

الأنماط السطحية المنتشرة على سطح أسطوانى بينى (بلازما كمية –عازل)

* أ.د. نجاح قبلان *

* * بثينة عيسى صلاط *

(تاريخ الإيداع ٢٠٢٤ /٥/١٤ - تاريخ النشر ٢٠٢٤ /١٠/٩)

□ ملخص □

تم في هذا البحث دراسة خصائص تشتت الأمواج السطحية المنتشرة على سطح اسطوانى فاصل بين بلازما كمية وعازل تحت تأثير حقل مغناطيسى خارجى والتأثيرات الكمومية، لما لهذه الدراسة من أهمية في العديد من التطبيقات الحيوية كتكنولوجيا النانو وأجهزة الاستشعار النانوية وأجهزة تخزين المعلومات والأجهزة الإلكترونية النانوية والخلايا الشمسية. تم استخدام مجموعة من معادلات الموائع الكمومية ومعادلات مكسويل، للحصول على علاقة التشتت لهذه الأنماط السطحية في البلازما الكمومية (للمعادن)، وترجع تأثيرات التشتت إلى شدة الحقل المغناطيسى والتأثيرات اللاخطية بسبب إمكانات جهد بوم والضغط الكمي. تظهر النتائج أن شدة الحقل المغناطيسى والتأثيرات الكمومية تؤدي إلى تغير في علاقة التشتت وخصائص التشتت للأنماط الموجية المختلفة، والتي تمتاز عما تم التوصل عليه سابقاً في هذا المجال، والتي تقيد في فهم أعمق لخواص البلازما السطحية وآلية تفاعلها مع الأسطح المحيطة وفي فهم العديد من الظواهر الجماعية في البلازما الكمومية مع وجود حقل مغناطيسى.

الكلمات المفتاحية: بلازما، بلازما كمية، عازل، الأنماط السطحية، البلازمونات، بولاريتون - البلازمون

* أستاذ دكتور _ قسم الفيزياء _ كلية العلوم _ جامعة تشرين _ اللاذقية _ سوريا.

** طالب ماجستير _ قسم الفيزياء _ كلية العلوم _ جامعة تشرين _ اللاذقية _ سوريا

Surface patterns spread over a cylindrical interface (quantum plasma - insulator)

Dr. Najah kabalán *
Bouthaina sallat**

(Received 14/5/2024. Accepted 9/10/2024)

□ ABSTRACT □

This research examined the characteristics of surface wave dispersion spread on a cylindrical surface separating a quantitative and insulating plasma under the influence of an external magnetic field and quantum effects, as this study is important in many vital applications such as nanotechnology, nanosensors, information storage devices, nanoelectronic devices and solar cells. A range of quantum fluid equations and maxwell equations were used to obtain the dispersion relationship of these surface patterns in quantum plasma (for metals), and the dispersion effects are due to magnetic field intensity and nonlinear effects due to the potentials of bum voltage and quantum pressure. The results show that the intensity of the magnetic field and quantum effects lead to a change in the dispersion relationship and dispersion properties of different wavelengths, which differentiate from previously arrived at in this field, which are useful in a deeper understanding of the surface plasma properties and their interaction with surrounding surfaces and in understanding many mass phenomena in quantum plasma with a magnetic field.

Keywords: plasma, Quantum plasma, Dielectric, surface modes, plasmons, plasmon-polaritons

* Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

**Master's student, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

المقدمة:

تتمتع دراسة الأنماط السطحية المنتشرة على السطح البيني بلازما - عازل بأهمية خاصة، والتي تسهم بشكل كبير في فهم وتطوير التقنيات الحديثة بشكل مستدام وفعال كتطور تكنولوجيا النانو، وبصورة خاصة في تصميم الأجهزة الإلكترونية الكمومية [1]، واستخدام الليزر لإزالة المواد العالقة، وتحسين أجهزة الاستشعار لتحقيق حساسية فائقة، وتحسين تخزين البيانات، وتقدم الفحص المجهرى، وتقنيات الطاقة المتجددة كالألواح الشمسية [2,3]. تعد دراسة هذه الأنماط ذات أهمية بالغة، حيث تمثل نقطة تلاقي بين وسطين مختلفين في خصائصهما الفيزيائية [4,5]. تتطلب دراسة هذه الموجات فهماً عميقاً للخصائص الفيزيائية للسطح الفاصل والظروف الحدودية التي تؤثر على انتشار هذه الأنماط السطحية [6,7]. حيث قام العديد من العلماء بدراسة انتشارها، وتردداتها، وإثارها في العديد من الأوساط المختلفة. قام كل من P.K. Shukla وآخرون بدراسة الأمواج السطحية على سطح مستوي بيني فراغ-بلازما كميًا وتوصل إلى نتيجة مفادها أن الأنماط السطحية هي إثارة كهرومغناطيسية وكهروستاتيكية للإلكترونات الحرة بالقرب من السطح الفاصل (فراغ - بلازما) ويمكن إثارها على سطح بلازما كمية، والتي تنتشر على امتداد المستوى السطحي، حيث تتأثر الموجات السطحية بشكل كبير بالتأثيرات الكمومية في درجة حرارة الغرفة، والتي تشمل درجة حرارة فيرمي وجهد بوم الكمي [8]. في عام (2008)، درس كل من Gagan Kumar, and V. K. Tripathi إثارة الأمواج السطحية ضمن أسطوانة بلازما بحزمة إلكترونية ووجدوا أن تردد الأمواج السطحية يتناقص مع انخفاض سرعة الحزمة الإلكترونية خلال تفاعل شيرنكوف، ويزداد معدل النمو في البداية مع زيادة قيمة التردد ويصل إلى الحد الأقصى ثم ينخفض لأن الأمواج السطحية البلازمية تكون موضعية بالقرب من السطح [9]. في عام (2009) قام كل من Ved Prakash and Suresh C. Sharma بدراسة إثارة الأمواج السطحية بحزمة إلكترونية تتحرك بالقرب من السطح الفاصل (بلازما مغبرة ممغنطة-فراغ) ووجد أن الحزمة الإلكترونية تدفع موجات البلازما إلى عدم الاستقرار على السطح الفاصل وفي أسطوانة بلازما مغبرة ممغنطة عبر تفاعل شيرنكوف والتفاعل السيكلوتروني السريع وتبين أن سرعة الطور للموجات تزداد مع زيادة الكثافة النسبية، إضافة لتزايد تواتر ومعدل نمو عدم الاستقرار للموجة [10]. توصل Bahaa F Mohamed إلى أن الحقل المغناطيسي الخارجي الموازي لمنحى الانتشار له تأثير أكبر على تحلل الموجة في نموذجنا مقارنة بالنظام الكلاسيكي، إلى جانب ذلك تعزز التأثيرات الكمومية سرعة انتشار هذه الموجات [11]. قدم Chunhua Li وآخرون عام (2014) دراسة نظرية للموجات الكهرومغناطيسية السطحية في البلازما غير المتجانسة الممغنطة الكمومية الدافئة وكانت النتائج أن التأثيرات الكمومية يمكن أن تلعب دوراً مهماً في تذبذبات لارمور، وفي حال إهمال التأثيرات تظهر تذبذبات لانغمور فقط كما هي عليه الحال في البلازما الكلاسيكية، بعبارة أخرى تلعب التأثيرات الكمومية نفس دور التأثيرات الحرارية لتسهيل تذبذبات لانغمور [12]. في عام (2017) عمل كل من M.shahmansouri وآخرون على دراسة خصائص الانتشار للموجات السطحية منخفضة التردد في صفيحة بلازمية إلكترون أيون كمية ممغنطة بما في ذلك تأثير قوة تفاعل تبادل كولوم على كل من ضغط فيرمي وجهد بوم الكمي [13]. درس كل من Igoro.Girka وآخرون، في عام (2020)، خصائص انتشار الموجات السطحية عالية التردد في البلازما الكمومية $spin=1/2$ وكانت النتائج التحليلية والعديدية تعيد بأن تأثير السبين والتأثيرات التبادلية المترابطة تعدل بشكل كبير خصائص انتشار الموجات السطحية عالية التردد، كما توصلوا

إلى نتيجة مفادها أن سرعة الطور للموجات السطحية عالية التردد تزداد مع زيادة الكثافة الإلكترونية [14]. وحديثاً عام (2024) درست كلٌّ من Z Kiamehr, Z Kiamehr تشتت الموجات الصوتية المغناطيسية في البلازما بوجود تأثيرات تبادل كولوم والتأثيرات الكمية وأظهرت النتائج بان التصحيحات المتعلقة بالتأثيرات الحرارية أكثر أهمية من التأثيرات الكمومية [15]. تم في هذا البحث دراسة انتشار الأمواج السطحية على سطح أسطواني فاصل بين بلازما كمية ممغنطة وعازل من خلال إيجاد عبارة التشتت لهذه الأنماط بعد أخذ تأثير كل من التأثيرات الكمومية وشدة الحقل المغناطيسي على انتشار هذه الأنماط بالحسبان. تم تنظيم هذه الورقة البحثية بحيث تشمل على أهمية البحث وأهدافه وطرائق البحث ومواده والنتائج والمناقشة ومن ثم الاستنتاجات والتوصيات إضافة إلى المراجع التي تم من خلالها الاستدلال على ماهية البحث والطرق المتبعة وأهميته والأبحاث ذات الصلة بالموضوع.

أهمية البحث وأهدافه:

تعود أهمية هذا البحث إلى فهم سلوك البلازما وتفاعلاتها مع الأسطح المحيطة، مما يساعد في تطوير تقنيات جديدة وفعالة. وللأنماط السطحية المنتشرة دوراً مهماً في العديد من التطبيقات الحيوية منها تطبيقات النانو تكنولوجيا مثل أجهزة الاستشعار النانوية وأجهزة تخزين المعلومات والأجهزة الإلكترونية النانوية، وفي تحسين كفاءة الطاقة كالخلايا الشمسية وتقنيات الاتصالات وتلعب الأنماط السطحية دوراً في تطوير نقل البيانات على المستوى النانوي، مما يؤدي إلى تحسين سرعة وكفاءة الاتصالات.

يهدف هذا البحث إلى:

دراسة انتشار الأنماط السطحية على سطح اسطواني بيني (بلازما كمية - عازل) واستخدام المعادلات (QHD) ومعادلات مكسويل ومعادلة الاستمرارية لكثافة الإلكترونات في الوسط البلازمي الكمي، وذلك في:

- إيجاد عبارة ثابت العازلية الكهربائي للبلازما الكمية.
- إيجاد عبارة التشتت للأنماط السطحية المنتشرة على السطح الفاصل.
- دراسة انتشار وخصائص هذه الأنماط السطحية، من خلال تمثيل هذه النتائج بيانياً ومناقشتها والتركيز على أهم النتائج التي تميز هذا البحث عن غيره من الأبحاث في هذا المجال.

طرائق البحث و مواده:

تمت دراسة انتشار الأمواج السطحية على سطح أسطواني يفصل بين بلازما كمية (معدن) - عازل حيث تتصرف إلكترونات الناقلية في الأجسام الصلبة المعدنية كبلازما (مائع بلازمي) وتحقق حالة شبه الاعتدال مع الأيونات الموجبة والتي تشكل خلفية شبه ساكنة بالنسبة لإلكترونات الناقلية. هذا وتظهر الآثار الكمية ضمن النواقل المعدنية نتيجة للكثافة المرتفعة حيث تكون المسافة الفاصلة بين الجسيمات أقصر من طول موجة دي بروي. ولدراسة الأنماط السطحية المنتشرة تحت تأثير التأثيرات الكمية وشدة الحقل المغناطيسي يجب إيجاد عبارة التشتت. وانطلاقاً من معادلات مكسويل:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2)$$

حيث: ϵ_0 ثابت العازلية الكهربائية في الخلاء و μ_0 النفاذية المغناطيسية في الخلاء.

تم إيجاد معادلة الموجة المُعطاة في العلاقة التالية:

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \vec{E} = 0 \quad (3)$$

حيث:

$$\hat{\epsilon} = 1 + i \frac{\hat{\sigma}}{\epsilon_0 \omega} \quad (4)$$

$\hat{\sigma}$ مصفوفة الناقلية الكهربائية للوسط البلازمي.

تمثل المعادلة (3) معادلة الموجة للوسط البلازمي ولإيجاد عبارة التبدد للأنماط السطحية يجب إيجاد علاقة ثابت العازلية الكهربائية وتعويضه في معادلة الموجة ولإيجاد ϵ_p ننتقل من معادلة الحركة بهدف إيجاد مركبات سرعة الإلكترونات، تُعطى معادلة الحركة بعد إضافة كل من الضغط الإحصائي والقوة الكمية بالشكل التالي [16]:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) = \frac{-e}{m_e} [\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})] - \frac{\vec{\nabla} p}{m_e n_e} + \frac{\vec{F}_Q}{m_e n_e} \quad (5)$$

حيث: p الضغط الإحصائي ويُعطى بالعلاقة التالية:

$$P = 2T_{Fe} n_e \Rightarrow \vec{\nabla} P = 2T_{Fe} \vec{\nabla} n_e \quad (6)$$

علماً أن: T_{Fe} درجة حرارة فيرمي و n_e كثافة إلكترونات في الوسط البلازمي.

\vec{F}_Q القوة الكمية وهي تدرج جهد بوم الكمي وتُعطى بالعلاقة التالية [17]:

$$\vec{F}_Q \cong \frac{-K^2 \hbar^2}{4n_0 m_e} \vec{\nabla} n_1 \quad (7)$$

حيث: n_0 كثافة الإلكترونات في حالة التوازن و n_1 كثافة الإلكترونات المضطربة.

تُعطى معادلة الحركة (4) بعد تعويض علاقة كل من الضغط الإحصائي والقوة الكمية وإهمال الحد اللاخطي بالشكل التالي:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{-e}{m_e} [\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})] - \frac{2T_{Fe} \vec{\nabla} n_e}{m_e n_e} - \frac{K^2 \hbar^2}{4n_0^2 m_e^2} \vec{\nabla} n_1 \quad (8)$$

بعد تعويض كل من: $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$ و $\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}$ و $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_z$ ، يمكن كتابة

المعادلة (8) كما يلي:

$$\frac{\partial \vec{v}_{\parallel}}{\partial t} = \frac{-e}{m_e} \vec{E}_{\parallel} - \frac{2T_{Fe}}{m_e n_e} \vec{\nabla}_z n_e - \frac{K^2 \hbar^2}{4n_0^2 m_e^2} \vec{\nabla}_z n_1 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_{\perp}}{\partial t} = \frac{-e}{m_e} [\vec{E}_{\perp} + (\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}_z)] - \frac{2T_{Fe}}{m_e n_e} \vec{\nabla}_r n_e - \frac{K^2 \hbar^2}{4n_0^2 m_e^2} \vec{\nabla}_r n_1 \quad (10)$$

تُكتب المعادلة (10) بعد المفاضلة بالنسبة للزمن بالشكل التالي:

$$\Rightarrow \dot{\vec{v}}_{\perp} = \frac{-e}{m_e} \vec{E}_{\perp} + \omega_{ce} (\vec{e}_z \times \vec{v}_{\perp}) - \left[\frac{2T_{Fe}}{m_e n_e} + \frac{K^2 \hbar^2}{4n_0^2 m_e^2} \right] \vec{\nabla}_r n_1 \quad (11)$$

حيث: $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ التواتر السيكلتروني الألكتروني.

تُعطى معادلة الاستمرارية لكثافة الإلكترونات في الوسط البلازمي بالمعادلة التالية:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}) = 0 \quad (12)$$

بعد إجراء تحويل فورييه على معادلة الاستمرارية تم الحصول على:

$$n_1 = \frac{k}{\omega} n_0 v_{\perp} \quad (13)$$

يمكن الحصول من العلاقتين (11) و (13) على العلاقة الآتية:

$$\dot{\vartheta}_{\perp} = \frac{-e}{m_e} \vec{E}_{\perp} + \omega_{ce} (\vec{e}_z \times \vec{\vartheta}_{\perp}) - \left[\frac{2T_{Fe}}{m_e n_e} + \frac{K^2 \hbar^2}{4n_0^2 m_e^2} \right] \frac{k}{\omega} n_0 \vec{V}_r \vartheta_{\perp} \quad (14)$$

نحصل بتطبيق تحويل فورييه الخطي على $\frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2$ وإجراء سلسلة من العمليات الحسابية المتتالية على المعادلة (14) على المعادلة الآتية:

$$\begin{aligned} (\omega_{ce}^2 - \omega^2) (\vartheta_x \vec{e}_x + \vartheta_y \vec{e}_y) - i \left[\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right] \frac{\omega_{ce}}{\omega} (\vartheta_y \vec{e}_x - \vartheta_x \vec{e}_y) \\ = \frac{i\omega e}{m_e} (E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y) + \frac{e\omega_{ce}}{m_e} (E_y \vec{e}_x - E_x \vec{e}_y) \end{aligned} \quad (15)$$

ومنه نجد:

$$\left. \begin{aligned} e_x: (\omega_{ce}^2 - \omega^2) \vartheta_x - i \left[\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right] \frac{\omega_{ce}}{\omega} \vartheta_y &= \frac{i\omega e}{m_e} E_x + \frac{e\omega_{ce}}{m_e} E_y & a \\ e_y: (\omega_{ce}^2 - \omega^2) \vartheta_y + i \left[\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right] \frac{\omega_{ce}}{\omega} \vartheta_x &= \frac{i\omega e}{m_e} E_y - \frac{e\omega_{ce}}{m_e} E_x & b \\ e_z: \vartheta_z = \frac{-e}{m_e} (-i\omega E_z) & & c \end{aligned} \right\} (16)$$

يمكن كتابة مركبات السرعة على المحورين X و Y، باستخدام المعادلتين (16.a) و (16.b) كما يلي:

$$\begin{aligned} \vartheta_x = \frac{-e}{m_e} \left[\frac{-i\omega}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} \left(1 - \frac{\left(-\omega_{ce} \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right) + \omega_{ce} (\omega_{ce}^2 - \omega^2) \right) \left(\omega_{ce} \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right) \right)}{\left(\omega^2 (\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2 \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right)^2 \right)} \right) \right. \\ \left. + \frac{-\omega_{ce}}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} \left(1 + \frac{\left(\omega_{ce} \omega \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right) - i\omega^3 (\omega_{ce}^2 - \omega^2) \right) \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right)}{\omega \left(\omega^2 (\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2 \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right)^2 \right)} \right) E_y \right] \\ \vartheta_y = \left. \begin{aligned} \frac{-e}{m_e} \left(-\omega^2 \omega_{ce} \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right) + \omega_{ce} \omega^2 (\omega_{ce}^2 - \omega^2) \right) E_x \\ + \frac{-e}{m_e} \left(i\omega_{ce} \omega \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right) - i\omega^3 (\omega_{ce}^2 - \omega^2) \right) E_y \end{aligned} \right\} (18) \end{aligned}$$

وبالتالي يمكن كتابة مركبات السرعة ϑ_x و ϑ_y و ϑ_z بالشكل التالي:

$$\vartheta_x = \frac{-e}{m_e} \left[\frac{-i\omega}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} (1 - a) E_x + \frac{-\omega_{ce}}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} (1 + b) E_y \right] \quad (19)$$

$$\vartheta_y = \frac{-e}{m_e} [c E_x + id E_y] \quad (20)$$

$$\vartheta_z = -\frac{e}{m_e} (-i\omega) E_z \quad (21)$$

حيث:

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{\left(-\omega_{ce}\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right) + \omega_{ce}(\omega_{ce}^2 - \omega^2)\right)\left(\omega_{ce}\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)\right)}{\left(\omega^2(\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)^2\right)} \\ b &= \frac{\left(\omega_{ce}^2 \omega\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right) - i\omega^3(\omega_{ce}^2 - \omega^2)\right)\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)}{\omega\left(\omega^2(\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)^2\right)} \\ c &= \frac{\left(-\omega^2 \omega_{ce}\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right) + \omega_{ce} \omega^2(\omega_{ce}^2 - \omega^2)\right)}{\omega^2(\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)^2} \\ d &= \frac{\left(\omega_{ce}^2 \omega\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right) - \omega^3(\omega_{ce}^2 - \omega^2)\right)}{\omega^2(\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)^2} \end{aligned} \right\} (22)$$

تُكتب مركبات السرعة بالصيغة المصفوفية الآتية:

$$\begin{pmatrix} \vartheta_x \\ \vartheta_y \\ \vartheta_z \end{pmatrix} = \frac{-e}{m_e} \begin{bmatrix} \frac{-i\omega}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} [1 - a] & \frac{-\omega_{ce}}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} [1 + b] & 0 \\ c & id & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (23)$$

$$\Rightarrow \vec{\vartheta}_e = \frac{-e}{m_e} \hat{\alpha} \vec{E} \quad (24)$$

حيث:

$$\hat{\alpha} = \begin{bmatrix} \frac{-i\omega}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} [1 - a] & \frac{-\omega_{ce}}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} [1 + b] & 0 \\ c & id & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega \end{bmatrix}$$

يمكن كتابة عبارة كثافة التيار بعد تعويض عبارة السرعة بالشكل التالي:

$$\vec{j} = -en_0 \vec{\vartheta}_e = \frac{e^2 n_0}{m_e} \hat{\alpha} \vec{E} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \hat{\alpha} \vec{E} \quad (25)$$

$$\text{حيث: } \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \text{ التواتر البلازمي}$$

ومنه نجد:

$$\left. \begin{aligned} \vec{j} &= \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \hat{\alpha} \vec{E} \\ \vec{j} &= \hat{\sigma} \vec{E} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \hat{\sigma} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \hat{\alpha} \quad (26)$$

تُكتب عبارة ثابت العازلية الكهربائية (4) بعد تعويض عبارة الناقلية الكهربائية وتعويض قيم كل من a

و b و c وإجراء سلسلة من العمليات الحسابية المتتالية بالشكل:

$$\hat{\varepsilon} = 1 + \frac{-\omega_{pe}^2 \omega^4 + \omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 \omega^2}{\left(\omega^2(\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2\left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2}\right)^2\right)} \quad (27)$$

يمكن معالجة معادلة الموجة (3) وفق الحالتين الآتيتين:

الحالة الأولى: $\vec{K} \parallel \vec{E}$

تُكتب المعادلة (3) في هذه الحالة بالشكل:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon} \vec{E} = 0 \quad (28)$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} \neq 0 \text{ و } \vec{E} \neq 0 \text{ لكون } \hat{\epsilon} = 0 \text{ يكون أن يحق هذه المعادلة محققة يجب أن يكون } \hat{\epsilon} = 0 \text{ نظراً لكون } \vec{E} \neq 0 \text{ و } \frac{\omega^2}{c^2} \neq 0$$

$$\Rightarrow \hat{\epsilon} = 1 + \frac{-\omega_{pe}^2 \omega^4 + \omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 \omega^2}{\left(\omega^2 (\omega_{ce}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{ce}^2 \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right)^2 \right)} = 0 \quad (29)$$

بعد إجراء سلسلة من العمليات الحسابية المتتالية تم الحصول على معادلة التشتت الآتية:

$$w^3 - (2\omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2)w^2 + (\omega_{ce}^4 + \omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2)w - \omega_{ce}^2 \left(\vartheta_{Fe}^2 K^2 + \frac{K^4 \hbar^2}{4n_0 m_e^2} \right)^2 = 0 \quad (30)$$

حيث: $w = \omega^2$.

تمثل المعادلة (30) معادلة التشتت للأنماط السطحية المنتشرة على سطح بيني بلازما - عازل وهي علاقة تربط التردد بالعدد الموجي، سنقوم بحل هذه المعادلة وإيجاد حلولها وكل حل من هذه الحلول يمثل نمط انتشار للأموال السطحية في الجملة المدروسة.

الحالة الثانية: $\vec{K} \perp \vec{E}$

تكتب المعادلة (3) في هذه الحالة بالصيغة الآتية:

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \vec{E} = 0 \quad (31)$$

يعبر عن المؤثر ∇^2 في الاحداثيات الأسطوانية بالشكل:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (32)$$

ومنه نجد أن:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \vec{E} = 0 \quad (33)$$

بما أن للحقل الكهربائي مركبتين فقط على الإحداثيين r و z فإن تغير الحقل بالنسبة للإحداثي θ يساوي الصفر، وباستخدام تحويل فورييه والموافق لكون: $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ و $\vec{V} = i\vec{k}$ ، يمكن كتابة المعادلة (33) بالشكل:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \vec{E} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \vec{E} - \mu^2 \vec{E} = 0 \quad (34)$$

$$\mu^2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \right)$$

تكتب المعادلة (34) بعد تغير متحول حيث تم فرض $x = \mu \cdot r \iff r = \frac{x}{\mu}$ ، بالشكل التالي:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \vec{E} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \vec{E} - \vec{E} = 0 \quad (35)$$

تُعرف المعادلة (35) بمعادلة بيسل المعدلة (modified Bessel equation) وهي من الرتبة صفر ويكون حلها العام من الشكل: $\vec{E} = A I_\nu(x) + B K_\nu(x)$. تمثل ν رتبة المعادلة و $I_\nu(x)$ و $K_\nu(x)$ توابع بيسل من النوع الأول والثاني على التوالي [18].

$$\vec{E} = A_1 \left[I_0(\alpha_1 \cdot r) \vec{z} + \frac{ik_z}{\alpha_1} I_0(\alpha_1 \cdot r) \vec{r} \right] e^{-i(\omega t - k_z z)} \quad ; \quad r < a$$

$$\vec{E} = A_2 \left[K_0(\alpha_2 \cdot r) + \frac{ik_z}{\alpha_2} K_0(\alpha_2 \cdot r) \right] e^{-i(\omega t - k_z z)} \quad ; \quad r > a$$

حيث:

$$\alpha_1 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p \right)^{1/2} \quad \text{و} \quad \alpha_2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2}$$

α نصف قطر الأسطوانة التي تحوي البلازما و A_1 و A_2 ثوابت يتم إيجادها من الشروط الحدية.

تكون مركبات الحقل الكهربائي مستمرة (متساوية) على الإحداثي \vec{z} لكلا الوسطين في الجملة المدروسة على السطح الأسطواني الفاصل بين بلازما كمية -عازل ، وكذلك الناقلية الكهربائية على الإحداثي \vec{r} ، $D = \epsilon E$.

حيث:

$$\epsilon = \epsilon_p \quad \text{when} \quad r < a$$

$$\epsilon = 1 \quad \text{when} \quad r > a$$

ومنه نجد أن:

$$A_1 I_0(\alpha_1 \cdot a) = A_2 K_0(\alpha_2 \cdot a) \quad (36)$$

$$\epsilon_p A_1 \frac{ik_z}{\alpha_1} \hat{I}_0(\alpha_1 \cdot a) = A_2 \frac{ik_z}{\alpha_2} \hat{K}_0(\alpha_2 \cdot a) \quad (37)$$

$$\Rightarrow \left. \begin{array}{l} \frac{A_1}{A_2} = \frac{K_0(\alpha_2 \cdot a)}{I_0(\alpha_1 \cdot a)} \\ \frac{A_1}{A_2} = \frac{\frac{ik_z}{\alpha_2} \hat{K}_0(\alpha_2 \cdot a)}{\frac{ik_z}{\alpha_1} \epsilon_p \hat{I}_0(\alpha_1 \cdot a)} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{K_0(\alpha_2 \cdot a)}{I_0(\alpha_1 \cdot a)} = \frac{\alpha_1 \hat{K}_0(\alpha_2 \cdot a)}{\alpha_2 \epsilon_p \hat{I}_0(\alpha_1 \cdot a)}$$

ومنه نحصل على:

$$I_0(\alpha_1 \cdot a) = \frac{\alpha_2 \epsilon_p K_0(\alpha_2 \cdot a)}{\alpha_1 \hat{K}_0(\alpha_2 \cdot a)} \hat{I}_0(\alpha_1 \cdot a) \quad (38)$$

يمكن إيجاد حلول المعادلة (38) عند أنصاف أقطار محددة، والتي يمكن الحصول عليها بعد تعويض توابع بيسل في المعادلة (38) وذلك بعد تعويض توابع بيسل كسلسلة قوى [19]، وإجراء سلسلة من العمليات الحسابية المتتالية تم الحصول على المعادلة التالية:

$$\left. \begin{aligned}
 & w^5 + \left(-2c^2k^2 - \frac{6c^2}{a^3k} + \frac{2\gamma c^2}{a^3k} - (2\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2) \right) w^4 + \left(k^4c^4 + (3 - \gamma) \frac{4c^4k}{a^3} + \right. \\
 & c^2k^2(4\omega_{ce}^2 + 3\omega_{pe}^2) - \frac{(4 - 2\gamma)}{2a} c^2k\omega_{pe}^2 + \frac{4c^2}{a^2} \omega_{pe}^2 + \frac{2c^2}{a^3k} (6\omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2 - 2\gamma\omega_{ce}^2 + 2\gamma\omega_{pe}^2) \\
 & + \omega_{ce}^4 + \omega_{ce}^2\omega_{pe}^2 - \frac{16c^4}{a^4} \left. \right) w^3 + \left(-2c^4k^4\omega_{ce}^2 - 2c^4k^4\omega_{ce}^2 - \frac{4kc^4}{a^3} (6\omega_{ce}^2 + \gamma\omega_{pe}^2) - \frac{8c^4k^2}{a^2} \omega_{pe}^2 \right. \\
 & + \frac{(4 - 2\gamma)}{2a} c^2k\omega_{pe}^2\omega_{ce}^2 - \frac{4c^2}{a^2} \omega_{pe}^2\omega_{ce}^2 + \frac{4kc^4}{a^3} (\omega_{pe}^2 - 2\gamma\omega_{ce}^2) + \frac{(4 - 2\gamma)k^3c^4}{a} \omega_{pe}^2 - \\
 & k^2c^2(2\omega_{ce}^4 + 3\omega_{ce}^2\omega_{pe}^2) + \frac{2c^2}{a^3k} (-3\omega_{ce}^4 + \omega_{pe}^2\omega_{ce}^2 + \gamma\omega_{ce}^4 - \gamma\omega_{pe}^2\omega_{ce}^2) - \omega_{ce}^2 \left(\vartheta^2k^2 + \frac{\hbar^2k^2}{4m_e^2} \right)^2 \\
 & + \frac{32c^4}{a^4} \omega_{ce}^2 \left. \right) w^2 + \left(k^4c^4(\omega_{ce}^4 + 2\omega_{pe}^2\omega_{ce}^2) - \frac{(4 - 2\gamma)c^4k^3}{a} \omega_{pe}^2\omega_{ce}^2 + \frac{8c^4k^2}{a^2} \omega_{ce}^2\omega_{pe}^2 \right. \\
 & + \frac{4c^4k}{a^3} (3\omega_{ce}^4 - \omega_{ce}^2\omega_{pe}^2 - \gamma\omega_{ce}^4 + \gamma\omega_{ce}^2\omega_{pe}^2) + 2k^2c^2\omega_{ce}^2 \left(\vartheta^2k^2 + \frac{\hbar^2k^2}{4m_e^2} \right)^2 \\
 & + \frac{6c^2}{a^3k} \omega_{ce}^2 \left(\vartheta^2k^2 + \frac{\hbar^2k^2}{4m_e^2} \right)^2 - 2 \frac{\gamma c^2}{a^3k} \omega_{ce}^2 \left(\vartheta^2k^2 + \frac{\hbar^2k^2}{4m_e^2} \right)^2 - \frac{16c^4}{a^4} \omega_{ce}^4 \left. \right) w \\
 & \left(k^4c^4\omega_{ce}^2 - \frac{12kc^4}{a^3} \omega_{ce}^2 + \frac{4\gamma kc^4}{a^3} \omega_{ce}^2 + \frac{16c^4}{a^4} \omega_{ce}^2 \right) \left(\vartheta^2k^2 + \frac{\hbar^2k^2}{4m_e^2} \right)^2 = 0
 \end{aligned} \right\} (39)$$

حيث: $w = \omega^2$.

تمثل المعادلة (39) عبارة التشنت للأنماط السطحية المنتشرة على سطح أسطواني بلازما كمية - عازل

في الحالة الموافقة لكون $\vec{K} \perp \vec{E}$.

النتائج والمناقشة:

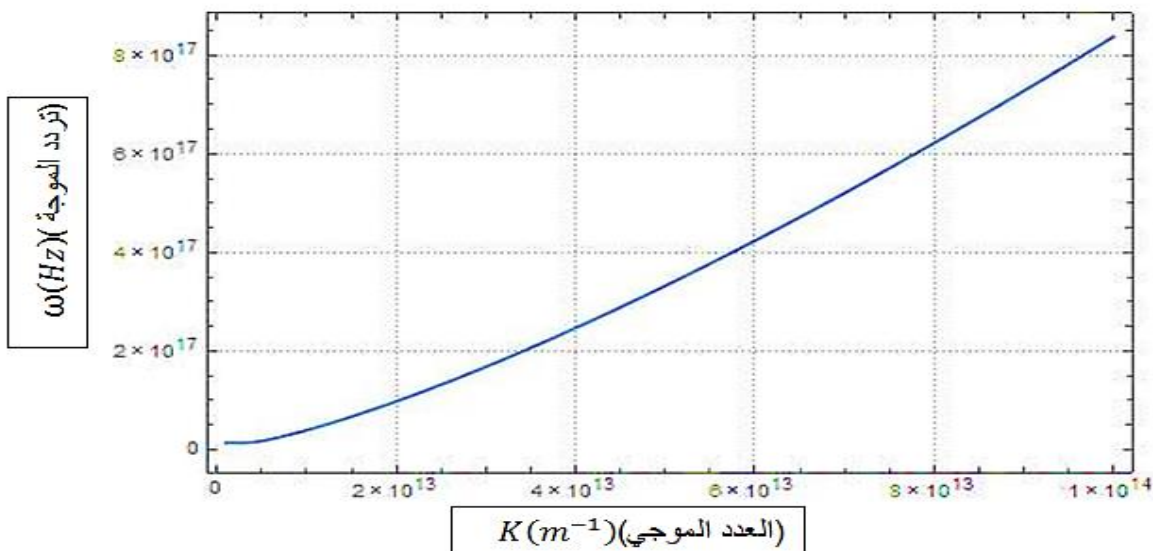
تم خلال هذه الورقة البحثية دراسة انتشار الأنماط السطحية على سطح أسطوانة نصف قطرها α ، تحوي بلازما ومحاطة بعازل، مع أخذ كل من التأثيرات الكمومية وشدة الحقل المغناطيسي بالحسبان، وتمكننا خلال الدراسة التحليلية إيجاد عبارة ثابت العازلية الكهربائية للوسط البلازما انطلاقاً من معادلة الحركة، وإيجاد عبارة التشنت للأنماط السطحية والموافقة للحالتين $\vec{K} \perp \vec{E}$ و $\vec{K} \parallel \vec{E}$ ، حيث تم الحصول على عبارة تشنت تتضمن التأثيرات الكمية وتأثير حقل مغناطيسي والتي تختلف عما تم الحصول عليه في دراسات سابقة [8]، حيث تمكننا من الحصول على عدد أكبر من الأنماط الموجية المنتشرة على سطح اسطواني فاصل بين بلازما كمية ممغنطة وعازل، ويمكن دراسة خصائص هذه الأنماط من خلال إيجاد حلول معادلة التشنت ورسم المنحنيات البيانية لتغيرات تردد هذه الانماط السطحية بتابعة العدد الموجي.

تم حل المعادلة (30) باستخدام برنامج Mathematica والموافقة لكون كثافة الوسط البلازما

موجي واحد منتشر على السطح الاسطواني في الحالة الموافقة لكون $\vec{K} \parallel \vec{E}$ ، يمثل الشكل (1) تغيرات التردد لهذا النمط الموجي بتابعية العدد الموجي.

يمثل الشكل (1) تغيرات التردد للنمط الموجي الناتج من حل معادلة التشتت (30) بتابعية العدد

الموجي.



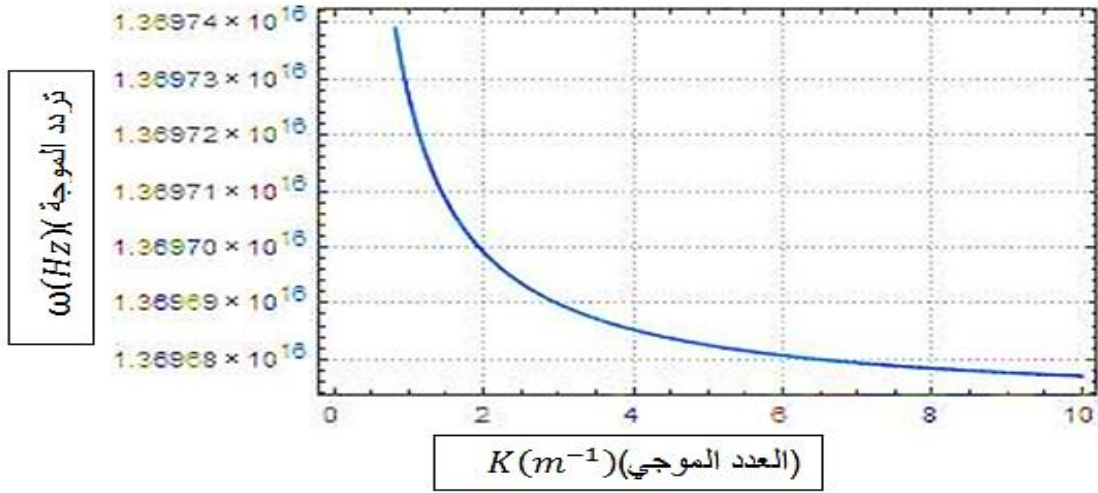
شكل (1) تغيرات التردد بتابعية العدد الموجي الموافق للحالة $\vec{E} \parallel \vec{k}$

من الشكل (1): يمثل هذا المنحني البياني انتشار موجة لانغميور، والتي تنشأ عن حركة الإلكترونات السطحية نتيجة تعرضها للإثارة، مما يؤدي إلى نشوء قوة ارجاع تعمل على إعادة الإلكترونات إلى مواضع توازنها الأصلي، إلا أن هذا الشيء لا يتحقق بسبب تجاوز الإلكترونات لمركز التوازن هذا وتستمر بالاهتزاز، ويوافق انتشار هذه الموجة مجال الترددات المرتفعة. نلاحظ من هذا المنحني أن النمط السطحي يبدأ بالانتشار اعتباراً من تردد يساوي التردد البلازمي للوسط ضمن مجال ترددي من مرتبة $10^{14} Hz$ ويزداد مع زيادة العدد الموجي ضمن مجال للعدد الموجي. ($10^{13} m^{-1} \rightarrow 10^{14} m^{-1}$).

تم حل المعادلة (39) باستخدام برنامج *Mathematica* من أجل القيم التالية لكل من كثافة الوسط البلازمي $n_e = 5.9 \times 10^{28} m^{-3}$ وشدة الحقل المغناطيسي $B = 10^{-5} T$ ، تم الحصول على خمسة حلول، ولكن ضمن هذا النطاق من العدد الموجي تمكنا من رسم أربعة أنماط موجية لتغيرات تردد هذه الأنماط بتابعية العدد الموجي كما هي ممثلة في الأشكال (2) و(3) و(4) و(5).

يمثل الشكل (2) تغيرات التردد للنمط الموجي الأول الناتج عن حل معادلة التشتت (39) بتابعية العدد

الموجي.



الشكل (2) تغيرات التردد بتابعية العدد الموجي للنمط الأول الموافق للحالة $\vec{E} \perp \vec{K}$

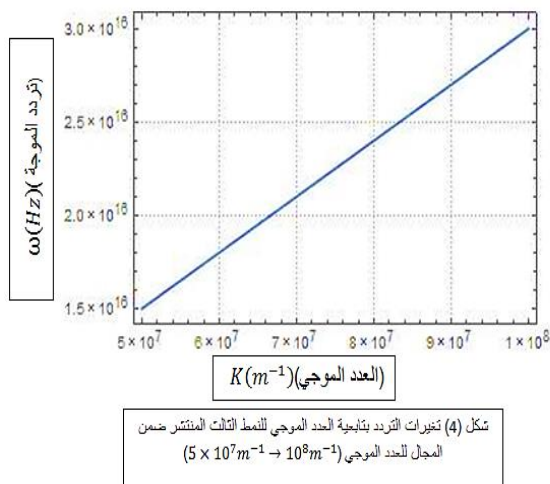
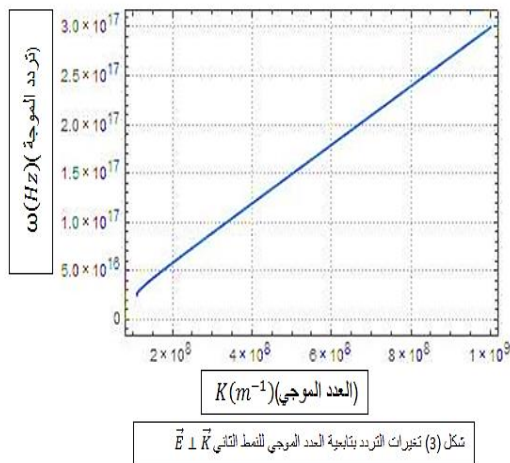
الشكل (2): يمثل انتشار بولاريتون البلازمون. يلاحظ من هذا الشكل أن سرعة طور الأنماط السطحية يكون مرتفعاً للغاية عند بدء الإثارة السطحية ضمن مجال ضيق للعدد الموجة يقع ضمن المجال $m^{-1}(1 - 2)$ ، ويصبح انحدار المنحني بعد هذا المجال أقل حدة ويترافق ذلك مع التغير البطيء للتردد مع تزايد العدد الموجي k ويصل إلى قيمة حدية تساوي التواتر البلازمي.

يمثل الشكل (3) تغيرات التردد للنمط الموجي الثاني الناتج عن حل معادلة التشتت (39) بتابعية العدد

الموجي.

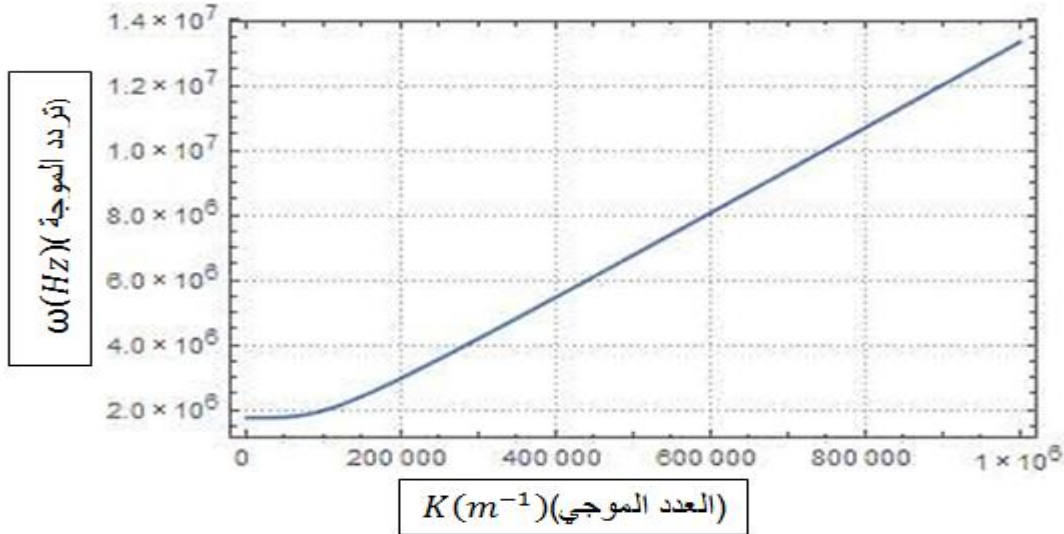
يمثل الشكل (4) تغيرات التردد للنمط الموجي الثالث الناتج عن حل معادلة التشتت (39) بتابعية العدد

الموجي.



نلاحظ أن النمطين ينتشران على السطح البيني بدءاً من تردد يساوي تقريباً التردد البلازمي ولكن ضمن مجالات مختلفة للعدد الموجي حيث في الشكل (3) يبدأ النمط بالانتشار من تردد يساوي $(1.97 \times 10^{16} Hz)$ وضمن المجال للعدد الموجي $(4.5 \times 10^7 m^{-1} \rightarrow 10^8 m^{-1})$ ، وفي الشكل (4) ينتشر اعتباراً من تردد يساوي $(1.328 \times 10^{16} Hz)$ وضمن مجال للعدد الموجي $(10^8 m^{-1} \rightarrow 10^9 m^{-1})$ ، ونلاحظ في كل من النمطين ان التردد يزداد مع زيادة العدد الموجي ويمثل هذا النمط المنتشر موجات البلازمون السطحية.

يمثل الشكل (5) تغيرا التردد للنمط الموجي الرابع الناتج عن حل معادلة التشتت (39) بتأثير العدد الموجي.

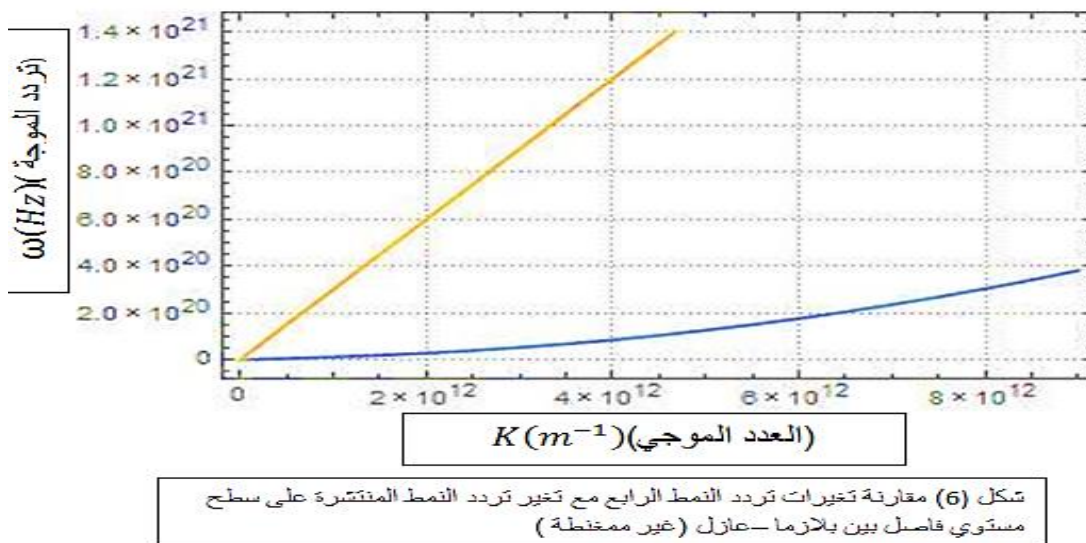


شكل (5) تغيرات التردد بتابعية العدد الموجي للنمط الرابع المنتشر ضمن المجال ($10^5 m^{-1} \rightarrow 10^6 m^{-1}$)

نلاحظ من الشكل (5) أن هذا النمط يبدأ بالانتشار من تردد موجي يساوي ($\omega = 1.765 \times 10^6 s^{-1}$) ، علماً أن التردد السايكلتروني الإلكتروني للوسط البلازمي من أجل ($B = 10^{-5} T$) عبارة عن ($\omega_{ce} = 1.757 \times 10^6 s^{-1}$) وهو أصغر بكثير من التردد البلازمي للوسط. عندما يكون التردد السايكلتروني أصغر بكثير من تردد البلازما، يصبح التفاعل بين الموجة والجسيم هو السائد في الوسط البلازمي، ويؤدي تفاعل الموجة بقوة أكبر مع الجسيمات المشحونة في المعدن، إلى ظهور تردد فعال أعلى للموجة المنتشرة. وينتج عن هذا التفاعل زيادة تردد الموجة بتابعية العدد الموجي.

وكما تمت المقارنة بين انتشار هذه الأنماط السطحية على سطح اسطواني بلازما كمية - عازل وخاضع لحقل مغناطيسي وبين انتشارها على سطح مستوي بيني بلازما - عازل وغير خاضع لحقل مغناطيسي. يمثل الشكل (6) تغيرات التردد بتابعية العدد الموجي للنمطين حيث الخط ذو اللون الأزرق يمثل النمط الموجي المنتشر على سطح مستوي فاصل بين بلازما كمية - عازل. والخط ذو اللون البرتقالي يمثل النمط الموجي المنتشر على سطح أسطواني فاصل بين بلازما كمية - عازل وخاضعة لحقل مغناطيسي، نلاحظ أن في كل من النمطين بدء الانتشار من تردد مساوياً للتردد البلازمي للوسط ويزداد التردد مع زيادة العدد الموجي، ولكن في الجملة الأسطوانية الممغنطة يزداد التردد بشكل أكبر مع زيادة العدد الموجي.

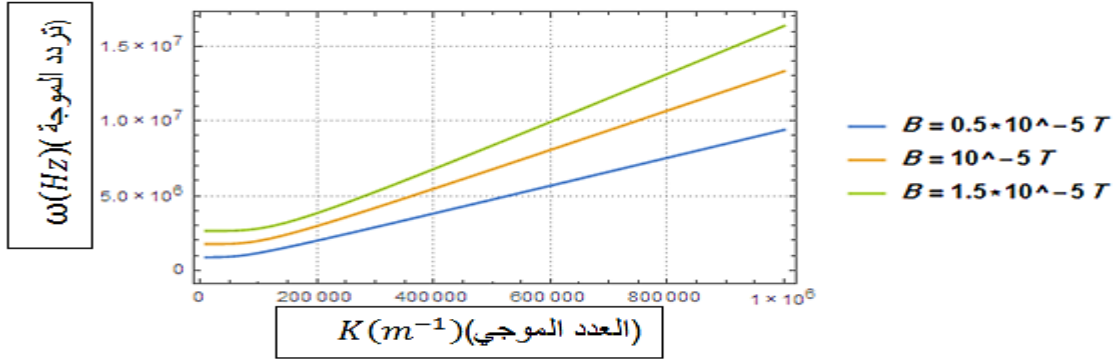
يمثل الشكل (6) المقارنة بين تردد الأنماط السطحية المنتشرة على سطح بيني بلازما - عازل، وبين تردد الأنماط السطحية المنتشرة على سطح بيني اسطواني بلازما كمية - عازل وتحت تأثير حقل مغناطيسي خارجي.



ونستنتج أن للتأثيرات الكمية وللحقل المغناطيسي تأثير كبير على خصائص تشتت الأمواج في البلازما. تؤدي التأثيرات الكمية المتمثلة بكل من جهد بوم الكمي والضغط الإحصائي، إلى تكوين مستويات طاقة كمية، والتي تؤثر بدورها على ترددات الأنماط السطحية، حيث يؤثر جهد بوم الكمي على ديناميكيات الأنماط السطحية من خلال التأثير على مستويات الطاقة وتفاعلات الجسيمات في البلازما. يشير الضغط الإحصائي إلى الضغط الذي تمارسه الجزيئات في البلازما بسبب حركتها الحرارية. يمكن أن يؤثر هذا الضغط على ديناميكيات البلازما بالقرب من السطح، وبالتالي على تردد الأنماط السطحية، كما يعمل الحقل المغناطيسي على تعزيز تأثير هذه التصحيحات الكمية، من خلال تأثيره على حركة الجسيمات المشحونة في البلازما الأمر الذي يؤدي إلى ظهور أنماط موجية جديدة.

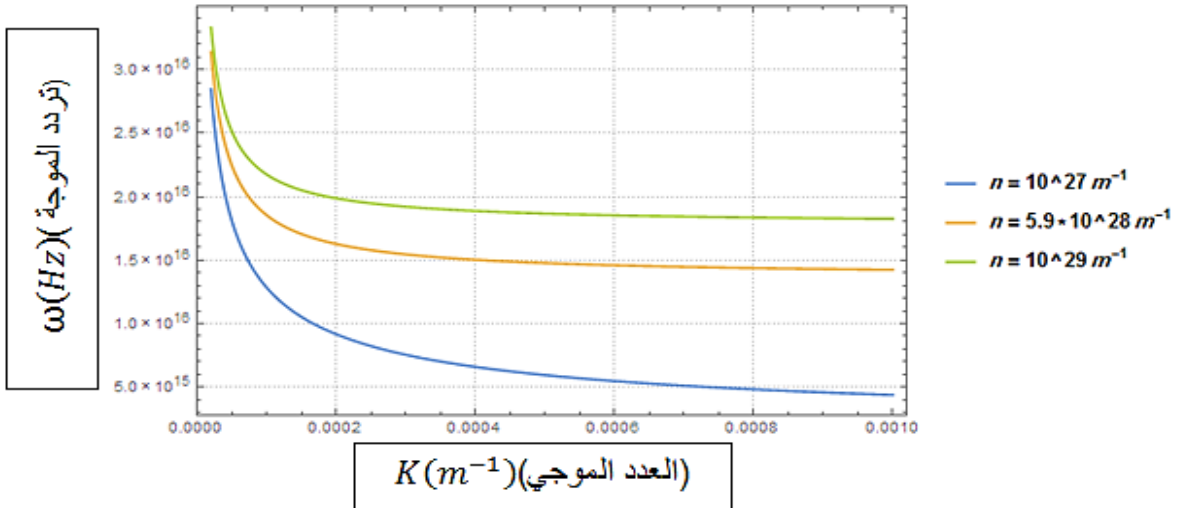
ولدراسة مدى تأثير قيمة الحقل المغناطيسي على انتشار الأنماط وترددها تم رسم تغيرات التردد بتابعة العدد الموجي من أجل قيم مختلفة لشدة الحقل كما هي موضحة في الشكل (7)، وذلك من أجل القيم $B = 10^{-5}T$ و 0.5×10^{-5}

ومنه نلاحظ تزداد قيم التردد مع زيادة قيم الحقل المغناطيسي عند المجال نفسه $B = 1.5 \times 10^{-5}$ للعدد الموجي، تؤدي قيم الحقل المغناطيسي الأكبر إلى تفاعل أقوى مع الجسيمات المشحونة، مما يؤدي إلى تذبذبها بتردد أعلى. وينتج عن ذلك قيم تردد أعلى لهذه الأنماط مع زيادة الحقل المغناطيسي.



شكل (7) يمثل تغيرات التردد بتابعة العدد الموجي من أجل قيم مختلفة لشدة الحقل المغناطيسي

تم دراسة تأثير تغير قيم الكثافة الإلكترونية على انتشار الأنماط السطحية وترددها، برسم تغيرات التردد الموجي بتابعة العدد الموجي من أجل قيم مختلفة لكثافة الوسط البلازمي حيث أخذنا القيم $n = 10^{27} m^{-3}$ و $n = 5.9 \times 10^{28} m^{-3}$ و $n = 10^{29} m^{-3}$ ، كما موضحة في الشكل (8). نلاحظ بأن التردد الموجي يزداد مع زيادة قيم الكثافة عند المجال نفسه للعدد الموجي، ونفسر ذلك أنه مع زيادة كثافة الشحنة، فإنها تؤثر على ديناميكيات الإلكترونات داخل الوسط. تؤدي زيادة كثافة الشحنة إلى تفاعلات أقوى بين الإلكترونات والتي تؤثر بدورها على كل من تردد البلازما في الوسط والتأثيرات الكمية، وبالتالي على تردد الموجة للأنماط السطحية على السطح الفاصل البلازما الكوموية-عازل.



شكل (8) يمثل تغيرات التردد بتابعة العدد الموجي من أجل قيم مختلفة لكثافة الوسط

الاستنتاجات و التوصيات:

ومن خلال دراسة انتشار الأنماط السطحية على سطح بيني أسطوانى بلازما كمية- عازل وتحت تأثير حقل مغناطيسي، أظهرت النتائج أن التأثيرات الكمومية وشدة الحقل المغناطيسي تؤدي إلى تغير في علاقة التشتت وخصائص التشتت للأنماط الموجية المختلفة، والتي تتميز عما توصلوا إليه سابقاً في هذا المجال، ويظهر في هذه الحالة أنماط سطحية مختلفة عن الانماط في البلازما غير الممغنطة، بينت النتائج تأثير زيادة كل من شدة الحقل المغناطيسي المطبق على الوسط البلازمي وكثافة الإلكترونات على تردد الانماط السطحية، قد تكون هذه النتائج ضرورية للأجهزة الإلكترونية الصغيرة جداً والبلازما ذات الكثافة الصلبة وفهم العديد من الظواهر الجماعية في البلازما الكمومية.

المراجع:

- [1] Yu, Z., Veronisp ; G., Fan, S., & Brongersma, M. L. (2006), Design of midinfrared photodetectors enhanced by surface plasmons on grating structures, *Applied Physics Letters*, 89(15).
- [2] Shalaev, V. M., & Kawata, S, (2006), *Nanophotonics with surface plasmons*, Elsevier.
- [3] Lezec, H. J., Degiron, A., Devaux, E., Linke, R. A., Martin-Moreno, L., Garcia-Vidal, F. J., & Ebbesen, T. W. (2002), Beaming light from a subwavelength aperture, *science*, 297(5582), 820-822.
- [4] AZARENKOV, Nikolaj Alekseevič; OSTRIKOV, Konstantin Nikolaevič, Surface magnetoplasma waves at the interface between a plasma-like medium and a metal in the Voigt geometry, *Physics Reports*, 1999, 308.5-6: 333-428.
- [5] Azarenkov, N. A., & Ostrikov, K. N. (1999), Surface magnetoplasma waves at the interface between a plasma-like medium and a metal in the Voigt geometry, *Physics Reports*, 308(5-6), 333-428.
- [6] Hess, P. (2002). Surface acoustic waves in materials science, *Physics Today*, 55(3), 42-47.
- [7] Achanta, V. G. (2020). Surface waves at metal-dielectric interfaces: Material science perspective. *Reviews in Physics*, 5, 100041.
- [8] Lazar, M., Shukla, P. K., & Smolyakov, A. (2007), Surface waves on a quantum plasma half-space. *Physics of Plasmas*, 14(12).
- [9] Kumar, G., & Tripathi, V. K. (2008). Excitation of a surface plasma wave over a plasma cylinder by a relativistic electron beam. *Physics of Plasmas*, 15(7).
- [10] Prakash, V., & Sharma, S. C. (2009). Excitation of surface plasma waves by an electron beam in a magnetized dusty plasma. *Physics of Plasmas*, 16(9).
- [11] Mohamed, B. F. (2010). *Quantum effects on the propagation of surface waves in magnetized plasma*. *Physica Scripta*, 82(6), 065502.
- [12] Li, C., Wu, Z., Yang, W., & Chu, P. K. (2014). Surface electromagnetic wave equations in a warm magnetized quantum plasma. *Physics of Plasmas*, 21(7).
- [13] Shahmansouri, M., Farokhi, B., & Aboltaman, R. (2017). Exchange interaction effects on low frequency surface waves in a quantum plasma slab. *Physics of Plasmas*, 24(5).

- [14] Girka, I. O., Girka, O. I., & Thumm, M. (2020). Azimuthal surface waves in cylindrical metal waveguides partially filled by magnetoactive plasma: Analysis of energy transfer. *Physics of Plasmas*, 27(6).
- [15] Kiamehr, Z., & Kiamehr, Z. (2024). Investigating magnetoacoustic waves in a semiconductor plasma. *International Journal of Nonlinear Analysis and Applications*.
- [16] Li, C. H., Xia, Z. W., Wang, Y. P., & Zhang, X. H. (2016). Propagation of Surface Modes in a Warm Non-Magnetized Quantum Plasma System. *Chinese Physics Letters*, 33(10), 105201.
- [17] Singh, A. K., & Chandra, S. (2017). Electron acceleration by ponderomotive force in magnetized quantum plasma. *Laser and Particle Beams*, 35(2), 252-258.
- [18] Weniger, E. J., & Cížek, J. (1990). Rational approximations for the modified Bessel function of the second kind. *Computer physics communications*, 59(3), 471-493.
- [19] Nambudiripad, K. B. M. (1933). *Bessel functions*. Alpha Science International Limited.