

تأثير حزمة إلكترونية على بلازما كثيفة ساخنة غير متجانسة

الدكتور وليد مصطفى صهيوني*

الدكتور جهاد عطية**

منال العلوان العبد الحافظ***

(تاريخ الإيداع 26 / 7 / 2015. قُبل للنشر في 7 / 10 / 2015)

□ ملخص □

درسنا في هذا البحث تأثير ورود حزمة إلكترونية على بلازما كثيفة ساخنة غير متجانسة، واللاستقرارات الناتجة في هذه الجملة من خلال دراسة تأثير تغير كثافة البلازما على نمو اللاستقرار في هذه الجملة، حيث تمت دراستها بفرض أن كثافة البلازما من مرتبة غاز فيرمي، وبفرض أن هذه البلازما ساخنة وغير متجانسة، تسقط عليها حزمة إلكترونية باردة وذلك عندما تكون السرعة الطورية صغيرة مقارنة بسرعة هذه الحزمة، وذلك في حالة عدم وجود حقل مغناطيسي خارجي. لقد تم استخراج المعادلات التي تصف هذه الجملة في الحالة التي تكون البلازما تصادمية بسبب كثافتها المرتفعة، كما تم استخراج المعادلة التفاضلية التي تعبر عن الطاقة الممتصة في الجملة وحل هذه المعادلة ثم رسم الخطوط البيانية باستخدام برنامج Mathcad ومناقشة وتحليل النتائج التي تم التوصل إليها. ودلت النتائج على تضخم الأمواج في الجملة بنتيجة الطاقة الممتصة وزيادة عدم الاستقرار فيها.

الكلمات المفتاحية: جملة (حزمة إلكترونية - بلازما)، اللاستقرارات، توليد وتضخيم الأمواج الكهرومغناطيسية، تفاعل حزمة إلكترونية مع البلازما.

* أستاذ - قسم الفيزياء وممثل جامعة البعث في الجمعية الآسيوية الأفريقية لتدريبات البلازما - رئيس وحدة البحث العلمي في فيزياء البلازما - جامعة البعث - حمص - سورية.

** أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة البعث - حمص - سورية.

*** طالبة دراسات عليا (ماجستير) - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة البعث - حمص - سورية.

The Influence of Electron Beam on a Dense Inhomogeneous Warm Plasma

Dr. Walid M. Sahyouni *
Dr. Jihad A. Ateieah **
Manal A. AlHafez ***

(Received 26 / 7 / 2015. Accepted 7 / 10 / 2015)

□ ABSTRACT □

We have studied in this paper, investigated the influence of an electron beam on a dense warm inhomogeneous plasma, and the instability resulting in this system, through studying of the influence of plasma density variation on the beam-plasma instability growth. Where we considered the plasma density is in the same order of Fermi gas, and we considered the model of homogeneous cold beam-inhomogeneous warm plasma system, with small phase velocity in compared with the case of existence of an external magnetic field. We derived the differential equations that describe this system in the case of collision plasma because of its high density, and we derived the differential equation that expresses the energy absorbed in the wholesale and we solved this equation then we drew the suitable graphics using Mathcad program, discussed, and analyzed the results that we reached. Results indicated an amplification of outcome waves in wholesale because of the absorbed energy and instability increasing in the system.

Kay words: Electron beam – Plasma system, instability, generation and amplification of the electromagnetic waves, the electron beam – Plasma interaction.

*Professor at department of physics, head of the Plasma Physics research unit, designated Delegate of Al-Baath University to the Asian- African association for plasma training (AAAPT), Homs-Syria.

**Professor at department of physics, Faculty of Science, Al-Baath University , Homs , Syria.

***Postgraduate Student (Master), Department of physics, Faculty of Science, Al-Baath University , Homs , Syria.

مقدمة:

نعلم أن البلازما إحدى مجالات الفيزياء الحديثة على الصعيدين النظري والتجريبي، وهي تشكل 99% من مادة الكون وتصنف كحالة رابعة للمادة، ولها العديد من التطبيقات في مجالات الصناعات الطبية، وفصل النظائر، ولحام المعادن، وطلاء وتنظيف الأسطح المعدنية، وأجهزة إنارة رخيصة الثمن، وتصنيع شاشات العرض، وصناعة الأفلام الرقيقة، بالإضافة إلى الكثير من التطبيقات الصناعية كالحصول على غاز الأوزون. أضف إلى ذلك كله تفاعلاتها مع المادة والحزم بأنواعها المختلفة الإلكترونية أو الأيونية أو الليزرية وما إلى ذلك من تطبيقات نظرية وعملية أو تجريبية [1-7].

هناك الكثير من تطبيقات تفاعلات البلازما مع الحزم الإلكترونية في ميادين مختلفة [8-10]، من دراسة المواد إلى تشكيل المركبات وتوليد الأشعة السينية والأشعة المايكروية وتسريع الأيونات واستخدامها كمنابع لفترات طويلة من الزمن. كذلك فإن استخدام الحزم الإلكترونية في تسخين البلازما إلى درجات حرارة عالية جذب اهتمام الباحثين على الصعيدين النظري والتجريبي [11,12].

يرفد هذا البحث الدراسات التي تناولت تفاعل حزمة إلكترونية مع البلازما بحيث نخصّ بهذه الدراسة حالة التأثير المتبادل بين بلازما كثيفة حارة غير متجانسة، وبين حزمة إلكترونية ساقطة عليها، واللاستقرارات الناتجة عن هذا التأثير المتبادل.

فتصنف البلازما وفقاً لدرجة الحرارة إلى بلازما باردة Cold Plasma تكون درجة حرارة إلكتروناتها بضعة الاف من الكلفن، وتكون نسبة جزيئات الغاز المتأينة صغيرة جداً من مرتبة 0.01، [13] وبلازما ساخنة warm Plasma أو كما وردت في بعض المراجع Hot Plasma والتي تكون درجة حرارة إلكتروناتها عالية جداً من مرتبة أكبر من 10000 كالفن، وقد تصل إلى مئات الآلاف من الكلفن وأكثر. كما تصنف البلازما وفقاً لكثافتها إلى البلازما الكثيفة وفيها يكون تركيز الجسيمات من مرتبة تركيز الإلكترونات الحرة في المعدن أي من مرتبة تركيز غاز فيرمي الذي يكون فيه التركيز أعلى من مرتبة 10^{23} جسيمة في cm^3 كما في البلازما الموجودة في نواة الشمس. والبلازما غير الكثيفة وفيها يكون تركيز الجسيمات أقل من تركيز غاز فيرمي (من مرتبة 10^{23} جسيمة في Cm^3) كما في البلازما الموجودة في الطبقات العليا من الكرة المضيفة للشمس.

أهمية البحث وأهدافه

قمنا في هذا البحث بدراسة تأثير كل من عدم تجانس البلازما، وسخونة إلكترونات البلازما على تفاعل حزمة إلكترونية مع البلازما، واللاستقرارات الناشئة في هذه الجملة. آخذين بالحسبان تغير كثافة البلازما وتأثيره على اللاستقرارات الناشئة من هذا التأثير المتبادل، وخصوصاً عندما تكون كثافة البلازما من مرتبة كثافة غاز فيرمي، كما درسنا تأثير سخونة إلكترونات البلازما على سعة الأمواج المتوالدة فيها، ودور ذلك في زيادة تسخين البلازما نتيجة التأثير المتبادل مع الحزمة الإلكترونية.

طرائق البحث ومواده:

لتحقيق الهدف المرجو من هذا البحث قمنا باتباع خطة منهجية كالاتي :

1. دراسة الأمواج الأساسية في الجملة.

2. دراسة الطاقة الممتصة.
3. رسم الخطوط البيانية التي تعبر عن علاقة هذه الطاقة بالكثافة العالية للبلازما، حيث تم استخدام الإصدار الأخير لبرنامج Mathcad 15 لعام 2015 لرسم علاقة الطاقة التي حصلنا عليها وتأثير تغيير التركيز على منحنى الطاقة الناتج.
4. مناقشة هذه النتائج والخطوط البيانية التي توصلنا إليها.

النتائج والمناقشة

إن معظم الدراسات النظرية [14-16] التي تناولت تفاعل حزمة إلكترونية- بلازما تمت باستخدام تقريب البلازما الباردة المتجانسة غير المحددة. وفي الواقع جاءت أهمية بحثنا هذا من كون البلازما محددة، غير متجانسة، وساخنة. بالإضافة إلى أنّ عدم تجانس البلازما يلعب دوراً جوهرياً في هذا البحث. وزاد من أهمية هذه الدراسة أخذها بعين الحسبان تضخيم وتخامد الأمواج في البلازما عندما تخترقها حزمة إلكترونية، حيث ينتج تضخيم الأمواج من امتصاص طاقة أمواج البلازما المحددة اللامتجانسة بشكل ضعيف عندما تمر خلالها حزمة.

دلت الدراسات الحديثة التي تناولت التأثير المتبادل بين الحزمة الإلكترونية والبلازما الباردة اعتماداً على تقريب النظرية الخطية .

إن تأثير النظرية الخطية يقلل من زيادة اللااستقرارات بين الحزمة والبلازما، إلا أن انتقال الطاقة يكون ممكناً. وبينت الأبحاث التي درست البلازما الباردة أنه يحصل تخلخل في استقرار التفاعلات بين الحزم الإلكترونية مع البلازما، ويكون تبادل الطاقة بينهما ممكناً. إلا أننا لا نستطيع إهمال التشتت الخاص للإلكترونات والناتج عن حقيقة أنّ الإلكترونات لا يمكن أن تكون باردة بشكل مطلق.

كما دلت الأبحاث على أنه يمكن إهمال تأثير حرارة البلازما على نمو الأمواج غير المستقرة في الجملة (حزمة إلكترونية - بلازما) وذلك في الشروط التجريبية. وفي هذه الحالة يكون معدل اللااستقرار الناتج عن التصادمات أكبر من ذلك الناتج عن الحرارة. ويؤدي ارتفاع الحرارة إلى زيادة ثابت الانتشار. ومن ثمّ إلى تناقص كثافة البلازما في الحيز المسخن ويمكن أن يقود هذا التأثير أيضاً إلى زعزعة الاستقرار في الجملة المدروسة.

تناولنا في هذا البحث تأثير تغيير كثافة البلازما بالإضافة إلى تأثير الحركة الحرارية على استقرار الجملة حزمة إلكترونية - بلازما وذلك بشرط كون السرعة الطورية للأمواج المتولدة نتيجة التفاعل صغيرة جداً بالمقارنة مع سرعة الحزمة الإلكترونية. حيث فرضنا أنّ هذه الجملة (حزمة إلكترونية - بلازما) تحقق الشروط التالية:

1. البلازما نصف محدودة $x \geq x_0$ ،
2. البلازما غير متجانسة وكثافتها غير المضطربة $n_0(x)$ تابع عشوائي بالنسبة ل (x) ،
3. كثافة البلازما من مرتبة كثافة غاز فيرمي.
4. إلكترونات البلازما ساخنة، والأيونات ساكنة.
5. الحزمة الإلكترونية باردة ومتجانسة.
6. الحزمة الإلكترونية تتحرك بسرعة نسبية (قريبة من سرعة الضوء).
7. السرعة الطورية للأمواج صغيرة جداً بالمقارنة مع سرعة الحزمة الإلكترونية.
8. لا يوجد حقل مغناطيسي خارجي.

9. جهة انتشار الحزمة الإلكترونية، وتغير كثافة البلازما وجهة الحقل الكهربائي بجهة المحور OX. كما أننا أجرينا جميع حساباتنا من أجل حلول مستقرة متناسبة مع المقدار $\exp(-i\omega t)$ وفقاً لتحليل فورييه.

المعادلات الأساسية في الدراسة

درسنا جملة (حزمة إلكترونية - بلازما) بتطبيق كل من معادلات ماكسويل ومعادلات الحركة ومعادلة الاستمرارية على كل من الحزمة الإلكترونية والبلازما الحارة وذلك للوصول إلى علاقة جديدة (تضم حزمة إلكترونية - بلازما)، وهذه المعادلات هي:

• معادلات ماكسويل:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

حيث ρ الكثافة الحجمية للشحنات، \vec{j} الكثافة السطحية التيار الكهربائي.

• المعادلة العامة للحركة:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (5)$$

• معادلة الاستمرارية:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}) = 0 \quad (6)$$

• معادلة بواسون:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e (n_{1b} + n_{1p}) \quad (7)$$

قمنا أولاً بتطبيق هذه المعادلات على الحزمة الإلكترونية بغية الوصول إلى علاقات تعبر عن كل من تركيز وسرعة إلكترونات هذه الحزمة المؤثرة على البلازما.

معادلات الحزمة الإلكترونية:

بما أننا فرضنا أن الحزمة الإلكترونية باردة ($\nabla p = 0$)، فإن تغير كمية حركتها يكون معدوماً. درسنا معادلة الحزمة اعتماداً على معادلة الحركة التي نكتب انطلافاً من معادلة حركة جسيم داخل المائع الناقل، وبما أن الجملة غير خاضعة لحقل مغناطيسي خارجي فإنه لا توجد قوى انجراف أي $B = 0$.

$$\frac{\partial \vec{v}_b}{\partial t} + (\vec{v}_b \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_b = -\frac{e}{m} \vec{E} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_{1b}}{\partial t} + ((\vec{u}_b + \vec{v}_{1b}) \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_{1b} = -\frac{e}{m} \vec{E} \quad (9)$$

حيث: $(\vec{v}_b = \vec{u}_b + \vec{v}_{1b})$ ، الحد \vec{v}_{1b} يعبر عن الاضطراب، والحد \vec{u}_b هو الحد غير المضطرب وبالتالي

يكون تغيره معدوماً بالنسبة للزمن أي: $\frac{\partial u_b}{\partial t} = 0$ ، ووجدنا بإهمال الحدود غير الخطية الناتجة عند إجراء التفاضل

العلاقة:

$$\frac{\partial}{\partial t}(mv_{1b}) + u_b \frac{\partial}{\partial x}(mv_{1b}) = -eE \quad (10)$$

$$\frac{\partial v_{1b}}{\partial x} - \frac{i\omega}{u_b} v_{1b} = -\frac{e}{mu_b} E \quad \text{وبالتالي:}$$

بالاعتماد على تحليل فورييه، فرضنا أن n_b, v_{1b} متناسبة مع $\exp(-i\omega t)$ ويكون:

$$\frac{\partial v_{1b}}{\partial x} - \frac{i\omega}{u_b} v_{1b} = -\frac{e}{mu_b} E$$

وهي معادلة تفاضلية خطية من الشكل: $(D - A)Y = BF(x)$: حيث $A = \frac{i\omega}{u_b}$ و $D = \frac{\partial}{\partial x}$

$$B = -\frac{e}{mu_b}$$

وحلها من الشكل: $Y = Be^{Ax} \int e^{Ax} F(x) dx$ أي:

$$v_{1b} = -\frac{e}{mu} \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) \int \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) E(x) dx \quad (11)$$

تعتبرنا هذه المعادلة سرعة إلكترونات الحزمة، لذا قمنا بحلها وفقاً للشروط المعتمدة في دراستنا، حيث اعتبرنا سرعة إلكترونات الحزمة نسبية REB، أي أن حزمة الإلكترونات تتحرك بسرعة قريبة من سرعة الضوء C، بإدخال

معامل لورانتز تصبح الكتلة $m = m_0 \gamma^{-1}$ حيث $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ فتصبح العلاقة (10) بالشكل:

$$\frac{m}{\gamma^2} \frac{\partial v_{1b}}{\partial x} - \frac{i}{u_b} \frac{m\omega}{\gamma^2} v_{1b} = -\frac{e}{u_b} E$$

أما المعادلة (11) فتصبح بالشكل:

$$v_{1b} = -\left(\frac{e\gamma^2}{u_b m}\right) \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) \int \exp(-i \frac{\omega}{u_b} x) E(x) dx \quad (12)$$

وتعتبر هذه العلاقة عن سرعة إلكترونات الحزمة.

للحصول على تركيز هذه الحزمة اعتمدنا على معادلة الاستمرار

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left((n_{0b} + n_{1b})(u_b + v_{1b}) \right) = 0 \quad (13)$$

حيث $n_b = n_{0b} + n_{1b}$ تمثل الأرقام السفلية 0,1 عن الاضطراب من المرتبة صفر والاضطراب من المرتبة الأولى. بما أن الحد $n_{0b} u_b$ لا يتعلق بـ x ، يكون تفاضله معدوم بالنسبة لـ x ، ويهمل الحد $n_{1b} v_{1b}$ باعتباره غير خطي. لذا نستطيع كتابة المعادلة (13) بالشكل:

$$-i\omega n_{1b} + \frac{\partial}{\partial x} (n_{0b} v_{1b} + n_{1b} u_b) = 0 \quad (14)$$

والتي تؤول إلى الشكل:

$$\frac{\partial n_{1b}}{\partial x} - \frac{i\omega}{u_b} n_{1b} = -\frac{n_{0b}}{u_b} \frac{\partial v_{1b}}{\partial x} \quad (15)$$

تعبر هذه المعادلة التفاضلية عن تركيز الحزمة الإلكترونية المنتشرة خلال البلازما. ووصلنا بحلها إلى علاقة تركيز إلكترونات الحزمة. ولاحظنا أن هذه المعادلة تفاضلية خطية لها شكل المعادلة (11) نفسه حيث: $A = \frac{i\omega}{u_b}$ و

$$B = -\frac{n_{0b}}{u_b} \quad \text{و} \quad F(x) = \frac{\partial v_{1b}}{\partial x} \text{ أي:}$$

$$n_{1b} = \left(-\frac{n_{0b}}{u_b}\right) \exp\left(\frac{i\omega}{u_b} x\right) \int \exp\left(-\frac{i\omega}{u_b} x\right) \left(\frac{\partial v_{1b}}{\partial x}\right) dx \quad (16)$$

وبملاحظة أن هذه العلاقة تحوي على تفاضل v_{1b} لذا قمنا باشتقاق المعادلة (12) لنحصل على $\frac{\partial v_{1b}}{\partial x}$ ونعوضها في المعادلة السابقة فحصلنا على المعادلة:

$$n_{1b} = \left(-\frac{n_{0b} e \gamma^2}{u_b^2 m}\right) \exp\left(\frac{i\omega}{u_b} x\right) \times \int \exp\left(-\frac{i\omega}{u_b} x\right) \left\{ E(x) + \frac{i\omega}{u_b} \cdot \exp\left(\frac{i\omega}{u_b} x\right) \int \exp\left(-\frac{i\omega}{u_b} x\right) E(x) dx \right\} dx \quad (17)$$

وهي العلاقة المعبرة عن تركيز الحزمة الإلكترونية.

وهكذا نكون قد حصلنا على العلاقتين (12) و (17) اللتين تعبران عن سرعة وتركيز الحزمة الإلكترونية الباردة.

بعد ذلك قمنا بإيجاد علاقتين مماثلتين لإلكترونات البلازما الحارة.

معادلات البلازما الحارة

تكون معادلة الحركة في هذه الحالة $(\nabla p \neq 0)$:

$$mn \left[\frac{\partial \vec{v}_p}{\partial t} + (\vec{v}_p \cdot \nabla) \vec{v}_p \right] = en\vec{E} - \nabla p; \quad p = n_{op}(x) kT_e$$

بالاعتماد على تحليل فورييه نستطيع فرض أن n_b, v_{1b} متناسبة مع $\exp(-i\omega t)$ وبإهمال الحدود غير الحطية يكون:

$$-i\omega \vec{v}_p = -\frac{e}{m} \vec{E} - \frac{1}{mn_{op}} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (n_{op}(x) kT_e) \vec{e}_x \quad (18)$$

وبما أننا افترضنا أن الأيونات باردة تماماً مقارنة بإلكترونات البلازما $T_e \square T_i$ فإن:

$$-i\omega v_{1p} = -\frac{e}{m} \vec{E} - \frac{v_T^2}{n_{op}(x)} \cdot \frac{\partial n_{op}(x)}{\partial x}$$

حيث: $v_T^2 = \frac{kT_e}{m_e}$ ، فنحصل على العلاقة التالية:

$$v_{1p} = -\frac{i}{\omega} \left[\frac{e}{m} E + \frac{v_T^2}{n_{0p}} \frac{\partial n_{op}}{\partial x} \right] \quad (19)$$

وبذلك نكون قد حصلنا على علاقة تعطي سرعة جسيمات البلازما الحارة.

بعد ذلك قمنا بإيجاد علاقة لتركيز جسيمات البلازما الحارة وذلك بتطبيق معادلة الاستمرار:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_{0p} + n_{1p}) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (n_{0p} + n_{1p}) \cdot (u_p + v_{1p}) \right\} = 0 \quad (20)$$

نعوض العلاقة (19) بالعلاقة (20) فنحصل على:

$$-i\omega n_{1p} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[n_{0p}(x) \left(-\frac{i}{\omega} \right) \left(\frac{e}{m} E + \frac{v_T^2}{n_{0p}} \frac{\partial n_{op}}{\partial x} \right) \right] \quad (21)$$

حيث $v_{Te} = \sqrt{\frac{kT_e}{m}}$ ؛ وتشير الأرقام 0,1 للاضطراب من المرتبة صفر والاضطراب من المرتبة الأولى.

من العلاقة (21) يظهر بوضوح التأثير الحراري للإلكترونات البلازما على علاقة التركيز، ومن ثم لا يمكن

إهمال التشتت المكاني للإلكترونات البلازما في هذه الدراسة وذلك لأن إلكترونات البلازما ليست باردة.

بالاستفادة من معادلة بواسون (7) نستطيع كتابة العلاقات الآتية من أجل الحقل الكهربائي وذلك بعد تعويض

كل من (19) و (21) فيها

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e \left\{ \frac{n_{ob} e \gamma^2}{u_b^2} \right\} \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) \times \quad (22)$$

$$\times \int e^{-i \frac{\omega}{u_b} x} \left[E + \left(\frac{i \omega}{u_b} \right) \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) \int \exp(-i \frac{\omega}{u_b} x) E dx \right] dx - \frac{e}{m} \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} (n_{op} E) - \frac{v_T^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 n_{op}}{\partial x^2}$$

$$\text{بفرض أن: } \omega_b^2 = \frac{4\pi e^2 n_{ob} \gamma^2}{m} \text{ و } \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_o}{m} \text{ و } \varepsilon = 1 - \frac{\omega_b^2}{\omega^2} \text{ نستطيع كتابة المعادلة (22)}$$

بالشكل:

$$\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{e}{m} \frac{1}{\omega^2} (4\pi e) \frac{\partial}{\partial x} (n_{op} E) = - \left(\frac{\omega_b}{u_b} \right)^2 \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) \times \quad (23)$$

$$\times \int \exp(-i \frac{\omega}{u_b} x) \left[E + \frac{i \omega}{u_b} \exp(i \frac{\omega}{u_b} x) \int \exp(-i \frac{\omega}{u_b} x) E dx \right] dx + \frac{4\pi e^2 v_T^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 n_{op}}{\partial x^2}$$

تحوي هذه المعادلة على كثافتي كل من الحزمة الإلكترونية الواردة وكثافة إلكترونات البلازما، ويمكن كتابتها

على النحو الآتي :

$$(24)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon E) = - \left(\frac{\omega_b}{u_b} \right)^2 e^{i \frac{\omega}{u_b} x} \int e^{-i \frac{\omega}{u_b} x} \left[E + \frac{i \omega}{u_b} e^{i \frac{\omega}{u_b} x} \int e^{-i \frac{\omega}{u_b} x} E dx \right] dx + \frac{4\pi e^2 v_T^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 n_{op}}{\partial x^2}$$

بفرض $\Delta = \frac{4\pi e v_T^2}{\omega^2}$ وبعد التأثير على المعادلة (24) مرتين بالموثر التفاضلي $\frac{\partial}{\partial x}$ ثم المكاملة حصلنا

على:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{2i\omega}{u_b} \frac{\partial}{\partial x} + \left(\frac{i\omega}{u_b} \right)^2 \right] (\varepsilon E) + \left(\frac{\omega_b}{u_b} \right)^2 E = \Delta \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{2i\omega}{u_b} \frac{\partial}{\partial x} + \left(\frac{i\omega}{u_b} \right)^2 \right] n_{0p}$$

وعليه:

$$\left[u_b^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2i\omega u_b \frac{\partial}{\partial x} + (i\omega)^2 \right] (\varepsilon E) + \omega_b^2 E = \Delta \frac{\partial}{\partial x} \left[u_b^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2i\omega u_b \frac{\partial}{\partial x} + (i\omega)^2 \right] n_{0p}$$

وحصلنا على:

$$\left(u_b \frac{\partial}{\partial x} - i\omega \right)^2 (\varepsilon E) + \omega_b^2 E = \Delta \frac{\partial}{\partial x} \left(u_b \frac{\partial}{\partial x} - i\omega \right)^2 n_{0p}(x) \quad (25)$$

بفرض: $\mathfrak{I} = \left(\frac{\omega}{u_b} \right) x$ و $E(x) = \frac{F(x)}{\varepsilon(x)} e^{i\mathfrak{I}}$ و $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ، وبعد عدة عمليات رياضية حصلنا

على

$$\frac{\partial^2 F(\mathfrak{I})}{\partial \mathfrak{I}^2} + \frac{\beta}{\varepsilon(\mathfrak{I})} F(\mathfrak{I}) = \frac{\Delta}{\omega u_b} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{I}} \left(\omega^2 \frac{\partial^2}{\partial \mathfrak{I}^2} - 2\omega^2 \frac{\partial}{\partial \mathfrak{I}} - \omega^2 \right) n_{0p}(\mathfrak{I})$$

$$\text{حيث: } \varepsilon(\mathfrak{I}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \text{ و } \beta = \left(\frac{\omega_b}{\omega} \right)^2$$

بفرض أن تابعة $n_{0p}(\mathfrak{I})$ وبمن ثم ، $n_{0p}(x)$ خطية ولنفرض أنها تأخذ النحو الآتي :

$$\frac{\partial n_{0p}}{\partial \mathfrak{I}} = -N_o \Leftrightarrow n_{0p}(\mathfrak{I}) = N_o (1 - \mathfrak{I})$$

$$\frac{\partial^2 F(\mathfrak{I})}{\partial \mathfrak{I}^2} + \frac{\beta}{\varepsilon(x)} F(\mathfrak{I}) = c_1(\Delta_T) \quad \text{وعليه ؛ حصلنا على:}$$

$$c_1(\Delta_T) = + \frac{\omega}{u_b} \Delta N_o \text{ و } \Delta = \frac{4\pi e v_T^2}{\omega^2} \text{ و } \beta = \left(\frac{\omega_b}{\omega} \right)^2 \text{ حيث:}$$

$$\left(\frac{u_b}{\omega} \right)^2 \frac{\partial^2 F(x)}{\partial x^2} + \frac{\beta}{\varepsilon(x)} F(x) = c_1(\Delta_T) \quad \text{العلاقة الأخيرة من الشكل:}$$

بضرب طرفي هذه العلاقة بالمقدار: $\left(\frac{\omega}{u_b} \right)^2$ حصلنا على:

$$\frac{\partial^2 F(x)}{\partial x^2} + \frac{\beta \omega^2}{\varepsilon(x) u_b^2} F(x) = \left(\frac{\omega}{u_b} \right)^2 c_1(\Delta_T) = c_2(\Delta_T)$$

$$\chi^2(x) u_b^2 = \frac{\omega_b^2 \omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad \text{يكون} \quad \chi^2(x) = \frac{\beta}{\varepsilon(x)} \left(\frac{\omega}{u_b} \right)^2 = \left(\frac{\omega}{u_b} \right)^2 \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad \text{بفرض}$$

وبالتالي:

$$\varepsilon(x) = \frac{\beta \omega^2}{u_b^2} \chi^{-2}(x) = \left(\frac{\omega_b}{u_b} \right)^2 \chi^{-2}(x) = K^{-2}$$

$$\text{لدينا } E(x) = \frac{F(x)}{\varepsilon(x)} e^{i\beta} \quad \text{فيكون:}$$

$$F(x) = E(x) \varepsilon(x) \exp\left(\frac{-i \omega x}{u_p}\right) = K^{-2} E(x) \exp\left(-i \frac{\omega}{u_b} x\right) \quad (26)$$

ومن ثم ؛ يمكن كتابة المعادلة التفاضلية الأخيرة بالشكل:

$$\frac{d^2 F(x)}{dx^2} + \chi^2(x) F(x) = C_2(\Delta_T) \quad (27)$$

تظهر هذه المعادلة التأثير الحراري المأخوذ في البلازما، وهي مشابهة لعلاقات أخرى تمّ التوصل إليها من قبل الباحثين [13,14] عندما تكون البلازما باردة. وللرجوع إلى الحسابات الرياضية التي توصلنا من خلالها إلى العلاقة (27) يمكن الرجوع إلى بحثنا المنشور في مجلة جامعة البعث مجلد 37 لعام 2015[15] والجديد فيها أنّ الطرف الأيمن لا يساوي الصفر وإنما يتعلق بدرجة الحرارة.

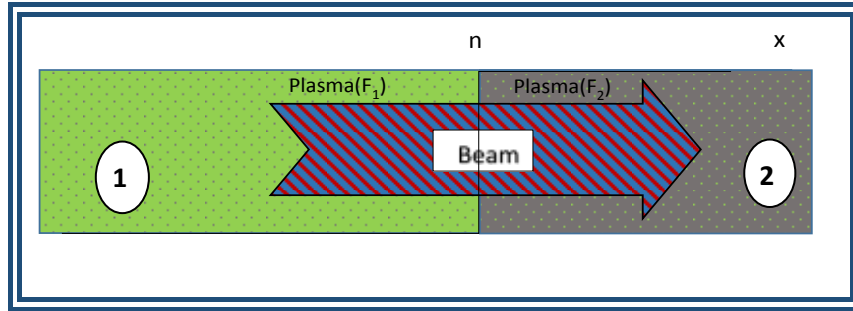
تمثل العبارة $C_2(T)$ في المعادلة التأثير الناتج عن سخونة الإلكترونات. تسمى هذه المعادلة بالمعادلة

التفاضلية للتأثير المتبادل بين حزمة إلكترونية وبلازما حارة.

لتوضيح هذا التأثير الحراري يمكننا تطبيق هذه المعادلة على نماذج مختارة تمّ حلها.

أخذنا بعد ذلك النموذج الآتي الذي يمثل منطقتي بلازما، كل منطقة متجانسة فيما بينها وتمثل هاتان

المنطقتان مع بعضهما جملة غير متجانسة (كثافة الطبقة الأولى مختلفة عن كثافة الطبقة الثانية). ويوضح الشكل (1) مخطط هذه الجملة.



الشكل(1): مخطط للجملة حزمة إلكترونية - بلازما

في هذه الحالة تقبل المعادلة التفاضلية (27) الحلين التاليين: $F_1(x \leq 0)$ و $F_2(x \geq 0)$ بحل هذه

المعادلة التفاضلية وبالاستفادة من الشروط الحدية نصل إلى العلاقة:

$$E_2(x) = \left\{ \frac{E_1(0) \chi_2}{2 \chi_2} \right\} \left[(\chi_1 + \chi_2) e^{i \chi_2 x} + (\chi_2 - \chi_1) e^{-i \chi_2 x} \right] + R(x) e^{i \frac{\omega}{u_b} x}$$

حيث: $R(x) = \frac{1}{w} \int_x [z_1(x) \cdot z_2(t) - z_2(x) \cdot z_1(t)] C_2(\Delta_T) dt$ ، وبالتالي نستطيع كتابة علاقة

طاقة الحقل الكهربائي في هذه الجملة:

$$(E_2 \cdot E_2^*) = |E_2(x)|^2 = \left(\frac{|E_1(0)|^2 |\chi_2|^2}{4|\chi_2|^4} \right) [|\chi_1 + \chi_2|^2 e^{i(\chi_2 - \chi_2^*)x} + |\chi_2 - \chi_1|^2 e^{-i(\chi_2 - \chi_2^*)x} + \quad (28)$$

$$+ 2(|\chi_2|^2 - |\chi_1|^2) \cos(\chi_2 + \chi_2^*)x - 2i(\chi_2 \chi_1^* - \chi_1 \chi_2^*) \sin(\chi_2 + \chi_2^*)]$$

$$+ |R|^2 + R^*(x) \left[\frac{E_1(0) \chi_2}{2\chi_1^2} ((\chi_1 + \chi_2) e^{i\chi_2 x} + (\chi_2 - \chi_1) e^{-i\chi_2 x}) \right]$$

$$+ R(x) \left[\frac{E_1^*(0) |\chi_1^*|}{2|\chi_1^*|^2} ((\chi_2^* + \chi_1^*) e^{-i\chi_2^* x} + (\chi_2^* - \chi_1^*) e^{i\chi_1^* x}) \right]$$

تمثل هذه العلاقة طاقة الحقل الكهربائي ويظهر فيها أن الحدين الثالث والرابع من العلاقة ينتجان عن ظاهرة الضربات الخاصة أي المزج بين الأمواج المتضخمة والمتخامدة في المنطقة (2) من النموذج المفروض. ومن الواضح أن لهذه الظاهرة تأثير واضح على الطاقة. بينما العبارات الحدود الثلاثة الأخرى تنتج عن الأخذ بعين الاعتبار الحركة الحرارية للإلكترونات. إنها توضح قوة التأثير الشديد لكلا تأثيري التداخل والحرارة. إضافة جديدة للحركة الحرارية للإلكترونات. التداخل يعطي أثراً واضحاً على $|E_2(x)|^2$.

أما الحدود (5) و (9) فمن الواضح أنها نتجت عن كون البلازما المفروضة حارة. ومن الواضح أيضاً أن الطاقة تتأثر بقوة بكل النوعين من التأثيرات سواء تأثير الأمواج المختلطة (المتضخمة والمتخامدة) أو تأثير درجة حرارة البلازما.

رسمنا هذه العلاقة بين طاقة الحقل الممتصة في هذه الجملة وبين تغيير تركيز البلازما الكثيفة ببرنامج

Mathcad وذلك بعد تعويض الشروط المدروسة في هذه الجملة حيث طبقنا تركيز حزمة إلكترونية

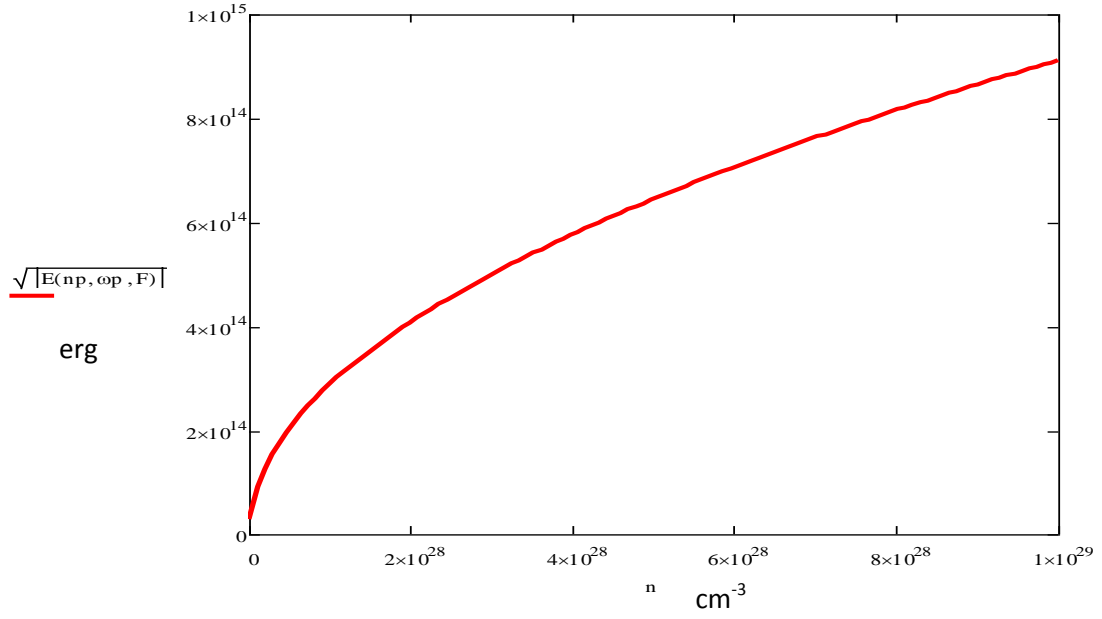
$$n_b = 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ ومجال تغير تركيز البلازما ضمن مجال البلازما الكثيفة حيث وضعناه}$$

$$n_p = 10^{26}, 10^{27}, \dots, 10^{29} \text{ cm}^{-3} \text{ ويوضحه الشكل (2).}$$

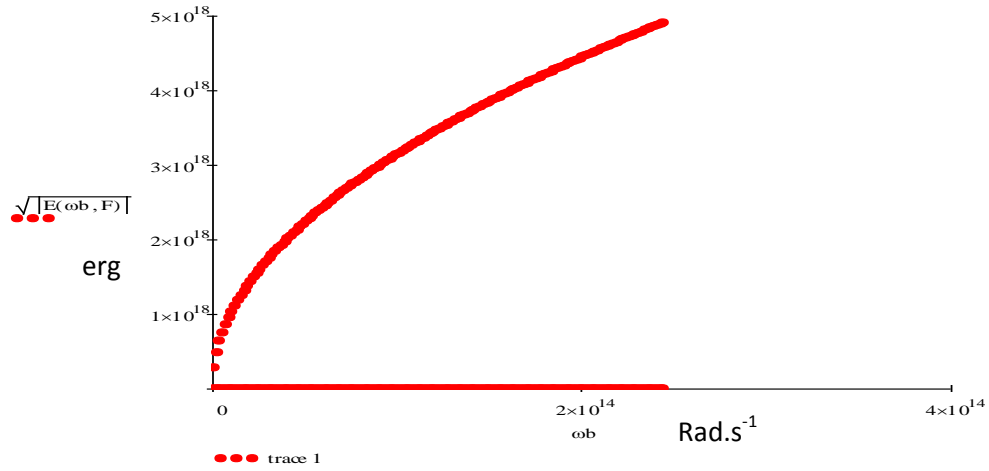
كما قمنا بدراسة الدور المهم لكثافة البلازما وأثره على الجملة وذلك برسم علاقة الطاقة الممتصة بدلالة تردد

الحزمة الإلكترونية وذلك عند تثبيت تركيز البلازما على قيمة تركيز عالية $n_p = 10^{30} \text{ cm}^{-3}$ والحزمة الإلكترونية

يتغير تركيزها ضمن المجال $n_b = 10^{15}, 10^{16}, \dots, 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ويوضح ذلك الشكل (3).



الشكل (2): علاقة الطاقة الممتصة كتابع لتركيز البلازما الكثيفة



الشكل (3): علاقة الطاقة الممتصة بدلالة تردد الحزمة بثبات كثافة البلازما

الاستنتاجات والتوصيات:

نلاحظ من الشكل (2) أنّ الطاقة الممتصة تزداد (تزداد سخونة البلازما والحركية الحرارية) بتزايد تركيز البلازما أي (اللاتجانس في البلازما). ويتضح أيضاً أنه كلما كانت البلازما كثيفة (التركيز أكبر) حصلنا على طاقة امتصاص أعلى، وبالتالي يمكننا الاستفادة من الكثافة العالية لتركيز البلازما بالحصول على طاقات عالية جداً، ويساعدنا ذلك في تطبيقات عمليّة متعددة كما يوظف في دراسات فلكية تنبؤية تحاكي التفاعلات الحاصلة في الفضاء مخبرياً [17].

إن اختلاف كثافة البلازما يؤدي إلى تأثيرات كافية على اللاستقرار المكاني للحزمة - بلازما، هذا التأثير يشير إلى تناقص حاد في تابع البلازما غير المستمر. وهذا الشكل يتوافق مع ما تتبأت به العديد من الدراسات التي تمت على جملة حزمة إلكترونية - بلازما [20,21].

ويبين الشكل (3) الأثر الواضح لكثافة البلازما على لاستقرار الجملة الذي يظهر بوضوح من خلال التزايد الواضح في منحنى الطاقة.

وتوافقت علاقة الطاقة التي قمنا برسمها في الشكلين (2) و (3) مع التردد في الشكل مع علاقة الطاقة التي رسمها باحثون سابقون [24-26] بدلالة الزمن. والتي تظهر تزايداً واضحاً للطاقة خلال الزمن بشكل مشابه للمنحنى الذي رسمناه.

لكن الشكل الذي رسمه الباحثون [22] سابقاً كان خطأً مستقيماً سواء في حالة ثبات تركيز الحزمة أو في حالة ثبات تركيز البلازما ويفسر ذلك بالشروط الجديدة التي تناولتها دراستنا من سخونة البلازما وكثافتها العالية.

المراجع:

- [1] BUTS, V.A.; KOVAL I.K. “*Kharkov Institute of Physics and Technology*”, Kharkov, Ukraine. PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY. 2015, No1. Series: Plasma Physics (21), p. 152-155.
- [2] KULISH V.V.; LYSENKO, A.V.; OLEKSIENKO, G.A. KOVAL V.V. AND ROMBOVSKY M. YU. “*Nonlinear Theory of Plasma-Beam Superheterodyne Free Electron Laser of Dopplertron Type with Non-Axial Injection of Electron Beam*” ACTA PHYSICA POLONICA A, Vol. 126 (2014),6ps.
- [3] KULISH V.V., *HIERARCHIC Electrodynamics and Free Electron Lasers*, CRC Press, Boca Raton 2011.
- [4] TSIMRING S.E., *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics*, Wiley, Hoboken (NJ) 2007.
- [5] HRACHYA B. NERSISYAN , AMAL K. DAS, *Energy loss of high energy ion beams in a disordered plasma*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 205 (2003) 281–284.
- Ronald C. Davidson, Igor Kaganovich, Hong Qin and Edward Startsev, *International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion* . June 7-11, 2004.
- [6] GILBERT S. J., DANIEL H. E. DUBIN, R. G. GREAVES, A) AND SURKO C. M., *An electron-positron beam-plasma instability*, University of California ,2001.
- [7] THODE. L. E, R1977- *Phys. Fluids*. Los Alamos, New Mexico, 2121P.
- [8] GUP]TA. G. P, VIJAYAN. T. & ROHATGI. V. K, R 1988 - *phys. Fluids*. USA, 11P.
- [9] HAMMER .D. A, GERBER. K. A. & ALI. A. W, R1986 -*IEEE Trans. Plasma Sci.*
- [10] BQHM D. AND GROSS E. P., *P H VSI CAL REVIEW VOLUME 75* New Jersey, NUM B ER 12 JUNE 15, 1949,.
- [11] GARY DELANE BOYD, 1959, California.
- [12] H. BOHMER , E. A. JACKSON , M. RATHER , *Phys. Fluids* (1973), 16 , 1064.
- [13] Fitzpatrick, R. *Plasma physics* , Texas, 1997, (210).

- [14] W. H. AMEIN , V. V. DOLGPOLOV , A. M. HUSSEIN & K. E. ZAYED ,
Physica 79C , (1975). 628 .
- [15] الحافظ، منال؛ صهبيوني وليد؛ عطية، جهاد اللاستقرارات الناشئة عن تفاعل حزمة إلكترونية مع بلازما
ساخنة غير متجانسة، جامعة البعث، حمص، سوريا 2015، (25)
- [16] ADY HERSHCOVITCH-2005. Non-vacuum electron beam welding through a
plasma window. Science Direct.
- [17] CHUPIKOV P.T., MEDVEDEV D.V., ONISHCHENKO I.N., PANASENKO
B.D., PROKOPENKO YU.V. PUSHKAREV, S.S., FAEHL R.J. , YEGOROV A.M.
PLASMA ELECTRONICS.. Los Alamos National Laboratory, USA2002.
- [18] KRINBERG I.A. AND MLADENOV G.M. *Formation and expansion of the
plasma column under electron beam–metal interaction*. Science Direct. 2005
- [19] ZAKI N., SAHYOUNI W., and EL-SHOBAGI Kh *Plasma Heating and Second
Harmonic Generation in a Beam-Plasma System*, Arab Journal of Nuclear Sciences and
Applications, vol.30 No.2, 1997, p. 225.
- [20] KHALED H. EL-SHORBAGY, ABDELRAHMAN S. AL-FHAID,
MOHAMED A. AL-GHAMDI-2011. Journal of Modern Physics, 2011, 2, 1104-1108.
- [21] ROPERT L. POESHEL, *A Nonlinear Study of Beam Plasma
Amplification*. California. 1967.
- [22] STRIFFLERT C. D. and KAMMASH .T. *BEAM-PLASMA INTERACTION IN
ASTRON*. Michigan. 1972.
- [23] VELDES, G. P., BORHANIAN, MCKERR, J. SAXENA M.
FRANTZESKAKIS V, D J AND KOURAKIS I -2013. J. Opt. 15 (2013) 064003 (10pp).
- [24] KALITA B. C., DAS R. SARMAH, H. K. -2014. *WEAKLY RELATIVISTIC
ELECTRON-BEAM PLASMA AND FORMATION OF ION ACOUSTIC SOLITARY
WAVES* Assam, India.
- [25] KULISH V.V. LYSENKO, A.V. OLEKSIENKOB, G.A. KOVAL, V.V. AND
M. YU. ROMBOVSKYB. ACTA PHYSICOPOLONICA A. Vol. 126 (2014),
- [26] RATCLIFFE H., BRADY 1 C.S., CHE ROZENAN M. B.,1 AND
NAKARIAKOV V.M [*physics.plasm-ph*] . arXiv:1410.4046v2 1 Dec 2014.