

دراسة الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية في الغلاف الأيوني للزهرة مع إلكترونات رياح شمسية فائقة الحرارة.

الدكتور علي ابراهيم أسد*

الباحث ورد ابراهيم فرج**

(تاريخ الإيداع ٢٠٢٤/٩/٢٤ - تاريخ النشر ٢٠٢٤/١١/٢١)

□ ملخص □

في هذا العمل، تم دراسة انتشار الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية صغيرة السعة في الغلاف الأيوني لكوكب الزهرة باستخدام طريقة الاضطراب الاختزالية. تم اشتقاق معادلات كورديفيك دي فريس (KdV) وكورديفيك دي فريس المعدلة (mKdV) لحساب سرعة الطور وخصائص الموجة الأخرى مثل السعة والعرض. أظهرت النتائج أن سرعة الطور تتأثر ببارامتر الحرارة الفائقة للإلكترونات الشمسية k ، إذ تزداد بازدياد k بعيداً عن التوازن الحراري، بينما يتلاشى تأثيره عند اقتراب الإلكترونات من التوازن. كما لوحظ أن كثافة البروتونات في البلازما الأيونوسفيرية تؤدي إلى زيادة سرعة الطور، بينما تؤدي زيادة كثافة الإلكترونات الأيونوسفيرية ودرجة حرارة الإلكترونات الشمسية إلى تقليص السعة والعرض، مما يساهم في تلاشي الأمواج السوليتونية في نهاية المطاف.

كلمات مفتاحية: أمواج سوليتونية صوتية أيونية - الغلاف الزهرة الأيوني - طريقة الاضطراب الاختزالية.

Study of ion-acoustic soliton waves in the Venus's ionosphere with suprathermal solar wind electrons

Dr. Ali Ebrahim Asad*
Ward Ibrahim Faraj**

(Received 24/9/2024. Accepted 21/11/2024)

□ABSTRACT □

In this study, the propagation of small-amplitude ion-acoustic soliton waves (IASWs) in the ionosphere of Venus was studied using the reductive perturbation method. The Korteweg-de Vries (KdV) and modified Korteweg-de Vries (mKdV) equations were derived to calculate the phase velocity and other wave properties such as amplitude and width. The results show that the phase velocity increases with the solar electron suprathermal parameter k when moving away from thermal equilibrium, while its effect disappears when electrons approach equilibrium. It is also observed that the proton density in the ionospheric plasma leads to an increase in the phase velocity, while the increase in both ionospheric electron density and solar electron temperature reduces the amplitude and width, ultimately leading to the soliton waves dissipation.

Keywords: ion-acoustic soliton waves (IASWs) - Venus's ionosphere - reductive perturbation method

* PhD, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria

** Master, Mathematics Department, Faculty of Science

مقدمة:

أظهر تحليل البيانات الجديدة لـ (Solar Orbiter) حول كوكب الزهرة، التي تم نشرها سنة ٢٠٢١ أن الحقل المغناطيسي المتولد حول الكوكب لا تولده المواد المنصهرة في قلب الكوكب (كما في حالة كوكب الأرض). يولد كوكب الزهرة حقله المغناطيسي من تفاعل الرياح الشمسية مع الغلاف الأيوني للكوكب، وينتج عن هذا التفاعل جسيمات مشحونة ينتج عنها تيارات كهربائية أثناء التقافها حول الكوكب، وهذه التيارات تنتج حقلاً مغناطيسياً كاملاً حول الكوكب وهو ما يعرف بالغلاف المغناطيسي المستحث الغريب [1].

تتفاعل الرياح الشمسية بشكل دائم مع الكواكب والأقمار، فتغمر غلافها الجوي العلوي بالجسيمات المتدفقة. تتكون الرياح الشمسية من تدفق فوق صوتي (supersonic) لبلازما مكونة من البروتونات H^+ والإلكترونات e^- ونسبة صغيرة من الهيليوم وبعض الأنواع الأيونية الأخرى الأثقل [2].

يؤدي التفاعل بين الرياح الشمسية والغلاف الأيوني لكوكب الزهرة إلى تشكل صدمة قوسية أضعف بكثير من تلك المتشكلة حول الأرض [3]. تشكل الرياح الشمسية المصدر الرئيسي للأيونات الموجودة في الغلاف المغناطيسي للزهرة بالإضافة إلى الأيونات المقتلعة من الغلاف الجوي [4].

إن طبيعة التفاعل بين الجسيمات المشحونة والتفاعلات بين اللاخطية (non-linearity) والتشتت (dispersion) والتبدد (dissipation) في البلازما تؤدي إلى ظهور أنماط لاختية كالأموج السوليتونية، أمواج الصدم، الدوامات، والطبقات المزدوجة. الأمواج السوليتونية هي أمواج لاختية تشبه السنم (الحدبة) تحافظ على شكلها وسرعتها أثناء انتشارها في الوسط، وتظهر هذه الأمواج نتيجة التوازن الدقيق بين تأثيرات اللاخطية والتشتت للوسط. تساهم الصفات المميزة للأمواج اللاخطية في عملية نقل الطاقة في الغلاف الأيوني للزهرة. مؤخراً درس العديد من الباحثين البنى السوليتونية في بلازما الغلاف الأيوني للزهرة.

قام ياداف (Yadav) سنة 2٠٢٢ بتقديم ملاحظات حول الأمواج الصوتية الأيونية (ion-acoustic waves (IAWs) عند حدود البلازما المختلفة في بيئة بلازما الزهرة [5]. حقق سعيد وآخرون سنة ٢٠٢٠ في الانتشار اللاخطي للأمواج الصوتية الأيونية في الغلاف الأيوني للزهرة وأشار إلى أن كلا النوعين من الأمواج السوليتونية الانضغاطية فوق الصوتية (supersonic) وتحت الصوتية (subsonic) يمكن أن تتشكل في تلك المنطقة [6]. وجدوا أن المجالات التي تظهر فيها الأمواج السوليتونية تتغير بتغير الكثافة الأيونية النسبية ودرجة الحرارة الأيونية النسبية. كما قام سعيد وآخرون سنة ٢٠٢٠ أيضاً بدراسة تأثير بارامترات البلازما الأيونوسفيرية في محيط الزهرة على الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية، وأظهرت نتائجهم أن سعة الأمواج السوليتونية تتناقص بسبب درجة الحرارة النسبية لأنواع الأيونات وبسبب وجود إلكترونات فائقة الحرارة [7].

اقترح عفيفي وآخرون سنة ٢٠٢١ دراسة نظرية تتنبأ بإثارة أمواج صوتية أيونية كهربائية ساكنة خطية ولاخطية نتيجة التفاعل بين الرياح الشمسية وأنواع الأيونات الموجودة في الأغلفة الأيونية الكواكب وحققوا في خصائص استقرار وانتشار هذه الأمواج [8].

سنستخدم في هذه الدراسة البيانات التي استخدمها فياض وآخرون عند دراسة الأمواج الصوتية الأيونية الكهربائية الساكنة منخفضة التردد في بلازما الغلاف الأيوني للزهرة المكونة من أيونات الأكسجين O^+ والهيدروجين H^+ والإلكترونات خاضعة لتوزيع مكسويل بولتزمان [9]، بالإضافة إلى إلكترونات الرياح الشمسية الخاضعة لتوزيع كبا [10].

أهداف البحث:

- في هذا العمل، نقدم دراسة نظرية حول تأثير الرياح الشمسية على خصائص تشكل وانتشار الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية صغيرة السعة في بلازما الغلاف الأيوني للزهرة. سيتم تطبيق طريقة الاضطراب الاختزالية (reductive perturbation method) على معادلات النموذج متعدد الموائع الأيونية بهدف:
- الحصول على سرعة طور الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية (IASW).
 - الحصول على معادلة كورديفيك دي فريس (Korteweg–de Vries (KdV)) ومعادلة كورديفيك دي فريس المعدلة (modified Korteweg–de Vries (mKdV)).
 - دراسة تأثير بارامترات بلازما الغلاف الأيوني لكوكب الزهرة وبلازما الرياح الشمسية على سرعة طور وشكل الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية (IASW).

طرائق البحث ومواده:

تناولنا في هذا البحث جملة بلازما أيونوسفيرية لكوكب الزهرة مكونة من مائع أيونات أكسجين O^+ تعطى معادلة الاستمرارية والحركة بالشكل المنظم الآتي [11,12]:

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

$$\frac{\partial u_{ov}}{\partial t} + u_{ov} \frac{\partial u_{ov}}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} - 3\sigma_{ov}n_{ov} \frac{\partial n_{ov}}{\partial x} \quad (2)$$

حيث: n_{ov} و u_{ov} كثافة و سرعة مائع أيونات أكسجين الزهرة على التوالي، Φ الكمون الكهربائي الساكن، $\sigma_{ov} = \frac{T_{ov}}{T_{ev}}$ ، T_{ev} و T_{ov} درجة حرارة أيونات أكسجين و إلكترونات الزهرة على التوالي.

كما يعبر عن معادلة الاستمرارية والحركة لبروتونات الزهرة H^+ بالشكل المنظم الآتي [11,12]:

$$\frac{\partial n_{pv}}{\partial t} + \frac{\partial(n_{pv}u_{pv})}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_{pv}}{\partial t} + u_{pv} \frac{\partial u_{pv}}{\partial x} = -\mu_{pv} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - 3\sigma_{pv}\mu_{pv}n_{pv} \frac{\partial n_{pv}}{\partial x} \quad (4)$$

حيث: n_{pv} و u_{pv} كثافة و سرعة مائع بروتونات الزهرة على التوالي، $\sigma_{pv} = \frac{T_{pv}}{T_{ev}}$ ، T_{pv} درجة حرارة بروتونات الزهرة، $\mu_{pv} = \frac{m_{pv}}{m_{ov}}$ و m_{pv} كتلة أيونات أكسجين و بروتونات الزهرة على التوالي.

عند تفاعل الرياح الشمسية مع بلازما الغلاف الأيوني للزهرة، يضاف مائع جديد إلى الموائع السابقة هو مائع البروتونات الشمسية حيث تعطى معادلات الاستمرارية والحركة لهذا المائع بالشكل المنظم الآتي [11,12]:

$$\frac{\partial n_{ps}}{\partial t} + \frac{\partial(n_{ps}u_{ps})}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_{ps}}{\partial t} + u_{ps} \frac{\partial u_{ps}}{\partial x} = -\mu_{ps} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - 3\sigma_{ps}\mu_{ps}n_{ps} \frac{\partial n_{ps}}{\partial x} \quad (6)$$

حيث: n_{ps} و u_{ps} كثافة و سرعة مائع البروتونات الشمسية على التوالي، $\sigma_{ps} = \frac{T_{ps}}{T_{ev}}$ ، T_{ps} درجة حرارة البروتونات الشمسية، $\mu_{ps} = \frac{m_{ps}}{m_{ov}}$ ، m_{ps} كتلة البروتونات الشمسية.

تختتم المعادلات بمعادلة بواسون [11,12]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \gamma n_{ev} + \alpha n_{es} - n_{ov} - \beta n_{pv} - \delta n_{ps} \quad (7)$$

حيث: $\delta = \frac{n_{ps0}}{n_{ov0}}$ ، $\beta = \frac{n_{pv0}}{n_{ov0}}$ ، $\alpha = \frac{n_{es0}}{n_{ov0}}$ ، $\gamma = \frac{n_{ev0}}{n_{ov0}}$ ، كثافة أيونات الأكسجين المستقرة (غير المضطربة)، n_{ev0} و n_{es0} كثافة إلكترونات الزهرة والإلكترونات الشمسية المستقرة على التوالي، n_{pv0} و n_{ps0} كثافة بروتونات الزهرة والبروتونات الشمسية غير المضطربة على التوالي. يفترض أن إلكترونات الزهرة متوازنة حرارياً وتخضع لتوزيع مكسويل بولتزمان وتعطى كثافتها بالشكل المنظم الآتي [9]:

$$n_{ev} = \exp(\Phi) \quad (8)$$

بينما تكون الإلكترونات الشمسية غير حرارية وتخضع لتوزيع كبا (κ) وتعطى كثافتها بالشكل المنظم الآتي [10]:

$$n_{se} = \left(1 - \frac{\sigma_{es}\Phi}{k - \frac{3}{2}}\right)^{-k + \frac{1}{2}} \quad (9)$$

حيث: $\sigma_{es} = \frac{T_{es}}{T_{ev}}$ ، k بارامتر كبا للإلكترونات الشمسية. يقيس بارامتر كبا مقدار ابتعاد الإلكترونات عن حالة التوازن الترموديناميكي. كلما كانت قيمة البارامتر أكبر كلما كانت الإلكترونات أقرب إلى حالة التوازن الترموديناميكي، وعندما تنتهي قيمة هذا البارامتر إلى اللانهاية تصبح الإلكترونات في حالة توازن ترموديناميكي تام، وتخضع لتوزيع مكسويل بولتزمان.

اشتقاق معادلة كورديفيك دي فريس (KdV):

لدراسة حركة الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية (IASW) صغيرة السعة نشق معادلة KdV من المعادلات (٧-١) بتوظيف طريقة الاضطراب الاختزالية، حيث نعرف الإحداثيات الممتدة بالشكل الآتي [13,14]:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \varepsilon^2(x - Mt) & ; & \quad \tau = \varepsilon^3 t \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \xi} & ; & \quad \frac{\partial}{\partial t} = -M\varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \tau} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

حيث: M سرعة طور IASW، ε بارامتر صغير بدون أبعاد يقيس قوة اللاخطية ويقع في المجال $0 < \varepsilon < 1$ ، ثم ننشر المتحولات في المعادلات (٧-١) حول قيمهم المستقرة على شكل سلاسل قوى لـ ε كالآتي [13,14]:

$$\left. \begin{aligned} n_j &= 1 + \varepsilon n_j^{(1)} + \varepsilon^2 n_j^{(2)} + \varepsilon^3 n_j^{(3)} + \dots \\ u_j &= \varepsilon u_j^{(1)} + \varepsilon^2 u_j^{(2)} + \varepsilon^3 u_j^{(3)} + \dots \\ \Phi &= \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \varepsilon^3 \Phi^{(3)} + \dots \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

حيث: $j = ov, pv, ps$ ، بتعويض المعادلات (١١-٨) في المعادلات (٧-١) نحصل على جملة المعادلات الآتية:

$$\begin{aligned} -V\varepsilon^2 \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} - V\varepsilon^2 \frac{\partial n_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \tau} + \varepsilon^2 \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial (n_{ov}^{(1)} u_{ov}^{(1)})}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial u_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} \\ = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
& -V\varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} - V\varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \tau} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} u_{ov}^{(1)} \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} \\
& = -\varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{3}{2}} 3\sigma_{ov} \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{5}{2}} 3\sigma_{ov} n_{ov}^{(1)} \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} \\
& \quad - \varepsilon^{\frac{5}{2}} 3\sigma_{ov} \frac{\partial n_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -V\varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} - V\varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial n_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \tau} + \varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial (n_{pv}^{(1)} u_{pv}^{(1)})}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} \\
& = 0 \quad (14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -V\varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} - V\varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \tau} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} u_{pv}^{(1)} \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} \\
& = -\varepsilon^{\frac{3}{2}} \mu_{pv} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{5}{2}} \mu_{pv} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{3}{2}} 3\sigma_{pv} \mu_{pv} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} \\
& \quad - \varepsilon^{\frac{5}{2}} 3\sigma_{pv} \mu_{pv} n_{pv}^{(1)} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{5}{2}} 3\sigma_{pv} \mu_{pv} \frac{\partial n_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -V\varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} - V\varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial n_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \tau} + \varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial (n_{ps}^{(1)} u_{ps}^{(1)})}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} \\
& = 0 \quad (16)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -V\varepsilon^{\frac{3}{2}} \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} - V\varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \tau} + \varepsilon^{\frac{5}{2}} u_{ps}^{(1)} \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} \\
& = -\varepsilon^{\frac{3}{2}} \mu_{ps} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{5}{2}} \mu_{ps} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{3}{2}} 3\sigma_{ps} \mu_{ps} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} \\
& \quad - \varepsilon^{\frac{5}{2}} 3\sigma_{ps} \mu_{ps} n_{ps}^{(1)} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} - \varepsilon^{\frac{5}{2}} 3\sigma_{ps} \mu_{ps} \frac{\partial n_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon^2 \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} & = \gamma + \gamma \varepsilon \Phi^{(1)} + \gamma \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \gamma \varepsilon^2 \Phi^{(1)2} + \alpha + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \varepsilon \Phi^{(1)} \\
& \quad + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \frac{(2k-1)(2k+1)\alpha\sigma_{es}^2}{2(2k-3)^2} \Phi^{(1)2} - 1 - \varepsilon n_{ov}^{(1)} \\
& \quad - \varepsilon^2 n_{ov}^{(2)} - \beta - \beta \varepsilon n_{pv}^{(1)} - \beta \varepsilon^2 n_{pv}^{(2)} - \delta - \delta \varepsilon n_{ps}^{(1)} - \delta \varepsilon^2 n_{ps}^{(2)} \quad (18)
\end{aligned}$$

بمقارنة المراتب المختلفة لـ ε نحصل من أجل الحدود التي تحوي المراتب الدنيا ($\varepsilon^{\frac{3}{2}}$ و ε) على

المعادلات الآتية:

$$-V \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (19)$$

$$-V \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ov} \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} \quad (20)$$

$$-V \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (21)$$

$$-V \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} = -\mu_{pv} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{pv} \mu_{pv} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} \quad (22)$$

$$-V \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \quad (23)$$

$$-V \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} = -\mu_{ps} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ps} \mu_{ps} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} \quad (24)$$

$$0 = \gamma \Phi^{(1)} + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \Phi^{(1)} - n_{ov}^{(1)} - \beta n_{pv}^{(1)} - \delta n_{ps}^{(1)} \quad (25)$$

بالحل المشترك لجملة المعادلات (٢٥-١٩) نحصل على المعادلة الآتية:

$$0 = \gamma \Phi^{(1)} + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \Phi^{(1)} - \frac{1}{V^2 - 3\sigma_{ov}} \Phi^{(1)} - \frac{\beta\mu_{pv}}{V^2 - 3\mu_{pv}\sigma_{pv}} \Phi^{(1)} - \frac{\delta\mu_{ps}}{V^2 - 3\mu_{ps}\sigma_{ps}} \Phi^{(1)} \quad (26)$$

نحصل من أجل المراتب العليا التالية لـ ε (ε^2 و $\varepsilon^{\frac{5}{2}}$) على جملة المعادلات الآتية:

$$-V \frac{\partial n_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{ov}^{(1)} u_{ov}^{(1)})}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} = 0 \quad (27)$$

$$-V \frac{\partial u_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \tau} + u_{ov}^{(1)} \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ov} n_{ov}^{(1)} \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ov} \frac{\partial n_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (28)$$

$$-V \frac{\partial n_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{pv}^{(1)} u_{pv}^{(1)})}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} = 0 \quad (29)$$

$$-V \frac{\partial u_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \tau} + u_{pv}^{(1)} \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} = -\mu_{pv} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{pv} \mu_{pv} n_{pv}^{(1)} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{pv} \mu_{pv} \frac{\partial n_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (30)$$

$$-V \frac{\partial n_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{ps}^{(1)} u_{ps}^{(1)})}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} = 0 \quad (31)$$

$$-V \frac{\partial u_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \tau} + u_{ps}^{(1)} \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} = -\mu_{ps} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ps} \mu_{ps} n_{ps}^{(1)} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ps} \mu_{ps} \frac{\partial n_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (32)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} = \gamma \Phi^{(2)} + \gamma \Phi^{(1)2} + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \Phi^{(2)} + \frac{(2k-1)(2k+1)\alpha\sigma_{es}^2}{2(2k-3)^2} \Phi^{(1)2} - \varepsilon^2 n_{ov}^{(2)} - \beta n_{pv}^{(2)} - \delta n_{ps}^{(2)} \quad (33)$$

بحل المعادلات (٣٢-٢٧) نحصل على معادلة KdV الآتية:

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + M \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + N \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (34)$$

حيث: M معامل اللاخطية (nonlinearity coefficient) و N معامل التشتت (dispersion coefficient)

يعرفان كالآتي:

$$M = \frac{\left[\frac{(3V^2 + 3\sigma_{ov})}{(V^2 - 3\sigma_{ov})^3} + \frac{(3V^2 + 3\beta\sigma_{pv}\mu_{pv}^2)}{(V^2 - 3\sigma_{pv}\mu_{pv})^3} + \frac{(3V^2 + 3\beta\sigma_{ps}\mu_{ps}^2)}{(V^2 - 3\sigma_{ps}\mu_{ps})^3} \right]}{(V+1) \left[\frac{1}{(V^2 - 3\sigma_{ov})^2} + \frac{V\mu_{pv}\beta}{(V^2 - 3\sigma_{pv}\mu_{pv})^2} + \frac{V\mu_{ps}\delta}{(V^2 - 3\sigma_{ps}\mu_{ps})^2} \right]}$$

$$N = \frac{1}{(V+1) \left[\frac{1}{(V^2 - 3\sigma_{ov})^2} + \frac{V\mu_{pv}\beta}{(V^2 - 3\sigma_{pv}\mu_{pv})^2} + \frac{V\mu_{ps}\delta}{(V^2 - 3\sigma_{ps}\mu_{ps})^2} \right]}$$

اشتقاق معادلة كورديفيك دي فريس المعدلة (mKdV):

في المعادلة (٣٤) تصبح قيمة معامل اللاخطية مساوية للصفر $M = 0$ عند تساوي الحدود الموجبة والسالبة وتحصل هذه المساواة من أجل قيمة حدية للنسبتين β و δ . في هذه الحالة تتعدم اللاخطية وتتلاشى معادلة KdV مما يسبب اختلال التوازن بين اللاخطية والتشتت وعدم تشكل البنى السوليتونية. لحل هذه المشكلة تم تغيير امتداد احداثيات الموضع والزمن للحصول على معادلة كورديفيك دي فريس المعدلة (mKdV) كالآتي [13,14]:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \varepsilon(x - Mt) & ; & \quad \tau = \varepsilon^3 t \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi} & ; & \quad \frac{\partial}{\partial t} = -V\varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^3 \frac{\partial}{\partial \tau} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

بإجراء نفس الحسابات المتبعة في اشتقاق معادلة (KdV)، نحصل من أجل المراتب العليا التالية لـ ε

(ε^3 و ε^4) على جملة المعادلات الآتية:

$$-V \frac{\partial n_{ov}^{(3)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{ov}^{(2)} u_{ov}^{(1)})}{\partial \xi} + \frac{\partial (n_{ov}^{(1)} u_{ov}^{(2)})}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ov}^{(3)}}{\partial \xi} = 0 \quad (36)$$

$$\begin{aligned} -V \frac{\partial u_{ov}^{(3)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \tau} + u_{ov}^{(2)} \frac{\partial u_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} + u_{ov}^{(1)} \frac{\partial u_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} \\ = -\frac{\partial \Phi^{(3)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ov} \frac{\partial n_{ov}^{(3)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ov} n_{ov}^{(2)} \frac{\partial n_{ov}^{(1)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ov} n_{ov}^{(1)} \frac{\partial n_{ov}^{(2)}}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (37)$$

$$-V \frac{\partial n_{pv}^{(3)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{pv}^{(2)} u_{pv}^{(1)})}{\partial \xi} + \frac{\partial (n_{pv}^{(1)} u_{pv}^{(2)})}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{pv}^{(3)}}{\partial \xi} = 0 \quad (38)$$

$$\begin{aligned} -V \frac{\partial u_{pv}^{(3)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \tau} + u_{pv}^{(2)} \frac{\partial u_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} + u_{pv}^{(1)} \frac{\partial u_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} \\ = -\mu_{pv} \frac{\partial \Phi^{(3)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{pv} \mu_{pv} \frac{\partial n_{pv}^{(3)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{pv} \mu_{pv} n_{pv}^{(2)} \frac{\partial n_{pv}^{(1)}}{\partial \xi} \\ - 3\sigma_{pv} \mu_{pv} n_{pv}^{(1)} \frac{\partial n_{pv}^{(2)}}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (39)$$

$$-V \frac{\partial n_{ps}^{(3)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (n_{ps}^{(2)} u_{ps}^{(1)})}{\partial \xi} + \frac{\partial (n_{ps}^{(1)} u_{ps}^{(2)})}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ps}^{(3)}}{\partial \xi} = 0 \quad (40)$$

$$\begin{aligned}
 & -V \frac{\partial u_{ps}^{(3)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \tau} + u_{ps}^{(2)} \frac{\partial u_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} + u_{ps}^{(1)} \frac{\partial u_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} \\
 & = -\mu_{ps} \frac{\partial \Phi^{(3)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ps} \mu_{ps} \frac{\partial n_{ps}^{(3)}}{\partial \xi} - 3\sigma_{ps} \mu_{ps} n_{ps}^{(2)} \frac{\partial n_{ps}^{(1)}}{\partial \xi} \\
 & \quad - 3\sigma_{ps} \mu_{ps} n_{ps}^{(1)} \frac{\partial n_{ps}^{(2)}}{\partial \xi} \quad (41)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^2} = & \gamma \Phi^{(3)} + \gamma \Phi^{(1)} \Phi^{(2)} + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \Phi^{(3)} + \frac{(2k-1)\alpha\sigma_{es}}{2k-3} \Phi^{(1)} \Phi^{(2)} - n_{ov}^{(3)} \\
 & - \beta n_{pv}^{(3)} - \delta n_{ps}^{(3)} \quad (42)
 \end{aligned}$$

بالحل المشترك لجملة المعادلات (٤٢-٣٦) وبالإستفادة من المعادلات (٢٥-١٩) نحصل على معادلة

كورديفيك دي فريس المعدلة mKdV الآتية:

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + P \Phi^{(1)2} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + Q \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (43)$$

حيث: P و Q معاملات اللاخطية والتشتت في معادلة mKdV ويعرفان بالشكل الآتي:

$$\begin{aligned}
 P = & \frac{1}{\left(\frac{2V(1 + \beta\mu_{pv} + \delta\mu_{ps})}{(V^2 - 3\sigma_{ov})^2}\right)} \left\{ \frac{3(V^2 + \sigma_{ov})[4V^2 + 9\sigma_{ov}] + 3V^2(V^2 + 9\sigma_{ov})}{2(V^2 - 3\sigma_{ov})^5} \right. \\
 & + \frac{3\beta\mu_{pv}^3[3(V^2 + \mu_{pv}\sigma_{pv})][2V^2 + 3\mu_{pv}\sigma_{pv}] + V^2(V^2 + 9\mu_{pv}\sigma_{pv})}{2(V^2 - 3\mu_{pv}\sigma_{pv})^5} \\
 & \left. + \frac{3\beta\mu_{ps}^3[3(V^2 + \mu_{ps}\sigma_{ps})][2V^2 + 3\mu_{ps}\sigma_{ps}] + V^2(V^2 + 9\mu_{ps}\sigma_{ps})}{2(V^2 - 3\mu_{ps}\sigma_{ps})^5} \right\} \\
 Q = & \frac{1}{\left(\frac{2V(1 + \beta\mu_{pv} + \delta\mu_{ps})}{(V^2 - 3\sigma_{ov})^2}\right)}
 \end{aligned}$$

يعطى حل الموجة السوليتونية لمعادلة mKdV بالشكل الآتي [15]:

$$\Phi^{(1)} = \pm \sqrt{\frac{6\vartheta_0}{P}} \operatorname{sech} \left(\sqrt{\frac{\vartheta_0}{Q}} \zeta \right) \quad (44)$$

حيث: $\zeta = \xi - \vartheta_0 \tau$

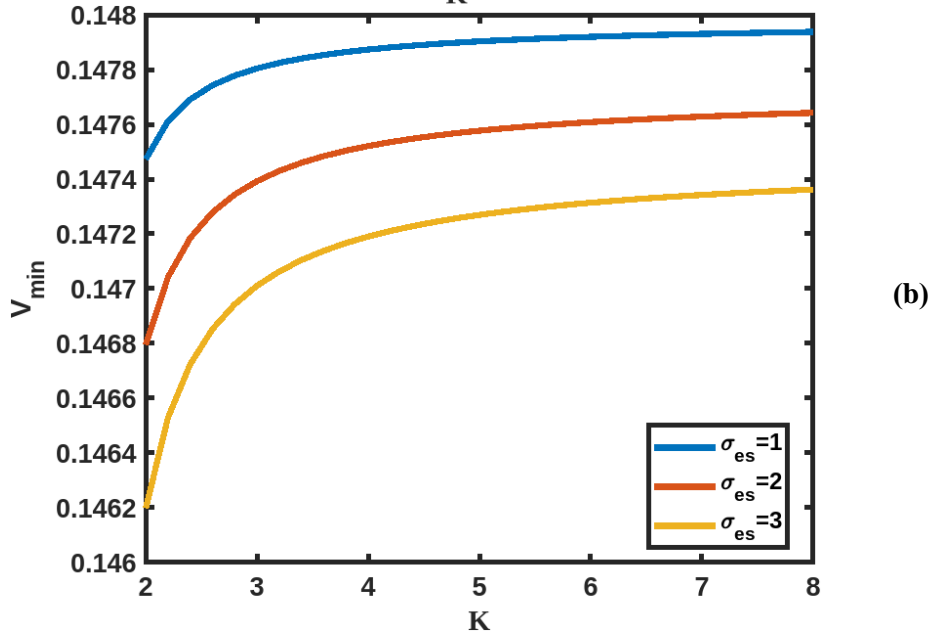
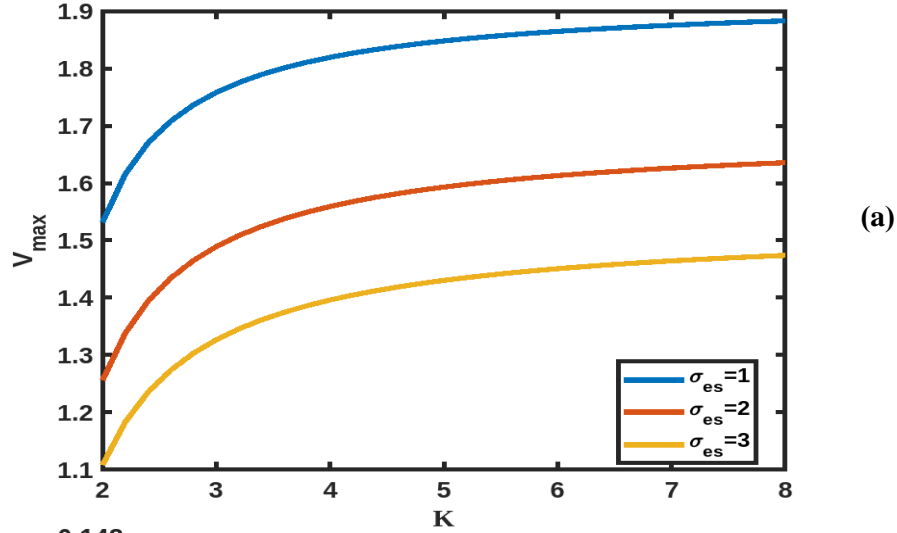
النتائج والمناقشة:

الوشاح هو المنطقة الواقعة بين الغلاف الأيوني والغلاف المغناطيسي، ويوجد في هذه المنطقة خليط من الأيونات الكوكبية وجسيمات الرياح الشمسية. تقع هذه المنطقة على ارتفاع (1000km - 2000km)، ويؤدي تفاعل الرياح الشمسية مع الغلاف الأيوني على هذا الارتفاع (بغياب تأثير الحقل مغناطيسي) إلى هروب الأيونات الخفيفة أكثر من الأيونات الثقيلة. يؤدي هذا الاضطراب في توزع الأيونات الى انتشار عدة أنواع من الأمواج اللاخطية بما فيها الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية صغيرة السعة المدروسة في هذا العمل. تم استخدام بيانات جهاز تحليل الكتلة الأيونية ASPERA-4 (المستخدم في مهمة المركبة VEX)

وبيانات محلل كمون التأخير المداري Orbiter Retarding Potential Analyzer (المستخدم في مهمة المركبة (PVO)[16,17].

لدراسة تأثير بارامترات البلازما الكوكبية وبلازما الرياح الشمسية على سرعة طور الموجة السوليتونية تم تحويل المعادلة (٢٦) إلى شكل قياسي (معادلة من الدرجة السادسة)، ثم حل هذه المعادلة باستخدام برنامج ماتلاب (MATLAB)، وحصلنا على سرعتي طور مميزتين $V_{max} > 1$ (فوق صوتية (supersonic))، و $V_{min} < 1$ (تحت صوتية (subsonic))، ومن الواضح أن الموجة السوليتونية تنتشر في المجال $(V_{min} \leq V \leq V_{max})$.

تظهر الأشكال (١-٣) تغيرات سرعتي الطور V_{max} و V_{min} بتابعة البارامتر فائق الحرارة k ، ويلاحظ أن سرعة الطور تزداد بازدياد البارامتر k عندما $k < 3$ أي عند ابتعاد إلكترونات الرياح الشمسية عن حالة التوازن الحراري (ازدياد الحرارة الفائقة (superthermality))، بينما يصبح تأثير البارامتر k على سرعة الطور مهماً عندما $k > 3$ أي عند الاقتراب من حالة التوازن الحراري (نقصان الحرارة الفائقة للإلكترونات).



الشكل (١): (a) تغيرات سرعة الطور V_{max} بتابعة بارامتر كبا k من أجل قيم مختلفة للنسبة σ_{es} ،

(b) تغيرات سرعة الطور V_{min} بتابعة بارامتر k من أجل قيم مختلفة للنسبة σ_{es} .

في الشكلين (a-1) و (b-1) تتناقص سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازياد النسبة $\sigma_{es} = \frac{T_{es}}{T_{ev}}$ (ازدياد درجة حرارة إلكترونات بلازما الرياح الشمسية). تقوم إلكترونات الرياح الشمسية بكبح النبضة السوليتونية المنتشرة في الغلاف الأيوني للزهرة.

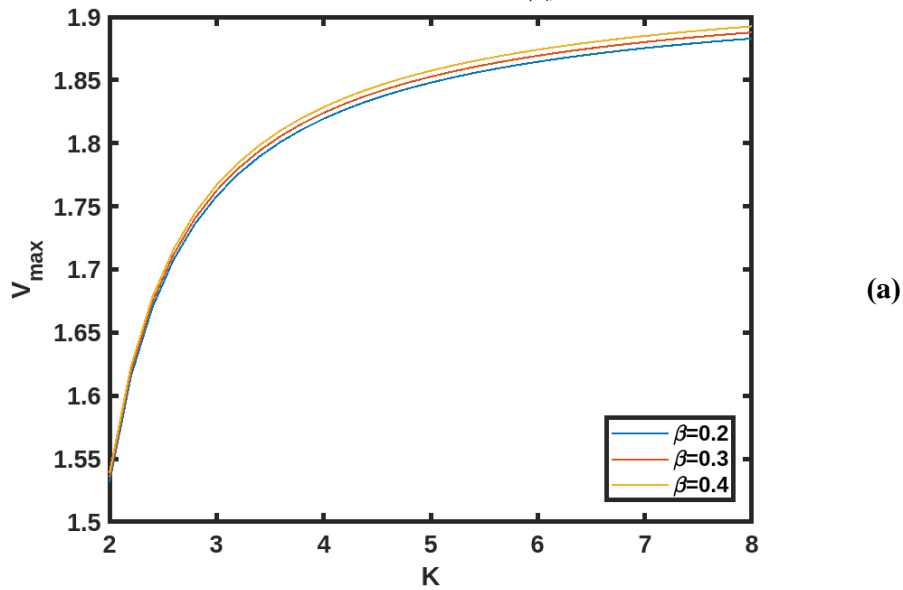
الجدول (١): تغير طول المجال الذي تتحرك فيه الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية مع تغير النسبة

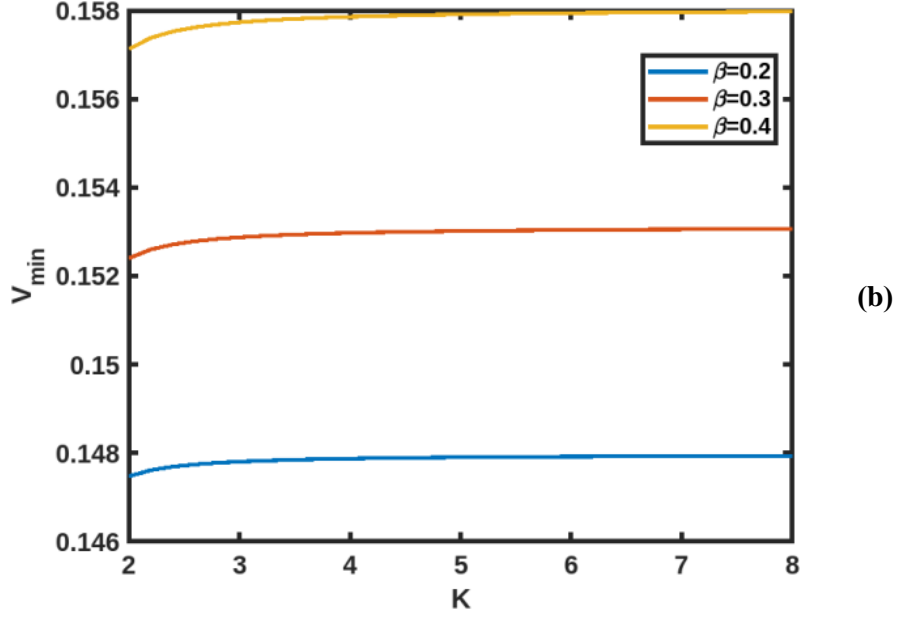
σ_{es} من أجل القيمة الحدية $k = 2$

| σ_{es} | 1 | ٢ | ٣ |
|----------------------------------|--------|--------|--------|
| V_{min} | 0.1475 | 0.1468 | 0.1462 |
| V_{max} | 1.5316 | 1.2558 | 1.1082 |
| طول المجال $[V_{min} - V_{max}]$ | 1.3841 | 1.109 | 0.962 |

يظهر الجدول (١) تغيرات في طول المجال الذي تتحرك فيه الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية مع تغير النسبة σ_{es} ، حيث يلاحظ تناقص طفيف في طول المجال مع زيادة النسبة σ_{es} . يفسر ذلك بأنه كلما ازدادت درجة حرارة الإلكترونات الشمسية ازدادت ممانعة الوسط لانتشار الموجة.

يظهر الشكلان (a-٢) و (b-٢) ازدياد سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازياد النسبة $\beta = \frac{n_{pvo}}{n_{ovo}}$ (ازدياد كثافة بروتونات البلازما الأيونوسفيرية).





الشكل (٢): (a) تغيرات سرعة الطور V_{max} بتابعة بارامتر كابا k من أجل قيم مختلفة للنسبة β ، (b) تغيرات سرعة الطور V_{min} بتابعة بارامتر كابا k من أجل قيم مختلفة للنسبة β .

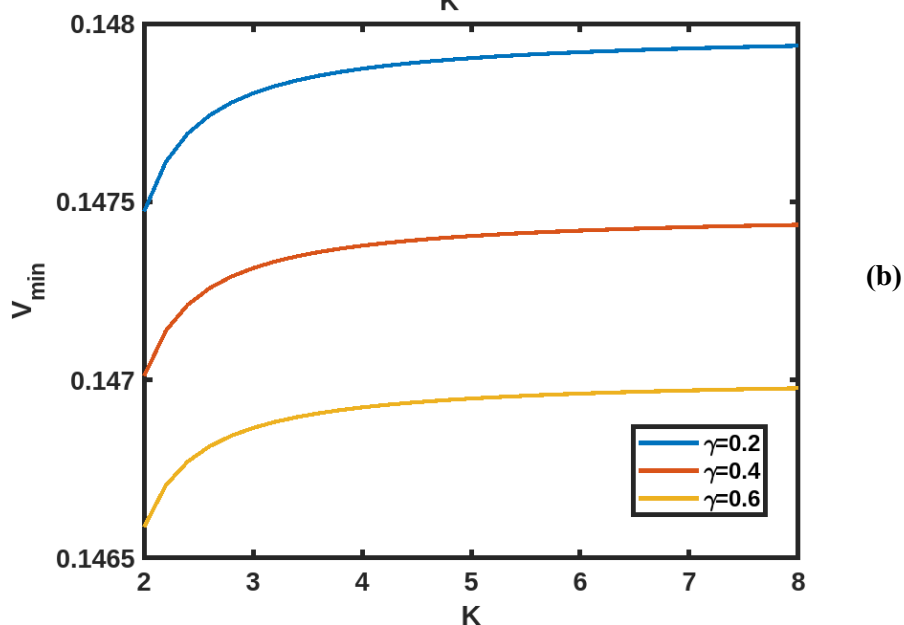
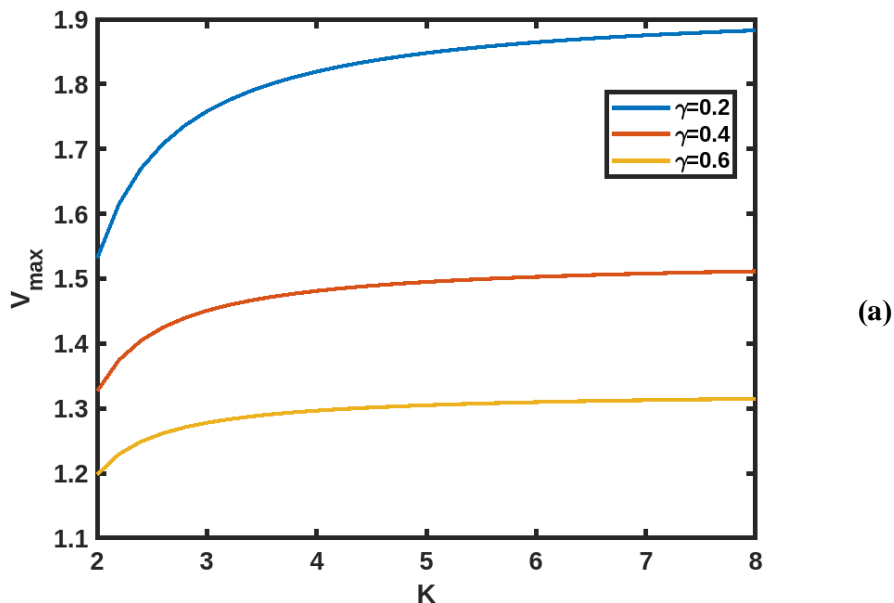
الجدول (٢): تغير طول المجال الذي تتحرك فيه الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية بتغير النسبة

β من أجل القيمة الحدية $k = 2$

| β | 0.2 | 0.3 | 0.4 |
|----------------------------------|--------|--------|--------|
| V_{min} | 0.1475 | 0.1524 | 0.1571 |
| V_{max} | 1.5315 | 1.5351 | 1.5387 |
| طول المجال $[V_{min} - V_{max}]$ | 1.384 | 1.3827 | 1.3816 |

واضح من الجدول (٢) أن تأثير النسبة β على طول المجال الذي تتحرك فيه الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية صغير جداً، حيث يتناقص طول المجال بمقدار ضئيل جداً مع تزايد النسبة β ، وهذا يدل على أن تأثير كثافة البروتونات الأيونوسفيرية على انتشار هذه الأمواج مهملاً.

يظهر الشكلين (a-٣) و (b-٣) تناقص سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازدياد النسبة $\gamma = \frac{n_{evo}}{n_{ovo}}$ (ازدياد كثافة إلكترونات البلازما الأيونوسفيرية). من الواضح أن كلا وجود النوعين من الإلكترونات (الأيونوسفيرية والشمسية) يساهم في كبح الموجة السوليتونية.



الشكل (٣): (a) تغيرات سرعة الطور V_{max} بتابعة بارامتر k من أجل قيم مختلفة للنسبة γ ،

(b) تغيرات سرعة الطور V_{min} بتابعة بارامتر k من أجل قيم مختلفة للنسبة γ .

الجدول (٣): تغير طول المجال الذي تتحرك فيه الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية بتغير النسبة

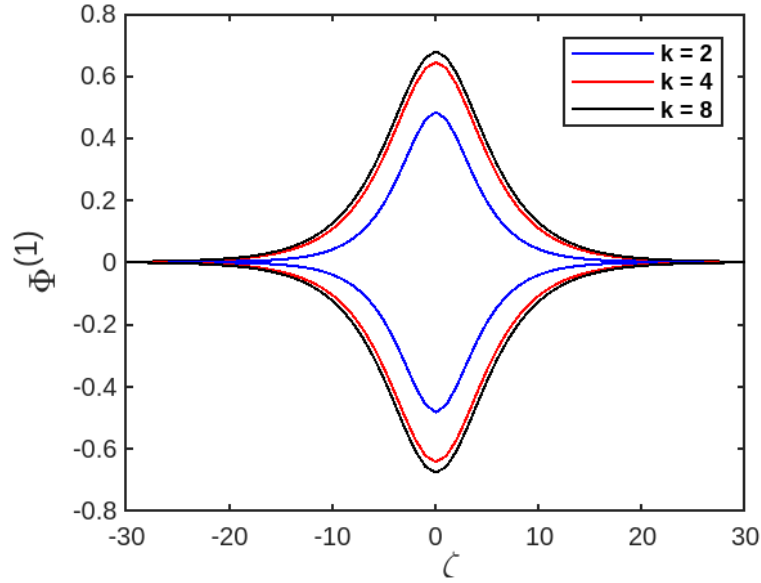
γ من أجل القيمة الحدية $k = 2$

| γ | 0.2 | 0.4 | 0.6 |
|----------------------------------|--------|--------|--------|
| V_{min} | 0.1475 | 0.1470 | 0.1466 |
| V_{max} | 1.5315 | 1.3267 | 1.2 |
| طول المجال $[V_{min} - V_{max}]$ | 1.384 | 1.1797 | 1.0534 |

نلاحظ من الجدول (٣) أن طول المجال الذي تتحرك فيه الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية يتناقص

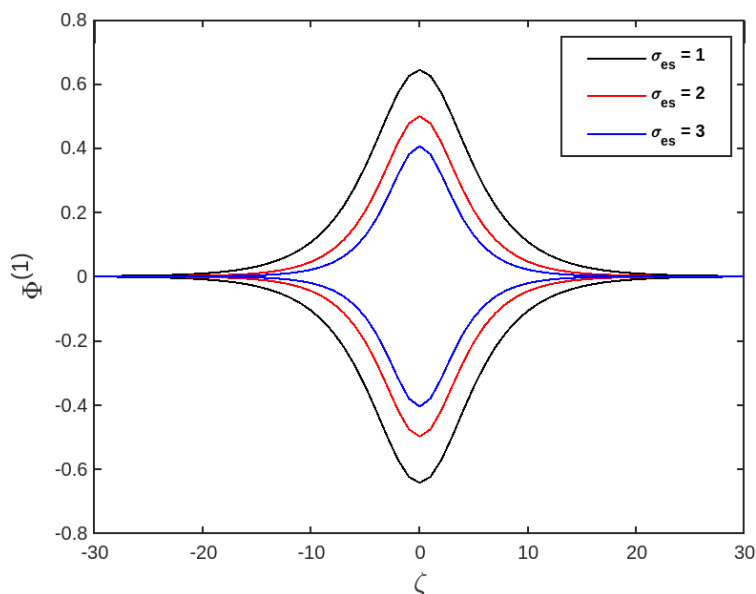
مع تزايد النسبة γ ، وهذا يدل على أن وجود الالكترونات الأيونوسفيرية يقلل من المجال الذي تتحرك فيه الموجة.

لإظهار تأثير مكونات البلازما الأيونوسفيرية والشمسية على شكل الموجة السوليتونية قمنا برسم حل الموجة السوليتونية لمعادلة (mKdV) (المعادلة (٤٤)). من الواضح أن حل معادلة (mKdV) يظهر نوعين من الأمواج السوليتونية، أمواج انضغاطية (compressive) وأمواج تخلخلية (rarefactive). يتضح من الشكل (٤) أن كل من سعة الموجة السوليتونية وعرضها يزداد بشكل كبير بازدياد قيمة البارامتر k من القيمة $k = 2$ (الخط الأزرق) إلى القيمة $k = 4$ (الخط الأحمر)، بينما تصبح الزيادة في السعة والعرض صغيرة من أجل $k = 8$ (الخط الأسود). تفسر هذه النتيجة بأن تأثير الحرارة الفائقة للإلكترونات على سعة وعرض الموجة السوليتونية يصبح مهماً عند اقترابها من حالة التوازن الحراري ($k \rightarrow \infty$). من ناحية أخرى، يؤدي ازدياد الحرارة الفائقة للإلكترونات الشمسية (تتاقص قيمة البارامتر k) إلى تناقص سعة وعرض الموجة السوليتونية الذي يؤدي في نهاية المطاف إلى تلاشي الموجة.



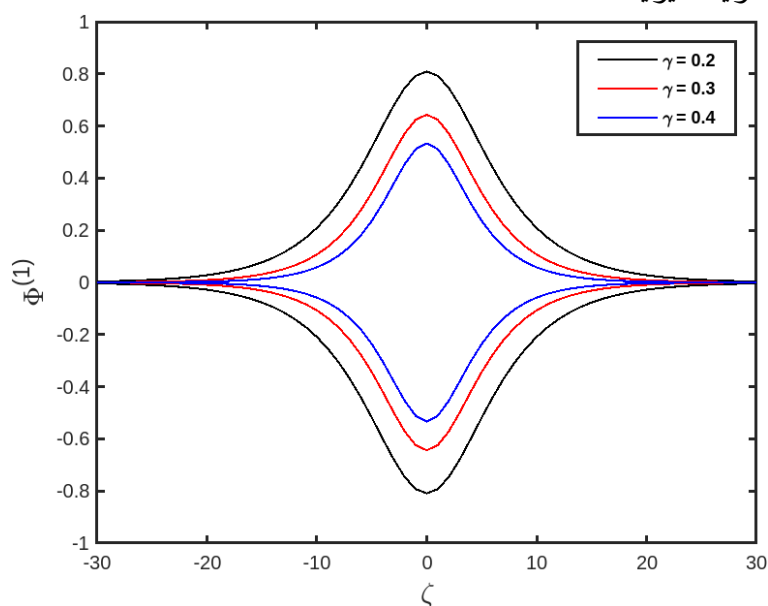
الشكل (٤): تغير شكل الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية بتغير قيمة بارامتر k

أيضاً قمنا برسم حل الموجة السوليتونية من أجل قيم مختلفة للنسبة σ_{eS} وحصلنا على الشكل (٥). من الواضح أن سعة الموجة السوليتونية وعرضها يتناقصان بازدياد النسبة σ_{eS} ، وهذا يدل على أن ازدياد درجة حرارة الإلكترونات الشمسية يؤدي إلى تناقص سعة وعرض الموجة السوليتونية مما يسبب تلاشي الموجة في نهاية المطاف.



الشكل (٥): تغير شكل الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية بتغير قيمة النسبة σ_{es}

يظهر الشكل (٦) تغير سعة وعرض الموجة السوليتونية بتابعة النسبة γ . من الواضح أن السعة والعرض يتناقصان بازدياد النسبة γ ، أي أن وجود الإلكترونات الأيونوسفيرية يساهم في تناقص سعة وعرض الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية.



الشكل (٦): تغير شكل الموجة السوليتونية الصوتية الأيونية بتغير قيمة النسبة γ

تتفق النتائج الواردة في هذا العمل مع نتائج الدراسات السابقة من حيث التأثير الكبير للرياح الشمسية على استقرار وانتشار الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية في الغلاف الأيوني للزهرة. تتاول Rubia وآخرون تأثير كثافة أيونات O^+ و H^+ وعدة بارامترات أخرى مثل برامتر الحرارة الفائقة لإلكترونات الرياح الشمسية على خصائص هذه الأمواج (سرعة الطور ، السعة ، العرض) [11]. استخدموا في دراستهم طريقة الجهد الزائف لسكديف (Sagdeev pseudopotential) حيث تستخدم هذه الطريقة في دراسة الأمواج السوليتونية كبيرة السعة، وتركز هذه الطريقة على دراسة استقرار هذه الأمواج بينما تركز طريقة الاضطراب الاختزالية المتبعة في

هذا العمل على التفاعل بين العوامل اللاخطية والعوامل التشتتية. درس Afify وآخرون تطور الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية صغيرة السعة في الغلاف الأيوني للزهرة تحت تأثير الرياح الشمسية [8]. استخدموا طريقة الاضطراب الاختزالية للحصول على معادلة كورديفيك دي فريس (KdV)، لكن أهملوا في دراستهم خاصية الحرارة الفائقة للإلكترونات الرياح الشمسية التي تم تناولها في هذا العمل. كما أن معادلة كورديفيك دي فريس المعدلة (mKdV) التي تم اشتقاقها في هذا العمل تتعامل بشكل أكثر وضوحاً مع الحالات التي يكون فيها التأثير اللاخطي أكثر قوة مقارنة بمعادلة (KdV).

الاستنتاجات والتوصيات:

تم في هذا العمل دراسة انتشار الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية صغيرة السعة في الغلاف الأيوني لكوكب الزهرة. تم تطبيق طريقة الاضطراب الاختزالية على جملة معادلات الموائع الأيونية بهدف الحصول على سرعة طور الموجة ومعادلتها كورديفيك دي فريس (KdV) ومعادلة كورديفيك دي فريس المعدلة (mKdV). تم دراسة تأثير بارامترات البلازما الأيونوسفيرية والشمسية على خصائص الموجة (السرعة، السعة، العرض). تم استخدام برنامج ماتلاب MATLAB في رسم الخطوط البيانية ومناقشة النتائج بيانياً. نوجز فيما يلي النتائج التي تم التوصل إليها:

- تزداد سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازدياد البارامتر فائق الحرارة للإلكترونات الشمسية k عند ابتعاد إلكترونات الرياح الشمسية عن حالة التوازن الحراري، بينما يصبح تأثير البارامتر k على سرعة الطور مهملًا عند اقترابها من حالة التوازن الحراري.
- تتناقص سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازدياد النسبة σ_{es} ، أي بازدياد درجة حرارة إلكترونات الرياح الشمسية.
- تزداد سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازدياد النسبة β ، أي بازدياد كثافة بروتونات البلازما الأيونوسفيرية.
- تتناقص سرعتي الطور V_{min} و V_{max} بازدياد النسبة γ ، أي بازدياد كثافة إلكترونات البلازما الأيونوسفيرية.
- تزداد سعة وعرض الموجة السوليتونية بازدياد البارامتر k ، ويصبح تأثير الحرارة الفائقة للإلكترونات على سعة وعرض الموجة السوليتونية مهملًا عند اقترابها من حالة التوازن الحراري ($k \rightarrow \infty$).
- تتناقص سعة وعرض الموجة السوليتونية بازدياد النسبتين γ و σ_{es} ، ويمكن القول أن كلا النوعين من الإلكترونات (الأيونوسفيرية والشمسية) يساهمان في تناقص سعة وعرض الموجة وتلاشي الموجة في نهاية المطاف.

يمكن استخدام هذه الدراسة للتعمق في دراسة تأثير مكونات الرياح الشمسية على تصادم الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية في بلازما الغلاف الأيوني للزهرة، حيث يوجد ثلاث أنواع للتصادم، التصادم الرأسي المباشر (head-on collision) وتصادم التجاوز (overtaking collision) و التصادم المائل (Oblique collision).

المراجع:

- [1] ALLEN, R. C.; CERNUDA, I.; PACHECO, D.; BERGER, L.; XU, Z. G.; VON FERSTNER, J. F.; YEDLA, M., 2021, *Energetic ions in the Venusian system: Insights from the first Solar Orbiter flyby*, *Astronomy & Astrophysics*, vol. 656, no. A7.
- [2] LAZAR, M.; PIERRARD, V.; SHAABAN, S. M.; FICHTNER, H.; POEDTS, S., 2017, *Dual Maxwellian-Kappa modeling of the solar wind electrons: new clues on the temperature of Kappa populations*, *Astronomy & Astrophysics*, vol. 602, no. A44.
- [3] RAFTER, S. E.; KASPI, S.; CHELOUCHE, D.; SABACH, E.; KARL, D.; BEHAR, E., 2013, *Reverberation Mapping of a Low-mass Black Hole in a Narrow-line Seyfert 1 Galaxy*, *The Astrophysical Journal*, vol. 773, no. 1, pp. 24.
- [4] Harvey, R. C.; MULLIGHAN, C. G.; CHEN, I. M.; WHARTON, W.; MIKHAIL, F. M.; CARROLL, A. J.; WILLMAN, C. L., 2010, *Rearrangement of CRLF2 is associated with mutation of JAK kinases, alteration of IKZF1, Hispanic/Latino ethnicity, and a poor outcome in pediatric B-progenitor acute lymphoblastic leukemia*, *Blood, The Journal of the American Society of Hematology*, vol. 115, no. 26, pp.5312-5321.
- [5] YADAV, V. K., 2022. *Plasma Waves Around Comets*, *IETE Technical Review*, vol. 39, no. 6, pp. 1324-1354.
- [6] SAYED, F. S. H.; TURKY, A. A.; KORAMY, R. A.; MOSLEM, W. M., 2020, *Nonlinear ion-acoustic waves at Venus ionosphere*, *Advances in Space Research*, vol. 66, no. 6, pp. 1276-1285.
- [7] SAYED, F. S. H.; MOSLEM, W. M.; TOLBA, R. E.; TURKY, A. A.; KORAMY, R. A., 2020, *Three-dimensional propagation of ion-acoustic waves in the plasma environment of the Venusian ionosphere*. *Physica Scripta*, vol. 95, no. 11, pp.115603.
- [8] AFIFY, M. S.; ELKAMASH, I. S.; SHIHAB, M.; MOSLEM, W. M., 2021, *Evolution of ion-acoustic soliton waves in Venus's ionosphere permeated by the solar wind*. *Advances in Space Research*, vol. 67, no. 12, pp. 4110-4120.
- [9] FAYAD, A. A.; ELKAMASH, I. S.; FICHTNER, H.; LAZAR, M.; EL-LABANY, S. K.; MOSLEM, W. M., 2021, *On the propagation of electrostatic wave modes in the inhomogeneous ionospheric plasma of Venus*. *Physics of Plasmas*, vol. 28, no. 8.
- [10] SUMMERS, D.; THORNE, R. M., 1991, *The modified plasma dispersion function*. *Physics of Fluids B, Plasma Physics*, vol. 3, no. 8, pp. 1835-1847.
- [11] RUBIA, R.; SINGH, S. V.; LAKHINA, G. S.; DEVANANDHAN, S.; DHANYA, M. B.; KAMALAM, T., 2023, *Electrostatic solitary waves in the Venusian ionosphere pervaded by the solar wind: A theoretical perspective*. *The Astrophysical Journal*, vol. 950, no. 2, pp.111.
- [12] SALEM, S.; FAYAD, A. A.; EL-SHAFAEY, N. A.; SAYED, F. S. H.; SHIHAB, M.; FICHTNER, H.; MOSLEM, W. M., 2022, *Effect of the solar wind on the nature of arbitrary amplitude ion-acoustic solitary waves in Venus' upper ionosphere*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 517, no. 2, pp. 2876-2893.
- [13] LEVI, D.; PETRERA, M., 2006, *Discrete reductive perturbation technique*. *Journal of mathematical physics*, vol. 47, no. 4.

- [14] ASGHAR, S.; HAIDER, J. A.; MUHAMMAD, N., 2022, *The modified KdV equation for a nonlinear evolution problem with perturbation technique. International Journal of Modern Physics B*, vol. 36, no. 24, pp. 2250160.
- [15] MOSTAFA, A., 2015, *Qualitative behavior and exact travelling nonlinear wave solutions of the KDV equation. Универзитет у Београду*.
- [16] PRASAD, P. K.; ABDIKIAN, A.; SAHA, A., 2021, *Modeling of nonlinear ion-acoustic solitary, snoidal and superperiodic wave phenomena due to ionospheric escape of Venus. Advances in Space Research*, vol. 68, no. 10, pp. 4155-4166.
- [17] LUNDIN, R.; BARABASH, S.; FUTAANA, Y.; SAUVAUD, J. A.; FEDOROV, A.; PEREZ-DE-TEJADA, H., 2011, *Ion flow and momentum transfer in the Venus plasma environment. Icarus*, vol. 215, no. 2, pp. 751-758.