

تأثير المجال المغناطيسي على تصادم إلكترون – بروتون في البلازما

1- الهاشمي محمد الأبيض، 2-نجية محمد البشير
1 مركز البحوث والطاقات المتجددة/ تاجوراء
2 كلية التقنية الهندسية/جنزور

ملخص

نتناول في هذا البحث دراسة عملية التصادم بين إلكترون وبروتون تحت تأثير المجال المغناطيسي وتعديل حسابات البلازما المحتوة مغناطيسيا بإتباع أسلوب جديد للمسألة وهذا الموضوع له أهمية كبيرة في مجال احتواء البلازما في المجالات المغناطيسية. ومن خلال معرفة المسارات للجسيمات المتصادمة يمكن حساب التغيرات التي تنتج عن التصادم للجسيم المستطار مثل زاوية التشتت والتغير في مركبات السرعة وهي معلومات ضرورية في دراسة البلازما وخاصة فيما يتعلق بمعدل التصادم الذي له علاقة مباشرة بالمقاومة الكهربائية النوعية للبلازما وكذلك معاملات الانتشار والتوصيل الحراري وغيره.

أيضا نوضح كيف يمكن إيجاد حسابات عددية لمعادلات الحركة للحصول على مسارات الجسيمات المتصادمة تحت تأثير المجال المغناطيسي وإيجاد شكل هذه المسارات باستخدام برنامج (Mathcad).

مقدمة

نعلم أن الاندماج النووي يتطلب درجات حرارة عالية جداً تقدر بملايين الدرجات في عمليات احتواء البلازما باستخدام المجال المغناطيسي حيث يقوم المجال بعزل البلازما عن محيطها وعن جدران الوعاء الحاوي لها.

ونعلم أن أحد الأهداف الرئيسية لأبحاث فيزياء البلازما هو دراسة انتقال البلازما والذي يتضمن انتشار الجسيمات والموصلية الكهربائية والتوصيل الحراري [6,9,10,11,12,13,14]. ومن أهم العمليات التي تسبب الانتقال هي عملية التصادم بين الجسيمات المختلفة حيث يؤدي تصادمها إلى تبادل كمية الحركة والطاقة بين جسيمات البلازما والذي بدوره يؤدي إلى هروب الجسيمات وفقدان الطاقة خلال عملية الانتشار والتوصيل الحراري للبلازما [4,5,7,8]. فممن فترة طويلة

إلى الآن نلاحظ أن الحسابات الكلاسيكية للانتشار تعتمد على حساب المقطع العرضي للتشتت المتحصل عليه بواسطة صيغة رذرفورد [1,2,4,7].

غير أن معدلات الانتقال في البلازما المحتوة في مجالات مغناطيسية تكون متضاربة مع التوقعات النظرية المبينة على النظرية الكلاسيكية. ولكن النتائج الجديدة التي أثارت الانتباه تتعلق بالدراسات الأساسية لفقد طاقة البلازما من خلال الانتشار والتوصيل الحراري عبر المجال في منظومات الاحتواء المغناطيسي. ومع ذلك فإن هذه الدراسات لم تتحرى في عمليات التصادم بشكل كامل. فحسابات معدلات الانتقال تتطلب البحث في عمليات التصادم تحت تأثير المجال المغناطيسي بإتباع أسلوب جديد للمسألة ونحن نؤمن بأن إتباع صيغة رذرفورد باستخدام المقطع العرضي للتشتت يقود إلى تقديرات منخفضة لتأثير المجال المغناطيسي على عمليات التصادم. وهذا يمكن أن يكون هو السبب في التضارب بين النتائج التجريبية والنظرية الكلاسيكية لحساب معدلات انتقال البلازما.

وتهدف هذه الدراسة لوضع معادلات الحركة في شكل مناسب للحل العددي لحساب مسارات الجسيمات المتصادمة ووصف التصادم تحت تأثير المجال المغناطيسي من خلال حساب المسارات المختلفة للجسيمات.

1- معادلات الحركة للإلكترون والبروتون

نعتبر أنه لدينا إلكترون وبروتون متفاعلين عبر قوة كولوم وتحت

تأثير مجال مغناطيسي ثابت فإذا كان متجه الموضع للإلكترون و \mathbf{r}_2

متجه الموضع للبروتون وذلك بالنسبة إلى نقطة ثابتة في الفراغ. فتكون معادلات حركة الجسمين على النحو التالي [3,6,11]:

معادلة الحركة للإلكترون:

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = \mathbf{F} - e \frac{\mathbf{r}_1}{c} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

ومعادلة الحركة للبروتون:

$$m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = -\mathbf{F} + e \frac{\mathbf{r}_2}{c} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

2- معادلات الحركة للإلكترون والبروتون في النظام

الكارتيزي

يمكننا كتابة المعادلات (1)، (2) في نظام الإحداثيات الكارتيزي كما يلي

$$\ddot{x}_1 = \ddot{r}_{1x} = \frac{-\alpha x}{r^3} - \omega_1 \dot{y}_1$$

$$\dot{y}_1 = \dot{r}_{1y} = \frac{-\alpha y}{r^3} + \omega_1 \dot{x}_1 \quad (3)$$

$$\ddot{z}_1 = \ddot{r}_{1z} = \frac{-\alpha z}{r^3}$$

$$\omega_1 = \frac{eB}{m_e c}, \quad \alpha = \frac{e^2}{m_e}$$

حيث \ddot{x}_1 ، \dot{y}_1 ، \ddot{z}_1 هي مركبات العجلة للإلكترون في النظام

الكارتيزي ، ω_1 هي مقدار السرعة الزاوية السيكلوترونية للإلكترون وبنفس الطريقة نوجد المعادلات الكارتيزية للبروتون

$$\ddot{x}_2 = \ddot{r}_{2x} = \frac{\alpha x}{r^3} + \omega_2 \dot{y}_2$$

$$\dot{y}_2 = \dot{r}_{2y} = \frac{\alpha y}{r^3} - \omega_2 \dot{x}_2 \quad (4)$$

ونظرا للتماثل في المستوى $X-Y$ فقد افترضنا أن مركزي الدوران يقعان على المحور X في المستوى $x-y$ وتفصل بينهما مسافة P في اتجاه x تناظر معامل التصادم في مسألة رذر فوردر. ويكون مركز الإحداثيات عند منتصف P وهي نقطة ثابتة في المعمل في الاتجاهين X و Y عندما يكون الجسيمان بعيدان عن بعضهما ولا يتفاعلا سوف نتناول هذا بالشرح في البند 4 عندما نقوم بتحديد الحالة الابتدائية.

3-الحل العددي لمعادلات الحركة لتصادم الإلكترون والبروتون

سوف نختار طريقة الفروق المحدودة لمد الحل في الزمن حيث حساب نقطة تالفة على المسار يعرف بنقطتين سابقتين. نبدأ من نقطة ابتدائية في الفراغ بعيدة بما يكفي حيث التفاعل يكون مهمل عند تلك النقطة والمسار لكل جسيم هو ببساطة حلزوني بخطوات ثابتة وهو يعني أن كل جسيم يتحرك مبدئيا في اتجاه Z بسرعة ثابتة وكل واحد يتحرك على دائرة في المستوى $X-Y$ وبسرعة ابتدائية ثابتة. بهذه الطريقة من السهل تعريف نقطتين على مسار كل من الجسمين وحساب النقطة التالفة من معادلة الحركة ومعرفة المسار ثم أخذ النقطة الثانية والثالثة لتعريف نقطة رابعة وهكذا.

ولحل معادلات الحركة (3) و(4) عدديا سوف نأخذ أي نقطة مرجعية على المسار \mathbf{r}_n والتي تقابل الزمن t_n حيث $n = 1, 2, 3, \dots, N$ هي آخر نقطة تكون قد حددت على المسار.

السرعة تكون ثابتة بين أي نقطتين النقطة n والنقطة السابقة لها $n-1$ وكذلك بين النقطة n والنقطة التي تليها $n+1$ وتساوي

$$\mathbf{v}_{n+1,n} = \frac{\mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_n}{\Delta} \quad , \quad \mathbf{v}_{n,n-1} = \frac{\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}}{\Delta} \quad \text{حيث } \Delta$$

هي الفترة الزمنية بين النقطتين والسرعة عند النقطة n هي متوسط السرعة بين النقطتين $n+1$ ، $n-1$ لذلك فإن

$$\mathbf{v}_n = \frac{\mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_{n-1}}{2\Delta} \quad (5)$$

ومشتقة متوسط السرعة تعطي متوسط العجلة

$$\mathbf{a}_n = \frac{\mathbf{v}_{n+1,n} - \mathbf{v}_{n-1,n}}{\Delta} \quad (6)$$

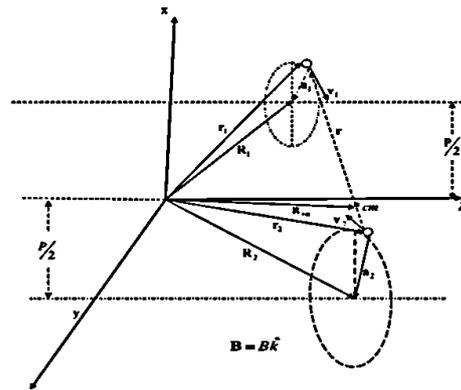
$$\mathbf{a}_n = \frac{\mathbf{r}_{n+1} - 2\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_{n-1}}{\Delta^2} \quad (7)$$

وعلى نحو هذا الأسلوب يمكننا حساب أي نقطة على المسار \mathbf{r}_{n+1} كدالة في \mathbf{r}_n ، \mathbf{r}_{n-1} .

$$\ddot{\mathbf{z}}_2 = \dot{\mathbf{r}}_{2z} = \frac{\dot{\alpha}z}{r^3}$$

$$\alpha' = \frac{e^2}{m_i} \quad , \quad \omega_2 = \frac{eB}{m_i c}$$

حيث \dot{z}_2 ، \ddot{z}_2 هي مركبات العجلة للبروتون في النظام الكارتيزي، ω_2 هي مقدار السرعة الزاوية السيكلوترونية للبروتون.



الشكل-1-تخطيط التصادم في ثلاث أبعاد

نظراً للتماثل الذي يفرضه وجود المجال المغناطيسي نفرض أن المجال المغناطيسي يشير في الاتجاه Z وعليه فإن حيث هو متجه الوحدة في اتجاهه. نعلم أن مسار كل جسيم يكون عبارة عن حلزون منتظم عندما يكون كلا من الإلكترون والبروتون بعيدان عن بعضهما ويكون مسقط كل مسار على المستوى العمودي على المجال المغناطيسي هو عبارة عن دائرة نصف قطرها ثابت يسمى نصف قطر لا رموز و a_2 لكل منهما، R_1 هو متجه موضع مركز الدوران للإلكترون، R_2 هو متجه موضع مركز الدوران للبروتون، R_{cm} هو متجه موضع مركز كتلة النظام المتكون من كلا من الإلكترون والبروتون والذي يكون قريب جدا من البروتون ويمكن توضيح ذلك كالآتي:

من تعريف مركز الكتلة لنظام متكون من جسمين نعلم أن حيث

$$\mathbf{R}_{cm} = \frac{m_1}{m_2} \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2$$

وبالتالي فإن $m_1 \leq m_2$

ولأن $m_1 \leq m_2$ فإن $\mathbf{R}_{cm} \cong \mathbf{r}_2$. كما هو موضح في الشكل 1 .

يقترّب كل جسيم من الآخر بسرعة نسبية $\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ والتي يمكن تحليلها إلى مركبات متوازية ومتعامدة مع المجال المغناطيسي والقوة الناتجة عن المجال المغناطيسي ليس لها تأثير على الحركة

الموازية وتكون السرعة النسبية في اتجاه حيث $\mathbf{v} = v_{1z} - v_{2z}$

نشير للسرعة العمودية للإلكترون بالرمز \mathbf{v}_1 وللبروتون بالرمز \mathbf{v}_2

كما هو موضح في الشكل 2.

$$y_{2,n+1} = K'1\{(2 - \beta'_n)(y_{2,n} - d' X_{2,n}) - K'2y_{2,n-1} + 2d' X_{2,n-1} + \beta'_n(y_{1,n} - d' X_{1,n})\} \quad (12b)$$

$$z_{2,n+1} = (2 - \beta'_n)z_{2,n} + \beta'_nz_{1,n} - z_{2,n-1} \quad (12c)$$

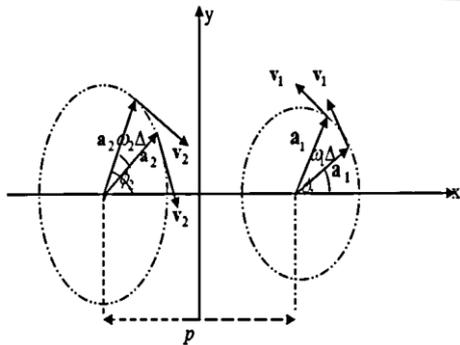
$$\alpha' = \frac{e^2}{m_p}, \beta'_n = \frac{\alpha'\Delta^2}{|r_n|^3}, d = \frac{\omega'\Delta}{2}, k'1 = (1 + d'^2)^{-1}, k'2 = (1 - d'^2)$$

ويمكن كتابة برنامج بإحدى لغات الحاسوب لحل فئة المعادلات (11)، (12)، في أن واحد. وفي نهاية المسار من حساباتنا للنقاط،

نستطيع إيجاد شكل المسار للجسيمين. $Z_{2,n+1}$ ، $Y_{2,n+1}$ ، $X_{2,n+1}$

4-الحالات الابتدائية

لحساب مسارات الإلكترون والبروتون نبدأ بتعريف نقطتين لكل مسار من مساري الجسيمين. فإذا كان مسار الإلكترون معطى بدلالة (X_1, Y_1, Z_1) وللبروتون معطى بدلالة (X_2, Y_2, Z_2) فإن المواضع الابتدائية لكلا منهما هي $\{X_{1,0}, X_{1,1}, X_{2,0}, X_{2,1}\}$ ، $\{Z_{1,0}, Z_{1,1}, Z_{2,0}, Z_{2,1}\}$ ، $\{Y_{1,0}, Y_{1,1}, Y_{2,0}, Y_{2,1}\}$ وبما أننا افترضنا أن كل جسيم يتحرك مبدئياً على مسار دائري في المستوى $X-Y$ كما موضح في الشكل 2.



الشكل 2- المواضع الابتدائية لكل من الإلكترون

والبروتون في المستوى $X-Y$

يمكننا كتابة المواضع الابتدائية كالآتي:

$$X_{1,0} = \frac{p}{2} + a_1 \cos(\varphi_1), \quad X_{1,1} = \frac{p}{2} + a_1 \cos(\varphi_1 + \omega_1\Delta)$$

$$X_{2,0} = \frac{-p}{2} + a_2 \cos(\varphi_2), \quad X_{2,1} = \frac{-p}{2} + a_2 \cos(\varphi_2 - \omega_2\Delta)$$

وبالتالي المعادلات (1)، (2) يمكن حلها عددياً للحصول على مسارات الجسيمات والتي يمكن الحصول على أي كميات فيزيائية.

و بتطبيق طريقة الفروق المحدودة على فئة المعادلات (3)، (4) نحصل على:

$$\frac{X_{1,n+1} - 2X_{1,n} + X_{1,n-1}}{\Delta^2} = \frac{-\alpha(X_{1,n} - X_{2,n})}{|r_n|^3} - \omega \left(\frac{Y_{1,n+1} - Y_{1,n-1}}{2\Delta} \right) \quad (8)$$

$$\frac{Y_{1,n+1} - 2Y_{1,n} + Y_{1,n-1}}{\Delta^2} = \frac{-\alpha(Y_{1,n} - Y_{2,n})}{|r_n|^3} + \omega \left(\frac{X_{1,n+1} - X_{1,n-1}}{2\Delta} \right) \quad (9)$$

$$\frac{Z_{1,n+1} - 2Z_{1,n} + Z_{1,n-1}}{\Delta^2} = \frac{-\alpha(Z_{1,n} - Z_{2,n})}{|r_n|^3} \quad (10)$$

نوجد $Y_{1,n+1}$ من المعادلة (9) ونعوض بها في المعادلة (8) وذلك لإيجاد $X_{1,n+1}$ وبطريقة مماثلة نجد $X_{1,n+1}$ من المعادلة (8)

ونعوض بها في المعادلة (9) وذلك لغرض إيجاد $Y_{1,n+1}$

$$X_{1,n+1} = k1 \{(2 - \beta_n)(X_{1,n} - d Y_{1,n}) - k2 X_{1,n-1} + 2d Y_{1,n-1} + \beta_n(X_{2,n} - d Y_{2,n})\} \quad (11a)$$

$$Y_{1,n+1} = k1 \{(2 - \beta_n)(Y_{1,n} + d X_{1,n}) - k2 Y_{1,n-1} - 2d X_{1,n-1} + \beta_n(X_{2,n} + d Y_{2,n})\} \quad (11b)$$

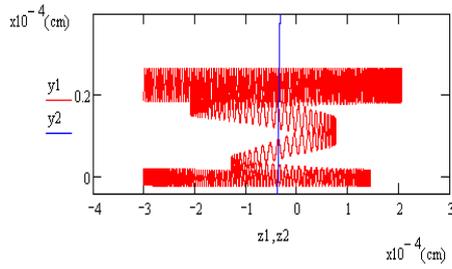
$$z_{1,n+1} = (2 - \beta_n)z_{1,n} + \beta_n z_{2,n} - z_{1,n-1} \quad (11c)$$

حيث

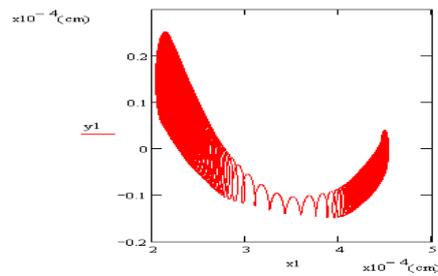
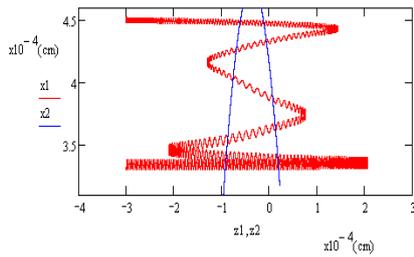
$$\alpha = \frac{e^2}{m_e}, \beta_n = \frac{\alpha\Delta^2}{|r_n|^3}, d = \frac{\omega\Delta}{2}, k1 = (1 + d^2)^{-1}, k2 = (1 - d^2)$$

ونتبع نفس الأسلوب مع فئة المعادلات (4) فنحصل على:

$$X_{2,n+1} = K'1\{(2 - \beta'_n)(X_{2,n} + d' y_{2,n}) - K'2 X_{2,n-1} - 2d' y_{2,n-1} + \beta'_n(X_{1,n} + d' y_{1,n})\} \quad (12a)$$



الشكل 3- مسار الإلكترون في المستوى x-z ، y-z



الشكل 4- مسار الإلكترون في المستوى x-z، مسقط
المسار في المستوى y- x لحالات أخرى من التصادم

في الشكل 4 يقترن الإلكترون من البروتون بسرعة عمودية ثابتة وخطوات بطيئة جداً فيتمكن البروتون من جذبته ويكتسب تعجيل بسيط فتزداد سرعته الموازية وتتسع خطوات حركته بمقدار صغير ويرتد عن مساره الأصلي و بفعل التسارع الذي اكتسبه يفلت من البروتون حيث ازدادت سرعته الموازية بشكل واضح وقلت سرعته العمودية ولكنه مازال في مجال البروتون فيتمكن من جذبته ويرتد عن مساره الأصلي ويكتسب تسارع جديد وتتحوّل كل سرعته إلى سرعة موازية وقلت سرعته العمودية بشكل كبير وواضح حيث يفتح المسار كما في الشكل ويكون تأثير البروتون عليه ضعيف فيعود إلى مساره الأصلي ولكن بسرعة عمودية أقل من سرعته في بداية مساره فيتمكن البروتون من جذبته مرة أخرى ويتعجل بمقدار طفيف ويرتد في اتجاه المسار الأصلي ثم يجذبه البروتون مرة أخرى ويكون قد بعد عن مجال البروتون فيتحرك بخطوات بطيئة جداً حتى يكاد يتوقف. من الشكلين 3 و4 نلاحظ حدوث عدة ارتدادات للإلكترون عندما يدخل لمجال البروتون ولكن في نهاية المسار إما أن يكتسب تعجيل كبير كما في الشكل 3 وذلك لحدوث هذه الارتدادات عندما كان الإلكترون قريب جداً من البروتون ولكن في الشكل 4 حدثت نفس الصورة وفي النهاية تباطئ الإلكترون لأن التصادمات حدثت في البداية عندما كان الإلكترون قريب من البروتون ثم بعد عن مجال البروتون فكان التعجيل أقل.

$$y_{1,0} = a_1 \sin(\phi_1) \quad , \quad y_{1,1} = a_1 \sin(\phi_1 + \omega_1 \Delta)$$

$$y_{2,0} = a_2 \sin(\phi_2) \quad , \quad y_{2,1} = a_2 \sin(\phi_2 - \omega_2 \Delta)$$

$$a_2 = \frac{v_2}{\omega_2} \quad , \quad a_1 = \frac{v_1}{\omega_1}$$

حيث ω_1 ، ω_2 هي أنصاف أقطار الدوران

للجسيمات 1،2 (أنصاف أقطار لا رموز). ϕ_1 ، ϕ_2 هما الطور الابتدائي للجسيمات و في اتجاه z الجسيمات تتحرك بسرعة ثابتة ولذلك فإن :

$$z_{1,0} = -\lambda_1 \quad , \quad z_{1,1} = -\lambda_1 + v_{1\parallel} \Delta \quad , \quad z_{2,0} = \lambda_2 \quad , \quad z_{2,1} = \lambda_2 - v_{2\parallel} \Delta$$

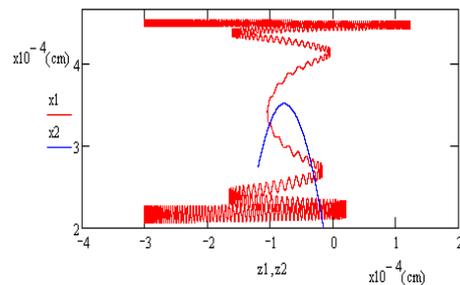
حيث $v_{1\parallel}$ ، $v_{2\parallel}$ هي السرعات الموازية لاتجاه المجال المغناطيس لكل

من الإلكترون والبروتون على الترتيب λ_1 ، λ_2 هي بعد كلا من الإلكترون والبروتون على الترتيب عن مركز الإحداثيات وفي اتجاه محور Z عندما كان كلا من الإلكترون والبروتون بعيدان عن بعضهما قبل حدوث التصادم.

5-نتائج حساب مسارات الإلكترون والبروتون

يتحرك الإلكترون بخطوات بطيئة وفي مسار دائري ونلاحظ ذلك من خلال تقارب دوائر لا رموز للحركة حيث تكون السرعة الموازية صغيرة ثم يتفاعل مع البروتون ويفعل قوة التجاذب يتمكن البروتون من جذبته فيرتد عن مساره الأصلي ويكتسب تعجيل وتكبير خطوات حركته بمقدار صغير ويفعل هذا التعجيل يتمكن من أن يفلت من البروتون في الاتجاه الأصلي للحركة كما بالشكل(3) حيث تزداد سرعته العمودية ويزداد نصف قطر دائرة لا رموز وتتسع خطوات حركته ويتمكن البروتون مرة أخرى من جذبته فيرتد عن المسار الأصلي ويكتسب تعجيل وتزداد كلا من سرعته العمودية والموازية كما نلاحظ من زيادة الشكل الدائري واتساع خطوات حركته ومن الشكل نلاحظ تكرر عملية التفاعل مع البروتون واكتساب تعجيل في كل مرة حيث ازدادت السرعة العمودية.

ومن الشكل نلاحظ أيضاً أن البروتون يتأثر عند التفاعل مع الإلكترون وتتحوّل كل سرعته العمودية إلى سرعة موازية حيث يظهر المسار كخط مستقيم.

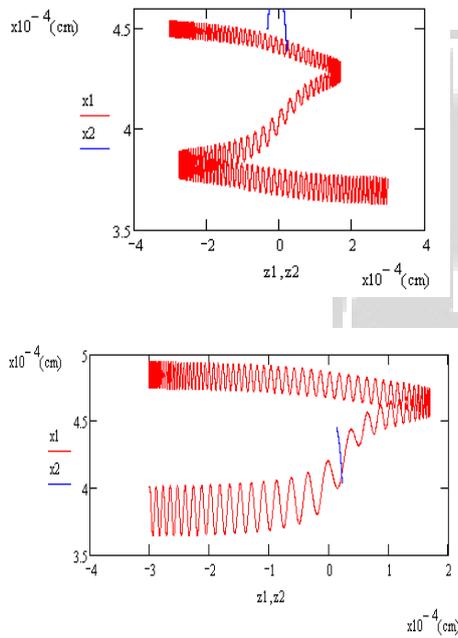


بوضوح حيث يبدأ الإلكترون حركته بسرعة موازية كبيرة جدا نلاحظها من اتساع خطوات مساره.

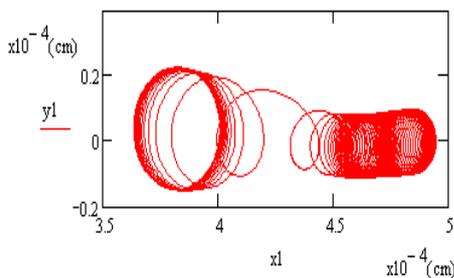
وعند اصطدامه بالبروتون يفقد جزء من طاقته فتقل كلاً من سرعته العمودية والموازية للمجال المغناطيسي مثلما يظهر من الشكل حيث قل نصف قطر دائرة لارمور للمسار والذي يشير إلى نقصان في سرعته العمودية وكذلك قلت المسافة لخطوات مساره والذي يشير إلى نقصان سرعته الموازية.

ونظرا لتأثير مجال البروتون على الإلكترون فإن الإلكترون يكتسب تعجيل ويتضح ذلك من زيادة نصف قطر دائرة لارمور وكذلك اتساع خطوات مساره.

وفي حالات أخرى تزداد السرعة العمودية ويظهر ذلك على شكل اتساع في المسار الدائري أي نصف قطر لارمور كما هو موضح في الشكل 6.

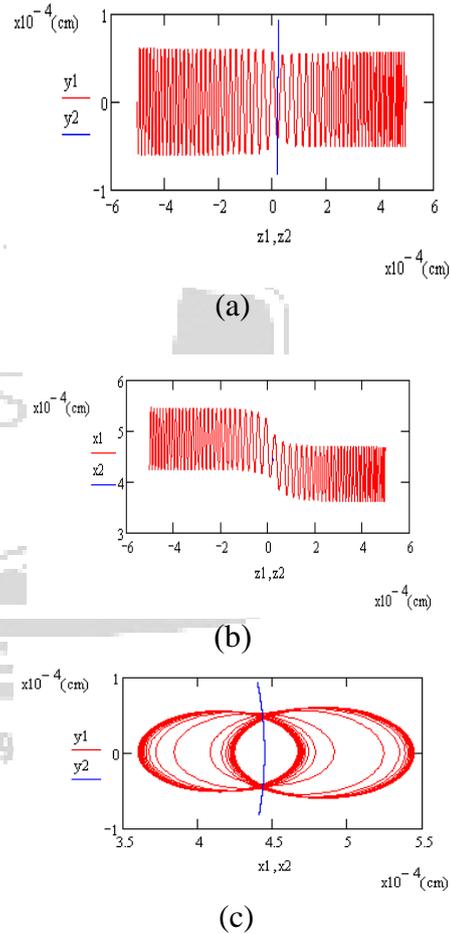


الشكل-6-مسار الإلكترون في المستوى x-z مسقط
المسار في المستوى y-x



6-التصادمات العنيفة

تحدث التصادمات العنيفة بين الإلكترون والبروتون عندما تكون السرعة النسبية كبيرة وتحدث هذه التصادمات خلال جزء صغير من الزمن الدوري للإلكترون في المجال المغناطيسي وينتقل مركز الدوران خطوة واحدة ويمكن حساب الازاحة من خلال الفرق في موضع المركز قبل التصادم وبعد التصادم وهي لا تختلف كثيرا عن الصورة الكلاسيكية كما في الشكل 5.



الشكل 5- الشكل العام لمسار الإلكترون عندما يكون
التصادم عنيف

يوضح الشكل 5 الشكل العام للتصادم العنيف بين الإلكترون والبروتون في المستوى x-z والمستوى y-z والمستوى x-y وقد يترتب عن التصادم نقصان في السرعة العمودية.

الشكل (a، b، c) هي نفس الحالات فقط (5-a) و(5-b) يوضحان مسار الإلكترون في المستوى (y-z) و(x-z) حيث تظهر عملية الارتداد لحظة التصادم بين الإلكترون والبروتون بوضوح. كما يظهر فيهما عملية حدوث التصادم على عدد بسيط من الدورات وهي صورة قريبة للصورة الكلاسيكية.

أما الشكل (5-c) فهو يوضح مسار الإلكترون عند تصادمه مع البروتون في المستوى (y-x) العمودي على المجال المغناطيسي الذي افترضنا أنه باتجاه محور z. ويظهر فيه المسقط الدائري للمسار

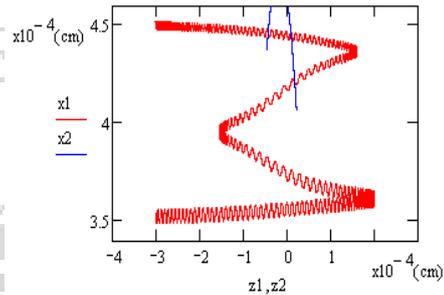
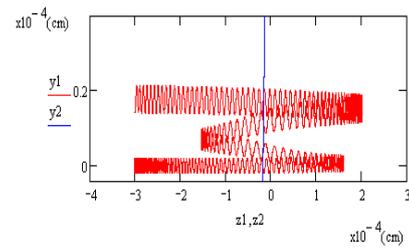
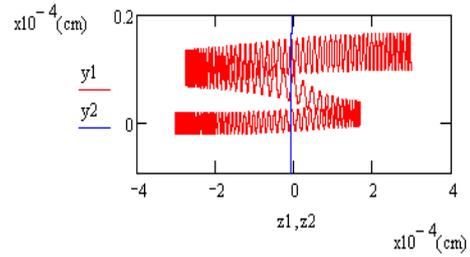
أما النظريات السائدة فهي تعالج مسألة التصادم في نطاق معين من شدة المجال المغناطيسي حتى أن معدلات التصادم تحسب من خلال مساحة مقطع رذرفورد التي لا تأخذ في الحسبان وجود المجال المغناطيسي أصلاً على اعتبار أن المجال المغناطيسي لا يغير من طاقة الجسيمات بينما يكون تأثير المجال كبير وواضح.

ثم وجدت الحلول العددية لمعادلات الحركة حيث تم إيجاد مسارات الجسيمات المختلفة ووضحت بعض من خصائص التصادم ومنها التصادمات العنيفة بين الإلكترون والبروتون عندما تكون السرعة النسبية كبيرة وتحدث خلال جزء صغير من الزمن الدوري للإلكترون في المجال المغناطيسي وينتقل مركز الدوران خطوة واحدة وهي لا تختلف كثيراً عن الصورة الكلاسيكية وفي بعض الحالات يمكن للإلكترون أن يتردد إلى الاتجاه المعاكس وفي حالات أخرى تحدث عدة ارتدادات في الحركة وهذه صورة جديدة تم الحصول عليها.

ويبقى البحث في هذا المجال مستمرا عندما تتوفر له الإمكانيات المناسبة نظراً لأهمية هذا الموضوع في أبحاث فيزياء البلازما التي تمثل طاقة المستقبل خاصة منها المتعلقة بعملية الاحتواء المغناطيسي للبلازما.

المراجع

- 1-H.Goldstein "Mechanics", Second Edition, Addison-Wesley publishing company, Reading, Massachusetts, 1980.
- 2-K.R.Symon "Mechanics", third edition, Addison-Wesley publishing company. Reading. Massachusetts, 1971
- 3-J.D.Jackson"Classical Electrodynamics" Second Edition, John Wiley and Sons, New York, 1975.
- 4-V. Golant, A. PZhilinsky, I. Sakharov "Fundamentals of Plasma Physics", John Wiley and Sons, 1980.
- 5- Francis F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Second Edition, Plenum Press, 1984
- 6- A. M. Alabyad, N. A. Khalifa, M. A. Mgheder, M. A. Mansor, M. S. Elahrash "Electron-Electron scattering in the presence of a magnetic field " proceed of the second basic science conference, 4-8/12 /2007, Faculty of science, Alfateh university.
- 7- David J. Rose and Melville Clark,Jr. " Plasmas and controlled fusion " The Massachusetts institute of technology, 1961.
- 8- D. Brigitta and M. Anna " Introduction to Plasma Physics " McGraw-Hill, 1964.
- 9- H. B. Nersisyan " Electron-ion binary collisions in the presence of magnetic field ", arXiv.physics, 11 Nov 2006



الشكل 7- مسار الإلكترون في المستوى $x-z$ ، $y-z$ حالات أخرى من التصادم.

الشكل (7) يوضح حالات أخرى لمسارات الإلكترون عند تصادمه مع البروتون، وهذه الحالات لا تختلف كثيراً عما ذكر في الشكلين (3و4) باستثناء عدد مرات الارتداد حيث يرتد الإلكترون عند اصطدامه بالبروتون أحيانا مرات كثيرة كما لاحظنا في الشكلين (3و4) وأحيانا مرات محدود كما في الشكل(7) ويحدث له فقدان في الطاقة وتعجيل بنفس الكيفية التي تم شرحها في الشكلين(3و4).

الخلاصة

في هذا البحث تم دراسة مسألة تصادم الإلكترون مع البروتون في وجود المجال المغناطيسي وتم إدخال المعادلات الضرورية للحركة حيث نحتاج لعدد ست معادلات ثلاث منها لكل جسيم لتحديد مسارات الجسيمات في وجود المجال الخارجي والذي يجعل مسار الجسيمات حلزوني وغير محتوي في مستوى والذي بدوره يجعل عملية تصادم الجسيمات المشحونة في وجود المجال المغناطيسي الخارجي مختلفة كليا عن مسألة رذرفورد. والنتائج التي تحصلنا عليها في هذا البحث تختلف عن النظرية السائدة حيث درست مسألة التصادم بشكل عام دون وضع شروط على شدة المجال المغناطيسي ولا على سرعة الجسيمات.

- 13- F Ryter¹, Y Camenen², J C DeBoo³, F Imbeax⁴, P Mantica⁵, G Regnoli⁶, C Sozzi⁵, U Stroth⁷, ASDEX Upgrade, DIII-D, FTU, JET-EFDA contributors, TCV, Tore supra and W 7-AS Teams "Electron heat transport studies" Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) B453-B463.
- 14- Koryagin,^{s1} "electron-ion collision integral in a strong magnetic field" journal of Experimental and Theoretical Physics, Volume 90, Number 5, May 2000, PP.741-725(12).
- 10- Peter Linz Richard L.C.Wang " Numerical Methods " Jons and Bartlett publishers, Inc,2003
- 11- T. M. O'Neil and P. G. Hjorth , " Collisional dynamics of astrongly magnetized pure electron plasma ", phys. fluids 28(11), November 1985.
- 12- Daniel H.E.Dubin, "Collisional diffusion in a two-dimensional vortex gas or a two-sional plasma ", American Institute of Physics , 2003.

