

جامعة قاصدي مرباح ورقلة  
كلية الرياضيات و علوم المادة  
قسم الفيزياء



ماستر اكايمي

مجال: علوم المادة

فرع: فيزياء

تخصص: فيزياء إشعاعية، كاشف و بصريات إلكترونية

من إعداد: مراد علية

العنوان:

## حساب معامل التصادم الإلكتروني في البلازما بإستخدام تفاعل دوتش - ديبي

نوقشت يوم: 2017/05/24

أمام اللجنة المناقشة المكونة من:

رئيسا	أستاذ محاضر أ- جامعة قاصدي مرباح ورقلة	بن مبروك لزه
ممتحنا	أستاذ محاضر أ- جامعة قاصدي مرباح ورقلة	شهرة ثرية
مشرفا	أستاذ تعليم عالي - جامعة قاصدي مرباح ورقلة	مفتاح محمد الطيب
مساعد مشرف	أستاذ محاضر أ- جامعة قاصدي مرباح ورقلة	نعام أمال

الموسم الجامعي: 2017/2016

# إهداء

أهدي ثمرة هذا العمل إلى من أوداني بهم الرحمان إحسانا.

<< وأخض لهما جناح الذل من الرحمة وقل رب ارحمهما كما ربياني صغيرا >>.

إلى أربة كثر يسري حبهم في عروقي، لأعلم أيهم أقرب لي.

إلى من ظلني بالرعاية والحماية وكان سندا في الشدائد والمعن << أبي الغالي >>

إلى واحة الحب الفياض في صحرائي إلى ينبوع الرحمة والحنان في حياة إليك يا صدرا حنوننا يضمننا فينسينا

جرحنا وألمنا إليك يا << أمي الحنونة >>

أهدي هذا العمل إلى النجوم الزاهرة في سماء حياتي إخوتي الكرام : سالم و زوجته خولة ولزهر و زوجته نادية

وأخواتي مفيدة، سميرة، سعيدة، حنان، فتيحة وسليمة و أزواجهن و فلة و مروة وأولاد أخواتي

إلى الزهور التي عطرت حياتي بشذاها كل زهرة باسمها صديقاتي الحبيبات

إلى كل الذين أضاءوا لي بمحبتهم دياجير الطريق وسعوا لإيصال شمعة العلم والنور وأخص بالذكر

الأستاذة الفاضلة منصر هنية وإلى سلفاوي العطرة.

إلى من كانوا ملاذي وملجئي إلى من تذوقتهم معهم أجمل اللحظات إلى من سأذكركم دوما وأتمنى أن

يتذكروني طلاب قسم الفيزياء

**إليكم... أهدى هذا العمل...**

## شكر و عرفان

الحمد لله حمدا كثيرا طيبا مباركا فيه

إن من واجب الإنسان أن ينطق بكلمة حمد لمن أعانته حينك بلغ ما بلغ، ووقفه في حياته وعمله، فكان له دائما نعم المولى ونعم المعين  
<<الحمد لله حمدا كثيرا طيبا مباركا فيه>>.

في ظل الحديث القدسي أن النبي صلى الله عليه وسلم قال عن الله

<<من شكر الناس فقد شكرني>>

أتقدم بالشكر للأستاذ المؤطر مفتاح محمد الطيب على ما قدمه لي من توجيه كما أشكر الأستاذة الفاضلة نعام أمال على العناية والنصائح الصادقة وبذل الجهد في تقديم يد العون لي.

أشكر أيضا الدكتور بن مبروك لزهر لقبوله ترؤس لجنة المناقشة كما أشكر الدكتورة شمسة ثرية لقبولها مناقشة هذه المذكرة وأتمني أن يفيدوني بأرائهم القيمة.  
كما أشكر كل أعضاء فريق البحث بمخبر الأشعاع البلازما وفيزياء السطوح بقسم الفيزياء بجامعة قاصدي مرباح ورقلة.

وشكرا

## فهرس المحتويات

1	مقدمة عامة
<b>الفصل الأول: عموميات حول البلازما</b>	
3	1.I مقدمة
3	2.I تعريف البلازما
3	3.I درجة التأين
4	4.I معاملات البلازما
4	1.4.I تردد البلازما
4	2.4.I نصف قطر الكرة الإلكترونية
5	3.4.I نصف قطر الكرة الأيوني
5	4.4.I طول لاندو
5	5.4.I طول موجة ديبروغلي الحرارية
6	6.4.I كمون ديبياي (طول ديبياي)
6	5.I التعريضات في البلازما
6	1.5.I التعريض الطبيعي
7	2.5.I التعريض دوبلر
7	3.5.I التعريض أجهزة القياس
7	4.5.I التعريض ستارك
8	6.I خلاصة
<b>الفصل الثاني: معامل التصادم الإلكتروني في البلازما</b>	
9	1.II مقدمة
9	2.II التصادمات في البلازما
9	3.II أنماط التصادم
9	1.3.II التصادم المرن
10	2.3.II التصادم الغير مرن
10	4.II سعة التشتت

13	5.II معامل التصادم الالكتروني (مقاربة غريم ( H. Griem ) )
17	6.II خلاصة

### الفصل الثالث: معامل التصادم الالكتروني تفاعل دوتش-ديباي

18	1.III مقدمة
18	2.III كمون دوتش
18	3.III كمون دوتش - ديباي
19	4.III سعة التشتت لكمون دوتش ديباي
22	5.III معامل التصادم الالكتروني للتفاعل بكمون دوتش - ديباي
24	6.III خلاصة

### الفصل الرابع: الحساب التحليلي لمعامل التصادم الالكتروني وكمون دوتش-ديباي

25	1.IV مقدمة
26	2.IV تأثير درجة الحرارة على الكمونات
34	3.IV تأثير الكثافة على الكمونات
36	4.IV تأثير درجة الحرارة على معامل التصادم الالكتروني
37	5.IV تأثير الكثافة على معامل التصادم الالكتروني
38	6.IV تأثير العدد الذري على معامل التصادم الالكتروني
38	7.IV خلاصة
39	خاتمة عامة وتوصيات
40	المراجع
	الملخص

# مقدمة عامة

### مقدمة عامة

تعد دراسة البلازما أحد أهم مواضيع الفيزياء الحديثة، إذا يمكننا القول أن البلازما هي الحالة الرابعة للمادة. يستعمل طيف الإصدار و الامتصاص للذرات كطريقة قياس درجة الحرارة والكثافة في البلازما [1]. طيف الإشعاع المحصل عليه من البلازما لا يكون خطا رفيعا، إنما يعاني تواتره تشتتا حول تواتر مركز الإشعاع، وهذا يعطينا تعريضا لطيف الإشعاع قد تمت دراسة طيف في كثير من الأبحاث في إطار النظرية الكلاسيكية لخطوط الطيف المعزولة [2،3،4،5،6].

قام غريم (H. Griem) بتحسين النظرية من أجل الخطوط المعزولة، وبصفة خاصة معامل التصادم الإلكتروني حيث تم تطويره من أجل هذا النوع من الخطوط باستعمال تقريب شبه كلاسيكي (l'approximation semi-classique). من بين هذه الأعمال النظرية، أعمال قامت بإهمال التفريق بين الذرة والأيون حيث يكون مسار الإلكترون المار بجوارهما خطا مستقيما، وأعمال أخرى قامت بالأخذ بعين الاعتبار الفرق بين الذرة والأيون حيث أعتبر مسار الإلكترون المار بجوار الأيون قطع زائد فغير بقيمة معتبرة معامل التصادم الإلكتروني خاصة في حالة الطاقات الدنيا. أفضل تقدير لمعامل التصادم الإلكتروني تم حسابه من طرف غريم (H. Griem) [7]. حيث قام بحساب معامل التصادم الإلكتروني باستعمال مقارنة و بإهمال البنية الدقيقة.

الدراسات السابقة لغريم (H. Griem) ركز في معظمها على كمون كولوم، أين تلعب القوة الكهربائية الدور الاساسي في التأثير بين الأيون المشع والإلكترون الحر. من خلال هذه الدراسة نحسب معامل التصادم الإلكتروني بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي (الطبيعة الموجية للإلكترون الحر) من جهة، والفعل الجماعي للبلازما من جهة أخرى. ويمكن ترجمت هذه الأفعال بكمون ندعوه كمون دوتش-ديباي.

خلال هذه الدراسة نتطرق إلى أربعة فصول:

- في الفصل الأول نتحدث بإيجاز عن موضوع البلازما عموما، تاريخها وتعريفها ووصف بعض معاملاتها المهمة وأسباب التعريضا في البلازما.

- من خلال الفصل الثاني ندرس بشكل موسع ظاهرة التصادم في البلازما (تعريفها و أنواعها). ووصف علاقة المقطع الفعال ومعامل التصادم في البلازما.

- أما في الفصل الثالث فنستعرض التفاعل بين إلكترون وأيون مشع وستتطرق إلى حساب معامل التصادم الإلكتروني في البلازما. باعتبار كمون دوتش-ديباي.

## مقدمة عامة

---

- أما في الفصل الرابع نقارنه بين الكمونات النالية: كمون كولوم، كمون دوتش و كمون دوتش\_ديباي من أجل بلازما الهيلوم ،وذالك لمعرفة مدى تأثير الكثافة ودرجة الحرارة عليهم وعلى نسبة الفرق بين الكمونات. فمن خلال برنامج رقمي نقوم برسم معامل التصادم الإلكتروني بدلالة عدة مقادير: درجة الحرارة، الكثافة الإلكترونية والعدد الذري .



الفصل الأول  
عموميات حول البلازما

## 1.1 مقدمة

إن معظم المواد المشكلة للكون تكون في حالة البلازما، تعرف البلازما بالحالة الرابعة للمادة، كما تعتبر أيضا حالة مخففة للمادة تشبه الغاز إلا أنها مؤلفة من جسيمات مشحونة وإلكترونات وأيونات موجبة حيث تجعل الوسط إجمالا معتدل. سنتطرق في هذا الفصل إلى تقديم مدخل حول البلازما وذلك بنظر إليها من حيث تعريفها وتاريخها و معاملاتها وأسباب تعريضها.

## 2.1 تعريف البلازما

البلازما هي غاز مسخن إلى درجات حرارة عالية أو تحت حقل كهربائي، بحيث يصبح مؤينا: مجموعة جسيمات تتكون من جسيمات متعادلة ( ذرات أو جزيئات متعادلة )، وكذلك جسيمات مشحونة (أيونات وإلكترونات حرة). عموما في حجم مجهري من البلازما المجموع الكلي للشحنة يكون معدوما. وللبلازما صفة جد مهمة وهي أن التأثيرات الجماعية للجسيمات فيما بينها أكثر أهمية من التأثيرات البنية القريبة (قوة كولوم) [8].

ويمكن أن نقول أن البلازما عبارة عن حالة مائعة للمادة مشابهة للغاز، وغالبا ما تعتبر كحالة رابعة للمادة، بعد الحالات الكلاسيكية الثلاثة الصلبة، السائلة و الغازية على سلم درجة الحرارة. وتعود تسمية البلازما إلى العالم إرفينغ لانغموير ( Dr. Irwuing lngmuir) عام 1928 [9].

## 3.1 درجة التأين

درجة التأين هي إحدى المعايير التي تستخدم في تصنيف البلازما، وتعرف بأنها النسبة بين كثافة الجسيمات المتأينة وكثافة الجسيمات المتعادلة [10]، تعطي ب :

$$\alpha = \frac{N_{i.e}}{N_n + N_{i.e}} \quad (1.1)$$

حيث :

$N_{i.e}$ : الكثافة العددية للإلكترونات أو الأيونات.

$N_n$ : الكثافة العددية لذرات المتعادلة.

تغيير  $\alpha$  عمليا بين  $10^{-10}$  و 1، فمن أجل كل غاز حددت درجة تأين معيارية  $\alpha_0$  [11]. فإذا كان  $\alpha > \alpha_0$  نقول أن غاز شديد التأين، وإذا كان  $\alpha < \alpha_0$  فإن الغاز يكون ضعيف التأين.

#### 4.I معاملات البلازما

لوصف الظواهر الفيزيائية في البلازما بدقة، نذكر أهم معاملاتهما:

#### 1.4.I تردد البلازما

عند حدوث اضطراب داخلي أو خارجي في البلازما فإنه يؤدي إلى إزاحة جسيماتها (إلكترونات، أيونات) عن وضع التوازن ذلك بسبب تراكم الشحنات الكهربائية، لكنها سرعان ما تعود لحالتها الطبيعية [12]. هذا التصرف الذي تتميز به البلازما يؤدي إلى تحرك جسيماتها بحركة إهتزازية غير متخامد تتميز بنبض الحركة الإلكترونية  $\omega_{pe}$  حيث [13]:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{q^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

حيث :

$N_e$  : الكثافة الإلكترونية.

$m_e$  : كتلة الإلكترون.

$q$  : شحنة الإلكترون.

#### 2.4.I نصف قطر الكرة الإلكترونية

نصف قطر الكرة الإلكترونية هو البعد المتوسط بين إلكترونين ويعطي بالعلاقة التالية [14]:

$$r_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi N_e}} \quad (3.1)$$

$N_e$  : كثافة الإلكترون.

### 3.4.I نصف قطر الكرة الأيوني

وهو البعد المتوسط بين أيونين ويعطي ب [14]:

$$r_i = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi N_i}} \quad (4.I)$$

$N_i$ : الكثافة الأيونية.

### 4.4.I طول لاندو

ويدعي البعد التقليدي للاقتراب الأديني وهو يمثل المقدار الذي تتساوي فيه الطاقة الكامنة الكولومية المتوسطة للتفاعل الثنائي مع

الطاقة الحركية المتوسط ويستخدم هذا الطول في تحليل ظواهر التصادمات، وارتباطات الموضع في البلازما [15] ويحدد ب:

$$r_0 = \frac{e^2}{K_B T} \quad (5.I)$$

$K_B$ : ثابت بولتزمان.

$e$ : الشحنة الإلكترونية

$T$ : درجة الحرارة.

### 5.4.I طول موجة ديبروغلي الحرارية

يعطي هذا الطول تقديرا للطبيعة الموجية الكمية لجسيمات البلازما ويعرف ب [16]:

$$\lambda_t = \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mK_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.I)$$

$m$ : كتلة الجسيم

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ : ثابت بلانك المختزل

### 6.4.I كمون ديبياي (طول ديبياي)

تؤثر الجسيمات المشحونة فيما بينها كهربائيا بكمون كولوم الكهربائي. في البلازما التوزيع المكاني للشحنات (الإلكترونات مثلا) حول الشحنة يعطي تصحيحا لصيغة الكمون الكهربائي، يسمى بكمون ديبياي المعروف ب:

$$\varphi = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 T} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (7.I)$$

$\epsilon_0$ : ثابت السماحية الكهربائية في الفراغ [17].

الطول المتوسط الذي إبتداء منه تحجب جسيمات الوسط التأثير على الشحنة يسمى بطول ديبياي حيث:

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T_e}{N_e}} \quad (\text{cm}) \quad (8.I)$$

$T_e$ : درجة الحرارة بالكلفن

$N_e$ : كثافة الإلكترون.

### 5.I التعريضات في البلازما

طيف البلازما لا يكون خطا رفيعا إنما يعاني تعريضا. أسباب تعريضات الخطوط الطيفية المنبعثة من المرسل في البلازما كثيرة، نذكر أهمها:

#### 1.5.I التعريض الطبيعي

يتعلق بمبدأ الارتياح لهيزنبارغ الزمن - الطاقة، هذا الارتياح بسبب ارتياحا في التواتر أو في طول الموجة :

$$\Delta \nu = \frac{A_{21}}{2\pi} \quad (9.I)$$

حيث:

$A_{21}$ : معامل أينشتاين للانبعاث التلقائي.

التعريض الطبيعي غالبا ما يكون مهملا أمام أسباب التعريض الأخرى وبالتالي فهو عرض ضعيف جيدا.

### 2.5.I التعريض دوبلر

من بين أسباب تعريض الطيف فعل دوبلر هذا الطول دائما موجود ويسود على عرض طيف البلازما ضعيفة الكثافة وتحت درجات حرارة عالية [18]. هذا الفعل ينتج عنه أن التواتر الظاهري يزداد كلما انتقلت الذرة نحو الملاحظ وينقص كلما كانت الحركة في الاتجاه المعاكس، في حالة ذرة تقترب من الملاحظ بسرعة  $V$  التواتر يعطي:

$$\Delta \nu = \nu_0 - \nu = \nu_0 \frac{V}{C} \quad (10.I)$$

حيث :

$\nu_0$ : تمثل تواتر البعث في حالة سكون،  $C$ : سرعة الضوء

شكل طيف الاشعاع المنتشت بفعل دوبلر هو غاوس مع نصف العرض الموافق لنصف الطول يعطي بالعلاقة التالية :

$$\Delta \nu = \nu_0 \sqrt{\frac{2K_B T_e \text{Ln}2}{mC^2}} \quad (\text{HZ}) \quad (11.I)$$

$K_B$ : تمثل ثابت بولتزمان.

$T_e$ : هي درجة الحرارة بالكلفن.

$m$ : هي الكتلة معبر عنها بوحدة الكتل الذرية  $cm=AM_p$  بحيث  $A$  هو العدد الذري  $M_p$  كتلة البروتون

وتصاغ علاقة تعريض دوبلر رياضيا كالتالي:

$$2\Delta \nu = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T_e}{A}} \quad (12.I)$$

### 3.5.I التعريض أجهزة القياس

يجب الأخذ بعين الاعتبار التعريض الناتج عن أجهزة القياس الطيفية المستعمل أثناء القياس طيف إشعاع البلازما.

### 4.5.I التعريض ستارك

في البلازما شديدة الكثافة، فعل دوبلر و التعريض الطبيعي يكونان مهملين، لأن شكل خط طيف الإشعاع يكون جيد متأثر بتفاعلات ذرات و أيونات الجوار مع الجسم المشع [19]. التعريض بسبب التصادم ينشئ من تأثير جسيمات البلازما على الذرة

أو الأيون المشع (الجسيمات الجوارية). التفاعل الأكثر أهمية هو ذلك الذي يحدث بين الجسيمات المشحونة. وسمي هذا التعريض بتعريض ستارك نفرض وجود أيون مشع أو ذرة مغموس داخل وسط قريب من الديناميكا الحرارية، يمكننا دراسة الجسيم المسبب للاضطراب بطريقتين مختلفتين.

- المشع تحت تأثير تصادمات ثنائية مع كل جسيم من الوسط، وهي حالة مثلا التفاعلات إلكترون-مشع في البلازما. وهي تتمثل في تقريب أمباكت ( $d'impact$ )، أين تتحقق نظرية التصادمات الفردية.

- المشع تحت تأثير حقل كهربائي نشئ عن كل الجسيمات المشحونة داخل البلازما الحرارية، وهذا يكون جيدا مهم عندما تكون خصائص المشع متعلق بالمحيط المحلي أكثر أو أقل استقرار. وهي حالة مثلا التفاعلات أيون-مشع في البلازما، هي نظرية شبه الاستقرار.

### 6.I خاتمة

تطرقنا في هذا الفصل إلى تعريف البلازما من مختلف جوانبها، فقدمنا بعض العموميات عنها , وكذا تعريفات لأهم معاملاتهما ومعرفة أسباب التعريض في وسط البلازما.

الفصل الثاني  
معامل التصادم الالكتروني في  
البلازما



### 1.II مقدمة

يعد التصادم (الفعل الجماعي)، أساسى وهام للغاية لفهم فيزياء البلازما. سنستعرض في هذا الفصل تعريفا للتصادمات في البلازما وأنواعها. كما نتطرق إلى علاقات المقطع الفعال وسعة التشتت بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكوموي لتصادم البلازما. من جهة أخرى نفضل في معامل التصادم الالكتروني المعطى من طرف غريم (H.Griem).

### 2.II التصادمات في البلازما

البلازما هي وسط جد معقد، يحتوى على عدد كبير من الجسيمات ذات طبيعة مختلفة ( ذرات ، جزيئات ، أيونات ، إلكترونات). نفرض أن كل الجزيئات الغازية تتفاعل فيما بينها بقوى متعلقة بالموضع. عندما يصدم جسيمين أو أكثر على مسافات قصيرة نسبيا بحيث تصبح طاقة التفاعل تقارن بالطاقة الحركية، نقول ان هناك تصادم، بعد ذلك الجسيمات المتصادمة يكون لها مسارات منحنية ، وتبقى على مسافة قصيرة فيما بينها [20]. تأخذ بعد التصادم مسارات مستقيمة تقريبا. بسبب الإثارة الحرارية لكل مكونات البلازما، تحدث تصادمات متعددة داخلها، تسمح بتغير الطاقة و انتقال كمية الحركة بين الجسيمات. لأن هذا التأثير أو الأفعال تسمح للبلازما بالوصول إلى الاتزان، وبالتالي هي مهمة للغاية، التصادمات داخل البلازما تستطيع إحداث تغير بين درجات الحرية الداخلية والخارجية لكل جسيم [11]. لإعتبار التصادم كمسألة لجسيمين معزولين عن باقي النظام، نفترض البلازما مخففه كفاية، فنضمن أن التصادمات الثنائية هي الغالبة وزمن التصادم صغير جيدا مقارنة بالفترة الزمنية بين تصادمين متتالين.

### 3.II أنماط التصادم

يمكن تقسيم التصادمات إلى فئتين:

#### 1.3.II التصادم المرن

نسمي تصادما مرنا بين جسيمين كل تصادم لا يحدث خلاله تغير الحالات الداخلية للطاقة [7]. ولكن يحدث فقط انحراف بسيط لمساري الجسمين مع نقل للطاقة الحركية وتبادل كمية الحركة.

## 2.3.II التصادم الغير مرن

نقول عن تصادم أنه غير مرن إذا تغيرت الطاقة الداخلية بعد هذا التصادم (إثارة ، لا إثارة). التصادمات الغير مرنة ربما يرافقها ظهور أو اختفاء جسيمات ( الجزيئات ، تأين ، إثارة ، تفكك ، إعادة تركيب ) [20].

## 4.II سعة التشتت

في الميكانيك الكلاسيكي، تصادم جسيمين يحدد من خلال سرعتيهما وكذا معامل الصدم  $\rho$  (المسافة بين الجسيمين في حالة مرورهما في جوار بعضها دون حدوث تفاعل بينهما)، أما في ميكانيك الكم فدراسة المسألة تكون مختلفة، إذ أنه لا معنى للمسار هنا وكذا معامل الصدم. الهدف من هذه النظرية هو حساب احتمال انحراف الأجسام المتصادمة عن بعضها البعض بعد التصادم واستنتاج زاوية الانحراف. نهتم فيما يلي بدراسة التصادم المرن (نسمي تصادما مرنا بين جسيمين كل تصادم لا يحدث خلاله تغير الحالات الداخلية للطاقة. ولكن يحدث فقط انحراف بسيط لمساري الجسيمين مع نقل للطاقة الحركية وتبادل كمية الحركة).

مسألة التصادم بين الجسيمين تؤول إلى دراسة انحراف جسيم واحد ذا كتلة مختزلة  $m$  في كمون  $u(r)$  متوضع في مركز الكتلة للجسيمين. زاوية الانحراف لهذا النظام نسميها  $\theta$ . وهي متعلق بالزوايا  $\theta_1$  و  $\theta_2$  زاويتا انحراف الجسيمين بافتراض أن الجسيم الثاني يكون ساكنا قبل التصادم [21]:

$$\tan \theta_1 = \frac{m_2 \sin \theta}{(m_1 + m_2 \cos \theta)} , \quad \theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) \quad (1.II)$$

حيث:

$m_1$  و  $m_2$  هي كتل الجسيمين. إذا كان للجسيمين نفس الكتلة  $m_1 = m_2$  نحصل على التبسيط التالي:

$$\theta_1 = \frac{1}{2} \theta , \quad \theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) \quad (2.II)$$

ومن أجل  $\theta_1 + \theta_2 = \frac{\pi}{2}$  يتباعد الجسيمين بزاوية قائمة.

نختار في هذه الدراسة نظاما للإحداثيات بحيث يبقى مركز الكتلة ساكن و  $m$  هي الكتلة المختزلة للجسيمين. الجسيم الحر يتحرك في الاتجاه الموجب للمحور  $Z$  ونصفه بالموجة المستوية من الشكل  $\psi = \exp(ikz)$ ، والكثافة الحالية للموجة تساوي سرعة الجسيم. توصف الجسيم المنحرف على مسافة بعيدة من مركز التشتت بموجة كروية من الشكل:

$$\Psi_1 = \frac{f(\theta) \exp ikr}{r} \quad (3.II)$$

حيث  $f(\theta)$  هي دالة لزاوية الانحراف  $\theta$  (الزاوية المحصورة بين المحور  $Z$  ومنحنى الجسيم المنحرف). وهذه الدالة تسمى بسعة الانحراف، وتعطي هذه الدالة بشكل تقريبي من خلال حل معادلة شرودنغر بكمون  $u(r)$  على مسافات بعيدة [21]:

$$\psi \approx \exp ikz + \frac{f(\theta) \exp ikr}{r} \quad (4.II)$$

ليكن  $ds$  سطح عنصري تعبر من خلاله الأجسام المنحرف، يمكن كتابته بالشكل الآتي:

$$ds = r^2 d\Omega \quad (5.II)$$

حيث  $d\Omega$  هي الزاوية الصلبة العنصرية.

دالة احتمال عبور الجسيم المنحرف عبر السطح  $ds$  خلال وحدة الزمن هو [21]:

$$P = \frac{v}{r^2} |f(\theta)|^2 ds = v |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (6.II)$$

نسبة دالة الاحتمال إلى الكثافة الحالية للموجة الواردة [21]:

$$d\sigma = \frac{P}{v} = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (7.II)$$

هذا المقدار الأخير له وحدة السطح، ويسمى المقطع الفعال للتصادم.

نأخذ عبارة الزاوية الصلبة بالشكل الآتي:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (8.II)$$

إذا نستنتج عبارة المقطع الفعال:

$$d\sigma = 2\pi \sin\theta |f(\theta)|^2 d\theta \quad (9.II)$$

حيث زاويا العبور المنحرف تتراوح بين  $\theta$  و  $\theta + d\theta$

سعة التشتت تعطى بالعلاقة التالية [21]:

$$f(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U \exp(-iqr) dV \quad (10.II)$$

حيث الفرق الموجي هو:

$$\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k} \quad (11.II)$$

وكذا:

$\vec{k}$ : شعاع موجة الجسم قبل الانحراف.

$\vec{k}_1$ : شعاع موجة الجسم بعد التصادم، إذا  $\vec{k}_1 = k\vec{n}_1$

طويلة  $\vec{q}$  هي:

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (12.II)$$

و  $\theta$  هنا تمثل الزاوية بين الشعاعين  $\vec{k}$  و  $\vec{k}_1$  وهي زاوية الانحراف.

وأخيرا نقوم بتربيع طويلة سعة التشتت ونعوضها في عبارة المقطع الفعال نجد:

$$d\sigma = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4} \left| \int u \exp(-iqr) \right|^2 d\Omega \quad (13.II)$$

## 5.II معامل التصادم الإلكتروني (مقاربة غريم (H. Griem))

قام غريم (H. Griem) بحساب معامل التصادم الإلكتروني من أجل الخطوط الطيفية المعزولة، حيث أهمل البنية الدقيقة للأيون المشع.

في مايلي نقوم باستعراض علاقة معامل التصادم الإلكتروني تبعاً للفرضيات المتبعة من غريم (H. Griem)، ومن أجل أيون مشع شبه هيدروجيني. تنشئ البلازما حقل كهربائي في الموضع الذي يوجد فيه الأيون المشع.

إذا اعتبرنا الاضطرابات الناشئة عن التصادمات مستقلة عن بعضها البعض، فإن الحقل الناشئ عن الإلكترونات يكون كولومي.

بما أن الإلكترونات سريعة جداً فإنها تنشئ حقلاً يتغيره سريع جداً، والاضطراب الناشئ عنها يحسب باستعمال نظرية التصادمات الفردية. ويجب الأخذ بعين الاعتبار عزم ثنائي الاقطاب للأيون المشع.

من أجل أيون شبه هيدروجيني، وضمن نظرية التصادم، أعطى غريم (H. Griem) مؤثر التصادم الإلكتروني [7]:

$$\Phi_{ab} = -\frac{N_e}{\hbar^2} \iint 2\pi v f(v) dv p d\rho \times$$

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_2) \right.$$

$$+ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_\alpha \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_\alpha \cdot \vec{E}(t_2)$$

$$\left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 \vec{d}_\alpha \cdot \vec{E}(t_2) + \dots \right\} \quad (14. II)$$

$\vec{d} = e\vec{R}$  هو مؤثر عزم ثنائي القطب للمشع،  $\vec{E}(t)$  حقل الكهربائي الناشئ عن الإلكترون المسبب للاضطراب، يعرف ب:

$$\vec{E}(t) = -k e \vec{r}(t) |\vec{r}(t)|^{-3} \quad (15. II)$$

$k$ : الثابت الكهربائي.

نستعمل تقريب ثنائي القطب حيث يكون التفاعل بين الأيون المشع والحقل الكهربائي للإلكترون المسبب للاضطراب  $E(t)$  هو:

$$V(t) = \vec{d} \cdot \vec{E}(t) = e\vec{R} \cdot \vec{E}(t) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}(t)}{|\vec{r}(t)|^3} \quad (16. II)$$

$\vec{r}(t)$  تمثل شعاع نصف القطر (إلكترون-أيون).

باستعمال العلاقة (16. II) يمكننا تبسيط العلاقة (14. II) إلى الشكل التالي:

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^{\rho_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{\infty} v f(v) dv d\rho \times \\ & \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_2)}{|\vec{r}(t_2)|^3} \right. \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_\alpha \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{R}_\alpha \cdot \vec{r}(t_2)}{|\vec{r}(t_2)|^3} \\ & \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_\alpha \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} + \dots \right\} \quad (17. II) \end{aligned}$$

نحمل البنية الدقيقة للأيون المشع فيكون مسار الإلكترون المسبب للاضطراب محددًا بمعادلة الحركة التالية:

$$m\ddot{\vec{r}}(t) = -\frac{(z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}(t)}{|\vec{r}(t)|^3} \quad (18. II)$$

وبعد التكامل نجد [7]:

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \frac{m^2}{(z-1)^2} \int_0^{\rho_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{\infty} \rho v f(v) dv d\rho \left\{ \frac{1}{2} \left[ \vec{R}_b \left( \dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \right]^2 \right. \\ & - \vec{R}_b \cdot \left( \dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \vec{R}_\alpha \cdot \left( \dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[ \vec{R}_\alpha \left( \dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \right]^2 + \dots \right\} \quad (19. II) \end{aligned}$$

سرعة الإلكترون بعد التصادم بدلالة زاوية الانحراف  $\theta$ ، تكون كمايلي:

$$\dot{\vec{r}}(+\infty) = \dot{\vec{r}}(-\infty) \cos \theta + \vec{\rho} \left( \frac{v}{\rho} \right) \sin \theta \quad (20. II)$$

ويمكن كتابة كذلك:

$$\left( \vec{v}_{+\infty} - \vec{v}_{-\infty} \right)^2 = 4v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (21. II)$$

نستعمل المساواة التالية:

$$\left| \dot{\vec{r}}(+\infty) \right| = \left| \dot{\vec{r}}(-\infty) \right| = v \quad (22. II)$$

بأن اتجاهي السرعة الابتدائية للإلكترون  $\vec{v}$  ومعامل الصدم  $\vec{\rho}$  مستقلين عن بعضيهما البعض، فإن معامل التصادم يكتب بالشكل

التالي:

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi N_e}{3} \frac{m^2}{\hbar^2} \frac{1}{(z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v^3 f(v) dv d\rho \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \times$$

$$(R_b R_b - 2R_b R_\alpha + R_\alpha R_\alpha) + \dots \quad (23. II)$$

العلاقة بين زاوية الانحراف  $\theta$  ومعامل الصدم  $\rho$  في حالة التجاذب الكولومي (مسار قطع زائد) يكون:

$$\rho = \rho_0 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (24. II)$$

حيث  $\rho_0$  هو نصف طول المحور الاكبر للقطع الزائد، ويعرف بالعلاقة [22]:

$$\rho_0 = \frac{(z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \quad (25. II)$$

حيث  $v$  هي السرعة الابتدائية للإلكترون.

التكامل على معامل الصدم يمكن أن يؤول إلى تكامل زاوية الانحراف  $\theta$ :

$$\Phi_{ab} = -\frac{2\pi N_e}{3} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \frac{f(v)}{v} dv \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta \times$$

$$(R_b R_b - 2R_b R_\alpha - R_\alpha R_\alpha) + \dots \quad (26.II)$$

وهذا الاخير يصبح:

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi N_e}{3} \frac{e^4}{\hbar^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \frac{dv}{v} f(v) L_n \frac{\sin \frac{\theta_{\max}}{2}}{\sin \frac{\theta_{\min}}{2}} \times$$

$$(R_b R_b - R_b R_\alpha - R_\alpha R_\alpha) + \dots \quad (27.II)$$

نستعمل الان توزيع مكسويل للسرعات  $f(v)$ ، المعرف ب:

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (28.II)$$

وتصبح علاقة مؤثر التصادم الالكتروني بالشكل الاتي:

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi N_e}{3} \frac{e^2}{\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{1}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \times$$

$$L_n \frac{\sin \frac{\theta_{\max}}{2}}{\sin \frac{\theta_{\min}}{2}} \times (R_b R_b - R_b R_\alpha + R_\alpha R_\alpha) + \dots \quad (29.II)$$

ومنه يمكننا استنتاج معامل التصادم الإلكتروني:

$$\phi = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) L_n \frac{\sin \frac{\theta_{\max}}{2}}{\sin \frac{\theta_{\min}}{2}} \quad (30.II)$$

من خلال العلاقة (24.II)، يتضح لنا أن زاوية الانحراف  $\theta$  تتناسب عكسا مع معامل الصدم  $\rho$  وهذا يعطينا:

$$\theta_{\max} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\min}}\right) \quad (31.II)$$



$$\theta_{\min} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\max}}\right) \quad (32.II)$$

$\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  يمثلان حدود التكامل علي معامل الصدم

## 6.II خاتمة

لقد قمنا في هذا الفصل بإعطاء لمحة شاملة عن ظاهرة التصادم في البلازما، إذ درسنا المقطع الفعال للتصادم وسعة التشتت و

تعرفنا على معامل التصادم الإلكتروني في البلازما المعطى من طرف H-Griem.

**الفصل الثالث**  
**معامل التصادم الالكتروني تفاعل دوتش-**  
**ديباي**

### 1.III مقدمة

في هذا الفصل نركز على حساب معامل التصادم الإلكتروني في البلازما، بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي من جهة والفعل الجماعي من جهة أخرى ونصف في حساب هذا المعامل كمون دوتش-ديبي. كما نتطرق أيضا إلى حساب سعة التشتت لهذا الكمون لأجل حساب معامل التصادم الإلكتروني للبلازما.

### 2.III كمون دوتش

عوض استعمال كمون كولوم للحصول على تفاعلات أكثر نأخذ بعين الاعتبار تغير الفعل الكمومي عند تشتت الإلكترون في جوار الأيون المشع. هذا التفاعل يعرف بتفاعل دوتش حيث أخذ بعين الاعتبار تطورات الفعل الكمومي في البلازما وتأثير الفعل الكمومي في المسافات القصيرة بين الأيون المشع والإلكترون. يعطى كمون دوتش بالعلاقة التالية:

$$\chi(r) = \frac{ze^2}{r} (1 - \exp(-\frac{r}{\lambda_i})) \quad (1. III)$$

### 3.III كمون دوتش - ديبي

دراسات سابقا اهتمت بحساب معامل التصادم الإلكتروني في حال تفاعل كمون كولوم وكذا دوتش. في دراستينا هذه نهتم بإضافة الفعل الكمومي والفعل الجماعي للبلازما في أن واحد. ويمكن ترجمة ذلك في العلاقة التالية:

$$u(r) = \left( -\frac{ze^2}{r} + \frac{ze^2}{r} \exp(-\frac{r}{\lambda_i}) \right) \exp(-\frac{r}{\lambda_D}) \quad (2. III)$$

حيث:

$Z$ : شحنة الأيون المشع

$\lambda_i$ : طول موجة الحرارة ديبروغلي

$\lambda_D$ : طول ديبي

كمون دوتش المحجب هو عبارة عن كمون كولوم أضيف إليه تصحيح كمومي  $u(r) = \frac{ze^2}{r} \exp(-\frac{r}{\lambda_i})$ ، بغرض إدخال

المفعول الكمومي عند الأبعاد الصغيرة القريبة من الأيون المشع (أي أن في المسافات البعيدة عن الأيون المشع يسلك نفس سلوك

كمون كولوم، أما في المسافات القريبة فيدخل تصحيح كمومي بعين الإعتبار).

والمعامل  $\exp(-\frac{r}{\lambda_D})$  دوره إدخال مفعول الحجب (ديبي) أي أن الإلكترونات تحجب بعضها البعض، وعليه فإن كمون دوتش

المحجب يكتب بهذا الشكل للتقريب أكثر للحقيقة ولذا أدخلنا فيه المفعول الكمومي وظاهرة الحجب في نفس الوقت.

التصادمات الأكثر سهولة من حيث الدراسة، هي التصادمات المرنة والتي تفرض نقطية. لحل مسائل التصادم المرنة بالنظرية

الكمومية، نستعمل التقريب الكمومي والذي يكون محققا إذا كان [11]:

$$\lambda_i < \lambda_D \quad (3.III)$$

في هذه الحالة نعتبر التقريب الأتي:

$$\frac{1}{\frac{1}{\lambda_D} - \frac{1}{\lambda_i}} \approx \lambda_i \quad (4.III)$$

ومنه نتحصل على العلاقة التالية:

$$u(r) = -\frac{ze^2}{r} \left( \exp(-\frac{r}{\lambda_D}) - \exp(-\frac{r}{\lambda_i}) \right) \quad (5.III)$$

هذه العلاقة الاخيرة معرف بكمون دوتش ديبي

### 4.III سعة التشتت لكمون دوتش - ديبي

في البلازما مؤينا، كليا كل التصادمات تنتج من التفاعل بين الجسيمات المشحونة، من أجل معالجة مسألة تصادم إلكترون-أيون

نعتبر الإلكترون متحرك في حقل أيون شبه هيدروجيني، بافتراض أن الكتلة كبيرة وثابتة قبل بداية الدراسة ويجب تحديد بعض

التقريبات: الصدم أعتبر ثنائي (إلكترون-أيون) [23]. هذا الشرط محقق من أجل بلازما مؤينا كليا وذات كثافة ضعيفة. تأثر

البلازما على تصادم إلكترون-أيون يتمثل في القوة المتدخلة في هذا التصادم وهي كولومية. نفترض أن كل التفاعلات إلكترون-

إلكترون وإلكترون-أيون مهمل في هذه المعالجة فعالة في غياب الحقل المغناطيسي الداخلي مهمل أمام الحقل الكهربائي

$$B = \frac{E}{C} \ll 1 . \text{ هذا النموذج هو صورة لمجموعة تصادمات ثنائية أيون-إلكترون من أجل دراسة مفصلة للتصادمات .}$$

في وسط البلازما نخص بدراستنا هذه التصادم المرن إلكترون-أيون، حيث يكون كمون التفاعل (كمون دوتش ديبي)، المعرفة بالعلاقة (5.III).

نستعمل علاقة (10-II) من أجل إيجاد علاقة سعة التشتت:

$$f(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int u(r) \exp(-i\vec{q}\vec{r}) d\vec{r} \quad (6. III)$$

حيث:

$u(r)$ : كمون دوتش ديبي المعروف بالعلاقة (5.III).

$\vec{r}$ : شعاع البعد بين الإلكترون والأيون المشع عنصره التفاضلي (وهو عنصر الحجم) هو:

$$d\vec{r} = r^2 \sin \theta d\theta dr d\varphi \quad (7. III)$$

الجداء السلمي بين الفرق الموجي والبعد  $\vec{r}$  هو:

$$\vec{q}\vec{r} = qr \cos \theta \quad (8. III)$$

بتعويض العلاقة (7.III) و (8.III) في (6.III) نحصل على:

$$f(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} u(r) r^2 \exp(-iqr \cos \theta) \sin \theta dr d\theta d\varphi \quad (9. III)$$

ننجز التكامل السابق على الزاوية  $\theta$  بتغير المتغير التالي:

$$x = \cos \theta \quad (10. III)$$

فنحصل على نتيجة التكامل التالية:

$$\int_0^\pi \exp(-iqr \cos \theta) \sin \theta d\theta = -\frac{1}{iqr} (\exp(iqr) - \exp(-iqr)) \quad (11. III)$$

نعوض العلاقة (11.III) و العلاقة (5.III) في العلاقة (9.III) فنجد سعة التشتت لكمون دوتش-ديبي:

$$f(q) = -\frac{mze^2}{iq\hbar^2} \int_0^\infty \left( \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) - \exp\left(\frac{r}{\lambda_t}\right) \right) \left( \exp(iqr) - \exp(-iqr) \right) dr \quad (12.III)$$

هذا التكامل الاخير يؤول إلى أربع تكاملات حلولها على التوالي:

$$\int_0^\infty \exp r \left( iq - \frac{1}{\lambda_D} \right) dr = -\frac{1}{iq - \frac{1}{\lambda_D}} \quad (13.III)$$

$$\int_0^\infty \exp(-iq - \frac{1}{\lambda_D}) dr = \frac{1}{iq + \frac{1}{\lambda_D}} \quad (14.III)$$

$$\int_0^\infty \exp r \left( iq - \frac{1}{\lambda_t} \right) dr = -\frac{1}{iq - \frac{1}{\lambda_t}} \quad (15.III)$$

$$\int_0^\infty \exp r \left( -iq - \frac{1}{\lambda_t} \right) dr = \frac{1}{iq + \frac{1}{\lambda_t}} \quad (16.III)$$

بعد الجمع العلاقات التالية (13.III) و (14.III) و (15.III) و (16.III) نحصل على النتيجة النهائية للتكامل والتي

تمثل سعة التشتت لتصادم إلكترون-أيون بكمون دوتش-ديبي:

$$f(q) = \frac{2mze^2}{\hbar^2} \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_t^2} - \frac{1}{q^2 + \lambda_D^2} \right) \quad (17.III)$$

حيث:

$$\lambda_D^2 = \frac{1}{\lambda_D^2} \quad \text{و} \quad \lambda_t^2 = \frac{1}{\lambda_t^2}$$

### 5.III معامل التصادم الإلكتروني للتفاعل بكمون دوتش - ديبي

قام غريم (H. Griem) بإهمال التأثير الكمومي في التفاعل بين الإلكترون الحر والأيون المشع في البلازما، حيث اقتصرته دراسته للتصادم على الصورة الكلاسيكية، في مايلي نقوم بحساب معامل التصادم الإلكتروني البلازما بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي في التفاعل بين الإلكترون الحر والأيون المشع، ونستعين خلال ذلك بعلاقة غريم (H. Griem) لمعامل التصادم الإلكتروني في البلازما.

لدينا علاقة معامل التصادم الإلكتروني:

$$\phi = -\frac{4}{3}\pi N \left(\frac{\hbar}{e^2}\right)^2 \iint v^3 f(v) dv \rho d\rho \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (18. III)$$

نأخذ السرعات تبعاً لتوزيع ماكسويل للسرعات المعطى ب:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (19. III)$$

باستعمال العلاقة الأخيرة يصبح معامل التصادم الإلكتروني كالآتي:

$$\phi = -\frac{16}{3}\pi^2 N \left(\frac{\hbar}{e^2}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} \int v^5 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int \rho \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) d\rho \quad (20. III)$$

بدلاً من استعمال المقطع الفعال الكلاسيكي المعروف ب:

$$d\sigma = 2\pi\rho \frac{d\rho}{d\theta} \quad (21. III)$$

نختار في هذا العمل عبارة المقطع الفعال الذي أخذنا فيها بعين الاعتبار الفعل الكمومي:

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (22. III)$$

حيث  $d\Omega$  تمثل الزاوية الصلبة.

لإيجاد علاقة  $\rho d\rho$  نقارن بين العلاقتين (20.III) و (21.III) فنحصل على:

$$\rho d\rho = |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta = 2 |f(\theta)|^2 d\theta \cos\frac{\theta}{2} \sin\frac{\theta}{2} \quad (23.III)$$

حيث:

$$\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\rho d\rho = \frac{q^3}{4k^4} \left(\frac{2mze^2}{\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2 + \lambda_i^2} - \frac{1}{q^2 + \lambda_D^2}\right)^2 \quad (24.III)$$

نعوض (24.III) في عبارة معامل التصادم (9.III) فنحصل على:

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{16}{3} \pi^2 N \left(\frac{\hbar}{e^2}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} \int v^5 dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \\ & \times \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{1}{4k^4} \left(\frac{2mze^2}{\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2 + \lambda_i^2} - \frac{1}{q^2 + \lambda_D^2}\right)^2 q^3 dq \quad (25.III) \end{aligned}$$

حيث:

$$\frac{1}{k} = \frac{\hbar}{mv}$$

ومنه يصبح معامل التصادم الإلكتروني بالشكل التالي:

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{4}{3} \pi^2 N Z^2 \left(\frac{2\hbar}{m}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \\ & \times \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left(\frac{1}{q^2 + \lambda_i^2} - \frac{1}{q^2 + \lambda_D^2}\right)^2 q^3 dq \quad (26.III) \end{aligned}$$

نحسب تكامل مكسويل للسرعات:



$$\int_0^{\infty} v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) = \frac{K_B T}{m} \quad (27.III)$$

نحسب التكامل على  $q$  :

$$\int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_i^2} - \frac{1}{q^2 + \lambda_D^2} \right)^2 q^3 dq = \frac{\lambda_i^2 - \lambda_D^2}{2(\lambda_i^2 + \lambda_D^2)} - \frac{\lambda_i^2 + \lambda_D^2}{\lambda_i^2 - \lambda_D^2} \text{Ln}(\lambda_i^2 + \lambda_D^2) \\ + \frac{\lambda_i^2 + \lambda_D^2}{2(\lambda_i^2 - \lambda_D^2)} \left[ \text{Ln}(2\lambda_i^2) - \text{Ln}(2\lambda_D^2) \right] \quad (28.III)$$

بتعويض كل من :

$$q_{\min} = \frac{1}{\lambda_i} \quad \text{و} \quad q_{\max} = \frac{1}{\lambda_D}$$

نعوض عبارة كل من (27.III) و (28.III) في (26.III) فنحصل على عبارة معامل التصادم الإلكتروني

لتصادم أيون-إلكترون بكميون دوتش-ديبي:

$$\phi[s^{-1}] = -\frac{4}{3} \pi^2 N Z^2 \left( \frac{2\hbar}{m} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} \left( \frac{K_B T}{m} \right) \left[ \frac{\lambda_D^2 - \lambda_i^2}{2(\lambda_i^2 + \lambda_D^2)} - \frac{\lambda_i^2 + \lambda_D^2}{\lambda_D^2 - \lambda_i^2} \text{Ln} \left( \frac{\lambda_i^2 + \lambda_D^2}{\lambda_i^2 \lambda_D^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{\lambda_i^2 + \lambda_D^2}{2(\lambda_D^2 - \lambda_i^2)} \left[ \text{Ln} \left( \frac{2}{\lambda_i^2} \right) - \text{Ln} \left( \frac{2}{\lambda_D^2} \right) \right] \right] \quad (29.III)$$

نلاحظ أن عبارة معامل التصادم الإلكتروني في حالة تصادم أيون-إلكترون تتعلق بدرجة الحرارة والكثافة وكذا العدد الذري  $Z$  والكتلة المختزلة.

### 6.III خاتمة

توصلنا في هذا الفصل إلى علاقة معامل التصادم الإلكتروني في البلازما بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي , كما توصلنا أيضا إلى وصف كمون دوتش-ديبي وسعة التشتت من أجل إيجاد معامل التصادم الإلكتروني.

**الفصل الرابع**  
**الحساب التحليلي لمعامل التصادم الالكتروني**  
**وكمون دوتش-ديباي**

### 1.IV مقدمة

نحاول في هذا الفصل مقارنة بين الكمونات التالية: كمون كولوم، كمون دوتش و كمون دوتش-ديباي، ومعرفة مدى تأثير الكثافة ودرجة الحرارة عليهم وعلى نسبة الفرق بين الكمونات. نأخذ كمثال على ذلك بلازما الهيليوم.

نستعمل في مايلي الترميزات التالية:

PC: كمون كولوم.

PD: كمون دوتش.

PDD: كمون دوتش-ديباي.

$P_1$ : تعبر عن نسبة الفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي.

$$P_1 = \frac{PC - PDD}{PC} \times 100$$

$P_2$ : تعبر عن نسبة الفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش.

$$P_2 = \frac{PC - PD}{PC} \times 100$$

للأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي من خلال الشرط  $\lambda_D < \lambda_p$ ، وجب علينا إتخاذ من أجل كل كثافة درجات حرارة تحقق

العلاقة السابقة، ومنه قمنا باختيار في كل مرة قيمة حدية دنيا لدرجة الحرارة من أجل كل كثافة  $N$ :

$$T > 1.0803 \times 10^{-6} \sqrt{N}$$

بنفس الكيفية قمنا بتحديد كثافة حدية قصوى من أجل كل درجة حرارة معينة، بحيث يكون الشرط الكمومي محقق:

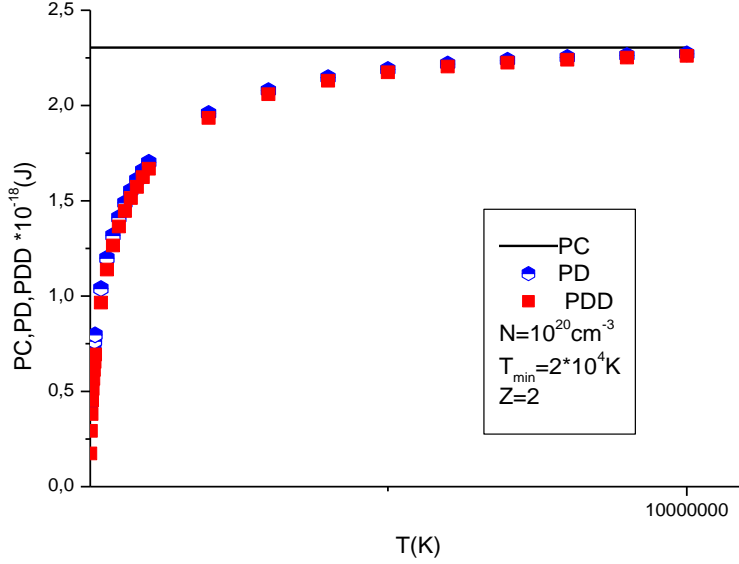
$$N < 8.5686 \times 10^{11} T^2$$

من خلال برنامج رقمي نرسم معامل التصادم الالكتروني بدلالة عدة مقادير: درجة الحرارة  $T$ ، الكثافة الالكترونية  $N$  والعدد

الذري  $Z$ .

## 2.IV تأثير درجة الحرارة على الكمونات

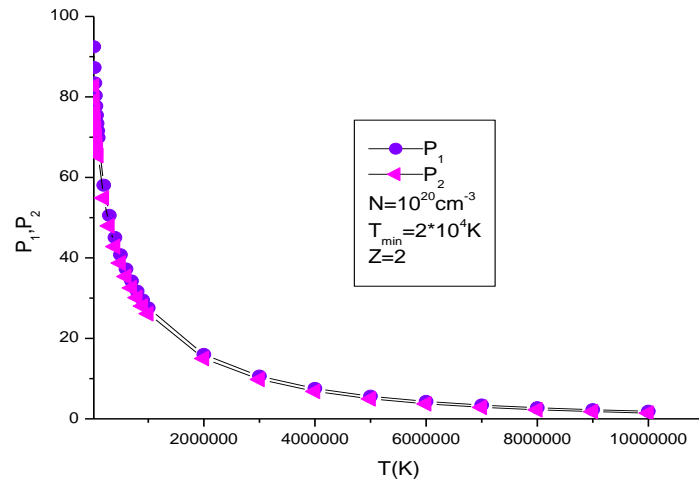
من أجل درجات حرارة مختلفة، نرسم الكمونات التالية PC ، PD ، PDD



الشكل (1): يمثل تغير كمون كولوم، كمون دوتش و كمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة

ومن أجل كثافة إلكترونية  $N = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  للهيليوم

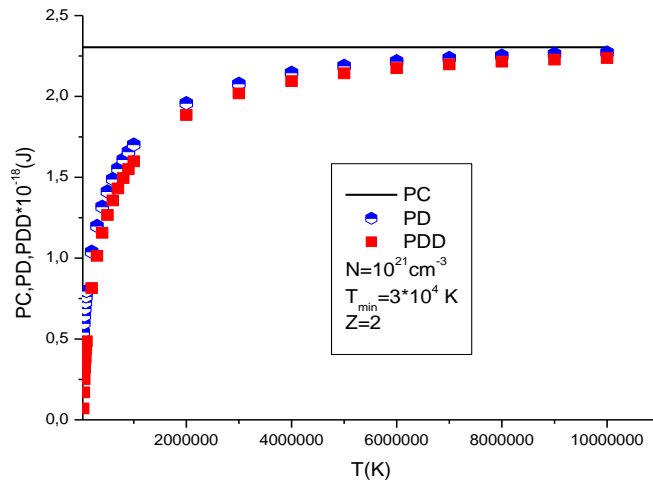
الشكل (1) يظهر لنا تغير كل من كمون كولوم، كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة للبلازما الهيليوم، حيث أخذنا  $T_{\min} = 2 \times 10^4 \text{ K}$  والتي تمثل أقل قيمة لدرجة الحرارة، التي من أجلها يأخذ الفعل الكومومي بعين الاعتبار، وذلك من أجل كثافة قدرها  $N = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . فنلاحظ من خلال هذا الشكل أن كمون كولوم ثابت كلما تزايدت درجة الحرارة، كما نلاحظ أيضا تزايد كمون دوتش و كمون دوتش-ديباي كلما زادت درجة الحرارة و ينطبقان تقريبا. بينما الكمونات بعيدان عن كمون كولوم في مجال درجة الحرارة الأقل وينطبقان عليه في مجال درجة الحرارة العالية.



الشكل (2): يمثل تغير النسبة المئوية للفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي  $P_1$ ، وبين كمون كولوم وكمون دوتش  $P_2$  بدلالة درجة الحرارة

من خلال الشكل (2) يوضح تغير النسبة المئوية للفرق بين الكمونات  $P_2$  و  $P_1$ ، من أجل الكثافة  $N = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  ودرجة حرارة دنيا  $T_{\min} = 2 \times 10^4 \text{ K}$  نسبة الفرق بين الكمونات  $P_2$  و  $P_1$  منطبقان ويتناقصان بزيادة درجة الحرارة أي أن التناسب

عكسي .



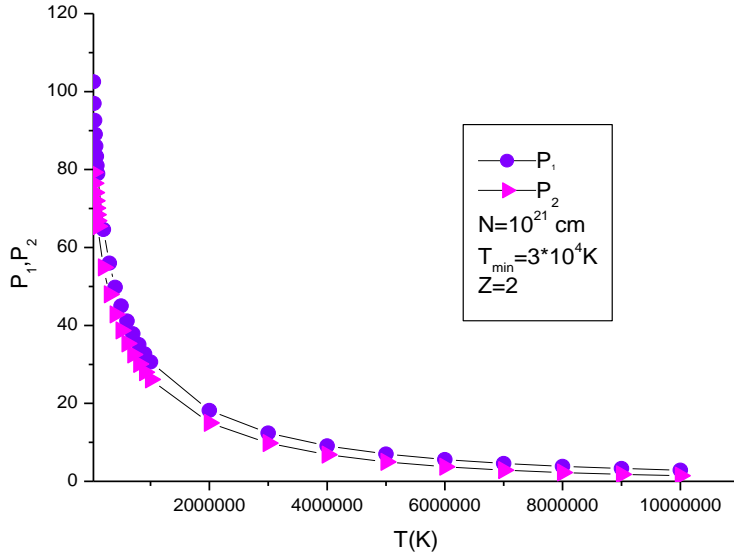
الشكل (3): يمثل تغير كمون كولوم، كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة

ومن أجل كثافة إلكترونية  $N = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  للهيليوم.

يمثل الشكل (3) تغير كل من كمون كولوم، كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة  $N = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  و

دوتش-ديباي بزيادة درجة الحرارة و ينطبقان مع كمون كولوم في درجات الحرارة العالية.  $T_{\min} = 3 \times 10^4 \text{ K}$ ، نلاحظ من خلال الشكل أن كمون كولوم ثابت، كما نلاحظ أيضا تزايد كل من كمون دوتش وكمون

دوتش-ديباي بزيادة درجة الحرارة و ينطبقان مع كمون كولوم في درجات الحرارة العالية.

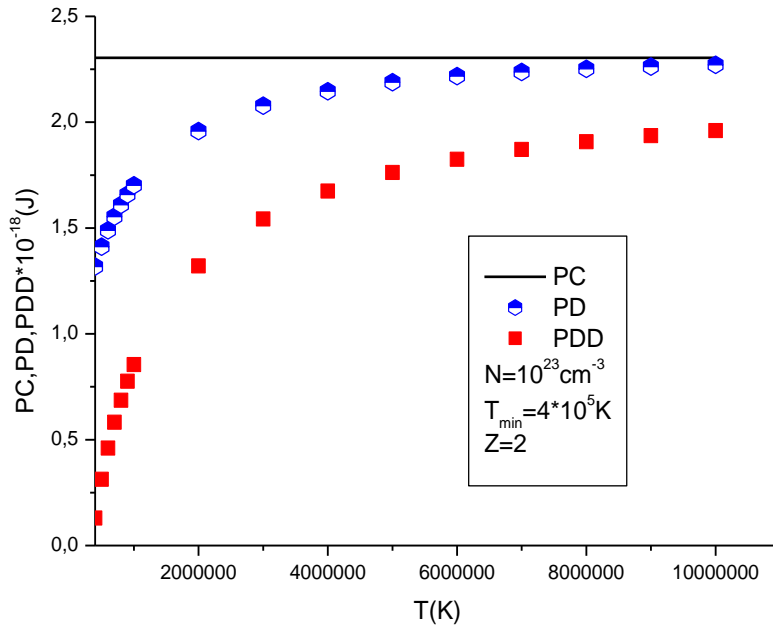


**الشكل (4):** يمثل تغير النسبة المئوية للفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي  $P_1$ ، وبين كمون كولوم و كمون دوتش  $P_2$

بدلالة درجة الحرارة

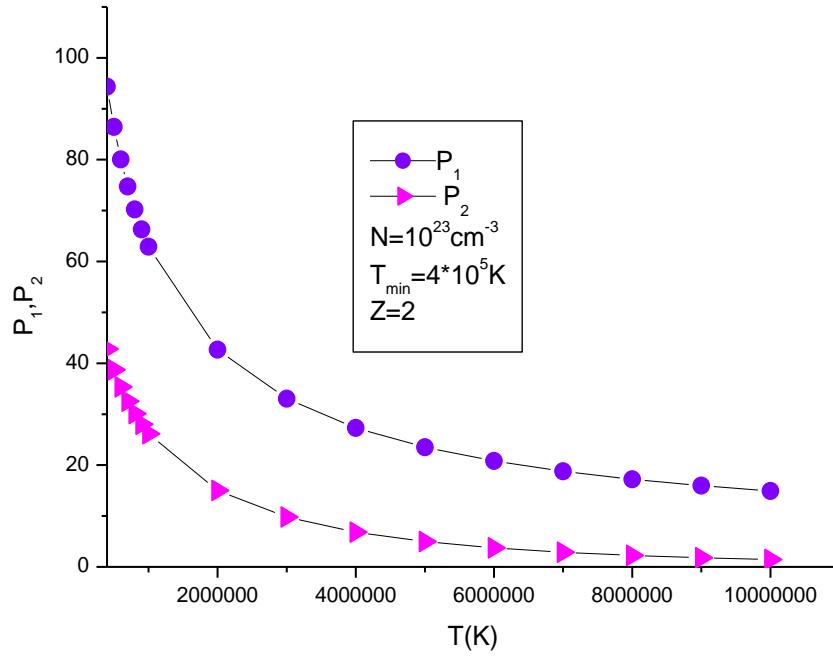
يبين الشكل (4) تغير النسبة المئوية للفرق بين الكمونات  $P_2$  و  $P_1$ ، بدلالة درجة الحرارة حيث تتناقص هذه النسبة كلما زادت

درجة الحرارة عند كثافة معين.



الشكل (5): يمثل تغير كمون كولوم، كمون دوتش و كمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة ومن أجل كثافة إلكترونية  $N = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  للهيليوم.

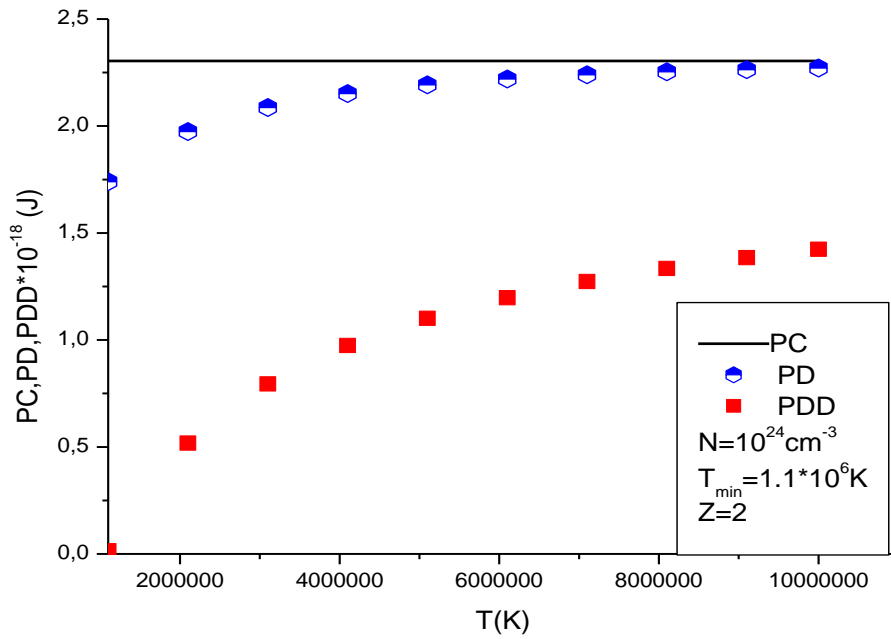
يصف الشكل (5) تغير كل من من كمون كولوم، كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة من أجل  $N = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  و  $T_{\min} = 4 \times 10^5 \text{ K}$ ، كما نلاحظ ثبات كمون كولوم، وزيادة الفرق بين كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي مع زيادة درجة الحرارة، وذلك أن كمون دوتش-ديباي يتناقص بشكل كبير عن قيمته في المنحنى (3). إذن يمكن أن نستنتج أن كمون دوتش-ديباي يتأثر بجدة بالكثافة الإلكترونية.



الشكل (6): تغير النسبة المئوية للفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي  $P_1$ ، وبين كمون كولوم وكمون دوتش  $P_2$  بدلالة درجة الحرارة.

يوضح الشكل (6) تناقص النسبة المئوية للفرق بين الكمونات  $P_1$  و  $P_2$ ، كما نلاحظ تباعد  $P_2$  عن  $P_1$ ، عند كثافة  $N = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  ودرجة حرارة  $T_{\min} = 4 \times 10^5 \text{ K}$ . ونلاحظ أن النسبة  $P_1$  تصل إلى 94.35% بينما النسبة  $P_2$  تصل إلى 42.8%.





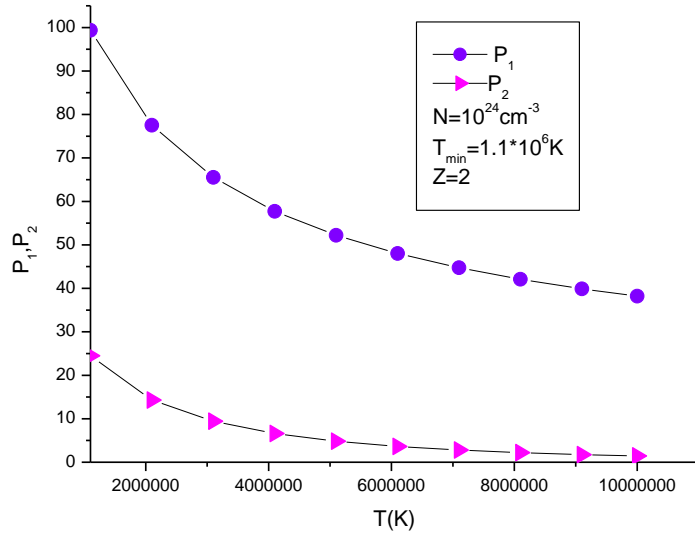
الشكل (7): يمثل تغير كمون كولوم، كمون دوتش و كمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة

ومن أجل كثافة إلكترونية  $N = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$  للهيليوم.

يبين الشكل (7) تغير كل من كمون كولوم، كمون دوتش و كمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة من أجل

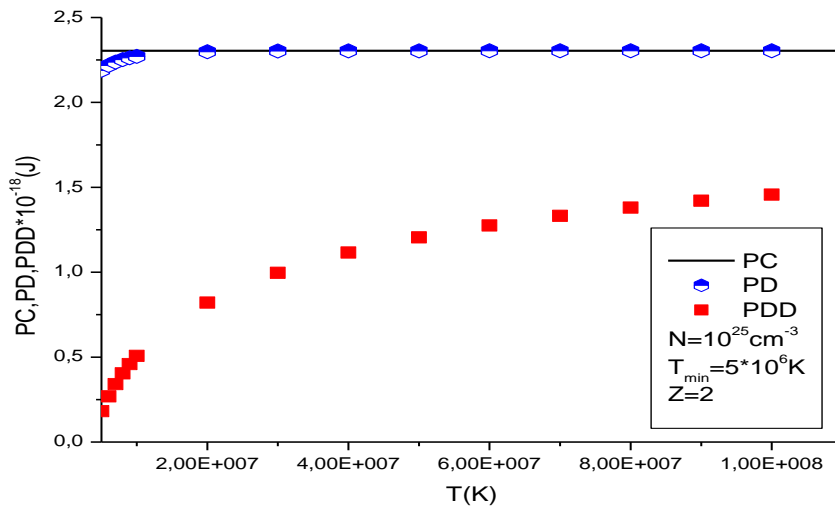
ديباي، واقترب كمون دوتش من كمون كولوم وينطبق عليه في مجال درجة الحرارة العالية.  $T_{\min} = 1.1 \times 10^6 \text{ K}$  و  $N = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$  فيصف ثابت كمون كولوم، وزيادة الفرق بين كمون دوتش وكمون دوتش-

ديباي، واقترب كمون دوتش من كمون كولوم وينطبق عليه في مجال درجة الحرارة العالية.



الشكل (8): يمثل تغير النسبة المتقوية للفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي  $P_1$ ، وبين كمون كولوم وكمون دوتش  $P_2$  بدلالة درجة الحرارة.

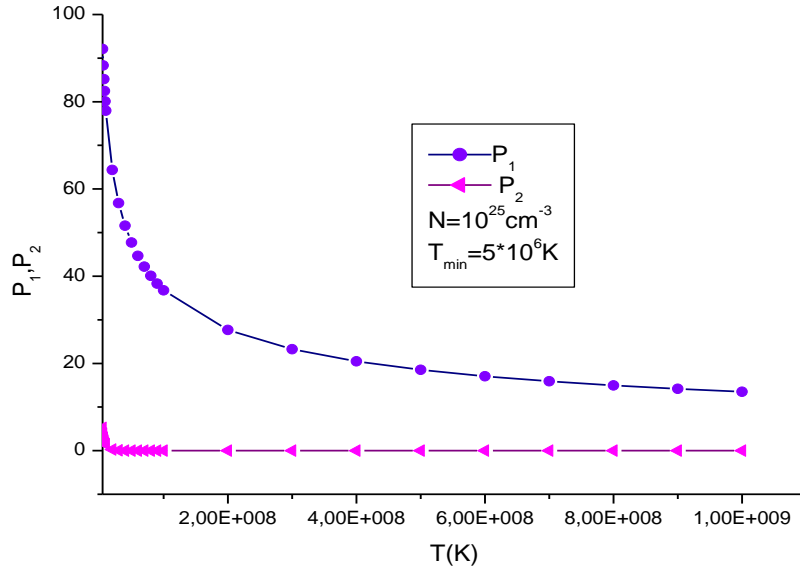
يصف الشكل (8) تغير النسبة المتقوية لفرق الكمونات  $P_2$  و  $P_1$  بدلالة درجة الحرارة، فنلاحظ تناقص كل من  $P_2$  و  $P_1$ ، بزيادة درجة الحرارة وزيادة الفرق بينهما.



الشكل (9): يمثل تغير كمون كولوم، كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة.

ومن أجل كثافة إلكترونية  $N = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$  للهيليوم

يمثل الشكل (9) تغير الكمونات بدلالة درجة الحرارة  $N = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$  و  $T_{\min} = 5 \times 10^6 \text{ K}$ ، فنلاحظ من خلال الشكل ثبوت وتطابق كل من كمون كولوم وكمون دوتش وزيادة الفرق بين دوتش وكمون دوتش-ديباي.

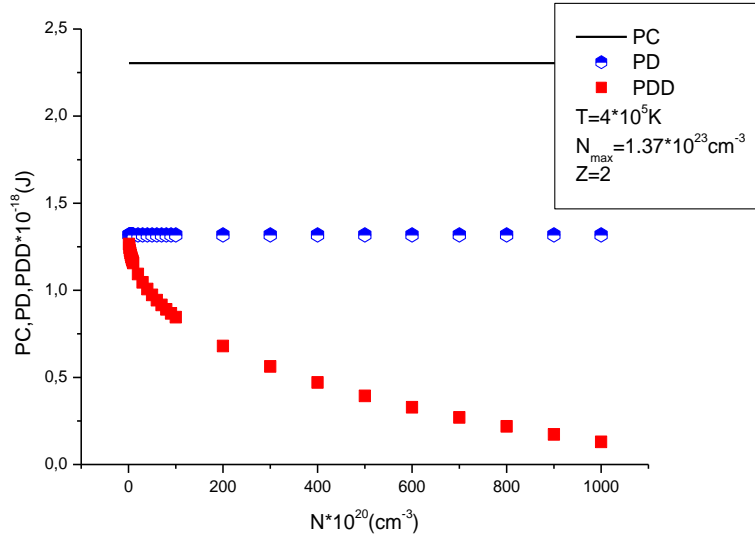


**الشكل (10):** يمثل تغير النسبة المئوية للفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي  $P_1$ ، وبين كمون كولوم وكمون دوتش  $P_2$  بدلالة درجة الحرارة.

يوضح الشكل (10): تغير النسبة المئوية لفرق الكمونات  $P_1$  و  $P_2$  بدلالة درجة الحرارة، فنلاحظ تناقص  $P_1$  كلما زادت درجة الحرارة وثبوت  $P_2$  بزيادة درجة الحرارة. عند الكثافة  $N = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ ، وتصل قيمة النسبة  $P_1$  إلى 92.09%، بينما  $P_2$  تكون 5.23%.

### 3.IV تأثير الكثافة على الكمونات

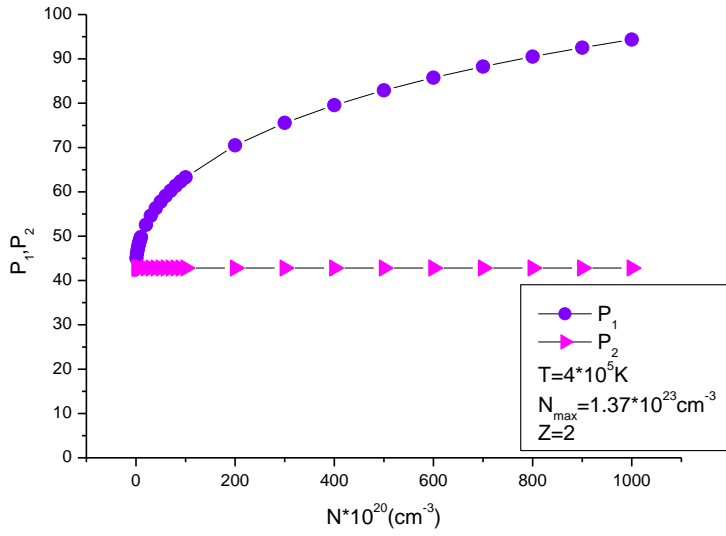
من أجل كثافات مختلفة، نرسم الكمونات التالية: PC، PD، PDD



الشكل (11): يمثل المنحنى تغير كل من كمون كولوم، كمون دوتش وكمون دوتش-ديباي بدلالة الكثافة.

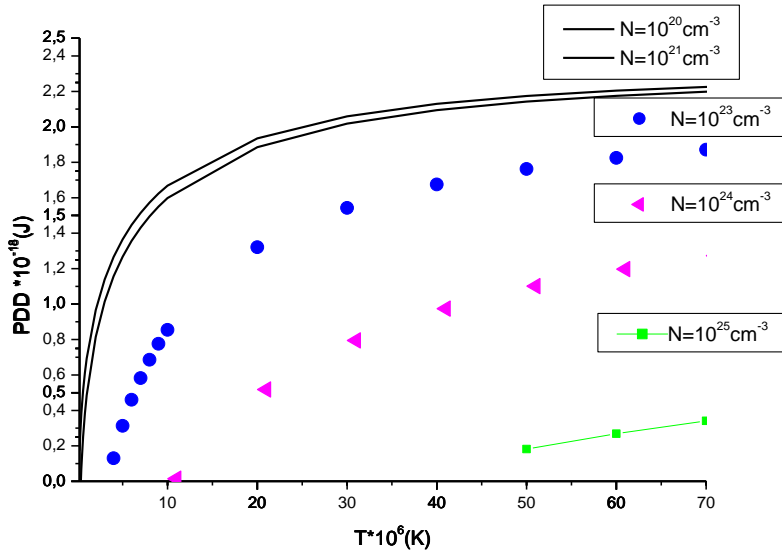
يوضح الشكل (11) تغير الكمونات بدلالة الكثافة من أجل  $T = 4 \times 10^5 K$  و  $N_{\max} = 1.37 \times 10^{23} cm^{-3}$ . يبين لنا

هذا الشكل ثبوت PC و PD بتغير الكثافة، بينما كمون دوتش-ديباي يتناقص بزيادة الكثافة.



الشكل (12): يمثل تغير النسبة المئوية للفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي  $P_1$ ، وبين كمون كولوم وكمون دوتش  $P_2$  بدلالة الكثافة.

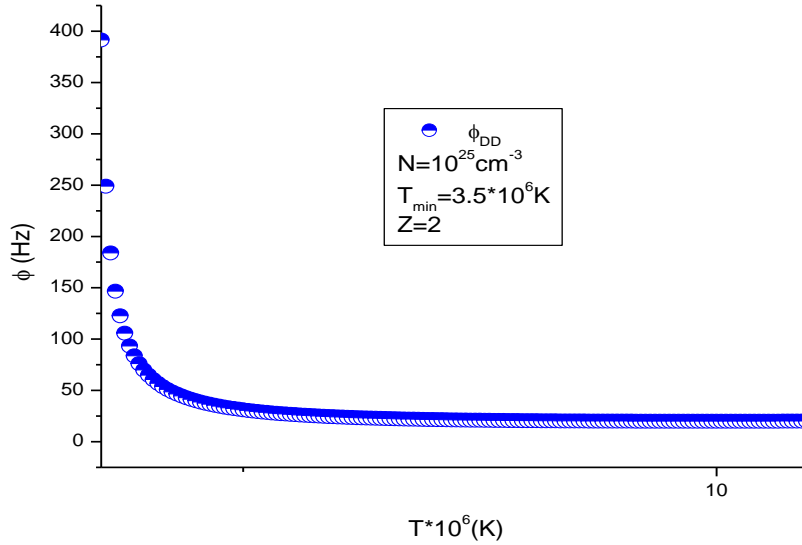
يوضح الشكل (12) تغير نسبة الفرق بين الكمونات بدلالة الكثافة، حيث نلاحظ تزايد نسبة الفرق بين كمون كولوم وكمون دوتش-ديباي بزيادة الكثافة الإلكترونية، حيث تصل إلى غاية 94.35%.



الشكل (13): يمثل المنحنى تغير كمون دوتش-ديباي بدلالة درجة الحرارة ومن اجل كثافات الكترونية مختلفة.

يمثل الشكل (13) تغير كمون دوتش-ديباي بدلالة درجة حرارة من أجل كثافات إلكترونية مختلفة، هذا الشكل يوضح لنا أن كمون دوتش-ديباي يتناقص كلما تزايدت الكثافة الإلكترونية. ومن جهة أخرى يتزايد الكمون بزيادة درجة الحرارة.

#### 4.IV تأثير درجة الحرارة على معامل التصادم الإلكتروني

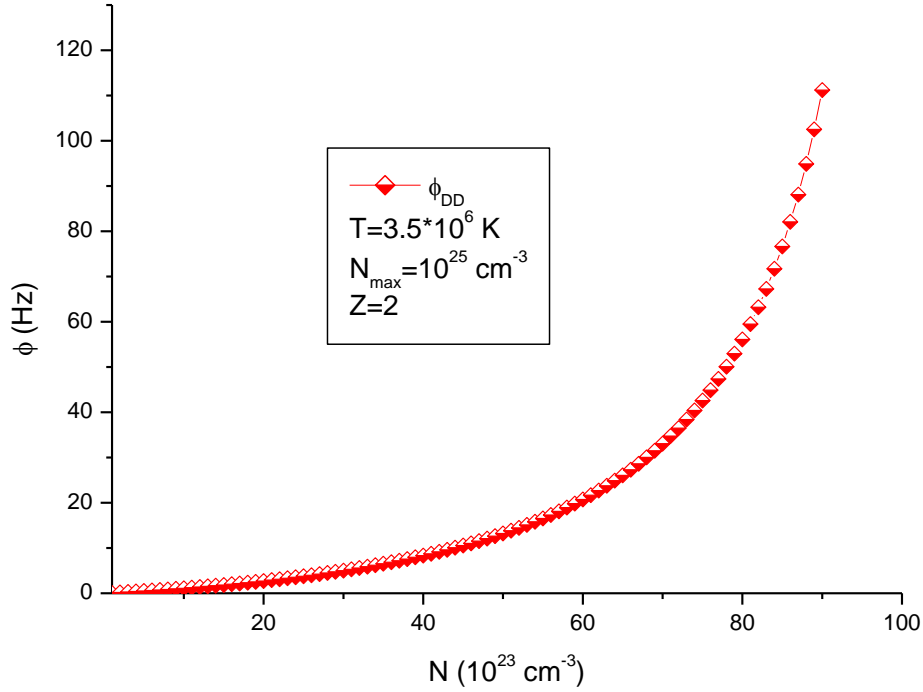


الشكل (15): يمثل تغير معامل التصادم الإلكتروني لبلازما الهيليوم بدلالة درجة الحرارة

$$N = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$$

يبين الشكل (15) تغير معامل التصادم الإلكتروني بدلالة درجة الحرارة وذلك من أجل  $N = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$  و  $T_{\min} = 3.5 \times 10^6 \text{ K}$  ، نلاحظ من خلال الشكل تناقص معامل التصادم الإلكتروني بزيادة درجة الحرارة تقريبا يهمل عند درجات الحرارة العالية.

5.IV تأثير الكثافة على معامل التصادم الإلكتروني

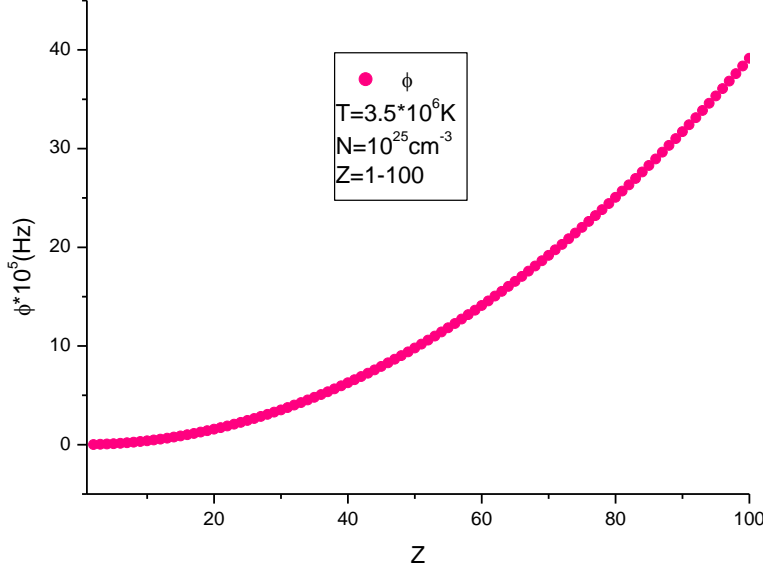


الشكل (16): يمثل تغير معامل التصادم الإلكتروني بدلالة الكثافة الإلكترونية لبلازما الهيليوم من أجل

$$T = 3.5 \times 10^6 K$$

يوضح الشكل (16) تغير معامل التصادم الإلكتروني بدلالة الكثافة وذلك من أجل  $T = 3.5 \times 10^6 K$  و  $N_{\max} = 10^{25} cm^{-3}$  ، فنلاحظ من خلال الشكل تزايد معامل التصادم الإلكتروني بزيادة الكثافة.

#### 6.IV تأثير العدد الذري على معامل التصادم الإلكتروني



الشكل (17): يمثل تغير معامل التصادم الإلكتروني بدلالة العدد الذري  $Z$  من أجل درجة حرارة  $T = 3.5 \times 10^6 K$  وكثافة الإلكترونات  $N = 10^{25} cm^{-3}$ .

يمثل الشكل (17) تغير معامل التصادم الإلكتروني بدلالة العدد الذري  $Z$  من أجل درجة الحرارة  $T = 3.5 \times 10^6 K$  والكثافة الإلكترونية  $N = 10^{25} cm^{-3}$ . نلاحظ من خلال هذا الشكل زيادة معامل التصادم الإلكتروني بزيادة العدد الذري  $Z$ .

#### 7.IV خاتمة

وجدنا في هذا الفصل أن كمون دوتش-ديباي يتناسب طرذاً مع درجة الحرارة، وعكساً مع الكثافة. كما أن نسبة التصحيح بكمون دوتش-ديباي تزداد كلما كانت الكثافة أكبر ودرجة الحرارة أقل، مع الأخذ بعين الاعتبار درجة الحرارة الدنيا الموافق لكل كثافة. تصل هذه النسبة إلى غاية 92.03% من أجل الكثافة  $N = 10^{25} cm^{-3}$  ودرجة الحرارة  $T_{min} = 5 \times 10^6 K$ . ووجدنا كذلك أن معامل التصادم الإلكتروني يزداد بزيادة الكثافة والعدد الذري، بينما يتناقص كلما ازدادت درجة الحرارة.



# خاتمة عامة وتوصيات

## 1- خاتمة

السبب الرئيسي للتعرض في وسط البلازما هو الحقل الكهربائي المتولد من طرف الإلكترونات، والذي يسبب تزاوج بين مستويات الطاقة تدعى بفعل ستارك.

تأثير هذه الاضطرابات يمكن ان يمثل في صيغة الخطوط المعزولة بمقدار معامل التصادم الإلكتروني  $\phi$ . في أعمال سابقة تم حساب  $\phi$  في حالة الأيونات المشعة في حدود غياب فعل الحجب، مستخدما مسارات قطع زائد من أجل الإلكترونات المسببة للاضطراب ومن أجل تفاعل قوى في حالة تجاذب بين الأيون المشع والإلكترون الحر، أخذنا المتوسط على السرعة  $V$  ومعامل الصدم  $\rho$ .

هذه الأعمال النظرية كانت تدور حول تأثير الكمون كولومي بين الأيون المشع و الإلكترون الحر، حيث كان مسار الإلكترون الحر إما قطع زائد أو مستقيم (إهمال الكمون الكولومي) في حساب معامل التصادم الإلكتروني للخطوط المعزولة غير المتوالد.

قمنا في عملنا هذا بحساب معامل التصادم الإلكتروني، بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكومومي وكذا فعل الحجب في التفاعل بين الإلكترون الحر والأيون المشع. هذا التأثير يترجم بصفة مباشرة في عبارة الكمون الذي سمي بكمون دوتش-ديباي.

توصلنا إلى عبارة تحليلية لكمون دوتش-ديباي باستعمال تقريب كمومي  $\lambda_p < \lambda_d$ ، وقمنا بدراسة تأثير درجة الحرارة والكثافة الإلكترونية على كمون دوتش-ديباي. كما أجرينا مقارنات بين هذا الكمون وكمون كولوم وكمون دوتش من أجل تقييم التصحيح على الكمون بالفعلين الكومومي والحجب.

وجدنا من خلال دراستنا لكمون دوتش-ديباي، أنه يتناسب طرذا مع درجة الحرارة، وعكسا مع الكثافة. كما أن نسبة التصحيح بكمون دوتش-ديباي تزداد كلما كانت الكثافة أكبر ودرجة الحرارة أقل، مع الاخذ بعين الاعتبار درجة الحرارة الدنيا الموافق لكل كثافة. تصل هذه النسبة إلى غاية 92.03% من أجل الكثافة  $N = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$  و درجة الحرارة  $T_{\min} = 5 \times 10^6 \text{ K}$

بإدخال الفعل الكومومي لا يكون هناك معنى لمعامل الصدم أثناء التفاعل بين الإلكترون الحر والأيون المشع، ومن ثما لا وجود لمعنى مسار الإلكترون لأن هذا الأخير يدرس هنا بطبيعتها الموجية. بناء على هذه الإعتبارات قمنا بحساب سعة التشتت لكمون دوتش-ديباي، ثم تحصلنا على عبارة معامل التصادم الإلكتروني لهذا الكمون. فوجدنا أن هذا الأخير يزداد بزيادة الكثافة والعدد الذري، بينما يتناقص كلما ازدادت درجة الحرارة.

## 2- توصيات

- إجراء مقارنات بين معامل التصادم بكمون كولوم (Griem) ومعامل التصادم الإلكتروني بكمون دوتش-ديباي

- حساب مؤثر التصادم الإلكتروني وكذا علاقة خط طيف الإشعاع.

المراجع

[1] K. Chenini ; ” Etude des effets microscopiques de l'opacité et de la non homogénéité des champs électriques locaux sur la redistribution du rayonnement dans les plasmas denses et chaud ” ; Thèse de doctorat, Université Kasdi Merbah, Ouargla, (2011).

[2] E. Lindholm ; Ark.Mat.Astron.Fysik 28 B, 3 (1941).

[3] M. Baranger ; Phys. Rev. 111, 481 (1958).

[4] M.Baranger ; Phys. Rev. 111, 494 (1958).

[5] M. Baranger ; Phys. Rev. 112, 855 (1958).

[6] P. W. Anderson ; Phys. Rev. 76, 647 (1949).

[7] H. R. Griem, and K. Y. Shen ; Phys. Rev. 116, 4 (1959).

[8] J. L. Delcroix et A. Bers ; ” Physique des Plasma ” ; inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).

[9] I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sci., U. S., 14, 627, (1928).

[10] A. J. Perrin and J. Jolly. ” Plasma froids décharge». Technique de l'ingénieur. D2830.

[11] B. Held;” physique de plasmas froids ”; Ed. Masson, Paris, (1994).

[12] P. Fauchais . ” Gaz ionisé et plasma ”.Technique de l'ingénieur. AF60.

[13] R.O.DENDY . ” plasma Dynamics” , OX ford Academic .pres (1990).

[14] F. Khelfaoui ; ” Modèles de profils Stark d'ions multichargés dans les plasmas chauds” ; Thèse de doctorat ; Université de Provence, France (1991).

[15] سليمة قريشة، « استخدام نموذج الجسيمات المستقلة لحساب دوال توزيع المشتقات الفضائية للحقل الكهربائي الأيوني الموضوعي في البلازما » ، أطروحة دكتوراه ، جامعة قاصدي مرباح 2013 ورقة.

[16] إسماعيل شبيحي، « حساب دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ومشتقاتها داخل البلازما باستخدام المحكات العددية مونت كارلو تطبيق على طيف الهليوم» ، رسالة دكتوراه في فيزياء البلازما ، جامعة قسنطينة (2005).

[17] L. Ben mebrook ; ” Etude des spectres d'émission d'ions de déposition sur couches minces ” ; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003).

[18] C. Pecker. Wimel ; " Introduction à la spectroscopie des plasmas " ; Gordon et Breach. Science publishers, Inc. New York, (1967).

[19] K. Chénini ; " Contribution à l'étude de la redistribution du rayonnement dans les plasmas" ; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2000).

[20] A. Bers. J. L. Delacroix," Physique des plasmas ", Savoir Actuel, InterEditions CNRS Editions, Paris,(1994).

[21] L. D .Landau and E. M. Lifshitz; " Quantum Mechanics (non relativistic Theory) " ; New York, (1977).

[22] S. Sahal-Bréchet ; Astron. Astrophys. 2, 322 (1969).

[23] W. L. Wise; "plasma Diagnostic Techniques ", ed. by R. H. Huddlestone and S. L .Loenard, Academic Press, New York, (1965).

## ملخص

يجيب طيف الخطوط بتعريض أو إزاحة علي مختلف التفاعلات بين المشع والإضطرابات التي تسبق أو تزامن الإشعاع. فغالبا ما تعوض القيمة المتوسط للفعل الإلكتروني بمعامل التصادم الإلكتروني.

في هذه المذكرة، قمنا بحساب هذا المعامل من أجل الخطوط المعزولة دون وجود البنية الدقيقة، حيث أخذنا الفعل المتوسط للتصادمات وفق السرعات الابتدائية. نعتبر أن حركة الإلكترون تكون حول الأيون المشع في البلازما، أين يكون التفاعل المأخوذ يحوي فعل كولوم، الفعل الكمومي وكذا فعل الحجب، وهذا يتمثل في كمون سميناه كمون دوتش-ديباي. توصلنا في هذا العمل ولأول مرة إلى عبارة معامل التصادم الإلكتروني في البلازما تخضع لكمون دوتش-ديباي. قدمنا كذلك مجموعة مقارنات لمختلف قيم الكثافة الإلكترونية، العدد الذري، ودرجة الحرارة.

**الكلمات المفتاحية:** معامل التصادم الإلكتروني، تعريض ستارك، التصادم الإلكتروني.

## Résumé

Le spectre des raies répond aux diverses interactions entre l'émetteur et les perturbateurs qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et /ou un déplacement. La valeur moyenne de l'effet électronique est souvent remplacée par un opérateur de collision électronique.

Dans ce mémoire, cet opérateur est calculé pour des raies isolées sans structure fine. Nous prenons la moyenne de collisions selon les vitesses initiales. Nous considérons alors le mouvement de l'électron autour de l'ion émetteur où est l'interaction prise contient l'effet Coulomb, l'effet quantique et l'effet d'écran, nous avons appelé le potentiel de Deutsh-Debye. Nous avons obtenu, pour la première fois, un opérateur de collision avec potentiel de Deutsh-Debye. Un ensemble de comparaison a été faite pour différentes valeurs de la densité électronique, du nombre atomique et de la température.

Mots clés: collision électronique, élargissement Stark, opérateur de collision électronique.

## Abstract

The lines spectrum responds to the different interactions between the transmitter and the perturbbers which preceded or accompanied the emission, by a broadening and/or a displacement. The average value of the electronic effect is often replaced by an electronic collision operator.

In this thesis, this operator is calculated for isolated lines without fine structure. The average effect of these collisions is calculated with the initial velocity according to the Maxwell velocity distribution. Then we consider the movement of the electron around the transmitting ion, where is the interaction taken contains the Coulomb effect, quantum effect and screen effect, we called the potential of Deutsh-Debye. We obtained, for the first time, a collision operator with a potential of Deutsh-Debye. Many of comparison were made for various values of the electronic density, of the atomic number, and of the temperature.

Key words: electronic collision, Stark broadening, collision electronic operator.