\phi$  پتانسیل موج

الکتروستاتیک،  $z_{\pm}$  عدد اتمی یون مثبت و منفی و  $Q = \frac{m_+}{m_-}$

نسبت جرم یون مثبت به جرم یون منفی است. در معادلات بالا

کمیت‌ها را بدین صورت بدون بعد کرده‌ایم، به چگالی یون

مثبت غیراختلالی  $n_+$ ،  $u_{\pm}$  به سرعت یون صوت

یونی  $\omega_{p+}^{-1} = \left( \frac{4\pi e^2 z_+^2 n_{+0}}{m_+} \right)^{-1/2}$ ،  $c_s = \left( \frac{k_B T_e}{m_+} \right)^{1/2}$ ، زمان به فرکانس پلاسما

یونی  $\omega_{p+}^{-1} = \left( \frac{4\pi e^2 z_+^2 n_{+0}}{m_+} \right)^{-1/2}$  و مکان به طول دبای

$\lambda_{D+} = \left( \frac{k_B T_e}{4\pi e^2 z_+^2 n_{+0}} \right)^{1/2}$  که در آن  $T_e$  دمای الکترون و  $k_B$

ثابت بولتزمن است. با استفاده از این مدل امواج سالیوتونی یون

آکوستیک در پلاسما  $(H^+, H^-)$  که در مناطق F و D یونسفر

زمین وجود دارد، بررسی خواهد شد ( $z_{\pm} = 1$ ). تابع توزیع

الکترون‌ها به شکل زیر است [۱۷]:

$$f_e^K(v) = \frac{n_{e0}}{\left( \pi k \theta^2 \right)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left( 1 + \frac{v^2 - 2e\phi/m_e}{k\theta^2} \right)^{-(\kappa+1)} \quad (5)$$

که در آن  $\kappa > 3/2$ ،  $n_{e0}$  چگالی الکترون غیراختلالی،  $v$  سرعت

الکترون،  $V_{ti} = \frac{2k_B T}{m_e}$  و  $\theta = \left( \frac{\kappa - 3/2}{\kappa} \right)^{1/2} V_{ti}$  سرعت حرارتی

الکترون،  $T$  دمای جنبشی مشخصه،  $m_e$  جرم الکترون و  $\Gamma$  تابع

گاما است. با انتگرال‌گیری روی تابع توزیع، چگالی الکترون به

صورت زیر به دست می‌آید:

$$n_e = \mu \left( 1 - \frac{\phi}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa + 1/2} \quad (6)$$

شرط شبه ختثایی به صورت  $\nu + \mu = 1$  برقرار است که در آن

$\mu = \frac{n_{e0}}{n_{+0}}$  و  $\nu = \frac{n_{-0}}{n_{+0}}$  چگالی یون منفی غیراختلالی

است.

به منظور به دست آوردن پتانسیل ساگدیف، چگالی الکترون معادله

سالیوتون‌های متراکم و رقیق همزمان منتشر می‌شوند [۱۰]. این تابع توزیع قادر نیست که ویژگی‌های پلاسماهای غیرتعادلی را به طور دقیق توصیف کند، در عوض تابع توزیع کاپا که با پارامتر  $K$  مشخص می‌شود بهتر می‌تواند توزیع سرعت ذرات مشاهده شده در باد خورشیدی [۱۲] و مگنتوسفر زمین [۱۳] را مشخص کند [۱۵]. ویژگی‌های فیزیکی و ریاضی تابع توزیع کاپا توسط هاو و همکاران بررسی شده است [۱۶ و ۱۷]. تابع توزیع کاپا دارای ذرات پر انرژی تری نسبت به توزیع ماکسولی است و در حد  $K$  های بزرگ به تابع توزیع ماکسولی تبدیل می‌شود. کاربرد این تابع توزیع در توصیف سیمای جنبشی پلاسماهای فضایی در مراجع [۱۸] و [۱۹] آمده است. در این مقاله به بررسی اثر الکترون‌های ابرحرراتی با تابع توزیع کاپا روی رفتار سالیوتون‌های یون آکوستیک در پلاسما سه مؤلفه‌ای و مقایسه آن با تابع توزیع کایرنز می‌پردازیم. پتانسیل ساگدیف برای مطالعه امواج سالیوتونی یون آکوستیک با دامنه دلخواه به دست می‌آید. در قسمت ۲ معادلات اساسی مدل را معرفی می‌کنیم و سپس در بخش ۳ با استفاده از روش شبه پتانسیل سالیوتون‌های یون آکوستیک با دامنه دلخواه بررسی شده و مناطق وجود جواب‌های سالیوتونی با دامنه مثبت و منفی به طور کامل به دست آمده است.

پلاسما سه مؤلفه‌ای متشکل از دو نوع یون مثبت و منفی و الکترون‌های ابرگرم را در نظر می‌گیریم. از مدل سیالی برای یون‌های مثبت و منفی سرد استفاده می‌کنیم و تابع توزیع الکترون‌های ابرگرم را به صورت لورنتزی تعمیم یافته (کاپا) در نظر می‌گیریم. سیال یون مثبت و منفی به ترتیب با علامت + و - نشان داده شده است. معادله پیوستگی و اندازه حرکت برای یون‌ها و معادله پواسون به صورت زیر است.

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_{\pm} u_{\pm}) = 0, \quad (1)$$

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

زیر به دست آورد:

$$v < \frac{M^2(\nu\kappa - 1) - (\nu\kappa - 2)}{M^2(\nu\kappa - 1) + Q(\nu\kappa - 2)} \equiv v_{\max}, \quad (12)$$

که در آن  $v_{\max}$  مقدار بیشینه چگالی نسبی یون منفی به یون مثبت است.

برای بررسی امکان انتشار امواج سالیونی با دامنه کوچک مشتق مرتبه سوم پتانسیل ساگدیف را به ازای  $\phi \ll 1$  به صورت زیر به دست می آوریم:

$$\frac{d^3 V(\phi)}{d\phi^3} = \frac{3}{M^2} - \frac{2\nu Q^2}{M^2} - \frac{\mu(\kappa^2 - 1/4)}{(\kappa - 3/2)^2}, \quad (13)$$

با قرار دادن  $M = M_{\min}$  به رابطه زیر می رسیم:

$$\frac{d^3 V(\phi)}{d\phi^3} = \frac{(\kappa - 1/2)}{(\kappa - 3/2)^2} \mu [L(\kappa - \frac{1}{2}) - (\kappa + \frac{1}{2})], \quad (14)$$

که در آن

$$L = 2\mu(1 - Q^2\nu) / (1 + Q\nu)^2.$$

اگر مشتق سوم در رابطه (۱۴) مثبت باشد موج سالیونی با دامنه مثبت و اگر منفی باشد موج سالیونی با دامنه منفی داریم. با شرط  $L > 1$  به ازای  $\kappa > s$  ( $s = (1+L)/2(L-1)$ ) موج سالیونی با دامنه مثبت و به ازای  $\kappa < s$  موج سالیونی با دامنه منفی داریم. اگر  $L < 1$  باشد، به ازای تمام مقادیر  $\kappa > 3/2$  موج سالیونی با دامنه منفی وجود دارد که منطبق بر نتایج به دست آمده از معادله KdV می باشد [۲۱].

۲) بررسی پتانسیل ساگدیف معادله (۹) نشان می دهد که برای جلوگیری از منفی شدن زیر رادیکال برای  $\phi$  های مثبت باید  $0 < \phi < \phi_{\max}^+ \equiv M^2/2$  و برای  $\phi$  های منفی  $0 > \phi > \phi_{\max}^- \equiv -M^2/2Q$  باشد، بنابراین پتانسیل مثبت توسط یون مثبت و پتانسیل منفی توسط یون منفی محدود می شود. برای پتانسیل مثبت شرط  $V(\phi_{\max}^+) \geq 0$  (یا به عبارت دیگر  $0 < V(\phi) < \phi_{\max}^+$  به ازای  $0 < \phi < \phi_{\max}^+$ ) یک قید روی  $M$  و یا  $\nu$  ایجاد می کند، که قید روی  $\nu$  به صورت زیر است:

$$\nu \geq \frac{(1 - \frac{M^2}{2\kappa - 3})^{-\kappa + 3/2} - 1 - M^2}{\frac{M^2}{Q} [1 - (1 + Q)^{1/2}] + (1 - \frac{M^2}{2\kappa - 3})^{-\kappa + 3/2} - 1} \equiv \nu_{\min}^+ \quad (15)$$

(۶) را در معادله پواسون جایگذاری می کنیم و از تغییر متغیر جدید  $\eta = x - Mt$  استفاده می کنیم. با حل معادلات (۱) تا (۶) و در نظر گرفتن جواب های پایا ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) به رابطه زیر می رسیم:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} = -(\nu - 2\phi/M^2)^{-1/2} + \nu(1 + 2Q\phi/M^2)^{-1/2} + \mu(1 - \phi/(\kappa - 3/2))^{-\kappa + 1/2}. \quad (7)$$

با انتگرال گیری روی این معادله و اعمال شرایط مرزی به قسمی که در حد  $\eta \rightarrow \pm\infty$  داشته باشیم  $\phi \rightarrow 0$ ، معادله انرژي به شکل زیر به دست می آید:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{d\eta} \right)^2 + V(\phi) = 0, \quad (8)$$

که در آن پتانسیل ساگدیف از رابطه زیر به دست می آید:

$$V(\phi) = M^2 \left( 1 - \left( 1 - \frac{2\phi}{M^2} \right)^{1/2} \right) + \frac{\nu M^2}{Q} \left( 1 - \left( 1 + \frac{2Q\phi}{M^2} \right)^{1/2} \right) + \mu \left( 1 - \left( 1 - \frac{\phi}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa + 3/2} \right). \quad (9)$$

جمله اول و دوم رابطه (۹) به ترتیب سهم یون های مثبت و منفی و جمله سوم سهم الکترون هایی با تابع توزیع کاپا در پتانسیل ساگدیف را مشخص می کند. رابطه فوق در حد  $\kappa \rightarrow \infty$  و  $\nu \rightarrow 0$  به شکل استاندارد پلاسما دو مؤلفه ای با تابع توزیع ماکسولوی تبدیل می شود [۲۰].

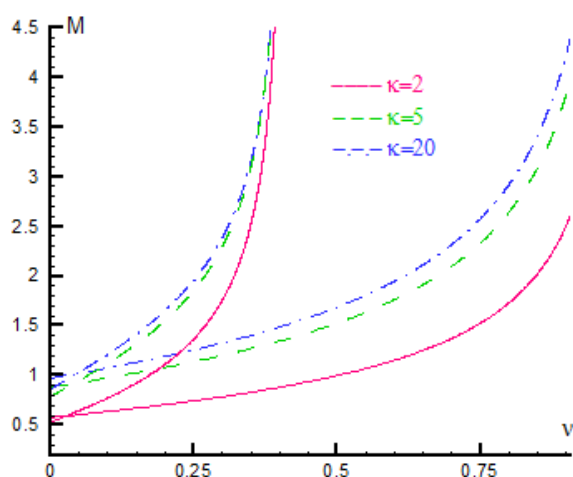
$$V(\phi) = M^2 \left( 1 - \left( 1 - \frac{2\phi}{M^2} \right)^{1/2} \right) + (1 - e^\phi), \quad (10)$$

برای به دست آوردن امواج سالیونی با دامنه دلخواه شرایط زیر را اعمال می کنیم:

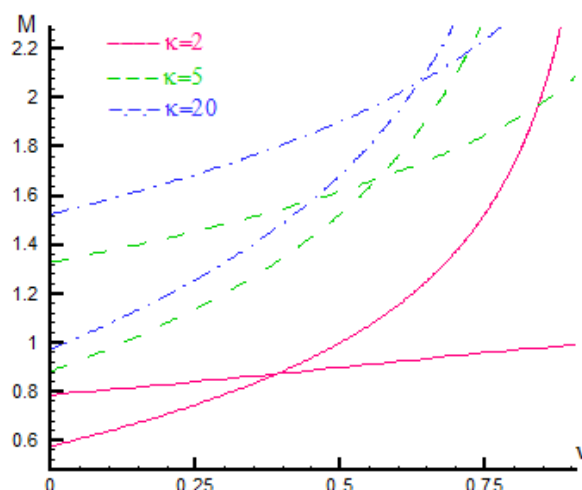
۱) شرط  $V''(\phi=0) < 0$  حد پایین عدد ماخ را طبق رابطه زیر مشخص می کند:

$$M^2 > \frac{(1 + Q\nu)(2\kappa - 2)}{\mu(2\kappa - 1)} \equiv M_{\min}^2, \quad (11)$$

که در آن  $M_{\min}$  مقدار کمینه عدد ماخ است. در حد  $\kappa \rightarrow \infty$  و  $\nu \rightarrow 0$  مقدار  $M_{\min} = 1$  به دست می آید که همان حد پایین عدد ماخ برای پلاسما یون و الکترون (ماکسولوی) می باشد. در به دست آوردن رابطه بالا مقدار  $\nu$  را ثابت گرفته و یک شرط روی  $M$  به دست آوردیم، اما می توان به صورت برعکس هم عمل کرد، یعنی  $M$  را ثابت گرفته و یک شرط روی  $\nu$  به شکل



شکل ۲. بیشینه و کمینه عدد ماخ  $M$  در سالیتون‌های رقیق (با دامنه منفی) بر حسب چگالی نسبی  $v$ ، به ازای مقادیر مختلف  $K$  و  $Q=1$ .



شکل ۱. بیشینه و کمینه عدد ماخ  $M$  در سالیتون‌های متراکم (با دامنه مثبت) بر حسب چگالی نسبی  $v$ ، به ازای مقادیر مختلف  $K$  و  $Q=1$ .

به این ترتیب نواحی مختلف در شکل‌های ۱ و ۲ نشان دهنده مناطقی هستند که سالیتون‌های متراکم و رقیق در آن منتشر می‌شوند، به طوری که در ناحیه  $v < v_c^- < v < v_c^+$  فقط سالیتون با دامنه مثبت (سالیتون متراکم) و در ناحیه  $v_c^- < v < v_c^+$  سالیتون با دامنه مثبت و منفی (سالیتون متراکم و رقیق) و در  $v > v_c^+$  فقط سالیتون با دامنه منفی (سالیتون رقیق) امکان انتشار دارد.

محدوده وجود امواج سالیتونی در فضای پارامترهای عدد ماخ ( $M$ ) و چگالی نسبی یون منفی به یون مثبت ( $v$ )، از طریق حل معادلات (۱۱)، (۱۵) و (۱۶) به دست می‌آید. با توجه به وابستگی  $v_c^\pm$  به  $K$  ناحیه‌های فوق با تغییر  $K$  تغییر خواهند کرد. در شکل ۱ اثر افزایش الکترون‌های ابرگرم (از طریق انتخاب پارامتر  $K$ ) روی محدوده وجود امواج سالیتونی با دامنه مثبت بررسی شده است. منحنی‌های پایین مقدار کمینه عدد ماخ را مشخص می‌کنند، که از طریق حل معادله (۱۱) به دست می‌آید. با حل معادله (۱۵) مقدار بیشینه عدد ماخ یعنی منحنی‌های بالا مشخص می‌شوند. جواب‌های سالیتونی با دامنه مثبت بین بیشینه و کمینه عدد ماخ وجود دارند. در این شکل جواب‌های سالیتونی به ازای سه مقدار  $\kappa=2$  (پلاسمای کاملاً غیر ماکسولی)،  $\kappa=5$  و  $\kappa=20$  (پلاسمای با توزیع ماکسولی) رسم شده است.

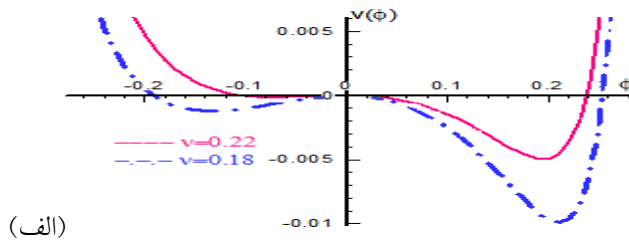
همچنین در مورد سالیتون‌هایی با پتانسیل منفی قید روی  $M$  و یا  $v$  توسط  $V(\phi_{\max}^-) \geq 0$  به صورت زیر می‌باشد:

$$v \geq \frac{(1 + \frac{M^\gamma}{Q(2\kappa-3)})^{-\kappa+2/\gamma} - 1 - M^\gamma [1 - (1 + 1/Q)^{1/\gamma}]}{\frac{M^\gamma}{Q} + (1 + \frac{M^\gamma}{Q(2\kappa-3)})^{-\kappa+2/\gamma} - 1} \equiv v_{\min}^- \quad (16)$$

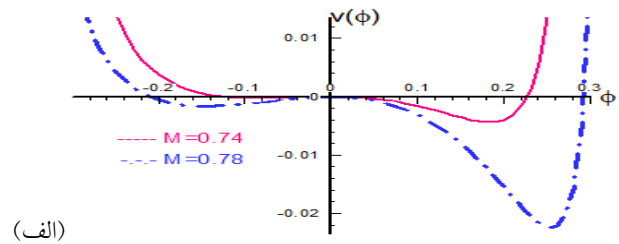
معادلات (۱۲)، (۱۵) و (۱۶) نشان می‌دهند که به ازای مقادیر مشخص  $K$  و  $M$  لیتون‌های با پتانسیل مثبت (سالیتون متراکم) در  $v_{\min}^+ < v < v_{\max}^+$  وجود دارند و سالیتون‌های با پتانسیل منفی (سالیتون رقیق) در  $v_{\min}^- < v < v_{\max}^-$  منتشر می‌شوند. منحنی‌هایی که حد بالا و پایین  $v$  را مشخص می‌کنند، در یک مقدار بحرانی  $v_c$  همدیگر را قطع می‌کنند، که این مقدار برای سالیتون‌های با دامنه مثبت با  $v_c^+$  و برای سالیتون‌های با دامنه منفی با  $v_c^-$  نشان داده می‌شود. به ازای مقادیر مشخص و ثابت  $Q$  و  $K$  هر یک از مقادیر حدی  $v_{\max}^+, v_{\min}^+, v_{\min}^-$  تابعی از عدد ماخ هستند، به طوری که مقادیر بحرانی چگالی نسبی از روابط زیر به دست می‌آیند:

$$v_{\min}^+(M_{\min}) = v_c^+, \quad (17)$$

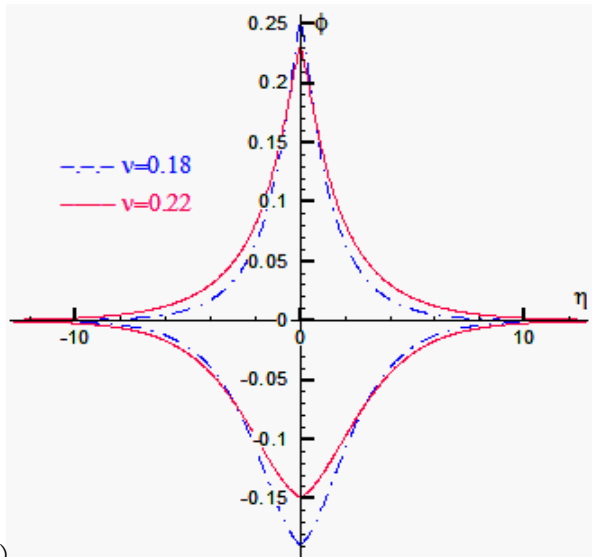
$$v_{\min}^-(M_{\min}) = v_c^-. \quad (18)$$



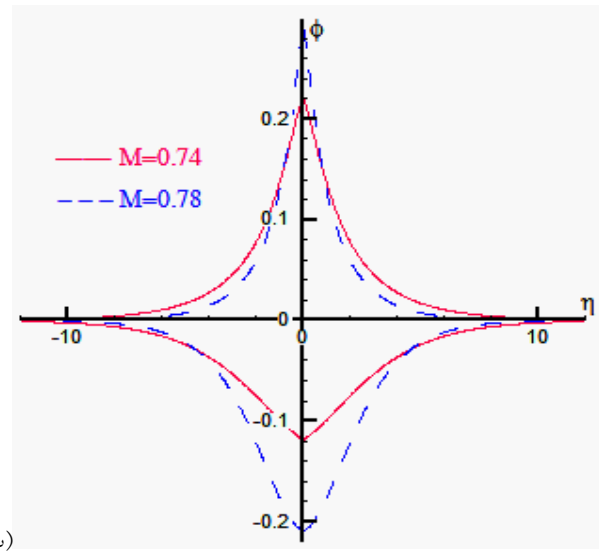
(الف)



(الف)



(ب)



(ب)

شکل ۴. اثر افزایش چگالی نسبی  $v$  روی الف) پتانسیل و ب) دامنه و پهنای سالیتون‌ها به ازای  $Q=1$  و  $M=0.75$  و  $K=2$ .

شکل ۳. اثر افزایش عدد ماخ  $M$  روی الف) پتانسیل و ب) دامنه و پهنای سالیتون‌ها به ازای  $Q=1$  و  $v=0.2$  و  $K=2$ .

علاوه بر این از روی شکل ۱ و ۲ می‌توان دید که برای مقادیر پارامتری ذکر شده در بالا در محدوده چگالی یون مثبت به یون منفی  $0.63 < v < 0.66 \times 10^{-2}$  هر دو نوع سالیتون با دامنه مثبت و منفی در پلاسما ماکسولی ( $\kappa=20$ ) با هم منتشر می‌شوند. این محدوده در حالت  $\kappa=5$  به  $0.56 < v < 0.6 \times 10^{-2}$  کاهش می‌یابد و با کاهش بیشتر برای  $\kappa=2$  به  $0.39 < v < 0.275 \times 10^{-2}$  می‌رسد. بنابراین با کاهش شاخص فضایی  $K$  محدوده‌ای از  $v$  که در آن هر دو نوع سالیتون با دامنه مثبت (متراکم) و منفی (رقیق) وجود دارند، کاهش می‌یابد.

در شکل‌های ۳ تا ۵ وابستگی پتانسیل ساگدیف و دامنه و پهنای سالیتون را به عدد ماخ  $M$ ، چگالی نسبی یون منفی به یون مثبت  $v$  و شاخص فضایی  $K$  بررسی شده است. پهنای سالیتون

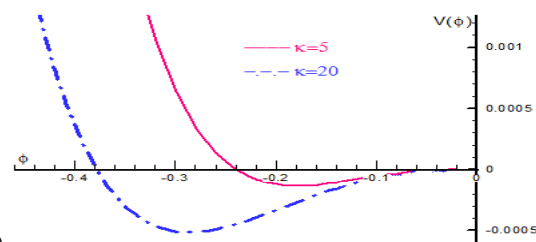
( $\Delta$ ) از رابطه  $\Delta = \int_{\phi=\phi_{\max}^+}^{\phi=\phi_{\max}^-} \frac{d\phi}{\mp \sqrt{2V(\phi)}} = \Delta$  به دست می‌آید. در

در شکل ۱ امواج سالیتونی با دامنه مثبت مورد بررسی قرار گرفته است. با افزایش  $K$  سالیتون‌های متراکم می‌توانند در محدوده گسترده‌تری از اعداد ماخ وجود داشته باشند. با افزایش  $v$ ، عدد ماخ افزایش می‌یابد یا به عبارت دیگر سرعت سالیتون زیاد می‌شود. در حد  $v \rightarrow 0$  در حالت نزدیک به ماکسولی ( $\kappa=20$ )، محدوده مجاز عدد ماخ به  $1 < M < 1.6$  تبدیل می‌شود [۲۰]. شکل ۲ مربوط به امواج سالیتونی با دامنه منفی است. در این شکل هم منحنی‌های پایین که همان مقدار کمینه عدد ماخ هستند، توسط رابطه (۱۱) به دست می‌آیند و منحنی‌های بالا (مقدار بیشینه) توسط رابطه (۱۶) به دست می‌آیند. در این نمودار جواب‌های سالیتونی را به ازای سه مقدار  $\kappa=2$ ،  $\kappa=5$  و  $\kappa=20$  بررسی کرده‌ایم. در شکل ۲ نیز ملاحظه می‌شود با افزایش  $v$ ، عدد ماخ افزایش می‌یابد و با افزایش  $K$  محدوده وجود سالیتون‌های رقیق کاهش می‌یابد.

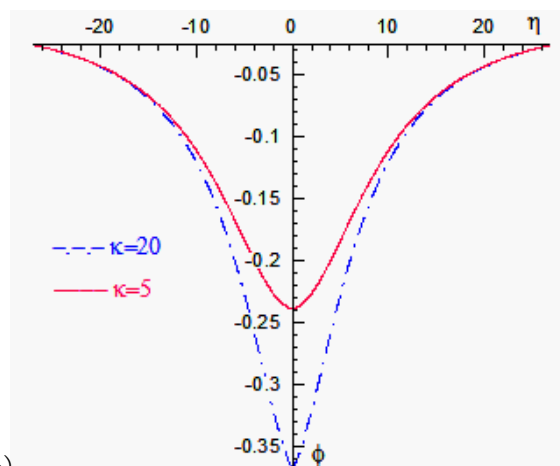
استفاده از روش شبه پتانسیل مورد بررسی قرار گرفته است. مدل سیالی برای یون‌های مثبت و منفی سرد و تابع توزیع الکترون‌های ابرگرم به صورت کاپا در نظر گرفته شده است.

رفتار شبه پتانسیل ساگدیف در پتانسیل‌های کوچک منطبق بر نتایج شناخته شده معادله KdV می‌باشد [۲۱].

نتایج به دست آمده از شبه پتانسیل ساگدیف با تابع توزیع کاپا با نتایج تابع توزیع کایرنز [۱۴] مقایسه شده است. در مدل کایرنز امواج سالیونی با دامنه مثبت و منفی با هم وجود دارند، اما در مورد تابع توزیع کاپا، سالیون‌های با پتانسیل مثبت (سالیون متراکم) در  $v_{\min} < v < v_{\max}$  وجود دارند و سالیون‌های با پتانسیل منفی (سالیون رقیق) در  $v_{\min} < v < v_{\max}$  منتشر می‌شوند. منحنی‌هایی که حد بالا و پایین  $v$  را مشخص می‌کنند، در یک مقدار بحرانی  $v_c$  یکدیگر را قطع می‌کنند، که این مقدار برای سالیون‌های با دامنه مثبت با  $v_c^+$  و برای سالیون‌های با دامنه منفی با  $v_c^-$  نشان داده شده است. به این ترتیب در ناحیه  $v_c^- < v < v_c^+$  فقط سالیون با دامنه مثبت (سالیون متراکم) و در ناحیه  $v_c^- < v < v_c^+$  سالیون با دامنه مثبت و منفی (سالیون متراکم و رقیق) و در  $v > v_c^+$  فقط سالیون با دامنه منفی (سالیون رقیق) امکان انتشار دارد. ملاحظه شده است محدوده‌ای از  $v$  که در آن هر دو نوع سالیون می‌توانند وجود داشته باشند، با کاهش  $K$ ، کاهش یافته است. وابستگی دامنه و پهنای سالیون به چگالی نسبی یون منفی به یون مثبت و عدد ماخ و شاخص فضایی  $K$  بررسی شده است. در اثر افزایش عدد ماخ دامنه افزایش و پهنای کاهش می‌یابد و با افزایش  $v$  دامنه کاهش و پهنای افزایش می‌یابد و هم چنین با افزایش  $K$  دامنه افزایش و پهنای کاهش می‌یابد. این نتایج برای بررسی رفتار سالیون‌های یون صوت غیرخطی در پلاسمای آزمایشگاهی و فضایی با دو نوع متفاوت از یون‌ها و الکترون‌هایی با تابع توزیع غیر ماکسولی مفید می‌باشد.



(الف)



(ب)

شکل ۵. اثر افزایش  $K$  روی الف) پتانسیل و ب) دامنه و پهنای سالیون‌ها به ازای  $v=0/15$  و  $Q=1$ .

شکل ۳ با ثابت نگه داشتن  $v$  و رفتار پتانسیل و دامنه و پهنای سالیون را به ازای تغییر  $M$  نشان داده شده است. با افزایش عدد ماخ، دامنه افزایش اما پهنای کاهش می‌یابد که افزایش عمق پتانسیل تأییدی بر این مطلب است.

شکل ۴ وابستگی پتانسیل ساگدیف و دامنه و پهنای سالیون را به ازای مقادیر مختلف  $v$  نشان می‌دهد. با افزایش  $v$  دامنه کاهش می‌یابد اما پهنای افزایش می‌یابد. در شکل ۵ تغییرات پتانسیل و دامنه و پهنای سالیون را به ازای مقادیر متفاوت  $K$  نشان داده‌ایم. رابطه (۱۱) نشان می‌دهد که با افزایش  $K$  (کاهش تعداد الکترون‌های پارانرژی) سرعت سالیون افزایش می‌یابد بنابراین دامنه افزایش می‌یابد و پهنای کاهش می‌یابد.

در این مقاله رفتار سالیون‌های یون صوت با دامنه دلخواه در پلاسمایی با یون‌های مثبت و منفی و الکترون‌های ابرگرم با

10. R Sabry, W M Moslem, and P K Shukla, *Phys. Plasmas*. **16** (2009) 032302.
11. R Lundin, L Eliasson, B Hultqvist, and K Stasiewicz, *Geophys. Res. Lett.* **4**, **14** (1987) 443.
12. S P Christon, D J Williams, D G Mitchell, L A Frank, and C Y Huang, *J. Geophys. Res.* **94** (1989) 13409.
13. M Maskimovic, V Pierrard, and P Riley, *Geophys. Res. Lett.* **24** (1997) 1151.
14. R A Cairns, A A Mamun, R Bingham, R Bostrom, R O Dendy, C M C Nairn, and P K Shukla, *Geophys. Res. Lett.* **22** (1995) 2709.
15. R A Treumann, C H Jaroschek, and M Scholer, *Physics of Plasma*. **17** (2004) 1317.
16. L N Hau and W Z Fu, *Phys. Plasmas*. **14** (2007) 110702.
17. M A Hellberg, R L Mace, T K Baluku, I Kourakis, and N S Saini, *Phys. Plasmas* **16** (2009) 094701.
18. W Z Fu and L N Hau, *Phys. Plasmas*. **12** (2005) 070701.
19. M P Leubner, *Astrophys. J. Lett.* **632** (2005) L1.
20. K B Shivamoggi, "Introduction to nonlinear fluid plasma waves", Kluwer Academic Publishers (1988).
۲۱. ز ابن عباسی، م روحانی، مقاله‌نامه کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه ارومیه، شهریور (۱۳۹۰) ۱۲۰۳.
1. R A Gottscho and C E Gaebe; *IEEE Trans. Plasma Sci.* **14** (1986) 92.
2. M Bacal and G W Hamilton, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 1538.
3. P H Chaizy, H Rème, J A Sauvaud, C D'uston, R P Lin, D E Larson, D L Mitchell, K A Anderson, C W Carlson, A Korth, and D A. Mendis, *Nature* (London) **349** (1991) 393.
4. H Massey, *Negative Ions*, 3rd ed., Cambridge University Press, Cambridge (1976) 663; W Swider, in *Ionospheric Modeling*, edited by J N Korenkov Birkhauser, Basel (1988) 403; Yu I Portnyagin, O F Klyuev, A A Shidlovsky, A N Evdokimov, T W Buzdigar, P G Matukhin, S G Pasyukov, K N Shamshev, V V Sokolov, and N D Semkin, *Adv. Space Res.* **11** (1991) 89.
5. A J Coates, F J Crary, G R Lewis, D T Young, J H Waite, and E C Sittler, *J. Geophys. Res. Lett.* **34** (2007) L22103.
6. Y Nakamura. *IEEE Trans Plasma Sci.* **10** (1982) 180.
7. G C Das and S G Tagare, *Plasma Phys.* **17** (1975) 1025.
8. M Tajiri and M Tuda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** (1985) 19; G O Ludwig, J L Ferreira, and Y Nakamura, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 275; W M Moslem, *J. Plasma Phys.* **61** (1999) 177; **63** (2000) 139.
9. S K El-Labany, S A El-Warraki, and W M Moslem, *J. Plasma Phys.* **63** (2000) 343.